

**Durchführung von Langzeitmessungen mit
dem Mainzer Neutrinomassenexperiment
und Ermittlung einer neuen Obergrenze
für die Masse des Elektronantineutrinos**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
“Doktor der Naturwissenschaften “
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Lutz Bornschein
geboren in Hannover

Mainz 2002

Zusammenfassung

Das Mainzer Neutrinomassenexperiment untersucht das β -Spektrum von Tritium in der Nähe des Endpunktes und bestimmt daraus die Ruhemasse des Elektronantineutrinos. Die Messungen werden mit einem integrierenden, elektrostatischen Gegenfeldspektrometer durchgeführt, bei dem das Prinzip der magnetischen adiabatischen Kollimation angewandt wird, um gleichzeitig eine hohe Raumwinkelakzeptanz (bis max. 2π) und eine sehr gute Energieauflösung ($\Delta E/E \approx 1/4000$) zu erreichen. Als Tritiumquellen werden abschreckend kondensierte Tritiumfilme eingesetzt, deren Schichtdicke mittels eines ellipsometerischen Verfahrens kontrolliert wird.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit bestand darin, Langzeit-Tritiummessungen mit der Mainzer Apparatur durchzuführen, um den statistischen Fehler der Neutrinomassenbestimmung soweit zu senken, daß das Sensitivitätslimit der Mainzer Apparatur von $2 \text{ eV}/c^2$ weitgehend ausgeschöpft wird. Dazu sollten reproduzierbar Messungen hoher Güte durchgeführt werden, um Störungen in den gemessenen β -Spektren, wie sie in einem Teil der Daten des Jahres 1998 aufgetreten sind, zu vermeiden bzw. Erklärungen für diese zu finden. Insbesondere sollten die widersprüchlichen Ergebnisse zu der aus Troitsk berichtete Anomalie im Tritium- β -Spektrum überprüft werden. Diese Anomalie beschreibt eine monoenergetische Linie variabler Amplitude einige eV unterhalb des β -Endpunktes, deren Position mit einer Halbjahresperiode zu variieren schien.

Im Jahre 1999 wurden drei Meßphasen von insgesamt annähernd 4 Monaten Dauer durchgeführt. Mit den dabei gewonnenen Daten konnte der statistische Fehler der Observablen, des Neutrinomassenquadrates m_ν^2 , um nahezu einen Faktor 3 gesenkt werden. Während der Auswertung der Daten der Langzeitmessungen ist ein bisher unberücksichtigter systematischer Fehler entdeckt worden. Es handelt sich dabei um die Restgaskondensation von Wasserstoff auf den Quellfilm. Der Einfluß dieses Effektes wächst mit länger werdenden Meßzeiten und ist daher bei früheren Messungen nicht signifikant in Erscheinung getreten.

Die mit dem Mainzer Experiment 1999 gemessenen Tritium- β -Spektren weisen keinerlei Störungen auf, womit sie mit der Messung Q5 des Jahres 1998 in guter Übereinstimmung sind. Auch traten keine Anzeichen für die "Troitsk Anomalie" in den Mainzer Daten von 1999 auf, sodaß von einem apparativen Artefakt in den Daten der Troitsker Gruppe ausgegangen werden muß.

Bei einer Beschränkung des Auswerteintervalls auf einen Bereich von 70 eV unterhalb des β -Endpunktes lautet das kombinierte Ergebnis der Messung Q5 von 1998 und Messungen Q6, Q7 und Q8 von 1999:

$$m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4 = -1,6 \pm_{2,2}^{2,5} \text{ stat} \pm 2,1_{\text{sys}} \text{ eV}^2$$

Daraus konnte eine verbesserte Obergrenze für die Masse des Elektronantineutrinos abgeleitet werden:

$$m_{\bar{\nu}_e} c^2 \leq 2.2 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L., unified approach})$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Mainzer Neutrinomassenexperiment	11
2.1	Das Tritium- β -Spektrum	11
2.2	Der experimentelle Aufbau	15
2.2.1	Das MAC-E-Filter – Funktionsprinzip	17
2.2.2	Das Spektrometer	20
2.2.2.1	Der magnetische Krümmer	21
2.2.2.2	Die Hochspannungsversorgung	22
2.2.3	Die Quellapparatur	25
2.2.4	Der Detektor	28
2.2.5	Die Aufnahme eines β -Spektrums	30
2.2.6	Die Transmissionsfunktion	31
2.2.7	Das Datenaufnahmesystem	34
2.2.8	Die Experimentüberwachung	37
2.3	Die Messungen 1997/1998	40
2.3.1	Ergebnisse	40
2.3.2	Troitsk Anomalie	41
2.3.3	Obergrenzen für m_ν^2 aus den Messungen 1997/1998	43
3	Die Messungen von 1999	45
3.1	Überblick über die Messungen von 1999	45
3.2	Durchführung der Messungen	47
3.2.1	Energiekalibrationsmessung mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$	48
3.2.2	Schichtdickenbestimmung der Quellfilme	49

3.2.3	Erste Präparation eines abschreckend kondensierten Tritiumfilms großer Dicke zur direkten Bestimmung der optischen Refraktionskonstanten.	56
3.2.4	Pulsung und Untergrund	63
3.2.5	Mögliche Quellen für Untergrundelektronen	65
3.2.6	Der Untergrund während der Tritiummeßphasen	67
3.2.7	Während der Messung überwachte Parameter	68
3.3	Aufbereitung der Meßdaten und Rohdatenanalyse	69
4	Datenauswertung und Ergebnisse	75
4.1	Die Anpassungsfunktion	75
4.2	Systematische Unsicherheiten	78
4.2.1	Energieverluste der Elektronen im Quellfilm	78
4.2.2	Elektronische Endzustände des Tochtermoleküls	80
4.2.3	Nachbarschaftsanregung im Festkörper	81
4.2.4	Selbstauffladung des Tritium-Quellfilms	81
4.2.5	Weitere Beiträge zum systematischen Fehler	84
4.3	Erste Auswertung der Messungen von 1999	86
4.4	Betrachtung der zusätzlichen Energieverluste...	88
4.4.1	H ₂ -Bedeckung des Quellfilms als Ursache für zusätzliche Energieverluste	88
4.4.2	Modell für die Bedeckung des Quellfilms mit H ₂	92
4.4.2.1	Abschätzung der Bedeckung aus Schichtdickenänderung und Abnahme der Quellaktivität	92
4.4.2.2	Abschätzung der Bedeckung aus der Verschiebung des Ergebnisses für den Fitparameter m_ν^2 für zeitlich aufeinander folgende Teildatensätze.	95
4.5	Die Ergebnisse der Messungen von 1999	97
4.5.1	Standardanalyse und statistische Signifikanz	98
4.5.2	Einfluß der systematischen Fehler auf m_ν^2	101
4.5.3	Untersuchung auf systematische Effekte in Teildatensätzen	105
4.5.4	Neue Obergrenze für die Masse des Elektronantineutrinos	111
4.6	Suche nach der "Troitsk Anomalie"	113

5	Diskussion und Ausblick	119
5.1	Diskussion der Ergebnisse der Messungen 1999	119
5.2	Weitere Aktivitäten der Mainzer Neutrino Gruppe	122
A	Meßpunktverteilung der Tritiummeßphasen...	125
B	Durchführung einer standardisierten...	129

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ergebnisse aller Tritium- β -Experimente der Jahre 1986 bis 1996 . . .	8
2.1	Prinzip des Massenverlaufs isobarer Kerne	12
2.2	Signatur einer Neutrinomasse	14
2.3	Skizze des Mainzer Neutrinomassenexperimentes	16
2.4	Prinzip des MAC-E-Filters	18
2.5	Das Feld des magnetischen Krümmers.	22
2.6	Skizze der Hochspannungsversorgung des Spektrometers	23
2.7	Zeitliche Variation der Retardierungsspannung	23
2.8	Schematischer Aufbau der Spannungsteiler für das Elektrodensystem	24
2.9	Skizze des Quellpräparationsortes	26
2.10	Skizze des Quellaufbaus	27
2.11	Skizze des Siliziumdetektors	28
2.12	Skizze des Detektorbereiches	29
2.13	Prinzip der Messung des Endpunktbereiches des Tritium- β -Spektrums mit dem MAC-E-Filter	30
2.14	Magnetfelder und Spannungsbelegungen zwischen der Quellregion und dem Spektrometer	32
2.15	Verlauf der analytischen Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters für eine isotrop abstrahlende Quelle.	34
2.16	Meßpunktverteilungen der Tritiummeßphasen Q6, Q7 und Q8	35
2.17	Schematische Darstellung der Datenaufnahme und der Experiment- steuerung	36
2.18	Neutrinomassenquadrate der Messungen 1997/1998.	39
2.19	Troitsk Stufe	41
2.20	Überprüfung der Troitsk Hypothese an den Daten von Q2 bis Q5. . .	42

3.1	Schema der PCSA-Ellipsometeranordnung	50
3.2	Beispiel einer Deuterium-”Ellipse” und eines Tritiumquellfilms	51
3.3	Beispiel für die Anpassung einer Deuteriumellipse	53
3.4	Erweiterung des Filmindex n_1	54
3.5	Einfluß des Filmbrechungsindex n_1 auf Lage und Größe der Anpassungsellipse	58
3.6	Darstellung und Anpassung der ersten in Mainz gemessenen Tritiumellipse	59
3.7	Experimentell bedingte Schwankungen bei der Ellipsometrie	62
3.8	Auswirkung der Pulsung auf die Untergrundzählrate.	64
3.9	Schematische Darstellung der Aufbereitung der Rohdaten	69
3.10	Beispiel eines gemessenen Datensatzes anhand der Meßphase Q7	72
4.1	Antwortfunktion des Mainzer Experimentes	76
4.2	Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte für Tritiumgas und abschreckend kondensierte Deuteriumfilme.	79
4.3	Aufladung des Tritiumfilms	82
4.4	Modell zur Aufladung eines abschreckend kondensierten Tritiumfilms	83
4.5	Variation des Fitintervalls	86
4.6	Neutrinomassenquadrate der Anpassung ohne H ₂ -Bedeckung.	87
4.7	Veränderung der Ereignisanzahl am Umkehrpunkt mit der Dauer der Messung.	89
4.8	Plötzliche Veränderung der Stabilität des Quellfilms Q8.	90
4.9	Neutrinomassenquadrate von zeitlichen Teildatensätzen der Messungen Q6, Q7 und Q8.	91
4.10	Schichtdickenkontrolle nach Ende der Messung Q8	93
4.11	Skizze des zeitlichen Verlaufs der Änderung der Quelldicke	95
4.12	Drift der m_ν^2 -Anpassung für zeitlich aufeinanderfolgende Datensätze.	96
4.13	m_ν^2 -Differenz zwischen Anpassungen mit und ohne Berücksichtigung der Bedeckung des Quellfilms.	97
4.14	Neutrinomassenquadrate der Messungen Q6, Q7 und Q8.	100
4.15	Residuen der Standardanpassung an die Daten der Messungen Q6, Q7 und Q8.	102
4.16	Beiträge zum systematischen Fehler der Messungen Q6, Q7 und Q8.	103

4.17 Teildatensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8: Erste und zweite Hälfte.	107
4.18 Teildatensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8: Hin- und Rücklauf. . .	108
4.19 Teildatensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8: Detektorsegmente. . .	109
4.20 Teildatensätze der Messungen Q6 und Q7: Mit und ohne Pulsung. . .	110
4.21 Überprüfung der Messungen Q6, Q7 und Q8 auf die “Troitsk Anomalie”	114
4.22 Periodizität der “Troitsk Anomalie” und Zeiträume der Mainzer Meß- phasen.	116
4.23 Vergleich der Stufenamplituden in Mainz und in Troitsk	117

Tabellenverzeichnis

1.1	Die 12 fundamentalen Fermionen nach dem Standardmodell.	2
3.1	Überblick über die Tritiummeßphasen des Jahres 1999	46
3.2	Ergebnisse der Energiekalibrationsmessungen mit ^{83m}Kr	48
3.3	Schichtdickenauswertung der Tritiumquellen Q6, Q7 und Q8	55
4.1	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse der Energieverlust- messungen in Wasserstoffisotopen	80
4.2	Streuwahrscheinlichkeiten von 18,5 keV Elektronen für die Tritiumfil- me Q6 bis Q8.	80
4.3	Schichtdickenzuwächse der Quellfilme während der Tritiummessungen.	94
4.4	Tritiumschichtdickenverluste aus der Aktivitätsabnahme der Quellfilme.	94
4.5	Zusätzliche Parameter für die Auswertung der Messungen Q6, Q7 und Q8.	98
4.6	Ergebnisse der Standardanpassung für die verschiedenen unteren Gren- zen des Auswertintervalls	99
4.7	Mittlere Untergrundzählraten der Messungen Q6 und Q7 mit und ohne Pulsung.	110
A.1	Meßpunktverteilung für die Meßphasen Q6 und Q7, 18370 eV bis 18660 eV	126
A.2	Meßpunktverteilung für Meßphase Q8, 18370 eV bis 18660 eV	127

Kapitel 1

Einleitung

Hin und wieder hält die Natur für die Physiker Rätsel bereit, die nur schwer zu lösen sind. Eines dieser Rätsel stellte sich, als 1914 Chadwick das Energiespektrum von β -Zerfallselektronen aufnahm. Man ging damals davon aus, daß es sich beim β -Zerfall um einen 2-Körper-Zerfall handeln würde. Daher erwartete man, eine monoenergetische Linie im Energiespektrum zu sehen. Das Ergebnis war, zur größten Verblüffung der Beteiligten, jedoch ein kontinuierliches Energiespektrum bis hin zu einer maximalen Energie. Dieses entsprach unter der oben genannten Annahme des 2-Körper-Zerfalls einer eklatanten Verletzung der Energie- und Drehimpulserhaltung¹. 1930 schrieb W. Pauli einen Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen in dem er von einem "verzweifelten" Versuch sprach, die Energie- und Impulserhaltung im Falle des β -Zerfalls zu retten. Er postulierte ein drittes beim Zerfall emittiertes Spin-1/2-Teilchen, das elektrisch neutral sein müßte und eine sehr geringe Masse aufweisen sollte [Pau30]. Bereits 4 Jahre später wurde von E. Fermi eine Theorie des β -Zerfalls formuliert [Fer34], die bis auf Erweiterungen bis auf den heutigen Tag ihre Gültigkeit hat². Auf Fermi geht auch der Name dieses neuen Teilchens - "Neutrino" - zurück. Der direkte Nachweis von Elektronantineutrinos gelang im Jahr 1956 F. Reines und C. Cowan [Cow56]. Möglich wurde dies erst durch das Aufkommen starker künstlicher Neutrinoquellen, die in Form von Kernreaktoren zur Verfügung standen. Beobachtet wurde am Savannah River Reaktor der inverse β -Zerfall an in Wasser gelöstem Kadmiumchlorid:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.1}$$

¹Außerdem wurde die zu dieser Zeit noch nicht bekannte quantenmechanische Spin-Statistik dieses Prozesses verletzt.

²In Analogie zu Diracs Quantenfeldtheorie des Elektromagnetismus stellte Fermi eine relativistische Quantenfeldtheorie für den β -Zerfall auf. Er erklärte den Prozeß als eine Strom-Strom Wechselwirkung der Ladungen der schwachen Wechselwirkung. Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung setzt er die Reichweite der schwachen Kräfte auf Null. Dadurch kommt es zu einer punktförmigen Wechselwirkung der Ströme. Im Experiment von C.S. Wu [Wu57] wurde 1956 gezeigt, daß die schwache Wechselwirkung die Parität maximal verletzt, sie also nur an die linkshändigen Zustände der Quarks und Leptonen koppelt. Berücksichtigt wurde dies durch die von M. Gell-Mann und R.P. Feynman formulierte $(V - A)$ -Theorie [Fey58]. Außerdem erfolgt die Wechselwirkung nicht in einem Punkt, sondern durch den Austausch von geladenen ($W^{+,-}$)- oder neutralen (Z^0)-Bosonen. Die Reichweiten dieser Austauschteilchen sind mit etwa 10^{-18} m sehr klein.

Tabelle 1.1: Die 12 fundamentalen Fermionen nach dem Standardmodell.

Familie	1	2	3
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

Der Wirkungsquerschnitt für den inversen β -Zerfall wurde von Reines und Cowan zu $\sigma = (1, 1 \pm 0, 3) \cdot 10^{-43} \text{cm}^2$ [Rei59] bestimmt und war damit in hervorragender Übereinstimmung mit dem von der Fermi-Theorie geforderten Wert. Für diese Leistung erhielt F. Reines 1995 den Nobelpreis für Physik, C.L. Cowan war schon im Jahre 1974 verstorben.

Bereits 1988 erhielten M. Schwarz, L. Ledermann und J. Steinberger den Nobelpreis für die Entdeckung des Müonenneutrinos. Sie hatten 1962 am Beschleuniger in Brookhaven einen intensiven Neutrinostrahl aus dem Zerfall von hochenergetischen Pionen zur Verfügung. Im Detektor wurden aus Wechselwirkungen mit Neutrinos des Strahls ausschließlich Müonen nachgewiesen, was nur den Schluß zuließ, daß es sich bei den Neutrinos nicht um Elektronenneutrinos gehandelt haben kann [Dan62].

Seit im Jahre 2000 der DONUT-Kollaboration am Fermilab der Nachweis des Tau-neutrinos ν_τ gelang [Don01], sind sie nun komplett, die 12 fundamentalen Fermionen aus denen nach dem Standardmodell der Elementarteilchen die Materie aufgebaut ist. Es sind dies, wie in Tabelle 1.1 zu sehen, die zu den drei Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) gehörenden geladenen Leptonen e^-, μ^-, τ^- , mit denen sie jeweils ein schwaches Isospindublett bilden und analog dazu die drei Quarkdoublets ((u,d), (c,s), (t,b)). Jeweils ein Quark- und ein Leptonendublett bilden, der ansteigenden Masse nach geordnet, eine Fermionfamilie. Die Massen der 12 fundamentalen Fermionen lassen sich aus dem Standardmodell nicht ableiten. Sie sind freie Parameter des Modells, die durch Messungen ermittelt werden müssen. Bis vor einigen Jahren gab es noch keine eindeutigen experimentellen Hinweise auf endliche Neutrinomassen, daher wurden sie im sogenannten "minimalen" Standardmodell auf Null gesetzt. Obwohl praktisch alle Präzisionsmessungen zur elektroschwachen Wechselwirkung vom Standardmodell sehr gut beschrieben werden, stellt es wohl keine endgültige Theorie dar. Es gibt Versuche, das Standardmodell als Niederenergienäherung einer einheitlichen Theorie der elektroschwachen und der starken Wechselwirkungen zu verstehen. Stichworte für diese Versuche lauten "Grand Unified Theories" (GUT) und Supersymmetrische Modelle (SUSY). Diese Modelle basieren auf einer lokalen Eichsymmetrie, die die schwachen, die elektromagnetischen und die starken Kräfte zusammenfaßt. Die Massenerzeugung könnte durch die sogenannte spontane Symmetriebrechung - auch Higgs-Mechanismus genannt - erfolgen. Dieser Mechanismus setzt das Vor-

handensein eines Austauschteilchens, des sogenannten Higgs-Bosons voraus, dessen Nachweis mit der neuen Beschleunigergeneration (Tevatron am Fermilab, LHC am CERN) wohl unmittelbar bevorsteht. Noch einen Schritt weiter versucht man mit der Superstringtheorie zu gehen, die zusätzlich auch noch die Gravitation mit den anderen Kräften zu vereinigen versucht. Die Vorhersagen dieser Theorie sind mit den in absehbarer Zeit erreichbaren Beschleunigerenergien jedoch nicht überprüfbar.

Die in Vergleich mit den übrigen Fermionen sehr kleinen Neutrinomassen lassen sich bisher nur sehr schwer erklären. Die meisten Modelle machen vom sogenannten "see-saw"-Mechanismus Gebrauch. Dieser führt zu sehr kleinen, in der Regel hierarchisch angeordneten Massen der Neutrinos in der Art der Massen der geladenen fundamentalen Fermionen ($m_1 \ll m_2 \ll m_3$). Andere Modelle gehen von einer Kopplung der Neutrinos an eine neue Art von Teilchen (z.B. Higgs-Bosonen) aus, um daraus die Entstehung der Neutrinomassen ableiten zu können. Die nach dieser Art entstehenden Massen können auch von annähernd gleicher Größe sein ("degenerated", $m_1 \approx m_2 \approx m_3$). Für letzteres Modell wären Neutrinomassen insbesondere auch für des $\bar{\nu}_e$ im eV-Bereich möglich. Aus den Ergebnissen von Neutrinooszillations-experimenten, auf die ich später noch etwas ausführlicher eingehen werde, werden Massendifferenzen Δm_ν^2 zwischen den Neutrino flavours abgeleitet, die nur Bruchteile eines eV betragen.

Durch die Bestimmung der Neutrinomasse will man nicht nur die Frage nach dem der Massenerzeugung zugrunde liegenden Modell klären, sondern auch die absolute Neutrinomassenskala festlegen. Es wird sogar vermutet, daß durch die Größenordnung der Neutrinomassen die Skala der neuen Physik jenseits des Standardmodell bestimmt werden könnte [Far01]. Auch für Fragen, die die Kosmologie und Astrophysik betreffen, sind Neutrinomassen von Bedeutung. Nach der gängigen Urknalltheorie haben Neutrinos sowohl bei der Bildung der leichten Elemente als auch bei der Strukturbildung des Universums eine entscheidende Rolle gespielt [Ful00]. Von besonderem Interesse sind dabei die sogenannten "Relic Neutrinos" die nach dem Urknall von der übrigen Materie entkoppelt sind und heute analog zur kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung einen Neutrinohintergrund bilden. Ein experimenteller Nachweis dieses Neutrinohintergrundes ist aufgrund der sehr niedrigen Energie der Neutrinos von $\approx 5,3 \cdot 10^{-3}$ eV bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht gelungen, obwohl deren Anzahl mit 112 cm^{-3} pro Neutrino familie enorm ist [Sch97]. Die Anzahl dieser Neutrinos im Universum ist 10^9 mal größer als die Anzahl von Baryonen, daher könnte ihr Beitrag zur kosmischen Energiedichte Ω_0 bei endlichen Neutrinomassen erheblich größer sein als der aller sichtbaren Materie. Aus der Vermessung der Radialabhängigkeit der Geschwindigkeit von Sternen bei ihrer Bewegung um das Zentrum von Galaxien weiß man, daß es einen erheblichen Anteil von nicht sichtbarer, sogenannter dunkler Materie im Universum geben muß. Ein Teil dieser Materie könnte aus Neutrinos bestehen. Der Gesamtanteil der dunklen Materie an Ω_0 ist nicht bekannt. Derzeit geht man davon aus, daß das Universum flach ist, die Energiedichte Ω_0 ungefähr eins ist und sie sich zu etwa zwei Dritteln aus der Vakuumenergiedichte Ω_λ ergibt. Das restliche Drittel besteht aus der Materiedichte Ω_M , wobei nur etwa 0,5% auf sichtbare Materie entfallen. Der mögliche Anteil der Neutrinodichte Ω_ν an Ω_0

liegt zwischen 0,3% und 25% [Tur99].

Die Suche nach nichtverschwindenden Neutrinomassen kann indirekt, d.h. durch Experimente zur Neutrinooszillation, oder auch direkt, d. h. durch Suche nach dem neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$), durch Flugzeitanalysen der bei Supernovaexplosionen emittierten Neutrinos oder durch die Vermessung der Kinematik schwacher Zerfälle erfolgen. Es gibt eine Vielzahl ausgezeichneter Publikationen, die sich mit der Physik massiver Neutrinos beschäftigen (z.B. [Sch97, Boe92, Moh91]), sodaß hier nur kurz auf die Unterschiede der experimentellen Ansätze bei den verschiedenen Methoden, etwas über die Neutrinomasse zu lernen, eingegangen wird.

Man spricht von Neutrinooszillation, wenn sich der Flavoureigenzustand eines Neutrinos periodisch ändert. Dieses ist möglich, wenn die Flavoureigenzustände (ν_e , ν_μ , ν_τ) Superpositionen der Masseneigenzustände (ν_1 , ν_2 , ν_3) der Neutrinos sind und diese mit einer nichttrivialen Mischungsmatrix verknüpft werden. Neutrinos werden durch die schwache Wechselwirkung in Flavoureigenzuständen erzeugt bzw. nachgewiesen. Auf ihrem Weg durch den Raum überlagern sich die Masseneigenzustände des Neutrinos abwechselnd konstruktiv und destruktiv. Abhängig von der jeweiligen Beimischung der Masseneigenzuständen kann ein ursprünglich als Elektronneutrino erzeugtes Neutrino als Müon- oder Tauneutrino nachgewiesen werden. Dieser Vorgang setzt zum einen voraus, daß die Leptonenzahl pro Familie L_α keine strenge Erhaltungsgröße ist, und zum anderen, daß nicht alle Neutrinos die gleiche Masse besitzen. Daraus folgt, daß mindestens eine Neutrinomasse $\neq 0$ eV/c² ist.

Erstmalige starke Evidenzen für das Auftreten von Neutrinooszillationen - und damit auch das Vorhandensein nichtverschwindender Neutrinomassen - wurden anhand von Messungen der Flüsse sogenannter atmosphärischer Neutrinos durch das Super-Kamiokande-Experiment gefunden [Fuk98]. Durch die Wechselwirkung kosmischer Strahlung - überwiegend hochenergetische Protonen und Heliumkerne - mit Atomkernen werden in den oberen Schichten der Atmosphäre Pionen erzeugt, die in Müonen und diese wieder in Elektronen zerfallen. Dabei entstehen Müon- und Elektronneutrinos im Verhältnis 2:1. Im Super-Kamiokande-Detektor - ein riesiger Wasser-Čerenkov-Detektor - wurde jedoch für Neutrinos, die die Erde durchflogen hatten, ein deutliches Defizit an ν_μ festgestellt. Als Erklärung für dieses Phänomen wird angenommen, daß sich ein Teil der ν_μ auf dem Weg durch die Erde in ν_τ umwandeln und deshalb im Detektor nicht nachgewiesen werden können. Aus dem Ergebnis lassen sich Differenzen der Massenquadrate der beteiligten Neutrino flavours ableiten. Das Ergebnis der besten Anpassung lautet für den Übergang ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$): $\Delta m^2 = 3,2 \cdot 10^{-3}$ eV²/c⁴ (90% C.L.) [Fuk00].

Weitere deutliche Hinweise für Neutrinooszillationen stammen von der Messung des Neutrino flusses von der Sonne. In den verschiedenen Stadien des Fusionsprozesses werden eine große Anzahl von Elektronneutrinos gebildet, die dann isotrop ins All emittiert werden. Mit dem Nachweis der Sonnenneutrinos beschäftigen sich zwei Gruppen von Experimenten. Zum einen sind dies radiochemische Experimente (z.B.

Homestake, Gallex, Sage), zum anderen Wasser-Čerenkov-Detektoren (z.B. Super-Kamiokande, SNO). Alle Experimente, die den Neutrinofluß von der Sonne messen, ermitteln gegenüber der Vorhersage des Standardsonnenmodells zu geringe Werte. Besonders interessant sind die jüngsten Ergebnisse des SNO Experimentes [Ahm01]. Das SNO Experiment kann Neutrinos nicht nur - wie Super-Kamiokande - durch elastische Streuprozesse (ES) nach der Reaktion

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (\text{ES}) \quad (1.2)$$

nachweisen, sondern auch, da das aktive Volumen des Detektors aus deuteriertem (schweren) Wasser besteht, durch geladene (CC) und neutrale (NC) Stromreaktionen.

$$\begin{aligned} \nu_e + d &\rightarrow p + p + e^- & (\text{CC}) \\ \nu_x + d &\rightarrow p + n + \nu_x & (\text{NC}) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Der Neutrinofluß $\Phi_{\text{SNO}}^{\text{ES}}(\nu_x)$, der für SNO aus den (ES)-Prozessen ermittelt wurde, ist mit dem bei Super-Kamiokande gemessenen $\Phi_{\text{SK}}^{\text{ES}}(\nu_x)$ in sehr guter Übereinstimmung. Der über den (CC)-Prozeß ermittelte Wert für den Neutrinofluß $\Phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}}(\nu_e)$ liegt, wie man es für die Existenz von Neutrinooszillation erwartet, deutlich niedriger. Der Unterschied zwischen $\Phi_{\text{SK}}^{\text{ES}}(\nu_x)$ und $\Phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}}(\nu_e)$ entspricht einem Effekt von $3,3 \sigma$. Die Ergebnisse des SNO Experimentes zu den (NC)-Reaktionen werden in Kürze erwartet. Aus den Messungen zur Oszillation solarer Neutrinos ergeben sich Werte für die Massendifferenzen der beteiligten Neutrino flavours, die je nach Modell deutlich kleiner als $10^{-3} \text{eV}^2/\text{c}^4$ ausfallen [Apo99, Bah01], also von den Ergebnissen der Oszillation atmosphärischer Neutrinos deutlich abweichen. Durch die Messung dieser beiden Neutrinomassendifferenzen ($\Delta m(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau, \Delta m(\nu_e \leftrightarrow m(\nu_{\mu\tau}))$) sind die relativen Abstände der Massen der bekannten Neutrinos festgelegt.

Eine weitere Evidenz für Neutrinooszillation wurde bereits im Jahre 1995 vom Beschleunigerneutrinoexperiment LSND berichtet [Ath95]. Aus den Ergebnissen der Messung ließen sich Massendifferenzen zwischen den Flavours $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_e$ im Bereich von $1 \text{eV}^2/\text{c}^4$ ableiten. Dieses mit keiner der anderen beiden experimentell ermittelten Neutrinomassendifferenzen vereinbare Resultat, würde die Existenz eines vierten, nicht schwach wechselwirkenden Neutrinos (steriles Neutrino) erfordern. Das Beschleunigerexperiment KARMEN, das die Evidenz des LSND Experimentes überprüfen sollte, konnte diese jedoch nicht bestätigen. Wie eine kombinierte Analyse der Meßdaten beider Experimente zeigt [Chu02], wird ein großer Teil des Parameterbereichs der LSND Evidenz durch die Ergebnisse von KARMEN ausgeschlossen. Endgültige Klärung dieses Widerspruchs erwartet man sich in der nahen Zukunft durch das Experiment MiniBooNE [Baz00].

Eine sehr elegante Methode zur Bestimmung der Neutrinomasse stellt die Suche nach dem neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$) dar. Der doppelte β -Zerfall tritt bei einigen Kernen gerader Massenzahl mit jeweils gerader Nukleonenzahl auf (gg-Kerne), bei denen der einfache β -Zerfall in einen uu-Kern energetisch nicht möglich ist, wohl jedoch der Zerfall in das übernächste Element ($Z+2$). Bei diesem doppelten β -Zerfall werden dabei in der Regel neben den zwei Elektronen e^- auch zwei

Elektronantineutrinos $\bar{\nu}_e$ emittiert.

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

Die Halbwertszeiten der Nuklide die doppel- β -zerfallen sind sehr lang. Der erstmalige Nachweis gelang erst 1987 [Ell87], daher sind diese Nuklide in älteren Nuklidkarten noch als stabil gekennzeichnet. Beim $0\nu\beta\beta$ -Zerfall werden die Neutrinos nicht emittiert, sondern als ein virtuelles Teilchen zwischen den beiden beteiligten Kernen ausgetauscht. Dieses ist nur dann möglich, wenn Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind (man spricht dann von Majorana-Teilchen) und das an dem einen Zerfallsvertex emittierte linkshändige Teilchen am anderen Vertex als rechtshändiges Teilchen absorbiert wird. Um die zweite Bedingung erfüllen zu können, muß bei strenger (V-A)-Kopplung das Teilchen eine von Null verschiedene Masse besitzen. Die Experimente zum $0\nu\beta\beta$ -Zerfall sind auf die sogenannte effektive Majorana-Masse der Neutrinos m_{ee} sensitiv. m_{ee} ist eine kohärente Summe über alle Neutrinomasseneigenzustände $m(\nu_i)$, die aufgrund der Mischungsmatrix U_{ei} zum Elektronneutrino beitragen:

$$m_{ee}(\nu) = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 \cdot m(\nu_i) \right| \quad (1.5)$$

Da die Matrixelemente U_{ei} im allgemeinen komplex sind, kann es zur teilweisen oder gar gänzlichen Auslöschung bei der Summenbildung kommen. m_{ee} kann also sehr viel kleiner ausfallen als die beteiligten Masseneigenzustände $m(\nu_i)$.

Das zur Zeit sensitivste Experiment auf der Suche nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist das Heidelberg-Moskau-Experiment, das den Zerfall von ^{76}Ge untersucht. Bis zum Herbst 2001 konnte keine Evidenz für $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in den Daten gefunden werden. Daraus ließ sich eine Obergrenze von $m_{ee} < 0,35 \text{ eV}/c^2$ ableiten [Kla01a]. Im Dezember 2001 hat die Heidelberg-Moskau-Kollaboration um H.V. Klapdor-Kleingrothaus mit einer Veröffentlichung für Aufsehen gesorgt, in der sie erstmals von einer Evidenz für $0\nu\beta\beta$ -Zerfall berichtet [Kla01b]. Grundlage für diese Veröffentlichung bilden die Daten, die bereits für Referenz [Kla01a] verwendet wurden. Durch eine spezielle Methode bei der Auswertung werden Wahrscheinlichkeiten für das Vorhandensein von Zerfallslinien im Auswertefenster ermittelt. Neben einer Reihe von Linien, die als Beiträge des γ -Untergrundes identifiziert werden, wird auch eine Linie an der Stelle des Q-Wertes für den doppelten β -Zerfall gefunden. Aus diesem Ergebnis leitet die Gruppe einen Wert für $0,11 \text{ eV}/c^2 \leq m_{ee} \leq 0,56 \text{ eV}/c^2$ (95% C.L.) ab. Diese Veröffentlichung blieb in der $0\nu\beta\beta$ -Community jedoch nicht ohne Widerspruch, wie den Referenzen [Aal02, Fer02] zu entnehmen ist.

Experimente zur direkten Bestimmung der Neutrinomasse kommen bei der Beurteilung ihrer Daten ohne weitere Modellannahmen aus. Einzig die Gültigkeit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung wird vorausgesetzt. Die Observable dieser Messungen ist das Neutrinomassenquadrat.

Eine Möglichkeit zur direkten Neutrinomassenbestimmung stellt die Flugzeitmethode dar. Aufgrund der niedrigen Neutrinomassen benötigt man allerdings astronomische

Abstände zwischen Quelle und Detektor und als Konsequenz daraus Neutrinoquellen von enormer Intensität. Als eine geeignete Quelle erwies sich die Supernova 1987A in der Großen Magellan’schen Wolke. Aus dem Nachweis von 19 Elektronenneutrinos konnte anhand der Korrelation zwischen der Energie der Neutrinos und deren Ankunftszeit auf der Erde eine obere Grenze für die Masse des Elektronenneutrinos von $m_{\bar{\nu}_e} < 23 \text{ eV}/c^2$ abgeleitet werden [Par98]. Als Methode der Wahl zur raschen Erlangung genauerer Informationen über die Neutrinomasse ist diese Methode jedoch nicht geeignet, da die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten geeigneter Supernovae in unserer Galaxis nur bei einigen wenigen pro Jahrhundert liegt.

Kontrollierte Versuchsbedingungen kann man sich bei der zweiten Methode zur direkten Neutrinomassenbestimmung schaffen, der Vermessung der Kinematik schwacher Zerfälle, zu der auch die Tritium- β -Experimente gehören. Bei den Messungen werden nicht die Neutrinos sondern die geladenen Endprodukte des schwachen Zerfalls nachgewiesen.

Um die Masse des Tauneutrinos zu messen, werden an e^+e^- -Collidern Paare von Tau-Leptonen erzeugt und deren hadronische Zerfallskanäle untersucht. Besonders geeignet zur Neutrinomassenbestimmung sind die Zerfälle des Tau, bei denen viele Pionen im Endkanal erzeugt werden.

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ (\pi^0) + \nu_\tau \quad \text{bzw.} \quad \tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (\pi^0) + \bar{\nu}_\tau \quad (1.6)$$

Die große Anzahl von erzeugten Pionen vermindert die für das ν_τ zur Verfügung stehende kinetische Energie. Als Obergrenze für die Masse des ν_τ wird von der Particle Data Group ein Wert von

$$m(\nu_\tau) < 18.2 \text{ MeV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.7)$$

angegeben [Bar98a].

Zur Bestimmung der Masse des Müonneutrinos wird der Zerfall von Pionen in Ruhe untersucht:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{bzw.} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.8)$$

Aus der Formel für die relativistische Energie- und Impulserhaltung ergibt sich mit einem auf das Laborsystem bezogenen Impuls des Müons das Massenquadrat des Müonneutrinos zu

$$m_\nu^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2 \cdot m_\pi \cdot \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2/c^2}. \quad (1.9)$$

Die Masse des Pions m_π , die des Müons m_μ sowie der Impuls des Müons p_μ sind zuvor bereits in verschiedenen Experimenten sehr präzise gemessen worden und können zur Ermittlung der Müonneutrinomasse in Gleichung 1.9 eingesetzt werden. Als Obergrenze für das Müonneutrino gibt die Particle Data Group derzeit

$$m(\nu_\mu) < 190 \text{ keV}/c^2 \quad 90\% \text{ C.L.} \quad (1.10)$$

an [Par00]. Diesen Wert will die NuMass Kollaboration mit einem Speicherringexperiment am Brookhaven National Laboratory in der Zukunft ganz erheblich verbessern.

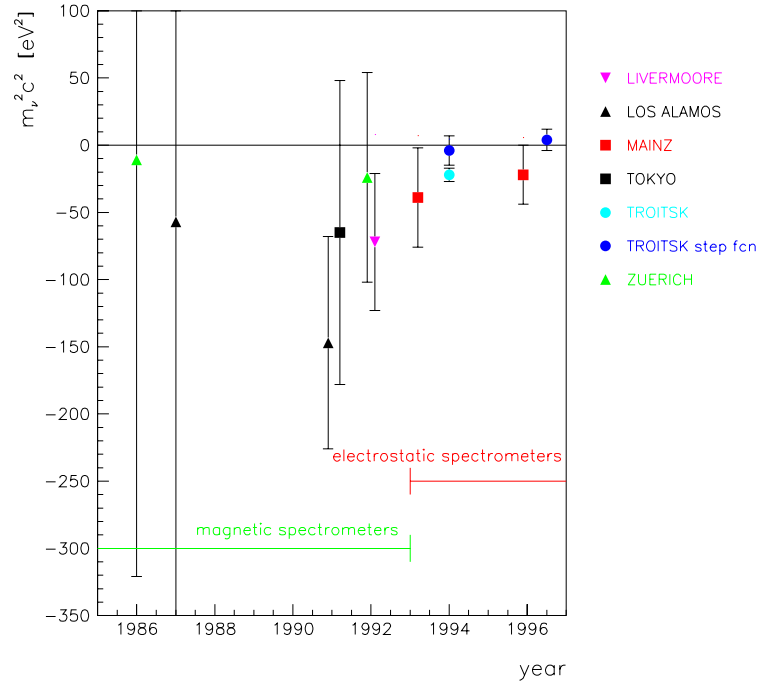


Abbildung 1.1: Ergebnisse aller Tritium- β -Experimente der Jahre 1986 bis 1996. Die Daten stammen aus den Veröffentlichungen [Fri86, Wil87, Rob91, Kaw91, Hol92, Sto95, Wei93b, Bel95, Bac96].

Ziel ist es die Obergrenze für das Müonenneutrino bis $8 \text{ keV}/c^2$ zu drücken.

Die bei weitem empfindlichste Methode zur Ermittlung von Neutrinomassen ist die Bestimmung der Elektronenneutrinomasse aus der Form von Spektren erlaubter β -Zerfälle. Diese hängt nach Fermis goldener Regel nur vom Quadrat des Übergangskernmatrixelements und der Phasenraumdichte ab. Die Form des β -Spektrums läßt sich beschreiben als [Boe92]

$$\frac{dN}{dE} \propto p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \quad (1.11)$$

mit E, p als Energie und Impuls des Elektrons, E_0 als Endpunkt des β -Spektrums und $m_{\bar{\nu}_e}$ als Ruhemasse des Elektronantineutrinos. Auch hier ist die Observable das Neutrinomassenquadrat $m^2(\nu_e)$. Sind die Neutrinoamplituden im β -Zerfall gemischt und ist das Experiment nicht in der Lage, die Masseneigenzustände aufzulösen, so mißt man das gewichtete Mittel:

$$m^2(\nu_e) = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m^2(\nu_i) \quad (1.12)$$

Im Gegensatz zur Gleichung 1.5 tritt hier jedoch die Summe der Betragsquadrate

der Mischungsmatrixelemente U_{ei} auf, sodaß es nicht zu Auslöschungseffekten kommen kann. In der Regel wird der Endpunktbereich des Tritium- β -Spektrums von den Experimenten zur Neutrinomassenbestimmung vermessen. Im Kapitel 2 sind die Eigenschaften des Tritium- β -Spektrums in Hinblick auf eine Neutrinomassenmessung dargestellt.

Im Jahre 1980 sorgte die Gruppe um Lubimov durch eine Veröffentlichung für Aufsehen, in der sie von einem endlichen Ergebnis für die Neutrinomasse berichtete [Lub80]. Das letzte veröffentlichte Ergebnis der Gruppe lautete [Bor85]:

$$17 \text{ eV}/c^2 < m_{\bar{\nu}_e} < 40 \text{ eV}/c^2 . \quad (1.13)$$

Das Ergebnis konnte durch die nachfolgenden Messungen, wie in Abbildung 1.1 zu sehen, jedoch nicht bestätigt werden. Es sind hier die Ergebnisse der Tritium- β -Experimente der Jahre 1986 bis 1996 dargestellt. Man kann erkennen, daß in dieser Zeit die Genauigkeit der Bestimmung von m_{ν}^2 um zwei Größenordnungen verbessert werden konnte, ohne jedoch eine Evidenz für eine von Null verschiedene Neutrinomasse zu erbringen. Die letzte apparative Verbesserung erfolgte Anfang der 90er Jahre durch die Einführung der elektrostatischen Spektrometer in Mainz und Troitsk, durch die die systematischen und statistischen Fehler gegenüber den vorher gebräuchlichen magnetischen Spektrometern nochmals deutlich verringert werden konnten. Die Funktionsweise des elektrostatischen Spektrometers wird in Kapitel 2 erläutert. Zu Beginn der vorliegenden Arbeit nahmen nur noch die beiden Experimente in Mainz und Troitsk Daten. Die zu dieser Zeit veröffentlichten Obergrenzen für die Neutrinomasse waren

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2,8 \text{ eV}/c^2 \quad (1.14)$$

für die Mainzer Apparatur [Wei99] (vgl. Abschn. 2.3.1) und

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2,5 \text{ eV}/c^2 \quad (1.15)$$

für die Troisker Apparatur [Lob99], wobei im letzteren Fall zur Auswertung der Effekt der sogenannten “Troitsk Anomalie” (s. Abschn. 2.3.2) berücksichtigt wurde.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, durch Langzeitmessungen mit der Mainzer Apparatur die Obergrenze für m_{ν}^2 soweit wie möglich zu senken. Dazu sollten reproduzierbar mehrere Meßphasen durchgeführt und dabei widersprüchliche Ergebnisse wie bei den Messungen 1997/98 vermieden werden. Außerdem sollte durch zeitgleiche Messungen in Mainz und Troitsk das Phänomen “Troitsk Anomalie” untersucht werden. Die Arbeit gliedert sich in einen Abschnitt über die Funktionsweise der Mainzer Apparatur (Kapitel 2), dem in Kapitel 3 eine Beschreibung der Mainzer Messungen des Jahres 1999 folgt. Im Kapitel 4 wird die Datenauswertung mit einem Schwerpunkt auf der Betrachtung zusätzlicher Energieverluste diskutiert sowie die Ergebnisse der Messungen des Jahres 1999 vorgestellt. Das Kapitel 5 beschließt die Arbeit mit der Diskussion der Ergebnisse und einem Ausblick auf die weiteren Aktivitäten der Mainzer Neutrinogruppe.

Kapitel 2

Das Mainzer Neutrinomassenexperiment

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird gezeigt, wie die Beschreibung des Tritium- β -Spektrums von der Masse des Elektronantineutrinos ¹ abhängt. Es folgt eine kurze Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise des Mainzer Neutrinomassenexperimentes. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels gibt einen kurzen Rückblick auf die Ergebnisse der Mainzer Messungen der Jahre 1997 und 1998.

2.1 Das Tritium- β -Spektrum

Tritium, das superschwere Isotop des Wasserstoffs, zerfällt mit einer Halbwertszeit von 12,3 Jahren in ^3He . Bei diesem β^- -Zerfall wandelt sich ein Neutron des Atomkerns unter Aussendung eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos in ein Proton um. Dadurch erhöht sich die Kernladungszahl Z um eins, die Massenzahl A bleibt jedoch konstant.



Auf der Nuklidkarte erfolgen β -Zerfälle entlang der Isobarenlinien in Richtung auf den energetisch günstigsten Bindungszustand im Tal der Stabilität (s. Abb. 2.1). β^- -Zerfälle kommen von der neutronenreicheren, β^+ -Zerfälle von der neutronenärmeren Seite. Möglich ist ein solcher Zerfall durch eine positive Energiebilanz, das heißt, daß die Summe der Massen der resultierenden Teilchen geringer ist als die Masse des Ausgangsteilchens. Die dabei freiwerdende Energie Q bestimmt die kinetische Energie der Teilchen im Endkanal:

$$\begin{aligned} Q/c^2 + m_e + m_{\bar{\nu}_e} &= m_{^3\text{H}} - m_{^3\text{He}^+} \\ &= 2m_n + m_p + m_e - B_{^3\text{H}}/c^2 \\ &\quad - (2m_p + m_n + m_e - B_{^3\text{He}^+}/c^2) \end{aligned} \quad (2.2)$$

¹Im folgenden wird, soweit es zum Verständnis hinreichend ist, für "Masse des Elektronantineutrinos" synonym der Begriff "Neutrinomasse" verwendet.

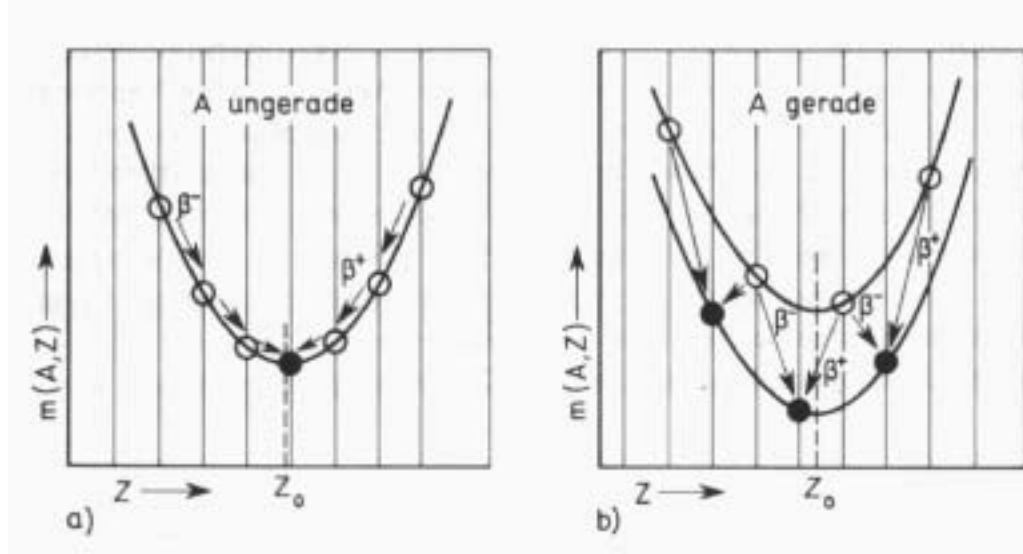


Abbildung 2.1: Prinzip des Massenverlaufs isobarer Kerne [May84]. Dargestellt ist jeweils die tatsächliche Masse des Kerns über die Kernladungszahl. Im Bild a) erkennt man, daß es für ungerade Massenzahlen (z.B. ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$) in der Regel nur ein stabiles Nuklid (gefüllter Kreis) auf der Isobaren gibt. Von Bereichen niedrigerer Werte für Z laufen die instabilen Kerne (offene Kreise) mittels β^- -Zerfall auf den stabilen Kern zu. Von der Seite höherer Kernladungszahlen erfolgt die Annäherung mittels β^+ -Zerfall oder dem konkurrierenden Elektroneneinfang. Für Kerne mit geraden Massenzahlen sieht das Bild etwas komplizierter aus. Aufgrund des Paarungsenergieterms sind Kerne aus ungeraden Nukleonenzahlen (uu-Kerne) gegenüber benachbarten Kernen mit geraden Nukleonenzahlen (gg-Kerne) energetisch abgesenkt. Als Konsequenz daraus ergibt sich in der Regel mehr als ein stabiles Nuklid auf der Isobaren.

Die Bindungsenergien ($B_{3\text{H}}$ und $B_{3\text{He}^+}$) sind in diesem Fall positiv definiert. Mit den Werten für die Masse der Nukleonen, des Elektrons und der Bindungsenergien aus [May84] bleiben für Q und die Masse des Neutrinos beim Tritiumzerfall etwa 19 keV übrig.

Das Spektrum der emittierten β^- -Elektronen ergibt sich nach Fermis Goldener Regel aus dem Quadrat des Kernmatrixelementes und der pro Energieintervall erreichbaren Endzustände, wobei der Kernrückstoß vernachlässigt wird ². Aus Phasenraumüberlegungen kommt man zu [Boe92]

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_f^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \quad (2.3)$$

mit G_f : Fermi-Kopplungskonstante

²Durch die vom Restkern aufgenommene Rückstoßenergie wird die Form des β -Spektrums nicht verändert, lediglich die Amplitude und der Endpunkt werden leicht verändert [Wei93a]. Für unsere Art der Auswertung ist dies ohne Belang, solange man nicht die Endpunkte aus verschiedenen Experimenten direkt miteinander vergleichen will.

Θ_c : Cabbibo–Winkel
 M : Kernmatrizelement
 F : Fermi–Funktion
 E_0 : β –Endpunkt
 E, p : β –Energie, –Impuls
 m_e, m_ν : Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos.

Wie man sieht, geht die Neutrinomasse in die Form des Energiespektrums quadratisch ein, der zu messende Parameter ist also $m_\nu^2 c^4$.

Die Fermi-Funktion F ist ein Coulomb-Korrekturterm, der vom Einfluß der Kernladung auf die Wellenfunktion des emittierten Elektrons hervorgerufen wird. Nach Referenz [Sim81] kann die Fermi-Funktion für das obere Ende des β -Spektrums genähert werden als

$$F = \frac{x}{1 - e^{-x}} \left(1.002037 - 0.001427 \cdot \frac{v_e}{c} \right) . \quad (2.4)$$

mit

$$x = 2\pi Z\alpha \frac{c}{v_e} . \quad (2.5)$$

α ist die Feinstrukturkonstante, v_e ist die Geschwindigkeit des β -Elektrons. Detaillierte Diskussionen zur für das Mainzer Tritiumexperiment relevanten Form des β -Spektrums finden sich in der Referenz [Wei93a]. Die Form, in der die Fermi-Funktion in die Anpassungsfunktion eingebunden wird, findet sich im Abschnitt 4.1.

In der Regel werden molekulare Tritiumquellen ³ zur Vermessung des β -Spektrums benutzt, d.h. der Zerfall findet in der Gegenwart von Hüllenelektronen statt. Durch diese Hüllenelektronen kommt es zu Modifikationen des β -Spektrums. Nach dem Zerfall des Tritiumkerns müssen die Hüllenelektronen die neuen Orbitale des Tochter(-molekül)-Ions besetzen. Dabei können neben dem Grundzustand auch angeregte Zustände besetzt werden. Mit Hilfe des Verfahrens der 'sudden approximation' [Mig77] lassen sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten $W_{i \rightarrow f_n}$ der Endzustände ψ_{f_n} berechnen ⁴. Diese ergeben sich aus den Überlappintegralen der Wellenfunktionen des Anfangs- und aller möglichen Endzustände:

$$W_{i \rightarrow f_n} = |\langle \psi_{f_n} | \psi_i \rangle|^2 . \quad (2.6)$$

Das Tritium- β -Spektrum setzt sich demnach aus der Summe der mit der Amplitude $W_{i \rightarrow f_n}$ gewichteten und jeweils um die Energie V_n verschobenen Einzelspektren zusammen. Als Resultat für das Energiespektrum erhält man dann:

$$\frac{dN}{dE} = \text{const} \cdot |M|^2 F(Z, E) p(E + m_e c^2) \sum_n W_{i \rightarrow f_n} (E_0 - V_n - E) \sqrt{(E_0 - V_n - E)^2 - m_\nu^2 c^4} . \quad (2.7)$$

³In Mainz liegt die Quelle in Form eines abschreckend kondensierten Filmes molekularen Tritiums vor, siehe auch Abschnitt 2.2.3.

⁴Bei der "sudden approximation" geht man davon aus, daß der Zerfall so schnell erfolgt, daß sich die Wellenfunktion ψ_i der Hüllenelektronen dabei nicht ändert.

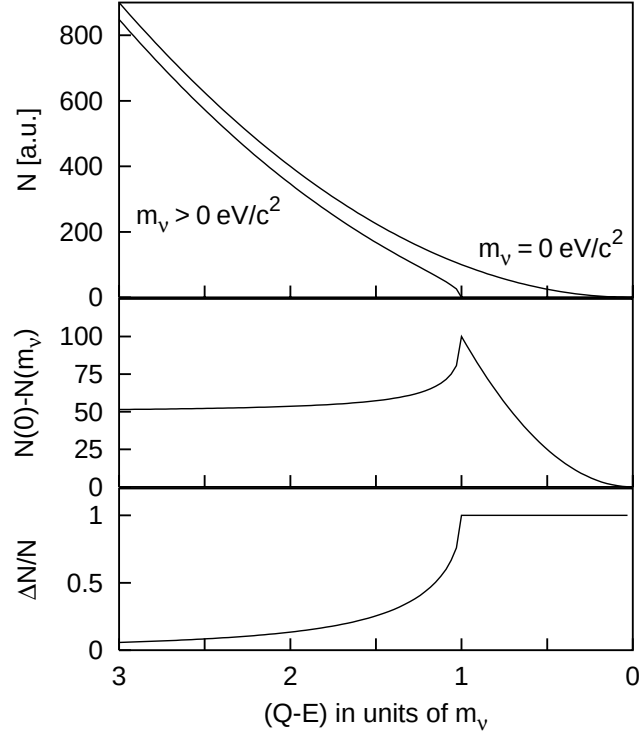


Abbildung 2.2: Signatur einer endlichen Neutrinoruhemasse im Endpunktbereich des Tritium- β -Spektrums. Im oberen Bild ist der Endpunktbereich des Tritium- β -Spektrums zum einen für eine verschwindende, zum anderen für eine endliche Neutrinoruhemasse dargestellt. Gezeigt sind die Spektren für einen Übergang in den elektronischen Grundzustand des Tochterions ${}^3\text{He}^+$. Eine kurze Diskussion des Einflusses der angeregten Zustände des Tochterions erfolgt in Abschnitt 4.2. Die Energieachse ist in Einheiten von $m_{\bar{\nu}_e}$ angegeben. Im mittleren Bild ist die (absolute) Differenz der beiden Spektren gezeigt. Man kann sehen, daß die Signatur der Neutrinomasse auch weit im Spektrum nicht verschwindet. Die Darstellung der relativen Differenz der beiden Spektren im unteren Bild zeigt jedoch, daß die Signifikanz der Neutrinomassen-Signatur weiter im Spektrum rasch geringer wird.

Eine von Null verschiedene Neutrinomasse übt lediglich nahe des Endpunktes einen wesentlichen Einfluß auf das β -Spektrum aus. In Abbildung 2.2 sind im oberen Bild zwei β -Spektren einmal mit endlicher und einmal mit verschwindender Neutrinomasse dargestellt. Das β -Spektrum für den Fall massebehafteter Neutrinos ist gegenüber dem Spektrum masseloser Neutrinos um einen Betrag proportional zu $m_\nu^2 c^4$ abgesenkt. Außerdem knickt es vor dem eigentlichen Endpunkt ab und schneidet die Energieachse mit negativer, unendlicher Steigung.

Die Darstellung der relativen Signatur im unteren Bild von Abbildung 2.2 zeigt, daß es wichtig ist, das β -Spektrum möglichst nahe des β -Endpunktes detailliert zu vermessen. Da die Zählrate $\frac{dN}{dE}$ in diesem Bereich sehr klein ist, ergeben sich daraus zum einen Anforderungen an die Wahl des Quellmaterials, was im folgenden diskutiert wird, zum anderen stellt es besondere Anforderungen an das zu verwendende

Spektrometer. Dies ist dann Thema des nächsten Abschnitts.

Der Tritium- β -Zerfall bietet sich aus mehreren Gründen als idealer Kandidat für die Neutrinomassenbestimmung an.

- Tritium ist ein Nuklid mit einer besonders niedrigen Endpunktsenergie E_0 . Daher ist der relative Anteil $\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^3$ [Boe92] des interessierenden Bereiches $\Delta E = E - E_0$ besonders groß.
- Die Halbwertszeit des Tritiums von 12,3 Jahren ist so kurz, daß sich Quellen mit ausreichender Aktivität bei gleichzeitig hinreichend geringer Flächenbelegung herstellen lassen. Bei zu großer Flächenbelegung erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung der β -Zerfallselektronen in der Quelle, was zur Erhöhung der systematischen Fehler einer Messung führt (s. Abschn. 4.2.1).
- Das Wasserstoffisotop Tritium und sein Tochterion ${}^3\text{He}^+$ besitzen die einfachsten Elektronenschalen. Das Endzustandsspektrum ("final states") der ${}^3\text{HHe}^+$ -Ionen ist daher sehr präzise zu berechnen (s. Abschn. 4.2.2).

2.2 Der experimentelle Aufbau

In diesen Abschnitt wird der experimentelle Aufbau des Mainzer Neutrinomassenexperimentes dargestellt, wie er zum Zeitpunkt der Messungen des Jahres 1999 vorlag. Eine Skizze des Aufbaus, mit Ausschnittvergrößerung des Quellbereichs und des magnetischen Krümmers, sind in Abbildung 2.3 zu sehen.

Das Herzstück des Mainzer Experimentes bildet das MAC-E-Filter Spektrometer, dessen Funktionsweise im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Dieser speziell für die Neutrinomassenexperimente entwickelte Spektrometertyp⁵ kann durch seine enorme Raumwinkelakzeptanz von bis zu 2π bei gleichzeitiger sehr guter Energieauflösung von 0,04% - 0,06% das Tritium- β -Spektrum mit einer Sensitivität auf eine Neutrinomasse von einigen eV vermessen. Details des Mainzer Spektrometers werden im übernächsten Abschnitt nur in soweit erklärt, wie sie für das Verständnis dieser Arbeit benötigt werden. Ausführliche Darstellungen des Konzeptes und der Realisierung des Mainzer Neutrinomassenexperimentes sind den Referenzen [Pic90, Pic92] zu entnehmen. Eine Ausführliche Darstellung des aktuellen Mainzer Experimentaufbaus nach Beendigung der Umbaumaßnahmen in den Jahren 1995 bis 1997 findet sich in [Bor00].

Ebenfalls nur knapp abgehandelt werden die Quellapparatur, der Detektor und das Datenaufnahmesystem. Ausführliche Beschreibungen finden sich in den Referenzen [Ket94, Fle98, Bor00], [Loe88, Wei89, Kub92, Bor00] und [Bar91, Kub92, Wei93a,

⁵Spektrometer nach Art des MAC-E-Filters wurden unabhängig in Mainz [Pic92] und Troitsk [Lob85] für die Vermessung des Tritium- β -Spektrums entwickelt und realisiert.

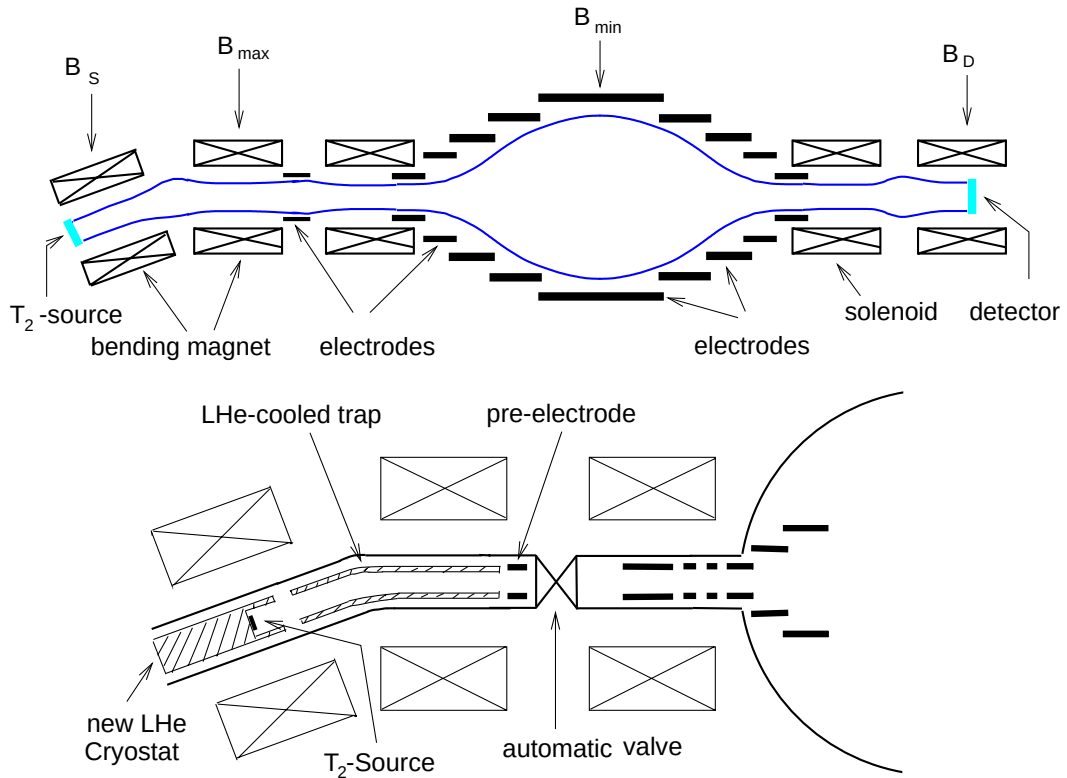


Abbildung 2.3: Skizze des Mainzer Neutrinomassenexperimentes. Im oberen Bild ist eine Skizze des Gesamtaufbaus des Mainzer Neutrinomassenexperimentes zu sehen, im unteren Bild ist eine Ausschnittvergrößerung des Bereiches der Quelle, des magnetischen Krümmers und des quellseitigen Spektrometerbereiches gezeigt. Von links nach rechts besteht das Mainzer Experiment aus der Quelle, dem magnetischen Krümmer mit seinen beiden um 20° gegeneinander verkippten Solenoiden, dem Spektrometer mit den beiden Solenoiden zum Aufbau des magnetischen Führungsfeldes und dem Satz von Elektroden für die Erzeugung des elektrischen Retardierungsfeldes und schließlich dem Detektor, untergebracht im Detektorsolenoiden. Die durchgezogenen Linien im oberen Bild stellen die Grenze des Flußschlauches dar, innerhalb der Elektronen von der Quelle zum Detektor geführt werden. Zusätzliche Details sind im unteren Bild zu sehen: Der Kryostat, der die Quelle auf einer Temperatur von 1,86 K hält, die mit flüssigem Helium gekühlte Kryofalle im magnetischen Krümmer, sie adsorbiert Tritiummoleküle, die von der Quelle abgedapft werden, wie auch Restgasmoleküle, die aus dem Spektrometer kommen. Weiterhin zu sehen ist die Vorelektrode. Sie wird auf negatives Potential gelegt und dient damit der Untergrundreduktion indem sie positive Ionen aus dem System entfernt. Schließlich ist das automatische Ventil zwischen magnetischem Krümmer und Spektrometer zu nennen, das im Notfall eine Trennung zwischen Quellregion und Spektrometer ermöglicht. Weitere Erläuterungen sind den einzelnen Unterabschnitten zu entnehmen.

Bar97].

Wie man mit der Mainzer Apparatur ein β -Spektrum aufnimmt, wird kurz in Abschnitt 2.2.5 gezeigt. Im Abschnitt 2.2.8 schließlich werden die der Sicherheit, Überwachung und Automatisierung dienenden Einrichtungen des Experimentes beschrieben.

2.2.1 Das MAC-E-Filter – Funktionsprinzip

Das Mainzer MAC-E-Filter beruht auf der Kombination eines elektrostatischen Gegenfeldspektrometers (Energy-Filter), das es ermöglicht, energieaufgelöste integrale Elektronenspektren aufzunehmen, und dem Prinzip der magnetischen adiabatischen Kollimation (Magnetic Adiabatic Collimation), die letztlich die Voraussetzungen schafft, um eine sehr gute Energieauflösung und eine hohe Akzeptanz zu erreichen. Anhand der Abbildung 2.4 soll die Funktionsweise näher erläutert werden. Hauptbestandteile des Spektrometers sind die beiden supraleitenden Solenoide S1 und S2, die ein zur Mittelebene des Spektrometers symmetrisches magnetisches Führungsfeld erzeugen. Der weitere Hauptbestandteil des Spektrometers ist ein ebenfalls symmetrisch zur Mittelebene angeordneter Satz ringförmiger Elektroden, der ein elektrostatisches Feld erzeugt, das in der linken Hälfte des Spektrometers antiparallel zum Führungsfeld gerichtet ist und in der rechten Hälfte parallel zu diesem verläuft. Die Quelle ist im Zentrum des linken Solenoiden S1 platziert. Elektronen, die von hier aus in den rechten Halbraum starten, werden auf Zyklotronbahnen gezwungen und folgen den Magnetfeldlinien in das Zentrum des Spektrometers. An dieser Stelle ist die Stärke des Magnetfeldes minimal, d.h. $B_{\min} \approx 1/4000 B_{\max}$ ⁶.

Auf dem Weg durch das sich abschwächende Magnetfeld wirkt auf das durch die Zyklotronbewegung hervorgerufene magnetische Bahnmoment $\vec{\mu}$ der Elektronen die sogenannte Gradientenkraft $\vec{F}_{\nabla}$:

$$\vec{F}_{\nabla} = \nabla (\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (2.8)$$

Die Gradientenkraft ist so gerichtet, daß sie die Elektronen parallel zu den Magnetfeldlinien ins Feldminimum, d.h. zum Zentrum des Spektrometers hin beschleunigt. Aufgrund der Energieerhaltung im statischen Magnetfeld kann der Energiegewinn in longitudinaler Richtung ($E_{\parallel}$), also in Richtung der Feldlinien, nur auf Kosten der Transversalenergie ($E_{\perp}$) erfolgen. Das heißt, es wird Energie aus der Zyklotronbewegung in die Logitudinalbewegung überführt. Sofern die relative Änderung des Magnetfeldes während dieses Prozesses adiabatisch verläuft, das heißt die Änderung ist hinreichend klein pro Zyklotronumlauf, ist das Produkt aus dem magnetischen Bahnmoment der Elektronen $\vec{\mu}$ und dem relativistischen Faktor γ eine Erhaltungsgröße [Jac82]:

$$\gamma \cdot \mu = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e B} = \text{const.} \quad (2.9)$$

⁶Da in diesem Fall $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ gilt und im Vakuum $\mu = 1$ ist, kann im folgenden der Begriff Magnetfeld synonym für magnetische Flußdichte verwendet werden.

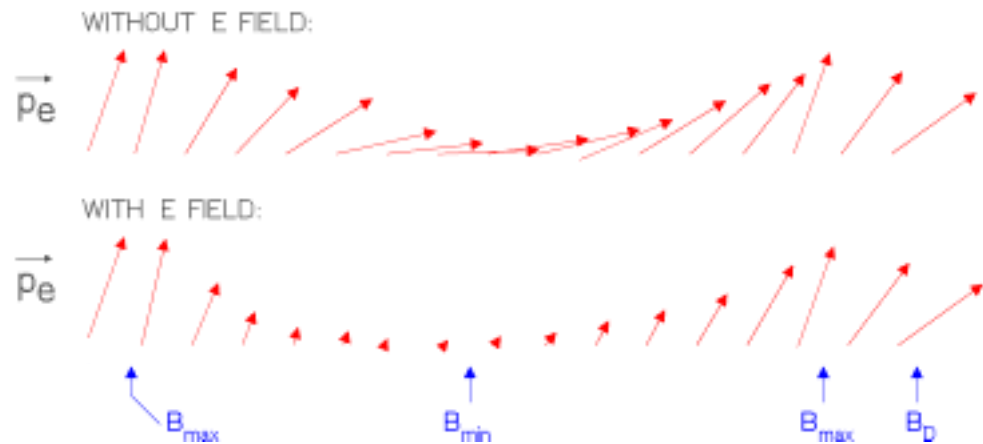
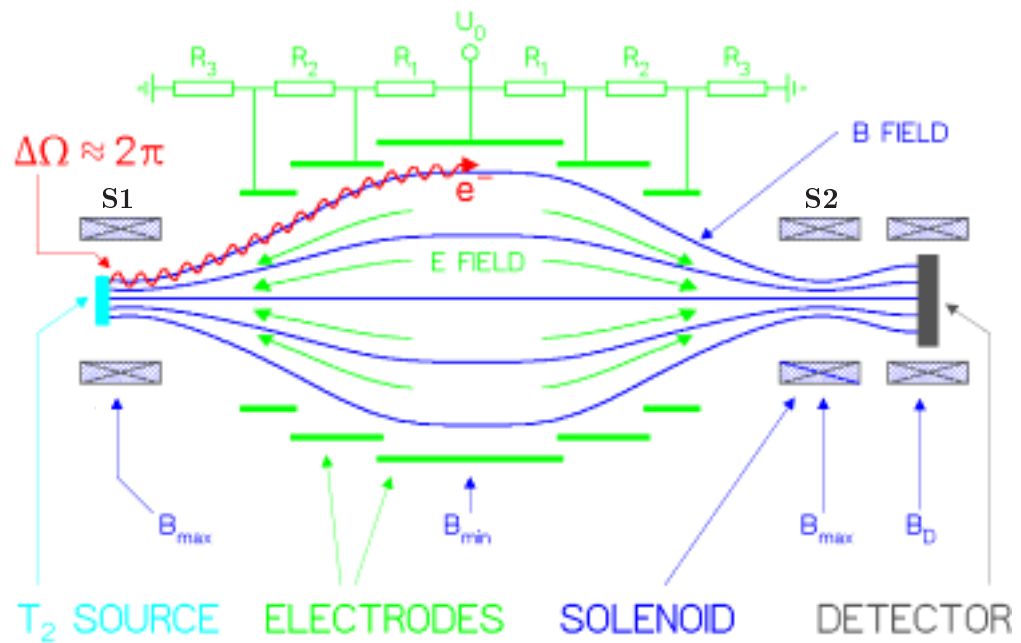


Abbildung 2.4: Prinzip des MAC-E-Filters. Hauptbestandteile eines Spektrometers nach dem MAC-E-Filter Prinzip sind zwei Solenoide (S1,S2), deren zur Mittelebene des Spektrometers symmetrisches magnetisches Führungsfeld für die Kollimation der Elektronen verantwortlich ist, sowie ein Elektrodensystem, dessen elektrostatisches Retardierungsfeld für die Energieanalyse der Elektronen sorgt. Elektronen, die von der im Solenoiden S1 platzierten Quelle in den vorderen Halbraum starten, werden auf Zyklotronbahnen gezwungen und folgen dem magnetischen Führungsfeld ins Zentrum des Spektrometers. Das Magnetfeld ist dort um mehr als drei Größenordnungen kleiner als im Magnetfeldmaximum $B_{\max}$. Beim Durchlaufen des Magnetfeldgradienten wird die anfangs vorhandene Transversalenergie fast vollständig in Longitudinalenergie umgewandelt. Dieser Prozeß der Magnetischen Adiabatischen Kollimation ist im Bild anhand der Impulsvektoren der Elektronen dargestellt. Das von den Zylinderelektroden aufgebaute elektrostatische Retardierungsfeld ist dem magnetischen Führungsfeld entgegengerichtet. Elektronen, deren Longitudinalenergie größer ist als das angelegte Gegenpotential U_0 , können die elektrostatische Barriere überwinden und werden auf den Detektor geführt; alle übrigen werden in der linken Hälfte des Spektrometers reflektiert (Energie-Filter).

Hier ist $p_{\perp}$ der Transversalimpuls der Elektronen. Analog zur Gleichung 2.9, kann man eine Bedingung für den Anstellwinkel der Elektronen zur Magnetfeldlinie angeben [Jac82]:

$$\frac{\sin^2(\delta)}{B} = \text{const.} , \quad (2.10)$$

mit δ als Winkel der Bewegungsrichtung der Elektronen zur Richtung der Magnetfeldlinie. Im Mainzer Spektrometer ist die Adiabasie erhalten, d.h. die Gleichungen 2.9 und 2.10 gelten [Pic92].

Beim Tritium- β -Zerfall kann man den γ -Faktor in nichtrelativistischer Näherung gleich 1 setzen ⁷. Damit erhält man:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad \text{mit} \quad E_{\perp} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} . \quad (2.11)$$

Quantitativ ergibt sich damit für die resultierende transversale Energie $E_{\perp f}$ eines Elektrons, das das Zentrum des Spektrometers erreicht, eine Abschwächung der transversalen Energie. Die Startenergie des Elektrons $E_{\perp i}$ wird um das Verhältnis der Magnetfelder im Zentrum des Spektrometers B_f und an seinem Startpunkt B_i verringert:

$$E_{\perp f} = E_{\perp i} \cdot \frac{B_f}{B_i} . \quad (2.12)$$

Damit steht im Zentrum des Spektrometers fast die gesamte Energie in Vorwärtsrichtung zur Verfügung. Diese Parallelisierung der Impulse der Elektronen in Richtung der magnetischen Feldlinien wird magnetische adiabatische Kollimation genannt. Für die Auflösung ΔE des Spektrometers gilt dann:

$$\Delta E = E_{\perp f} = E_0 \cdot \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \approx 4.8 \text{ eV} \quad (2.13)$$

mit E_0 : maximale Startenergie (≈ 18.6 keV).

Das elektrostatische Feld hat zwei Aufgaben. Zum einen den frühzeitigen Abbau longitudinaler Energie der Elektronen, der sicher stellt, daß der Zuwachs an Longitudinalenergie stets so klein bleibt, daß für die Elektronen die Bedingungen für eine adiabatische Transformation im Magnetfeld erhalten bleiben. Zum anderen dient das elektrische Feld zur Energieanalyse der zu spektroskopierenden Elektronen. Diese können das elektrische Filter nur dann überwinden, wenn ihre Longitudinalenergie an jedem Punkt des Spektrometers größer ist als das dort herrschende elektrische Potential. Für das Zentrum des Spektrometers heißt das:

$$E_{\parallel f} = E_S - E_{\perp f} > -e \cdot U_0 \quad (2.14)$$

mit E_S als Startenergie der Elektronen. Die Elektronen, die das elektrostatische Filter überwinden können, werden anschließend durch das elektrostatische Feld wieder

⁷In der Anpassungsfunktion (Kap. 4.1) wird $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ berücksichtigt. Für Tritium- β -Elektronen ist der maximale Wert für γ 1,04 .

beschleunigt und mit Hilfe des magnetischen Führungsfeldes auf den Detektor im Zentrum des rechten Solenoiden geführt. Dort werden sie mit ihrer ursprünglichen Energie nachgewiesen.

2.2.2 Das Spektrometer

Das Spektrometer umfaßt die beiden Solenoide, die das magnetische Führungsfeld in dem dazwischen liegenden Spektrometertank aufbauen, sowie den Tank selbst mit dem Elektrodensystem. Dieser Bereich kann durch zwei automatische Ventile vakuummäßig vom Bereich des magnetischen Krümmers der Quellregion sowie vom Bereich des Detektors abgetrennt werden. Diese Möglichkeit ist von Bedeutung für die Automatisierung der Experimentüberwachung (s. Abschn. 2.2.8). Die Spektromettermagnete haben zueinander einen Abstand von etwas über 4 Metern und werden bei Standardtritiummessungen mit einer Feldstärke von 1,8 T betrieben.

Der Spektrometertank besteht aus einem zylinderförmigen Mittelteil mit 1 m lichter Weite und zwei halbkugelförmigen Endkappen, die den Übergang von den Vakuumrohren in den Spektrometermagneten zum Mittelteil bilden. Das Volumen des Tanks beträgt etwa $2,2 \text{ m}^3$. Im Tank sind 27 Ringelektroden symmetrisch zur Tankmitte platziert, die 19 größten sind wie die Tankhülle aus Edelstahl gefertigt. Die 8 kleinsten, die in den Magnetbohrungen untergebracht sind, wurden dagegen aus einer Titanlegierung gefertigt, um Sprühentladungen zwischen den Elektroden zu verhindern, wie sie zwischen den früheren, kupfernen aufgetreten sind [Bor00, Lat95].

Das Spektrometer ist ein Ultrahochvakuumssystem mit einem Restgasdruck von $\leq 10^{-10}$ mbar. Dieser niedrige Druck ist nötig, da das Spektrometer im Prinzip einer riesigen Penningröhre entspricht und damit die Gefahr des Zündens einer Entladung besteht, falls zu viele geladene Teilchen im Spektrometer gespeichert werden [Pic90]. Der geringe Druck wird durch eine Kombination von Volumengetterpumpen und mehrstufigen Turbomolekularpumpen mit vorgeschalteter Vorpumpe erzeugt. Wesentlich zum Erreichen des geringen Druckes war auch, daß die Innenwände des Spektrometertanks sowie alle Elektroden elektropoliert worden sind. Durch diese Maßnahme werden die Oberflächen der behandelten Werkstücke reduziert und die Ausgasrate damit verringert.

Zur Kontrolle des Drucks im Spektrometer steht ein Ionisations-Vakuummeter vom Typ Millenia der Fa. Varian zur Verfügung, das an seiner Nachweisgrenze arbeitet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein zusätzliches Extraktor-Ionisations-Vakuummeter mit einem erweiterten Meßbereich installiert (Fa. Leybold, Typ IM520). Dieses diente der Kontrolle von Druckveränderungen im Spektrometer durch das gezielte Einlassen von Helium. Um dieses durchführen zu können, wurde ein Einlaßkanal mit Dosierventil zwischen den beiden Stufen des Turbopumpensystems eingebaut. Entsprechend des Verdichtungsverhältnisses konnte Helium von dort aus rückwärts durch die erste

Stufe der Turbopumpe in das Spektrometer eindiffundieren. Die mit erhöhtem Heliumpartialdruck im Spektrometer durchgeführten Messungen werden in den Arbeiten [Ulr00, Sch01] diskutiert.

Zwei zusätzliche Spektrometerkomponenten, die außerhalb des Spektrometertanks installiert sind, müssen an dieser Stelle noch erwähnt werden. Zum einen sind dies zwei Luftspulenpaare, die so angeordnet sind, daß sie ein Magnetfeld senkrecht zur Spektrometerachse, die im wesentlichen in Nord-Süd-Richtung zeigt, erzeugen können. Diese sogenannten Erdfeldkompensationsspulen können Streufelder kompensieren, die die Richtung des magnetischen Führungsfeldes im Spektrometer stören könnten. Zum anderen handelt es sich um drei Luftspulen in der Mitte des Spektrometers von jeweils 1,7 m Durchmesser, die ein zusätzliches Magnetfeld in Richtung des Führungsfeldes erzeugen. Mit Hilfe dieser Spulen wird das Magnetfeld im Zentrum des Spektrometers - und damit die Auflösung des Spektrometers (s. Glg. 2.13) - auf den gewünschten Wert eingestellt.

2.2.2.1 Der magnetische Krümmer

Der magnetische Krümmer (s. Abb. 2.3) ist ein System aus zwei um einen Winkel von 20° gegeneinander verkippten Solenoiden. Im Meßbetrieb befindet sich die Tritiumquelle im linken Solenoiden des Krümmers. Die Magnetfeldstärke im Krümmer und die Positionierung der Quelle darin sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Die von der Tritiumquelle emittierten Elektronen werden magnetisch in das Spektrometer geführt. Von der Quelle abdampfende Tritiummoleküle werden, da sie nicht ausreichend magnetisch geführt werden, an den LHe-kalten (4,2 K) und mit Graphit belegten Oberflächen des Krümmers ausgefroren. Es wird damit verhindert, daß sie in das Innere des Spektrometers gelangen und dort für zusätzliche Zählrate sorgen. Im Gegenzug werden auch Restgasmoleküle, die aus dem Spektrometervolumen kommen an der Kühlfalle adsorbiert. Bei den Restgasmolekülen handelt es sich in der Hauptsache um Wasserstoffmoleküle. Daß die Kühlfalle die Restgaskondensation von Wasserstoff auf die Quelloberfläche nicht vollständig verhindern kann und was daraus für die Auswertung der Tritiummessungen folgt, wird ausführlich in Abschnitt 4.4 diskutiert.

An das spektrometerseitige Ende des Krümmers schließt sich eine Vorelektrode an (s. Abb. 2.3). Sie besteht aus einem 4-fach unterteilten, etwa 5 cm langen Rohrstück mit etwa 7 cm Innendurchmesser. Während der Messungen wurde an die Vorelektrode ein Potential von -500 V angelegt (die Elektrodenviertel waren elektrisch verbunden). Mit dieser Belegung sollten positive Ionen aus dem System entfernt werden und damit der Untergrund verringert werden.

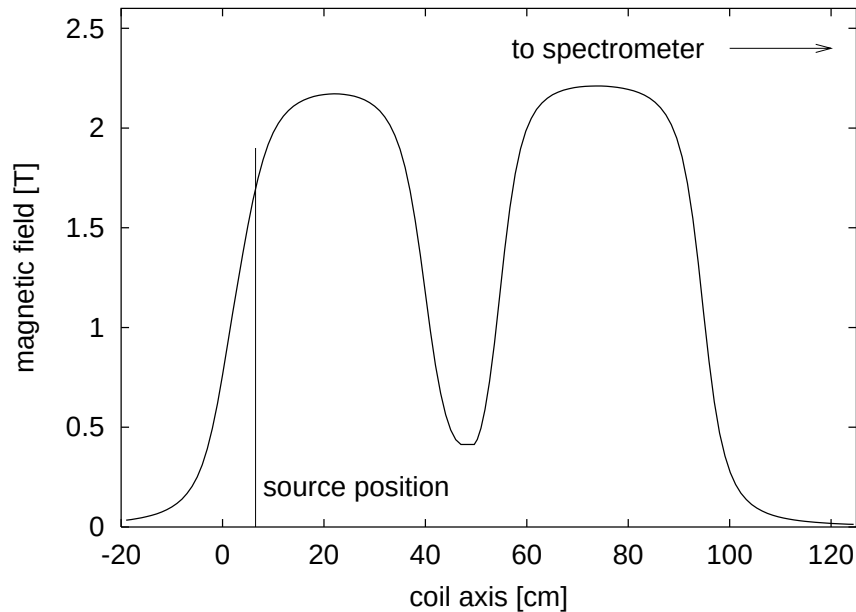


Abbildung 2.5: Das Feld des magnetischen Krümmers. Dargestellt ist das Feld des magnetischen Krümmers entlang der Spulenachse für eine Stromstärke von 90 A (Standardwert während einer Tritiummessung). Das maximale Feld der quellseitigen Spule beträgt in dieser Einstellung 2,17 T, das der spektrometerseitigen Spule 2,21 T. Die Quellposition ist durch den senkrechten Strich gekennzeichnet, das Magnetfeld an diesem Ort beträgt 1,69 T. Näheres zur Beschränkung des maximalen Akzeptierten Raumwinkels durch das Feld des magnetischen Krümmers siehe Abschnitt 2.2.6.

2.2.2.2 Die Hochspannungsversorgung

Die Spannungsversorgung der 27 Elektroden des Spektrometers erfolgt durch ein Hochspannungsnetzgerät mit interner Regelung der Firma Knürr-Heinzinger⁸ (Modell PNC5 30000-5 neg). Eine Skizze der Hochspannungsversorgung des Spektrometers ist der Abbildung 2.6 zu entnehmen. Die Regelung der Ausgangsspannung erfolgt in Abweichung zum Verfahren in Referenz [Bor00] nicht mehr durch Vergleich mit einem externen Spannungsnorm, sondern wird dem Netzgerät überlassen, da dessen interne Regelung genauer ist. Angesteuert wird das Netzgerät über einen separaten Rechner durch das Programm “HV_MOD” [Fic98]. Bei Eingabe des gewünschten Spannungswertes sorgt das Programm dafür, daß die Spannung nicht direkt gesetzt wird, sondern schrittweise verzögert erreicht wird. Die Wahrscheinlichkeit für Spannungsüberschläge wird dadurch herabgesetzt. Außerdem wurde das Programm mit einer Notaus-Routine ausgestattet, die auf ein Signal des Experimentüberwachungssystems (s. Abschn. 2.2.8) anspricht und die Spektrometerspannung dann unverzüg-

⁸Knürr-Heinzinger electronic GmbH, Anton-Jacob-Straße 4, D-83026 Rosenheim.

Die vom Hersteller zugesicherten Eigenschaften sind eine Spannungstabilität besser als $1 \cdot 10^{-5}$ über 8 Stunden, ein Temperaturkoeffizient besser als $1 \cdot 10^{-5}$ pro Kelvin und eine Restwelligkeit besser als $1 \cdot 10^{-5}$ pp $\pm$ 50mV. Die Einhaltung der zugesicherten Eigenschaften wurden bei Tests im Mainzer Labor bestätigt.

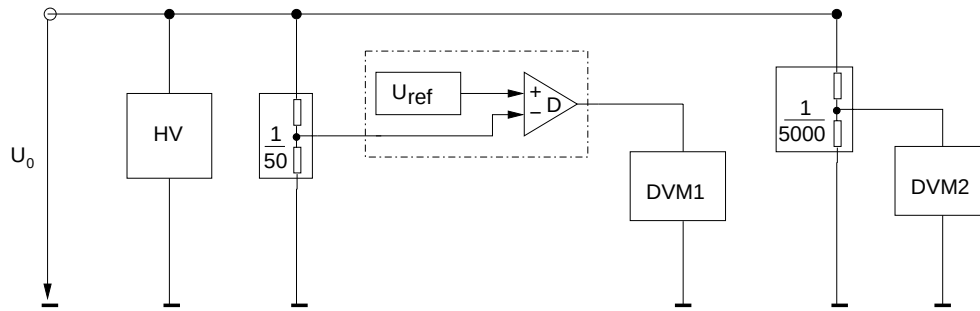


Abbildung 2.6: Skizze der Hochspannungsversorgung des Spektrometers.

Dargestellt ist die Hochspannungsversorgung des Spektrometers. Die Regelung erfolgt, wie im Text beschrieben, im Gegensatz zu früheren Messungen durch das Hochspannungsnetzgerät (HV) selbst. Das Differenzsignal der im Verhältnis 1:50 heruntergeteilten Spannung zu einem externen Spannungsnorm wird von einem Digitalvoltmeter (DVM1) aufgenommen und vom Kontrollrechner protokolliert. Zusätzlich wird die an einem zweiten Hochspannungsteiler im Verhältnis 1:5000 heruntergeteilte Spannung U_0 von einem Präzisionsvoltmeter gemessen und vom Meßrechner ausgelesen. Die verwendeten Geräte sind:

HV: Hochspannungsnetzgerät der Fa Knürr-Heinzinger, Modell PNC5 30000-5 neg

1/50 und 1/5000: Hochspannungsteiler der Fa. July Research, Modell KV-50

U_{ref} und D: Spannungsnorm mit Differenzvoltmeter der Fa. Fluke, Modell 335A

DVM1: Präzisionsvoltmeter der Fa. PREMA, Modell DMM 5040

DVM2: Präzisionsvoltmeter der Fa. PREMA, Modell DMM 6048

lich auf Null setzt. Das Differenzsignal zwischen der U_0 -Spannung des Netzgerätes, die an einem Präzisionshochspannungsteiler im Verhältnis 1:50 abgegriffen wird, und

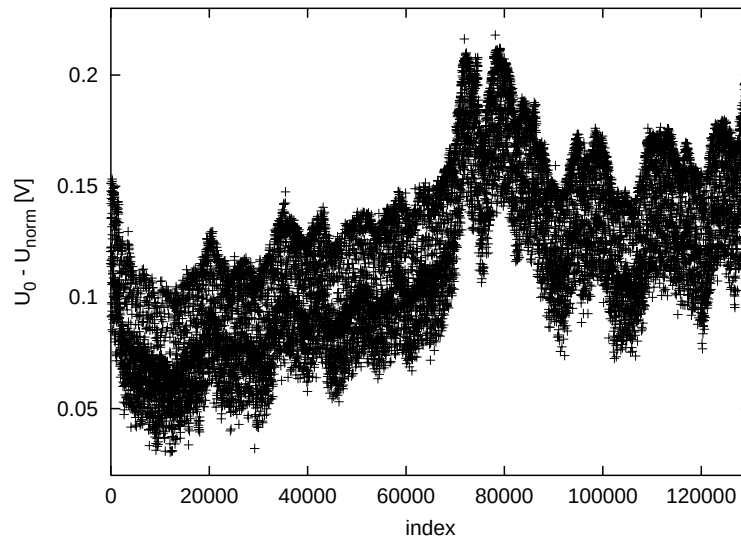


Abbildung 2.7: Zeitliche Variation der Retardierungsspannung U_0 gegen den vom Spannungsnorm gelieferten Wert am Beispiel der Messung Q7. Dargestellt ist der Differenzspannungsverlauf für einen Zeitraum von etwa 10 Tagen. Die Bandbreite der Spannungswerte ($\approx 0,1V$) gibt die Fluktuation der vom Netzgerät gelieferten Spannung wieder.

Kabelverbindungen in den Spannungsteilern weitaus weniger anfällig für Kabelbrüche wurden, als dies bisher der Fall gewesen war.

2.2.3 Die Quellapparatur

Der Quelle des Mainzer Neutrinomassenexperimentes kommt eine wohl ganz besondere Bedeutung zu. Erstmals in der Geschichte der Experimente, mit denen die Neutrinoruhemasse gemessen werden sollte, kam als Quelle ein abschreckend kondensierter Film aus molekularem Tritium zum Einsatz. Einerseits bedeutet dies, daß man eine relativ leicht zu handhabende Quelle zur Verfügung hat, die auch mit relativ wenig Tritiuminventar eine ausreichende Quellstärke ermöglicht. Andererseits hat man eine Vielzahl von Beiträgen zum systematischen Fehler durch die Festkörpereigenschaften des gefrorenen Tritiums, wie im Abschnitt 4.2 gezeigt wird. Der technische Aufbau der Quelle und des Einlaßsystems ist in Referenz [Bor00] beschrieben, die genaue Beschreibung des verwendeten LHe-Durchflußkryostaten findet sich in Referenz [Fle98]. Deshalb werden hier nur kurz die wichtigsten Komponenten und Eigenschaften der Quellapparatur beschrieben.

In Abbildung 2.9 ist der Quellkryostat mit dem HOPG-Substrat ¹⁰ in der Auffrierposition im sogenannten Kreuzstück zu sehen. Die genaue Positionierung des Quellkryostaten kann über die beiden Seitenfenster sowie ein nicht im Bild gezeigtes Aufsichtsfenster kontrolliert werden. Der Kryostat mit seinem Strahlungsschild wird soweit über das Einlaßröhrchen und die Teflonhaube geschoben, bis die Haube das Substrat eben berührt. Dieser Vorgang kann durch die Fenster in Haube und Strahlungsschild beobachtet werden. Das Tritiumgas kommt vom Einlaßsystem durch eine Kapillare in den UHV-Bereich der Quelle. Dort wird das Tritium mittels einer Zerstäuberdüse fein im Volumen der Teflonhaube verteilt. Das Substrat ist mit dem Kaltkopf des LHe-Durchflußkryostaten verklebt und wird von diesem während der Auffrierphase und anschließend während der ganzen Messung auf eine Temperatur von 1,86 K gekühlt. Beim Auftreffen auf das Substrat erfolgt eine schockartige Kondensation des Tritiumgases, das heißt, die Moleküle verbleiben an der Stelle, an der sie aufgetroffen sind und haben keine Möglichkeit, durch Diffusion energetisch günstigere Gitterplätze einzunehmen. Es bildet sich ein Film mit mikrokristalliner Struktur, der zahlreiche Löcher aufweist. Durch die Struktur des Quellfilms werden praktisch alle zum systematischen Fehler beitragenden Effekte beeinflusst. Genauer hierzu ist in den Abschnitten 4.2 und 3.2.3 zu finden. Die Dicke der aufgewachse-

gespeicherten Ladungsträgern (i. a. Elektronen) Energie zugeführt wird und diese damit aus dem Spektrometervolumen entfernt werden (ausführliche Diskussion in [Ulr00]).

¹⁰Highly Oriented Pyrolytic Graphite sind hochreine, pyrolytisch abgeschiedene Graphitkristalle, deren Flächennormalen weniger als $0,4^\circ$ von der Oberflächennormalen des Substrates abweichen. Die Oberfläche des Substrates ist atomar glatt (mit relativ wenigen Stufen) und das Material weist mit $Z = 6$ eine vergleichsweise geringe Ladungszahl auf. Beides reduziert den Beitrag zur Rückstreuung (s. Abschn. 4.2) des gemessenen Spektrums. Die Eignung des HOPG als Quellsubstrat für das Mainzer Experiment ist in der Referenz [Ket94] untersucht worden.

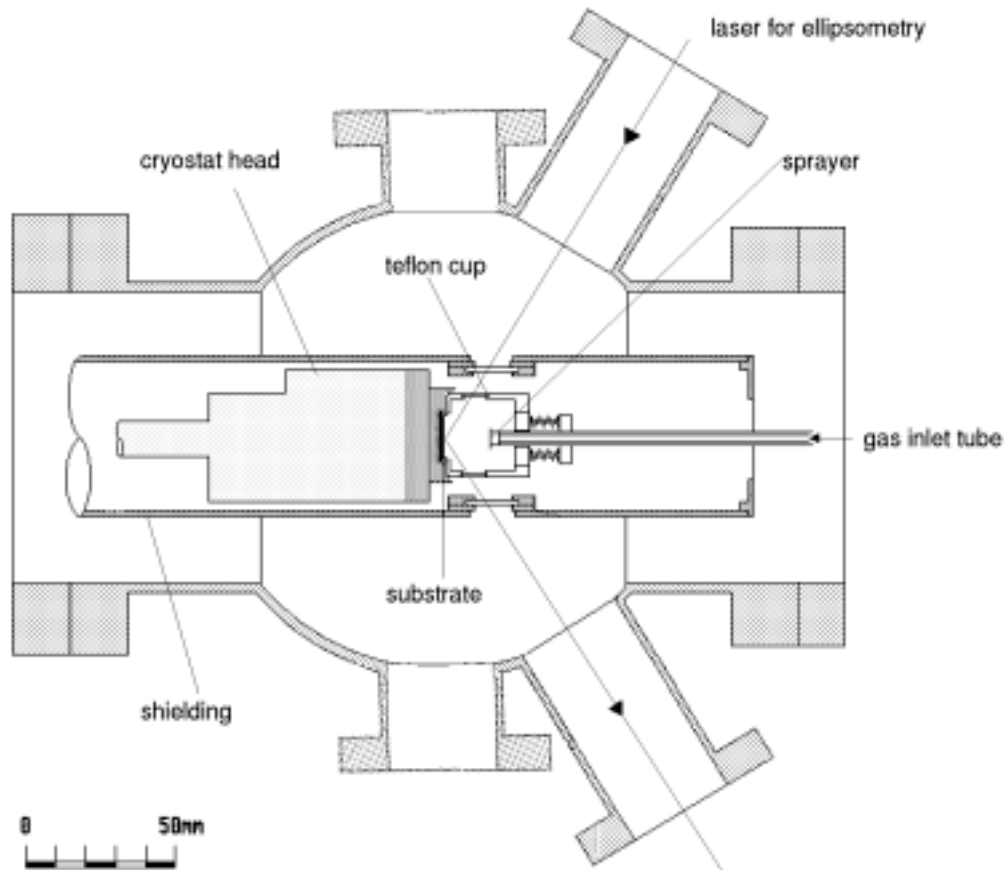


Abbildung 2.9: Skizze des Quellpräparationsortes, Aufsicht. Dargestellt ist der Quellkryostat in der Position zur Präparation der Quellfilme im Zentrum des Kreuzstückes. Der Kryostatkopf mit dem in schwarz dargestellten Graphitsubstrat und dem Strahlungsschild, das etwa 10 cm über das Substrat hinausreicht, ist von links über das in dieser Richtung ortsfeste Ende des Gaseinlaßsystems geschoben worden, bis die Teflonhaube am Ende des Einlaßsystems gerade an dem Substrathalter anliegt. Eine Zerstäuberdüse am Ende der Gaseinlaßkapillaren sorgt für eine homogene Verteilung des Gases im von der Teflonhaube definierten Volumen und sorgt damit für ein gleichmäßiges Schichtdickenwachstum auf dem Quellsubstrat. Das Kreuzstück, die Haube und auch das Strahlungsschild besitzen Fenster, durch die Laserlicht für die ellipsometrischen Schichtdickenmessungen auf das Substrat gelangen kann. Nach Beendigung der Quellpräparation wird der Quellkryostat so weit nach links zurückgezogen, daß die Teflonhaube nach oben (im Bild in Richtung des Betrachters) bewegt werden kann. Schließlich wird die Quelle nach rechts gefahren bis sie die Meßposition im magnetischen Krümmer erreicht hat (nicht mehr im Bild zu sehen).

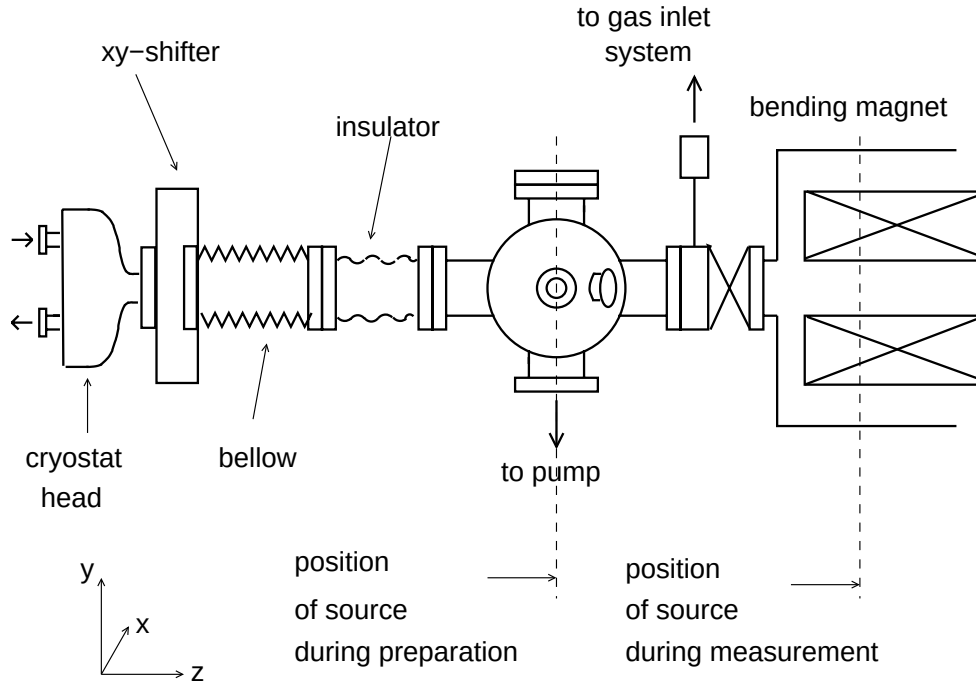


Abbildung 2.10: Skizze des Quellaufbaus, Seitenansicht. Es sind die wesentlichen Elemente des Quellaufbaues gezeigt. Im Zentrum kann man das Kreuzstück mit dem Quellpräparationsort (vgl. Abb. 2.9) erkennen. Der bewegliche Aufbau des Quells kryostaten ermöglicht es, die Quelle vom Präparationsort im Kreuzstück zur Meßposition im magnetischen Krümmer zu verbringen. Der Wellbalg sorgt dabei für die nötige Beweglichkeit des Kryostaten. Mit xy-Verschiebeeinheit kann die Quelle im magnetischen Flußschlauch geeignet positioniert werden. Der Isolator zwischen dem Wellbalg und dem Kreuzstück erlaubt es, die Quelle auf ein beliebiges (Quell-)Potential zu legen.

nen Schicht wird mit Hilfe der Ellipsometrie ¹¹ bestimmt (siehe Abschn. 3.2.2 und Anh. 3.2.3). Typische Schichtdicken für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tritiummessungen waren ca. $440 \text{ \AA}$ ¹². Ist ein Quellfilm der gewünschten Dicke auf das Substrat aufgebracht worden, wird der Kryostat so weit zurück gezogen, daß die Einlaßkapillare und die Haube in eine Parkposition verfahren werden können. Anschließend wird die Quelle, wie in Abb. 2.10 zu sehen, in die Meßposition im magnetischen Krümmer gebracht. Das Verfahren des Kryostaten wird durch einen Wellbalg ermöglicht. Die genaue Positionierung im magnetischen Flußschlauch erfolgt über eine XY-Verschiebeeinheit.

Zwischen dem Wellbalg und dem Kreuzstück ist ein Isolator installiert, um die Quelle samt Kryostaten auf ein anderes Potential als den restlichen Aufbau legen zu können.

¹¹ Eine kurze Darstellung des ellipsometrischen Verfahrens, wie es derzeit beim Mainzer Experiment verwendet wird findet sich in Referenz [Bor00]. Die ausführliche Behandlung der Theorie, sowie weitere Methoden der Ellipsometrie können dem Buch [Azz88] entnommen werden.

¹² Im täglichen Gebrauch hat sich für Schichtdicken die Maßeinheit Monolage ML eingebürgert, obwohl das im Fall poröser, abschreckend kondensierter Filme, die keine geordnete Kristallstruktur aufweisen, eigentlich nicht richtig ist. Deshalb ist $1 \text{ ML} \hat{=} 3,4 \text{ \AA}$ eher als Mittelwert zu sehen.

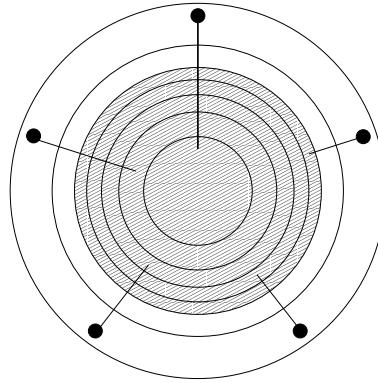


Abbildung 2.11: Skizze des Siliziumdetektors. Die aktive Fläche des Detektors besteht aus fünf ringförmigen Segmenten von je 1 cm^2 Fläche und ermöglicht so eine grobe radiale Ortsauflösung.

Wie in Abschnitt 2.2.5 gezeigt, wird das β -Spektrum durch die Variation einer an die Quelle angelegten Spannung vermessen. Durch ein Hochspannungsnetzgerät werden die vom Meßrechner vorgegebenen Spannungswerte (s. Abschn. 2.2.7) zwischen 0 V und -300 V gesetzt. Auf den Fußpunkt des Netzgerätes wird eine konstante externe Spannung von -20 V gegeben, die dafür sorgt, daß die Quelle stets auf negativem Potential liegt, und dadurch die durch die Zerfälle entstehenden positiven Ionen auf der Quelle verbleiben. Nach jedem Setzen der Quellspannung durch den Meßrechner wird die über einen 1:400 Spannungsteiler abgegriffene Quellspannung mit einem Präzisionsvoltmeter Typ Prema 5017 ca. 20 Mal pro Sekunde gemessen. Die Werte werden an den Kontrollrechner gesendet und dort weiterverarbeitet. Mittel-, Minimal- und Maximalwert werden dann an den Meßrechner übergeben, bevor dieser den nächsten Spannungswert setzt.

2.2.4 Der Detektor

Für den Nachweis der Tritium- β -Elektronen wird ein fünffach segmentierter, ionen-implantierter Silizium-Halbleiterdetektor ($5 \times 1 \text{ cm}^2$, Dicke $500 \mu\text{m}$) der Firma Eurisys Meßtechnik GmbH vom Typ IPSC25-11,2-500-N5 verwendet (s. Abb. 2.11). Der verwendete Detektoraufbau hat sich gegenüber den Messungen 1997 und 1998 nicht verändert. Daher werden an dieser Stelle lediglich die zum Verständnis nötigen Details beschrieben. Für weitergehende Betrachtungen sei auf die Referenz [Bor00] und die darin angesprochenen Referenzen verwiesen.

Der Detektor ist zusammen mit dem ladungsempfindlichen Vorverstärker auf einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Kupferkühlfinger montiert (s. Abb. 2.12). Gegen den Raumuntergrund wird der Detektor mit einer "Low-Level"-Bleiummantelung abgeschirmt. Die intrinsische Untergrundzählrate des Detektors beträgt für die Segmente 1 bis 3 im Meßfenster ¹³ $1,23 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$ [Bor00]. Der Druck im Bereich des

¹³Das für die Auswertung der Tritiummessungen herangezogenen Meßfenster umfaßt den Bereich von 15 keV bis 21 keV (Endpunktenergie des Tritium- β -Spektrums $\approx 18,575 \text{ keV}$).

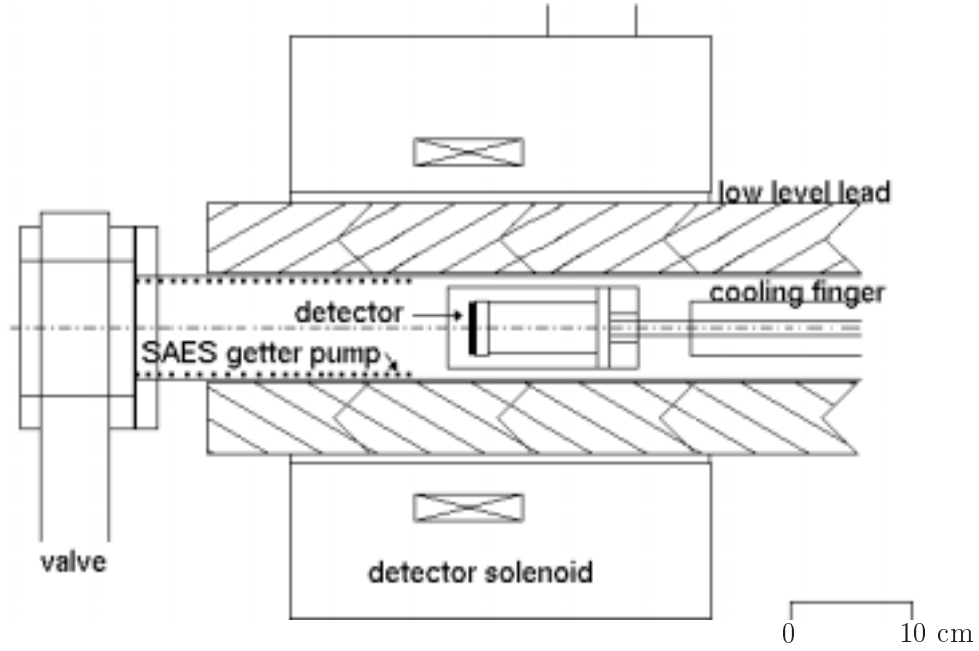


Abbildung 2.12: Skizze des Detektorbereiches. Der Detektor befindet sich im Zentrum des rechten Solenoiden (s. Abb. 2.3) und ist zusammen mit der 1. Vorverstärkerstufe auf einem Kupferkühlfinger montiert. Im Vakuumrohr vor dem Detektor befindet sich eine Volumen-Getterpumpe der Fa. SAES. Das Vakuumrohr ist von einer Low-Level Bleiabschirmung ummantelt, um den Raumuntergrund zu reduzieren.

Detektors wird mit Hilfe einer Kryopumpe, die in der Abbildung 2.12 nicht dargestellt ist, sowie einer SAES-Volumengetterpumpe, die zwischen Detektor und dem Ventil zum Spektrometer als differentielle Pumpstufe installiert ist, soweit reduziert, daß sich bei Öffnung des Ventils zum Spektrometer keine signifikante Erhöhung des Spektrometerdrucks einstellt.

Die Positionierung des Detektors im Zentrum des Detektorsolenoiden hat einen besonderen Grund. Durch die Verwendung eines eigenen Magneten kann die Feldstärke am Ort des Detektors unabhängig von den Einstellungen der Spektromettermagnete gewählt werden. Außerdem kann man das Magnetfeld am Ort des Detektors kleiner wählen als in dem Magneten, der für die Begrenzung des akzeptierten Startwinkels der Elektronen verantwortlich ist ($B_{\max,2}$, s. Glg. 2.20). Gleichzeitig ist gewährleistet, daß die Magnetfeldlinien senkrecht zur Oberfläche des Detektors verlaufen. Aus Gleichung 2.10 ergibt sich eine Reduktion des maximalen Anstellwinkels des Elektronenimpulses zur Magnetfeldlinienrichtung von 90° im Feldmaximum auf einen Wert von

$$\delta_{D,\max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_D}{B_{\max,2}}} \right) \approx 34^\circ \quad (2.15)$$

wodurch sich der Anteil der aus dem Detektor rückgestreuten Elektronen verringert.

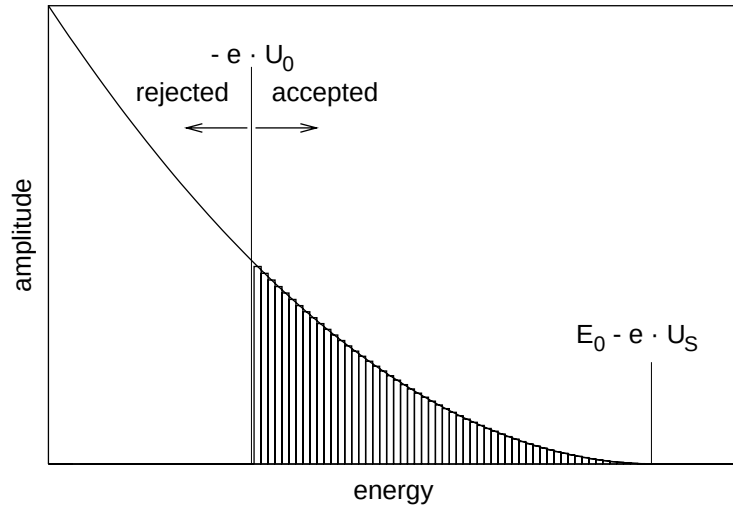


Abbildung 2.13: Prinzip der Messung des Endpunktbereiches des Tritium- β -Spektrums mit dem MAC-E-Filter. In Mainz wird der Endpunktbereich des Tritium- β -Spektrums gemessen, indem die Analysierspannung U_0 des Spektrometers konstant gehalten und das Potential der Quelle U_S schrittweise variiert wird. Alle β -Zerfallselektronen, deren Energie größer ist als das Retardierungspotential $-e \cdot U_0$ ($U_0 < 0$), können das MAC-E-Filter überwinden und werden im Detektor nachgewiesen. Dabei haben die Elektronen Energien zwischen $-e \cdot U_0$ und $E_0 - e \cdot U_S$ ($U_S < 0$).

2.2.5 Die Aufnahme eines β -Spektrums

Der offensichtliche Weg, ein β -Spektrum zu vermessen, wäre es, die von einer Quelle definierten Potentials U_S emittierten Elektronen mit Hilfe eines Spektrometers variabler Retardierungsspannung U_0 zu analysieren. In Mainz wird etwas anders verfahren. Die Retardierungsspannung U_0 wird konstant bei -18690 V gehalten, was den Vorteil hat, daß die elektrischen Verhältnisse im Spektrometer konstant bleiben. Die Quellspannung U_S wird schrittweise variiert, was bei Spannungen zwischen -20 V und -320 V technisch viel leichter mit hoher Präzision zu realisieren ist als für U_0 . In Abbildung 2.13 ist das Prinzip der Messung des Endpunktbereiches des Tritium- β -Spektrums dargestellt. Die genauen Spannungswerte für U_S werden von den Einträgen in der Meßpunktverteilung (vgl. Abschn. 2.2.7 und Anh. A) bestimmt. Das einmalige Abarbeiten der Meßpunktverteilung wird in Mainz als “Durchlauf” bezeichnet. Dieser startet in der Regel mit dem betragsmäßig kleinsten Wert für U_S (Untergrundbereich), läuft bis zum betragsmäßig größten Wert (Meßpunkt, der am weitesten im Spektrum liegt) und arbeitet dann die Spannungswerte in umgekehrter Reihenfolge ab, bis er wieder am ersten Spannungswert angelangt ist ¹⁴.

¹⁴In den Mainzer Messungen des Jahres 2000 sind Versuche mit verschiedenen mehr oder weniger zufälligen Reihenfolgen der angesprochenen Werte für U_S durchgeführt worden, um eventuelle Einflüsse der Sprungrichtung und -größe zu untersuchen (s. Ref. [Kra]).

2.2.6 Die Transmissionsfunktion

Die Transmission des Spektrometers ergibt sich aus dem Verhältnis der von der Quelle in den vorderen Halbraum gestarteten Elektronen, die das Analysierpotential $-e \cdot U_0$ ($U_0 < 0$) in der Mitte des Spektrometers überwinden können, zur Gesamtzahl der in den vorderen Halbraum emittierten Elektronen.

Die genaue Abhängigkeit des transmittierten Anteils der Elektronen von deren Startwinkel und -energie nennt man Transmissionsfunktion. Diese ist abhängig von der Startenergie E_S und dem Startwinkel δ_S der Elektronen, der maximalen Retardierungsspannung U_0 und den Magnetfeldern zwischen Quelle und Spektrometer (siehe Abb. 2.14). Eine ausführliche Herleitung der Transmissionsfunktion für das bestehende Mainzer Spektrometer ist in [Bor00] zu finden. An dieser Stelle beschränke ich mich auf die zum Verständnis notwendigen Details.

Der geeignete Parameter zur Beschreibung der Transmissionsfunktion ist der maximal akzeptierte Startwinkel $\delta_{\max}$ der Elektronen an der Quelle. $\delta_{\max}$ ist der größte Winkel zur Flächennormalen des Quellsubstrates, unter dem Elektronen starten können, um nicht von Transportsystem und Spektrometer reflektiert zu werden. Elektronen, die von der Quelle in Vorwärtsrichtung in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel δ emittiert werden, befinden sich im Raumwinkel $\Delta\Omega$:

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos(\delta)) = 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2(\delta)}\right). \quad (2.16)$$

Für das Spektrometer gilt dann, daß alle Elektronen, die unter einem Winkel δ_S von der Quelle starten, der kleiner oder gleich dem maximalen Startwinkel $\delta_{\max}$ ist, transmittiert werden:

$$T(E_S, U_S, U_0, B_{\max,1}, B_{\max,2}, B_M) = \frac{\Delta\Omega}{2\pi} = \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2(\delta_S)}\right) \text{ mit } \delta_S \leq \delta_{\max} \quad (2.17)$$

Hierbei ist U_S das Potential der Quelle mit $U_S < 0$, E_S die Startenergie der Elektronen und U_0 das Retardierungspotential des Spektrometers. $B_{\max,1}$, $B_{\max,2}$ und B_M sind in Abbildung 2.14 definiert. Zur Ermittlung der Transmissionsfunktion müssen nun die den Grenzwinkel $\delta_{\max}$ beeinflussenden Faktoren berücksichtigt werden.

1. Einmal ist dies das System des magnetischen Krümmers mit seinen beiden lokalen Magnetfeldmaxima. Beim Passieren von Magnetfeldgradienten kommt es zur Umwandlung zwischen longitudinaler und transversaler Energie der Elektronen (s. Glg. 2.12). Gleichzeitig gilt allgemein

$$E_{\perp} = E \cdot \sin^2(\delta) \text{ mit } \delta = \text{Winkel zur Magnetfeldlinie}, \quad (2.18)$$

und zusammen mit der Reflexionsbedingung

$$E_{\perp f} = E_i \quad (2.19)$$

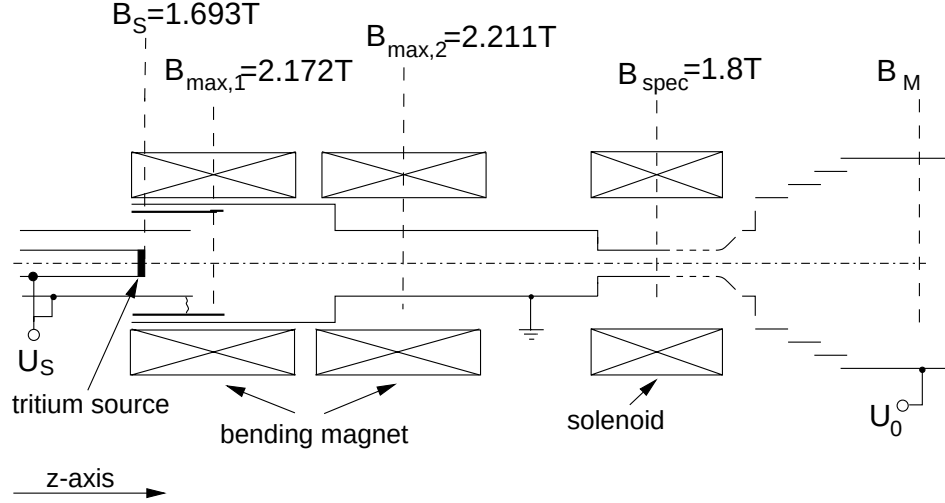


Abbildung 2.14: Magnetfelder und Spannungsbelegungen zwischen der Quellregion und dem Spektrometer (nach [Bor00]). Der Kryostat mitsamt dem Strahlungsschild und der, in Meßposition mit einer Goldkette auf gleiches Potential gebrachten, Rohrverlängerung im magnetischen Krümmer liegen auf Quellpotential U_S . Alle übrigen Bauelemente bis zum quellseitigen Spektrometermagneten liegen auf Erdpotential. Die genaue Spannungsbelegung der einzelnen Elektroden ist hier nicht aufgetragen (s. Abschn. 2.2.2), lediglich die an die Zentralelektrode angelegte Retardierungsspannung U_0 ist dargestellt. Elektronen, die am Quellort in einem Magnetfeld B_S starten, erreichen bei konstantem elektrischen Potential das erste Magnetfeldmaximum $B_{\max,1}$. Hier wird ein Teil der Elektronen magnetisch reflektiert, das heißt, es kommt zur ersten Beschränkung des akzeptierten Raumwinkels. Nach dem ersten Magnetfeldmaximum werden die Elektronen beschleunigt und erreichen das zweite Magnetfeldmaximum $B_{\max,2}$. Hier erfolgt eine weitere magnetische Reflexion. Diese stellt die limitierende Einschränkung des akzeptierten Raumwinkels dar, da $B_{\max,2} > B_{\max,1}$ ist. Das dritte Magnetfeldmaximum im Spektrometermagneten B_{spec} ist kleiner als $B_{\max,2}$ und bewirkt daher für die Elektronen keine weitere Einschränkung des akzeptierten Raumwinkels, das heißt alle Elektronen die $B_{\max,2}$ passiert haben, werden auch ins Spektrometer geführt. Die eigentliche Energieanalyse der Elektronen erfolgt mit Hilfe des Retardierungspotentials U_0 im Zentrum des Spektrometers in einem Magnetfeld $B_M = 5.67 \cdot 10^{-4} \text{T}$.

läßt sich der maximale akzeptierte Startwinkel aufgrund der magnetischen Reflexion im Bereich des Krümmers angeben [Bor00]¹⁵:

$$\sin(\delta_{\max}(\text{magn})) = \sqrt{\frac{E_S - e \cdot U_S}{E_S} \frac{B_S}{B_{\max,2}}} \quad (2.20)$$

Der einzige limitierende Faktor für die Reflexion im Krümmer ist also das zweite, höhere Magnetfeldmaximum $B_{\max,2}$.

2. Der zweite dem maximal akzeptierten Raumwinkel beeinflussende Faktor ist

¹⁵Der Unterschied der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen zu den in [Bor00] beschriebenen besteht darin, daß die Quelle an einem Ort höherer Magnetfeldstärke $B_S = 1,69 \text{ T}$ plaziert worden ist. Daraus ergibt sich ein maximaler Akzeptanzwinkel $\delta_{\max} = 61,6^\circ$.

die Anwesenheit des retardierenden elektrostatischen Potentials im Spektrometer. Nur die Elektronen, deren Longitudinalenergie $E_{\parallel M}$ im Zentrum des Spektrometers größer Null ist, können das Retardierungspotential $|e \cdot U_0|$ überwinden:

$$E_{\parallel M} = E_S - E_{\perp M} - e(U_S - U_0) > 0 \quad (2.21)$$

Als maximaler akzeptierter Startwinkel aufgrund der elektrischen Retardierung im Spektrometer ergibt sich [Bor00]:

$$\sin(\delta_{\max}(\text{ret})) = \sqrt{\frac{E_S - e(U_S - U_0)}{E_S} \frac{B_S}{B_M}} \quad (2.22)$$

Aus Gleichung 2.17 und den Bedingungen aus den Gleichungen 2.20 und 2.22 ergibt sich eine abschnittsweise, analytische Definition der Transmissionsfunktion T [Bor00]:

$$T = \begin{cases} 0 & \text{für } E_S - e \cdot U_S \leq -e U_0 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{E_S - e \cdot U_S + e \cdot U_0}{E_S} \frac{B_S}{B_M}} & \text{für } -e U_0 < E_S - e \cdot U_S < -e \cdot U_0 \frac{B_{\max,2}}{B_{\max,2} - B_M} \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{E_S - e \cdot U_S}{E_S} \frac{B_S}{B_{\max,2}}} & \text{für } E_S - e \cdot U_S \geq -e \cdot U_0 \frac{B_{\max,2}}{B_{\max,2} - B_M} \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{B_S}{B_{\max,1}}} & \text{für } -e U_S < -E_S \left(\frac{B_{\max,1} - B_{\max,2}}{B_{\max,1}} \right) \end{cases} \quad (2.23)$$

Man sieht, daß bei der Bedingung des letzten Teils der Transmissionsfunktion das erste Magnetfeldmaximum $B_{\max,1}$ im Krümmer limitierend wirkt¹⁶. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen war stets das zweite Magnetfeldmaximum $B_{\max,2}$ im Krümmer limitierend.

Der dritte Teilausdruck von Gleichung 2.23 kann entwickelt werden zu

$$T \approx \left(1 - \sqrt{1 - \frac{B_S}{B_{\max,2}}} \right) (1 - \alpha_T \cdot e \cdot U_S), \quad (2.24)$$

mit $\alpha_T = 0,0826/\text{keV}$. Das heißt, daß Elektronen, die mit etwas unterschiedlicher Quellspannung U_S beschleunigt werden, leicht unterschiedliche Bedingungen für den maximalen akzeptierten Startwinkel vorfinden. Die Transmissionsfunktion steigt also bei der hier vorgestellten Magnetfeldkonfiguration bei voller Transmission mit $8,26\%/ \text{keV}$ an. Bei den in [Bor00] vorgestellten Messungen war $B_S = 1,09\text{T}$ und $\alpha_T = 0,0652/\text{keV}$.

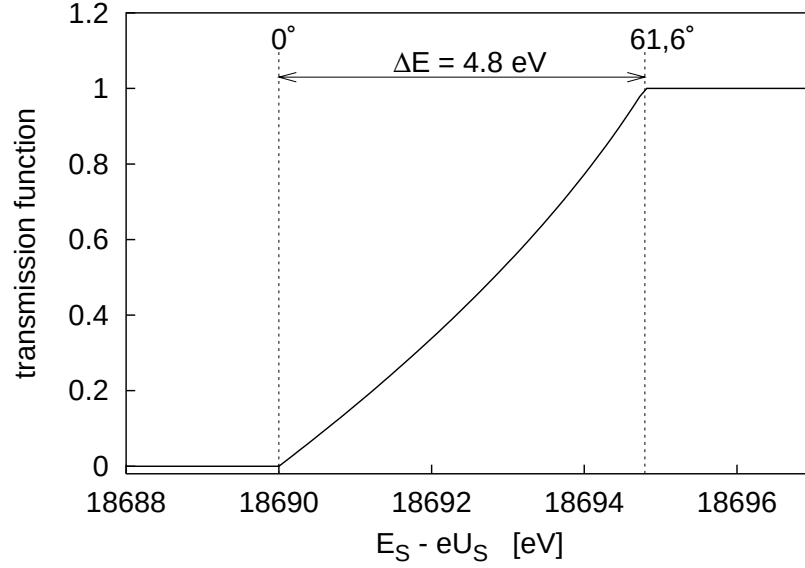


Abbildung 2.15: Verlauf der analytischen Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters für eine isotrop abstrahlende Quelle. Die Quelle befindet sich in einem Magnetfeld $B_S = 1,69$ T. Die Quellspannung U_S wird während der Messung zwischen -20 V und -320 V variiert, woraus sich für die Elektronen beim Eintritt in das Spektrometer eine Energie von $E_S - e \cdot U_S$ (E_S = Startenergie) ergibt. Die Retardierungsspannung U_0 des Spektrometers beträgt -18690 V, das Magnetfeld im Zentrum des Spektrometers $5,67 \cdot 10^{-4}$ T. Für die Darstellung wurde eine Startenergie E_S von 18575 eV gewählt. Damit ergibt sich für die Breite des Anstiegs der Transmissionsfunktion ΔE ($\Delta E/E_0$: relative Schärfe des MAC-E-Filters, E_0 : maximale Startenergie) ein Wert von etwa 4,8 eV. Als erstes werden Elektronen mit minimalem Startwinkel $\delta_S = 0^\circ$ transmittiert, zuletzt werden auch die Elektronen mit dem maximalen akzeptierten Startwinkel $\delta_{\max} = 61,6^\circ$ durchgelassen.

2.2.7 Das Datenaufnahmesystem

Die Datenaufnahme und der Ablauf des Experimentes wird durch ein zentrales Programm (STEUER, [Bar91]) gesteuert, das im Rahmen der Diplomarbeit von H. Barth erstellt worden ist. Das Programm wurde im Rahmen der Dissertation von H. Barth [Bar97] weiterentwickelt und deutlich verbessert und wird derzeit je nach Bedarf von der Mainzer Gruppe angepaßt. Das Programm veranlaßt das Setzen eines Quellspannungswertes U_S , die Kontrolle des Wertes und den Start der Datenaufnahme für einen festgelegten Zeitraum. Nach Ende dieses Zeitraumes werden die vom Datenaufnahmesystem ermittelten Werte auf die Festplatte des Meßrechners geschrieben und das Setzen des nächsten Quellspannungswertes veranlaßt.

Sowohl die Werte für die zu setzende Quellspannung als auch die Zeitdauer der Messung bei diesem Wert werden durch eine Meßpunktverteilung festgelegt. Eine graphische Darstellung der Meßpunktverteilungen ist in Abbildung 2.16 zu sehen. Durch

¹⁶ $B_{\max,1}$ wird für Quellspannungen $U_S < -335$ V ($E_S = 18370$ eV) limitierend. Bei den in dieser Arbeit und in Referenz [Bor00] vorgestellten Messungen war U_S stets größer als -320V.

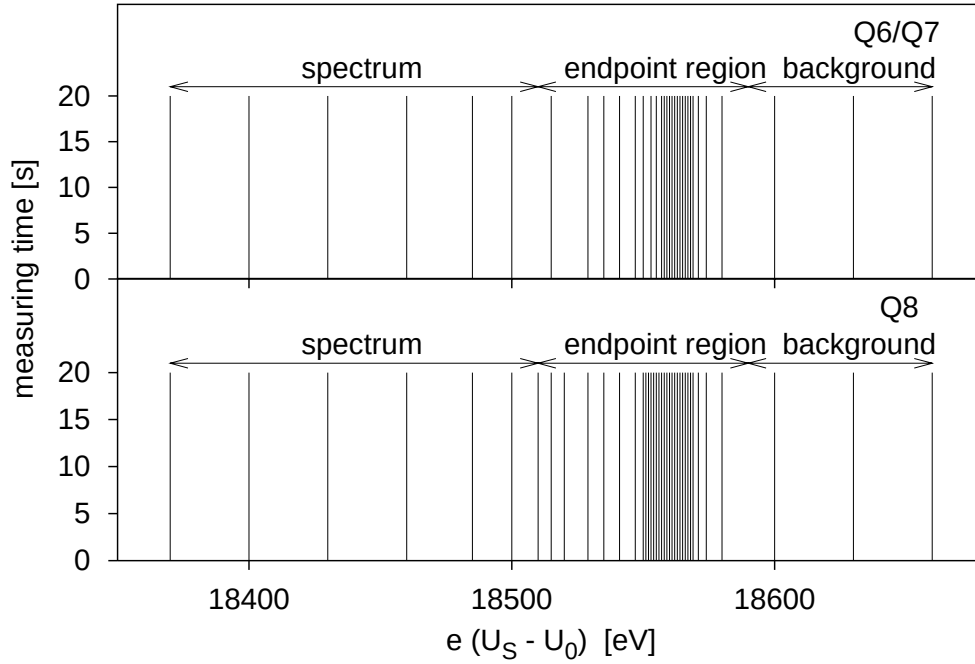


Abbildung 2.16: Meßpunktverteilungen der Tritiummeßphasen Q6, Q7 und Q8. Dargestellt sind die Meßzeitintervalle in Abhängigkeit vom jeweils anliegenden effektiven Retardierungspotential $e(U_S - U_0)$. Der Abstand zwischen den Meßpunkten variiert zwischen 30 V im Bereich des Untergrundes und weit im Spektrum, sowie 1 V in der Endpunktregion des Tritium- β -Spektrums. Für die Messung Q8 wurde der Bereich der 1 V Schritte bis in die Gegend des Spektrums erweitert, in der ein Signal, hervorgerufen durch eine Störung nach Art der “Troitsk Anomalie” (s. Abschn. 2.3.2), zu finden wäre. Die Messung beginnt mit dem höchsten Wert des Retardierungspotentials im Bereich des Untergrundes. Danach wird das effektive Retardierungspotential schrittweise abgesenkt, bis der niedrigste Wert erreicht ist (Meßpunkt am weitesten im Spektrum). Danach erfolgt die Umkehrung der Richtung der Potentialveränderung und die schrittweise Erhöhung der effektiven Retardierungsspannung bis der Maximalwert wieder erreicht ist. Das einmalige Abtasten des Spektrums, bis der Ausgangspunkt wieder erreicht ist, wird ein Durchlauf genannt. In den Bildern sind die Längen der Meßzeitintervalle für jeweils einen halben Durchlauf dargestellt. Die Meßpunktverteilungen sind in tabellarischer Form in Anhang A zu finden.

die Auswertung von Monte-Carlo-Simulationsdaten verschiedener Meßpunktverteilungen bei vorgegebener Gesamtmeßzeit, wurde versucht, ein Optimum zu finden (s. Referenz [Wei00]). Das Resultat der Simulationen ist stark von Größen wie Untergrundrate, Tritiumfilmdicke und gewähltem Öffnungswinkel abhängig. Aus diesem Grund ist es nötig, die Verteilung zu jeder Messung einer Überprüfung zu unterziehen und gegebenenfalls anzupassen. Abbildung 2.16 zeigt, daß der Schwerpunkt der Messung im Bereich des Endpunktes des Tritium- β -Spektrums angesiedelt ist. Die Meßpunktverteilungen von Q6/Q7 und Q8 differieren nur leicht. Für die Messung Q8 wurde die Dichte der Meßpunkte in dem Bereich des Spektrums erhöht, in dem die Signatur der “Troitsk Anomalie” zu erwarten war.

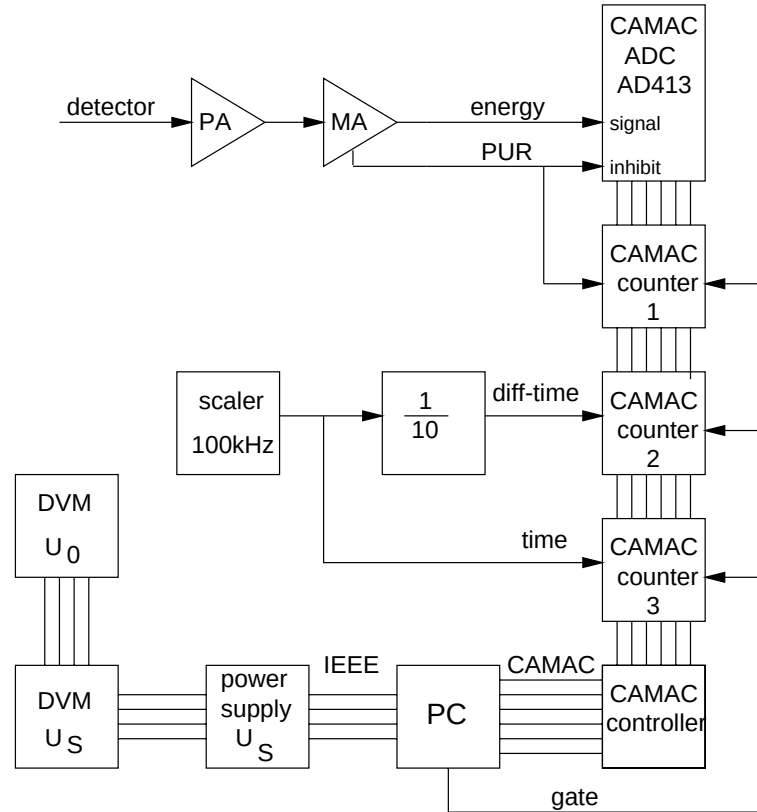


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung der Datenaufnahme und der Experimentsteuerung (aus [Bor00]). Die 4-fach identisch aufgebaute Elektronik (PA und MA) zum Auslesen der inneren 4 Detektorsegmente ist der Übersichtlichkeit halber nur einmal gezeichnet. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Erklärung der Abkürzungen:

PA: Ladungsempfindlicher Vorverstärker [Sch90]

MA: Spektroskopiehauptverstärker der Fa. Silena, Modelle: 7612,7614

ADC: 4-fach CAMAC-ADC der Fa. EG&G Ortec, Modell 413

DVM: Digitalvoltmeter

Der in Abbildung 2.17 schematisch dargestellte Aufbau der Datenaufnahme und der Experimentsteuerung ist gegenüber den Messungen der Jahre 1997 und 1998 nicht verändert worden, deshalb wird nur kurz das Prinzip erklärt. Details zur verwendeten Elektronik sind den Referenzen [Kub92, Bar97] zu entnehmen. Die Detektorsignale werden von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt und anschließend von dem Hauptverstärker umgeformt, verstärkt und auf einen Analog-Digital-Wandler (ADC) gegeben. Die Weitergabe erfolgt, sofern nicht ein “pile-up-reject” (PUR) Signal¹⁷ des Hauptverstärkers anliegt. Die vom ADC konvertierten Signale werden vom Meßrechner ausgelesen und im sogenannten “event-by-event” Modus (EBE-Modus) abgespeichert, d.h. die im Detektor nachgewiesenen Ereignisse werden

¹⁷Das PUR-Signal zeigt an, daß Ereignisse unterdrückt werden, die zeitlich so schnell aufeinander folgten, daß sie am Ausgang des Hauptverstärkers als Summensignal aufgetreten wären.

einzelnen in der Reihenfolge ihres Auftretens abgespeichert. Die Information über die Differenzzeiten zwischen den Ereignissen erhält man über einen CAMAC-Zähler an dessen Eingang ein periodisches Signal (10kHz) anliegt und der nach jedem Auslesen eines Ereignisses zurückgesetzt wird. Ein zweiter Zähler (100kHz) dient dazu, die genaue Meßzeit pro Meßpunkt zu ermitteln. Ein dritter Zähler schließlich nimmt die Anzahl der PUR-Signale auf. Die Zähler werden am Ende eines Meßintervalls ausgelesen und zurückgesetzt, die Daten werden in einer Protokolldatei abgelegt. Ein vom Meßrechner ausgegebenes "gate"-Signal stellt sicher, daß die Zähler nur während der vorgesehenen Meßzeit aktiv sind.

2.2.8 Die Experimentüberwachung

Von essentieller Bedeutung für die Durchführung von Langzeitmessungen mit dem Mainzer Experiment war die Installation und konsequente Weiterentwicklung einer auf das Experiment zugeschnittenen Überwachung. Möglich wurde dies erst, durch die räumliche Trennung der Quelle und des Spektrometers während der Tritiummessungen. Dadurch wurde es möglich, im Notfall einen Ganzmetallzugschieber zwischen Quelle und Spektrometer zu schließen um eine Kontamination des Tanks durch Tritiummoleküle zu verhindern.

Die Einrichtungen des Experimentüberwachungssystems lassen sich in zwei Teile untergliedern, der Sicherheitsautomatik als "stand alone" System und der computergestützten Experimentüberwachung:

- Die Sicherheitsautomatik ist eine ohne Computerunterstützung arbeitende Kontrollbox, die die wichtigsten Systemparameter überwacht und im Alarmfall das Schließen der Spektrometerventile veranlaßt. Überwacht werden die Quelltemperatur, der Druck im Quellvakuumsystem und im Spektrometer, Heliumdurchfluß und Temperatur der Kryofalle im magnetischen Krümmer. Zusätzlich zum Schließen der Ventile wird ein Alarmsignal an das Experimentüberwachungsprogramm auf dem Kontrollrechner gesendet. Durch die Sicherheitsautomatik wird das Spektrometer vor Tritiumverunreinigungen durch den Ausfall des Quells kryostaten geschützt, und im Falle des Ausfalls wichtiger Komponenten soviel Zeit gewonnen, daß sachkundiges Personal eingreifen kann, auch wenn es zum Zeitpunkt des Alarms nicht im Labor weilt. Die dauernde Anwesenheit von zwei Operateuren im Labor ist somit nicht mehr erforderlich.
- Das computergestützte Experimentüberwachungsprogramm CONTROL [Wei97] sammelt die Werte weiterer für den erfolgreichen Verlauf der Messungen wichtiger Parameter. Überwacht werden beispielsweise Quelltemperatur, LHe Verbrauchsraten des Quells kryostaten und der supraleitenden Magnete, Quell-, Spektrometer- und Detektorspannung und die Temperatur des Kühlwassers im Labor. Neben der Protokollierung der Daten mit Uhrzeit und Datum in sogenannten "Logfiles" werden einige der Parameter (z.B. Quelltemperatur) mit vorgegebenen Sollwerten verglichen. Im Falle einer Abweichung werden die

Spektrometerventile geschlossen und an den Rechner, der die Spektrometer-Spannung setzt, die Aufforderung geschickt, die Spannung U_0 herunterzufahren. Anschließend werden mittels eines Anrufes und der Versendung von SMS-Mitteilungen über Mobilfunk die Gruppenmitglieder alarmiert. Durch dieses Verfahren ist es den Experimentatoren möglich, sich während der Meßphasen vom Labor zu entfernen. Ein Eingreifen innerhalb von 15 Minuten muß jedoch möglich sein¹⁸. Zusätzlich zu diesen Aufgaben sendet das CONTROL-Programm zu festgelegten Zeiten SMS-Mitteilungen mit den wichtigsten überwachten Daten an die Gruppenmitglieder. Dadurch können bedenkliche Entwicklungen einzelner Parameter bereits im Vorfeld eines Alarms erkannt werden. Insbesondere die Beobachtung der Quellparameter, allen voran der Quelltemperatur, ist wichtig, da im Falle von Instabilitäten so schnell wie möglich eingegriffen werden muß.

Durch den Einsatz des Experimentüberwachungssystem ist während der Messungen die Anwesenheit der Experimentatoren in der Regel nur noch für die Datensicherung (Auswechseln der Festplatte des Meßrechners, Sicherung der Daten auf andere Festplatten und CD) und den Servicearbeiten an Quellkryostat und supraleitenden Magneten (Nachfüllen von LN_2 und LHe , Kontrollgänge im Labor) erforderlich. Alles in allem ergeben sich 10 Experimentatorstunden pro Tag, wobei aus Sicherheitsgründen immer zwei Personen bei Arbeiten im Labor anwesend sein müssen.

Mit dem beschriebenen Überwachungssystem (in verschiedenen Ausbaustufen) ist in den Jahren 1997 bis 2001 nahezu 14 Monate mit tritiumbelegtem Quellkryostaten gearbeitet worden. Es sind 12 Meßkampagnen durchgeführt worden, wobei es bei zweien zu einem (unbeabsichtigten) vorzeitigen Verlust der Quelle kam. Die Quelle Q3 ging im Frühjahr 1998 durch einen Stromausfall verloren, da eine "Unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV)" nicht funktioniert hat. Inzwischen ist das Quellsystem mit evakuierten Fässern verbunden, die im Fall eines Stromausfalls für mindestens 30 Sekunden die Pumpe des Durchflußkryostaten ersetzen können. Im Frühjahr 1999 ging die Quelle Q6 durch einen gleichzeitigen Ausfall der Strom- und Druckluftversorgung verloren. Durch rasches Eingreifen nach prompter Alarmierung war es möglich, die Meßphase mit einem neuen Quellfilm (Q7) bereits zwei Tage später fortzusetzen (s. Abschn. 3.1). Durch Verwendung einer Kombination aus elektrisch und elektro-pneumatisch betriebenen automatischen Ventilen an den, mit dem Quellsystem verbundenen Fässern, wird jetzt auch ein solches Vorkommnis abgefangen. Seit der Messung Q7 im Mai 1999 bis zur letzten durchgeführten Tritiummessung Q12 im Dezember 2001 ist es zu keiner nennenswerten Störung mehr gekommen, die die Fortführung einer Tritiummeßphase ernsthaft gefährdet hätten.

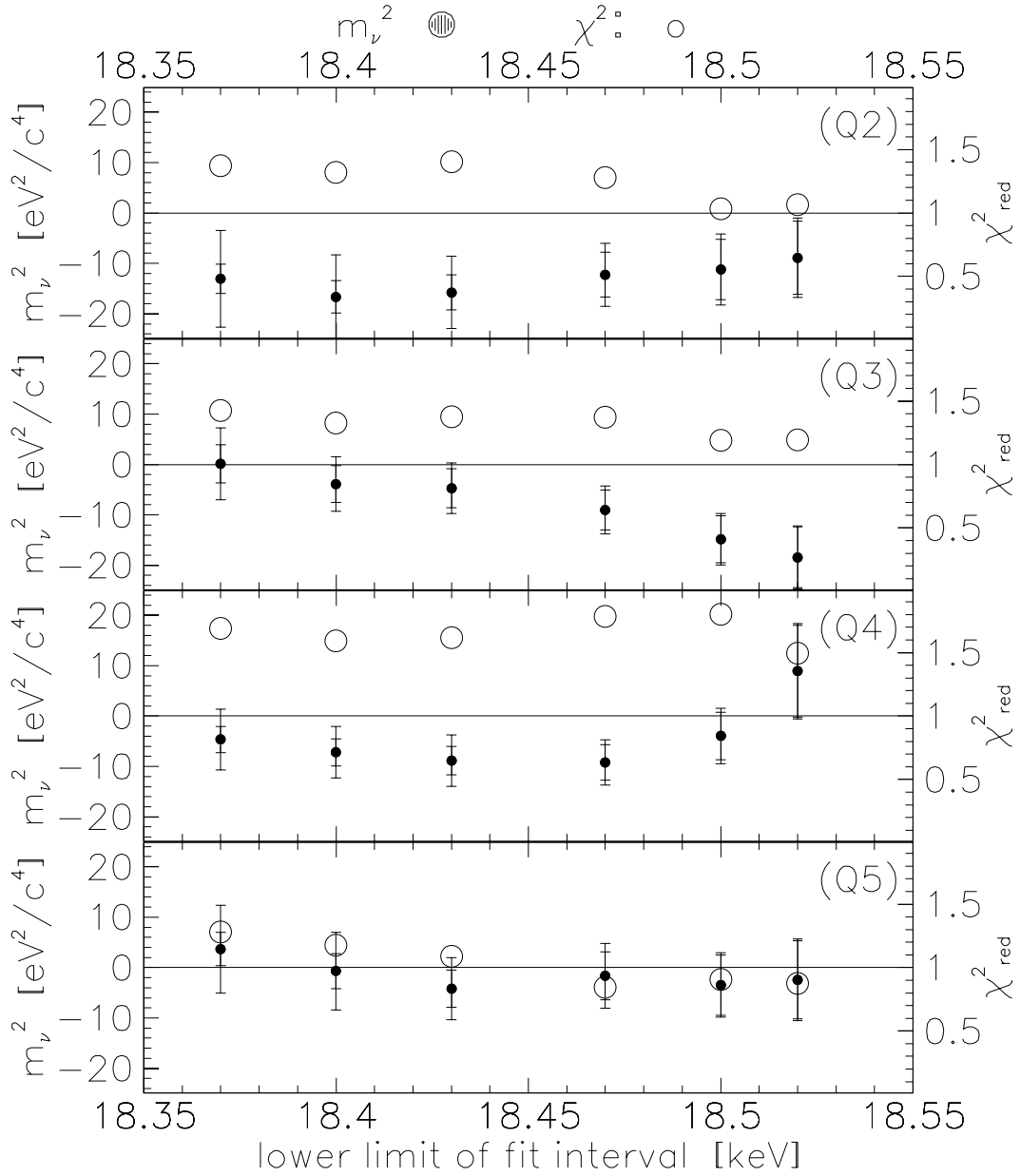


Abbildung 2.18: Neutrinomassenquadrate der Messungen 1997/1998 (Q2 bis Q5) [Bor00]. Dargestellt sind die Fitresultate des Parameters m_ν^2 (linke Ordinate, gefüllte Kreise) für die 4 verschiedenen Messungen in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Fitintervalls E_{low} . Die obere Grenze betrug immer 18,66 keV. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder, die äußeren Balken den Gesamtfehler. Die korrespondierenden Werte für das reduzierte Chi-Quadrat $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/d.o.f.$ können an der rechten Ordinate abgelesen werden (offene Kreise). Für die Messungen Q2, Q3 und Q4 erkennt man, daß die Werte des Neutrinomassenquadrates von E_{low} abhängen, und daß teilweise signifikant negative und damit unphysikalische Werte für m_ν^2 gefunden wurden. Die zugehörigen schlechten Werte für χ^2_{red} zeigen, daß in diesen Fällen die Anpassung unzureichend ist. Bei der Messung Q5 hingegen ist ein stabiles, innerhalb der Fehler voll mit Null verträgliches Ergebnis für das m_ν^2 zu erkennen. Die mit eins verträglichen Werte für χ^2_{red} weisen auf eine gute Anpassung hin (Zur genaueren Erklärung des Anpassungsverfahrens sei auf das Kapitel 4 verwiesen).

2.3 Die Messungen 1997/1998

Durch den erfolgreichen Umbau des Mainzer Neutrinomassenexperimentes in den Jahren 1995-1997, der im Rahmen der Doktorarbeit von B. Bornschein [Bor00] durchgeführt worden ist, wurde die Möglichkeit geschaffen, Langzeitmessungen durchzuführen, und damit das Potential der Apparatur auszuschöpfen. In den Jahren 1997 und 1998 wurden insgesamt 4 Meßphasen mit jeweils etwa 4 Wochen Dauer durchgeführt¹⁹. Die Schichtdicken der Tritiumquellfilme waren für die Messung Q2 etwa 970 Å und für die Messungen Q3 bis Q5 jeweils etwa 490 Å. Der maximale akzeptierte Startwinkel $\delta_{\max}$ (vgl. Glg. 2.20) war für alle 4 Messungen 45°.

Es sind verschiedene Untersuchungen zur Systematik durchgeführt worden, die den systematischen Fehler auf $2,2 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ reduziert haben. Zu nennen sind dabei die Messungen von Energieverlusten in schockkondensiertem Deuterium und die Ableitung einer neuen Energieverlustfunktion für schockkondensiertes Tritium (s. Abschn. 4.2.1 u. Ref. [Ase00]), ein weitgehendes Verständnis des Aufladeeffektes von Tritiumfilmen (s. Ref. [Bor00, Bor02] u. Abschn. 4.2.4 der vorliegenden Arbeit) sowie ein neues Verfahren zur ellipsometrischen Schichtdickenermittlung von Deuterium- und Tritiumfilmen (s. Ref. [Bor00], Abschn. 3.2.2 u. 3.2.3 der vorliegenden Arbeit).

Im nächsten Abschnitt werden kurz die Ergebnisse der Neutrinomassenquadratfits für die vier Meßphasen gezeigt. Im Abschnitt 2.3.2 wird kurz das Phänomen “Troitsk Anomalie” vorgestellt und gezeigt, was die Suche nach dieser Anomalie in den Daten der Messungen Q2 bis Q5 ergeben hatte. Im Abschnitt 2.3.3 werden die Obergrenzen für m_ν gezeigt, die sich aus diesen Ergebnissen ergeben haben.

2.3.1 Ergebnisse

In Abbildung 2.18 sind die Ergebnisse der Messungen von 1997 und 1998 dargestellt. Aufgetragen sind die Fitresultate²⁰ für den Parameter Neutrinomassenquadrat m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls E_{low} sowie die Werte des dazugehörigen reduzierten Chi-Quadrates χ_{red}^2 . In diesen Daten ist kein Hinweis auf ein signifikant positives m_ν^2 zu finden und damit auch kein Hinweis auf eine nicht-verschwindende Neutrinomasse.

Die leicht negativen Massenquadrate zusammen mit den schlechten χ_{red}^2 -Werten der Messungen Q2 bis Q4 zeigen, daß es einen weiteren Effekt geben muß, der nicht in

¹⁸Bei Strom- oder Kühlwasserausfall müssen innerhalb dieser Zeit der Zugschieber über dem Kalkkopf der Kryopumpe im Detektorsystem und die beiden Ganzmetalleckventile zwischen Spektrometertank und dem Turbomolekularpumpensystem von Hand geschlossen werden.

¹⁹Die Ergebnisse der Messungen der Jahre 1997 und 1998 sind in der Referenz [Wei99] veröffentlicht worden. Die Messung Q1 war eine Testmessung, mit der die Funktionsfähigkeit der Mainzer Apparatur nach dem Umbau in den Jahren 1995 bis 1997 gezeigt wurde.

²⁰Durchgeführt wurde eine Anpassung mit den 4 freien Parametern Amplitude und Endpunkt des Spektrums, Neutrinomassenquadrat und konstanter Untergrund (s. Kap. 4).

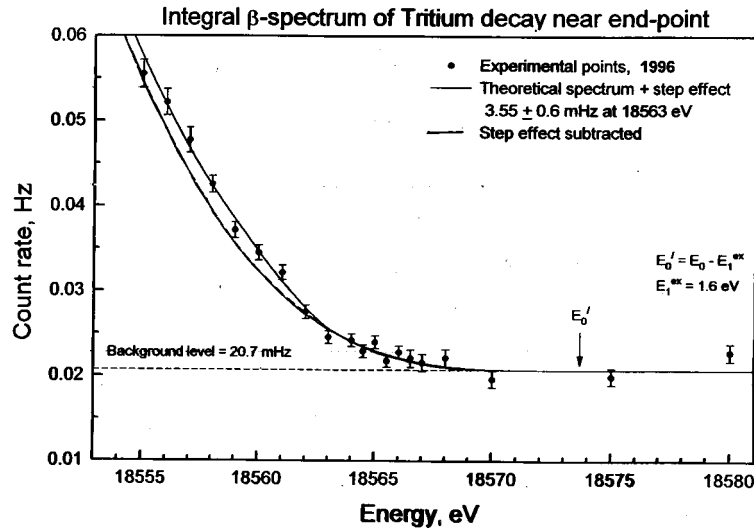


Abbildung 2.19: Troitsk Stufe (nach [Lob97]) Dargestellt ist der Endpunktbereich eines 1996 in Troitsk gemessenen Tritium- β -Spektrums. Die Punkte geben die experimentellen Daten wieder. Die obere durchgezogene Linie beschreibt die Anpassung an die Daten mit Hilfe einer zusätzlichen Stufe, bei der unteren durchgezogenen Linie ist die Stufe abgezogen worden.

der Fitfunktion berücksichtigt worden ist. Die Messungen Q3 bis Q5 sind unter gleichen Bedingungen zu verschiedenen Zeitpunkten durchgeführt worden. In den Daten der Messung Q4 trat eine lokale Störung auf (s. Abschn. 2.3.2), während die Daten der Messung Q5 störungsfrei und die aus diesen Daten resultierenden Werte für m_ν^2 mit Null verträglich sind.

2.3.2 Troitsk Anomalie

Die Troitsker Gruppe berichtet in ihren Veröffentlichungen [Bel95, Lob99] von einem Überschuss an Zählrate nahe des Endpunktes in den von ihnen gemessenen Spektren der Jahre 1994 bis 1998 gegenüber dem theoretischen Spektrum (s. Abb. 2.19). Sie beschreibt diese Anomalie als eine scharfe Stufe im Spektrum einige eV unterhalb der Endpunktenergie. Da es sich bei dem Troitsker Spektrometer, ebenso wie bei dem Mainzer Spektrometer, um ein integrierendes handelt, würde diese Stufe im gemessenen Spektrum einer Linie im primären Spektrum entsprechen. Die Intensität der Linie beträgt etwa 10^{-10} der totalen Zerfallsrate. Interessanterweise ist weder die Position noch die Amplitude der Linie konstant. Es wird berichtet [Lob99], daß die Position mit einer Halbjahresperiode zwischen 5eV und 15eV unterhalb des Endpunktes oszilliert, und daß die Amplitude ohne erkennbare Periodizität um mehr als einen Faktor 5 variiert. Wird die Stufe in der Auswertung der Troitsker Daten nicht berücksichtigt, so ergeben sich für das Massenquadrat Werte zwischen $-10\text{eV}^2/c^4$ und $-20\text{eV}^2/c^4$, weitgehend unabhängig von der Größe des Auswertintervalls.

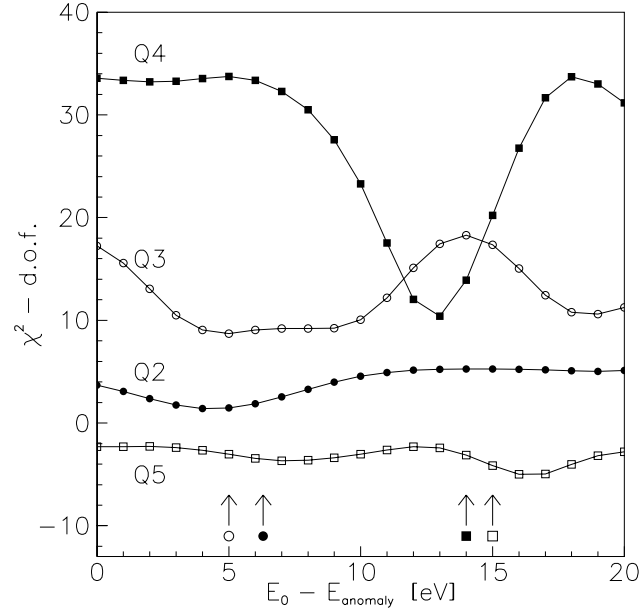


Abbildung 2.20: Überprüfung der Troitsk Hypothese an den Daten von Q2 bis Q5 (aus [Bor00]). Dargestellt ist jeweils das $\chi^2 - \text{d.o.f.}$ einer 5 Parameteranpassung ($m_\nu^2 = 0$ fest) als Funktion der Stufenposition $\delta E_{\text{step}} = E_0 - E_{\text{anomaly}}$ für $E_{\text{low}} = 18,50$ keV. Die Anzahl der Freiheitsgrade (d.o.f.) beträgt 25 (Q2) bzw. 39 (Q3, Q4, Q5). Die Pfeile kennzeichnen die von Troitsk vorhergesagte Position der Stufe entsprechend der Halbjahresperiode. Der mittlere Zeitpunkt der Messung war (in Tagen von Beginn des Jahres aus): Q2: 212, Q3: 66, Q4: 177, Q5: 327.

Eine überzeugende Ursache für die “Troitsk Anomalie” zu finden, erweist sich auch aus heutiger Sicht als sehr schwierig. Die einfachste Lösung wäre sicherlich ein unerkannter experimenteller Effekt. Mögliche Ursachen wären ein nicht ausreichend verstandener Untergrund oder Instabilitäten der Tritiumgasquelle. Die Troitsker Gruppe hat jedoch in den letzten Jahren umfangreiche Untersuchungen durchgeführt, um einen etwaigen apparativen Effekt ausschließen zu können. Spekuliert wurde, es könne sich bei der Ursache für die “Troitsk Anomalie” aber auch um neue Physik jenseits des Standardmodells handeln. In Referenz [Lob99] wird die Möglichkeit angesprochen, daß es sich um eine Neutrinoefangreaktion mit Emission eines monoenergetischen Elektrons handeln könnte. Kandidaten dafür wären sogenannte “relic neutrinos” die, ähnlich wie die Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung, aus der Zeit kurz nach dem Urknall stammen sollen. Problematisch bei solchen Überlegungen ist jedoch, daß für Effekte, wie sie im Troitsker Spektrum auftreten, um 13 Größenordnungen höhere Neutrinodichten gebraucht würden, als sie die gängigen Modelle vorhersagen.

Bei der Untersuchung der Mainzer Messungen Q2 bis Q5 auf troitskartige Stufen ergab sich folgendes (s. Abb. 2.20):

- Für die Datensätze Q2 und Q5 ergibt sich keine signifikante Verbesserung der Anpassung durch das Einführen der Stufenparameter in die Fitfunktion ²¹.
- Die Messung Q3 zeigt eine geringe Verbesserung der Anpassung durch die Einführung der Stufe in die Fitfunktion, an der Stelle der besten Anpassung wird der Stufenparameter Amplitude jedoch negativ. Für ein integrierendes Spektrometer wie das Mainzer ist ein solches Ergebnis unphysikalisch.
- Die Messung Q4 läßt sich durch die um die “Troitsk Anomalie” erweiterte Fitfunktion gut beschreiben. Die gefundene Position für die Stufe stimmt sogar gut mit der von der Troitsker Gruppe postulierten Halbjahresperiode überein.

Da die Messungen Q4 und Q5 gerade um ein halbes Jahr versetzt durchgeführt worden sind und sie einmal ein deutliches Stufensignal (Q4) und einmal gar kein Stufensignal (Q5) gezeigt haben, ergibt sich daraus ein klarer Widerspruch zu der von Troitsk postulierten Halbjahresperiode der “Troitsk Anomalie”. Aus der Sicht der Messungen Q2 bis Q5 konnte nicht geklärt werden, ob die zeitweilig auftretenden Störungen in den Mainzer Daten auf die “Troitsk Anomalie” oder auf experimentelle Artefakte zurückzuführen sind. Um dies zu klären, sollten 1999 im Rahmen dieser Arbeit parallel Messungen in Troitsk und Mainz durchgeführt werden, und darüberhinaus ein möglichst großer Zeitraum des Jahres mit Messungen in Mainz abgedeckt werden.

2.3.3 Obergrenzen für m_ν^2 aus den Messungen 1997/1998

Aufgrund der in den vorherigen Abschnitten angesprochenen Problematik sind drei alternative Analysen zur Ermittlung der Neutrinomasse entwickelt worden, die in der Referenz [Wei99] erstmals vorgestellt worden sind ²²:

1. Die kombinierten Datensätze der Messunge Q3 bis Q5 werden nur über die letzten 15 eV des Spektrums angepaßt um den Fitparameter m_ν^2 soweit wie möglich von systematischen Effekten zu dekorrelieren. Insbesondere würde eine eventuell vorhandene “Troitsk Anomalie” an der in der Messung Q4 gefundenen Stelle das β -Spektrum in diesem Energiebereich noch nicht beeinflussen. Wegen der zu geringen Statistik der Datensätze müssen zwei Werte im Spektrum (18470 eV und 18500 eV) mit zur Auswertung hinzugenommen werden, um eine Dekorrelation der Anpassungsparameter m_ν^2 und E_0 zu erreichen. Die

²¹ Zusätzlich zu den vier bereits erwähnten Anpassungsparametern Amplitude und Endpunktenergie des Spektrums, Neutrinomassenquadrat und konstanter Untergrund, kommen zwei Parameter für die Stufeneigenschaften dazu: Stufenposition und Stufenamplitude.

²² Aufgrund neugewonnener Erkenntnisse zum Energieverlust in der Quelle durch Abdampfen von Tritium und der Rückkondensation von Wasserstoff (s. Abschn. 4.4) weichen die hier genannten Ergebnisse geringfügig von den in Referenz [Wei99] genannten Werten ab.

Standardanpassung mit vier freien Parametern liefert für das Neutrinomassenquadrat:

$$m_\nu^2 = +0,1 \pm 3,9_{\text{stat}} \pm 2,1_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (2.25)$$

Nach der Methode des 'unified approach' [Fel98] ergibt sich daraus eine Obergrenze für die Neutrinomasse von:

$$m_\nu \leq 3,0 \text{ eV}/\text{c}^2 \quad (2.26)$$

2. Existiert nun das Phänomen "Troitsk Anomalie", so kann man die Daten nach Art der Troitsker Gruppe analysieren, also mit einer um zwei freie Parameter für Lage und Amplitude der Stufe erweiterten Fitfunktion. Für die einzige Messung, die die Troitsk Hypothese stützt, die Messung Q4, erhält man für einen Fit der letzten 70 eV des Spektrums:

$$m_\nu^2 = -1,3 \pm 5,6_{\text{stat}} \pm 2,9_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (2.27)$$

Nach der Methode des 'unified approach' [Fel98] ergibt sich daraus eine Obergrenze für die Neutrinomasse von:

$$m_\nu \leq 3,3 \text{ eV}/\text{c}^2 \quad (2.28)$$

3. Akzeptiert man, daß es zeitliche Fluktuationen zwischen den Datensätzen Q2 bis Q5 gibt, so ist es legitim dem Datensatz Q5 allein auszuwerten, der sich als ungestört präsentiert. Die Auswertung dieses Datensatzes mit der Standardanpassung an die vier freien Parameter ergibt für die letzten 70 eV des Spektrums:

$$m_\nu^2 = -3,5 \pm 6,0_{\text{stat}} \pm 2,2_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (2.29)$$

Nach der Methode des 'unified approach' [Fel98] ergibt sich daraus eine Obergrenze für die Neutrinomasse von:

$$m_\nu \leq 3,0 \text{ eV}/\text{c}^2 \quad (2.30)$$

Daraus ergaben sich für die anschließenden Messungen des Jahres 1999, die Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind, unmittelbar folgende Aufgaben und Fragestellungen:

- Das oberste Ziel war es, so viele Meßperioden wie möglich durchzuführen, um den statistischen Fehler möglichst weit zu drücken, der bei den Messungen 1997 und 1998 für die Sensitivität auf die Neutrinomasse limitierend gewirkt hatte. Ziel der Messungen war es, eine Sensitivität auf eine Neutrinomasse von ca. $2 \text{ eV}/\text{c}^2$ zu erreichen.
- Möglich ist das jedoch nur, wenn es gelingt, reproduzierbare Messungen durchzuführen, das heißt insbesondere müßten sich widersprechende Ergebnisse, wie in den früheren Messungen, vermieden werden.
- Die Frage der "Troitsk Anomalie" sollte, soweit möglich, geklärt werden. Geplant war deshalb, parallel Messungen in Troitsk und in Mainz durchzuführen, um festzustellen, ob es sich um einen globalen oder einen lokalen, also apparativen Effekt handelt. Außerdem sollte das von Troitsk beschriebene Zeitverhalten möglichst genau untersucht werden.

Kapitel 3

Die Messungen von 1999

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen Q6, Q7 und Q8 vorgestellt. Um die am Ende von Abschnitt 2.3.3 an die Messungen gestellten Anforderungen erfüllen zu können, wurden bei deren Durchführung der in Referenz [Bor00] beschriebene Ablauf von standardisierten Tritiummeßphasen in Mainz soweit wie möglich eingehalten. Besonderes Augenmerk wird daher im folgenden auf die Beschreibung der individuellen Parameter der Messungen von 1999 und die Darstellung der Unterschiede zu den Messungen Q3, Q4 und Q5 gelegt.

Im ersten Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten physikalischen Parameter der Messungen gegeben. Der folgende Abschnitt beschreibt die Durchführung der Messungen, sowie die zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit notwendigen begleitenden Untersuchungen. Im letzten Abschnitt werden die Aufbereitung der Meßdaten und die anhand dieser Rohdaten durchgeführten Analysen beschrieben. Die Auswertung in Hinblick auf die Neutrinomasse erfolgt im Kapitel 4.

3.1 Überblick über die Messungen von 1999

Für das Jahr 1999 waren zwei Tritiummeßphasen geplant, die jeweils eine Länge von 8 Wochen umfassen sollten. Die Zeiträume für die Meßphasen wurden so gewählt, daß sie die Zeiträume abdecken, für die die Troitsk Hypothese (s. Abschn. 2.3.2) eine besonders weit im Spektrum liegende Position der “Troitsk Anomalie” vorhersagt ¹ [Lob99]. Es wurden daher Meßphasen zwischen Mitte April und Mitte Juni sowie zwischen Mitte Oktober und Mitte Dezember angestrebt.

¹Die Troitsk Hypothese sagt für die Lage der “Troitsk Anomalie” Werte zwischen 5 eV und 15 eV unterhalb des Endpunktes des Tritium- β -Spektrums voraus, wobei die maximalen Werte Ende Mai und Ende November erreicht werden sollen [Lob99]. Eine Lage möglichst weit unterhalb des Endpunktes ist wünschenswert, da dadurch die Parameter der “Troitsk Anomalie” besser von den übrigen Anpassungsparametern, wie Neutrinomassenquadrat und Endpunktenergie entkoppelt werden können. Die Ergebnisse der Untersuchungen auf die “Troitsk Anomalie” in den 1999er Daten findet sich in Abschnitt 4.6. Ausführliche Untersuchungen zum möglichen Einfluß der “Troitsk Anomalie” auf Mainzer Daten sind in Referenz [Kra00] zu finden.

Tabelle 3.1: Überblick über die Tritiummeßphasen des Jahres 1999. Angegeben sind die wichtigsten physikalischen Parameter der standardisierten Tritiummeßphasen Q6, Q7 und Q8. Das Tritium- β -Spektrum wurde jeweils bis 205 eV unterhalb seiner Endpunktenergie vermessen. Die Auflösung des Spektrometers war stets auf 4,8 eV eingestellt. Die Reinheit des verwendeten Tritiums betrug etwa 80% bei einem Fehler von etwa 10%. Die effektive Meßzeit gibt die gesamte, tatsächlich zur Anpassung des Tritiumspektrums herangezogene Meßzeit an. Die effektive Meßzeit ist um alle Meßpausen, Serviceunterbrechungen sowie die nicht zur Auswertung herangezogenen Einzelmessungen korrigiert.

	Q6	Q7	Q8
Zeitraum	11.04.-18.05.99	20.05.-17.06.99	22.10.-14.12.99
Anfangs- quelldicke	430,1 Å	431,6 Å	454,5 Å
Maximaler Akzeptierter Startwinkel	62°	62°	62°
Effektive Meßzeit	11,85 Tage	21,81 Tage	22,08 Tage
Anzahl der Meßpunkte	33	33	39
Pulsung in den Meßpausen auf Elektrode E8 detektorseitig	abwechselnd 2 Tage mit/ohne 1,1MHz; 50V _{SS}	abwechselnd 2 Tage mit/ohne 1,1MHz; 50V _{SS}	gesamte Messung 1,1MHz; 160V _{SS}
Bemerkung	Quelle verloren (Strom-&Preßluftausfall)		

Am 11.04.99 wurde der Quellfilm Q6 präpariert. Ein totaler Strom- und Preßluftausfall am Morgen des 18.05.99 führte zum Verlust des Quellfilms Q6. Es gelang aber, das Quellsystem unter einer Temperatur von 30 K zu halten und wieder auf 1,86 K zu stabilisieren. Die LHe-kalten Oberflächen des magnetischen Krümmers haben die abgedampften Tritiummoleküle vollständig adsorbiert, was durch Untergrundmessungen mit geöffneten Tankventilen am selben Tag gezeigt werden konnte. Diese Messungen ergaben keine Erhöhung der Untergrundzählrate. Aufgrund der ansonsten unveränderten Bedingungen an der Quelle konnte bereits zwei Tage später die Messung mit einem neuen Quellfilm (Q7) praktisch identischer Dicke fortgeführt werden. Die Tritiummeßphase Q7 wurde am 17.06.99 kontrolliert beendet.

Am 22.10.99 wurde der Quellfilm Q8 präpariert. Diese Tritiummeßphase dauerte mit demselben Tritiumfilm bis zu ihrer kontrollierten Beendigung am 14.12.99.

Die Meßphasen Q6, Q7 und Q8 wurden unter den gleichen physikalischen Parametern durchgeführt. Die Meßvorbereitung und Durchführung erfolgte nach einer standardisierten Prozedur, die dem Anhang B zu entnehmen ist. Ziel dieses Vorgehens war es, weitgehende Reproduzierbarkeit der Messungen zu erreichen, sowie die positiven Erfahrungen mit der Messung Q5 zu nutzen. Zwei kleinere Änderungen gegenüber den Parametern der Messung Q5 wurden durchgeführt: Zum einen wurde die Anzahl der Meßpunkte reduziert, um den Hauptanteil der Meßzeit auf den für das Ermitteln der Neutrinomasse interessanten Endpunktbereich des Tritium- β -Spektrums zu konzentrieren. Die Anzahl der Meßpunkte verringerte sich damit von 64 auf 33 (Q6/7) bzw. 39 (Q8). Zum anderen wurde der maximal akzeptierte Startwinkel $\delta_{\max}$ der von der Quelle startenden Elektronen von 45° auf 62° erhöht. Gleichzeitig wurde die Quelldicke von ca. 480 Å auf ca. 430 Å verringert. Schichtdicke und Öffnungswinkel wurden so gewählt, daß sie einen Kompromiß zwischen maximaler Zählrate und geringstmöglichem systematischen Fehler durch den Aufladeeffekt des Tritiumfilms ² darstellen. Die Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Tritiummeßphasen des Jahres 1999.

Aufgrund der bei der Messung Q5 gemachten positiven Erfahrungen mit der Einstahlung von Hochfrequenz auf eine der Elektroden - im folgenden wird von Pulsung die Rede sein - wurde dieses Verfahren auch bei den Messungen des Jahres 1999 angewendet. Das Verfahren, bei dem in den Meßpausen hochfrequente Rechteckpulse kapazitiv auf die Elektrode E8 gegeben werden, wird ausführlich in der Referenz [Ulr00] diskutiert. Der Einfluß auf die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen wird in Abschnitt 3.2.4 kurz besprochen. Um den Effekt genauer zu studieren und eventuelle Einflüsse auf die Daten ausfindig zu machen, wurde während der Messungen Q6 und Q7 abwechselnd jeweils zwei Tage mit und ohne Pulsung gearbeitet, bei ansonsten unveränderten Parametern. Bei der Messung Q8 wurde die Pulsung über den gesamten Zeitraum eingesetzt.

3.2 Durchführung der Messungen

Eine Tritiummeßphase erfordert einige Wochen vorbereitender Tätigkeit im Labor, bevor die Tritiumquelle präpariert werden kann, sowie einige Tage Laborarbeit nach Beendigung der Meßphase. In dieser Zeit sind neben technischen Dingen insbesondere Messungen zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten durchzuführen. Während der Messung müssen wichtige Parameter aufgezeichnet und soweit wie möglich direkt kontrolliert werden, um Veränderungen, die den Erfolg der Messung gefährden

²Die beim β -Zerfall des Tritiums entstehenden Elektronen verlassen den Film, während die positiven Ionen darin zurückbleiben. Der Fluß von Ladungsträgern durch den Film zur Kompensation der fehlenden Elektronen ist durch die geringe Temperatur des Films von 1,9 K stark unterdrückt. Als Folge davon lädt sich der Film auf. Es baut sich solange ein elektrisches Feld auf, bis den Ladungsträgern soviel Energie zur Verfügung steht, daß sie in der Lage sind, die Energiebarriere eines Gitterplatzwechsels zu überwinden. Bei einem Quellfilm der Dicke 440 Å beträgt die entstandene Potentialdifferenz zwischen Substrat und Filmoberfläche etwa 2,7 V. Diese Energieunsicherheit der im Quellfilm startenden Elektronen geht in die Auswertung des Tritium- β -Spektrums ein. Näheres zum Aufladeeffekt ist in den Referenzen [Bor00, Bor02] zu finden.

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Energiekalibrationsmessungen mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$. Dargestellt sind die Ergebnisse der Kalibrationsmessungen mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$, die vor den Messungen Q6/7 und Q8 durchgeführt worden sind. Zwischen den beiden Messungen erfolgte der Umbau der Spannungsteiler am Spektrometer [Ulr00]. Zum Vergleich ist die Messung der Aufladung des Quellfilms Q8 beigelegt.

vor Q6/7	vor Q8	Aufladung Q8
17825,8 eV	17826,1 eV	17823,8 eV

könnten, zu erkennen und gegebenenfalls darauf zu reagieren. Eine tabellarische Aufstellung der durchzuführenden Arbeiten, ist im Anhang B zu finden.

Die folgenden Unterkapitel beschäftigen sich mit den Messungen, die für die Ermittlung des systematischen Fehlers der Tritiummessungen relevant sind, und die damit unmittelbar Einfluß auf die Genauigkeit Neutrinomassenbestimmung ausüben. Im abschließenden Unterkapitel werden die während der Messung überwachten experimentellen Parameter beschrieben.

3.2.1 Energiekalibrationsmessung mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$

Als Hilfsmittel zur Energiekalibration des Mainzer Spektrometers wird die Linienlage der K32 Konversionslinie des Kryptonisomers $^{83\text{m}}\text{Kr}$ verwendet. Das Edelgas Krypton läßt sich in gleicher Weise wie Tritium bei tiefen Temperaturen auf das Quellsustrat auffrieren und es kann auch ohne weiteres durch Ausheizen und Abpumpen wieder aus dem System entfernt werden. $^{83\text{m}}\text{Kr}$ liefert Konversionselektronen der Energie 17,825 keV mit einer natürlichen Linienbreite $\Gamma = 2,83 \pm 0,13$ eV [Pic92b], was relativ nahe an der Endpunktenergie des Tritium- β -Spektrums ($E_0 = 18,575$ keV) liegt. Für das Mainzer Spektrometer mit einer Auflösung $\Delta E = 4,8$ eV ist die K32 Konversionselektronenlinie des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ damit quasi monoenergetisch. Die Halbwertszeit von $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ist mit 1,83 h [See81] recht kurz. Dies hat den Vorteil, daß eine mögliche Kontamination des Spektrometers nur von kurzer Dauer wäre. Darüber hinaus ist die spezifische Aktivität des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ hoch. Das bedeutet, daß mit sehr kleinen Mengen, verschwindende Bruchteile einer Monolage, ausreichend hohe Zählraten für Testmessungen zur Verfügung stehen. Einen Nachteil hat die kurze Halbwertszeit des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ jedoch: Die Durchführung von Langzeitmessungen ist damit nicht möglich. In diesem Fall müßte man entweder mehrfach Kryptonquellen präparieren oder, wenn dies nicht möglich ist, sich nach einem anderen geeigneten Nuklid umsehen.

Die Konversionselektronen des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ lassen sich neben der Energiekalibration des Systems auch für die Untersuchung der Eigenschaften fester Tritium- und Deuteriumfilme nutzen. In den letzten Jahren wurden in Mainz die Energieverluste von Elektronen beim Durchgang durch feste Deuteriumfilme vermessen [Prz95, Ase00], was für die korrekte Beschreibung des gemessenen Tritium- β -Spektrums von großer

Wichtigkeit ist (s. Abschn. 4.2.1).

Vor Beginn der Meßphasen Q6/7 und Q8 wurde die Lage der K32 Konversionselektronenlinie vermessen, die Ergebnisse sind der Tabelle 3.2 zu entnehmen. Zusätzlich erfolgte die Vermessung der Aufladung des Quellfilms Q8 am Ende der Messung. Dazu wurde $^{83\text{m}}\text{Kr}$ auf den Tritiumfilm aufgefroren und die Verschiebung der Position der K32 Konversionselektronenlinie gegenüber der Messung ohne Tritiumfilm ermittelt. Nach Beendigung der Messung Q8 wurde außerdem eine Messung der Zeitabhängigkeit der Aufladung von Tritiumfilmen durchgeführt. Dazu wurde auf einen frisch präparierten Tritiumfilm eine Submonolage $^{83\text{m}}\text{Kr}$ aufgefroren und die Veränderung der Lage der K32-Konversionselektronenlinie über einen Zeitraum von 3 Stunden vermessen. Die Auswertung und Diskussion der Messungen, die den Aufladeeffekt von Tritiumfilmen behandeln, erfolgt in den Referenzen [Bor00, Bor02]. Als Ergebnis ergab sich für die Zeitkonstante der Aufladung des Tritiumfilms ein Wert von etwa 25 Minuten. Das Zeitverhalten der Aufladung der Tritiumfilme spielt demnach für die Durchführung der Tritiummessungen keine Rolle, da der Tritiumquellfilm bereits vollständig aufgeladen ist, bevor die eigentliche Messung beginnt (s. Abschn. 4.2.4).

3.2.2 Schichtdickenbestimmung der Quellfilme

Praktisch alle Beiträge zum systematischen Fehler der Vermessung des Tritium- β -Spektrums werden durch die Unsicherheit in der Schichtdickenbestimmung der Quellfilme limitiert. Die Schichtdicke des Quellfilms mit möglichst großer Präzision zu bestimmen, ist daher von entscheidender Bedeutung, wenn man die Sensitivität der Messungen auf die Neutrinomasse verbessern will. In Mainz wird die Schichtdicke der Quellfilme mit Hilfe der Ellipsometrie bestimmt. Dieses Verfahren nutzt aus, daß sich der Polarisationszustand einer polarisierten elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch ein Medium ändert. Eine ausführliche Beschreibung des Themas Ellipsometrie stellt die Referenz [Azz88] dar. Erste Tests in Mainz mit Wasserstoff- und Tritiumfilmen sowie die Anpassung des Aufbaus an das Mainzer Experiment sind den Referenzen [Fis88, Prz89, Hai90] zu entnehmen. In Zusammenarbeit mit B. Bornschein wurde ein neues Verfahren zur Interpretation der Ellipsometriedaten erarbeitet. Dieses wird ausführlich in der Referenz [Bor00] beschrieben. In diesem Abschnitt werden daher die Grundlagen und das Verfahren nur sehr knapp, d.h. soweit sie zum Verständnis der Messungen nötig sind, vorgestellt (s. Abschn. 3.2.3)

In Mainz wird das Verfahren der Nullellipsometrie in Verbindung mit dem PCSA-Ellipsometrieaufbau (s. Abb. 3.1) angewendet. Dabei werden der Polarisator und der Compensator ($\lambda/4$ -Plättchen) so eingestellt, daß das von der Lichtquelle (He-Ne-Laser mit 632,8 nm Wellenlänge) ausgesandte Licht nach der Reflexion am zu untersuchenden optischen System linear polarisiert ist, und mit dem Analysator zur Auslöschung gebracht werden kann. Die Veränderung des Polarisationszustandes der Lichtwelle kommt durch die Überlagerung der an der Filmoberfläche reflektierten Teilwelle und den ein- oder mehrfach an der Substratoberfläche reflektierten Teil-

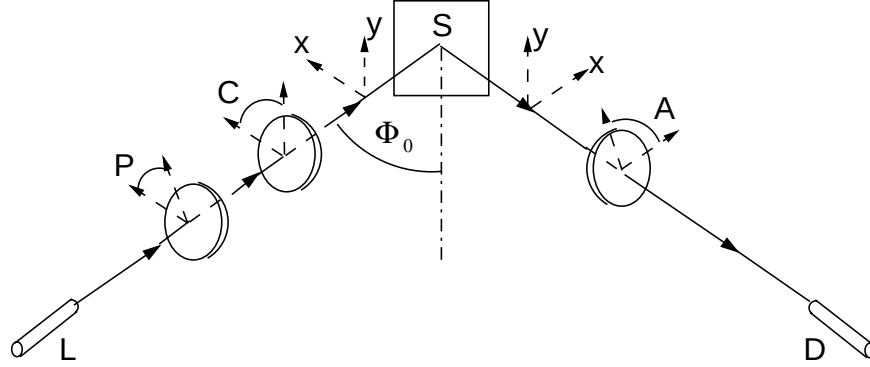


Abbildung 3.1: Schema der PCSA-Ellipsometeranordnung (nach [Azz88]). Die Anordnung besteht aus einem Polarisator P, einem Compensator C ($\lambda/4$ -Plättchen), dem zu untersuchenden optischen System S und einem Analysator A. x (in der Einfallsebene) und y (senkrecht zur Einfallsebene) beschreiben die Eigenpolarisationszustände des Systems. Die Lichtquelle L ist im Experiment ein He-Ne-Laser mit $\lambda=632,8$ nm. Als Detektor D dient ein Photomultiplier. Die Größen A, P und C stehen auch für die entsprechenden Winkel der optischen Einheiten, gemessen im Uhrzeigersinn (gesehen in Strahlrichtung) von der x -Achse aus. Der Einfallswinkel Φ_0 beträgt im Experiment etwa 60° .

wellen zustande (Vielstrahlinterferenz). Die Phasenänderung δ der Lichtwelle beim einmaligen Durchgang durch den Film beträgt

$$\delta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0}, \quad (3.1)$$

wobei d die Schichtdicke des Films ist, λ die Wellenlänge des verwendeten Lichtes, N_0 , N_1 die komplexen Brechungsindizes des Außenraums (Vakuum, 0) und des Films (1) sind und Φ_0 der Einfallswinkel des Lichtes auf den Film ist. Experimentell zugänglich ist der Polarisationszustand des vom optischen System reflektierten Lichtes über das Verhältnis ϱ der komplexen Reflexionskoeffizienten parallel (R_p) und senkrecht (R_s) zur Einfallsebene:

$$\varrho = \frac{R_p}{R_s} = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-i2\delta}}{1 + r_{01p}r_{12p}e^{-i2\delta}} \cdot \frac{1 + r_{01s}r_{12s}e^{-i2\delta}}{r_{01s} + r_{12s}e^{-i2\delta}} \quad (3.2)$$

mit:

$r_{01p,s}, r_{12p,s}$: Fresnel'sche Reflexionskoeffizienten
an den Grenzflächen (0,1) bzw. (1,2).

Wird der Compensator auf einen festen Winkel von $\pm \pi/4$ zur Einfallsebene eingestellt, so ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen ϱ und den bei minimaler Intensität des vom optischen System reflektierten Lichtstrahls gefundenen Meßwerten des Polarisator- und Analysatorwinkels (P,A):

$$\varrho = \mp \tan A e^{\mp 2i(P - \frac{\pi}{4})} \quad \text{für} \quad C = \pm \frac{\pi}{4}. \quad (3.3)$$

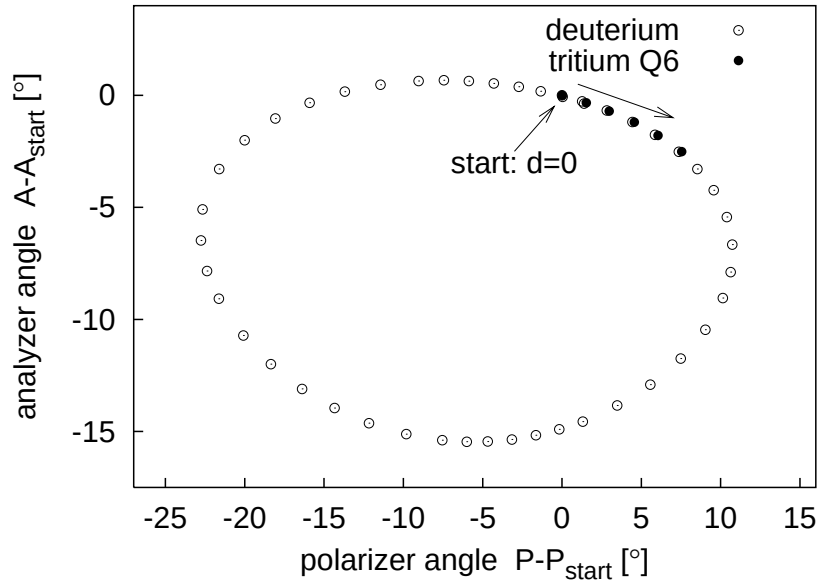


Abbildung 3.2: Beispiel einer Deuterium-”Ellipse” und eines Tritium-quellfilms. Gezeigt werden ein Tritiumfilm und die dazugehörige Deuteriumellipse am Beispiel der Quelle Q6. Dargestellt sind die Änderungen der Polarisator(P)- und Analysator(A)-Einstellung in Grad in Abhängigkeit von der Schichtdicke d . P_{start} und A_{start} sind die Startwerte ohne Bedeckung ($dx = 0$), typische Werte sind $P_{\text{start}} \approx 190^\circ$ und $A_{\text{start}} \approx 17^\circ$. Hat die Schichtdicke d den Wert $\lambda/2\sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0} = \lambda/(2\sqrt{n_1^2 - \sin^2 \Phi_0})$ ($\approx 4300 \text{ \AA}$ erreicht), werden auch die Startwerte wieder erreicht (siehe auch Glgn. 3.1 und 3.2).

Bei einer Filmpräparation wird nach der Bestimmung der Startwerte, d.h. diejenigen Polarisator- und Analysatorwerte für minimale Lichtintensität bei sauberem Substrat, portionsweise das gewünschte Gas (Tritium oder Deuterium) auf das Substrat kondensiert und jeweils der Satz Polarisator- und Analysatorwinkel zur minimalen Lichtintensität ermittelt. Aufgetragen in eine Ebene, Polarisatorwinkeländerung über Analysatorwinkeländerung, ergibt sich bei ausreichender Dicke eine geschlossene in etwa ellipsenförmige Figur, die im folgenden den Namen “Ellipse” erhält (siehe Abb. 3.2). An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß alle in dieser Arbeit mit “Ellipse” bezeichneten Figuren nichts mit Ellipsen im mathematischen Sinn zu tun haben, sondern diese Namensgebung lediglich historische Gründe hat.

In der praktischen Anwendung ist das Ziel, eine Aussage über die Dicke d des Quellfilms zu erhalten, nicht einfach zu erreichen. q ist, da im Außenraum Vakuum herrscht und der Brechungsindex von Wasserstofffilmen als reellwertig angesehen werden kann

³, laut 3.2 neben der Filmdicke von vier weiteren Parametern abhängig:

$$\varrho = f(n_1, n_2, k_2, d, \Phi_0) \quad (3.4)$$

Die Größen n_2 und k_2 , sind der reelle und der komplexe Anteil des Brechungsindex des Substrates. Der Einfallswinkel Φ_0 des Laserlichts auf den Quellfilm kann auf etwa $\pm 0,5^\circ$ ermittelt werden. Die Ungenauigkeit des geometrisch bestimmten Winkels ist zum Teil auf den flächenhaften Reflex des Lasers nach der Reflexion am optischen System zurückzuführen. Der (reelle) Brechungsindex n_1 des Quellfilms schließlich hängt von den Gegebenheiten bei der Präparation ab. Über die Gleichungen 3.3 und 3.4 hängt die Form der Ellipsen von den 4 Parametern n_1, n_2, k_2, Φ_0 ab. Bei wachsendem Filmindex n_1 (s. Abb. 3.5) bläht sich die Ellipse auf, was insbesondere in der unteren Hälfte für sichtbare Unterschiede zwischen Ellipsen mit unterschiedlichem n_1 sorgt. Ein wachsender Wert für den Einfallswinkel Φ_0 sorgt ebenfalls für eine größere Ellipse, die größten Unterschiede treten jedoch im linken Teil der Ellipsen auf (s. Ref. [Bor00]). Eine Vergrößerung des reellen Substratbrechungsindex n_2 verursacht eine leichte Vergrößerung der Ellipse für $P-P_{\text{start}} > 0$, für negative Werte von $P-P_{\text{start}}$ wird die Ellipse deutlich kleiner. Mit wachsenden Werten des imaginären Substratbrechungsindex k_2 schließlich schrumpft die Ellipse in ähnlicher Weise wie bei abnehmendem n_1 zusammen ⁴. Die aus der Clausius-Mosotti-Beziehung für kompakte Wasserstofffilme abgeleiteten Werte der Referenz [Prz95] ($n_1(D_2) = 1,17 \pm 0,01, n_1(T_2) = 1,18 \pm 0,01$) geben die Wirklichkeit eines löcherbehafteten, abschreckend kondensierten Filmes nicht mikroskopisch korrekt wieder und werden deshalb in dieser Arbeit nicht verwendet. Die Information über die Schichtdicke eines Quellfilms erhält man über den Vergleich mit einer zuvor aufgenommenen vollständigen Deuteriumellipse (s. Abb. 3.2). An diese Referenzellipse wird eine theoretische Ellipse mit den vier freien Parametern n_1, n_2, k_2 und Φ_0 angepaßt ($n_0 = 1, k_0 = k_1 = 0$). Der Fit erfolgt nach der Methode minimaler Abstandskvadrat (χ^2 -Fit), wobei darauf geachtet wird, daß die Werte für der Einfallswinkel Φ_0 um nicht mehr als die Unsicherheit der Messung des Winkels abweichen. Auch die Literaturwerte [Gre69] der Größen $n_2 = 2,73$ und $|k_2| = 1,4$ dienen als Orientierungshilfe für eine gelungene Anpassung. Das Ergebnis einer solchen Anpassung ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Es fällt auf, daß der Wert für n_1 um 0,03 kleiner ist, als der in der Referenz [Prz95] aufgeführte. Dieses ist auf die poröse Struktur des abschreckend kondensierten Films zurückzuführen. Eine Reihe von Testmessungen, sowie die Messungen zur Ermittlung der Schichtdicken der Tritiumquellen ergaben mit $n_1 \approx 1,14$ signifikant von den Werten der Referenz [Prz95] abweichende Ergebnisse. Das Ergebnis der Anpassung wird akzeptiert, sofern bei einem freien Fit der vier Parameter der gemessene Einfallswinkel innerhalb seiner Meßgenauigkeit gefunden wird, die Werte des Substratbrechungsindex im Realteil

³Der komplexe Anteil des Brechungsindex k_1 , der sogenannte "extinction coefficient", bestimmt die Absorptionsrate der Lichtwelle im Medium [Ped96]. Wäre k_1 im Quellfilm ungleich Null, so wäre eine gefrorenen Ellipse (s. Abb. 3.2) nicht geschlossen [Azz88]. Für die in Mainz gefrorenen Deuteriumellipsen gibt es innerhalb der Meßgenauigkeit keinen Hinweis auf ein von Null verschiedenes k_1 .

⁴Die Verknüpfung der Meßgrößen Polarisatorwinkel P und Analysatorwinkel A mit den 4 Parametern (n_1, n_2, k_2, Φ_0), die in die komplexen Amplitudenverhältnisse R_P, R_S eingehen, erfolgt über die Ellipsometergrundgleichung und ist in Referenz [Azz88] nachzulesen.

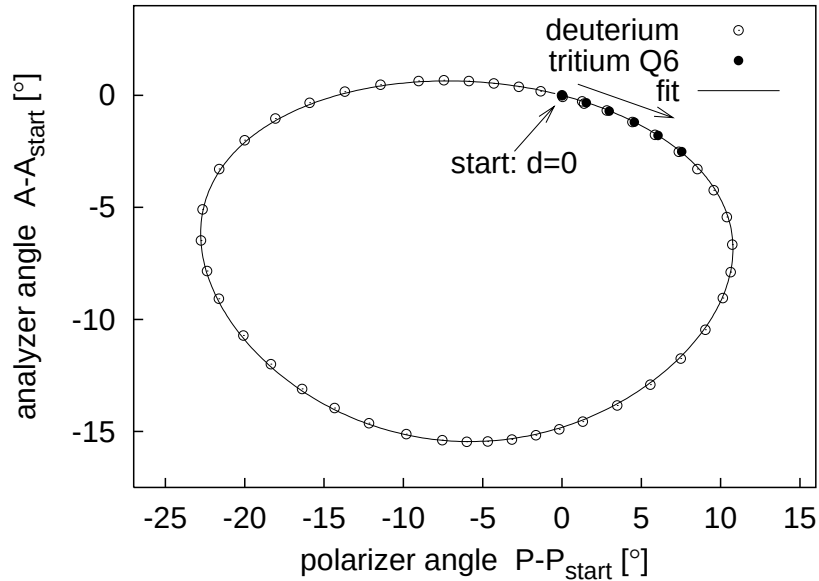


Abbildung 3.3: Beispiel für die Anpassung einer Deuteriumellipse. Dargestellt ist die Anpassung einer Deuteriumellipse zur Schichtdickenauswertung eines Deuteriumfilms am Beispiel der Quelle Q6 (vgl. Abb. 3.2). Die bei der Anpassung nach der Methode der minimalen Abstandsquadrate gefundenen Werte für die freien Parameter lauten: $n_1=1,141$, $n_2=2,71$, $|k_2|=1,25$ und $\Phi_0=58,8^\circ$. Der gemessene Wert für Φ_0 lautet $58,5^\circ \pm 0,5^\circ$, die Literaturwerte für n_2 und k_2 sind dem Text zu entnehmen. Die Auswertung der Schichtdicke für die Tritiumquelle Q6 ergibt $430,1 \text{ \AA}$.

um weniger als 0,1 und im Imaginärteil um weniger als 0,2 von denen der Referenz [Gre69] abweichen und der Filmbrechungsindex im Bereich von $1,14 \pm 0,01$ gefunden wird.

Die Ursache für diese Abweichung ist in der Struktur der Filme zu suchen, hervorgerufen durch die abschreckende Kondensation des Gases auf der 1,9 K kalten Substratoberfläche. Die Moleküle sind nicht in der Lage, durch Diffusion passende Gitterplätze zu besetzen, wodurch sich eine löchrige Struktur des Quellfilms ausbildet⁵. Die Filme befinden sich zwar nicht im thermodynamischen Gleichgewichtszustand, die Zeitkonstanten der Umlagerungsprozesse sind jedoch, wie Messungen der Mainzer Gruppe gezeigt haben [Fle00a, Fle00b], bei Temperaturen unterhalb von 2 K im Bereich mehrerer Jahre, sodaß die Filme während einer Meßphase von einigen Wochen Länge, als stabil angesehen werden können.

Da die Struktur der Filme im wesentlichen von den Parametern bei der Präparation (Gastemperatur, Temperatur des Substrates, Gasfluß auf das Substrat, usw.)

⁵Molekulardynamische Simulationen zur Struktur abschreckend kondensierter Filme sind in der Referenz [Mül87] zu finden, Messungen, die die poröse Struktur abschreckend kondensierter Filme bestätigen sind in der Referenz [Con96] beschrieben. Untersuchungen der Mainzer Gruppe zur Dynamik von abschreckend kondensierten Deuterium- und Tritiumfilmen werden in den Referenzen [Fle00a, Fle00b] vorgestellt.

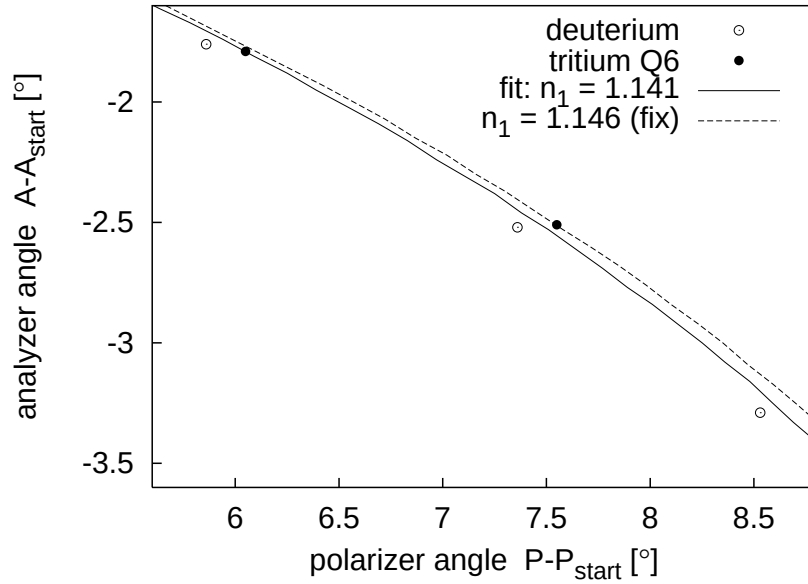


Abbildung 3.4: Erweiterung des Filmindex n_1 . Gezeigt ist eine Ausschnittvergrößerung der Abbildung 3.3. Die Meßwerte für den Tritiumquellfilm Q6 liegen etwas oberhalb der Werte für die Deuteriumellipse und der besten Anpassung an diese. Um diese systematische Abweichung zu berücksichtigen, wird n_1 solange erweitert bis die Anpassung durch die Tritiumwerte verläuft. Die beim besten Fit gefundenen Werte für n_2, k_2 und Φ_0 werden dabei festgehalten. Für das hier gezeigte Beispiel der Messung Q6 ergibt sich eine Erhöhung von n_1 von 1,141 auf 1,146.

abhängt und diese konstant gehalten werden, ist kein großer Unterschied zwischen Deuterium- und Tritiumfilmen zu erwarten (s. Abb. 3.3). Im Detail kann man erkennen (s. Abb. 3.4), daß die Tritiumdaten ein wenig höher liegen, als die Deuteriumdaten. Um diese Abweichung in der Auswertung zu berücksichtigen, wird der Wert des Brechungsindex solange erhöht, bis die Fitkurve durch die Tritiumdaten verläuft, wobei die übrigen Parameter festgehalten werden. Die Abweichung zum ursprünglichen Ergebnis geht vollständig in den systematischen Fehler der Schichtdicke ein. Durch diese Vorgehensweise wird ein leicht unterschiedlicher Brechungsindex zwischen abschreckend kondensiertem Tritium und Deuterium berücksichtigt. Der Schichtdickenfehler der Messungen Q6 und Q7 wird von dieser Korrektur dominiert. Er beträgt aber, wie der Tabelle 3.3 zu entnehmen ist, nur etwa 3%. Für die Mainzer Messung bedeutet dies, daß eine Reihe systematischer Untersuchungen mit stabilem Deuterium anstelle von radioaktivem Tritium durchgeführt werden können. Insbesondere können Filme für die zur Schichtdickenbestimmung benötigten vollständigen Ellipsen, für die etwa zehnmal soviel Gas wie für einen Quellfilm benötigt wird, mit Deuterium gefroren werden. Ein erstmaliger Vergleich zwischen einer vollständigen Tritiumellipse mit einer Deuteriumellipse ist in Abschnitt 3.2.3 beschrieben.

Ist die Form der Deuteriumellipse gestört, führt eine Anpassung der vier freien Parameter nicht zur Konvergenz in einem sinnvollen Wertebereich. Besonders auffällig ist dies beim Parameter Einfallswinkel Φ_0 , der mit einer Genauigkeit von $< 1\%$ ge-

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Schichtdickenauswertung der Tritiumquellen Q6, Q7 und Q8. Im oberen Teil der Tabelle sind der gemessenen Einfallswinkel Φ_0 (gemessen), sowie die vier angepaßten Parameter Φ_0, n_1, n_2 und k_2 angegeben. Die bei Bedarf für die Anpassung zur Ermittlung der Schichtdicke festgehaltenen Parameter sind mit (fix) gekennzeichnet. Im unteren Teil der Tabelle sind die ermittelten Schichtdicken, der Gesamtfehler (fett) sowie alle zum Gesamtfehler beitragenden Einzelfehler aufgelistet.

	Q6	Q7	Q8
Φ_0 (gemessen)	58,5°	58,5°	59,2°
Φ_0	58,8°	58,8°	59,2°(fix)
n_1	1,141	1,141	1,14(fix)
n_2	2,708	2,708	2,694
$ k_2 $	1,246	1,246	1,200
Schichtdicke d	430,1Å	431,6Å	454,5Å
Polarisator versus Analysator	$\pm 3,0\text{Å}$	$\pm 3,0\text{Å}$	$\pm 3,2\text{Å}$
Ablesefehler	$\pm 1,6\text{Å}$	$\pm 1,6\text{Å}$	$\pm 1,5\text{Å}$
Erweiterung von n_1	$\pm 12,6\text{Å}$	$\pm 12,8\text{Å}$	—
Variation von Φ_0	—	—	$+9,1\text{Å}$ $-8,8\text{Å}$
Variation von n_1	—	—	$+30,4\text{Å}$ $-25,0\text{Å}$
Gesamtfehler	$\pm 13,1\text{Å}$	$\pm 13,2\text{Å}$	$+31,9\text{Å}$ $-26,4\text{Å}$

messen wird. Solche Störungen können bei älteren Substraten, die bereits mehrere Heiz- und Kühlzyklen über sich ergehen lassen mußten, auftreten⁶. Um dennoch eine Anpassung zu ermöglichen, wird für Φ_0 der gemessene Wert für den Einfallswinkel eingesetzt und festgehalten. Gegebenenfalls wird auch der Wert für den Filmindex $n_1 = 1,14$ festgesetzt. Nach Ermittlung des Fitergebnisses für die restlichen Parameter n_2, k_2 wird wie gewohnt die Schichtdickenbestimmung vorgenommen. Anschließend werden die Parameter Φ_0 und n_1 einzeln ausgelenkt ($\Phi_0 \pm 0,5^\circ, n_1 \pm 0,01$), jeweils die Ellipse erneut angepaßt und die Abweichungen in voller Höhe zur vorher bestimmten Schichtdicke als Teil des systematischen Fehlers in die Auswertung übernommen. Diese Vorgehensweise war für die Messung Q8 erforderlich; hierbei kam dasselbe Substrat zum Einsatz, das bereits bei den Messungen Q6 und Q7

⁶Die visuelle Überprüfung älterer Substrate ergab zumeist einen weniger glatten Eindruck von der Oberfläche als dies beim Einbau der Fall gewesen war, unmittelbar nachdem die Substratoberfläche durch das Abheben der obersten Schichten mit transparenten Klebestreifen geglättet worden war [Bor00]. Meist sah es aus, als ob sich unter der Oberfläche Blasen gebildet und Teile der Oberfläche abgehoben hätten.

verwendet worden war. Sollte auch diese Vorgehensweise nicht zu der gewünschten Anpaßbarkeit der gemessenen Deuteriumellipse führen, so muß vor Durchführung weiterer Messungen das Substrat erneuert werden.

In Tabelle 3.3 sind die Meß- und Fitdaten sowie die ermittelten Schichtdicken mit ihren Fehlern für die Messungen des Jahres 1999 angegeben. Für die Auswertung einer Tritiummessung ist die genaue Kenntnis der Energieverluste, die die β -Elektronen durch inelastische Streuung im Quellfilm erleiden (s. Abschn. 4.2.1), erforderlich. In der Referenz [Ase00] ist die Messung der für diese Prozesse relevanten Größen - Dichte des Quellfilms ρ , energiedifferentieller $d\sigma/d\varepsilon$ und totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot} - beschrieben. Die Messungen erfolgten ebenfalls an abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen, wodurch sichergestellt ist, daß die Auswertung der Schichtdicke und die Ermittlung der für die Energieverluste relevanten Parameter konsistent erfolgt ist. Um sicher zu gehen, daß bei der Übertragung von Erkenntnissen, die an abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen gewonnen worden sind, auf abschreckend kondensierte Tritiumfilme nicht relevante Einflüsse durch Isotopieeffekte vernachlässigt worden sind, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein direkter Vergleich zwischen einer Deuteriumellipse und einer vollständigen Tritiumellipse durchgeführt (s. Abschn. 3.2.3).

3.2.3 Erste Präparation eines abschreckend kondensierten Tritiumfilms großer Dicke zur direkten Bestimmung der optischen Refraktionskonstanten.

Die meisten Beiträge zum systematischen Fehler in der Vermessung des Tritium- β -Spektrums (s. Abschn. 4.2) werden durch die Unsicherheit in der Schichtdickenbestimmung der Quellfilme verursacht. Das Verfahren zur Bestimmung der Dicke der Quellfilme ist kurz in Abschnitt 3.2.2 und ausführlich in Referenz [Bor00] beschrieben. Da die Struktur der abschreckend kondensierten Filme aus Deuterium bzw. Tritium im wesentlichen von den Parametern bei der Präparation (Temperatur des Gases, Temperatur des Substrates, Gasfluß auf das Substrat usw.) abhängt, wird kein großer Unterschied zwischen den verschiedenen Wasserstoffisotopen erwartet. Im Vorfeld der Tritiummessungen Q1 bis Q10 wurden die für die Ermittlung der Quellschichtdicke notwendigen Filme - sie bilden bei der Auftragung der Polarisatorwinkeländerung gegen die Analysatorwinkeländerung ((P,A)-Raum) eine geschlossene Figur, die sogenannte "Ellipse" - mit Deuterium präpariert ⁷. Der durch die Anpassung an die gemessene Deuteriumellipse gewonnene Parametersatz - Filmbrechungsindex n_1 , Substratbrechungsindizes n_2, k_2 und Einfallswinkel Φ_0 - wird für die Ermittlung der Schichtdicke des "Tritium"-Quellfilms ⁸ verwendet. Diese Vorgehensweise wird durch Messungen, wie die in Abbildung 3.2 gezeigte, für das erste Achtel

⁷Bisher war auf die Präparation einer kompletten Tritiumellipse verzichtet worden, da für ein solches Experiment die acht- bis zehnfache Menge von Tritiumgas im Vergleich zu einer Quellpräparation für eine Meßphase benötigt wird und keine ausreichende Menge Tritiumgases zur Verfügung stand.

⁸Beim Transfer des Tritiums vom Vorratsbehälter zum Quellpräparationsort kommt es in den Edelstahlkappilaren des Einlaßsystems zu Austauschreaktionen mit dem im Wandmaterial eingelagerten Wasserstoff. Das zur Präparation der Quellfilme verwendete Gas besteht daher aus einer

der Deuteriumellipse bestätigt. Betrachtet man die Ergebnisse für Deuteriumellipsen und die unmittelbar im Anschluß daran aufgenommenen Tritiumfilme im Detail, so erkennt man, daß die Ergebnisse für die Tritiumfilme stets etwas außerhalb der Deuteriumellipsen liegen (s. Abb. 3.4). Dieses spricht, bei ansonsten unveränderten Rahmenbedingungen (Einfallswinkel Φ_0 , Substratparameter n_2 und k_2), für einen leichten Einfluß von Isotopieeffekten auf das Ergebnis. Bei der Anpassung wird dieses in der Regel durch eine Erhöhung des Filmbrechungsindex n_1 so lange bis der Fit durch die Meßpunkte des Tritiumfilms geht, berücksichtigt. Der Einfluß dieser Korrektur wird bei der Ermittlung des Schichtdickenfehlers voll berücksichtigt.

Es stellt sich die Frage, ob man durch diese Vorgehensweise (Anpassung einer Deuteriumellipse und ggf. Vergrößerung des Filmbrechungsindex) den tatsächlichen Gegebenheiten gerecht wird. Klären läßt sich diese Frage nur durch den direkten Vergleich der Ergebnisse die durch eine Deuteriumellipse gewonnen werden mit denen die durch eine Tritiumellipse gewonnen werden.

Es gibt mehrere mögliche Erklärungen für die annähernde Gleichheit der Ellipsometrieergebnisse für Deuterium- und Tritiumfilme.

- Die poröse Struktur der abschreckend kondensierten Filme reduziert nicht nur den absoluten Wert des Filmbrechungsindex n_1 , sondern sorgt durch Anzahl, Größe und Verteilung der Löcher dafür, daß im Gegensatz zum Einkristall ⁹ n_1 nicht (oder nur sehr schwach) vom verwendeten Wasserstoffisotop abhängt (über den genauen Mechanismus läßt sich nichts sagen).
- Die zum Frieren der Tritiumquellfilme verwendete Mischung aus H_2 , HT und T_2 (Tritiumanteil 75% - 80%) sorgt für einen Brechungsindex des Films n_1 , der dem von D_2 sehr nahe kommt.
- Zwischen den Deuterium- und den Tritiumfilmen besteht ein Unterschied im Brechungsindex n_1 , das Verfahren der Ellipsometrie ist im Bereich der für die Tritiummessungen verwendeten Filmdicken jedoch nicht darauf empfindlich. Was das bedeutet, kann man in Abbildung 3.5 erkennen. Dort sind drei gerechnete Ellipsen für unterschiedliche Werte des Filmbrechungsindex n_1 bei ansonsten konstanten Bedingungen ($\Phi_0 = 60^\circ$, $n_2 = 2,7$, $k_2 = -1,35$) dargestellt. Man kann erkennen, daß die Ellipsen mit wachsendem Wert von n_1 größer werden. Am deutlichsten ist der Unterschied in der unteren Hälfte der Ellipsen zu erkennen. Im Bereich typischer Quellschichtdicken für Tritium- β -Messungen

Mischung von H_2 , HT und T_2 wobei der Tritiumanteil bei etwa 75% - 80% liegt (bekannt aus Messungen mit einem Quadrupolmassenspektrometer).

⁹In Referenz [Prz95] werden unter der Annahme, daß die Moleküle im Film in der dichtesten Kugelpackung angeordnet sind, aus der Polarisierbarkeit mit der Clausius-Mosotti-Beziehung für die Brechungsindizes von festem Deuterium und Tritium die Werte $n_1(D_2) = 1,17 \pm 0,01$ und $n_1(T_2) = 1,18 \pm 0,01$ abgeleitet. Eine Reihe von Testmessungen mit abschreckend kondensiertem Deuterium sowie die Messung von Deuteriumfilmen zur Ermittlung der Schichtdicken der Tritiumquellfilme ergaben nach dem in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Verfahren für den Brechungsindex dieser porösen Deuteriumfilme Werte um $n_1 \approx 1,14$ (s. Auch Ref. [Bor00]).

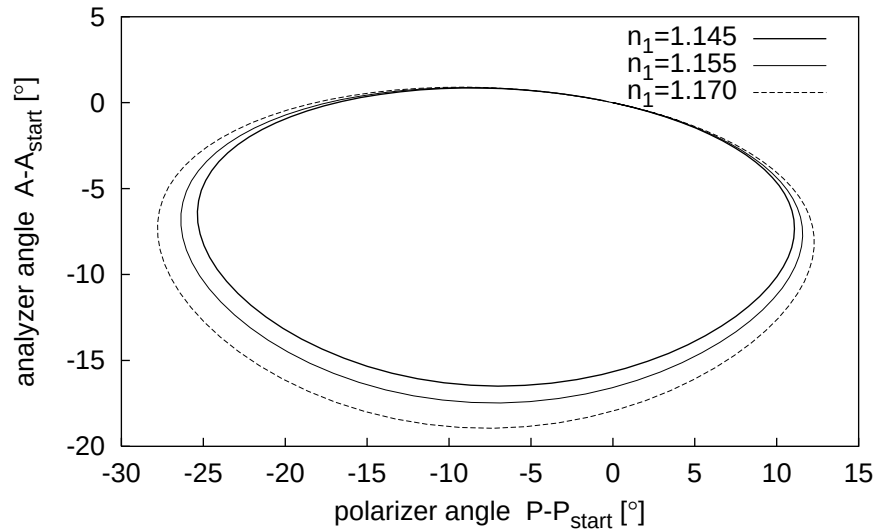


Abbildung 3.5: Einfluß des Filmbrechungsindex n_1 auf Lage und Größe der Anpassungsellipse. Das Bild zeigt die Lage dreier berechneter Ellipsen mit unterschiedlichen Werten für den reellen Filmbrechungsindex n_1 bei ansonsten konstanten Bedingungen ($\Phi_0 = 60^\circ$, $n_2 = 2,7$, $k_2 = -1,35$). Der Punkt $(0^\circ, 0^\circ)$ ist der Startpunkt (Schichtdicke $0 \text{ \AA}$), mit wachsender Schichtdicke bewegt man sich im Uhrzeigersinn auf der Ellipse. Die Ellipse wird mit steigendem Brechungsindex größer. Die Unterschiede zwischen den Ellipsen fallen besonders im unteren und linken Bereich deutlich aus, während sie in der Nähe des Punktes $(0^\circ, 0^\circ)$ gering ausfallen.

(Polarisatorwinkeländerungen von etwa $+8^\circ$ und Analysatorwinkeländerungen von etwa -3° , vgl. Abb. 3.2) ist eine Veränderung der Form der Ellipsen nur sehr schwach bis gar nicht zu erkennen.

Durch die Präparation einer Deuteriumellipse und im Anschluß daran einer Tritiumellipse unter den gleichen Umständen wie bei der Präparation eines Quellfilms für eine Tritium- β -Messung ($\approx 1/8$ Ellipse), kann die Situation teilweise geklärt werden. Sollte eine der ersten beiden Erklärungen zutreffen, so ist damit zu rechnen, daß die beiden Ellipsen über den gesamten Bereich nahezu deckungsgleich sind und innerhalb der Fehler gleiche Werte bei der Anpassung liefern. Ist jedoch die dritte Erklärung zutreffend, so wird man ein Verhalten wie in Abbildung 3.5 vorfinden. Die Anpassung sollte für die Tritiumellipse größere Werte im Filmbrechungsindex liefern bei ansonsten innerhalb der Fehler gleichen Werten für die übrigen Fitparameter.

Im Sommer 2001 wurde erstmals der Versuch unternommen, eine komplette Tritiumellipse nach diesen Vorgaben zu präparieren. Das Ergebnis mitsamt der Anpassung für die beiden Ellipsen ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Die Meßpunkte der Tritiumellipse (ausgefüllte Kreise) liegen stets außerhalb der Meßpunkte der Deuteriumellipse (offene Kreise). Der Unterschied zwischen den beiden Ellipsen sieht so aus, wie man es nach der Abbildung 3.5 für einen unterschiedlichen Brechungsindex bei ansonsten gleichen Parametern erwarten würde. Die ebenfalls im Bild dargestellten Anpassungen wurden für einen festen Einfallswinkel $\Phi_0 = 59,0^\circ$ durchgeführt. Die Fits liefern

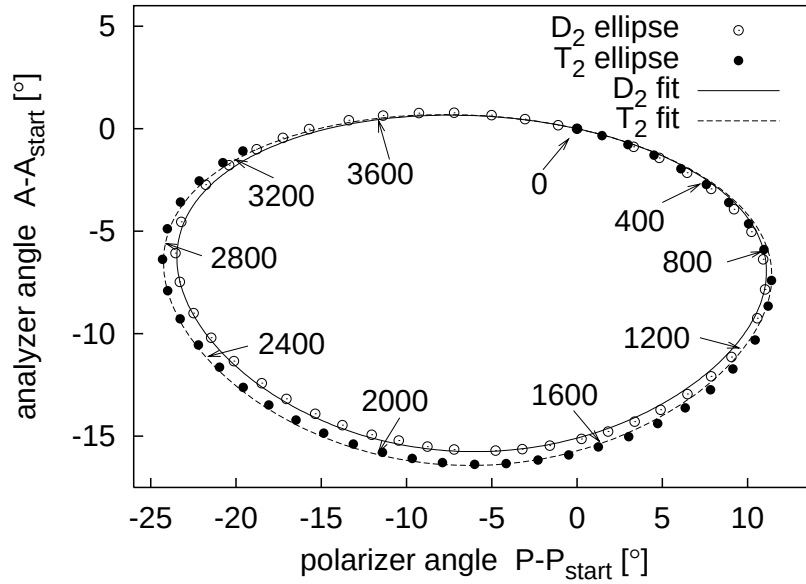


Abbildung 3.6: Darstellung und Anpassung der ersten in Mainz gemessenen Tritiumellipse. Dargestellt sind die erste (fast) vollständige Tritiumellipse (ausgefüllte Kreise), die dazugehörige Deuteriumellipse (offene Kreise) sowie die jeweiligen Anpassungen (Linien). Der Wert für den Einfallswinkel wurde für beide Fits auf $\Phi_0 = 59,0^\circ$ festgehalten. Die Ergebnisse für die freien Fitparameter der Anpassung an die Deuteriumellipse lauten: $n_1 = 1,148$, $n_2 = 2,75$, $|k_2| = 1,34$. Die Ergebnisse für die freien Fitparameter der Anpassung an die Tritiumellipse sind: $n_1 = 1,156$, $n_2 = 2,74$, $|k_2| = 1,35$. Für die Anpassung der Deuteriumellipse wurden nur die Meßpunkte des Bereiches verwendet, der auch durch die Tritiumellipse abgedeckt wird. Für die Tritiumellipse ist als Parameter die Schichtdicke in Å angegeben.

für die drei freien Parameter $n_1 = 1,148$, $n_2 = 2,75$, $|k_2| = 1,34$ im Falle der Deuteriumellipse und $n_1 = 1,156$, $n_2 = 2,74$, $|k_2| = 1,35$ im Falle der Tritiumellipse¹⁰. Beide Fits erfüllen die in Abschnitt 3.2.2 formulierten Anforderungen an das Ergebnis der Substratparameter für eine gelungene Anpassung. In der Abbildung ist für die Anpassung an die Tritiumellipse der Parameter Schichtdicke d in Å angegeben.

Im nächsten Schritt sollte der Unterschied im Schichtdickenergebnis ermittelt werden, der sich aus den unterschiedlichen Anpassungen ergibt. Dafür wird ein Meßpunkt auf der Tritiumellipse ausgewählt, der im Bereich der üblichen Quellfilmdicken liegt. Es handelt sich um den Punkt mit den Koordinaten $\Delta P = 7,58^\circ$ und $\Delta A = -2,70^\circ$.

¹⁰Wie man unschwer erkennen kann, ist die Tritiumellipse nicht vollständig geschlossen. Es war beschlossen worden vor dem Einsetzen einer neuen Ampulle mit Tritiumgas (1 Ci) das in dem Vorratsbehälter befindliche restliche Tritium für diese Messung zu verwenden. Die noch zur Verfügung stehende Menge reichte nicht mehr für eine vollständig geschlossene Tritiumellipse aus. Alle für eine korrekte Anpassung wesentlichen Bereiche der Ellipse sind jedoch vorhanden. Um eine Beeinflussung des Ergebnisses durch eine unterschiedliche Gewichtung der Ellipsenbereiche zu vermeiden, wurden für die Anpassung der Deuteriumellipse nur die Punkte verwendet, bis zu denen auch Punkte auf der Tritiumellipse vorhanden sind. Das für diese Messung verwendete Tritium wies eine höhere Verunreinigung mit Wasserstoff auf als das bei den Standard-T₂-Messungen verwendete. Die Analyse ergab einen Tritiumanteil von etwa 65% bei einer Unsicherheit von 10%.

Zunächst wird die Schichtdicke an diesem Punkt mit Hilfe des Ergebnisses der Deuteriumellipse, also nach dem Standardverfahren für die Ermittlung der Schichtdicken der Mainzer Quellfilme, bestimmt. Aus diesem Verfahren ergibt sich ein Wert von 430,6 Å für die Schichtdicke. Danach wird die Schichtdicke an diesem Punkt mit Hilfe des Ergebnisses für die Tritiumellipse bestimmt. Das Ergebnis dieser Anpassung lautet 413,7 Å¹¹. Für dieses spezielle, aber für die gegenwärtig im Mainzer Experiment eingesetzten Quellschichtdicken repräsentative Beispiel ergibt sich ein Verhältnis zwischen der mit Hilfe der Deuteriumellipse einerseits und der Tritiumellipse andererseits ermittelten Schichtdicke von:

$$d_{T_2} = 0,961 \cdot d_{D_2}. \quad (3.5)$$

Für die Neutrinomassenmessung stellt ein Unterschied in der ermittelten Dicke der Quellfilme von knapp 4% allein kein Problem dar, da die Quellstärke über den freien Parameter der Amplitude A bei der Anpassung berücksichtigt wird. Für die Diskussion der systematischen Fehler von essentieller Bedeutung ist dagegen die Kenntnis der Energieverluste, die die β -Elektronen durch inelastische Streuprozesse im Quellfilm erleiden (vgl. Abschn. 4.2.1). Die für die Beschreibung dieses Prozesses relevanten Größen Dichte des Quellfilms ϱ sowie energiedifferentieller $d\sigma/d\varepsilon$ und totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot} sind durch Messungen an abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen ermittelt worden (s. Ref. [Ase00]).

Die Wahrscheinlichkeit für eine i -fache Streuung p_i der β -Elektronen in einem glatten, homogenen Film ist allgemein durch die Poissonverteilung gegeben:

$$p_i = \left(\frac{x}{\lambda_{\text{free}}} \right)^i \cdot \frac{1}{i!} \cdot \exp \left(-\frac{x}{\lambda_{\text{free}}} \right) \quad (3.6)$$

mit der, von der Filmdicke d_0 und dem Startwinkel der Elektronen δ_S abhängigen, im Film durchlaufenen Wegstrecke x

$$x = \frac{d_0}{\cos(\delta_S)} \quad (3.7)$$

und der, vom totalen Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung im Film σ_{tot} und der Teilchendichte ϱ abhängigen, mittleren freien Weglänge für inelastische Streuung λ_{free}

$$\lambda_{\text{free}} = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}} \cdot \varrho} \quad (3.8)$$

Nimmt man an, daß σ_{tot} im interessierenden Energiebereich der Elektronen unabhängig davon ist, ob es sich um abschreckend kondensierte Deuterium- oder Tritiumfilme

¹¹Die Unterschiede in der Schichtdicke werden praktisch vollständig von den unterschiedlichen Annahmen über die Filmindizes n_{1i} verursacht, während die Substratindizes n_{2i}, k_{2i} nur einen geringen Einfluß auf das Ergebnis haben. Verifiziert wurde dieses Faktum dadurch, daß die Ermittlung der Schichtdicke mit dem gefundenen Wert von n_1 für Deuterium (Tritium) und den gefundenen Werten von n_2, k_2 für Tritium (Deuterium) durchgeführt wurde. Dabei ergab sich eine maximale Abweichung zu den o.g. Ergebnissen von 0,5% .

handelt ¹², so ist die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung der Elektronen im Quellfilm proportional zur Dichte des Films und der Filmdicke:

$$p_i \sim (\varrho \cdot d)^i. \quad (3.9)$$

Es stellt sich jetzt die Frage, ob das Produkt aus Filmdichte und Filmdicke, die auf Basis der Deuteriumellipse ausgewertet wurden, mit dem aus Dichte und Dicke, die auf Basis der Tritiumellipse ermittelt wurden, übereinstimmt

$$\varrho_{T_2} \cdot d_{T_2} \approx \varrho_{D_2} \cdot d_{D_2} \quad . \quad (3.10)$$

Die Teilchendichte ϱ ist gegeben durch das Verhältnis von Avogadro-Konstante N_A zum molaren Volumen V_{mol} des jeweiligen Films. Sie läßt sich mit Hilfe der Clausius-Mosotti-Beziehung [Kit91]

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} \alpha \frac{N_A}{V_{\text{mol}}} \quad (3.11)$$

und der Beziehung $n_1 = \sqrt{\varepsilon}$ bestimmen. Mit dem Wert von $\alpha = 0,81 \text{ \AA}^3$ [Kol67] für die Polarisierbarkeit des Filmmaterials und den durch die Anpassung der gemessenen Ellipsen gefundenen Werten für die Filmindizes ($n_{1,\text{Tritium}} = 1,156$ und $n_{1,\text{Deuterium}} = 1,148$) ergeben sich für die molaren Volumina:

$$\begin{aligned} V_{\text{mol},D_2} &= 21,32 \text{ cm}^3/\text{mol} \\ V_{\text{mol},T_2} &= 20,27 \text{ cm}^3/\text{mol} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Daraus ergibt sich für diese Messung ein Verhältnis zwischen der mit Hilfe der Deuteriumellipse einerseits und der Tritiumellipse andererseits ermittelten Dichte des Quellfilms von:

$$\varrho_{T_2} = 1,052 \cdot \varrho_{D_2}. \quad (3.13)$$

Zusammen mit Gleichung 3.5 läßt sich damit nach Gleichung 3.10 ermitteln, wie groß der Unterschied zwischen dem Produkt aus Dichte und Dicke des Quellfilms, also seine Säulendichte, bezogen auf die Deuteriumellipse bzw. bezogen auf die Tritiumellipse ausfällt.

$$\varrho_{T_2} \cdot d_{T_2} = 1,011 \cdot \varrho_{D_2} \cdot d_{D_2} \quad . \quad (3.14)$$

Für dieses spezielle Beispiel ergibt sich also eine um 1,1% höhere Streuwahrscheinlichkeit für die korrekten, über die Tritiumellipse ermittelten Werte gegenüber den nach dem Standardverfahren über die Deuteriumellipse ermittelten Werten. Die in die Auswertung der Tritiummessungen eingehenden, übrigen Fehler der Quellschichtdicken (s. Abschn. 3.2.2) liegen für die Messungen Q3 bis Q10 zwischen 2% und 7%. Eine Abweichung der Säulendichte wie in Gleichung 3.14 wurde in der Fehlerbetrachtung des Energieverlustes in der Vergangenheit nicht berücksichtigt, sie spielt jedoch gegenüber den berücksichtigten Schichtdickenfehlern eine untergeordnete Rolle. Für zukünftige Messungen sollte sie jedoch Berücksichtigung finden. Von einer weiteren Korrektur der Wahrscheinlichkeit für Nachbarschaftsanregung im Festkörper (s. Abschn. 4.2.3), in die eine Änderung von σ_{tot} eingeht, wird abgesehen, da es sich bei diesem Effekt selbst nur um eine kleine Korrektur handelt.

¹²Ergebnisse der Messung des energiedifferentiellen und totalen Wirkungsquerschnittes für inelastische Streuung von Elektronen in gasförmigem Tritium und in abschreckend kondensiertem Deuterium sind der Referenz [Ase00] zu entnehmen.

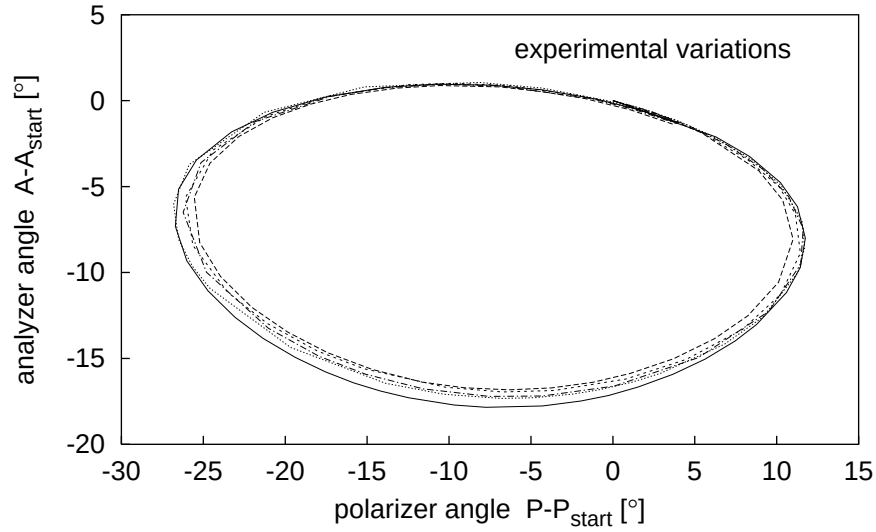


Abbildung 3.7: Experimentell bedingte Schwankungen bei der Ellipsometrie. Dargestellt sind Ellipsen, die bei Messungen mit Deuteriumfilmen im Jahre 1997 an verschiedenen Tagen gewonnen worden sind. Die Breite des Bandes gibt die mögliche Variation in Größe und Lage der Ellipse wieder, die aufgrund leicht unterschiedlicher optischer Justagen experimentell möglich sind (aus [Bor00]).

Die Vermessung einer größeren Anzahl von abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen hat gezeigt, daß die sich im (P,A)-Raum ergebenden Ellipsen gewissen Schwankungen in der Größe unterworfen sind. In Abbildung 3.7 ist diese Schwankung anhand mehrerer Beispiellipsen, die 1997 im Zuge systematischer Untersuchungen zur Ellipsometrie beim Präparieren dicker Deuteriumfilme gewonnen worden sind (s. Ref. [Bor00]), gezeigt. Beim Vergleich mit Abbildung 3.6 fällt auf, daß die Schwankung zwischen diesen an verschiedenen Tagen gemessenen Ellipsen ähnlich groß ausfällt, wie der Unterschied zwischen der Deuterium- und der Tritiumellipse, deren Filme unmittelbar nacheinander präpariert worden sind ¹³. Es ist daher aufgrund der einen Vergleichsmessung zwischen einem Deuterium- und einem Tritiumfilm nicht klar, ob der ermittelte Unterschied der Brechungsindizes für abschreckend kondensiertes Deuterium und Tritium typisch ist. Für die Deuteriumfilme, die im Vorfeld Tritiummessungen Q2 bis Q8 präpariert worden sind, haben die Anpassungen der Ellipsen für n_1 Werte ergeben, die in der Nähe von 1,14 liegen (gegenüber $n_1 = 1,148$ s.o.), wie Tabelle 3.3 und Referenz [Bor00] zu entnehmen ist. Da der Grund für diese Schwankungen im Nachhinein nicht zu ermitteln ist, wird nach dem derzeitigen Kenntnisstand auf eine nachträgliche Korrektur der Fehler der Schichtdickenermittlung (s. Abschn. 3.2.2) verzichtet.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die erstmalige Messung eines in der Mainzer Apparatur abschreckend kondensierten Tritiumfilms großer Schichtdicke, der im (P,A)-Raum eine (fast) vollständige Ellipse bildet, gegenüber einem ebenfalls präpa-

¹³Messungen zweier unmittelbar nacheinander präparierter Deuteriumfilme wobei die Temperatur des Substrates zwischen den beiden Präparationen < 20 K gehalten wurde zeigen, daß die aus ihnen gewonnenen Ellipsen praktisch deckungsgleich sind, wie in Referenz [Bor00] nachzulesen ist.

rierten Deuteriumfilm großer Schichtdicke, einen etwas höheren Filmbrechungsindex n_1 aufweist. Dadurch fällt die mit Hilfe des Tritiumfilms ermittelte Schichtdicke gegenüber der mit dem Standardverfahren (s. Abschn. 3.2.2) ermittelten Schichtdicke um knapp 4% geringer aus. Aufgrund des größeren Filmbrechungsindex wird jedoch für den Tritiumfilm eine etwa 5% größere Dichte ermittelt. Dadurch ergibt sich für die zur inelastischen Streuwahrscheinlichkeit proportionale Säulendichte (Produkt aus Filmdichte ρ und Filmdicke d) ein lediglich um 1,1% unterschiedlicher Wert zwischen den aus dem Tritiumfilm ermittelten Werten und den aus dem Deuteriumfilm ermittelten Werten. Die Übertragung der Ergebnisse von Energieverlustmessungen von Elektronen in abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen [Ase00] auf abschreckend kondensierte Tritiumfilme ist demnach zulässig.

Für das geplante Tritium- β -Experiment KATRIN [KAT01] wird sowohl eine erheblich genauere Schichtdickenbestimmung der Quellfilme als auch eine detailliertere Kenntnis der Energieverlustfunktion nötig werden. Für das momentan angewandte ellipsometrische Verfahren der Schichtdickenbestimmung bei abschreckend kondensierten Tritiumfilmen bedeutet dies, daß die Form der gemessenen Ellipsen besser beschrieben werden muß. Freie Parameter wie der Einfallswinkel Φ_0 und die Substratbrechungsindizes n_2 und k_2 sollten durch Aufbau und Präparation festgelegt werden. Einflüsse durch bisher nicht berücksichtigte optische Elemente wie z.B. Fenster sollten beschrieben, die Anzahl solcher Elemente soweit wie möglich reduziert werden. Durch die ausschließliche Verwendung von Tritiumgas einer gleichbleibenden hohen Reinheit (Tritiumanteil $> 95\%$), sollten Isotopieeffekte verhindert werden. Auch sollte die Dicke und wenn möglich auch die Struktur des Tritiumquellfilms während einer laufenden Messung regelmäßig "online" kontrolliert werden können, um langsame Veränderungen bei der Auswertung besser berücksichtigen zu können und auf das Auftreten plötzlicher Veränderungen schnell (z.B. durch die Präparation eines neuen Tritiumfilmes) reagieren zu können. Schließlich müßte nach dem in Referenz [Ase00] gezeigten Verfahren der energiedifferentielle und der totale Wirkungsquerschnitt für Elektronen in abschreckend kondensierten Tritiumfilmen ermittelt werden und damit die Energieverlustfunktion bestimmt werden.

3.2.4 Pulsung und Untergrund

Im Vorfeld der Messung Q5 im Jahre 1998 wurde erstmals versucht, einen erhöhten Spektrometeruntergrund durch das kapazitive Einkoppeln von hochfrequenten Wechselspannungen auf einzelne Spektrometerelektroden zu beeinflussen. Während der Messung Q5 konnte mit Hilfe der Pulsung, die in den Meßpausen von etwa 3s Länge zwischen der Aufnahme der einzelnen Meßpunkte aktiviert wurde, die Untergrundzählrate auf einem Niveau stabilisiert werden, das nicht sehr viel höher lag, als das Untergrundniveau der vorangegangenen Tritiummessungen. In Abbildung 3.8 wird exemplarisch der Effekt der Pulsung auf eine normale und eine erhöhte Untergrundzählrate dargestellt. Die am Elektrodensystem des Spektrometers angelegte Retardierungsspannung U_0 betrug dabei -18,7 keV, etwas oberhalb des Endpunktes des β -Spektrums, der Zugschieber zwischen Quellbereich und Spektrometertank war

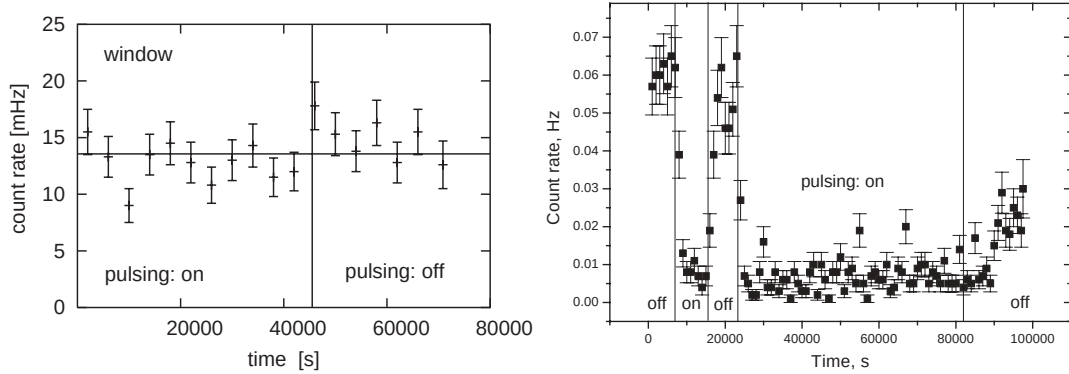


Abbildung 3.8: Auswirkung der Pulsung auf die Untergrundzählrate (nach [Sch01]). In diesen beiden Bildern ist exemplarisch der Einfluß der Pulsung auf die zeitliche Entwicklung der Untergrundzählrate der Mainzer Apparatur dargestellt. Am Elektrodensystem des Spektrometers liegt dabei eine Retardierungsspannung U_0 von $-18,7$ keV an, der Zugschieber zwischen Quellbereich und Spektrometertank ist geschlossen. Die senkrechten Linien in den Bildern geben jeweils den Zeitpunkt an, zu dem die Pulsung an- bzw. abgeschaltet wurde. Das linke Bild zeigt eine Messung, die bei niedriger Untergrundzählrate durchgeführt worden ist. Die Messung startete mit eingeschalteter Pulsung. Zum durch die senkrechten Linie markierten Zeitpunkt wurde die Pulsung abgeschaltet. Eine signifikante Veränderung der Zählrate gegenüber der mittleren Zählrate (waagerechte Linie) ist nicht zu erkennen. Das rechte Bild zeigt eine Messung bei einem deutlich erhöhten Untergrundniveau. Die Datennahme beginnt ohne Pulsung. Durch das Einschalten der Pulsung fällt die Zählrate jeweils rasch auf ein niedriges Niveau ab. Nach dem Abschalten der Pulsung steigt die Zählrate wieder an, wobei die Dynamik des Anstiegs von der Dauer der Pulsungsperiode zuvor abzuhängen scheint.

geschlossen. Die Bilder zeigen die Zählrate in Abhängigkeit von der Meßzeit. Zu Zeitpunkten, die durch senkrechte Linien gekennzeichnet sind, wird die Pulsung jeweils ein- oder ausgeschaltet. Das linke Bild zeigt den Einfluß der Pulsung bei einer normalen Untergrundzählrate (≈ 15 mHz). Die Messung beginnt mit laufender Pulsung. Nach etwa 45000 s wird die Pulsung ausgeschaltet. Eine signifikante Veränderung der Untergrundzählrate durch das Ausschalten der Pulsung ist anhand des Bildes nicht zu erkennen. Ganz anders dagegen das rechte Bild. Hier ist eine Messung bei deutlich erhöhtem Untergrundniveau (≈ 60 mHz) dargestellt. Die Messung beginnt mit ausgeschalteter Pulsung. Im Verlauf der Messung wird die Pulsung zweimal ein- und ausgeschaltet. Durch das Einschalten der Pulsung fällt die Untergrundzählrate rasch auf Werte um 10 mHz ab. Nach Abschalten der Pulsung steigt die Untergrundzählrate wieder an, wobei die Anstiegszeit von der Zeitdauer des vorherigen Pulsungsintervalles abzuhängen scheint. Daraus läßt sich folgern, daß die Pulsung bei erhöhter Untergrundzählrate eine deutlich positive Wirkung zeigt, während ihre Auswirkung auf die Untergrundzählrate bei normalen Untergrundbedingungen sehr schwach ausfällt.

Da die Messung Q5 im Vergleich mit den vorangegangenen Messungen Q3 und Q4 sehr vielversprechende Ergebnisse bzgl. der Neutrinomassenquadrate lieferte (vgl. [Bor00]), wurde die Pulsung als ein ständiges Mittel zur Untergrundreduktion und

-stabilisierung bei Tritiummeßphasen interessant. Es war daher sehr wichtig, genaueres über Auswirkungen und Möglichkeiten der Pulsung in Erfahrung zu bringen. Im Rahmen der Diplomarbeit von H. Ulrich [Ulr00] sind umfangreiche Untersuchungen zum Einfluß der Pulsung auf die Untergrundzählrate der Mainzer Apparatur durchgeführt worden. Dort wird auch das Verfahren der Pulsung ausführlich beschrieben. Als Ergebnis der Untersuchungen läßt sich sagen, daß sich die Pulsung mit wachsender Amplitude stärker untergrundreduzierend auswirkt, die geeigneten Frequenzen im Bereich zwischen 1,0 und 1,8 MHz liegen, und die Auswirkungen des Pulsens, je nach Wahl der Elektrode, in die die Wechselspannung eingekoppelt wird, sehr verschiedene Effekte zeitigen kann, bis hin zu einer starken Erhöhung des Untergrundes. Offensichtlich kann mit Hilfe der Pulsung ein erhöhter oder fluktuierender Untergrund auf einem niedrigeren Niveau stabilisiert werden. Eine Reduzierung des Untergrundes unter das Niveau, das unmittelbar nach dem Ausheizen des Spektrometers erreicht wird, ist nach dem derzeitigen Kenntnisstand jedoch nicht zu erreichen.

3.2.5 Mögliche Quellen für Untergrundelektronen

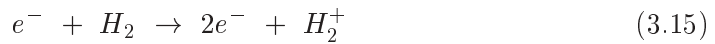
Drei Prozesse werden derzeit als mögliche Quellen für Elektronen, die als Untergrund im Detektor nachgewiesen werden, angesehen. Die erste Möglichkeit besteht in der Feldemission von Elektronen aus dem Elektrodenmaterial, z.B. an Stellen, wo sich kleine Spitzen auf den Elektroden bilden und dadurch die Feldstärke lokal stark ansteigt. Durch das sogenannte Konditionieren des Spektrometers, d.h. das Anlegen einer höheren als der üblichen Retardierungsspannung an die Elektroden (-30 kV, ggf. mit Umpolen und Druckerhöhung im Spektrometertank, um die Wirkung zu erhöhen), wird die Anzahl der Spitzen reduziert. Wenn längere Zeit keine Spannung an den Tankelektroden anlag oder falls während der Meßphasen der Untergrund langsam ansteigt, ist das Konditionieren eine probate Methode zur Untergrundreduktion. Der zweite mögliche Produktionsprozeß ist der Zerfall von Tritium im Spektrometer. Hier hilft nur, kein Tritium in den Tank gelangen zu lassen, was nach dem Umbau der Mainzer Apparatur durch den magnetischen Krümmer, das Experimentüberwachungssystem und die automatischen Ventile recht zuverlässig gewährleistet wird¹⁴. Die dritte Möglichkeit zur Produktion von Elektronen im Mainzer Spektrometer ist die Wechselwirkung von kosmischer Strahlung mit Materie im Tank, vorzugsweise mit dem Elektrodenmaterial. In der Referenz [Sch01] werden Messungen beschrieben, bei denen mit Hilfe einer externen γ -Strahlungsquelle (^{22}Na) Elektronen im Tank erzeugt wurden. Als Nachweiswahrscheinlichkeit ε von niederenergetischen Elektronen die von den Elektroden ausgehen ergab sich ein Wert von $6,7 \cdot 10^{-6} < \varepsilon < 3,4 \cdot 10^{-5}$. Der aus kosmischer Strahlung resultierende Untergrund im Mainzer Spektrometer läßt sich zur Zeit nicht beeinflussen¹⁵. Interessanterweise zeigt sich in der Untergrundzählrate keine radiale Abhängigkeit, wie man sie für den ersten und dritten

¹⁴In Rahmen der Diplomarbeit von J.-P. Schall [Sch01] sind Messungen durchgeführt worden, die Hinweise auf eine leichte Kontamination des Ventiltellers des quellseitigen automatischen Ventils am Spektrometertank mit Tritium geben.

¹⁵Es ist geplant in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe Koinzidenzmessungen zwischen Müonen aus der kosmischen Strahlung und Untergrundergebnisse im Mainzer Spektrometer durchzuführen (Vorarbeiten für das neue Tritium- β -Experiment KATRIN [KAT01]).

Beitrag eigentlich erwarten sollte ¹⁶, sofern die Elektronen direkt nachgewiesen werden würden.

Im Rahmen der Arbeiten [Ulr00] und [Sch01] wurde gezielt Helium in das Spektrometer eingelassen, um die Abhängigkeit der Untergrundzählrate vom Heliumpartialdruck im Spektrometer zu messen. Die Meßwerte konnten gut mit einem Polynom zweiter Ordnung beschrieben werden, der lineare Term entspricht dabei der Einfachstreuung und Ionisation des Restgases, der quadratische Term beschreibt zweistufige Prozesse, die nur möglich sind, wenn Elektronen im Spektrometer gespeichert werden. Als maßgeblichen Prozeß um gespeicherte Elektronen und Ionen im Spektrometer zu erzeugen, betrachtet man die Bildung von Wasserstoffionen durch den Stoß eines Restgasmoleküls mit einem Elektron.



Die Speicherung von Elektronen im Mainzer Spektrometer kann in drei Varianten erfolgen: Erstens durch magnetische Reflexion der Elektronen im Bereich der höheren magnetischen Felder an beiden Enden des Spektrometers. Die Elektronen werden dann im ganzen Spektrometervolumen zwischen den beiden Reflexionsebenen gespeichert (Konstellation wie in einer magnetischen Flasche). Zweitens durch magnetische Reflexion auf einer Seite und, wenn ihre Energie nicht hoch genug ist, durch elektrostatische Reflexion am Retardierungsfeld ausreichender Stärke auf der anderen Seite. Die gespeicherten Elektronen bewegen sich dann nur in einer Hälfte des Spektrometers. Schließlich gibt es in den Bereichen zwischen zwei Elektroden Stellen, an denen das elektrische Potential entlang einer Magnetfeldlinie ein Minimum aufweist. Hier liegen die Voraussetzungen für eine Penningfalle vor, sodaß Elektronen niedriger Energie gespeichert werden können. Höherenergetische, magnetisch gespeicherte Elektronen würden in erster Linie durch Restgasionisation zum Untergrund beitragen, wobei die entstehenden, vorwiegend niederenergetischen Sekundärelektronen einen Phasenraum einnehmen, der teilweise nicht gespeichert, sondern zum Detektor hin offen ist. Die Pulsung hätte demnach den Effekt, diese primären gespeicherten Elektronen zu eliminieren, der sich auch nach Abschalten des HF-Pulsens noch solange günstig auf den Untergrund auswirkt, bis sich wieder eine neue Population gespeicherter Elektronen aufgebaut hat. Ausführliche Untersuchungen zu der Lage und der Beeinflußbarkeit dieser Fallen im Mainzer Spektrometer sind im Rahmen der Arbeit von Th. Thümmel [Thü02] durchgeführt worden. Auf diesen Vorarbeiten aufbauend wird B. Müller im Rahmen ihrer Arbeit [Mül02] u.a. ein Dipolsystem in die Zentralelektrode des Mainzer Spektrometers einbauen, um direkt Einfluß auf die Speicherbedingungen geladener Teilchen nehmen zu können.

¹⁶Damit niederenergetische Elektronen, die im Spektrometer gebildet werden, auf den Detektor gelangen können, müssen sie in den abgebildeten Flußschlauch gelangen. Sowohl im Fall der Feldemission von Elektronen aus den Spektrometerelektroden, als auch im Fall der Produktion von Elektronen in den Elektroden durch kosmische Strahlung würde man daher erwarten, daß die äußeren Bereiche des Spektrometervolumens stärker bevölkert werden. Der dadurch hervorgerufene Anteil des Untergrundes sollte daher von den inneren zu den äußeren Detektorsegmenten zunehmen.

3.2.6 Der Untergrund während der Tritiummeßphasen

Das Mainzer Spektrometer ist keine Apparatur die über lange Zeiten einen stabilen Untergrund aufweist. Bei früheren Meßphasen ist es des häufigeren vorgekommen, daß es zu plötzlichen starken Erhöhungen (mehr als Faktor 100!) der Untergrundzählrate während der Messungen kam, sogenannten Spikes [Bor00]. Seit dem Einsatz der Pulsung ab der Messung Q5 sind größere Spikes ausgeblieben. Ein direkte Bestätigung des ursächlichen Zusammenhanges zwischen dem Einsatz der Pulsung und dem Ausbleiben von Zählratenerhöhungen konnte jedoch nicht erbracht werden. Bei den Messungen Q6 und Q7 wurden im zweitägigen Wechsel mit und ohne Einsatz der Pulsung Daten genommen. Auch bei diesen Messungen traten während der gesamten Meßzeit keine Spikes auf.

Die gemittelten Untergrundzählraten weisen von Meßphase zu Meßphase jedoch größere Unterschiede auf, als es aufgrund der Statistik zu erwarten wäre (s. auch Tab. 4.6). Außerdem ist von Messungen des Jahres 1998 bekannt, daß eine Erhöhung des Untergrundniveaus während einer Tritiummessung gegenüber dem Niveau bei geschlossenem Zugschieber zwischen Spektrometer und Quellbereich innerhalb der Fehler nicht ausgeschlossen werden kann [Bor00]. Kritisch für die Auswertung der Tritiummessungen wäre ein zusätzlicher Untergrundbeitrag durch die Tritiumquelle jedoch nur, falls er eine Abhängigkeit von der Quellspannung U_S aufweisen würde.

In der Diplomarbeit von J.-P. Schall wurde die Möglichkeit einer Abhängigkeit des Untergrundes von der Quellspannung U_S mit der Methode der "Time-of-Flight"-Messung untersucht, die dabei erstmals im Rahmen einer Tritiummessung angewendet wurde. Das in der Referenz [Bon99] ausführlich erläuterte Verfahren erlaubt es, das Integrierende Mainzer Spektrometer durch eine schnelle Variation der Quellspannung U_S und den Einsatz einer geeigneten Aufnahmeelektronik als einen Bandpassfilter zu betreiben. Untersucht wurde, ob

- das Untergrundniveau unabhängig von U_S ist, wie es bei den bisherigen Messungen angenommen wurde
- es Anzeichen für einen linearen Anstieg des Untergrundniveaus im Bereich des Tritiumspektrums gibt, in diesem Fall würde es zu einer direkten Korrelation mit der Neutrinomasse bei der Anpassung des Tritiumspektrums kommen
- das Untergrundniveau ab einem Schwellwert von U_S einen sprunghaften Anstieg auf ein zweites Niveau aufweist, was einen Effekt verursachen würde, der dem der "Troitsk Anomalie" (s. Abschn. 2.3.2) entsprechen würde.

Die Untersuchungen ergaben keinen Hinweis auf einen nicht konstanten Untergrund im Bereich des Tritium- β -Spektrums die bei der Auswertung der Tritiumdaten gemachten Annahmen wurden also bestätigt.

3.2.7 Während der Messung überwachte Parameter

Der Langzeitbetrieb eines Experimentes, wie es das Mainzer Neutrinomassenexperiment darstellt, erfordert die Protokollierung und Überwachung einer Vielzahl von Parametern. Dabei steht die Sicherstellung des reibungslosen Ablaufes der Messung im Vordergrund. Wie bereits in Abschnitt 2.2.8 beschrieben, werden die wichtigsten Informationen zu Parametern, die die Messung unmittelbar gefährden könnten, von einem Kontrollrechner überwacht und protokolliert. An erster Stelle sind die Parameter zu nennen, die mittelbar oder unmittelbar etwas mit der Temperatur des Quellfilms zu tun haben. Ebenso wichtig ist die Überwachung des Drucks im Spektrometer und der Funktion der Pumpensysteme. Akute und zu spät erkannte Probleme in diesen Systemen würden neben einem sofortigen Ende der Messung mit hoher Wahrscheinlichkeit auch mehrwöchige oder gar mehrmonatige Arbeiten am Experiment nach sich ziehen. Eine Störung der Hochspannungsversorgung des Spektrometers und der Quelle würde zwar in der Regel keine so katastrophalen Folgen für das Experiment nach sich ziehen wie die oben genannten Probleme, die Meßergebnisse wären jedoch unbrauchbar, was insbesondere, falls die Probleme unerkannt bleiben, zum Verlust von vielen Wochen Vorbereitungs- und Meßzeit führen würde. Die Protokollierung der überwachten Daten in sogenannten "Logfiles" ermöglicht eine rasche Überprüfung der Parameter aber auch die nachträgliche Suche nach Abweichungen, falls diese sich erst später als relevant herausstellen sollten.

Eine Reihe von Parametern werden von den Experimentatoren bei regelmäßigen Rundgängen im Labor (typischerweise 8 pro Tag) direkt überwacht und in Protokollen vermerkt. Besonders wichtig ist es, sich davon zu überzeugen, daß das Überwachungsprogramm auf dem Kontrollrechner funktioniert. Natürlich werden auch die essentiellen Parametern, die vom Kontrollrechner überwacht werden, überprüft. Weiterhin werden insbesondere Informationen über die Größen gesammelt, die das Ergebnis der Messung beeinflussen könnten. Ein Teil umfaßt die Einstellungen des Datenaufnahmesystems, ein Teil die Einstellungen zusätzlicher Komponenten am Experiment (z.B. Stromversorgung der Erdfeldkompensationsspulen) und ein Teil umfaßt alle wichtigen Informationen zur LHe- und LN₂-Versorgung der supraleitenden Magnete. Zwei der dabei überwachten Größen, der LHe-Verbrauch und die Temperatur des magnetischen Krümmers, lieferten Hinweise auf die H₂-Bedeckung des Quellfilms als Ursache für die in Abschnitt 4.4 beschriebenen zusätzlichen Energieverluste der Tritium- β -Elektronen.

Der Meßrechner erstellt zu jedem sogenannten "TRI", das ist ein aus mehreren Durchläufen (vgl. Abschn. 2.2.5) bestehender Abschnitt einer Meßphase von typischerweise drei bis vier Stunden Länge, einen Protokollfile (PRT-File), der zu jedem einzelnen Meßpunkt die Spannung am Spektrometer, die Daten der Quellspannung (Minimum, Maximum, Mittelwert), die tatsächliche Meßzeit und die Anzahl der PUR-Signale (vgl. Abschn. 2.2.7) enthält. Während der Messung werden die Einträge zum jeweils letzten aufgenommenen Meßpunkt auf einem Bildschirm angezeigt. Zusätzlich wird das bisher im laufenden TRI aufgenommene Tritium- β -Spektrum dargestellt und auf einem zweiten Bildschirm das nach Detektorsegmenten aufgeteilte Energiespektrum

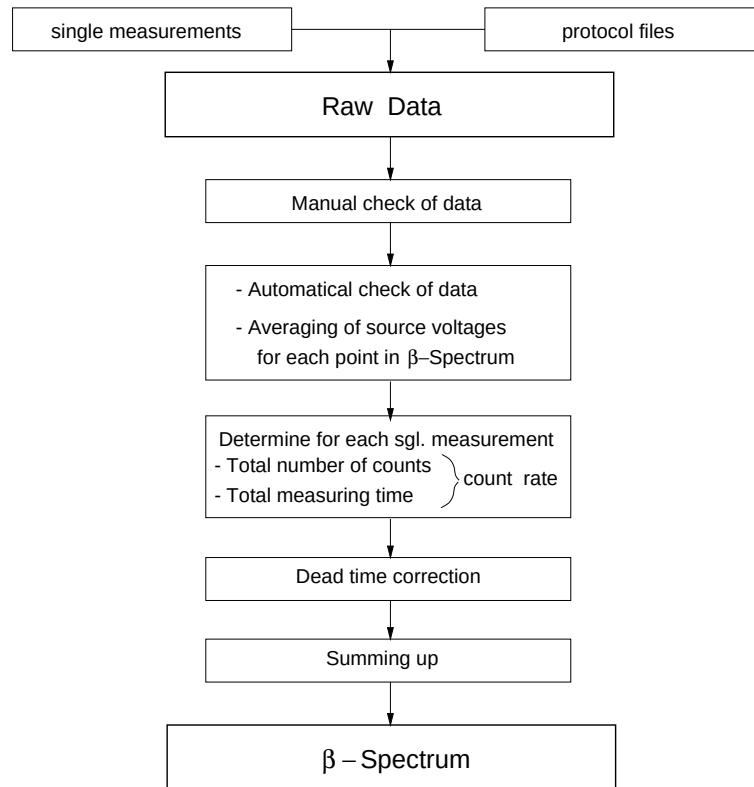


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Aufbereitung der Rohdaten zum β -Spektrum. Dargestellt ist die Abfolge der Auswerteschritte von den Einzelmessungen bis zur Gewinnung des β -Spektrums aus den Rohdaten. Die Erläuterung zu den einzelnen Schritten erfolgt im Text.

des letzten Meßpunktes angezeigt. Anhand dieser Daten kann der Experimentator grobe Fehler im aufgenommenen Spektrum erkennen. Am Ende eines TRIs wird automatisch die ungefähre Untergrundzählrate der Rohdaten des gerade beendeten Meßzeitraumes ermittelt und ausgedruckt.

Weitere detailliertere Untersuchungen zur Qualität der Meßdaten erfolgen nach der Aufbereitung der Meßdaten und der Zusammenführung mit den Einträgen der Protokollfiles, wie es im nächsten Abschnitt geschildert wird.

3.3 Aufbereitung der Meßdaten und Rohdatenanalyse

Das Ziel der Mainzer Messungen ist es, das Neutrinomassenquadrat aus der Form des gemessenen Tritium- β -Spektrums zu ermitteln. Dazu muß aus der Vielzahl der Einzelmessungen von 20 s bzw. 40 s Dauer (pro Meßtag etwa 3600 Einzelmessungen) und den in den PRT-Files (für jeweils 600-800 Einzelmessungen ein PRT-File) abgelegten Informationen ein Datenfile erzeugt werden, der die gemessene Zählrate und ihren statistischen Fehler bei den jeweils gemessenen Energien enthält. Außerdem

ist eine gründliche Überprüfung der Rohdaten auf Störungen und Fehler, sowie eine Korrektur der Daten aufgrund der Totzeit des Datenaufnahmesystems nötig. Bekannte Störungen der Messung, wie z.B. durch automatisches Schließen der Ventile im Alarmfall, werden durch das Entfernen des gesamten Durchlaufs bereits berücksichtigt. Der schematische Ablauf der Datenaufbereitung ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Sie erfolgt im wesentlichen in den folgenden vier Schritten:

- **Erzeugung eines Rohdatenfiles.**

Um die Daten der einzelnen Messungen für die nachfolgenden Analyseschritte in ein handhabbares Format zu bekommen, müssen die Informationen aus den Einzelmessungen und den Protokollfiles zusammengefaßt werden. Im Laufe einer Meßphase kommen leicht über 100000 Einzelmessungen zusammen. Gleichzeitig wird das für die Auswertung relevante Energiefenster von 15 keV bis 21 keV gesetzt (vgl. [Bor00]). Es entsteht ein File, dessen Länge durch die Anzahl der Einzelmessungen gegeben ist, und der in 25 Spalten alle Einträge enthält, die die Beurteilung der Qualität der Daten ermöglichen. Bei dieser Aufbereitung gehen die in den Files der Einzelmessungen vorhandenen Informationen zur Differenzzeit zwischen zwei Ereignissen sowie die genaue Energielage des Einzelereignisses verloren. Will man Auswertungen z.B. in Hinblick auf die Differenzzeiten der Ereignisse durchführen, so muß man auf die Files der Einzelmessungen zurückgreifen.

- **Manuelle Überprüfung der Rohdaten.**

Mit dem Programmpaket “PAW” des CERN [PAW95] kann man den nach dem oben beschriebenen Verfahren erzeugten Rohdatenfile beträchtlicher Größe (einige MB) handhaben. Es erlaubt die Darstellung einer praktisch beliebigen Kombination der Inhalte des 25 spaltigen Rohdatenfiles gegeneinander bei der Anwendung von ebenfalls nahezu beliebigen Schnitten. Die Ergebnisse können in verschiedenen graphischen Darstellungen visualisiert werden. Dadurch können vor allem größere Störungen einzelner Messungen, wie z.B. kurzzeitige starke Zählratenanstiege, identifiziert werden. Desweiteren kann die Stabilität der Daten sehr schnell kontrolliert werden und es kann die saubere statistische Verteilung der Meßwerte überprüft werden. Besonders wichtig ist die manuelle Kontrolle der Daten aber bei der Suche nach Effekten, die einen Hinweis auf neue oder bisher unentdeckte Probleme liefern (vgl. 4.4). Sehr zeitaufwendig und damit ineffektiv ist die manuelle Überprüfung bei routinemäßigen Checks, bei denen eine größere Anzahl von zu isolierenden Einzelmessungen anfällt. Für diese Aufgabe sind Programme zur automatischen Filterung der Rohdaten in Mainz entwickelt worden.

- **Automatische Filterung der Rohdaten.**

Die automatische Filterung der Daten erfolgt durch das sogenannte “CUT”-Programm ¹⁷, das die Einträge des Rohdatenfiles nach zuvor festgelegten Kriterien untersucht und die Bezeichnung der Datensätze ausschreibt, die den

¹⁷Zum einen handelt es sich um das Programm “CUTSGL10” von Ch. Weinheimer, zum anderen um das Programm “CUTSGL20” von B. Bornschein. Die beiden Programme arbeiten nahezu gleich und liefern bei gleichen Kriterien identische Ergebnisse, sodaß es dem Geschmack des An-

Kriterien nicht entsprechen. Die Entscheidung, die Datensätze vor der Weiterverarbeitung der Daten zu verwerfen, bleibt dem Anwender überlassen. Die folgenden Kriterien wurden bei der Filterung der Rohdaten angewandt:

- Variation der Quellspannung U_S :
Bei der Überprüfung der Variation der Quellspannung werden zwei Kriterien angewendet. Zum einen wird die Abweichung der mittleren Quellspannung U_S jeder Einzelmessung von dem Mittelwert der Quellspannung aller Einzelmessungen die zu diesem Quellspannungswert gehören $\overline{U_S}$ überprüft. Zum anderen wird die Differenz zwischen dem minimalen und dem maximalen Wert der Quellspannung jeder Einzelmessung ($U_{S,\max} - U_{S,\min}$) kontrolliert. Vor der Anwendung der Filterkriterien bestimmt das CUT-Programm den Wert von $\overline{U_S}$. Um eine Verfälschung des Ergebnisses durch einzelne sehr große Werte von U_S zu vermeiden, ist es ratsam, zuerst eine Filterung mit “schwachen” Kriterien (typisch $|U_S - \overline{U_S}| < 10 \text{ V}$) durchzuführen, und diese Messungen auszusortieren. Danach kann die eigentliche Filterung mit den Kriterien $|U_S - \overline{U_S}| < 0,1 \text{ V}$ und $U_{S,\max} - U_{S,\min} < 0,1 \text{ V}$ durchgeführt werden und die betroffenen Einzelmessungen verworfen werden. Durch diese strengen Kriterien wird sichergestellt, daß Zählratenfehler aufgrund von Quellspannungsfehlern gegenüber den Zählratenfehlern aufgrund der Statistik zu vernachlässigen sind.
- Lesefehler der Präzisionsspannungsmeßgeräte für die Quellspannung U_S und die Spektrometerspannung U_0 :
Einzelne Lesefehler von U_0 stellen für die Messung keine direkte Gefahr dar. Man kann aufgrund der Erfahrungen davon ausgehen, daß U_0 , das ja während der Messung nicht variiert wird, über diese kurzen Zeiträume stabil bleibt (vgl. Abb. 2.7). Daher wird lediglich das gehäufte Auftreten dieser Lesefehler zum Anlaß genommen, die betroffenen Durchläufe zu verwerfen. Lesefehler von U_S sind problematischer, da keine Kontrolle über die tatsächlich anliegende Quellspannung gegeben ist. Die betroffenen Einzelmessungen werden daher verworfen. Von diesen Lesefehlern sind, nach der Verwendung eines neuen Meßgerätes, nur noch einige zehntel Prozent der Einzelmessungen betroffen, was gegenüber den Messungen in Referenz [Bor00] eine erhebliche Verbesserung darstellt (hier waren es noch 4,5%).
- Anzahl der PUR-Signale:
Es wurden alle Einzelmessungen verworfen, bei denen mehr als 10 PUR-Signale aufgetreten sind (vgl. Abschn. 2.2.7).
- Nullereignisse:
Bei einigen wenigen Einzelmessungen kommt es vor, daß das Datenaufnahmesystem aus bisher noch unbekannten Gründen keine Ereignisse registriert (für die Meßphasen Q6, Q7 und Q8 insgesamt sechs mal bei über 200000 Einzelmessungen). Mit Hilfe eines Pulsers, der in das 4. Segment

wenders überlassen bleibt, für welches er sich entscheidet. Der einzige Unterschied befindet sich darin, daß bei dem für die Auswertungen in dieser Arbeit verwendeten Programm “CUTSGL20” auch Einzelmessungen verworfen werden können.

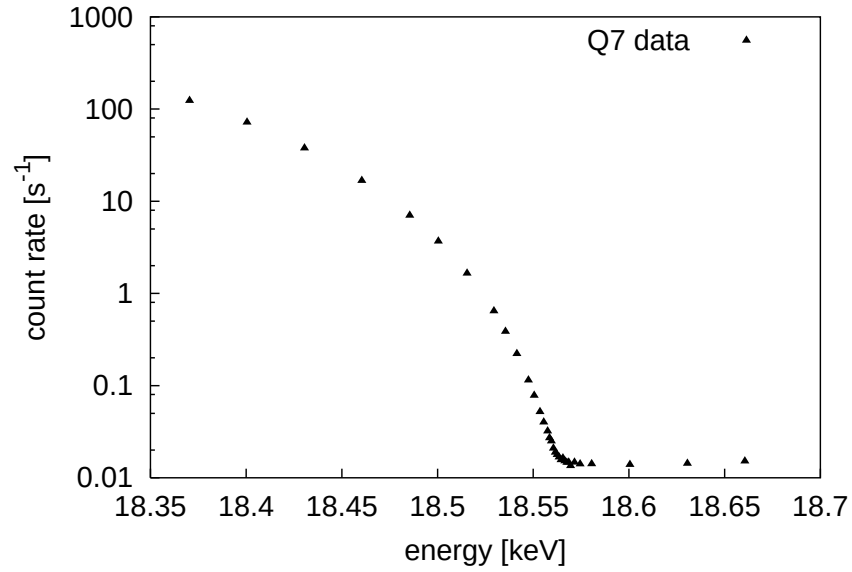


Abbildung 3.10: Beispiel eines gemessenen Datensatzes anhand der Meßphase Q7. Dargestellt ist die Zählrate im Meßfenster als Funktion der Energie der β -Elektronen. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole.

der Datenaufnahme einläuft, können diese Einzelmessungen identifiziert und verworfen werden.

Die automatische Filterung der Rohdaten ist besonders bei einer größeren Anzahl von Abweichungen sehr effektiv und spart viel Zeit. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß sie lediglich bereits bekannte Probleme behandeln kann. Die manuelle Kontrolle der Daten kann durch sie nur ergänzt, nicht jedoch vollständig ersetzt werden.

Insgesamt sind durch die Überprüfungen zwischen 3,2% und 6,1% der Rohdaten der Meßphasen Q6, Q7 und Q8 aussortiert worden. Aufgrund der manuellen Überprüfung wurden zwischen 2,5% und 5,7% der Daten durchlaufweise herausgenommen, entweder da während der Messung Probleme auftraten oder da bei der Überprüfung in "PAW" Auffälligkeiten festgestellt wurden. Der automatischen Filterung fielen zwischen 0,4% und 0,7% der Einzelmessungen zum Opfer.

- **Erzeugung eines Datenfiles.**

Das sogenannte Datenfile ist die Basis für die weitere Auswertung bzgl. des Neutrinomassenquadrates mit Hilfe der Anpassungsfunktion (s. Abschn. 4.1). Es besteht aus den drei Spalten $|e \cdot U_{\text{retard}}|$, $\dot{N}$, $\Delta \dot{N}$ mit $U_{\text{retard}} = U_S - U_0$, $\dot{N}$ Zählrate im Meßfenster, $\Delta \dot{N}$ statistischer Fehler. Die Anzahl der Zeilen des Datenfiles wird von der Anzahl der durch die Meßpunktverteilung vorgegebenen Energiewerte bestimmt. Für jede Einzelmessung wird die Anzahl der Ereignisse im gesetzten Energieauswertefenster bestimmt und dieser Wert dann

totzeitkorrigiert ¹⁸. Anschließend werden alle Einzelmessungen, die zum selben Energiewert der Meßpunktverteilung gehören, aufaddiert. In Abbildung 3.10 ist als Beispiel einer der auf diese Weise erzeugten Datensätze, zu sehen.

Das so erzeugte Datenfile bildet wie oben erwähnt den Ausgangspunkt für die Anpassung an das theoretische Tritium- β -Spektrum in Hinblick auf die Elektronenneutrinomasse. Nach demselben Schema werden Teildatensätze der einzelnen Segmente, zeitliche Teildatensätze und Unterteilungen der Durchläufe in sogenannte Hin- und Rückläufe erzeugt (s. auch Abschn. 4.5.3). Mit diesen Datenfiles werden, wie im nächsten Kapitel zu sehen sein wird, Untersuchungen zur Systematik durchgeführt. Außerdem können auch Datensätze mit anderen Energieauswertefenstern erzeugt und untersucht werden.

¹⁸Eine ausführliche Untersuchung der Totzeitproblematik des in Mainz verwendeten Datenaufnahmesystems ist in Referenz [Kub92] zu finden. Die Totzeit ist in der Referenz [Bar97] zu $\tau = 63 \pm 2 \mu s$ bestimmt worden.

Kapitel 4

Datenauswertung und Ergebnisse

Dieses Kapitel befaßt sich mit der Auswertung der Daten und den daraus gewonnenen Ergebnissen. Im ersten Abschnitt wird kurz die Anpassungsfunktion vorgestellt, mit der die Daten ausgewertet worden sind. Im nächsten Abschnitt werden die bei der Auswertung zu beachtenden systematischen Unsicherheiten dargestellt. Es folgt eine erste Auswertung der Daten auf Grundlage dieser Informationen, die zeigen wird, daß die systematischen Fehler unvollständig sind. Im darauf folgenden Abschnitt wird der bisher nicht berücksichtigte Effekt des Auffrierens von Wasserstoff auf den Quellfilm diskutiert ¹. Der darauf folgende Abschnitt zeigt das Ergebnis der Auswertung unter Berücksichtigung dieses zusätzlichen systematischen Beitrages samt einer Auswertung auf die Obergrenze der Elektronen-neutrinomasse. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die Daten des Jahres 1999 auf einen eventuellen Beitrag der “Troitsk Anomalie” untersucht.

4.1 Die Anpassungsfunktion

Das gemessene Tritium- β -Spektrum wird mit Hilfe der sogenannten Anpassungsfunktion dN/dU (auch Fitfunktion genannt) beschrieben. Die Anpassungsfunktion erhält man aus der Faltung des theoretischen Energiespektrums des Tritium- β -Zerfalls

¹Bei der Auswertung der Mainzer Tritiummessungen des Jahres 1994 [Bar97] gab es erstmals die Vermutung, daß der Trend zu negativen Werten von m_ν^2 zum Teil durch das Auffrieren von Wasserstoff auf das Quellsubstrat verursacht worden war. Die Hinweise auf dieses Phänomen waren zum einen, daß man erheblich negativere Fitwerte für eine Messung über 22 Tage gegenüber einer Messung über 4 Tage erhielt, zum anderen war bei der längeren Messung eine größere Schichtdicke am Ende der Messung gegenüber dem Anfang der Messung ermittelt worden. Der Einfluß einer Wasserstoffdeckschicht konnte jedoch bei der Betrachtung von Teildatensätzen der längeren Messung mangels Statistik nicht nachgewiesen werden. Außerdem müssen die Absolutwerte der Schichtdickenauswertungen dieser Zeit mit Vorsicht genossen werden, da es einige Fehler in der Auswertung der Ellipsometriedaten gab (s. Ref. [Bor00]). Als Ursache für den gemeinsamen Trend der Fitergebnisse zu negativen Massenquadraten wurde schließlich das Entnetzen des Tritiumquellfilmes identifiziert [Fle98]. Da ein möglicher Einfluß durch eine Wasserstoffbedeckung jedoch weder nachweisbar, noch widerlegbar war, wurde die Auffrierrate nach oben mit 1ML/d abgeschätzt und dieser Wert gleichzeitig als systematischer Fehler berücksichtigt.

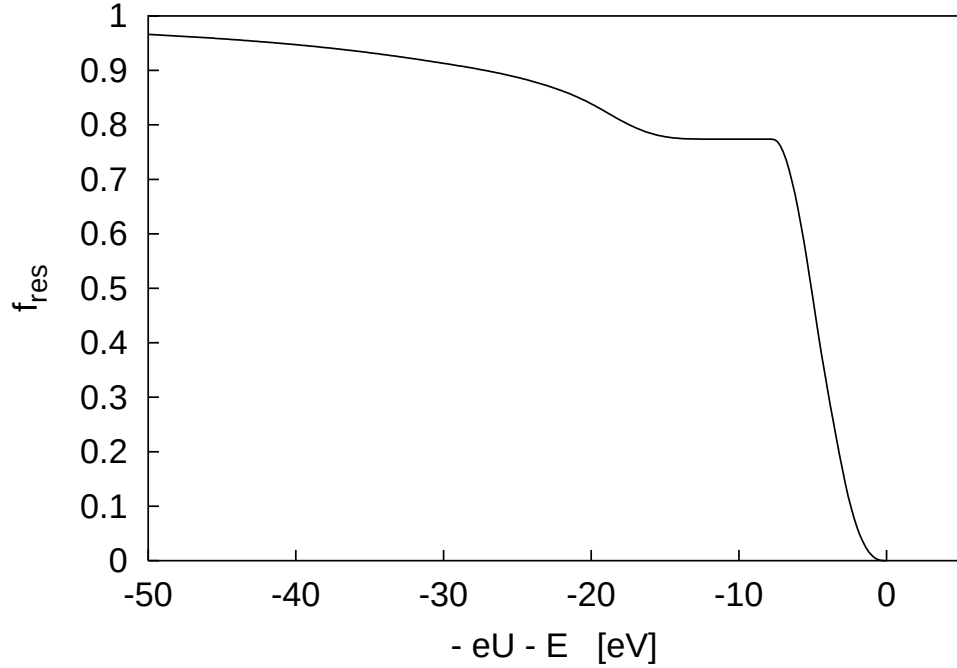


Abbildung 4.1: Antwortfunktion des Mainzer Experimentes. Dargestellt ist die normierte Antwortfunktion f_{res} für eine monoenergetische Elektronenquelle der Energie E in Abhängigkeit von der Retardierungsenergie $-eU$. Die Energieauflösung ΔE des Spektrometers beträgt 4,8 eV. Der mittlere Energieverlust f_{eloss} und Aufladeeffekt f_{charge} wurden für eine Quelldicke von 430 Å berechnet. Dies entspricht den Quelldicken der Tritiummessungen Q6 und Q7.

dN/dE (s. Glg. 2.7) mit allen zu berücksichtigenden apparativen Effekten und der Addition des Untergrundes B . Die dabei zu berücksichtigenden Effekte sind die elektrische Potentialverteilung im Tritiumquellfilm f_{charge} , hervorgerufen durch die Selbstaufladung des Filmes, die durch Rückstreuung² von Elektronen im Quellsubstrat verursachten Effekte f_{bsc} , Energieverluste, die die Elektronen im Quellfilm erleiden f_{eloss} , die Transmissionsfunktion des Spektrometers f_{trans} (vgl. Abschn. 2.2.6) und die Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors f_{det} (s. Ref. [Bor00]). Die Anpassungsfunktion läßt sich somit wie folgt beschreiben:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dU} = & (A p(E + m_e c^2) F \sum_n W_n \varepsilon_n \cdot \sqrt{\varepsilon_n^2 - m_\nu^2 c^4} \\ & \otimes f_{\text{charge}} \otimes f_{\text{bsc}} \otimes f_{\text{eloss}} \otimes f_{\text{trans}} \otimes f_{\text{det}}) + B \end{aligned} \quad (4.1)$$

mit A : Amplitude des Spektrums

p, E : Impuls und kinetische Energie des Elektrons

²Durch Rückstreuung im Quellsubstrat können Elektronen, die eigentlich nicht in den akzeptierten Raumbereich des Spektrometers gestartet sind, dennoch in einen Bereich gelangen, der eine erfolgreiche Transmission durch das Spektrometer erlaubt. Das durch diesen Effekt verfälschte Spektrum der im Detektor nachgewiesenen Elektronen muß entsprechend korrigiert werden. Näheres dazu ist den Referenzen [Fle92], [Ket94] und [Prz95] zu entnehmen. Eine Tabelle der Korrekturwerte findet sich in Referenz [Bor00].

F :	Fermi-Funktion (s. Abschn. 2.1)
ε_n :	$\varepsilon_n = E_0 - V_n - E$
E_0 :	β -Endpunkt
m_e, m_ν :	Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos
W_n, V_n :	Amplitude und Anregungsenergien der elektronischen Endzustände des Tochtermoleküls (s. Abschn. 2.1 u. 4.2.2)
B :	konstanter Untergrund

Bei einer Standardanpassung (Standardfit) werden 4 Parameter frei an die Daten angepaßt. Es sind dies die Amplitude des Spektrums A , die β -Endpunktenergie des Tritiums E_0 , das Neutrinomassenquadrat m_ν^2 und der konstante Untergrund B . Alle übrigen Größen werden der Literatur entnommen, oder durch systematische Messungen bestimmt. Die Beiträge f_{charge} , f_{bsc} , f_{eloss} , f_{trans} und f_{det} kann man unter dem Begriff Antwortfunktion (Responsefunktion) f_{res} des Spektrometers zusammenfassen. Sie ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Mit Hilfe von f_{res} und der Gleichung 2.7 läßt sich die Gleichung 4.1 etwas vereinfachen:

$$\frac{dN}{dU} = \int_{-eU}^{E_0} \frac{dN}{dE} f_{\text{res}}(E, U) dE + B \quad (4.2)$$

Das theoretische Tritium- β -Spektrum nach Gleichung 2.7 ist nur für positive Neutrinomassenquadrate definiert, was eine durchaus naheliegende Betrachtung ist, solange man davon ausgeht, daß Neutrinos keine tachyonischen Teilchen³ sind. Da m_ν^2 aber ein freier, im Rahmen der Meßgenauigkeit mit Null verträglicher Fitparameter ist, müssen für ihn innerhalb der statistischen Schwankung auch negative Anpassungswerte möglich sein. Bei einer sinnvollen Wahl der Fortsetzung des β -Spektrums für negative Neutrinomassen müssen zwei Kriterien erfüllt werden. Zum einen sollte sich das β -Spektrum bei einer Variation von $\pm \Delta m_\nu^2$ um $m_\nu^2 = 0$ vom Betrag her gleich ändern, damit gleiche statistische Fluktuationen der Zählrate zu höheren wie zu niedrigeren Werten durch gleiche Änderungen von m_ν^2 beschrieben werden. Zum anderen sollte die Fortsetzung eine parabelförmige χ^2 -Verteilung in Abhängigkeit von m_ν^2 um den minimalen χ^2 -Wert liefern. Ausführliche Betrachtungen zu diesem Thema sind in Referenz [Wei93a] zu finden. Um diese Anforderungen zu erfüllen, wird das theoretische β -Spektrum (Glg. 2.7) mit

$$1 + \frac{\mu}{\varepsilon_n} \cdot e^{-(1 + \frac{\varepsilon_n}{\mu})} \quad \text{mit} \quad \mu = \sqrt{-m_\nu^2} \quad \text{für} \quad m_\nu^2 < 0 \quad (4.3)$$

multipliziert.

³Tachyonen sind Teilchen, die sich relativ zu jedem Bezugssystem schneller als das Licht bewegen. Für die relativistische Energie-Impuls-Beziehung bedeutet dies eine Änderung zu $E^2 = p^2 c^2 - \kappa^2 c^4$ wobei $\kappa = -im$ als tachyonische Masse verstanden wird mit $m < 0$. Auf Basis der speziellen Relativitätstheorie treten damit einige grundsätzliche Schwierigkeiten auf. Beispielsweise besitzen die Tachyonen aufgrund ihrer Überlichtgeschwindigkeit eine negative Energie (Masse) und sie bewegen sich rückwärts in der Zeit, womit ein Verstoß gegen das Kausalitätsprinzip die Folge wäre. Näheres zu diesem Thema, sowie eine Beschreibung der Theorie von tachyonischen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen findet sich in der Referenz [Cib99]. Untersuchungen der Mainzer Daten in Hinblick auf tachyonische Neutrinomassen sind in der Diplomarbeit von Ch. Kraus [Kra00] nachzulesen.

Es sollte darauf hingewiesen werden, daß die Responsefunktion über keinen hochenergetischen Ausläufer verfügt. Als Konsequenz daraus folgt, daß eine signifikant über dem Untergrund liegende Zählrate bei einer Retardierungsenergie von $E = E_0 - \Delta E$ gleichbedeutend mit einer Neutrinomasse kleiner als $\Delta E/c^2$ ist. Eine ausführliche Erklärung der Anpassungsfunktion ist in Referenz [Wei93a] zu finden.

4.2 Systematische Unsicherheiten

In diesem Abschnitt werden die für die Ermittlung des systematischen Fehlers herangezogenen Effekte vorgestellt. Alle in den folgenden Überschriften namentlich erwähnten Effekte haben ursächlich etwas mit der speziellen Struktur der in Mainz verwendeten Quellfilme zu tun. Mit Ausnahme des Abschnittes 4.2.1 sind es sogar Beiträge die ausschließlich bei Festkörperquellen eine Rolle spielen, und für die Tritiumgasquelle der Troitsker Gruppe ohne Relevanz sind. Die genauen Beiträge der einzelnen Komponenten zu den systematischen Fehlern der jeweiligen Meßphasen ist in Abschnitt 4.5.2 zu finden. Die Verwendung einer Tritiumgasquelle bringt andere Probleme mit sich, auf die an dieser Stelle nicht weiter eingegangen wird.

4.2.1 Energieverluste der Elektronen im Quellfilm

Beim Durchgang durch den Quellfilm können Tritium- β -Elektronen durch inelastische Streuung Energie verlieren. Diese Elektronen werden also, wenn überhaupt, mit einer geringeren als ihrer Startenergie nachgewiesen. Dadurch erfährt das Tritium- β -Spektrum eine Veränderung der Form, die es in der Anpassungsfunktion zu berücksichtigen gilt. Der Einfluß durch inelastische Streuung auf das Spektrum ist von der Dicke des Quellfilms und seiner inneren Struktur abhängig. Für die korrekte Beschreibung des Beitrages der Energieverluste im Quellfilm f_{eloss} zur Anpassungsfunktion müssen sowohl die Form des energiedifferentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ als auch der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für diese Reaktion bekannt sein:

$$f_{\text{eloss}}(\varepsilon) = P_0 \cdot \delta(\varepsilon) + \sum_i \frac{P_i}{\sigma_{\text{tot}}^i} \cdot \underbrace{\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \otimes \cdots \otimes \frac{d\sigma}{d\varepsilon}}_{i\text{-fache Faltung}} \quad (4.4)$$

mit	ε :	Energieverlust
	P_i :	Wahrscheinlichkeit für i-fache Streuung im Tritiumfilm
	σ_{tot} :	totaler inelastischer Wirkungsquerschnitt
	$\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$:	energiedifferentieller Wirkungsquerschnitt

In Mainz ist die Energieverlustfunktion von K32 Konversionselektronen des Isotopes $^{83\text{m}}\text{Kr}$ in abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen vermessen worden. Da die Energie der Konversionselektronen mit 17,8 keV dem zu vermessenen Energiebereich des Tritium- β -Spektrums sehr nahe kommt, und wie bereits in Abschnitt

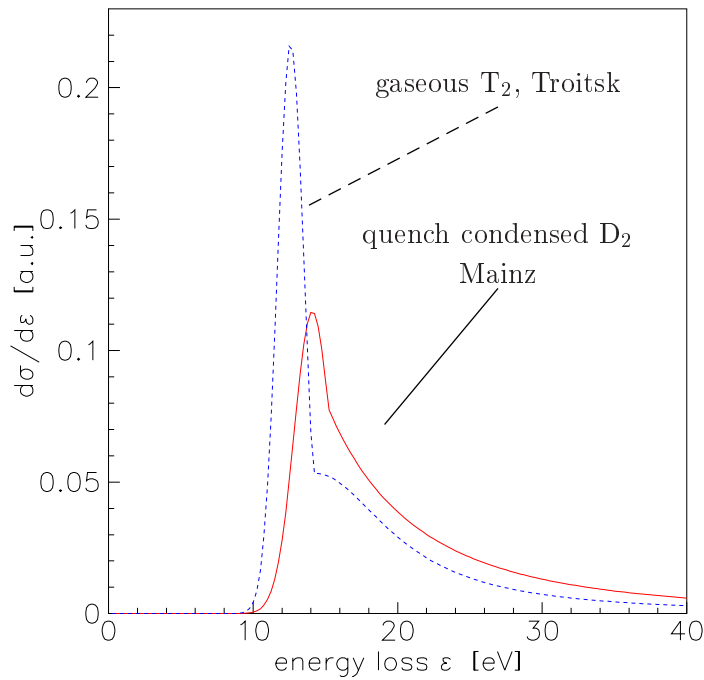


Abbildung 4.2: Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte. Dargestellt sind die normierten energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion des Energieverlustes für Elektronen in Tritiumgas (gestrichelt) und in abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen (durchgezogene Linie), nach [Ase00].

3.2.2 erläutert, die Struktur abschreckend kondensierter D_2 - und T_2 -Filme nahezu identisch ist, können die Ergebnisse auch auf Tritiumfilme angewendet werden. Die Ergebnisse sind zusammen mit Ergebnissen der Troitsker Gruppe für Tritiumgas und Rechnungen von A. Saenz veröffentlicht worden [Ase00], sie werden hier nur sehr kurz wiedergegeben. Die Form der energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitte ist in Abbildung 4.2 dargestellt, die Werte für den totalen Wirkungsquerschnitt sind in Tabelle 4.1 zu finden. Die Ergebnisse der Energieverlustmessungen [Ase00] lassen sich wie folgt zusammenfassen: Es gibt einen signifikanten Unterschied in der Form der Energieverlustfunktionen von β -Elektronen in gasförmigem Tritium und in abschreckend kondensiertem Deuterium. Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt ist für das abschreckend kondensierte Deuterium um etwa 13% gegenüber gasförmigem Tritium abgesenkt. Der Anregungspeak für festes Deuterium ist gegenüber dem für gasförmiges Tritium um etwa 1,5 eV zu höheren Energien hin verschoben. Als Ursache für diese Effekte wird die Einschränkung des für die Moleküle im Festkörper gegenüber der Gasphase zur Verfügung stehenden Phasenraums durch Nachbarmoleküle angesehen (Pauli-Blocking). Erste Rechnungen für einen Deuteriummolekülcluster [Ase00] zeigen, daß sich die angeregten Zustände tatsächlich um etwa 1,5 eV verschieben.

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse der Energieverlustmessungen in Wasserstoffisotopen. Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der Energieverlustmessungen in gasförmigem T₂ und in abschreckend kondensiertem D₂ im Vergleich mit Literaturwerten (aus [Ase00]). Die Werte für den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} sind für eine Elektronenenergie von 18,6 keV angegeben. $\bar{\varepsilon}$ ist der mittlere Energieverlust pro inelastischer Streuung und ε_1 die Position des Peaks im energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt.

		gaseous T ₂	solid D ₂	gaseous H ₂
σ_{tot}	[10 ⁻¹⁸ cm ²]	3,40 ± 0,07	2,98 ± 0,16	3,456 [Liu73]
$\bar{\varepsilon}$	[eV]	29,9 ± 1,90	34,4 ± 3,0	
ε_1	[eV]	12,6 ± 0,3	14,1 ^{+0,7} _{-0,6}	12,6 [Gei64]

Tabelle 4.2: Streuwahrscheinlichkeiten von 18,5 keV Elektronen für die Tritiumfilme Q6 bis Q8. Die Werte wurden errechnet für eine freie Weglänge von $\lambda_{\text{free}} = 124$ nm und einem maximal akzeptierten Raumwinkel von $\delta_{\text{max}} = 62^\circ$. 1 ML entspricht einer Schichtdicke von 3,4 Å.

Quelle	d_0 [ML]	P_0 [%]	P_1 [%]	P_2 [%]	P_3 [%]	$> P_3$ [%]
Q6,Q7	127	78,85	17,82	2,90	0,38	0,05
Q8	134	77,89	18,46	3,16	0,43	0,06

Die Wahrscheinlichkeiten für i-fache Streuung der Elektronen in den Tritiumquellfilmen der Meßphasen Q6, Q7 und Q8 sind in der Tabelle 4.2 aufgeführt. Der systematische Fehler für den Energieverlust durch inelastische Streuung im Tritiumfilm setzt sich aus dem Schichtdickenfehler der Tritiumquellen (s. Tab. 3.3) und der Unsicherheit in der Bestimmung von σ_{tot} (5,4%) zusammen.

4.2.2 Elektronische Endzustände des Tochtermoleküls

Die genaue Kenntnis der Endzustände des beim Tritiumzerfall entstehenden Tochtermoleküls $^3\text{He}^+\text{T}$ (W_n und V_n , s. Glg 2.7) ist für die Anpassung der Daten wichtig. Zur Auswertung sind die von A. Saenz et al. [Sae00] berechneten Werte verwendet worden, die nach Aussage der Autoren die zur Zeit genauesten theoretischen Daten sind. Da die Berechnungen für gasförmiges Tritium erfolgt sind, müssen die Endzustände aufgrund der Polarisation des Tritiumfestkörpers jeweils um 0,88 eV abgesenkt werden [Kol88]. Der im letzten Abschnitt angesprochene Effekt des Pauli-Blockings fällt aufgrund der größeren Kernladungszahl des Heliums geringer aus und führt laut einer groben Abschätzung [Sae99] zu einer Niveauverschiebung der Endzustände ab dem zweiten angeregten Zustand. Diese Verschiebung geht vollständig in den systematischen Fehler der Messung ein.

4.2.3 Nachbarschaftsanregung im Festkörper

Ein Tritium- β -Zerfall in einer Festkörperstruktur kann neben dem Tochtermolekül auch benachbarte Moleküle unmittelbar anregen ("spectator"-Anregung). Eine vereinfachte Beschreibung der Anregungszustände ist in Referenz [Kol88] zu finden. Um den Rechenaufwand im Rahmen zu halten, werden die Anregungszustände zu einer gaußförmigen Endzustandsgruppe zusammengefaßt mit der Position $V_{\text{neighbour}} = 14,6$ eV und der Anregungswahrscheinlichkeit $W_{\text{neighbour}} = 5,9$ %.

Die im Abschnitt 4.2.1 besprochene Beeinflussung der Energieverlustfunktion durch die Struktur des abschreckend kondensierten Festkörperfilms sollte natürlich auch für die Anregung benachbarter Moleküle im Quellfilm gelten. Es ergeben sich für die Anpassung folgende Änderungen [Wei99]: Die Position der Endzustandsgruppe verschiebt sich um 1,5 eV zu $V_{\text{neighbour,fit}} = 16,1$ eV. Die Anregungswahrscheinlichkeit reduziert sich aufgrund der geringeren inelastischen Streuwahrscheinlichkeit σ_{tot} in abschreckend kondensierten Filmen und der porösen Struktur der Tritiumfilme auf $W_{\text{neighbour,fit}} = 4,6$ %. Beide Korrekturen gehen vollständig in den systematischen Fehler der Messungen ein.

4.2.4 Selbstaufladung des Tritium-Quellfilms

Nach dem Umbau des Spektrometers in den Jahren 1995-1997 sollten Tritiummessungen mit Quellen hoher Aktivität durchgeführt werden. Die Quelle Q2 wurde deshalb mit einer besonders großen Schichtdicke (970 Å) präpariert. Bei der Auswertung der Meßdaten zeigte sich sehr schnell, daß der Endpunkt des gemessenen Tritium- β -Spektrums um 3 V zu niedrigeren Energien verschoben war. Unmittelbar im Anschluß an die Tritiummessung wurden systematische Messungen mit direkt auf den Quellfilm Q2 kondensiertem $^{83\text{m}}\text{Kr}$, Messungen mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$, das auf einen Deuteriumfilm der gleichen Dicke wie der Q2-Quellfilm aufgefroren wurde und Messungen von $^{83\text{m}}\text{Kr}$, das direkt auf das Substrat aufgefroren wurde, durchgeführt. Dabei wurde jeweils die Position der K32 Konversionslinie des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ bestimmt und ihre relativen Verschiebungen betrachtet. In Abbildung 4.3 ist die Verschiebung der Linienlage mit (unteres Bild) und ohne (oberes Bild) Tritiumunterlage klar zu erkennen. Eine Unterlage aus Deuterium erzeugte gegenüber einer Messung ohne Unterlage keine Verschiebung. Damit war klar, daß diese Potentialverschiebung auf die Eigenschaften des Tritiumfilms zurückzuführen war.

Dieses Phänomen beeinträchtigt unmittelbar eine Präzisionsmessung des Tritium- β -Spektrums, da das genaue Startpotential der im Detektor nachgewiesenen Elektronen nicht mehr bekannt ist (schließlich ist die genaue Tiefe, aus der das Tritiumzerfallselektron im Quellfilm gestartet ist, unbekannt). Wenn es schon nicht möglich ist, dieses Phänomen zu unterdrücken, so muß man zumindest eine möglichst gute Kenntnis des Potentialverlaufs im Quellfilm erlangen.

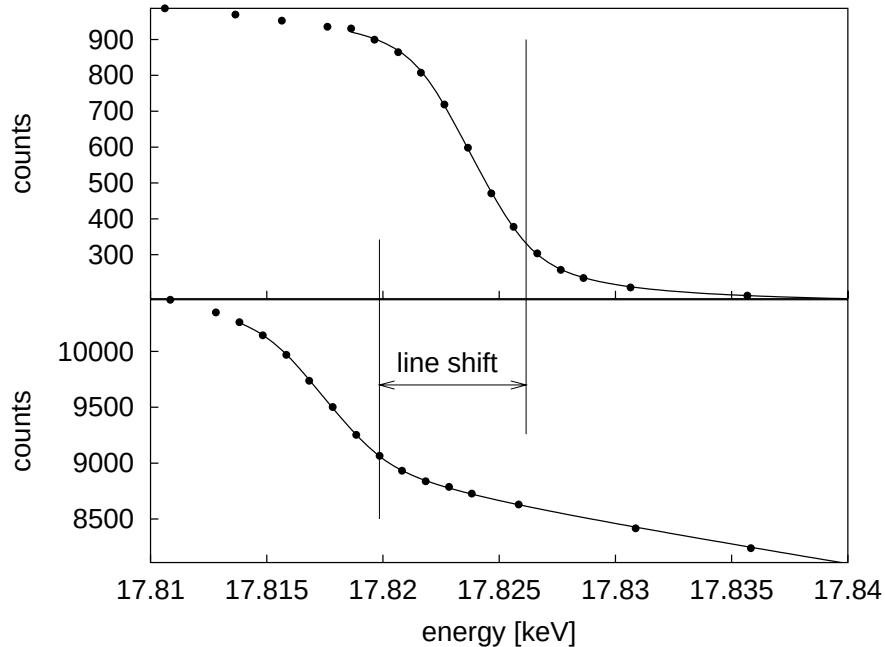


Abbildung 4.3: Aufladung des Tritiumfilms. Dargestellt ist das Ergebnis der Messungen an der K32 Konversionslinie des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ im Anschluß an die Meßphase Q2 (1997). Das untere Bild zeigt die K32 Linie, nachdem das Krypton auf den Tritiumfilm der Messung Q2 aufkondensiert worden war, das obere Bild zeigt die darauffolgende Referenzmessung ohne Tritiumunterlage. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen an die Meßdaten und die vertikalen Striche geben die jeweilige Lage der K32 Linie an. Der linear ansteigende Untergrund im unteren Bild wird durch den Tritium- β -Zerfall verursacht. Wegen der Lorentzbreite der K32 Linie von 2,8 eV erstreckt sich das Spektrum außerdem noch ein wenig jenseits der durch die senkrechten Linien markierten zentralen Zerfallsenergie (aus [Bor00]).

Durch Messungen mit verschiedenen dicken Tritiumunterlagen auf die $^{83\text{m}}\text{Kr}$ aufgefroren wurde, konnte ein linearer Zusammenhang zwischen der Aufladung und der Tritiumschichtdicke festgestellt werden. Als Resultat ergibt sich eine Aufladung über den Tritiumfilm auf eine Feldstärke von 62,6 MV/m. Eine ausführliche Beschreibung des Phänomens “Aufladung von Tritiumfilmen” und die Erklärung des Effektes findet sich in der Doktorarbeit von B. Bornschein [Bor00], ein weiterführendes Modell auf Basis von Differentialgleichungen kann man der Referenz [Bor02] entnehmen. An dieser Stelle soll lediglich eine qualitative Erklärung des Aufladevorganges gegeben werden.

Beim radioaktiven Zerfall des Tritiums verlassen Elektronen den Quellfilm. Dadurch wird sich der Tritiumfilm positiv aufladen, sofern kein Kompensationsstrom fließen kann, der die Aufladung ausgleicht. Bei den niedrigen Temperaturen von weniger als 2K im Quellfilm ist die Beweglichkeit von positiven wie auch negativen Ladungsträ-

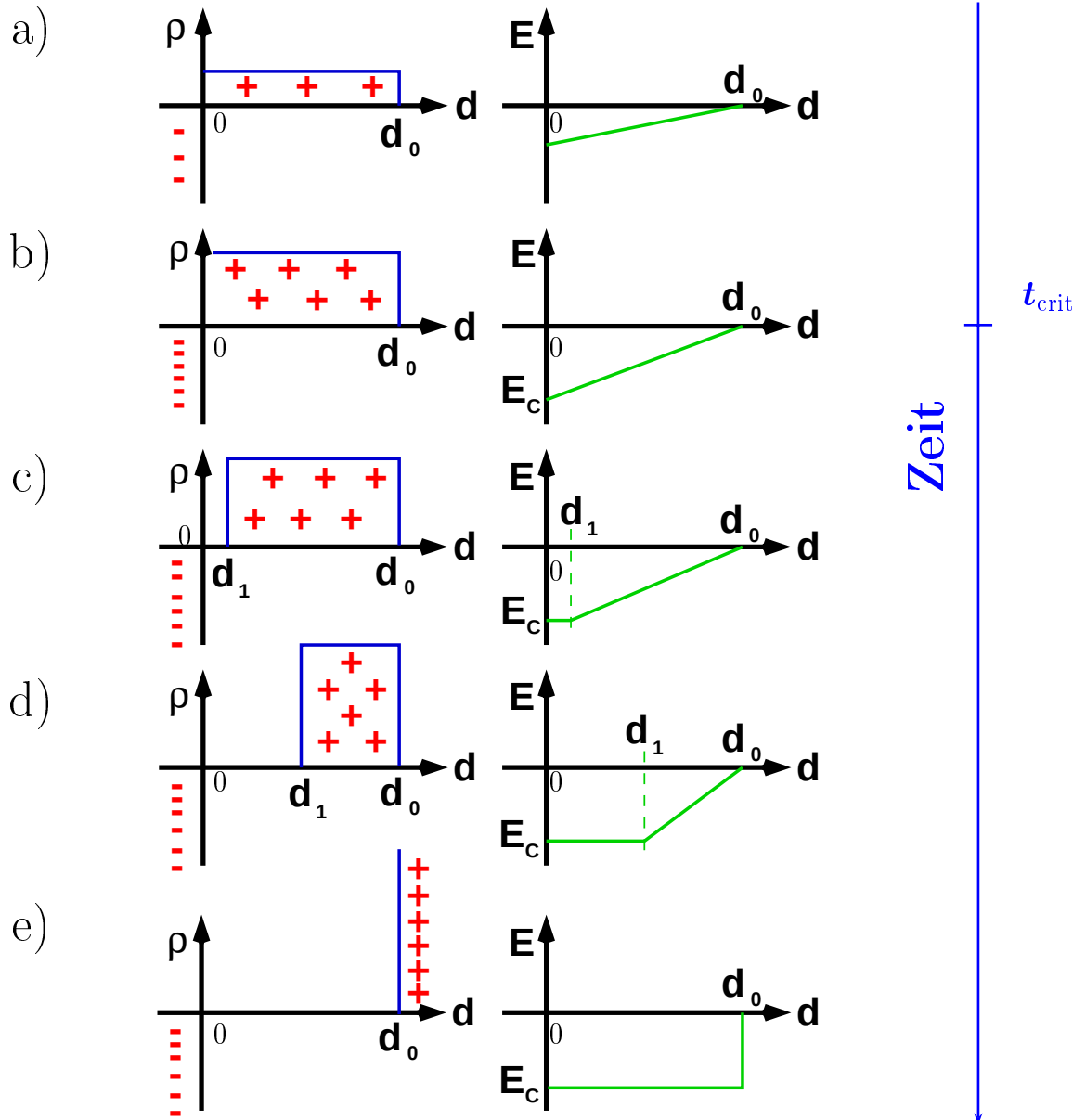


Abbildung 4.4: Modell zur Aufladung eines abschreckend kondensierten Tritiumfilms. In dieser Abbildung ist rein schematisch der zeitliche Ablauf des Aufladungsvorganges in einem Tritiumfilm dargestellt. Die Zeitachse verläuft von a) nach e). Auf der linken Hälfte des Bildes ist jeweils die Raumladungsdichte ρ als Funktion der Schichtdicke d aufgetragen, auf der rechten Seite die dazugehörige Komponente der elektrischen Feldstärke senkrecht zur Filmoberfläche. Der Bereich $d > 0$ beschreibt den Tritiumfilm, der Bereich $d < 0$ das Graphitsubstrat. Die Filmdicke wird mit d_0 bezeichnet. Aufgrund der Radioaktivität entstehen im Tritiumfilm positive Ladungen, die an der Graphitoberfläche durch eine induzierte negative Oberflächenladungsdichte (σ) kompensiert werden. Dadurch baut sich über den Film ein elektrisches Feld auf, das stetig anwächst. Nach einem Zeitraum t_{crit} wird die kritische Feldstärke E_C erreicht, ab der Ladungen fließen können (Bild b)). Der Film beginnt sich zu entladen (Bild c), d)), bis ein Gleichgewichtszustand erreicht wird (e), bei dem überall im Film ein konstantes elektrisches Feld (E_C) vorliegt und alle im Film vorhandenen oder neu entstehenden Ladungen aufgrund des elektrischen Feldes abfließen können. d_1 markiert dabei den Bereich des Filmes, bis zu dem er bereits entladen ist. Im Endzustand verbleiben nur noch Oberflächenladungen auf dem Film. (aus [Bor00])

gern stark behindert. Was daraufhin passiert, ist im Bild 4.4 dargestellt. Die Ladungsträgerdichte im Quellfilm steigt mit der Zeit durch die radioaktiven Zerfälle an. Diese positiven Ladungen werden durch eine induzierte negative Oberflächenladungsdichte am Graphitsubstrat kompensiert, sodaß sich über den Quellfilm ein linear steigendes elektrisches Feld aufbaut. Wird eine kritische Feldstärke E_C erreicht, so können Ladungsträger fließen und der Quellfilm wird in diesen Bereichen wieder elektrisch neutral, da alle neugebildeten Ladungsträger unverzüglich kompensiert werden. Dieser Prozeß setzt sich solange fort, bis (im Idealfall) nur noch an der Oberfläche des Quellfilmes Ladungen verbleiben. Das Aufladungspotential des Tritiumfilmes hängt nur von der Dicke des Films und der kritischen Feldstärke E_C ab: $U(d) = E_C \cdot d$, was durch die oben erwähnten Messungen bereits gezeigt wurde.

Die in 1999 gewählte Schichtdicke der Quellfilme ist durch den Aufladungseffekt der abschreckend kondensierten Tritiumfilme beeinflusst worden. Sie stellt einen Kompromiß dar zwischen einer möglichst hohen Zählrate einerseits und einer möglichst geringen Verschlechterung der effektiven Energieauflösung des Spektrometers sowie einer damit einhergehenden Vergrößerung des systematischen Fehlers andererseits. Die charakteristische Zeitdauer für den Aufladevorgang t_{crit} ist umgekehrt proportional zur Schichtdicke des Tritiumfilms und beträgt für die typischen Schichtdicken der Mainzer Messungen (400 - 500 Å) etwa 1000 s. Es kann also für die Betrachtung der Tritiummessungen, die erst einige Stunden nach der Quellpräparation begonnen haben und dann mehrere Wochen andauerten, davon ausgegangen werden, daß der Quellfilm bezüglich seiner Aufladung sich bereits im Gleichgewicht befand. In der Anpassungsfunktion wird die Aufladung des Quellfilms dadurch berücksichtigt, daß das elektrische Startpotential für jede Monolage individuell berechnet wird. Ein Tritium- β -Elektron, das aus der vom Substrat aus gesehen i-ten Monolage des Quellfilms startet, hat ein elektrisches Anfangspotential von

$$U = U_S + i \cdot \frac{dU}{dd}. \quad (4.5)$$

Dabei ist U_S das an das Quellsubstrat angelegte elektrische Potential. Der Anstieg des elektrischen Potentials pro Monolage (ML) beträgt $dU/dd = 21,28 \cdot 10^{-3}$ V/ML. Zur Sicherheit gehen 20% des durch die Aufladung verursachten Effektes in den systematischen Fehler ein.

4.2.5 Weitere Beiträge zum systematischen Fehler

Es werden noch weitere Einflüsse berücksichtigt, deren Beiträge die Größe des systematischen Fehlers aber nur geringfügig beeinflussen. Namentlich handelt es sich um die Unsicherheit der Rückstreuung von β -Elektronen am Quellsubstrat, sowie um die Unsicherheit der Detektoreffizienz.

- Rückstreuung:
Die Rückstreuung von Elektronen am Substrat kann zur Folge haben, daß Elektronen, die eigentlich nicht in den vom Spektrometer akzeptierten Raumwinkel δ_{max} fallen, dennoch den Detektor erreichen können. Sofern sie auf ihrem

Weg einen inelastischen Streuprozess erleiden, werden sie bei einer geringeren als ihrer Startenergie im Detektor nachgewiesen. Das energiedifferentielle Rückstreupektrum der Elektronen im Graphitsubstrat wurde durch Monte-Carlo-Simulationen gewonnen (s. Ref. [Fle92, Ket94, Prz95]). Die Simulationen liefern in dem für die Auswertung der Tritiummessungen interessierenden Energieintervall eine nahezu konstante Rückstreuwahrscheinlichkeit α_{bsc} , die lediglich vom maximal akzeptierten Startwinkel δ_{max} abhängt. In der Fitfunktion wird die Rückstreuung durch den Faktor

$$1 + \alpha_{\text{bsc}} \cdot (E - e(U_{\text{S}} - U_0)) \quad (4.6)$$

berücksichtigt, wobei bei einem maximal akzeptierten Startwinkel $\delta_{\text{max}} = 60^\circ$ die Rückstreuwahrscheinlichkeit einen Wert von $\alpha_{\text{bsc}} = 0.031 \text{ keV}^{-1}$ annimmt.

- **Detektoreffizienz:**

Um das Tritium- β -Spektrum auswerten zu können, ist die möglichst genaue Kenntnis der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors vonnöten. Diese ist in der Arbeit von B. Bornschein [Bor00] für den jetzigen Detektor ermittelt worden. Bei den Mainzer Messungen wird, wie in Abschnitt 2.2.5 bereits erläutert, die Retardierungsspannung U_0 des Spektrometers konstant gehalten. Das Spektrum wird durch Veränderung der Quellspannung U_{S} schrittweise abgefahren, wodurch sich der Schwerpunkt der im Detektor nachgewiesenen Elektronen energetisch verschiebt. Es müssen daher zwei detektorabhängige Effekte für die Auswertung der Tritiumspektren beachtet werden. Da die Position des Auswertefensters über die Messungen konstant gehalten wird, vergrößert sich bei steigender Energie der nachgewiesene niederenergetische Anteil der Elektronen. Die damit einhergehende scheinbare Vergrößerung der Aktivität muß korrigiert werden. Der zweite zu berücksichtigende Effekt ist die Energieabhängigkeit der Rückstreuwahrscheinlichkeit der Elektronen im Detektor. Elektronen, die mit einer höheren Energie auf den Detektor treffen, haben eine geringere Wahrscheinlichkeit zurückgestreut zu werden, die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors steigt mit höheren Elektronenenergien an. Die beiden Effekte werden in der Größe α_{D} , die die Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors charakterisiert, zusammengefaßt:

$$\alpha_{\text{D}} = 4 \frac{\%}{\text{keV}} \pm 2 \frac{\%}{\text{keV}} \quad (4.7)$$

In der Anpassungsfunktion erfolgt die Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors durch den folgenden Faktor (E steht für die Energie des Elektrons):

$$1 + \alpha_{\text{D}} \cdot (E - e(U_{\text{S}} - U_0)) \quad (4.8)$$

Weitere systematische Unsicherheiten sind im Vergleich mit den bis hierher erwähnten für die Auswertung der Mainzer Daten vernachlässigbar. Die genauen Beiträge der einzelnen Effekte zum den systematischen Gesamtfehlern der einzelnen Meßphasen sind in Abschnitt 4.5.2 zu finden.

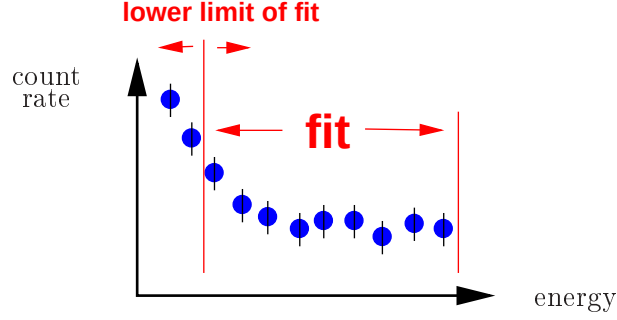


Abbildung 4.5: Variation des Fitintervalls. Zu sehen ist eine schematische Darstellung des gemessenen Tritium- β -Spektrums nahe des Endpunktes. Die senkrechten Linien begrenzen das zu einer Anpassung (einem Fit) herangezogene Intervall, das sogenannte Fitintervall. Da zu einer Anpassung stets alle Untergrundpunkte herangezogen werden, ist die obere Grenze des Fitintervalls durch den Meßpunkt mit der größten Energie vorgegeben. Die untere Grenze des Fitintervalls (“lower limit of fit”, E_{low}) wird für eine vollständige Auswertung variiert. Veränderungen der Werte der Anpassungsparameter bei Variation der unteren Grenze des Fitintervalls können auf unerkannte systematische Fehler der Messung hindeuten.

4.3 Erste Auswertung der Messungen von 1999

Nach Abschluß der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Aufbereitung der Rohdaten wurden die erzeugten Datensätze mit Hilfe der Anpassungsfunktion (s. Glg. 4.1) gefittet. Es wurde dabei analog zur Auswertung der Daten der Jahre 1997 und 1998 in Referenz [Bor00] eine sogenannte Standardanpassung, das heißt eine Anpassung mit den vier freien Parametern Neutrinomassenquadrat m_ν^2 , Endpunktenergie des Tritium- β -Spektrums E_0 , freie Amplitude A und konstanter Untergrund B , durchgeführt. Alle Fits erfolgten mit dem Programmpaket MINUIT vom CERN [Jam94]. Die statistischen Fehler des m_ν^2 -Fits wurden aus der χ^2 -Funktion um das gefundene Minimum ermittelt. Da die Form im allgemeinen asymmetrisch ist, wurde der positive Ast, der in der Regel die größeren Werte liefert, für die Bestimmung des Fehlers herangezogen. Die Datensätze wurden für verschiedene Werte der unteren Grenze des Auswertintervalls angepaßt (s. Abb. 4.5). Dadurch erhält man eine Reihe von Parametersätzen für die verschiedenen Auswertintervalle, wobei die kleineren Intervalle immer in den größeren enthalten sind. Die Darstellung der freien Parameter der Fits gegen die untere Grenze des Auswertintervalls erlaubt es, unbekannten systematischen Effekten auf die Spur zu kommen (s. Ref. [Wei93a, Wei93b] und [Bar97]).

Besonders aussagekräftig ist die Darstellung des gefitteten m_ν^2 -Wertes gegen die untere Grenze des Auswertintervalls wie in Abbildung 4.6 gezeigt (vgl. Abb. 2.18). In diesem Bild sind die Ergebnisse der Meßphasen Q6, Q7 und Q8 gezeigt. Die Anpassungsergebnisse für das m_ν^2 sind die ausgefüllten Kreise, die inneren Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern, die äußeren Fehlerbalken den Gesamtfehlern der Anpassung. Die jeweils zugehörigen Werte für das reduzierte χ^2 der Anpassungen ist als offener Kreis dargestellt, die Zahlenwerte sind der Achsenbeschriftung auf der rechten Seite zu entnehmen. Man erkennt an den Daten, daß sie von minde-

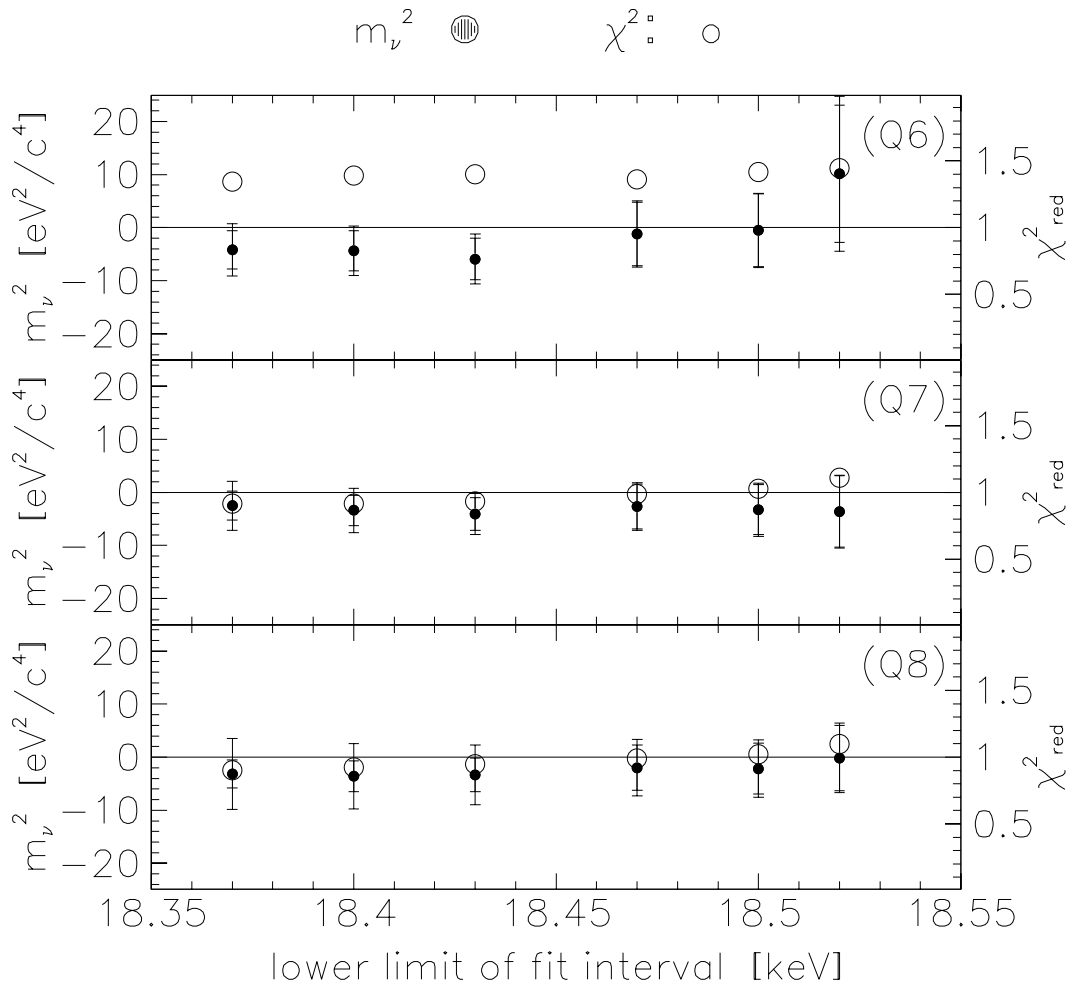


Abbildung 4.6: Neutrinomassenquadrate der Anpassung ohne H₂-Bedeckung. Dargestellt sind die Fitresultate des Parameters m_ν^2 (linke Ordinate, gefüllte Kreise) für die 3 Messungen des Jahres 1999 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Fitintervalls E_{low} . Die obere Grenze beträgt jeweils 18,66 keV. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder, die äußeren Balken den Gesamtfehler. Die korrespondierenden Werte für das reduzierte Chi-Quadrat $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/d.o.f.$ können an der rechten Ordinate abgelesen werden (offene Kreise).

stens ebensoguter Qualität wie die der bisher besten Messung Q5 von 1998 sind. Es werden Werte für das Massenquadrat gefunden, die innerhalb der Fehler mit einer verschwindenden Neutrinomasse übereinstimmen. Die χ^2 -Werte der Messungen Q7 und Q8 liegen bei 1, d.h. die Anpassung ist von guter Qualität.

Schaut man die Daten etwas genauer an, so fällt auf, daß die Ergebnisse für m_ν^2 für große Auswerteintervalle stets leicht im Negativen liegen, zum Teil außerhalb des statistischen Fehlers (innere Fehlerbalken!). Bei drei Messungen eine Abweichung des Ergebnisses für das Massenquadrat in der Größe der statistischen Genauigkeit jeweils in die gleiche Richtung zu erhalten, legt die Vermutung nahe, daß es sich

dabei um einen sehr kleinen, bisher nicht berücksichtigten systematischen Effekt handelt. Gesucht wird also nach einem Beitrag, der für die Tritium- β -Elektronen die Wahrscheinlichkeit für Energieverluste ein wenig erhöht. Die Fitergebnisse für m_ν^2 der Messung Q7 sind nicht von der Wahl der unteren Grenze des Auswertintervalls abhängig, während die Ergebnisse der Messungen Q6 und Q8 leichte Tendenzen zu negativeren Werten mit wachsender Größe des Auswertintervalls aufweisen. Der gesuchte Beitrag sollte sich also auf die Messungen Q6 und Q8 stärker auswirken, als auf die Messung Q7.

4.4 Betrachtung der zusätzlichen Energieverluste im Tritiumquellfilm

Es war nicht leicht, dem im vorigen Abschnitt angesprochenen Problem des zusätzlichen Energieverlustes auf die Spur zu kommen. Letztlich führte ein nicht geplanter Zwischenfall während der Meßphase Q8 auf die Lösung. Im nächsten Unterabschnitt wird gezeigt, daß dünne Wasserstoffbedeckungen auf den Quellfilmen als Ursache für die zusätzlichen Energieverluste anzusehen sind, und wie diese Bedeckungen entdeckt worden sind. Im darauf folgenden Unterabschnitt wird ein Modell für das Aufwachsen der Wasserstofffilme auf die Quellfilme vorgestellt und die Auswirkung seiner Berücksichtigung bei der Auswertung der Datensätze auf m_ν^2 gezeigt.

4.4.1 H₂-Bedeckung des Quellfilms als Ursache für zusätzliche Energieverluste

Einer der routinemäßig überprüften Parameter der in Mainz verwendeten Tritiumquellen ist deren zeitliche Stabilität. Messungen des Jahres 1991 ergaben für auf ein Aluminiumsubstrat aufkondensierte Tritiumfilme Halbwertszeiten zwischen 3 Tagen ($T_{\text{Quelle}} = 4,2$ K) und 7 Tagen ($T_{\text{Quelle}} = 2,8$ K) [Wei93a]. Durch die Einführung von Graphit als Substrat konnten die gemessenen Halbwertszeiten der Tritiumquellen erheblich vergrößert werden. Bei einer Quelltemperatur von 2,8 K ergaben sich nach Referenz [Ket94] Halbwertszeiten zwischen 33 und 157 Tagen. Als Grund für die längeren Halbwertszeiten wird die Anisotropie des HOPG-Substrates (s. Abschn. 2.2.3) angesehen. Elektronen die im Substrat Energie deponieren, regen Schwingungen im Graphitkristall an, wobei die Anregung senkrecht gegenüber der parallel zur Substratoberfläche um zwei Größenordnungen unterdrückt ist. Es wird also weniger Energie in den Quellfilm rücktransferiert, als dies beim isotropen Aluminiumsubstrat der Fall war [Ket94]. Durch die Verwendung eines neuen Quellkryostaten ⁴ konnte die Quelltemperatur weiter abgesenkt werden. Im derzeitigen Aufbau werden die Tritiumquellen über Wochen stabil bei Temperaturen von 1,9 K gehalten. Die Halbwertszeit der Quellen beträgt jetzt etwa ein Jahr. In Abbildung 4.7 ist für die Messung Q7 die Ereigniszahl je Einzelmessung am Umkehrpunkt, das heißt an dem Meßpunkt, der am weitesten im Tritium- β -Spektrum liegt und demnach die höchste Zählrate

⁴Eine ausführliche Beschreibung des LHe-Durchflußkryostaten ist in Referenz [Fle98] zu finden, der Aufbau der Quellapparatur mit dem Kryostaten ist der Referenz [Bor00] zu entnehmen.

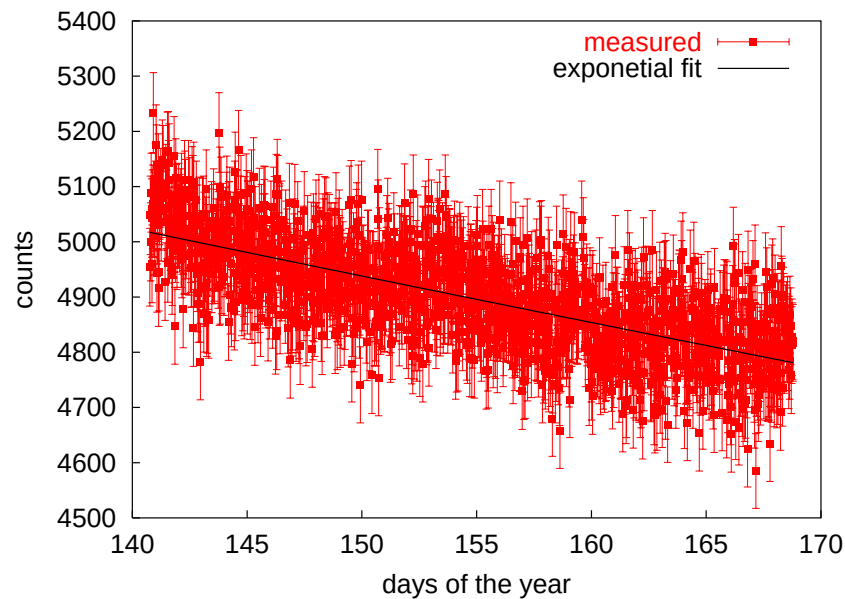


Abbildung 4.7: Veränderung der Ereignisanzahl am Umkehrpunkt mit der Dauer der Messung. Dargestellt ist die Anzahl der Ereignisse am Umkehrpunkt in Abhängigkeit von der Dauer der Messung am Beispiel der Meßphase Q7. Die gemessenen Werte sind mit einer Exponentialfunktion angepaßt worden, um die effektive Halbwertszeit des Tritiumquellfilms zu bestimmen. Für die Messung Q7 ergibt sich eine Halbwertszeit von 403 ± 11 Tagen. Dieses Ergebnis ist um mehr als einen Faktor 11 kleiner als die physikalische Halbwertszeit von Tritium.

aufweist, dargestellt. Die im Bild gezeigte exponentielle Anpassung liefert für die Halbwertszeit der Tritiumquelle einen Wert von etwa 400 Tagen. Dieser Wert liegt signifikant niedriger als die physikalische Halbwertszeit von Tritium von 12,3 Jahren (etwa 4500 Tage). Als Grund für diese Instabilität der Quellfilme wird Abdampfen durch die Deposition von Zerfallsenergie durch Rückstoßkerne und inelastische Energieverluste der β -Elektronen angesehen. Für die ermittelten Halbwertszeiten der Quellfilme ergibt sich pro Tritiumzerfall ein Verlust von etwa 5 weiteren Tritiummolekülen.

Die Abbildung 4.8 zeigt den Verlauf der Quellaktivität der Messung Q8 am Umkehrpunkt über einen Zeitraum von mehr als 6 Wochen. Man kann nach etwa 4 Wochen eine deutliche Änderung der Stabilität des Quellfilmes erkennen. Die Halbwertszeit des Quellfilms Q8 ändert sich von etwa 300 Tagen auf mehr als das Doppelte. Ein freier Fit mit zwei Exponentialfunktionen (s. Abb. 4.8) liefert neben den Halbwertszeiten als Zeitpunkt für die Änderung der Stabilität des Quellfilms den 31. Tag der Messung. Was war zu diesem Zeitpunkt geschehen, das eine solche Veränderung der Quellstabilität bewirken konnte?

Nach der Durchsicht aller zur Verfügung stehenden Protokolleinträge kristallisierte sich der folgende Vorfall als Ursache für die Änderung der Quellstabilität heraus: 31

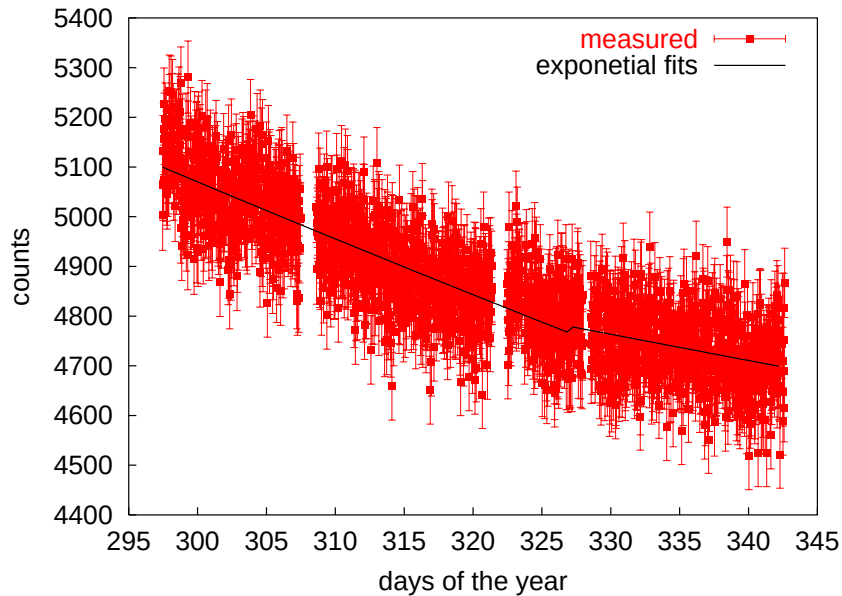


Abbildung 4.8: Plötzliche Veränderung der Stabilität des Quellfilms Q8. Die Darstellung der Messung Q8 erfolgt in gleicher Weise wie die der Messung Q7 in Abbildung 4.7. Das Abknicken im Verlauf der Ereignisanzahl, das der abschnittsweise Fit mit Exponentialfunktionen noch verdeutlicht, ist bereits mit bloßem Auge zu erkennen. Die Halbwertszeit des Quellfilms erhöht sich von 300 Tagen auf mehr als das Doppelte (620 Tage). Der Fit findet als Zeitpunkt für die Änderung der Halbwertszeit etwa den 327. Tag des Jahres, was dem 31. Tag der Messung entspricht.

Tage nach Beginn der Messung kam es aufgrund einer Blockade der Heliumgasrückleitung zu einer kurzzeitigen Erwärmung der Kryofalle im magnetischen Krümmer (s. Abschn. 2.2.2.1). Durch Einsetzen einer Drehschieberpumpe⁵ in die Heliumrückleitung am Ausgang des Heliumbehälters des magnetischen Krümmers konnte der Normalbetrieb rasch wieder hergestellt werden. Da keine Beeinträchtigung der unmittelbar für die Tritiummessung relevanten Parameter ersichtlich war, wurde die Meßphase Q8 noch weitere 3 Wochen bis zum 14. Dezember 1999 fortgesetzt. Die Auswirkungen des Vorfalles werden wie folgt interpretiert: Die Erwärmung der Kryofalle des magnetischen Krümmers hat ausgereicht, um einen Teil der dort an der LHe-kalten Oberfläche adsorbierten Wasserstoffmoleküle wieder zu mobilisieren. Die Moleküle frieren dann an der kältesten ihnen angebotenen Fläche, dem Substratkopf des Kryostaten, aus. Dadurch wächst eine erhebliche Schicht von Wasserstoff auf dem Tritiumquellfilm auf. Unmittelbare Folge einer solchen Deckschicht ist das Anwachsen des Energieverlustes der austretenden β -Elektronen durch inelastische Streuung und damit, bei Nichtberücksichtigung in der Anpassung, negativere Werte für das Neutrinomassenquadrat. In Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse der m_ν^2 -Anpassungen von Teildatensätzen der Messungen Q6, Q7 und Q8 mit jeweils etwa gleicher statistischer Signifikanz dargestellt. Bei der Messung Q8 kann man erkennen, daß für den

⁵Seit der Meßphase Q9 (Oktober 2000) kommt eine Membranpumpe der Firma Leybold zum Einsatz, die den Durchfluß der Heliumgasrückleitung des magnetischen Krümmers zuverlässig gewährleistet.

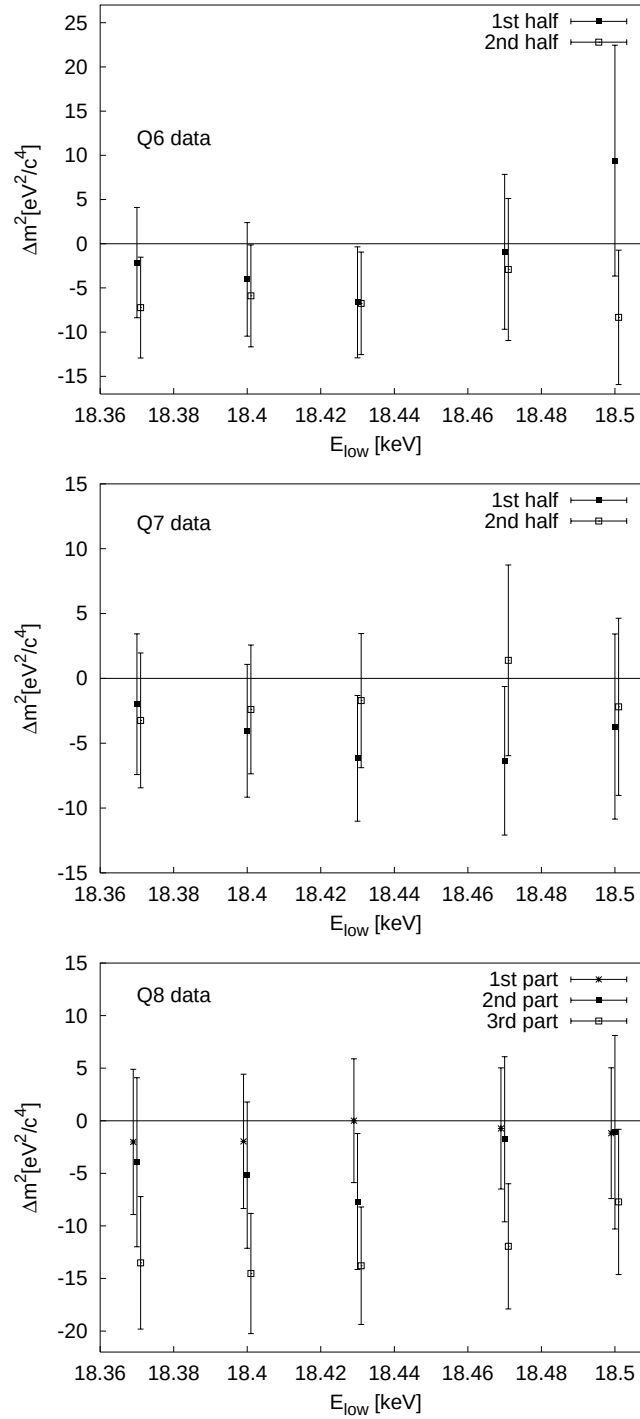


Abbildung 4.9: Neutrinomassenquadrate von zeitlichen Teildatensätzen der Messungen Q6, Q7 und Q8. Dargestellt sind die Fitresultate des Parameters m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Fitintervalls E_{low} . Die Fehlerbalken kennzeichnen den Gesamtfehler. Es werden Teildatensätze annähernd gleicher statistischer Signifikanzen verglichen, für die Messungen Q6 und Q7 die beiden Hälften des gesamten ausgewerteten Datensatzes, für Q8 zusätzlich noch der darauf folgende Teil, der nach der Erwärmung des magnetischen Krümmers aufgenommen wurde. Es sollte beachtet werden, daß die hier gezeigten Resultate aus verschiedenen großen Fitintervallen hochgradig miteinander korreliert sind.

dritten Teildatensatz, der nach der Erwärmung des magnetischen Krümmers aufgenommen worden ist, die Ergebnisse für den Fitparameter m_ν^2 weit im negativen liegen, was die oben gemachte Annahme größerer Energieverluste stützt.

Betrachtet man die Ergebnisse für große Auswertintervalle der übrigen Teildatensätze in Abbildung 4.9 - dort ist der Einfluß systematischer Unsicherheiten am größten - so fällt auf, daß die später gemessenen Teildatensätze tendenziell niedrigere Werte für das Neutrinomassenquadrat ergeben. Dies legt die Vermutung nahe, daß auch bei diesen Messungen, die völlig normal verlaufen sind, durch vergleichsweise dünne, auf dem Quellfilm aufgewachsene Schichten von Wasserstoff zusätzliche Energieverluste verursacht werden. Der Effekt ist so klein, daß er bei der bisherigen Betrachtung von Einzelmessungen von der statistischen Schwankung überdeckt worden ist.

4.4.2 Modell für die Bedeckung des Quellfilms mit H_2

Es wurden zwei unabhängige Methoden gefunden, um eine fundierte Abschätzung für die mit der Meßzeit wachsende Bedeckung der Tritiumquellfilme mit aufkondensiertem Wasserstoff liefern zu können. Die erste besteht aus der kombinierten Betrachtung der Schichtdickenänderung des Quellfilms zwischen der Präparation und dem Ende der Meßphase sowie der Zählratenabnahme und damit der Verringerung der Quellstärke während der Meßphase. Die zweite basiert auf der Verschiebung des Ergebnisses für m_ν^2 zeitlich aufeinander folgender Teildatensätze einer Messung und der Interpretation dieser Verschiebung durch eine Wasserstoffbedeckung des Quellfilms.

4.4.2.1 Abschätzung der Bedeckung aus Schichtdickenänderung und Abnahme der Quellaktivität.

Vor Beginn jeder Tritiummessung wird, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, die Schichtdicke des Tritiumquellfilms mit Hilfe des optischen Verfahrens der Ellipsometrie bestimmt. Kann man nach Ende der Tritiummessung erneut die Schichtdicke des Quellfilms mit dieser optischen Methode ermitteln, und vergleicht man dieses Ergebnis mit dem aufgrund der Abnahme der Quellaktivität (s. Abschn. 4.4.1) zu erwartenden, so kann man eine quantitative Aussage über eine inaktive Bedeckung des Quellfilms machen.

Als Beispiel für das Ergebnis einer ellipsometrischen Messung nach Beendigung einer Meßphase ist in Abbildung 4.10 die Quelle Q8 zu sehen. Man kann erkennen, daß die optisch ermittelte Schichtdicke nach Beendigung der Meßphase größer ist als zu Anfang. Diese Beobachtung gilt für alle Quellfilme, die nach Beendigung der jeweiligen Meßphase einer Kontrolle durch die Ellipsometrie zugänglich waren. Aus technischen Gründen war es nicht möglich an allen Tritiumquellfilmen Endkontrollen der Schichtdicke vorzunehmen. Bei den Quellen Q3 und Q6 war dafür der unbeabsichtigte, vorzeitige Verlust der Tritiumfilme (s. Abschn. 2.2.8) verantwortlich. Der

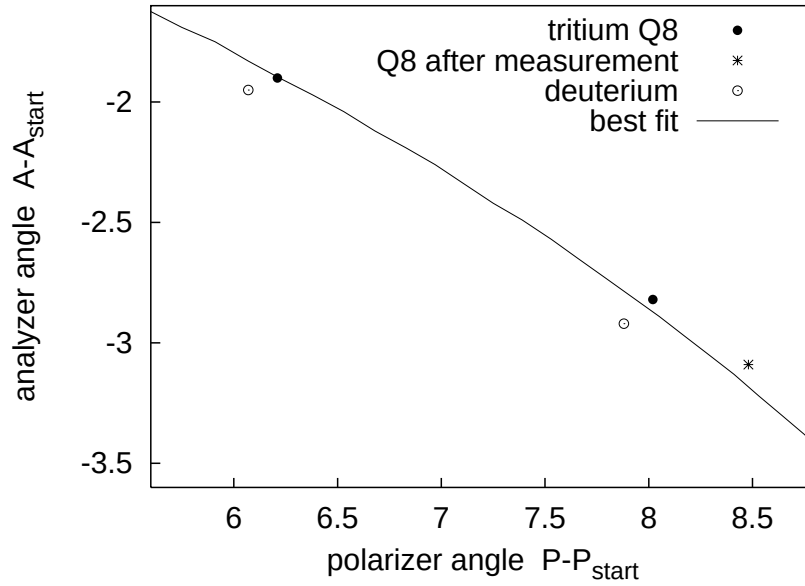


Abbildung 4.10: Schichtdickenkontrolle nach Ende der Messung Q8. Gezeigt ist eine Ausschnittvergrößerung der zur Dickenbestimmung der Tritiumquelle verwendeten Ellipsometriewerte am Beispiel der Messung Q8 (vgl. Abschn. 3.2.2). Man kann erkennen, daß der nach Beendigung der Messung ellipsometrisch ermittelte Schichtdickenwert (“Q8 after measurement”) gegenüber dem Endwert der Tritiumpräparation (“tritium Q8”) zu höheren Werten hin verschoben ist, was einer größeren Schichtdicke entspricht.

beim Mainzer Neutrinomassen Experiment verwendete Aufbau für die Ermittlung der Quelfilmschichtdicken (s. Ref. [Hai90]) ist in seiner Konzeption nicht für die präzise Vermessung von Schichtdickenänderungen am Ende von mehrwöchigen Meßphasen ausgelegt worden. Durch die Geometrie des Quellpräparationsortes und die Beweglichkeit des Kryostaten (s. Abschn. 2.2.3) sind Unterschiede in den Schichtdickenmessungen von $\pm 3\text{ML}$ hervorgerufen durch Dejustage der Kryostateinheit möglich. Darüberhinaus ist der Aufbau sehr empfindlich gegenüber unbeabsichtigter Dejustage durch Berührung. Daher muß während der Meßphasen beim Servicebetrieb an der Apparatur mit Vorsicht gearbeitet werden. Dennoch war am Ende der Messung Q7 keine Kontrolle der Quellschichtdicke möglich, da der empfindliche Aufbau für die Strahlführung des Ellipsometrielasers dejustiert war. In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse der optisch ermittelten Schichtdickenzuwächse der in dieser Hinsicht auswertbaren Messungen Q4, Q5 und Q8 aufgeführt. Aus der Mittelung der zur Verfügung stehenden Daten ergibt sich eine gemittelte Schichtdickenzunahme Δd_{optik} von

$$\Delta d_{\text{optik}} = +0,14 \text{ ML/d.} \quad (4.9)$$

Die Ermittlung der Zählratenabnahme ist für alle Quelfilme der Messungen Q3 bis Q8 nach dem im letzten Abschnitt vorgestellten Verfahren durchgeführt worden. Die Ergebnisse sind umgerechnet in Tritiumschichtdickenabnahme in Monolagen pro Tag in der Tabelle 4.4 dargestellt. Als Mittelwert für den Tritiumschichtdickenverlust

Tabelle 4.3: Schichtdickenzuwächse der Quellfilme während der Tritiummessungen. Aufgeführt sind die nach Beendigung der Tritiummessungen für die jeweiligen Quellfilme bestimmten Differenzschichtdicken zur Auffrierschichtdicke, sowie die daraus und aus der Gesamtmeßzeit ermittelte mittlere Auffrierrate. Die Quellfilme der Messungen Q3 und Q6 gingen während der Messung durch technische Störungen verloren, der Quellfilm Q7 war aufgrund eines dejustierten Optikaufbaus nicht mehr auswertbar.

	Q4	Q5	Q8
Differenzschichtdicke	6,9 ML	1,8 ML	10,6 ML
Mittlere Auffrierrate	0,18 ML/d	0,03 ML/d	0,20 ML/d

Tabelle 4.4: Tritiumschichtdickenverluste aus der Aktivitätsabnahme der Quellfilme. In dieser Tabelle sind die Tritiumschichtdickenverluste der Quellen Q3 bis Q8 aufgeführt, die aus der Abnahme der Zählrate im am weitesten im Spektrum gelegenen Meßpunkt gewonnen wurden. Das Verfahren ist im Abschnitt 4.4.1 vorgestellt worden.

	Q3	Q4	Q5
Tritiumschichtdickenabnahme	-0,21 ML/d	-0,14 ML/d	-0,13 ML/d
	Q6	Q7	Q8
Tritiumschichtdickenabnahme	-0,18 ML/d	-0,17 ML/d	-0,18 ML/d

ergibt sich:

$$\Delta d_{\text{rate}} = -0,17 \text{ ML/d.} \quad (4.10)$$

In Abbildung 4.11 ist eine Skizze der Veränderung des Tritiumquellfilms während einer Messung gezeigt ⁶. Man kann erkennen, daß sich die Schichtdicke der Wasserstoffbelegung des Tritiumquellfilms aus der Summe der Informationen aus optischer Schichtdickenkontrolle und Zählratenverlust zusammensetzt. Für die Bedeckung der Tritiumquellfilme mit aufkondensiertem Wasserstoff $\Delta d_{\text{H}_2-\text{top}}$ ergibt sich somit ein Wert von

$$\Delta d_{\text{H}_2-\text{top}} = \Delta d_{\text{optik}} + \Delta d_{\text{rate}} = +0,31 \text{ ML/d.} \quad (4.11)$$

⁶Dem aufmerksamen Leser wird nicht entgangen sein, daß das Bild der schichtweisen Bedeckung des Tritiumfilmes mit Wasserstoff nicht ganz richtig sein kann. Wäre dies der Fall, so würden sich nach und nach Bedingungen ausbilden, wie sie bei der Messung Q8 nach der kurzzeitigen Erwärmung der Kryofalle im magnetischen Krümmer vorlagen. Die Halbwertszeit des Tritiumfilms würde also nach und nach größer werden. Ein Effekt dieser Art ist jedoch bei keiner der ungestörten Messungen aufgetreten. Man kann also davon ausgehen, daß in irgendeiner Form eine Durchmischung zwischen den Tritiummolekülen des Quellfilms und den darauf abgeschiedenen Wasserstoffmolekülen stattfindet.

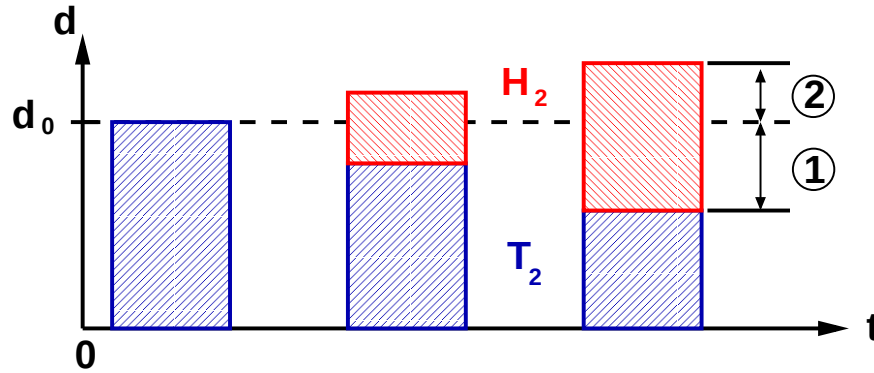


Abbildung 4.11: Skizze des zeitlichen Verlaufs der Änderung der Quelldicke. Gezeigt ist eine schematische Darstellung der Änderung der Quellschichtdicke mit zunehmender Dauer der Messung. Zu Beginn der Messung hat die Quelle die Auffrierschichtdicke d_0 . Mit 1 ist der Anteil der H_2 -Bedeckung bezeichnet, der aus der Verringerung der Quellaktivität bestimmt wird. 2 bezeichnet den Anteil der H_2 -Bedeckung, der aus der Veränderung des Ellipsometriesignals gewonnen wird.

4.4.2.2 Abschätzung der Bedeckung aus der Verschiebung des Ergebnisses für den Fitparameter m_ν^2 für zeitlich aufeinanderfolgende Teildatensätze.

Bei den Messungen Q6, Q7 und Q8 ist, wie bereits im letzten Abschnitt erwähnt, bei zeitlich aufeinanderfolgenden Datensätzen eine Tendenz zu negativeren Ergebnissen für den Fitparameter m_ν^2 zu erkennen. In Abbildung 4.12 sind alle Ergebnisse der Auswertung von zeitlich aufeinanderfolgenden Teildatensätzen der Messungen Q3 bis Q8 zusammengefaßt. Man kann erkennen, daß die Differenz der ermittelten m_ν^2 Werte stets negativ ist, d.h. alle späteren Datensätze negativere Massenquadrate liefern als die zugehörigen früheren. Da die statistische Signifikanz der zur Auswertung herangezogenen Teildatensätze vergleichsweise gering ist - es handelt sich um Meßzeiten zwischen 10 und 20 Tagen - fallen die Fehler der Datenpunkte recht groß aus. Der Fit mit einer Geraden durch den Ursprung liefert als Ergebnis für die Veränderung des Massenquadrates mit der Meßzeit $\Delta m^2(t)$:

$$\Delta m^2(t) = -0,19 \text{ eV}^2/c^4 \cdot d \pm 0,13 \text{ eV}^2/c^4 \cdot d. \quad (4.12)$$

Wenn man davon ausgeht, daß die alleinige Ursache für diese Verschiebung in einem Prozeß wie dem in Abbildung 4.11 beschriebenen zu finden ist, kann man durch das folgende Verfahren einen Wert für die Auffrierrate von Wasserstoff auf den Tritiumquellfilm angeben.

Ein Datensatz einer mehrwöchigen Messung stellt eine Mittelung über eine sich verändernde Quellstärke dar. Für einen auszuwertenden Datensatz wird also der mittlere Zeitpunkt der Messung bestimmt und die Differenzzeit zum Zeitpunkt der Quellpräparation errechnet. Mit Hilfe von Gleichung 4.10 läßt sich die Schichtdicke des Quellfilms zum mittleren Zeitpunkt der Messung ermitteln. Man kann jetzt Anpassungen der Datensätze mit der Quellschichtdicke zum mittleren Zeitpunkt der Messung und

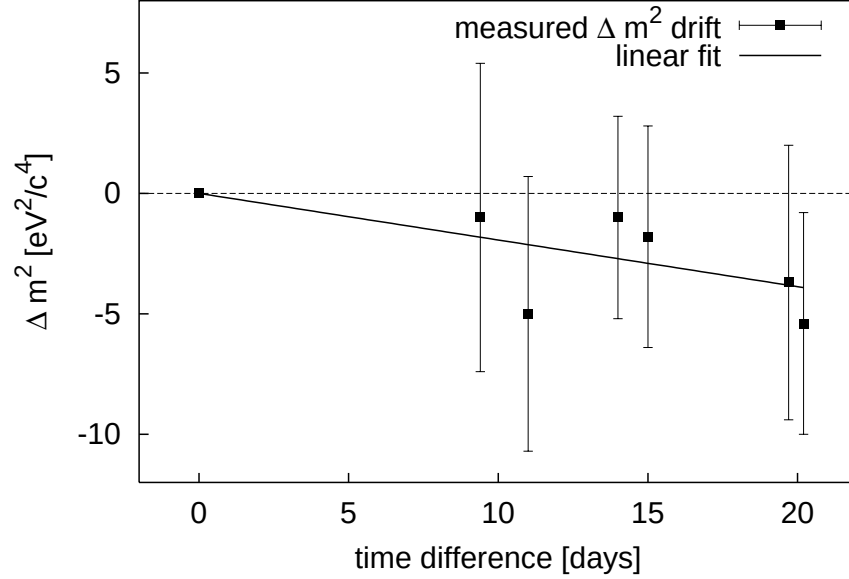


Abbildung 4.12: Drift der m_ν^2 -Anpassung für zeitlich aufeinanderfolgende Datensätze. Dargestellt sind die Differenzen der Anpassungen des m_ν^2 zeitlich aufeinander folgender Datensätze vergleichbarer statistischer Signifikanz der Messungen Q3 bis Q8. Für die Anpassung der Datensätze lag die untere Grenze des Auswertintervalls bei 18,37 keV. Der Geradenfit durch den Ursprung liefert $-0,19 \text{ eV}^2/\text{c}^4 \cdot \text{d}$ als Ergebnis für die Drift des Massenquadrates.

zusätzlichen inaktiven Bedeckungsschichten verschiedener Dicke durchführen. Dieses ist für die Messungen Q6 und Q7 geschehen. Die aus dem Quellfilm austretenden Elektronen haben also eine zusätzliche Schicht durchflogen, in der sie ebenfalls einen Energieverlust erlitten haben könnten. Die Differenzen dieser Ergebnisse für das Massenquadrat zu denen der Anpassung mit Auffrierschichtdicke und ohne Bedeckung, sind in Abbildung 4.13 graphisch über die Bedeckungsschichtdicke dargestellt. Nimmt man nun Abbildung 4.12 zuhelfe, so kann man dort für einen beliebigen Zeitpunkt nach Präparation der Quelle die zu erwartende negative Verschiebung des m_ν^2 -Ergebnisses ablesen. Für das willkürlich gewählte Beispiel von 19 Tagen ergibt sich für m_ν^2 eine Verschiebung von $-3,7 \text{ eV}^2/\text{c}^4$. Mit diesem Resultat kann man aus der Abbildung 4.13 eine Quellfilmbedeckung von etwa 5,5 ML Dicke mit Wasserstoff ablesen. Daraus ergibt sich für die Aufwachsrate ein Wert von

$$\Delta d_{\text{H}_2-\text{top}} = +0,29 \text{ ML/d.} \quad (4.13)$$

Die Ergebnisse der beiden vorgestellten Methoden (s. Glg. 4.11 und 4.13) stimmten so gut überein, daß eine Neuauswertung aller Messungen von Q3 bis Q8 auf Basis der Annahme, daß eine mittlere Aufwachsrate von 0,3 ML/d Wasserstoff auf den Quellfilm vorlag, vorgenommen wurde. Die Anpassungsfunktion wurde dahingehend geändert, daß die Tritiumschichtdicke zum mittleren Zeitpunkt des auszuwertenden Datensatzes (nach Glg. 4.10) sowie die zeitlich korrespondierende Bedeckung

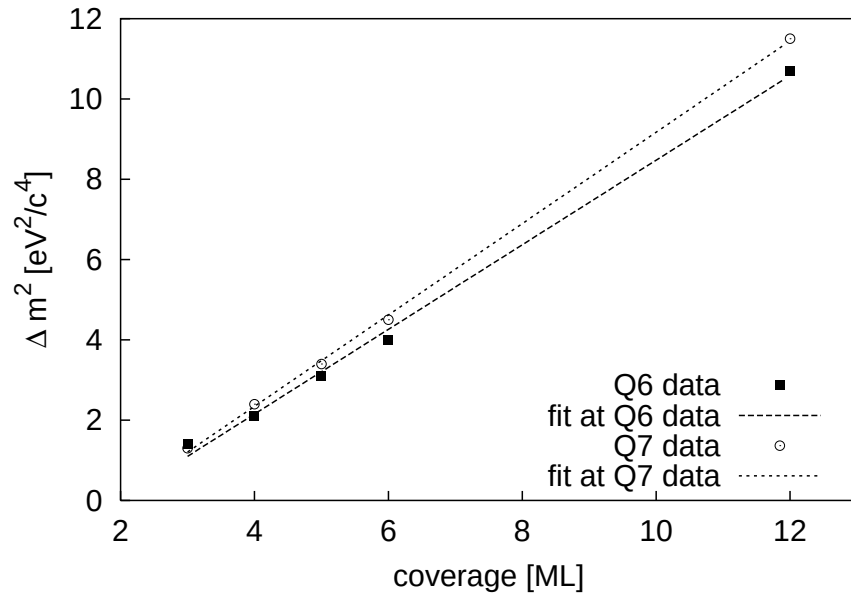


Abbildung 4.13: m_ν^2 -Differenz zwischen Anpassungen mit und ohne Berücksichtigung der Bedeckung des Quellfilms. Dargestellt sind für die Datensätze der Messungen Q6 und Q7 die Differenz der Ergebnisse des Fitparameters m_ν^2 für Anpassungen mit Quellschichtdicke zum mittleren Zeitpunkt der Messung mit Berücksichtigung einer H_2 -Bedeckung und für Anpassungen mit der Auffrierschichtdicke ohne Berücksichtigung einer H_2 -Bedeckung. Die für die Anpassungen verwendeten Bedeckungen hatten Dicken von 3, 4, 5, 6 und 12 ML. Weiterhin sind die Ergebnisse von Geradenfits durch die Punkte einer Quelle angegeben.

mit Wasserstoff berücksichtigt wird. Die Differenz zum Ergebnis der Anpassung mit Auffrierschichtdicke und ohne Bedeckung wird vollständig im systematischen Fehler berücksichtigt.

Die Resultate der Messungen Q3, Q4 und Q5 sind in der Referenz [Bor00] sowie in Abschnitt 2.3.1 nachzulesen, die Resultate der Meßphasen Q6, Q7 und Q8 werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.5 Die Ergebnisse der Messungen von 1999

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen des Jahres 1999 vorgestellt. Den Anfang macht die vollständige Darstellung der Ergebnisse der Standardanalysen mit den darin enthaltenen statistischen Fehlern. Im darauffolgenden Abschnitt werden die Anteile der systematischen Fehler der Messungen Q6, Q7 und Q8 präsentiert. Es folgt die Untersuchung von Teildatensätzen auf den Einfluß systematischer Effekte. Den Abschluß bildet ein Abschnitt über die Ergebnisse für m_ν^2 und die daraus abzuleitende Obergrenze für die Masse des $\bar{\nu}_e$.

Tabelle 4.5: Zusätzliche Parameter für die Auswertung der Messungen Q6, Q7 und Q8. Aufgeführt sind hier die Werte der Parameter der Messungen Q6, Q7 und Q8, die nach der Erweiterung der Anpassungsfunktion um das Auffrieren von Wasserstoff relevant geworden sind. Alle Größen beziehen sich auf den mittleren Zeitpunkt des jeweils zum Fit herangezogenen Datensatzes. Für die Messung Q8 werden nur die Daten, die bis zur Erwärmung der Kryofalle im magnetischen Krümmer (s. Abschn. 4.4.1) genommen wurden, für die Auswertung berücksichtigt.

	Q6	Q7	Q8
Mittlere T ₂ -Schichtdicke	122 ML	125 ML	131 ML
Mittlere H ₂ -Bedeckung	8 ML	4 ML	5 ML
Mittlere Zeit nach Auffrieren	27,4 d	14,0 d	16,8 d

4.5.1 Standardanalyse und statistische Signifikanz

Für alle Datensätze wurde eine Anpassung mit der in Abschnitt 4.1 vorgestellten und um die in Abschnitt 4.4.2 gewonnenen Erkenntnisse zum Auffrieren von Wasserstoff auf den Quellfilm erweiterten Anpassungsfunktion durchgeführt. Die zusätzlichen für die neue Auswertung relevanten Größen der Messungen sind der Tabelle 4.5 zu entnehmen. Beachtenswert ist, daß die beiden Messungen Q6 und Q7, die praktisch dieselbe Auffrierschichtdicke hatten (s. Tab. 3.1), aufgrund des unterschiedlichen mittleren Zeitpunkts der Datennahme nach der Quellpräparation, sowohl erhebliche Unterschiede in der mittleren Tritiumschichtdicke, als auch in der mittleren Wasserstoffbedeckung aufweisen. Die Anpassung erfolgte in Form eines freien Fits für die 4 Parameter Massenquadrat des Elektronantineutrinos m_ν^2 , Endpunktenergie des Tritium- β -Spektrums E_0 , freie Amplitude A und konstanter Wert für die Untergrundzählrate B . Die Anpassung wurde je Datensatz für 6 verschiedene Werte der unteren Grenze des Fitintervalls (s. Abb. 4.5) durchgeführt. Die obere Grenze des Fitintervalls lag jeweils bei 18,66 keV. Für die numerische Anpassung wurde das Programmpaket “MINUIT” der “Computing and Networks Division” des CERN [Jam94] verwendet. Die Ergebnisse mit den statistischen Fehlern der Fitparameter dieser sogenannten “Standardanpassungen” sind in der Tabelle 4.6 zusammen mit der Anzahl der Freiheitsgrade des Fits (d.o.f.) und dem reduzierten Chiquadrat $\chi^2/\text{d.o.f.}$ aufgeführt. Die statistischen Fehler des m_ν^2 wurden aus der χ^2 -Funktion um das gefundene Minimum herum ermittelt. Eine Abweichung des χ^2 -Wertes um 1 vom Minimum entspricht einem 1σ -Fehler. Aufgrund der asymmetrischen Form der χ^2 -Funktion wurde der in der Regel größere positive Fehler verwendet. Man kann erkennen, daß die Fitergebnisse für den Parameter m_ν^2 bei allen drei Meßphasen und unabhängig von der unteren Grenze des Auswertintervalls, innerhalb des statistischen Fehlers mit Null übereinstimmen. Auch die Werte der drei anderen Fitparameter verhalten sich innerhalb der Fehler stabil gegen die Variation des Auswertintervalls. Einzige Ausnahme ist das kleinste Auswertintervall ($E_{\text{low}} = 18,52\text{keV}$) der Messung Q6. Das Ergebnis

Tabelle 4.6: Ergebnisse der Standardanpassungen für die verschiedenen unteren Grenzen des Auswertintervalls E_{low} . Die Tabelle beinhaltet die Ergebnisse für die Meßphasen Q6, Q7 und Q8. Dabei ist E_{low} die untere Grenze des Auswertintervalls, m_ν^2 das Neutrinomassenquadrat, E_0 der Endpunkt des Tritium- β -Spektrums, A die Amplitude und B der Untergrund. Die obere Grenze des Fitintervalls betrug bei allen Fits 18,66 keV. Zusätzlich angegeben sind die statistischen Fehler der einzelnen Parameter, die Anzahl der Freiheitsgrade des Fits (d.o.f.) und die reduzierten Chi-Quadratwerte $\chi^2/\text{d.o.f.}$.

	E_{low} [keV]	m_ν^2 [eV ² /c ⁴]	E_0 [eV]	A	B [10 ⁻³ s ⁻¹]	d.o.f.	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
Q6	18,37	+0,7 ± 3,9	18575,7 ± 0,1	1,529 ± 0,002	12,5 ± 0,2	29	1,34
	18,40	-0,2 ± 4,1	18575,6 ± 0,1	1,531 ± 0,003	12,5 ± 0,2	28	1,37
	18,43	-2,3 ± 4,3	18575,5 ± 0,1	1,535 ± 0,004	12,5 ± 0,2	27	1,33
	18,47	+0,4 ± 6,5	18575,7 ± 0,2	1,524 ± 0,010	12,5 ± 0,2	25	1,34
	18,50	+0,4 ± 7,2	18575,7 ± 0,2	1,524 ± 0,015	12,5 ± 0,2	24	1,40
	18,52	+10,3 ± 13,3	18576,3 ± 0,3	1,466 ± 0,036	12,6 ± 0,2	22	1,45
Q7	18,37	+0,4 ± 2,7	18575,6 ± 0,1	1,606 ± 0,001	14,4 ± 0,2	29	0,96
	18,40	-1,0 ± 3,0	18575,5 ± 0,1	1,608 ± 0,002	14,4 ± 0,2	28	0,93
	18,43	-2,2 ± 3,2	18575,5 ± 0,1	1,610 ± 0,003	14,3 ± 0,2	27	0,92
	18,47	-1,8 ± 4,4	18575,5 ± 0,1	1,609 ± 0,008	14,3 ± 0,2	25	0,99
	18,50	-2,4 ± 4,9	18575,4 ± 0,2	1,613 ± 0,012	14,3 ± 0,2	24	1,02
	18,52	-3,0 ± 6,9	18575,4 ± 0,3	1,621 ± 0,031	14,3 ± 0,2	22	1,11
Q8	18,37	+0,4 ± 2,8	18576,2 ± 0,1	1,612 ± 0,002	16,6 ± 0,3	35	0,90
	18,40	-0,4 ± 2,9	18576,2 ± 0,1	1,613 ± 0,002	16,5 ± 0,2	34	0,90
	18,43	-0,7 ± 3,2	18576,2 ± 0,1	1,614 ± 0,003	16,5 ± 0,2	33	0,93
	18,47	-0,2 ± 4,2	18576,2 ± 0,1	1,612 ± 0,007	16,5 ± 0,2	31	0,97
	18,50	-0,9 ± 4,8	18576,2 ± 0,1	1,615 ± 0,010	16,5 ± 0,2	30	1,00
	18,52	+0,0 ± 6,2	18576,2 ± 0,1	1,605 ± 0,016	16,5 ± 0,2	27	1,08

für m_ν^2 liegt bei einem signifikant positiveren Wert. Aufgrund der Korrelation zwischen den Parametern m_ν^2 , E_0 und A , kommt es auch bei den beiden letzteren zu erheblichen Verschiebungen der Fitwerte über die Fehlergrenzen hinaus. Die Größe des statistischen Fehlers von m_ν^2 deutet darauf hin, daß der Grund für die Abweichung der Ergebnisse dieses Auswertintervalles, in der relativ kurzen Meßzeit dieses Datensatzes zu finden ist.

Die reduzierten χ^2 -Werte der Anpassungen an die Daten der Messungen Q7 und Q8 liegen sehr nahe bei 1, was einer sehr guten Beschreibung des Datensatzes durch den Fit entspricht. Die Werte für die Messung Q6 liegen zwischen 1,33 und 1,45, was in Anbetracht der Anzahl der Freiheitsgrade des Fits noch ein akzeptables Ergebnis

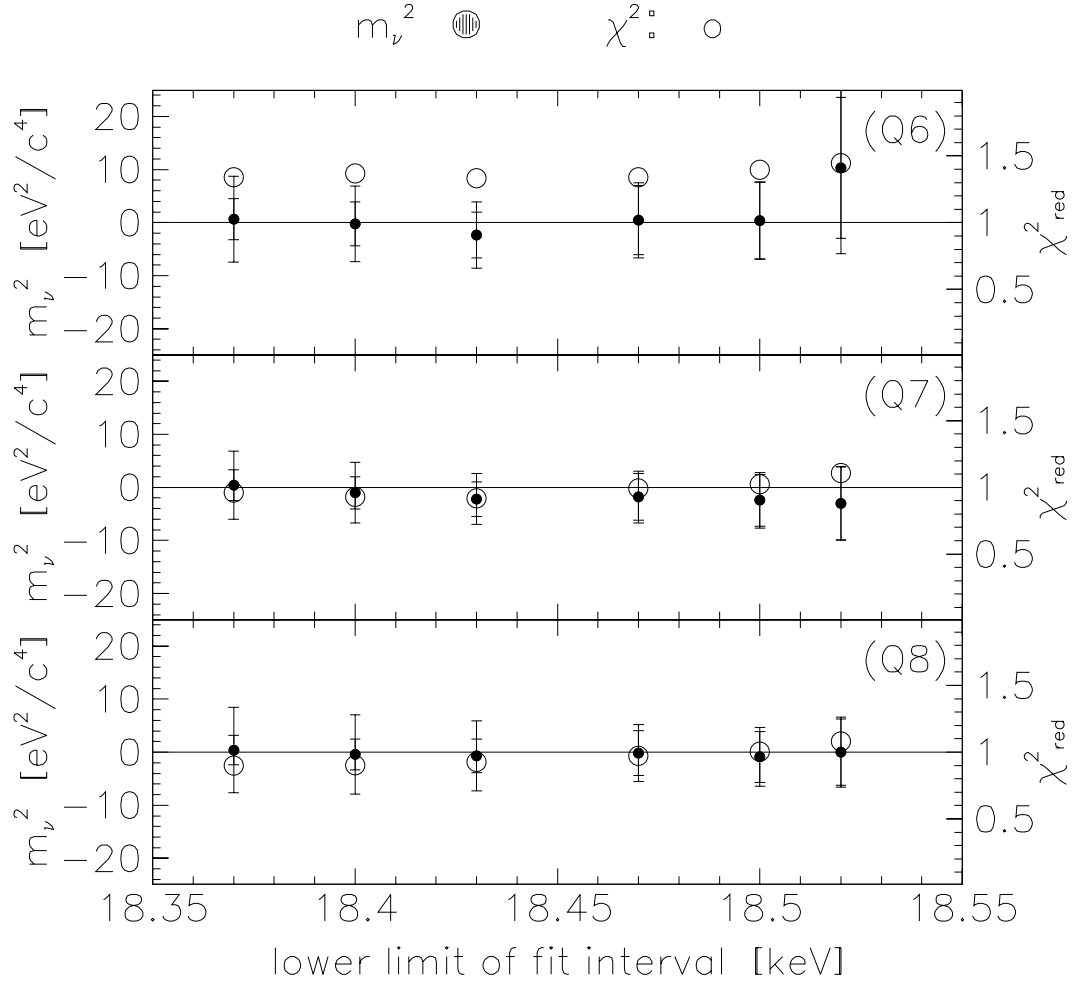


Abbildung 4.14: Neutrinomassenquadrate der Messungen Q6, Q7 und Q8.

Dargestellt sind die Fitresultate des Parameters m_ν^2 (linke Ordinate, gefüllte Kreise) für die 3 verschiedenen Messungen in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Fitintervalls E_{low} . Die obere Grenze betrug jeweils 18,66 keV. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder, die äußeren den Gesamtfehler. Die korrespondierenden Werte für das reduzierte Chi-Quadrat $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/d.o.f.$ können an der rechten Ordinate abgelesen werden (offene Kreise).

ist ⁷. Wie auch schon bei früheren Auswertungen festgestellt (s. Ref. [Bor00]), fällt die Untergrundzählrate von Messung zu Messung unterschiedlich hoch aus (s. auch Abschn. 3.2.6).

In Abbildung 4.14 sind die Ergebnisse der Massenquadratfits der Messungen Q6, Q7 und Q8 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls dargestellt. Die ausgefüllten Kreise geben die Werte an, die inneren Fehlerbalken entsprechen

⁷Nach Referenz [Bev69] besteht für N zufällige Messung eines Systems mit 22 (29) Freiheitsgraden eine Wahrscheinlichkeit von 10% dafür, daß man für das reduzierte χ^2 (χ_{red}) einen größeren Wert als 1,4 (1,35) erhält.

den in der Tabelle 4.6 angegebenen statistischen Fehlern, die äußeren Fehlerbalken geben den Gesamtfehler an, der sich aus dem statistischen und dem systematischen Fehler (s. Abschn. 4.5.2) zusammensetzt. Die offenen Kreise geben die Werte des zugehörigen χ^2_{red} an und beziehen sich auf die rechte Ordinate.

Die gefundenen Werte für den Fitparameter m_ν^2 sind innerhalb der Fehler in hervorragender Übereinstimmung mit Null. Es ist keinerlei Abhängigkeit der Fitergebnisse von der Größe des Auswerteintervalls zu erkennen. Im Vergleich mit Abbildung 4.6 sind die Ergebnisse für m_ν^2 für die größeren Auswerteintervalle zu positiveren Werten gewandert, und die zuvor gesehenen Tendenzen der Ergebnisse der Messungen Q6 und Q8 in Abhängigkeit vom Auswerteintervall verschwunden.

Lokale Störungen lassen sich anhand der Residuen ⁸ einer Anpassung erkennen. In Abbildung 4.15 sind die Residuen der Standardanpassungen ($E_{\text{low}} = 18,5$ keV) an die Datensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8 gezeigt. Man kann erkennen, daß es keine Häufungen bei betragsmäßig großen Residuenwerten gibt, die Ergebnisse bleiben im Bereich von $\pm 2\sigma$. Von dieser Werte aus gibt es keine Hinweise auf Störungen in den gemessenen Spektren.

Die Datensätze Q6, Q7 und Q8 lassen sich in ausgezeichneter Art und Weise mit der in Abschnitt 4.1 vorgestellten Anpassungsfunktion beschreiben. Die Anpassung der Datensätze gibt keinen Hinweis darauf, daß die Beschreibung des Tritium- β -Spektrums in dieser Weise unvollständig ist. Aus den Ergebnissen der Messungen Q6, Q7 und Q8 läßt sich jedoch auch kein Hinweis auf eine nichtverschwindende Ruhemasse des Elektronenneutrinos ableiten.

4.5.2 Einfluß der systematischen Fehler auf m_ν^2

In diesem Abschnitt werden die Beiträge der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Effekte zum systematischen Gesamtfehler der Messungen Q6, Q7 und Q8 aufgeführt. Die Abhängigkeit der einzelnen Komponenten sowie des systematischen Gesamtfehlers von der Größe des Auswerteintervalls, ist der Abbildung 4.16 zu entnehmen. Zum Vergleich sind darin die jeweiligen statistischen Fehler angegeben. In der folgenden Aufzählung werden die in Abbildung 4.16 gezeigten Einzelkomponenten des systematischen Fehlers kurz besprochen und ihre relativen Anteile am systematischen Gesamtfehler für eine Anpassung mit einer unteren Grenze des Auswerteintervalls von 18,5 keV angegeben.

- **Energieverluste der Elektronen im Quellfilm (“en. loss”):** Dieser Beitrag wird vom Fehler des totalen Wirkungsquerschnittes für inelastische Elektronenstreuung im Tritiumfilm σ_{tot} und dem Fehler der Schichtdickenbestimmung des

⁸Ein Residuum an der Stelle x ist definiert als Meßwert y_i minus Funktionswert $f(x_i)$ der Anpassungsfunktion normiert auf den statistischen Fehler: $\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i}$

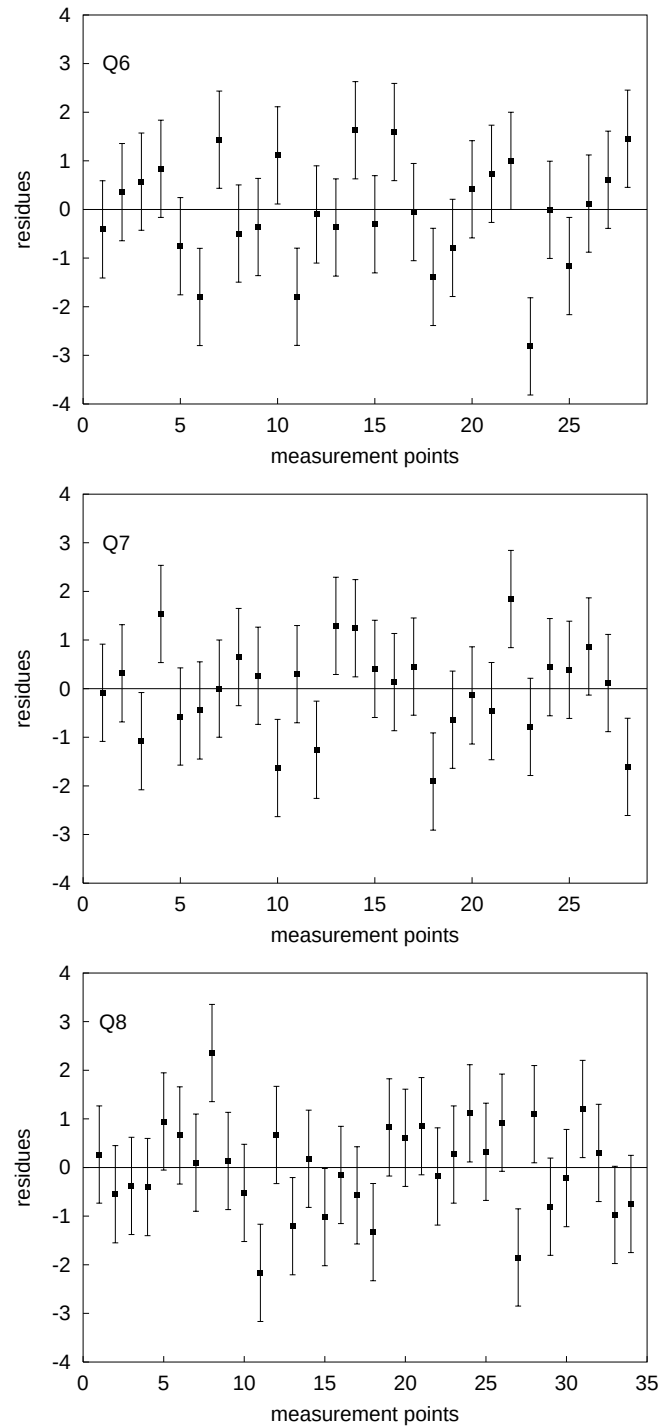


Abbildung 4.15: Residuen der Standardanpassung an die Daten der Messungen Q6, Q7 und Q8. Dargestellt sind die Residuen für die Standardanpassung (4 freie Parameter) mit 18,5 keV als untere Grenze des Auswertintervalls. Die Meßpunkte sind einfach durchnummeriert worden, um eine Beeinflussung des Auges durch unterschiedlich eng liegende Punkte zu vermeiden.

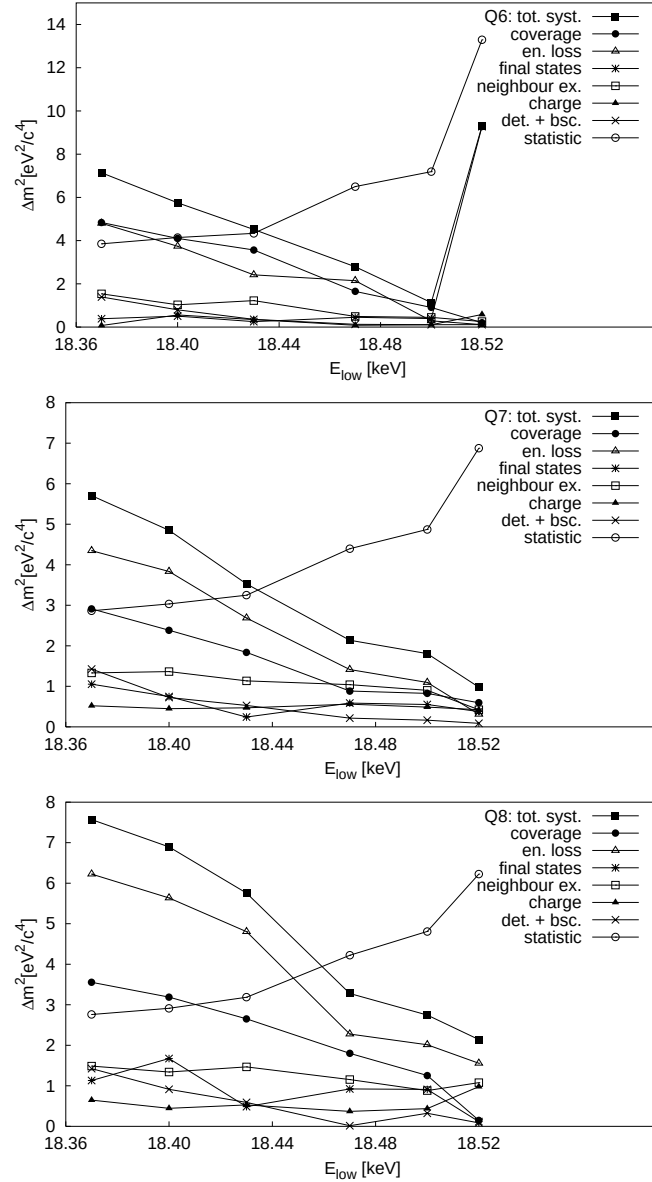


Abbildung 4.16: Beiträge zum systematischen Fehler der Messungen Q6, Q7 und Q8. Dargestellt sind für die Messungen Q6, Q7 und Q8 jeweils der systematische Gesamtfehler, die zum systematischen Gesamtfehler beitragenden Anteile und der statistische Fehler. Der mit “coverage” bezeichnete Anteil ist durch die Berücksichtigung der Wasserstoffbedeckung der Quellfilme neu hinzugekommen. Die Linien dienen nur zur Führung des Auges. Weitere Erklärungen im Text.

Quellfilms bestimmt. Er stellt für größere Auswerteintervalle in der Regel den dominierenden Anteil des systematischen Fehlers. Aufgrund des größeren Fehlers bei der Bestimmung der Schichtdicke (s. Tab. 3.3) ist der Beitrag des Energieverlustfehlers bei Messung Q8 größer als bei den Messungen Q6 und Q7. Die relativen Anteile für das 18,5 keV Auswerteintervall liegen zwischen 7% und 54%.

- **Elektronische Endzustände des Tochtermoleküls (“final states”):** Die durch die Berücksichtigung der energetischen Absenkung der Endzustände im Festkörper (s. Abschn. 4.2.2) hervorgerufene Veränderung des Fitergebnisses wird vollständig im systematischen Gesamtfehler berücksichtigt. Der relative Anteil der Endzustandskorrektur liegt zwischen 9% und 12%.
- **Nachbarschaftsanregung im Festkörper (“neighbour ex.”):** Auch die Beeinflussung des Anpassungsergebnisses durch die Berücksichtigung der Anregung benachbarter Moleküle (s. Abschn. 4.2.3) wird vollständig im systematischen Gesamtfehler berücksichtigt. Der relative Anteil liegt meist etwas höher als der der Endzustandskorrektur, nämlich zwischen 10% und 25% für die Messungen Q6 bis Q8.
- **Selbstaufladung des Tritium-Quellfilms (“charge”):** Der aus der Selbstaufladung des Tritiumfilmes resultierende Fehler ist unmittelbar von der Schichtdicke des Tritiumfilms abhängig (s. Abschn. 4.2.4). Die Schichtdicken der Quellfilme sind seit der Messung Q3 so gewählt worden, daß der resultierende Einfluß auf den systematischen Fehler gering gegenüber dem der anderen Beiträge bleibt. Der Effekt ist inzwischen weitgehend untersucht und verstanden worden (s. Ref. [Bor02]). Zur Sicherheit wird dennoch weiterhin als konservative Abschätzung 20% des Effektes als Beitrag zum systematischen Fehler zuge schlagen. Daraus resultieren relative Anteile zwischen 1% und 7%.
- **Weitere Beiträge zum systematischen Fehler (“det. + bsc.”):** Unter weiteren Beiträgen zum systematischen Fehler sind in Abschnitt 4.2.5 systematische Unsicherheiten der Rückstreuung und der Detektoreffizienz zusammengefaßt worden. Die beiden Größen sind miteinander korreliert und werden aus diesem Grund zur Bestimmung des Beitrages zum systematischen Fehler gleichzeitig um ihren Fehler (jeweils 50% , konservative Abschätzung) ausge lenkt. Die relativen Beiträge sind mit Werten zwischen 0,8% und 1,4% recht klein.
- **Energieverluste durch H₂-Bedeckung des Quellfilms (“coverage”):** Als neue Komponente des systematischen Fehlers muß der Einfluß der H₂-Bedeckung des Quellfilms berücksichtigt werden (s. Abschn. 4.4). Die Korrekturen basieren bisher auf der Mittelung der zur Verfügung stehenden Daten für die Schichtdickenänderung und den Aktivitätsverlust der Quellfilme, da nicht für jeden Quellfilm individuell die Bedeckung ermittelt werden konnte. Hinzu kommt, daß die mikroskopischen Vorgänge beim Auffrieren von Wasserstoff zur Zeit nicht bekannt sind. Es wird daher zur Sicherheit die Differenz zur Auswertung ohne Bedeckung vollständig im systematischen Fehler berücksichtigt. Die Größe dieses Fehleranteils hängt im wesentlichen von der Zeitdifferenz zwischen

der Quellfilmpräparation und dem mittleren Zeitpunkt des zur Auswertung herangezogenen Datensatzes ab. In Abbildung 4.16 ist dies sehr schön beim Vergleich der Messung Q6 mit Messung Q7 zu sehen. Wie Tabelle 4.5 zu entnehmen ist, beträgt der Unterschied dieser Zeitdifferenz zwischen den beiden Messungen mehr als 13 Tage, bei ansonsten annähernd gleichen Parametern. Wie der Energieverlustfehler, ist auch der Bedeckungsfehler stark von der Größe des gewählten Auswertintervalls abhängig. Für $E_{\text{low}} = 18,5 \text{ keV}$ ergeben sich relative Anteile am gesamten systematischen Fehler zwischen 21% und 64%.

Für sehr kleine Auswertintervalle ($E_{\text{low}} = 18,559 \text{ keV}$, 15eV-Analyse, s. Abschn. 4.5.4) verschwindet der Einfluß einiger Beiträge ("coverage", "en. loss", "neighbour ex."), da es sich bei ihnen um Schwellwertprozesse handelt, vollständig. Dominiert wird der Gesamtfehler bei kleinen Auswertintervallen vom statistischen Fehler.

Die Ermittlung der systematischen Fehler erfolgt auf die folgende Weise: Die mit den angesprochenen systematischen Fehlern behafteten Werte werden einzeln um ihre volle Unsicherheit ausgelenkt und eine neue Anpassung an den gemessenen Datensatz durchgeführt. Der Einfluß dieser systematischen Unsicherheiten auf einen Anpassungsparameter, in der Regel m_ν^2 , bestimmt sich aus der Differenz des Parameterwertes aus der Standardanpassung zu denen aus der Anpassung mit den ausgelenkten Unsicherheiten. Der systematische Gesamtfehler ergibt sich durch quadratische Addition aller sechs so bestimmten Anteile. Ob die Ermittlung des systematischen Fehlers auf die hier beschriebene Methode gerechtfertigt ist oder er dadurch überschätzt wird, läßt sich durch einen Vergleich der χ^2 -Werte der Standardanpassung mit der Anpassung mit ausgelenkten Unsicherheiten überprüfen. Es werden die Ergebnisse für eine untere Grenze des Auswertintervalls von 18,37 keV verglichen, da der Einfluß des systematischen Fehlers beim vollen Auswertintervall am größten ist (s. Abb. 4.16). Die χ^2 -Werte der Standardanpassungen können der Tabelle 4.6 entnommen werden. Für die Messung Q6 liest man $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1,34$ ab, Q7 liefert $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0,96$ und für Q8 ergibt sich $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0,90$. Die Werte für die Anpassungen mit ausgelenkten Unsicherheiten umfassen für die Messung Q6 eine Bandbreite von $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1,34 - 1,38$, für Q7 variieren die Werte zwischen $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0,92 - 1,05$ und für Q8 werden Ergebnisse von $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0,89 - 0,97$ gefunden. Diese Ergebnisse liefern keinen Hinweis auf eine Fehleinschätzung der Beiträge zum systematischen Fehler, was auch dadurch gestützt wird, daß sich die Lage der Residuen der Anpassung mit ausgelenkten Unsicherheiten unwesentlich von der Residuenlage der Standardanpassung unterscheidet.

4.5.3 Untersuchung auf systematische Effekte in Teildatensätzen

Als abschließende Möglichkeit die Daten auf Konsistenz zu überprüfen, steht die Betrachtung von Teildatensätzen zur Verfügung. Dabei werden unterschiedliche Unterteilungen der Originaldatensätze angepaßt und kontrolliert, ob die Ergebnisse signifikante Abweichungen aufweisen. Als Form der Darstellung erfolgt wiederum die

Auftragung der gefitteten Werte des Parameters m_ν^2 gegen die gewählten unteren Grenzen der zur Auswertung herangezogenen Intervalle. Die Fehlerbalken geben jeweils den Gesamtfehler wieder. Für die Teildatensätze der Messung Q6 ist auf die Darstellung der Ergebnisse des kleinsten Auswertintervalles ($E_{\text{low}} = 18,52 \text{ keV}$) wegen der geringen statistischen Signifikanz verzichtet worden.

Die einfachste Möglichkeit die Datensätze zu unterteilen, in einen zeitlich früheren und einen späteren Abschnitt, ist bereits in Abschnitt 4.4.1 im Zusammenhang mit dem Auftreten der H_2 -Bedeckung des Quellfilms gezeigt worden. Mit Berücksichtigung der Bedeckung ergibt sich das in Abbildung 4.17 gezeigte Verhalten der Anpassungswerte des Parameters m_ν^2 gegenüber der Wahl vom E_{low} . Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut überein.

In Abbildung 4.18 sind die nach Hin- und Rücklauf unterteilten Datensätze dargestellt. Der Hinlauf umfaßt die erste Hälfte eines Durchlaufs (vgl. Abschn. 2.2.5), das heißt die Abarbeitung der Meßpunktverteilung vom betragsmäßig niedrigsten Wert der Quellspannung U_s bis zum betragsmäßig höchsten (Umkehrpunkt). Der Rücklauf umfaßt dementsprechend das umgekehrte Abarbeiten der Meßpunktverteilung, wobei der Umkehrpunkt, der nur einmal aber mit doppelter Zeitdauer vermessen wird, dem Hinlauf zugeschlagen wird. Die Ergebnisse der Messungen Q6 und Q7 stimmen sehr gut innerhalb der Fehler überein. Bei der Messung Q8 sind signifikante Unterschiede zwischen Hin- und Rücklauf zu erkennen. Ein Grund für dieses Verhalten konnte nach Durchsicht aller Unterlagen und Betrachtung der übrigen Untersuchungen nicht gefunden werden. Aus diesem Grund sollte einer Betrachtung dieses Phänomens während der Messungen der Folgejahre [Kra] besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden.

Die nächste Betrachtung befaßt sich nicht mit der zeitlichen, sondern mit der räumlichen Homogenität der Ergebnisse. Die Datensätze wurden nach den drei zur Auswertung herangezogenen Detektorsegmenten unterteilt (vgl. Abschn. 2.2.4). Durch die Anordnung der Detektorsegmente läßt sich eine radiale Abhängigkeit der Ergebnisse für m_ν^2 überprüfen. Die Darstellung in Abbildung 4.19 zeigt, daß die Daten in den meisten Fällen innerhalb der Fehler übereinstimmen und auch die relativen Höhen der einzelnen Segmente zueinander kein einheitliches Bild abgeben. Diese Untersuchung brachte also keinen schlüssigen Hinweis auf eine radiale Tendenz der Fitwerte für m_ν^2 .

Die letzte an dieser Stelle betrachtete Unterteilung in Teildatensätze betrifft nur die Meßphasen Q6 und Q7. Die Datensätze dieser Messungen wurden unterteilt nach den Abschnitten, in denen während der Meßpausen hochfrequente Pulse auf die Elektrode 8 der Detektorseite des Spektrometers gegeben wurden (vgl. Abschn. 3.2.4), und den Abschnitten, während denen dies nicht durchgeführt wurde. Der Wechsel zwischen den beiden Modi erfolgte im Abstand von zwei Tagen. Bei der Betrachtung der Ergebnisse in Abbildung 4.20 ist zu erkennen, daß die Modi innerhalb der Fehler gleiche Werte liefern. Betrachtet man die Bilder genauer, so könnte man meinen, die

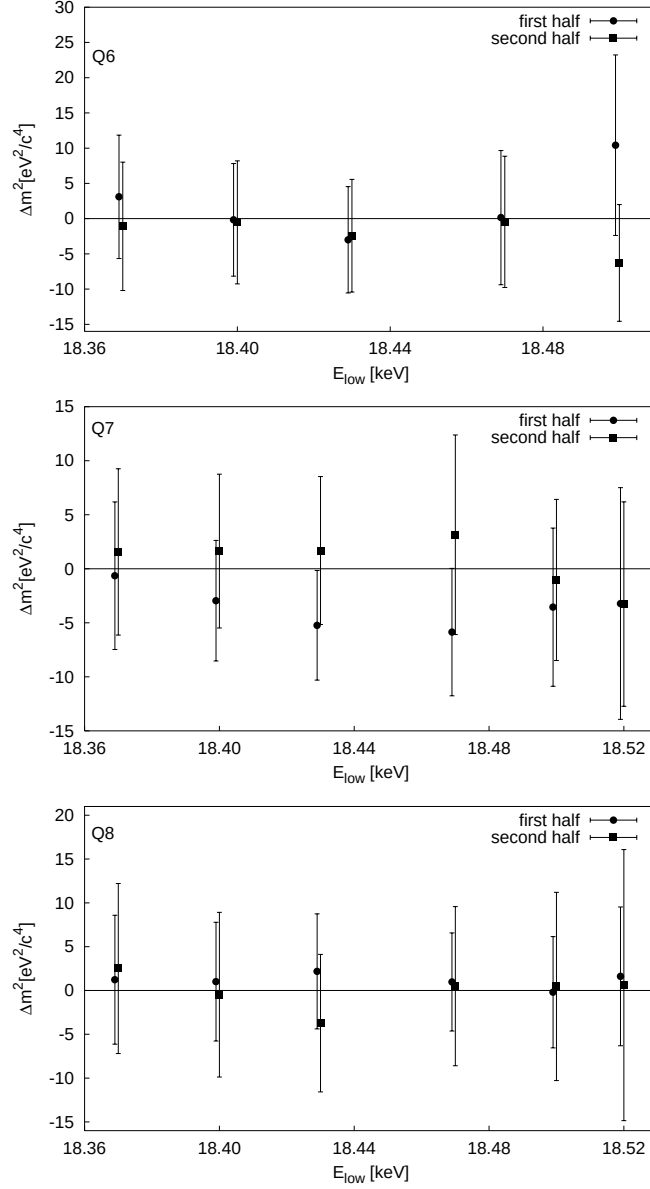


Abbildung 4.17: Teildatensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8: Erste und zweite Hälfte. Dargestellt sind für die Messungen Q6, Q7 und Q8 jeweils das Fitergebnis des Parameters m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswerteintervalls E_{low} . Die Fehlerbalken kennzeichnen den Gesamtfehler. Es werden Teildatensätze annähernd gleicher statistischer Signifikanz verglichen (vgl. Abb. 4.9). Bei der Meßphase Q6 werden die Ergebnisse für das Auswerteintervall mit $E_{\text{low}} = 18,52$ keV wegen der geringen Meßzeit nicht gezeigt. Die Resultate aus verschiedenen großen Fitintervallen eines Datensatzes sind hochgradig miteinander korreliert.

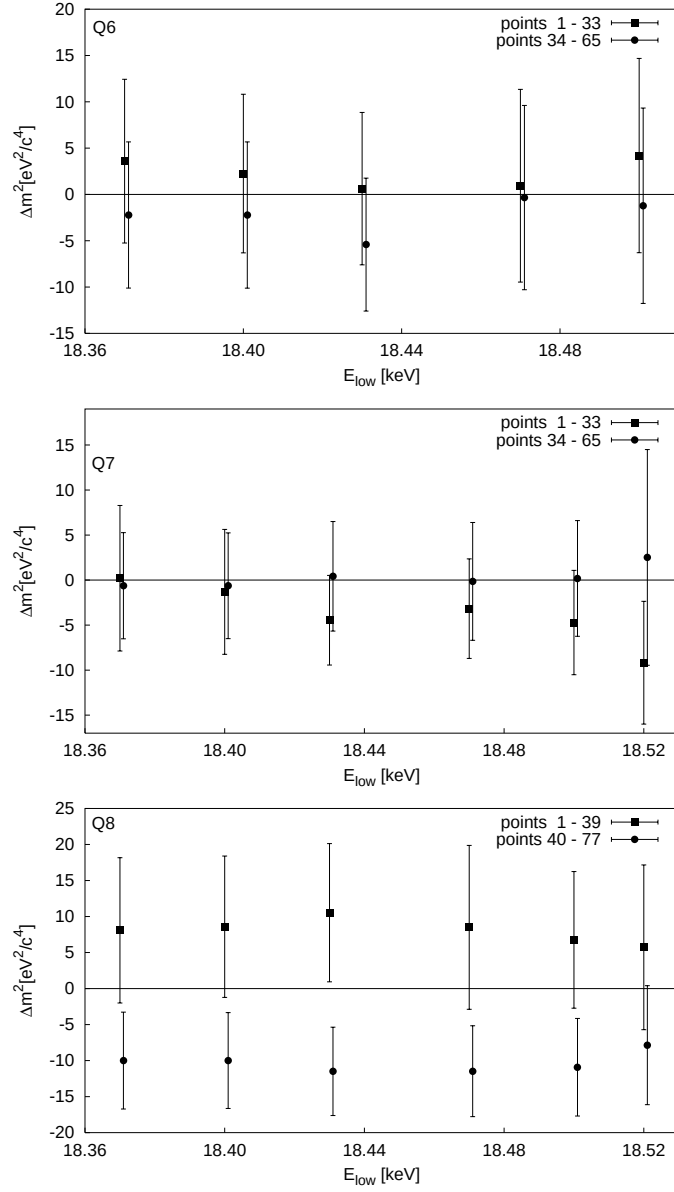


Abbildung 4.18: Teildatensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8: Hin- und Rücklauf. Dargestellt sind für die Messungen Q6, Q7 und Q8 jeweils das Fitergebnis des Parameters m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls E_{low} . Die Datensätze der Messungen sind aufgeteilt in den Hinlauf (Messpunkte 1 bis 33 (Q6,Q7) bzw. 39 (Q8)) und der Rücklauf (Messpunkte 34 bis 65 (Q6,Q7) bzw. 40 bis 77 (Q8)). Beim Hinlauf wird die Quellspannung U_S zu betragsmäßig größeren Werten ($U_S < 0$) verändert und damit das Spektrum vom Untergrundbereich bis zum Umkehrpunkt, dem Messpunkt der am weitesten im Spektrum gelegen ist und damit die höchste Zählrate aufweist, abgefahren. Beim Rücklauf wird U_S betragsmäßig abgesenkt und man durchläuft die für den Hinlauf gewählten Messpunkte in umgekehrter Reihenfolge. Die Fehlerbalken geben den Gesamtfehler an. Die Resultate aus verschiedenen großen Fitintervallen eines Datensatzes sind hochgradig miteinander korreliert.

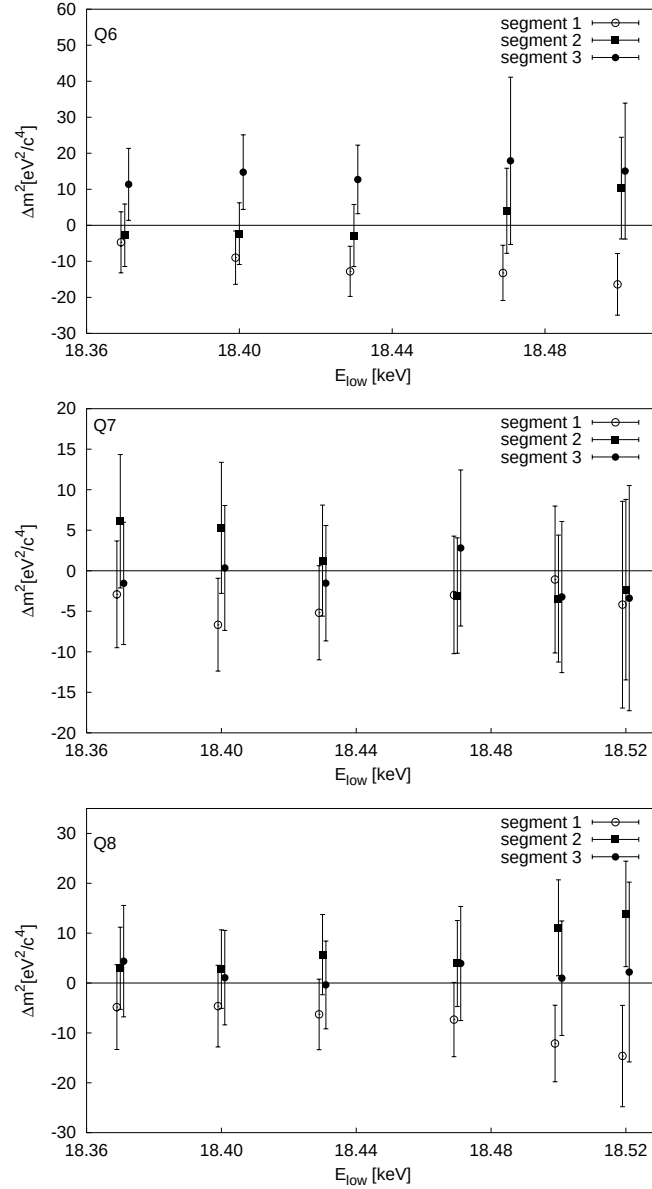


Abbildung 4.19: Teildatensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8: Detektorsegmente. Dargestellt sind für die Messungen Q6, Q7 und Q8 jeweils das Fitergebnis des Parameters m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls E_{low} . Die Datensätze der Messungen sind jeweils nach den zur Auswertung des Gesamtdatensatzes herangezogenen Detektorsegmenten 1 bis 3 aufgeteilt (vgl. Abb. 2.11). Die aktive Fläche der drei Detektorsegmente ist gleich groß, das Segment 1 befindet sich im Zentrum des Detektors, die Segmente 2 und 3 sind radial um dieses herum angeordnet. Die Fehlerbalken geben den Gesamtfehler an. Die Resultate aus verschiedenen großen Fitintervallen eines Datensatzes sind hochgradig miteinander korreliert.

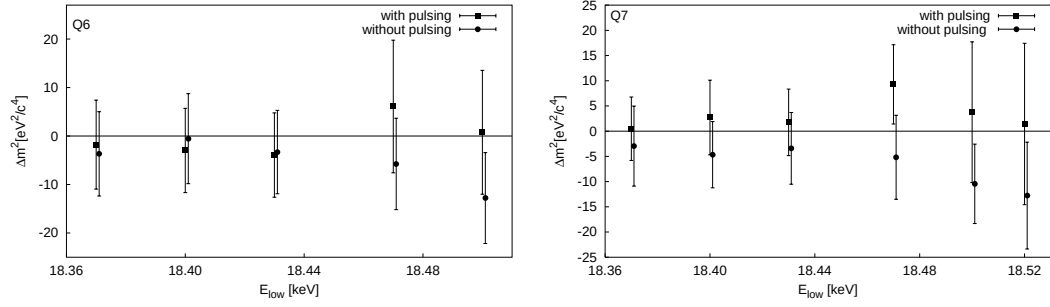


Abbildung 4.20: Teildatensätze der Messungen Q6 und Q7: Mit und ohne Pulsung. Dargestellt sind für die Messungen Q6 und Q7 jeweils das Fitergebnis des Parameters m_ν^2 in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls E_{low} . Die Datensätze sind aufgeteilt in den Teil, bei dem während der Meßpausen Hochfrequenzpulse auf eine Elektrode gegeben worden sind, und den Teil, bei dem dieses nicht durchgeführt worden ist. Die Vorgehensweise erfolgte während der gesamten Meßphase im zweitägigen Wechsel. Die Fehlerbalken geben den Gesamtfehler an. Die Resultate aus verschieden großen Fitintervallen eines Datensatzes sind hochgradig miteinander korreliert.

Phasen ohne Pulsung würden Ergebnisse liefern die immer unterhalb den Phasen mit Pulsung liegen. Blickt man jedoch zum Vergleich noch einmal auf Abbildung 4.17 in der die Ergebnisse der zeitlich unterteilten Datensätze dargestellt sind, so erkennt man, daß bei gleicher statistischer Signifikanz auch ähnliche Unterschiede in den Ergebnissen des Fitparameters m_ν^2 auftreten. Aus Abbildung 4.20 ist demnach kein schlüssiger Hinweis auf einen Unterschied der Fitergebnisse für Datensätze, die mit und ohne Pulsung gewonnen wurden, abzuleiten. Eine interessante Erkenntnis ergibt

Tabelle 4.7: Mittlere Untergrundzählraten der Messungen Q6 und Q7 mit und ohne Pulsung. Es sind die, sich aus der Anpassung an das gemessene Tritium- β -Spektrum ergebenden mittleren Untergrundzählraten der Messungen Q6 und Q7 angegeben. Die Datensätze sind aufgeteilt in den Teil, bei dem während der Meßpausen Hochfrequenzpulse auf eine der Elektroden gegeben worden sind (mit Pulsung), und den Teil, bei dem dieses nicht durchgeführt worden ist (ohne Pulsung).

	Q6		Q7	
	mit Pulsung	ohne Pulsung	mit Pulsung	ohne Pulsung
Mittlere Untergrundzählrate	$12,5 \pm 0,4 \text{ s}^{-1}$	$12,6 \pm 0,4 \text{ s}^{-1}$	$12,7 \pm 0,3 \text{ s}^{-1}$	$14,7 \pm 0,4 \text{ s}^{-1}$

sich, wenn man die Ergebnisse der mittleren Untergrundzählraten der Messungen Q6 und Q7 in Tabelle 4.7 betrachtet. Sie enthält die, durch die Anpassung an die gemessenen Tritium- β -Spektren gewonnenen Ergebnisse, aufgeteilt nach den Zeiträumen mit und ohne Pulsung. Während bei der Messung Q6 das Niveau des Untergrundes nicht vom Einsatz der Pulsung abhängig ist, so ist bei der Messung Q7 ein signifikant höheres Untergrundniveau in den Zeiträumen ohne Pulsung gegenüber denen

mit Pulsung festzustellen. Man kann aber auch ablesen, daß die Untergrundniveaus mit Pulsung der Messungen Q6 und Q7 innerhalb der Fehler identisch sind.

4.5.4 Neue Obergrenze für die Masse des Elektronantineutrinos

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, weisen die 1999 mit dem Mainzer Experiment gemessenen Tritium- β -Spektren keine Störungen auf, und auch die Anpassung des theoretischen Spektrums an die gemessenen Datensätze verläuft problemlos. Von daher steht der Ableitung einer Obergrenze für die Elektronantineutrino-masse $m_{\bar{\nu}_e}$ aus den Fitwerten für den Parameter m_ν^2 nichts mehr im Wege. Es werden zwei unterschiedliche Arten der Analyse der Daten, die auf dem bei der Auswertung der Daten von 1998 [Wei99, Bor00] angewendeten Verfahren beruhen, vorgestellt⁹.

- Bei der ersten Auswertemethode werden die Datensätze der Messungen Q6, Q7 und Q8 kombiniert und über die letzten 15 eV des Tritium- β -Spektrums angepaßt. Das Ziel dieser Anpassungsmethode ist es, den Fitparameter m_ν^2 soweit wie möglich von den Einflüssen systematischer Effekte abzukoppeln. Wie bereits erwähnt, stellen die Anregungen der Elektronenschale von T₂ und des ³HeT⁺-Tochtermoleküls Schwellwertprozesse dar, die im Bereich bis 15 eV unterhalb der Endpunktenergie E_0 das β -Spektrum nicht beeinflussen. Die Beiträge durch Energieverlust, Bedeckung und Nachbarschaftsanregung zum systematischen Fehler verschwinden in diesem Bereich. Die statistische Signifikanz der im 15eV-Intervall zur Verfügung stehenden Daten reicht jedoch nicht aus, um Korrelationen zwischen den Fitparametern m_ν^2 , E_0 und der Amplitude A aufzuheben. Daher werden zwei zusätzliche Datenpunkte bei 18,5 keV und 18,46 keV zur Auswertung herangezogen (was die Größe des systematischen Fehlers wieder erhöht). Die Standardanpassung des so erzeugten Datensatzes mit vier freien Parametern ergibt für m_ν^2 :

$$m_\nu^2 = +1,5 \pm 3,2_{\text{stat}} \pm 3,4_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (\text{Q6} - \text{Q8}) \quad (4.14)$$

Nimmt man jetzt noch das Ergebnis der Analyse des kombinierten 15 eV-Datensatzes der Messungen von 1998 [Bor00] hinzu¹⁰,

$$m_\nu^2 = +0,1 \pm 3,9_{\text{stat}} \pm 2,1_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (\text{Q3} - \text{Q5}) \quad (4.15)$$

so erhält man durch nach statistischer und systematischer Signifikanz gewichtete Mittelung der Ergebnisse:

$$m_\nu^2 = +0,6 \pm 2,8_{\text{stat}} \pm 2,5_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (\text{Q3} - \text{Q8}) \quad (4.16)$$

⁹Das dritte bei der Auswertung der Daten von 1998 verwendete Verfahren, das die Existenz der "Troitsk Anomalie" voraussetzt, kommt nicht mehr zur Anwendung, da sich in keiner der auf die Messung Q4 folgenden Meßphasen eine Störung der Daten gezeigt hat, die durch eine zusätzliche monoenergetische Linie im primären Spektrum sinnvoll zu beschreiben wäre.

¹⁰Eine direkte Kombination aller Datensätze der Messungen Q3 bis Q8 ist nicht möglich, da sich zwischen den Messungen 1998 und 1999 einige Änderungen ergeben haben, wie z.B. der maximal akzeptierte Startwinkel δ_{max} und die Meßpunktverteilung.

Nach der Methode des 'unified approach' [Fel98] läßt sich daraus eine Obergrenze für die Neutrinomasse von

$$m_\nu \leq 2,8 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (4.17)$$

ableiten.

- Die zweite Methode, bei der als Auswertintervall die gesamten letzten 70 eV des Tritium- β -Spektrums verwendet werden, ist ausschließlich für Datensätze anwendbar, die keine Störungen des Spektrums aufweisen. Während dies bei den Messungen von 1998 nur für die Q5 galt, sind alle drei Messungen des Jahres 1999 auf diese Weise auswertbar. Das 70 eV Auswertintervall wurde gewählt, da es bezogen auf alle drei Messungen den besten Kompromiß zwischen dem Einfluß der systematischen Fehler und der statistischen Signifikanz der Messungen darstellt. Führt man für die Messungen Q6, Q7 und Q8 jeweils einzeln eine Anpassung mit vier Parametern durch, so ergeben sich für das 70 eV Auswertintervall folgende Ergebnisse für den Parameter m_ν^2 :

$$m_\nu^2 = +0,4 \pm 7,2_{\text{stat}} \pm 1,5_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4 \quad (\text{Q6}) \quad (4.18)$$

$$m_\nu^2 = -2,4 \pm 4,9_{\text{stat}} \pm 1,7_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4 \quad (\text{Q7}) \quad (4.19)$$

$$m_\nu^2 = -0,9 \pm 4,8_{\text{stat}} \pm 2,7_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4 \quad (\text{Q8}) \quad (4.20)$$

Zusammen mit dem Ergebnis der Messung Q5 (s. Glg. 2.29, [Bor00]) erhält man also Werte für m_ν^2 zwischen $+0,4 \text{ eV}^2/c^4$ und $-3,5 \text{ eV}^2/c^4$.

Die Auswertung der vier Datensätze erfolgt durch die schrittweise Ermittlung der χ^2 -Werte für Anpassungen mit m_ν^2 im Bereich von $\pm 5,0 \text{ eV}^2/c^4$ in Schritten von $0,1 \text{ eV}^2/c^4$. Dieses wird für die vier Datensätze einzeln durchgeführt und die χ^2 -Parabeln anschließend addiert. Aus der Summen- χ^2 -Parabel läßt sich dann der gemeinsame Wert für m_ν^2 und der statistische Fehler ablesen. Die Ermittlung der systematischen Fehler erfolgt nach dem bekannten Muster durch Auslenken der relevanten Größen. Das so erhaltene Ergebnis beruht also auf einer Anpassung mit drei freien Parametern (Amplitude A , Endpunktenergie E_0 , Untergrund B) pro Messung, sowie dem gemeinsamen Fitparameter m_ν^2 . Es lautet

$$m_\nu^2 = -1,6 \pm 2,5_{\text{stat}} \pm 2,1_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4 \quad \text{mit} \quad \chi^2_{\text{red}} = 124,9/121 \quad (4.21)$$

woraus sich eine Obergrenze für die Elektronneutrinomasse von

$$m_\nu \leq 2,2 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (4.22)$$

nach der Methode des "unified approach" [Fel98] ableiten läßt.

Die aus den kombinierten Daten der Mainzer Messungen der Jahre 1998 und 1999 mit Hilfe der Analyse der letzten 70 eV des Tritium- β -Spektrums gewonnene Obergrenze für m_ν , ist die zur Zeit niedrigste aus der direkten Massenbestimmung gewonnene weltweit. Zusammen mit dem Troitsker Experiment, es liefert z.Z. eine Obergrenze

von $2,5 \text{ eV}/c^2$ [Lob99]¹¹, ist das Mainzer Experiment das derzeit sensitivste Instrument zur direkten Bestimmung der Elektronenneutrinomasse.

4.6 Suche nach der “Troitsk Anomalie”

Die Auswertung der Datensätze des Jahres 1999 wird mit der Suche nach einer Evidenz für das Vorhandensein einer Störung nach Art der “Troitsk Anomalie” (s. Abschn. 2.3.2) abgeschlossen. Die Untersuchungsmethode ist bereits auf die Datensätze des Jahres 1998 angewandt worden [Bor00]. Monte-Carlo-Simulationen im Rahmen der Referenz [Kra00] haben gezeigt, daß die Statistik der Daten von einzelnen Meßphasen mit der Mainzer Apparatur ausreichend ist, um den Parameterbereich der von der Troitsker Gruppe postulierten Anomalie über weite Bereiche zu überprüfen.

Die Berücksichtigung der “Troitsk Anomalie” bei der Auswertung erfolgt durch eine Modifikation der Anpassungsfunktion (Glg. 4.2). Entsprechend der Referenz [Bel95] wird das Tritium- β -Spektrum dN/dE additiv um den Beitrag einer unendlich scharfen Linie der Amplitude a_{step} an der Position $E_{\text{anomaly}} = E_0 - \delta E_{\text{step}}$ erweitert. Die Anpassungsfunktion ergibt sich damit zu

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dU} &= \int_{-eU}^{E_0} \left(\frac{dN}{dE} + a_{\text{step}} \delta(E_0 - \delta E_{\text{step}} - E) \right) f_{\text{res}}(E, U) dE + B \\ &= \int_{-eU}^{E_0} \frac{dN}{dE} f_{\text{res}}(E, U) dE + B \\ &\quad + a_{\text{step}} \Theta(E_0 - \delta E_{\text{step}} + eU) f_{\text{res}}(E_0 - \delta E_{\text{step}}, U) \end{aligned} \quad (4.23)$$

und weist die 6 freien Parameter m_ν^2 , E_0 , A , B , δE_{step} und a_{step} auf. Durch Ausführen der Integration geht die Linie in eine Stufenfunktion über. Im folgenden wird daher stets von einer Stufe im integralen Spektrum die Rede sein.

In Abbildung 4.21 sind die Ergebnisse einer 5 Parameteranpassung der Datensätze von Q6, Q7 und Q8 mit der Fitfunktion Gleichung 4.6 dargestellt. Bei dieser Anpassung ist m_ν^2 auf einem Wert von $0 \text{ eV}^2/c^4$ festgehalten worden, die Position der Stufe δE_{step} wurde im Bereich von 0 eV bis 30 eV variiert und die übrigen 4 Parameter angepaßt¹². Alle gezeigten Anpassungen wurden für eine unter Grenze des Auswertintervalls von $18,5 \text{ keV}$ durchgeführt. Aufgetragen sind die χ^2 -Werte reduziert um die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung (d.o.f.) gegen die Stufenposition. Die gestrichelten horizontalen Linien geben die Werte der 4 Parameteranpassung an. Man kann erkennen, daß für die Messungen Q6 und Q7 das χ^2 -d.o.f. der Stufenanpassung geringfügig höhere Werte annimmt als für die Anpassung ohne Stufe. Die

¹¹Die Auswertung der Troitsker Daten erfolgt unter Berücksichtigung des Phänomens “Troitsk Anomalie” (s. Abschn. 2.3.2), das sie in allen ihren Datensätzen der Jahre 1994 bis 1998 gefunden haben.

¹²Selbstverständlich sind auch Überprüfungen der Datensätze mit freier 6 Parameteranpassung durchgeführt worden [Kra00]. Die quantitativen Ergebnisse unterscheiden sich jedoch nur marginal, die Aussagen, die daraus gewonnen werden, sind identisch. Aus diesem Grund ist an dieser Stelle im Interesse der Anschaulichkeit auf eine detaillierte Darstellung der 6 Parameteranpassungen für die Messungen Q6, Q7 und Q8 verzichtet worden.

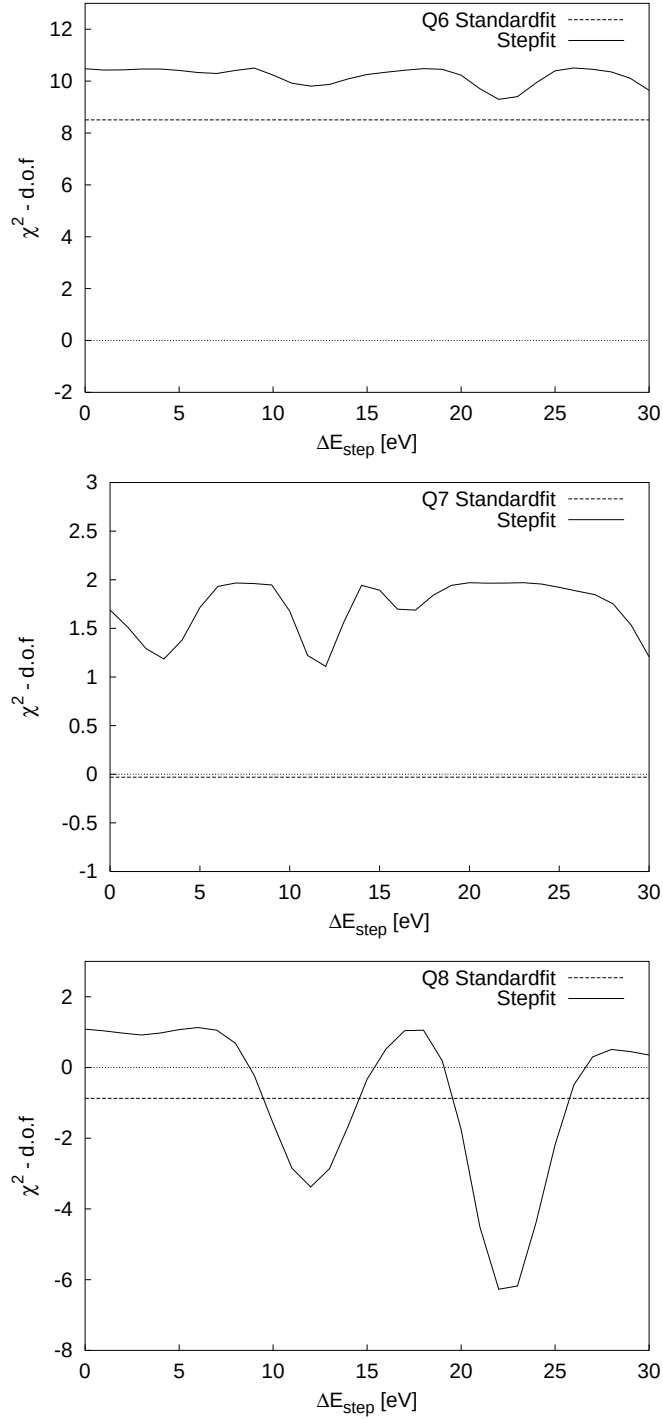


Abbildung 4.21: Überprüfung der Messungen Q6, Q7 und Q8 auf die “Troitsk Anomalie” Dargestellt sind für die Messungen Q6, Q7 und Q8 die χ^2 -d.o.f. Werte der Anpassung über den von 0 eV bis 30 eV gerasterten Werten für die Position der Stufe δE_{step} . Angepaßt wurden die Datensätze mit einem 5 Parameterfit ($m_\nu^2 = 0 \text{ eV}^2/c^4$), die untere Grenze des Auswertintervalls lag stets bei 18,5 keV. Die gestrichelten Geraden geben den Wert für die Standardanpassung (4 Parameterfit) an.

Ursache muß im Verzicht auf m_ν^2 als Fitparameter liegen. Die Absolutschwankung des χ^2 -d.o.f. bewegt sich für beide Messungen im Bereich von einer Einheit. Die χ^2 -Kurve der Messung Q8 weist zwei Minima auf, ein kleineres bei einer Stufenposition von etwa 12 eV unterhalb der β -Endpunktenergie und ein ausgeprägteres bei einer Stufenposition von etwa 22,5 eV unterhalb der β -Endpunktenergie.

Um eine Bewertung der Ergebnisse vornehmen zu können, werden zunächst die Kriterien, die die Mainzer Gruppe an die Existenz einer monoenergetischen Linie im primären Spektrum und damit einer Stufe im gemessenen Spektrum stellt, erläutert:

- Es muß sich beim Stufenfit ein deutliches, möglichst lokales, Minimum im Verlauf der χ^2 -d.o.f. Werte zeigen, das gegenüber dem Wert der Anpassung ohne Stufe um wenigstens 4 Einheiten niedriger ausfällt. Eine Verbesserung um 4 Einheiten im χ^2 entspricht einem 2σ -Effekt.
- Die Amplitude der gefundenen Stufe muß positiv sein. Eine negative Amplitude ist bei einem integrierenden Spektrometer physikalisch unmöglich.
- Liefert die Standardanpassung mit 4 Parametern negative Fitwerte für m_ν^2 , sollten diese durch Einführung der Stufe näher an Null heranrücken. Hat man wie im Fall der Messungen Q6, Q7 und Q8 für m_ν^2 Werte erhalten, die innerhalb der Fehler mit Null verträglich sind, sollte nur die Qualität der Anpassung (χ^2 -Wert) besser werden. Der Wert von m_ν^2 sollte durch die Einführung der Stufe nicht wesentlich verändert werden.
- Allgemein sollte das Minimum der χ^2 -Werte der Anpassung im Bereich der Anzahl der Freiheitsgrade liegen, oder im Fall einer Darstellung wie in Abbildung 4.21 sollte der Wert für χ^2 -d.o.f. etwa bei Null liegen.
- Das Vorhandensein der Stufe muß in den Daten als lokale Störung zu erkennen sein (z.B. in der Darstellung der Residuen der Standardanpassung, vgl. Abb. 4.15).

Betrachtet man die Abbildung 4.21, so erkennt man sofort, daß für die Messungen Q6 und Q7 keinerlei Anhaltspunkte für die Erfüllung des ersten und wichtigsten Kriteriums gegeben sind. Die Werte für das χ^2 -d.o.f. liegen im Fall der Anpassung mit Stufe überall oberhalb des Wertes für den Standardfit. Bei der Messung Q8 ergibt sich ein etwas anderes Bild. Man kann, wie oben bereits erwähnt, im Verlauf der χ^2 -Werte der Stufenanpassung zwei lokale Minima erkennen, die als Kandidaten für eine akzeptable Stufenanpassung in Frage kommen könnten. Das Minimum bei $\delta E_{\text{step}} = 22,5$ eV nimmt einen um etwa 5,5 Einheiten niedrigeren Wert im χ^2 -d.o.f. als der Vergleichswert der 4 Parameteranpassung. Aus dieser Sicht ist das erste Kriterium an eine Stufe erfüllt. Nicht erfüllt, ist jedoch das Kriterium 2, das eine positive Stufenamplitude fordert. An der Stelle $\delta E_{\text{step}} = 22,5$ eV liefert die Stufenanpassung negative Werte, was diese Lösung als unphysikalisch ausschließt. Man kann das Minimum der χ^2 -Werte bei $\delta E_{\text{step}} = 22,5$ eV demnach nicht als ein Indiz für das Vorhandensein einer Stufe im integralen Spektrum ansehen. Wie sieht es nun mit

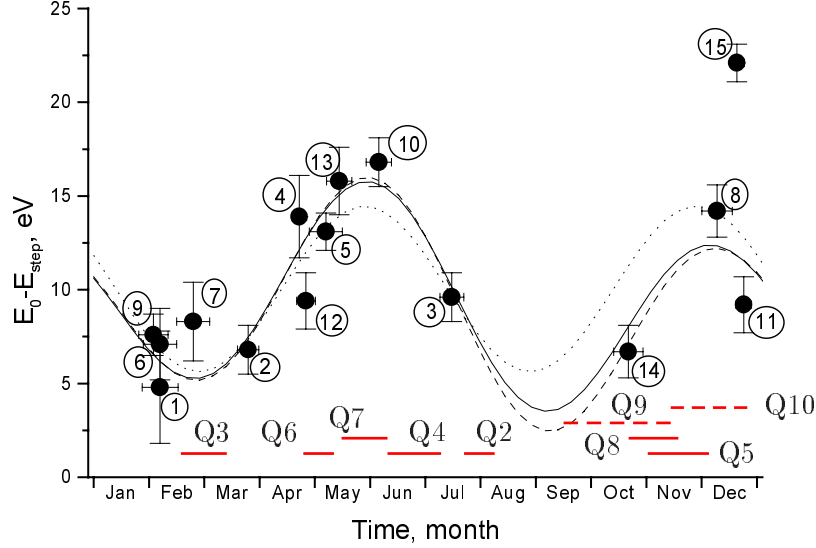


Abbildung 4.22: Periodizität der “Troitsk Anomalie” und Zeiträume der Mainzer Meßphasen. Dargestellt sind nach Referenz [Lob99] als ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken die von der Troitsker Gruppe anhand ihrer Daten der Jahre 1994 bis 1998 ermittelten Stufenpositionen $E_{\text{anomaly}} = E_0 - \delta E_{\text{step}}$ über die Monate des Jahres. Die Kurven geben periodische Anpassungen an die Datenpunkte wieder, wobei die beste Anpassung (durchgezogene Kurve) eine Periode von nahezu einem halben Jahr aufweist. Im unteren Teil des Bildes sind durch Querstriche die von Mainzer Messungen der Jahre 1997 bis 1999 abgedeckten Zeiträume dargestellt. Die Zeiträume der Mainzer Meßphasen des Jahres 2000 sind gestrichelt markiert.

dem lokalen Minimum bei $\delta E_{\text{step}} = 12$ eV aus? Im Gegensatz zu dem erstgenannten Minimum wird hier eine positive Stufenamplitude gefunden. Die Verbesserung des χ^2 -d.o.f. ist mit knapp 3 Einheiten ($\approx 1,7\sigma$) gegenüber dem Standardfit jedoch nicht groß genug, um als sicheres Indiz für eine Stufe im integralen Spektrum zu gelten. Zusammengefaßt lassen die Indizien - eine zu geringen Signifikanz der Stufe, nur ein lokales, kein globales Minimum in der χ^2 -Anpassung, keine lokale Störung in den Residuen der Standardanpassung (s. Abb. 4.15) - nur den einen Schluß zu, daß in der Messung Q8 ebenso wie in den Messungen Q6 und Q7 kein Signal einer Stufe im integralen gemessenen Tritium- β -Spektrum und damit auch kein Hinweis auf eine monoenergetische Linie im primären Spektrum zu finden ist.

Wie bereits in Abschnitt 2.3.2 erläutert, hat das Auftreten der Stufe in den Troitsker Daten zu einer Hypothese bezüglich der periodischen Wiederkehr ihrer Lage im Spektrum geführt. In Abbildung 4.22 ist die aus Referenz [Lob99] entnommene Darstellung der gefundenen Stufenpositionen in Abhängigkeit vom Monat der Mes-

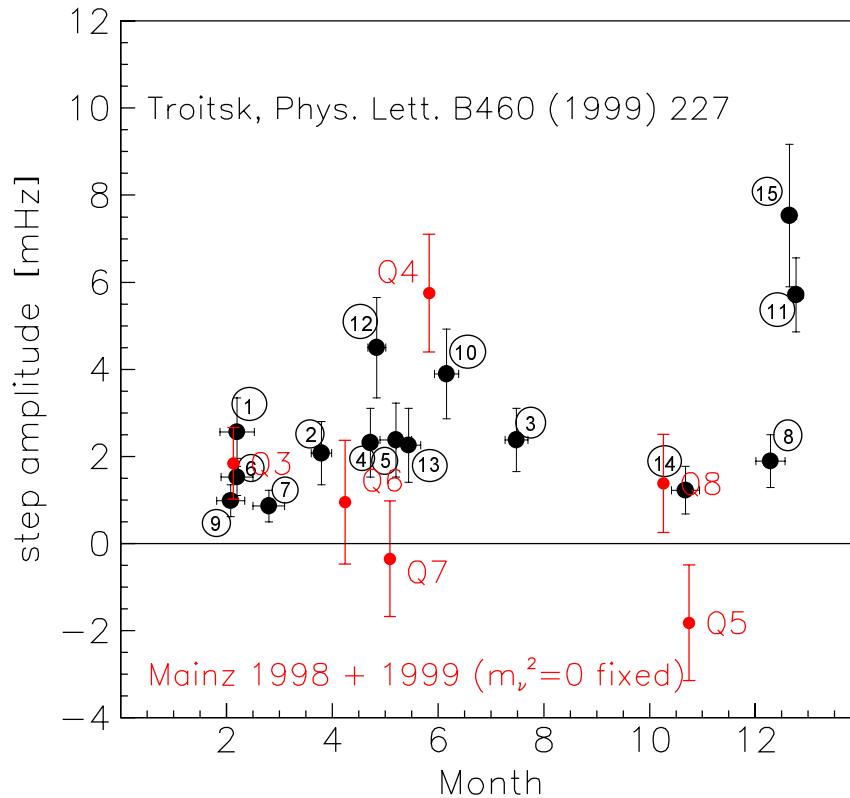


Abbildung 4.23: Vergleich der Stufenamplituden in Mainz und in Troitsk.

Dargestellt sind nach Referenz [Lob99] als ausgefüllte schwarze Kreise mit Fehlerbalken die Amplitudenwerte der in den Troitsker Messungen von 1994 bis 1998 gefundenen Stufen über die Monate des Jahres. Als ausgefüllte graue Kreise sind die für die Mainzer Daten der Jahre 1998 und 1999, unter Annahme einer verschwindenden Neutrinomasse, an der von der “Troitsk Hypothese” vorhergesagten Position im Spektrum gefundenen Stufenamplituden gezeigt. Die Fehlerbalken entsprechen 1σ . Es ist zu beachten, daß für die Mainzer Daten auch negative Amplitudenwerte auftreten.

sung gezeigt. Die Troitsker Daten sind in Form ausgefüllter Kreise mit Fehlerbalken dargestellt. Die drei Kurven stellen periodische Anpassungen seitens der Troitsker Gruppe an die Daten dar, wobei die durchgezogene Kurve dem besten Fit entspricht. Diese Anpassung weist eine Periodizität von nahezu einem halben Jahr auf, die zu erwartenden Stufenpositionen oszillieren zwischen 3eV und 16eV unterhalb der Endpunktenergie. Als Querstriche sind unterhalb der Troitsker Daten die zur Auswertung herangezogenen Zeiträume der Mainzer Messungen aufgetragen. Die Gesamtzeiträume der 2000er Messungen sind gestrichelt dargestellt. Man erkennt, daß insbesondere die Zeiträume, in denen die Stufe sich weit im Spektrum befinden sollte und daher bei der Auswertung leichter vom Einfluß der übrigen Fitparameter entkoppelt werden kann, durch Messungen von Mainzer Seite abgedeckt worden sind. In keiner der Mainzer Messungen, mit Ausnahme der Messung Q4, sind eindeutige Hinweise auf das Vorhandensein einer Stufe im Spektrum entdeckt worden. Der bereits anhand der Mainzer Daten von 1998 gefundene Widerspruch zur Halbjahresperiodizität [Bor00],

ist durch das gänzliche Fehlen von Stufensignalen in den Messungen des Jahres 1999 bestätigt und insofern erweitert worden, daß nach unserer Ansicht nur noch von einer lokalen Ursache für das Auftreten von Stufen in Tritium- β -Spektren gesprochen werden kann.

Noch etwas klarer wird dieses, wenn man die Abbildung 4.23 zur Interpretation der Ergebnisse hinzuzieht. Hier sind, nach Referenz [Lob99] als schwarze ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken, die Amplituden der in den Troitsker Daten gefundenen Stufen über die Monate des Jahres dargestellt. Die Stufenamplituden variieren zwischen 2mHz und 13mHz. Als graue ausgefüllte Kreise sind die Ergebnisse der Suche nach Stufen in den Mainzer Datensätzen aufgetragen. Es wurde gezielt an den von der “Troitsker Hypothese” für den Meßzeitraum vorausgesagten Stelle im β -Spektrum gesucht, wobei m_ν^2 auf Null gesetzt wurde. Die Fehlerbalken geben den 1σ -Fehler an. Nimmt man das Ergebnis der Messung Q4, deren Problematik in Referenz [Bor00] ausführlich diskutiert worden ist und für das bis jetzt keine schlüssige Erklärung gegeben werden konnte, aus der Betrachtung heraus, so erkennt man, daß die Ergebnisse der Mainzer Messungen um einen Amplitudenwert von Null schwanken. Ein ebensolches Verhalten innerhalb der Fehler der Einzelmessungen würde man bei einer nicht vorhandenen Stufe erwarten. Dieses Ergebnis bekräftigt die Aussage, daß die Mainzer Daten, mit Ausnahme der Messung Q4, der “Troitsker Stufenhypothese” entgegenstehen, und man daher mit hoher Wahrscheinlichkeit von einem lokalen, apparativen Effekt ausgehen muß. Das Vorhandensein von Beimischungen zum Tritium- β -Spektrum nach Art der “Troitsk Anomalie” kann mit dem Mainzer Spektrometer jedoch nicht vollständig ausgeschlossen werden. Wie Simulationen in Referenz [Kra00] gezeigt haben, können Stufen mit Amplituden kleiner als 2 mHz und sehr dicht am Endpunkt nicht aufgelöst werden.

Durch Ergebnisse späterer Messungen in Troitsk, die sich nicht gut in die Hypothese einer oszillierenden Stufenposition einfügen ließen, ist man dort inzwischen von dieser Interpretation etwas abgerückt. Auf der Suche nach Stufen wird man in Troitsk in den neueren Spektren nach wie vor fündig.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

Der folgende Abschnitt wird eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse der Mainzer Messungen des Jahres 1999 geben und die daraus abgeleiteten Erkenntnisse diskutieren. Es folgt zum Abschluß ein Abschnitt, der die Richtung der Mainzer Aktivitäten der Jahre 2000/2001 skizziert und einen kurzen Ausblick auf Aufgaben der folgenden Jahre liefert.

5.1 Diskussion der Ergebnisse der Messungen 1999

Am Ende von Kapitel 2 wurden 3 Aufgaben bzw. Fragestellungen formuliert, die sich aus den Messungen der vorangegangenen Jahre für die Datennahme des Jahres 1999 ergeben hatten:

1. Es sollten so viele Langzeitmessungen wie möglich durchgeführt werden, mit der Zielsetzung, den statistischen Fehler deutlich zu senken und damit die Sensitivität der Mainzer Apparatur auf eine Neutrinomasse im Bereich von etwa $2\text{eV}/c^2$ zu bringen.
2. Es sollten reproduzierbar Messungen hoher Güte durchgeführt werden, um Probleme, wie sie aus den Ergebnissen der Messungen von 1998 erwachsen, zu vermeiden bzw. Erklärungen für diese zu finden.
3. Das Phänomen “Troitsk Anomalie” sollte untersucht werden, zum einen durch Messungen zu Zeiten, die eine Klärung des postulierten Zeitverhaltens der Störung erlaubten, zum anderen durch parallele Messungen in Troitsk und Mainz, um zu untersuchen, ob es sich um einen lokalen oder globalen Effekt handelt.

Zu Punkt 1: 1999 wurden mit der Mainzer Apparatur 3 Tritiummeßphasen von insgesamt 4 Monaten Dauer durchgeführt, die eine effektive Meßzeit von 55 Tagen auf das Tritium- β -Spektrum erbrachten. In Anbetracht der Gruppenstärke, der technischen und infrastrukturellen Gegebenheiten des Experimentes, des zusätzlichen

Zeitaufwandes für Vor- und Nachbereitung der Meßphasen, der nötigen Zeit für die Auswertung der Daten, sowie der Notwendigkeit, zusätzliche systematische Messungen unter anderem für die Durchführung von Diplomarbeiten zu erbringen, kann man Apparatur und Mannschaft im Jahr 1999 als maximal ausgelastet ansehen. Mit den so gewonnenen Daten konnte der statistische Fehler der 70eV-Analyse für den Parameter m_ν^2 (s. Abschn. 4.5.4) um einen Faktor 2,4 von $6,0 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ (s. Referenz [Bor00]) auf $\pm_{2,2}^{2,5} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ gesenkt werden. Das Ergebnis für den Fitparameter Neutrinomassenquadrat lautet:

$$m_\nu^2 = -1,6 \pm_{2,2}^{2,5} \text{stat} \pm 2,1_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (\text{Q5} - \text{Q8}). \quad (5.1)$$

Aus diesem Ergebnis läßt sich die zur Zeit niedrigste Obergrenze für die Masse des Elektronantineutrinos ableiten. Mit dem Verfahren des “unified approach” [Fel98] ergibt sich daraus

$$m_{\bar{\nu}_e} \leq 2,2 \text{ eV}/\text{c}^2 \quad (95\% \text{ C.L.}). \quad (5.2)$$

Das ebenfalls in Abschnitt 4.5.4 vorgestellte Auswerteverfahren für die letzten 15eV des Spektrums liefert das folgende Ergebnis:

$$m_\nu^2 = +0,6 \pm 2,8_{\text{stat}} \pm 2,5_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (\text{Q3} - \text{Q8}) \quad (5.3)$$

$$m_{\bar{\nu}_e} \leq 2,8 \text{ eV}/\text{c}^2 \quad (95\% \text{ C.L.}). \quad (5.4)$$

Die Daten sind innerhalb der Fehler voll mit einer Neutrinomasse von $0 \text{ eV}/\text{c}^2$ verträglich und liefern in keinem der betrachteten Auswertintervalle einen Hinweis auf eine nichtverschwindende Neutrinomasse. Die mit den Mainzer Messungen erreichte Sensitivität auf m_ν^2 beträgt $2,5 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ ¹. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden erstmals auf der “NEUTRINO-2000” Konferenz in Kanada der Öffentlichkeit vorgestellt [Bon01].

Die Messung Q8, die mit knapp 8 Wochen Dauer bisher längste Messung mit einem einzelnen Quellfilm, erbrachte die in Abschnitt 4.4 vorgestellte Erkenntnis, daß während der Messung von einem kontinuierlichen Auffrieren von Wasserstoff auf den Quellfilm ausgegangen werden muß. Daraus resultiert eine mit der Zeit ansteigende Wahrscheinlichkeit für Energieverluste der β -Elektronen in der Deckschicht, und damit wächst mit der Zeit der damit zusammenhängende Anteil des systematischen Fehlers. Als Konsequenz ergibt sich daraus, daß die Meßdauer an einem einzelnen Tritiumfilm auf maximal 4 Wochen beschränkt werden sollte und dann bei Bedarf lieber ein neuer Quellfilm präpariert werden sollte, was, wie die Messungen Q6 und Q7 (unfreiwillig) gezeigt haben, bei durchgängig laufendem Quellkryostaten problemlos

¹Wenn man davon ausgehen kann, daß es keinen Hinweis auf eine nichtverschwindende Neutrinomasse gibt, dann ist zu erwarten, daß die Ergebnisse der Einzelmessungen innerhalb der Fehler um Null schwanken. Durch das Zusammenfügen mehrerer Messungen wird der statistische Fehler und damit die Bandbreite der Schwankung reduziert. Es ist jedoch auch für Messungen guter statistischer Genauigkeit mit Ergebnissen innerhalb der Bandbreite des Gesamtfehlers zu rechnen. Das Verfahren des “unified approach” zur Ermittlung der Obergrenzen bedingt es, daß die so gewonnenen Ergebnisse vom Wert der besten Anpassung des Parameters m_ν^2 abhängig sind. Die Sensitivität der Messungen erhält man dagegen, indem man aus dem Gesamtfehler der Messung unter der Annahme m_ν^2 sei $0 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ die Obergrenze für die Neutrinomasse nach dem gewählten Verfahren (“unified approach”) ermittelt.

möglich ist.

Zu Punkt 2: Wie im Abschnitt 4.5 gezeigt, sind alle drei Messungen des Jahres 1999 störungsfrei und in ausgezeichneter Art und Weise mit einer verschwindenden Neutrinomasse vereinbar. Die Qualität der Messungen ist mindestens so gut wie die der Messung Q5 des Jahres 1998, die als die bisher beste galt. Durch die Berücksichtigung einer zeitabhängigen Wasserstoffbedeckung der Quellfilme (s. Abschn. 4.4) sind auch kleine Diskrepanzen zwischen den Messungen ausgeräumt worden. Bei der Präparation der Quellfilme und der Durchführung der Messungen wurde sich weitgehend an die Vorgaben der Messung Q5 gehalten². Daraus resultierte, daß die Messungen Q6, Q7 und Q8, wie vorgesehen, unter nahezu identischen Bedingungen durchgeführt worden sind und sie damit die Anforderungen an reproduzierbare Messungen ausgezeichnet erfüllt haben.

Zu Punkt 3: Die zeitliche Lage der Meßphasen des Jahres 1999 wurde so gewählt, daß die nach der "Troitsk Hypothese" zu erwartende Stufenlage möglichst weit von der Endpunktenergie des Tritium- β -Spektrums entfernt war. Dadurch war für die Mainzer Apparatur mit einer weitgehenden Entkopplung zwischen den Parametern der Stufe und den übrigen Fitparametern zu rechnen. Die fehlenden Hinweise auf das Vorhandensein einer Stufe im gemessenen Spektrum (s. Abschn. 4.6) stützen die nach den Messungen von 1997 und 1998 gemachte Aussage der Mainzer Gruppe, nach der die Mainzer Daten im Widerspruch zur postulierten halbjahresperiodischen Schwankung der Stufenposition stehen. Da in keinem der Datensätze seit Messung Q5 mehr Anzeichen für Stufen zu finden sind, und andererseits die Abbildung 4.23 zeigt, daß die in den Troitsker Daten gefundenen Stufen stets eine positive Amplitude beträchtlicher Größe aufweisen, muß man wohl soweit gehen, die Stufe als einen lokalen Artefakt unbekannter Herkunft zu bezeichnen, der in der Regel bei Mainzer Messungen nicht auftritt.

Zwei Einschränkungen bezüglich der Aussage zur "Troitsk Anomalie" sind aus Mainzer Sicht noch anzubringen. Zum einen ist das Vorhandensein von Linien im primären β -Spektrum für sehr kleine Amplituden ($\leq 2\text{mHz}$) sehr dicht am Endpunkt des Spektrums mit der Mainzer Apparatur nicht vollständig auszuschließen, ebenso wie sich Linien schnell ändernder Lage und Amplitude (Zeiträume bis zu einigen Tagen) mit der Mainzer Apparatur aus Gründen der Statistik nicht auflösen lassen. Zum anderen ist die Ursache für die stufenartige Störung in der Messung Q4 (1998) nach wie vor nicht genau aufgeklärt worden.

Die Absicht, zeitlich parallele Messungen in Mainz und Troitsk durchzuführen, gestaltete sich im Jahre 1999 recht schwierig. Während der kombinierten Meßphase Q6/Q7 sind auch in Troitsk einige Tage Daten genommen worden. In Abbildungen

²Die einzigen Unterschiede zwischen der Messung Q5 und den Messungen des Jahres 1999 lagen in einem größeren maximal akzeptierten Startwinkel δ_{max} (62° statt 45°), einer etwas geringeren Quelldicke ($430\text{\AA}$ bzw. $455\text{\AA}$ statt $475\text{\AA}$) sowie einer leicht geänderten Meßpunktverteilung.

4.22 und 4.23 sind dies die Messungen 12 und 13. Die Stufen tauchen an den “richtigen” Stellen auf und zumindest die Amplitude der Stufe in Messung 12 ist so groß, daß sie der Mainzer Messung nicht hätte verborgen bleiben können. Während der Herbstmessung war es vorgesehen, von Oktober an möglichst lange parallel in Mainz und Troitsk zu messen. Der Beginn der Messung in Troitsk verzögerte sich jedoch aufgrund technischer Probleme bis in den Dezember. Das bemerkenswert hohe und sehr weit im Spektrum befindliche Stufensignal der Troitsker Messung 15 stammt aus der 3. Dezemberwoche, unmittelbar nach Beendigung der Mainzer Meßphase am 14.12.1999.

5.2 Weitere Aktivitäten der Mainzer Neutrino Gruppe

In den Jahren 2000 und 2001 sind jeweils zwei weitere Tritiummeßphasen mit der Mainzer Apparatur durchgeführt worden, deren Auswertung in der Doktorarbeit von Ch. Kraus [Kra] erfolgt. Unmittelbar vor den Messungen des Jahres 2000 wurden ausführliche Testmessungen zu Untergrundprozessen im Mainzer Experiment durchgeführt. Diese werden in der Diplomarbeit von J.-P. Schall [Sch01] diskutiert. Die Untergrundzählrate zu Beginn der 2000er Tritiummeßphase lag höher als bei den letzten Tritiummessungen ³. Weiterhin zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen Hin- und Rücklauf in den Tritiumspektren (vgl. Abschn. 4.5.3). Aufgrund dieser Probleme führten die Datensätze des Jahres 2000 nicht zu einer weiteren Verbesserung der Neutrinomasse. Zu den Meßphasen des Jahres 2001 wurde das Spektrometer daraufhin mit dem Ziel, eine minimale Untergrundzählrate zu erreichen, vorbereitet. Dieses Vorgehen zahlte sich aus, die Daten der Messungen fügen sich ausgezeichnet in das Bild der 1999er Daten ein [Kra].

Mit den momentan erreichten Ergebnissen nähert man sich dem Sensitivitätslimit der bestehenden Tritium- β -Experimente von etwa $2,0 \text{ eV}/c^2$ ⁴, ohne daß Anzeichen für eine Neutrinomasse im Tritium- β -Spektrum zu finden wären. Die Ergebnisse des Neutrinooszillationsexperimentes Super-Kamiokande [Fuk98, Fuk00] erfordern, wie bereits im Kapitel 1 angesprochen, daß mindestens eines der drei Neutrinos eine Masse $m_\nu > 0,05 \text{ eV}/c^2$ aufweist. Um die absolute Massenskala der Neutrinos zu bestimmen, sind Experimente zur direkten Massenmessung nötig, die sich diesem Wert möglichst weit nähern. Aus diesem Grund entstanden Überlegungen zu neuen, größeren Tritium- β -Experimenten. Erste Ideen dazu wurden auf der “International School of Nuclear Physics” in Erice im Jahre 1997 unabhängig von V.M. Lobashev [Lob98]

³Als Grund für die höhere Untergrundzählrate ist aller Wahrscheinlichkeit nach anzusehen, daß das letzte Ausheizen des Spektrometertanks mehr als ein Jahr zurück lag und während der Untergrundmeßphasen sich die Oberflächenbelegung im Tank verändert hat.

⁴Die Sensitivität der Tritium- β -Experimente läßt sich nur durch eine gleichzeitige Verbesserung des systematischen und des statistischen Fehlers erreichen. Durch einige Anstrengung und der Berücksichtigung der neuesten Erkenntnisse bzgl. der Präparation und der Topologie von Tritiumfilmen wäre es wahrscheinlich möglich, den systematischen Gesamtfehler unter $2 \text{ eV}/c^2$ für $E_{\text{low}} = 18,5 \text{ keV}$ zu drücken. Der statistische Fehler könnte durch 3 weitere Jahre Datennahme im Umfang wie im Jahr 1999 auf etwa die Hälfte gedrückt werden.

und E.W. Otten [Bar98b] vorgestellt. Die Überlegungen der Mainzer Gruppe wurden konkretisiert und mündeten in eine Veröffentlichung [Bon99], in der neben einem nicht integrierenden Betriebsmodus des Mainzer Spektrometers, dem sogenannten “time-of-flight” Modus, Abschätzungen zu Anforderungen an ein Spektrometer nach Mainzer (bzw. Troitsker) Bauart mit einer Sensitivität auf $m_\nu < 1 \text{ eV}/c^2$ vorgestellt wurden. Zwei Anforderungen an zukünftige Tritium- β -Spektrometer wurden dabei benannt. Zum einen muß man näher am Endpunkt des Tritium- β -Spektrums messen, da der relative Einfluß einer endlichen Neutrinomasse auf die Zählrate mit m_ν^2 skaliert. Da die Zählrate eines integrierenden Spektrometers mit der dritten Potenz des Abstandes von der Endpunktenergie wächst, muß der massive Verlust an Zählrate durch eine größere Luminosität L des Spektrometers kompensiert werden. Die Luminosität L ist durch das Produkt aus der Quellfläche A_S und dem akzeptierten Raumwinkel $\Delta\Omega/4\pi$ gegeben. Als weiterer positiver Effekt der Vermessung des Spektrums näher am Endpunkt ist die Verringerung des Einflusses systematischer Fehler zu sehen. Zum anderen sollte die Energieauflösung des Spektrometers ΔE bei einer Vermessung der Neutrinomasse im sub-eV Bereich $\lesssim 1 \text{ eV}$ betragen. Nach Gleichung 2.13 folgt, daß zur Erzielung einer besseren Auflösung ein größeres Verhältnis zwischen dem minimalen und dem maximalen Magnetfeld des Spektrometers eingestellt werden muß. Nun skaliert jedoch das Verhältnis zwischen Quellfläche A_S und Fläche der Analysierebene A_A umgekehrt proportional zu dem Verhältnis der Magnetfelder an den beiden Orten. Man kann also die Anforderung an die Größe der Analysierebene wie folgt ausdrücken:

$$A_{\text{analysing}} = \frac{E}{\Delta E} \cdot L \cdot 2(1 + \cos(\theta_{\text{max}})) \quad (5.5)$$

wobei θ_{max} dem maximalen akzeptierten Startwinkel für Elektronen aus der Quelle entspricht. Der Durchmesser der Analysierebene und damit die Abmessungen der gesamten Apparatur müssen also deutlich größer werden. In Erice wurde ein Spektrometer mit einem Durchmesser von etwa 5m vorgeschlagen. Im Juni 1999 wurde das Konzept eines großen Tritium- β -Experimentes in Form eines Posterbeitrages auf der Internationalen Konferenz PANIC’99 in Uppsala, Schweden vorgestellt [Fäl00]. In der zweiten Hälfte des Jahres 1999 wurde von Seiten der Mainzer Gruppe zusammen mit Vertretern aus Troitsk Kontakt mit dem Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) aufgenommen. Das FZK verfügt neben einer starken Gruppe, die sich mit Neutrinophysik beschäftigt, vor allem über ein geeignetes ziviles Tritiumlabor (TLK)⁵. Im Verlauf der Zusammenarbeit der Gruppen aus Mainz, Troitsk und Karlsruhe kristallisierte sich im darauf folgenden Jahr ein Konzept mit einer gasförmigen Tritiumquelle zur Vermessung des Tritium- β -Spektrums, einer festen Tritiumquelle zur Durchführung ergänzender systematischer Messungen, sowie einem Spektrometertank von 7m Durchmesser heraus. Im Januar 2001 wurde ein Workshop über Neutrinomassen im sub-eV Bereich [Lie01] organisiert, in dessen Verlauf erstmals der Name des Neuen Projektes, KATRIN (Karlsruher-Tritium-Neutrinoexperiment), vorgestellt wurde. Im Juni 2001 wurde die KATRIN Kollaboration formell aus der Taufe gehoben. Ihr

⁵“Das TLK ist das einzige zivile Tritiumlabor in der EU und Amerika, das die Infrastruktur und die nötige langjährige Erfahrung im Umgang mit Tritium aufweisen kann, um solch eine herausfordernde Aufgabe zu erfüllen” [Glu02].

gehören neben den Gruppen aus Mainz und Troitsk, sowie Gruppen aus drei Instituten des FZK, auch Gruppen der Universität Karlsruhe und der Fachhochschule Fulda an. Weitere Kollaborationspartner außerhalb Deutschlands sind Gruppen aus Prag, Tschechien und Washington, USA. Im September 2001 wurde ein “Letter-of-Intent” (LoI) für das KATRIN Projekt verabschiedet [KAT01].

In Mainz sind seit 1999 umfangreiche Vorarbeiten für das Projekt des neuen großen Tritiumexperimentes durchgeführt worden. Insbesondere sind dies Berechnungen zu Fragen des elektro-magnetischen Designs in den Diplomarbeiten von L. Fickinger [Fic00], B. Flatt [Fla01] und Th. Thümmel [Thü02] sowie der Dissertation von B. Flatt [Fla], sowie systematische Untersuchungen zu Prozessen des Spektrometeruntergrundes in den Diplomarbeiten von J.-P. Schall [Sch01] und B. Müller [Mül02]. Im Jahr 2002 soll das Mainzer Spektrometer geöffnet werden und die Elektrodenkonfiguration in der Weise geändert werden, daß eine größere Ähnlichkeit zu dem Konzept des KATRIN-Projektes herrscht. Der Einbau einer zusätzlichen viergeteilten Elektrode ist geplant, die durch Dipolfelder die Speicherbedingungen für geladene Teilchen im inneren des Spektrometers beeinflussen soll. Für Frühjahr und Sommer 2002 sind Untergrundmessungen mit dem umgebauten Mainzer Spektrometer geplant, in der zweiten Jahreshälfte soll außerdem versucht werden, in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik (IK) des FZK, Koinzidenzmessungen für müoneninduzierte Untergrundereignisse am Mainzer Spektrometer durchzuführen.

Anhang A

Meßpunktverteilung der Tritiummeßphasen Q6, Q7 und Q8

Zur Messung des Tritium- β -Spektrums wurden, wie in den Abschnitten 2.2.5 und 2.2.7 beschrieben, sogenannte Meßpunktverteilungen verwendet. Sie geben an, bei welcher Energie wie lange gemessen werden soll. Die Meßpunktverteilungen der Tritiummeßphasen Q6, Q7 und Q8 sind in den folgenden Tabellen aufgelistet.

Tabelle A.1: Meßpunktverteilung für die Meßphasen Q6 und Q7, 18370 eV bis 18660 eV.

index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]
1	18660	20	23	18547	20	45	18553	20
2	18630	20	24	18541	20	46	18555	20
3	18600	20	25	18535	20	47	18557	20
4	18580	20	26	18529	20	48	18558	20
5	18574	20	27	18515	20	49	18559	20
6	18571	20	28	18500	20	50	18560	20
7	18569	20	29	18485	20	51	18561	20
8	18568	20	30	18460	20	52	18562	20
9	18567	20	31	18430	20	53	18563	20
10	18566	20	32	18400	20	54	18564	20
11	18565	20	33	18370	40	55	18565	20
12	18564	20	34	18400	20	56	18566	20
13	18563	20	35	18430	20	57	18567	20
14	18562	20	36	18460	20	58	18568	20
15	18561	20	37	18485	20	59	18569	20
16	18560	20	38	18500	20	60	18571	20
17	18559	20	39	18515	20	61	18574	20
18	18558	20	40	18529	20	62	18580	20
19	18557	20	41	18535	20	63	18600	20
20	18555	20	42	18541	20	64	18630	20
21	18553	20	43	18547	20	65	18660	20
22	18550	20	44	18550	20			

Tabelle A.2: Meßpunktverteilung für Meßphase Q8, 18370 eV bis 18660 eV.

index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]	index	E [eV]	t [s]
1	18660	20	27	18547	20	53	18551	20
2	18630	20	28	18541	20	54	18552	20
3	18600	20	29	18535	20	55	18553	20
4	18580	20	30	18529	20	56	18554	20
5	18574	20	31	18520	20	57	18555	20
6	18571	20	32	18515	20	58	18556	20
7	18569	20	33	18510	20	59	18557	20
8	18568	20	34	18500	20	60	18558	20
9	18567	20	35	18485	20	61	18559	20
10	18566	20	36	18460	20	62	18560	20
11	18565	20	37	18430	20	63	18561	20
12	18564	20	38	18400	20	64	18562	20
13	18563	20	39	18370	40	65	18563	20
14	18562	20	40	18400	20	66	18564	20
15	18561	20	41	18430	20	67	18565	20
16	18560	20	42	18460	20	68	18566	20
17	18559	20	43	18485	20	69	18567	20
18	18558	20	44	18500	20	70	18568	20
19	18557	20	45	18510	20	71	18569	20
20	18556	20	46	18515	20	72	18571	20
21	18555	20	47	18520	20	73	18574	20
22	18554	20	48	18529	20	74	18580	20
23	18553	20	49	18535	20	75	18600	20
24	18552	20	50	18541	20	76	18630	20
25	18551	20	51	18547	20	77	18660	20
26	18550	20	52	18550	20			

Anhang B

Durchführung einer standardisierten Tritiummeßphase

In diesem Abschnitt wird die Durchführung einer standardisierten Tritiummeßphase beschrieben, wie er seit dem Frühjahr '98 (Messung Q3) im Mainzer Experiment stattfindet. Dieser Abschnitt wurde aus der Referenz [Bor00] übernommen und ist hier nur der Vollständigkeit halber nochmals dargestellt.

Man benötigt ca. 2-3 Wochen Vorbereitungszeit (Laborarbeit) bis zum Start einer Tritiummeßphase. Die Datennahme selbst dauert dann in der Regel 4 bis 6 Wochen. Der Ablauf einer Tritiummeßphase sieht im Einzelnen folgendermaßen aus:

1. Vorbereitung des Spektrometers (Kaltfahren der Solenoide, Überprüfung der Hochspannungsanordnung, Einstellen der Meßelektronik, Kaltfahren des magnetischen Krümmers).
2. Messung der Untergrundzählrate ohne Tritiumquelle.
3. Kryptonreferenzmessung (Bestimmung der Lage der 17.825 keV K32-Konversionselektronenlinie des $^{83\text{m}}\text{Kr}$ zur Kalibration der Hochspannung, s. auch Abschn. 3.2.1).
4. Definierte Präparation der Tritiumquelle mit Hilfe der Ellipsometrie wie in Referenz [Bor00] und Abschnitt 3.2.2 beschrieben.
5. Minimierung der Untergrundzählrate mit Hilfe der Erdfeldkompensationsspulen ('Verschieben' des magnetischen Flußschlauches im Inneren des Spektrometers, s. Ref. [Bor00]).
6. Justage der Tritiumquelle im magnetischen Krümmer mittels Zählratenvergleiches der einzelnen Detektorsegmente. Das Ziel ist eine maximale Zählrate im Detektor.
7. Während der Messung des Tritium- β -Spektrums: Überwachung und Protokollierung der Experimentparameter.

8. Direkt nach Stop der Datenaufnahme: Messung der Ellipsometrieparameter zur Kontrolle der Tritiumfilmdicke (hat sich die Filmdicke seit dem Auffrieren geändert?).
9. Bei Bedarf Aufladungsmessung mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$, das direkt auf die Tritiumquelle aufkondensiert wird.
10. Abdampfen der Tritiumquelle.
11. Erneute Kryptonreferenzmessung.
12. Ausheizen des Quellvakuumsystems (Tritium-Dekontamination).

Literaturverzeichnis

- [Aal02] C.E. Aalseth et al., hep-ex/0202018
- [Ahm01] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001)
- [Apo99] M. Apollonio et al., Phys. Lett. **B466** (1999) 415
- [Ase00] V.N. Aseev, A.I. Belesev, A.I. Berlev, E.V. Geraskin, O.V. Kazachenko, Yu.E. Kuznetsov, V.M. Lobashev, R.P. Ostroumov, N.A. Titov, S.V. Zadorozhny, Yu.I. Zakharov, J. Bonn, B. Bornschein, L. Bornschein, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, A. Saenz, Eur. Phys. J. **D10** (2000) 39
- [Ath95] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2650
- [Azz88] R.M.A. Azzam & N.M. Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, North-Holland Verlag, 1988
- [Bac96] H. Backe, H. Barth, A. Bleile, J. Bonn, B. Degen, L. Fleischmann, M. Gundlach, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, Proc. XVII Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Neutrino 96, Helsinki/Finland, June 1996, World Scientific/Singapore
- [Bah01] J.N. Bahcall et al., JHEP **05** (2001) 015
- [Bar91] H. Barth, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1991
- [Bar97] H. Barth, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1997
- [Bar98a] R. Barate et al., Eur. Phys. Jour. **C2** (1998) 395
- [Bar98b] H. Barth, L. Bornschein, B. Degen, L. Fleischmann, M. Przyrembel, H. Backe, A. Bleile, J. Bonn, D. Goldmann, M. Gundlach, O. Kettig, E.W. Otten, G. Tietze, Ch. Weinheimer, P. Leiderer, O. Kazachenko and A. Kovalik, Prog. Part. Nucl. Phys. **40** (1998) 353
- [Baz00] A. Bazarko, Nucl. Phys. Procs. Suppl. **91** (2000) 210-215
- [Bel95] A.I. Belesev et al., Physics Letters **B350** (1995) 263
- [Bev69] P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill Book Company, 1969

- [Boe92] F. Boehm und P. Vogel, Physics of Massive Neutrinos, 2nd ed., Cambridge University Press, 1992
- [Bon99] J. Bonn, L. Bornschein, B. Degen, E.W. Otten, Ch. Weinheimer, NIM **A421** (1999) 256
- [Bon01] J. Bonn, B. Bornschein, L. Bornschein, L. Fickinger, B. Flatt, O. Kazachenko, A. Kovalik, Ch. Kraus, E.W. Otten, J.P. Schall, H. Ulrich, Ch. Weinheimer, Proc. of the Int. Conf. Neutrino 2000, Sudbury, Canada, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.), 2001
- [Bor85] S. Boris et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2019
- [Bor00] B. Bornschein, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Bor02] B. Bornschein, J. Bonn, L. Bornschein, E.W. Otten, Ch. Weinheimer, Veröffentlichung in Vorbereitung
- [Chu02] E.D. Church et al., hep-ex/0203023
- [Cib99] J. Ciborowski, J. Rembielinski, Eur. Phys. J. **C8** (1999)
- [Con96] R.N.J. Conradt, Dissertation, Universität Konstanz, 1996
- [Cow56] C.L. Cowan et al., Science **124** (3212) (1956) 103
- [Dan62] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36
- [Don01] DONUT-Collaboration, Nucl. Phys. Proc. Supple. **98** (2001), 43-47
- [Ell87] S.R. Elliot et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2020
- [Fäl00] G. Fäldt, B. Höistad, S. Kullander (Editors), Proceedings of the 15th International Conference on Particles and Nuklei, Uppsala, Schweden, 10-16 June, 1999, Nuclear Physics A 663 & 664 (2000) xiii-xiv, Preface
- [Far01] Y. Farzan et al., hep-ph/0105105
- [Fel98] G.J. Feldmann and R.D. Cousins, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873
- [Fer34] E. Fermi, Z. Phys. **88** (1934) 161
- [Fer02] F. Feruglio et al., hep-ph/0201291
- [Fey58] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, Physical Review **109** (1) (1958) 193
- [Fic98] L. Fickinger, Ch. Weinheimer, S. Zadorozhny, HV_MOD-Programm, 1998
- [Fic00] L. Fickinger, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Fis88] H. Fischer, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1988
- [Fla99] B. Flatt, Prema-Programm, 1999
- [Fla01] B. Flatt, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001

- [Fla] B. Flatt, Doktorarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Fle92] L. Fleischmann, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1992
- [Fle98] L. Fleischmann, Doktorarbeit, Universität Mainz, 1998
- [Fle00a] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Degen, M. Przyrembel, E.W. Otten, Ch. Weinheimer and P. Leiderer, J. Low Temp. Phys. **119** (2000) 615
- [Fle00b] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Bornschein, P. Leiderer, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, Euro. Phys. J. **B16** (2000) 521
- [Fri86] M. Fritschi et al., Phys. Lett. **B173** (1986) 485
- [Fuk98] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562
- [Fuk99] Y. Fukuda et al., Phys. Lett. **B467** (1999) 185
- [Fuk00] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3999
- [Ful00] G. Fuller, Phys. Rev. bf D61 (2000) 123005
- [Gei64] J. Geiger, Z. Phys. **181** (1964) 413
- [Glu02] M. Glugla, Leiter Forschung im Tritiumlabor Karlsruhe, persönliche Mitteilung, 2002
- [Gre69] D.L. Greenaway and G. Harbeke, Phys. Rev. **178** (1969) 1340
- [Hai90] R. Haid, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [Hol92] E. Holzschuh et al., Physics Letters **B287** (1992) 381
- [Jac82] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, W. de Gruyter, Berlin 1982
- [Jam94] F. James, MINUIT – Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual, CERN Geneva, 1994
- [KAT01] KATRIN Kollaboration, hep-ex/0109033
- [KATRIN] KATRIN Kollaboration, Homepage, <http://www-ik1.fzk.de/tritium/>
- [Kaw91] H. Kawakami et al., Physics Letters **B256** (1991) 105
- [Ket94] O. Kettig, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1994
- [Kit91] C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, Oldenburg Verlag, 1991
- [Kla01a] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur. Phys. J. A **12** (2001) 147-154
- [Kla01b] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Mod. Phys. Lett. A, Vol. 16, No. 37 (2001) 2409-2420
- [Kol67] W. Kolos et al., J. Chem. Phys. **46** (1967) 1426
- [Kol88] W. Kolos et al., Phys. Rev. **A37** (1988) 2297

- [Kra00] Ch. Kraus, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Kra] Ch. Kraus, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Kub92] G. Kube, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1992
- [Lat95] Rod Latham (Editor), High Voltage Vacuum Insulation, Acad. Press, 1995
- [Lie01] International Workshop on Neutrino Masses in the sub-eV Range, Bad Liebenzell/Deutschland, Januar 2001 (<http://www-ik1.fzk.de/tritium/liebenzell>)
- [Liu73] J.W. Liu, Phys. Rev. **A7** (1973) 103
- [Lob85] V.M. Lobashev et. al., Nucl. Inst. Meth. **A240** (1985) 305
- [Lob97] V.M. Lobashev, Vortrag beim Workshop on Weak Interaction and Neutrinos, Capri, Italy, 1997 (Kopie einer Vortragsfolie)
- [Lob98] V.M. Lobashev, Prog. Part. Nucl. Phys. **40** (1998) 337
- [Lob99] V.M. Lobashev et al., Phys. Lett. **B460** (1999) 227
- [Loe88] Th. Loeken, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1988
- [Lub80] V.A. Lubimov et al., Phys. Lett. **B 94** (1980) 266
- [May84] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, B. G. Teubner, Stuttgart 1984
- [Mig77] A.B. Migdal, Qualitative Methods in Quantum Theory, W.A. Benjamin Inc., London, Prog.Lib.
- [Moh91] R.N. Mohapatra, P.B. Pal, Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics, World Scientific, Singapore 1991
- [Mül87] K.H. Müller, Surf. Sci. **184** (1987) L 375
- [Mül02] B. Müller, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Par98] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1
- [Par00] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1
- [Pau30] W. Pauli, Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4.12.1930, nachzulesen in L.M. Brown, Phys. Today **31** (1978) 23
- [PAW95] PAW, Physics Analysis Workstation, Application Software Group Computing and Networks Group, CERN, 1995
- [Ped96] F.L. Pedrotti, L.S. Pedrotti, 'Introduction to Optics', Prentice-Hall International, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1996
- [Pic90] A. Picard, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990

- [Pic92] A. Picard, H. Backe, H. Barth, J. Bonn, B. Degen, Th. Edling, R. Haid, A. Hermann, P. Leiderer, Th. Loeken, A. Molz, R.B. Moore, A. Osipowicz, E.W. Otten, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger and Ch. Weinheimer, NIM **B63** (1992) 345
- [Pic92b] A. Picard, H. Backe, J. Bonn, B. Degen, R. Haid, A. Hermann, P. Leiderer, A. Osipowicz, E.W. Otten, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger and Ch. Weinheimer, Z. Phys. **A342** (1992) 71
- [Prz89] M. Przyrembel, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1989
- [Prz95] M. Przyrembel, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1995
- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. **113** (1959) 273
- [Rob91] R.G.H. Robertson et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 957
- [Sae99] A. Saenz, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, persönliche Mitteilung
- [Sae00] A. Saenz et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 242
- [Sch90] M. Schrader, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [Sch97] N. Schmitz, 'Neutrino-physik', Teubner Verlag, Stuttgart, 1997
- [Sch01] J.-P. Schall, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001
- [See81] W. Seelmann-Eggebert et al., 'Nuklidkarte', Gersbach u. Sohn Verlag, München, 1981
- [Sim81] J.J. Simpson, Phys. Rev. **D23** (1981) 649
- [Sto95] W. Stoeffl et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3237
- [Thü02] Th. Thümmler, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002
- [Tur99] M.S. Turner, astro-ph/9912211
- [Ulr00] H. Ulrich, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Wei89] Ch. Weinheimer, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1989
- [Wei93a] Ch. Weinheimer, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1993
- [Wei93b] Ch. Weinheimer, M. Przyrembel, H. Backe, H. Barth, J. Bonn, B. Degen, Th. Edling, H. Fischer, L. Fleischmann, J.U. Grooß, R. Haid, A. Hermann, G. Kube, P. Leiderer, Th. Loeken, A. Molz, R.B. Moore, A. Osipowicz, E.W. Otten, A. Picard, M. Schrader and M. Steininger, Physics Letters **B300** (1993) 210
- [Wei97] Ch. Weinheimer, CONTROL-Programm, 1997-2000
- [Wei99] Ch. Weinheimer, B. Degen, A. Bleile, J. Bonn, L. Bornschein, O. Kazachenko, A. Kovalik, E.W. Otten, Phys. Lett. **B460** (1999) 219

- [Wei00] Ch. Weinheimer, Habilitation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Wil87] J.F. Wilkerson et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2023
- [Wu57] C.S. Wu et al., Phys. Rev. **105** (1957) 1413