

Härtung des Energiespektrums kosmischer Myonen: Bau eines Iarocci - Detektorsystems an einem Höhenstrahlmessenstand

Diplomarbeit
an der Fakultät für Physik
der Ludwig – Maximilians – Universität
München

Marc Rykaczewski

München, den 19. August 2002

Erstgutachter: Herr Professor Dr. Arnold Staude
Zweitgutachter: Herr Professor Dr. Dietrich Habs

Vorwort

Für das ATLAS – Experiment, das z. Zt. am Europäischen Labor für Teilchenphysik CERN (Genf, Schweiz) für Messungen von Proton – Proton Wechselwirkungen bei höchsten Energien am Large Hadron Collider LHC vorbereitet wird, werden von der Ludwig Maximilians Universität (LMU) München 88 sogenannte MDT – Kammern für den Nachweis und Vermessung von Myonen gebaut. Diese Detektorelemente sind wesentlich für die präzise Messung der Impulse von Myonen und stellen somit ein wirksames Instrument für die Entdeckung neuer Teilchen, z.B. das Higgs – Teilchen, oder neuer physikalischer Phänomene, etwa der Supersymmetrie, dar.

Erforderlich für den erfolgreichen Einsatz der Kammern ist die akkurate Kenntnis der aktiven Detektorelemente, insbesondere der in den Kammern installierten Signaldrähte. Hierfür wurde von der LMU in Garching ein Höhenstrahlmessstand aufgebaut mit dem Myonen aus der kosmischen Strahlung zur Vermessung der Drahtpositionen analysiert werden können.

Die Präzision der Ortsbestimmung hängt kritisch von der Energie der kosmischen Myonen ab. Hochenergetische Myonen sind für die Eichung der Kammern besser geeignet als niederenergetische, da die hochenergetischen im Messstand keine oder nur eine geringe Vielfachstreuung an den Driftrohren erfahren und somit sind ihre Teilchenspuren geradlinig.

In dieser Arbeit wird eine Erweiterung des existierenden Messstandes durch die Hinzunahme eines „Iarocci“ – Detektors vorgestellt, der es erlaubt, niederenergetische Myonen zu selektieren und in den folgenden Analysen zu verwerfen. Da die MDT – Kammern eine relativ große Fläche abdecken, muss auch dieser Detektor dementsprechend eine große Fläche überdecken. Dies führte wiederum zu einem gewissen Aufwand bei seinem Bau. Alle Detektor – Komponenten wurden untersucht und auf ihre Funktionalität getestet. Es mussten die idealen Betriebsparameter ermittelt werden. Insbesondere wurden Gasmischungen und -flüsse, Hochspannungs – und Auslese – Elektronik untersucht. Ferner wurden für den zukünftigen Einsatz am Höhenmessstand das Ansprechverhalten untersucht und die Ortsauflösung gemessen. Mit dem Iarocci – Detektor wurde das zur Eichung benutzte Energiespektrum der Myonen gehärtet und die Drahtpositionen in den Kammern konnten mit einer erhöhten Präzision bestimmt werden.

Preface

The Ludwig Maximilians Universität (LMU) Munich is building 88 so-called MDT chambers for detection and measurement of muons, to be used in the ATLAS experiment which is at present in preparation and which will measure proton – proton interactions at highest energies at the Large Hadron Collider LHC of the European Laboratory for Particle Physics CERN (Geneva, Switzerland). These detector elements are essential for a precise momentum measurement of muons and hence a powerful device for detection of new particles, for example the Higgs particle, or new physics, like supersymmetry.

The accurate knowledge of the active detector elements, specially the signal wires which are installed in the chambers, is mandatory for the successful application of the chambers. For this purpose LMU has set-up a measurement station in Garching which is operated to measure the positions of the wires analysing cosmic ray muons.

The precision of the position measurement critically depends on the energy of the cosmic muons. High energy muons are better suited for the calibration of the chambers than low energetic ones, since high energetic muons no experience no, or only limited, multiple scattering with the drift tubes and therefore their tracks are straight.

This thesis presents an extension of the existing measurement station by adding a “Iarocci” – detector, which allows to select low energy muons and to cut them in subsequent analyses. This detector has to coat an adequately large area, since the MDT – chambers cover a relatively large surface. This has caused quite some effort during its construction. All components of the detector were examined and their performance was tested. It was necessary to determine the correct operating parameters. Especially gas mixtures and flows, high voltage – and readout – systems were studied. In addition, the efficiency was analysed and the position resolution was measured for the future operation in the cosmic ray station. The muon energy spectrum was hardened by using the Iarocci detector and the wire positions inside the chambers could be determined with an increased precision.

Préface

L'expérience ATLAS se trouve dans sa phase de construction au Laboratoire Européen pour la Physique des Hautes Energies CERN (Genève, Suisse). Le détecteur va être construit au LHC (Grand Collisionneur de Hadrons) pour étudier les interactions proton – proton à de hautes énergies. L'Université Ludwig Maximilians (LMU) de Munich construit 88 chambres MDT qui ont pour but d'identifier et mesurer les muons. Cet équipement de détection joue un rôle majeur dans la mesure de l'impulsion des muons et représente un instrument efficace dans la détection de nouvelles particules, telle la particule Higgs, ou de nouveaux phénomènes, comme la supersymétrie.

Une utilisation efficace nécessite la connaissance des positions des composants actifs et en particulier celle des fils. Pour mesurer ces positions, la LMU a construit un télescope à rayonnement cosmique qui utilise les muons créés dans les hautes couches atmosphériques.

La précision de la mesure de ces positions est dépendante de l'énergie des muons cosmiques. Les muons à haute énergie sont plus adaptés pour la calibration que ceux à basses énergies, car ils subissent une interaction avec la matière moindre. Ceci a pour conséquence de produire une déviation plus petite et des trajectoires reconstruites plus droites.

Cette thèse présente une extension du télescope avec un détecteur "Iarocci" qui permet de sélectionner des muons à basses énergies et de les supprimer dans les analyses. Les chambres MDT recouvrent une grande surface; ce qui nécessite la construction d'un détecteur supplémentaire sur une grande surface qui lui est au moins équivalente. Ceci entraîne un certain nombre de complications en ce qui concerne sa construction. Tous les composants du détecteur doivent être étudiés et leur fonctionnement testé. Il est nécessaire de déterminer les bons paramètres opérationnels. En particulier, les mélanges de gaz et de fluides, ainsi que l'électronique pour la haute tension et pour les plaques de cuivres sont à étudier. De plus, l'efficacité et la résolution sont mesurées pour la prochaine opération dans la station des rayons cosmiques. Le spectre des énergies des muons est durci par l'utilisation du détecteur "Iarocci" et la position des fils à l'intérieur des chambres peut être déterminée avec une précision accrue.

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation und physikalische Zielsetzung	5
1.1 Von den „Alten Griechen“ ins 21. Jahrhundert	5
1.2 CERN – Zentrum der Hochenergiephysik	7
1.3 Der LHC Beschleuniger	8
1.4 Der ATLAS Detektor	10
1.4.1 Der Innere Detektor	12
1.4.1.1 Das Pixel Detektorsystem	12
1.4.1.2 Das Silikonstreifen Detektorsystem	13
1.4.1.3 Der Transition Radiation Tracker	13
1.4.1.4 Auflösung des Inneren Detektors	13
1.4.2 Die ATLAS Kalorimeter	14
1.4.2.1 Das Elektromagnetische Kalorimeter	14
1.4.2.2 Das Hadronische Kalorimeter	15
1.4.3 Das ATLAS Myon Spektrometer	15
2. Der Höhenstrahlmessstand	19
2.1 Konstruktion der MDT – Kammern	20
2.2 Die Komponenten des Höhenstrahlmessstand	22
2.3 Der Betrieb der MDT – Kammern und die Eichung im Höhenstrahlmessstand	24
2.4 Nachweis eines Teilchendurchgangs durch die zwei Hodoskope	25
2.5 Des Iarocci – Detektor und die Vielfachstreuung	26
3. Funktionsweise eines Iarocci – Detektors	27
3.1 Das Iarocci – Rohr	28
3.2 Die Hochspannungselektronik	29
3.3 Entstehung und Entwicklung des Streamer – Signals	30
3.3.1 Die Primärionisation	30
3.3.2 Der Proportional – mode	31
3.3.3 Entwicklung des limitierten Streamers	31
3.4 Entstehung des Drahtsignals	32
3.5 Die Gasmischung	35
3.5.1 Die Komponenten der Gasmischung	35
3.5.2 Die Gasversorgung	35
3.5.3 Eigenschaft des Isobutans	36
3.6 Entstehung des Influenzstreifensignals	37
3.7 Zusammenfassung	38

4.	Untersuchung zweier Gasmischungen und Bestimmung des Gasflusses	39
4.1	Ziele	39
4.2	Aufbau für diese Untersuchungen	39
4.2.1	Überblick	39
4.2.2	Anordnung und Betrieb der Iarocci –Rohre	41
4.2.3	Das Gate – Signal für den ADC	41
4.3	Zwei Gasmischungen und die Stabilität	41
4.3.1	Die Wahl zwischen zwei Gasmischungen	41
4.3.2	Die Stabilität des Detektors mit der neuen Gasmischung	43
4.4	Bestimmung des Gasflusses	44
4.4.1	Einführung	44
4.4.2	Analyse der Daten	45
4.4.3	Ergebnisse der Untersuchung	48
4.5	Schlussfolgerungen	49
5.	Funktionsweise und Betrieb der Ausleseelektronik der Influenzstreifen	51
5.1	Die Komponenten der Elektronik	52
5.2	Die Funktionsweise des Schieberegister	53
5.2.1	Die drei Steuersignale	53
5.2.2	Das Speichern und Auslesen der Eingangszustände	54
5.3	Test der Ausleseelektronik mit künstlich erzeugten Signalen	55
5.3.1	Der Aufbau	55
5.3.2	Die Untersuchung	56
5.4	Test der Ausleseelektronik mit Streifensignale und Untersuchung der Hintergrundstörung	57
5.4.1	Der Aufbau	57
5.4.2	Der Speichervorgang und die Synchronisation des Clock – Signals	59
5.4.3	Der Auslesevorgang	61
5.4.4	Die Untersuchung der Hintergrundstörung	62
6.	Das Auslesen mit der Influenzstreifenelektronik	65
6.1	Ziel der Untersuchung	66
6.2	Positionierung der Iarocci – Rohre auf den Influenzstreifen	66
6.3	Berechnung der Streifensignalhöhe	68
6.4	Die Trefferarten als Funktion der Draht - bzw. Kationenladung	71
6.5	Die Trefferarten als Funktion der Komparatorschwelle	74

7.	Die Ortsauflösung und das Ansprechverhalten des Iarocci - Detektors ..	77
7.1	Gegenstand der Untersuchungen	78
7.2	Aufbau am Höhenstrahlmessstand	78
7.3	Störsignale der Ausleseelektronik	80
7.4	Position der Iarocci – Rohre relativ zu den Influenzstreifen	80
7.5	Position des Iarocci – Detektors	85
7.5.1	Positionsbestimmung des Detektors mit der Schublehre	85
7.5.2	Bestimmung der Detektorposition aus den Daten	86
7.6	Bestimmung der Wandkoordinaten der Streamer – Rohre	89
7.7	Klassifizierung der Ereignisse nach der Anzahl der Influenzstreifentreffer	94
7.8	Ortsauflösungen im Zentralbereich in Abhängigkeit der Trefferarten	95
7.8.1	Einfachtreffer	96
7.8.2	Doppeltreffer	98
7.8.3	Dreifachtreffer	100
7.8.4	Übersicht der Resultate	102
7.9	Die Influenzstreifen im Randbereich eines Iarocci – Rohrs	103
7.10	Streifentreffer zwischen Iarocci – Rohren	105
7.11	Zusammenfassung	108
8.	Das Ansprechverhalten des Detektors bei Iarocci –	
	Rohrverschiebungen	111
8.1	Die Auswirkungen von Verschiebungen	111
8.2	Verhältnis der Zweifachtreffer zwischen linkem und rechtem Streamer – Rohr	112
8.3	Die y – Verteilungen der Zweifachtreffer	114
8.4	Ermittlung der Iarocci – Rohrverschiebung mit den Daten	117
8.4.1	Die Verhältnisse der Ladungen der Trefferarten	117
8.4.2	Die Verhältnisse Trefferarten untereinander	120
8.5	Zusammenfassung	122
9.	Der Aufbau des Iarocci – Detektors am Höhenstrahlmessstand	123
9.1	Test der einzelnen Detektor – Komponenten	124
9.1.1	Die Iarocci – Rohre	124
9.1.2	Die Influenzstreifenplatte	125
9.2	Die Verkabelung des Detektors	127
9.3	Der Faraday – Käfig	128
10.	Der Iarocci – Detektor am Höhenstrahlmessstand	131
10.1	Rekonstruktion der Teilchenspuren	132
10.2	Vergleich der Residuen	133
10.2.1	Messbedingungen	133
10.2.2	Ergebnisse	134

11. Zusammenfassung	139
Anhang A: Schaltpläne der Influenzstreifenelektronik	141
Anhang B: Schaltpläne des Umwandlers (NIM in TTL und TTL in ECL)	145
Anhang C: Fotoalbum	147
Referenzen	153

1. Motivation und physikalische Zielsetzung

1.1 Von den „Alten Griechen“ ins 21. Jahrhundert

Eine der attraktivsten Zielsetzungen der Physik ist es, die physikalischen Vorgänge in der Welt mit möglichst wenigen, aber fundamentalen Gesetzen zu beschreiben. So ist es natürlich, dass eine der ersten Fragen in den Naturwissenschaften und sogar auch in der Philosophie der Existenz von Grundbausteine der Materie galt. Bereits vor etwa 2400 Jahren hatten Leukipp und Demokrit die Idee, alle Materie müsse aus gleichen, kleinen und unteilbaren Bausteinen, den Atomen („ατομος“), bestehen. Vor etwa mehr als einem Jahrhundert fanden diese Ideen zunehmend direkte Bestätigung als die Chemiker Meyer und Mendelejew das Periodensystem der Elemente aufstellten, und die Forscher einzelne Atome nachwiesen und systematisch einordnen konnten.

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts stellte sich jedoch heraus, dass mit den Atomen noch nicht die wahre Ursubstanz aller Materie gefunden war. Durch Rutherfords Streuexperiment von α -Teilchen an einer Goldfolie wurde der Nachweis erbracht, dass die Atome wiederum aus noch kleineren Bausteinen, den Kernen und Elektronen, bestehen.

In der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts wurde das Bild von den fundamentalen Bausteinen der Materie durch die Entdeckung einer Vielzahl neuer Teilchen oftmals modifiziert. Einige bedeutende Entdeckungen in diesem Zeitraum waren der Nachweis von Proton und Neutron als Bausteine der Atomkerne, sowie der Existenz von Pion, Myon und Neutrino. Allerdings ergab sich im Laufe der Jahre durch die Vielzahl der „Elementarteilchen“ ein ernstes Problem. Bis heute sind bereits mehr als 250 „Elementarteilchen“ bekannt; deutlich zu viele, um ihnen das Attribut „elementar“ zubilligen zu können. So stellte sich zwangsweise die Fragen nach den fundamentalen Bausteinen dieser Teilchen.

Die meisten dieser in Experimenten nachgewiesenen Teilchen sind Hadronen. Weil einige Gruppen dieser Hadronen sehr ähnliche Eigenschaften hatten, nahm man an, dass sie nicht die fundamentalen Bausteine der Materie sein können. In den sechziger Jahren brachte dann das Quarkmodell eine systematische Ordnung in die Vielfalt der hadronischen Teilchen. Demnach bestehen alle Hadronen aus einer Kombination von zwei (bosonisches Hadron bzw. Meson) oder drei (fermionisches Hadron bzw. Baryon) fundamentalen Bausteinen, den Quarks. Durch diese Kombinationen lassen sich alle Eigenschaften und Quantenzahlen von jedem Hadron zusammensetzen.

In den letzten 20 Jahren wurde experimentell direkt und indirekt erwiesen, dass es drei Neutrinogenerationen bzw. Quark- und Leptonfamilien gibt. Wie in Abbildung 1.1 [1] zusammengefasst dargestellt, gibt es in jeder dieser Familien zwei unterschiedliche Teilchen (Elektron und Elektron - Neutrino, Myon und Myon - Neutrino, Tau und Tau - Neutrino bzw. up und down, charm und strange, top und bottom). Alle diese fundamentalen Bausteine der Materie wurden, mit Ausnahme des Tau - Neutrinos, in Experimenten an Teilchenbeschleunigern nachgewiesen. Bis zu dem jetzigen Zeitpunkt sind also sechs Leptonen, sechs Quarks und die dazugehörigen Antiteilchen bekannt. Da sich die Eigenschaften der Teilchen in jeder Generation ähneln, wird es in speziellen Modellen der Teilchenphysik nicht ausgeschlossen, dass die wahren elementaren Bausteine der Materie noch nicht gefunden sind.

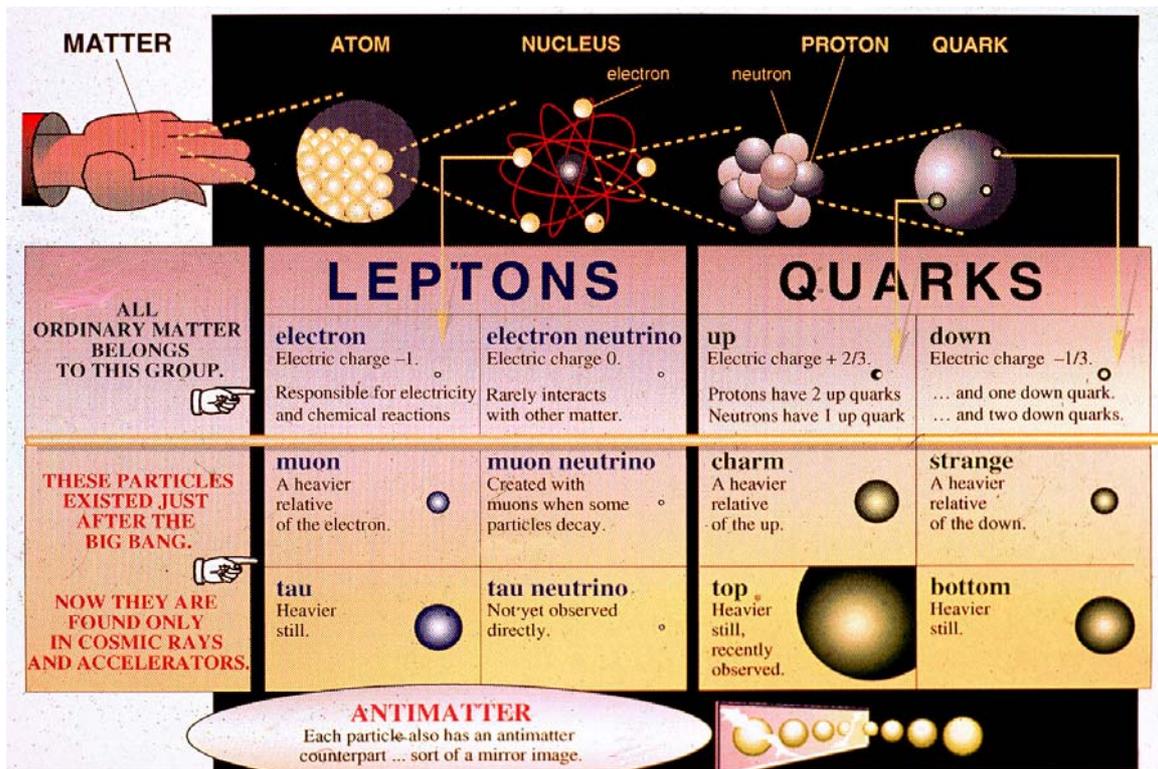


Abbildung 1.1: Die Teilchenfamilien der Leptonen und Quarks

Parallel zu den bedeutenden Entdeckungen neuer Quarks und Leptonen in den letzten 25 Jahren hat der Nachweis des Gluons sowie des intermediären Vektorbosons, dem Z^0 , und seiner geladenen Partner, dem W^+ und W^- , zu einer experimentellen Bestätigung einer in sich geschlossenen und kohärenten Beschreibung der Teilchenphysik geführt. Das sogenannte Standardmodell, das unter anderem auch die Vereinheitlichung von Prozessen der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung beschreibt, hat sich im letzten Quartal des 20. Jahrhunderts als erfolgreiche Beschreibung der Elementarteilchen und der sich in der Mikrowelt abspielenden Prozesse erwiesen. Die vier Experimente (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL) am LEP Speicherring des CERN und die beiden Experimente (CDF und D0) am Tevatron des Fermilab haben gerade in den vergangenen zehn Jahren das Standardmodell durch eine Vielzahl von Messungen bestätigen können.

Ein wesentliches Phänomen vermag das Standardmodell jedoch nicht zu beschreiben. Es ist nicht in der Lage zu erklären, warum Quarks und Leptonen Massen haben, die darüber hinaus sogar noch unterschiedlich sind. In Rahmen des Higgs - Mechanismus lässt sich dieses Phänomen erklären. Hierzu muss allerdings ein spezielles Teilchen, das Higgs - Teilchen, existieren, das für die Erzeugung von unterschiedlichen Massen verantwortlich ist. Die intensive Suche nach dem Higgs - Teilchen in einer Vielzahl von Experimenten der Hochenergiephysik war bislang erfolglos. Der zugängliche Energiebereich für diese Suche ist limitiert und bis zum heutigen Tage können die Experimente lediglich ein Higgs - Teilchen mit einer Masse, die kleiner ist als etwa 115 GeV ausschließen. Im Rahmen gängiger Modelle wird eine obere Grenze der Higgs-Masse bei etwa 1000 GeV angegeben.

Mit der Konstruktion des Large Hadron Collider, LHC, wurde am CERN bereits vor vielen Jahren begonnen. Der existierende Ringtunnel des LEP wird für das LHC benutzt. Die

Magnetanlage des LEP wird gegenwärtig abgebaut und durch eine neue, supraleitende Anlage ersetzt. Dieser neue Proton - Proton Speicherring soll im Jahre 2006 in Betrieb genommen werden. Der LHC wird eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV erreichen, und somit können neue Teilchen mit Massen bis in den TeV - Bereich entdeckt und erforscht werden.

1.2 CERN – Zentrum der Hochenergiephysik

Das Europäische Labor für Teilchenphysik CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf hat sich seit seiner Gründung im Jahre 1954 kontinuierlich zum weltweit anerkannten Brennpunkt der Hochenergiephysik entwickelt. Im Laufe der Jahrzehnte wurden zahlreiche bedeutende Entdeckungen in der Teilchenphysik gemacht. Experimente, die am CERN durchgeführt wurden, haben wesentlich zu unserem Verständnis der subatomaren Welt beigetragen.

Bereits bei seiner Gründung war CERN an vorderster Front der Grundlagenforschung. Anfangs wurden Experimente, die sich vornehmlich mit Untersuchungen der schwachen Wechselwirkungen beschäftigten, durchgeführt. Ein Höhepunkt der Forschungen am CERN war sicherlich die Entdeckung neutraler Ströme zu Beginn der 70er Jahre, eine fundamentale Bestätigung des Standardmodells.

Im Jahre 1971 wurde am CERN der erste bedeutende Speicherring, der Intersecting Storage Ring ISR (Proton - Proton Kollisionen), in Betrieb genommen, der den Weg zu sehr hohen Schwerpunktsenergien öffnete.

Die folgende Generationen der Beschleunigeranlagen am CERN erlaubte mit der SPS (Super Proton Synchrotron, Proton – Proton Kollisionen) Zugang in neue Energiebereiche. Im Jahre 1981 ermöglichte die Umrüstung des SPS in eine Proton – Antiproton Beschleunigeranlage den Zugang zu bedeutenden Entdeckungen. Ein Glanzpunkt der Experimente am CERN war ohne Zweifel die lang vorgehergesagte experimentelle Bestätigung der Existenz der intermediären Vektorbosonen Z und W^\pm – Untersuchungen, die letztlich durch die Vergabe des Nobelpreises im Jahre 1984 Würdigung fanden.

In der folgenden Generation der Beschleuniger hat das CERN eine bedeutende Änderung seiner Aktivität vorgenommen. Wurden bis dahin am CERN stets Protonen bzw. Antiprotonen benutzt, so wurde Mitte der 80er Jahre mit dem LEP (Large Electron Positron Collider) erstmals ein Leptonbeschleuniger gebaut und 1986 in Betrieb genommen. Die vier am LEP installierten Experimente (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL) haben durch Präzisionsmessungen und Untersuchungen der Vektorbosonen Z und W^\pm über einen Zeitraum von mehr als zehn Jahren wesentlich zu einem tieferen Verständnis des Standardmodells beigetragen. Es gibt eine Vielzahl von bedeutenden Messungen der LEP Experimente. Hier seien nur die Messung der Z Masse mit $m_Z = (91.1875 \pm 0.0021)$ GeV (Präzision: $2 \cdot 10^{-5}$!) [2] und die Bestimmung der Zahl der leichten Neutrino Familien $N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083$ [2] hervorgehoben.

Die reiche Ausbeute an neuen Erkenntnissen durch die Präzisionsmessungen der LEP Experimente ist sicherlich beeindruckend. Trotzdem konnten die LEP Experimente auf grund der beschränkten Energie nur untere Grenzen für die Masse des Higgs Teilchens angeben. Es

bleiben also, trotz der vielen erfolgreichen, hier nur kurz erwähnten, Experimente am CERN noch eine Vielzahl von offenen Fragen, die erst mit Zugang zu höheren Energie- bzw. Massenbereiche untersucht werden können. Aus der Vielzahl der zu untersuchenden Bereiche seien hier nur die Suche nach supersymmetrischen Teilchen und die experimentelle Bestätigung des Higgs Teilchens erwähnt.

Zugang zu neuen Phänomenen der Teilchenphysik wird der Large Hadron Collider, LHC, ermöglichen. Ende 1995 wurde die Umrüstung des LEP in den LHC Beschleuniger genehmigt.

1.3 Der LHC Beschleuniger

Zur Zeit wird am CERN der LHC Beschleuniger installiert. Der LHC selbst ist die letzte Ausbaustufe in einer Vielzahl von Teilchenbeschleunigern am CERN (Abbildung 1.2) [3] und wird es ermöglichen, Pakete von Protonen mit einer Energie von jeweils ca. 7 TeV zur Kollision zu bringen.

Es ist bereits Tradition am CERN existierende Beschleuniger als „Vorbeschleuniger“ neuer Anlagen einzusetzen. Beim LHC sind besonders bemerkenswert das Proton Synchrotron PS und das Super Proton Synchrotron SPS, die bereits vor mehr als 20 Jahren als damals energiereichste Beschleuniger zur Forschung benutzt wurden.

Für den Betrieb am LHC werden zuerst im LINAC Protonen auf eine Energie von 50 MeV gebracht und anschließend im Proton Synchrotron Booster, PSB, auf 1.4 GeV beschleunigt. Dann werden die Protonen in des Proton Synchrotron PS eingeleitet, wo man sie auf eine Energie von 25 GeV bringt. Vom PS werden die Protonenpakete in das SPS eingespeist und auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt. Letztlich werden die Protonen in die LHC Anlage geführt und auf ihre maximale Energie von 7 TeV gebracht. Vom SPS aus können Protonen sowohl im Uhrzeigersinn als auch entgegengesetzt ins LHC eingespeist werden. Damit ist es möglich, Protonen im entgegengesetzter Richtung zu führen und zur Kollision zu bringen.

Das LHC selbst wird in der bereits lange existierenden unterirdischen Tunnelanlage des LEP Beschleunigers installiert. Hierzu ist es nötig, die Führungsmagnete und Beschleunigungsanlagen des LEP durch entsprechend supraleitende Anlagen zu ersetzen. Der LHC wird auf einer Gesamtstrecke von 27 km die weltweit größte mit supraleitenden Magneten ausgestattete Forschungsanlage sein.

Der LHC ist konzipiert, in seinem optimalen Proton - Proton Betrieb mit 10^{11} Protonen pro Teilchenpaket eine Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu liefern. Bei einem zeitlichen Abstand von 25 ns zwischen benachbarten Teilchenpaketen wird das LHC also mit einer Frequenz von 40 MHz betrieben. Bei den erwarteten Wirkungsquerschnitten und Teilchenmultiplizitäten bedeutet dies eine Produktion von etwa 10^{10} bis 10^{12} Teilchen pro Sekunde. Produktionsraten dieser Größenordnung sind bislang noch nicht erzeugt worden und stellen für die Experimente am LHC eine große Herausforderung dar.

CERN Accelerators (not to scale)

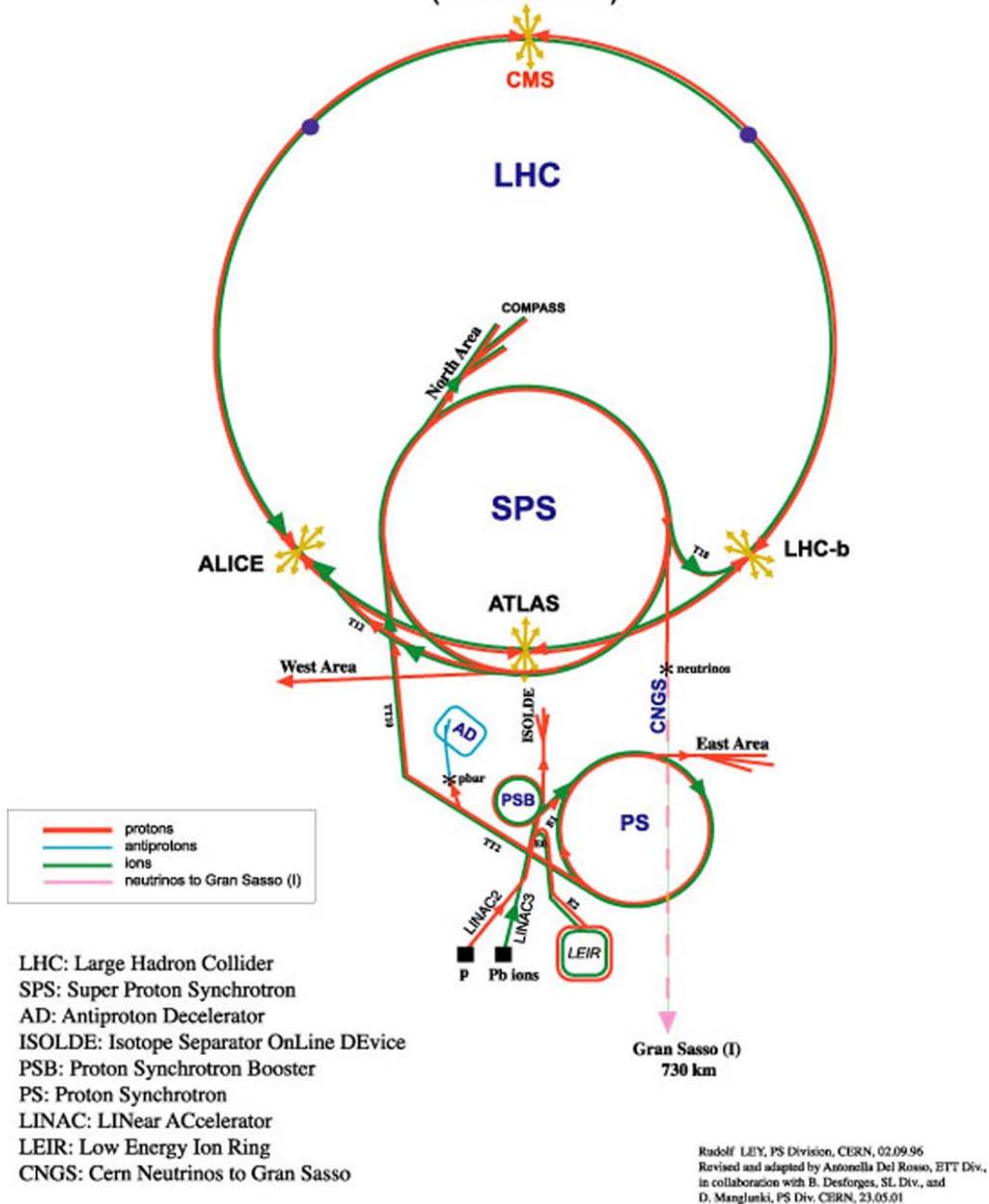


Abbildung 1.2: Die Beschleunigeranlagen des CERN

Am LHC werden vier Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHC-b installiert. Alle Experimente befinden sich z. Zt. in der Aufbauphase und sollen mit Beginn des LHC Betriebs im Jahre 2006 für die Datennahme bereit sein. Mögen die angewendeten Technologien und Analysen der Experimente noch so verschieden sein, so sind die Forschungsobjekte und bei ATLAS und CMS die Forschungsziele die gleichen.

In dieser Arbeit wird über die Konstruktion von Detektorelementen des Myon – Spektrometers für das ATLAS Experiment berichtet.

1.4 Der ATLAS Detektor

Mehr als 2000 Wissenschaftler aus mehr als 150 Universitäten und Forschungszentren in 34 Ländern haben sich zusammengeschlossen, um im Rahmen der ATLAS Kollaboration (A Toroidal LH C AparatuS) am LHC Forschung zu betreiben. Das Konzept des Detektors wurde bereits im Oktober 1990 beim ECFA Large Hadron Collider Workshop in Aachen [4] vorgestellt. In den folgenden fünf Jahren wurden die verschiedenen Detektorkomponenten optimiert und neue Technologien erforscht und weiterentwickelt. Im Januar 1996 wurde das ATLAS Experiment von den zuständigen Gremien des CERN für die Forschung am LHC genehmigt.

Seither werden die Bestandteile und Komponenten des Detektors in einer Vielzahl der beteiligten Institute gebaut und getestet. Sie treten danach ihre Reise zum CERN an, um dort in den spezifischen Sub – Detektoren integriert zu werden. Schließlich werden die einzelnen Sub – Detektoren in der Experimentieranlage des ATLAS Detektors ab dem Jahre 2004 integriert, um Mitte 2006 erste Daten am LHC aufzunehmen.

Der prinzipielle Aufbau des ATLAS Detektors folgt der üblichen Struktur von Detektoren an Speicherringen. Dieser Aufbau wird durch das unterschiedliche Verhalten von stabilen Teilchen bei Durchgang von Materie und durch die verschiedenen Nachweismethoden vorgegeben. Abbildung 1.3 [5] zeigt schematisch die Signalmuster, die die unterschiedlichen Teilchenarten bei durchqueren der verschiedenen Detektorkomponenten hinterlassen.

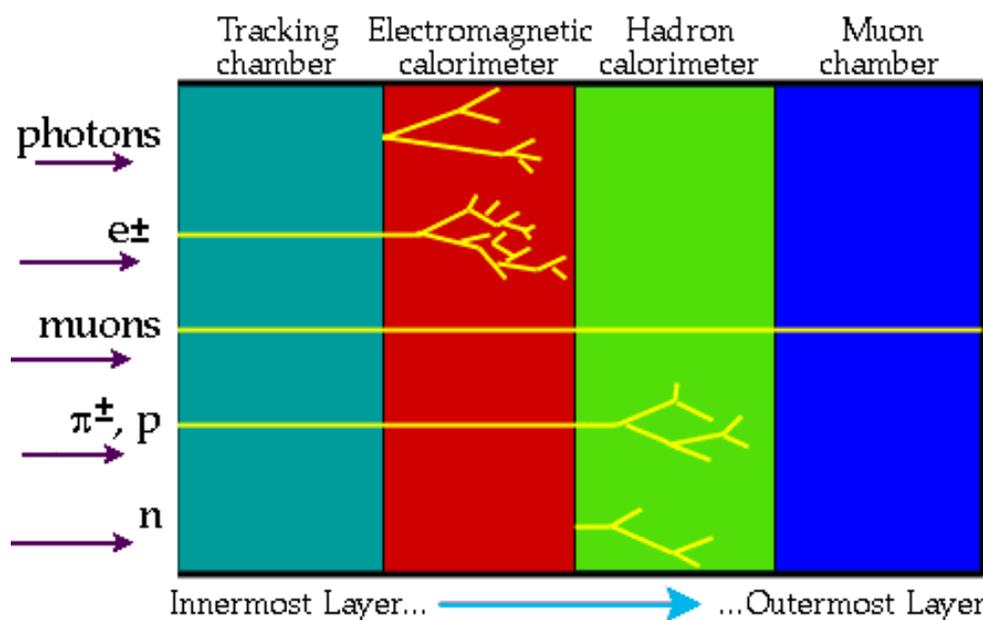


Abbildung 1.3: Signalmuster für verschiedene Teilchenarten in einem typischen Detektorsystem an Speicherringen

So hinterlassen z.B. die neutralen Photonen in den Spurenkammern, die ja nur auf geladene Teilchen empfindlich sind, kein Signal und werden im elektromagnetischen Kalorimeter vollständig absorbiert. Elektronen und Positronen werden ebenfalls im elektromagnetischen

Kalorimeter vollständig absorbiert, hinterlassen aber, da sie elektrisch geladen sind, eine Spur in den davorliegenden Spurkammern. Ähnlich hinterlassen Myonen, geladene Pionen, Protonen und Neutronen einen eindeutigen „Fingerabdruck“ im Detektorsystem bestehend aus Spurkammern und Kalorimetern.

Zusätzlich werden die Detektorsysteme im Regelfall in einem Magnetfeld betrieben. Dies erlaubt nicht nur zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen zu unterscheiden, sondern dient auch der Messung der Impulse der Teilchen.

Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Darstellung des ATLAS Detektors [6]. Mit einer Höhe von 22 Metern ist der Detektor so hoch wie ein fünfstöckiges Haus.

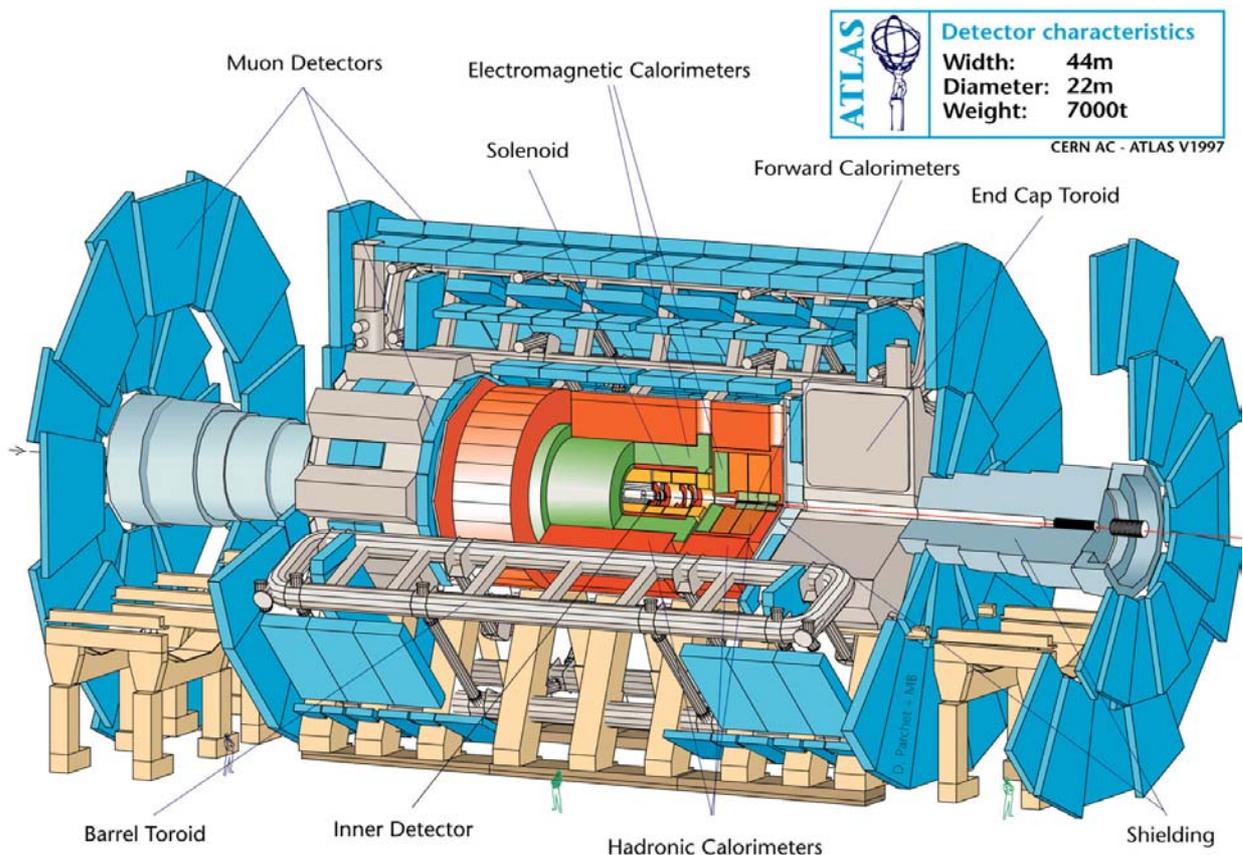


Abbildung 1.4: Der ATLAS Detektor

Im folgenden werden die einzelnen Detektorsysteme vorgestellt.

1.4.1 Der Innere Detektor

Der Innere Detektor misst Richtung, Impuls und Ladungsvorzeichen elektrisch geladener Teilchen, die bei der Proton – Proton Kollisionen entstehen. Der Innere Detektor (Abbildung 1.5) besteht aus drei aktiven Komponenten, den Pixel Detektoren, den Silikonstreifen Detektoren und den „Transition Radition Detektor“. Alle diese Detektoren sind in einem solenoidalen Magnetfeld mit einer Stärke von 2 Tesla installiert, das parallel zur Strahlachse verläuft.

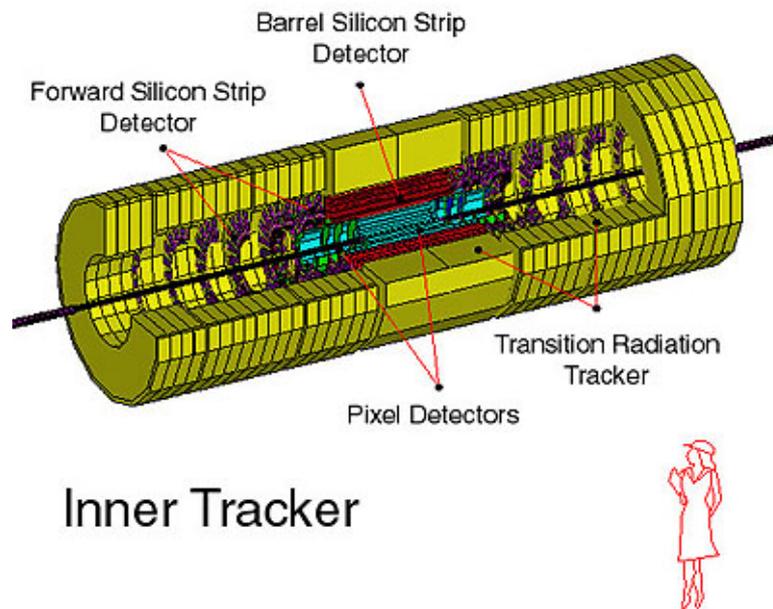


Abbildung 1.5: Der Innere Detektor des ATLAS Experiments

1.4.1.1 Das Pixel Detektorsystem

Bei der Kollision entstehende geladene Teilchen, die das LHC Strahlrohr verlassen und zuerst von den Pixel Detektoren registriert werden. Die Pixel Detektoren bestehen aus dünnen Schichten von Silikon und haben einen rechteckigem Querschnitt ("pixels"), $50 \mu\text{m} * 300 \mu\text{m}$. Etwa 140 Millionen Pixel werden in diesem Detektor installiert. Die Pixel werden im Zentralbereich (große Produktionswinkel) in drei konzentrischen Ringen in Abständen zwischen 4 und 14 cm um die Strahlachse angeordnet. Im Vorwärtsbereich (kleine Produktionswinkel) werden sie in vier großen Scheiben installiert.

Durchquert ein geladenes Teilchen einen Pixelsensor, so entsteht ein elektrisches Signal, das angibt, welches Element des Detektors getroffen wurde. Somit können einzelne Punkte der Teilchenspur mit einer Auflösung, die der Pixelgröße entspricht, bestimmt werden. Aus der Vielzahl der Spurenpunkte lässt sich die Teilchentrajektorie so präzise bestimmen, dass man unterscheiden kann, ob das nachgewiesene Teilchen direkt vom Wechselwirkungspunkt stammt, oder als Zerfallsprodukt eines instabilen Teilchens einige Millimeter vom Wechselwirkungspunkt entfernt produziert wurde.

1.4.1.2 Das Silikonstreifen Detektorsystem

Nach Passieren des Pixel Detektors gelangen die Teilchen zum Silikonstreifen Detektor. Sie ermöglichen die weitere Spurenvermessung bei größerem Abstand zur Strahlenachse. Die Streifen sind 80 μm breit und einige Zentimeter lang. Ebenso wie die Pixeldetektoren sind sie im Zentralbereich („Barrel“) parallel und konzentrisch, in vier Lagen in Abständen zwischen 30 cm und 55 cm, um die Strahlachse angeordnet. Im Vorwärtsbereich sind sie in beiden Hemisphären in jeweils neun Scheiben, in Abständen zwischen 80 cm und 280 cm vom Wechselwirkungspunkt, integriert und verlaufen radial.

Die Funktionsweise und der Informationsgehalt der Silikonstreifen Signale ist ähnlich dem der Pixel Detektoren. Bei größeren Abständen zur Strahlachse ist die zu überdeckende Detektorfläche jedoch so groß, dass aus wirtschaftlichen Gründen Pixel Detektoren nicht mehr verwendet werden können.

1.4.1.3 Der Transition Radiation Tracker

Bei noch größeren Abständen zwischen (55 cm und 100 cm) werden, ebenfalls aus Kostengründen, Silikonstreifen Detektoren nicht mehr eingesetzt. Es wird deshalb in diesem Bereich ein „Transition Radiation Tracker“ (TRT) verwendet.

Die aktiven Elemente bestehen aus Driftdetektoren mit einem Rohrdurchmesser von 4 mm. Die Rohre werden mit einer Gasmischung aus Xe/CF₄/CO₂ (70/20/10) betrieben. In ihrem Zentrum befindet sich ein dünner Draht. Zwischen Draht und der Außenwand des Rohres wird eine Hochspannung angelegt so, dass geladene Teilchen beim Durchqueren eines Rohres ein elektrisches Signal hinterlassen. Dieses Signal ist auch an eine hochpräzise Zeitmessung angeschlossen, damit aus dieser Information der Abstand des ionisierenden Teilchens zum Draht bestimmt werden kann.

Übergangsstrahlung, die diesem Detektor den Namen gab, wird in Polypropylen- bzw. Polyethylenschichten, die zwischen den Driftrohren angeordnet sind, erzeugt. Übergangsstrahlung besteht aus Röntgenstrahlen, die beim Übergang von geladenen, hochrelativistischen Teilchen zwischen festen Materialien und Gasen entsteht. Die so entstandene Röntgenstrahlung erzeugt in den Driftrohren ein wesentlich höheres Signal als nicht-relativistische geladene Teilchen. Somit stellt dieser Detektor ein geeignetes Werkzeug dar, Elektronen (Positronen) von anderen schwereren geladenen Teilchen zu unterscheiden.

1.4.1.4 Auflösungen des Inneren Detektors

Die Kombination der Informationen aus den drei o.e. Detektorsystemen ermöglicht es, aus den Teilchenspuren Richtung, Impuls und Ladungsvorzeichen zu bestimmen. Für Radien unter 50 cm liefern der Pixel – und der Silikonstreifen Detektoren etwa zehn Ortsmessungen mit einer Auflösung von 10 μm – 20 μm . Bei Radien zwischen 50 cm und 100 cm werden mit dem TRT etwa 40 Ortsmessungen mit einer Einzelauflösung von 170 μm durchgeführt.

1.4.2 Die ATLAS Kalorimeter

Nach Durchqueren des Inneren Detektors gelangen Teilchen in das Kalorimetersystem des ATLAS Experimentes (s. Abbildung 1.6). Das System besteht aus zwei wesentlichen Komponenten, von innen nach außen: dem Elektromagnetischen Kalorimeter und dem Hadronischen Kalorimeter. Die Kalorimeter befinden sich in einem Abstand zwischen 100 cm und 420 cm von der Strahlachse.

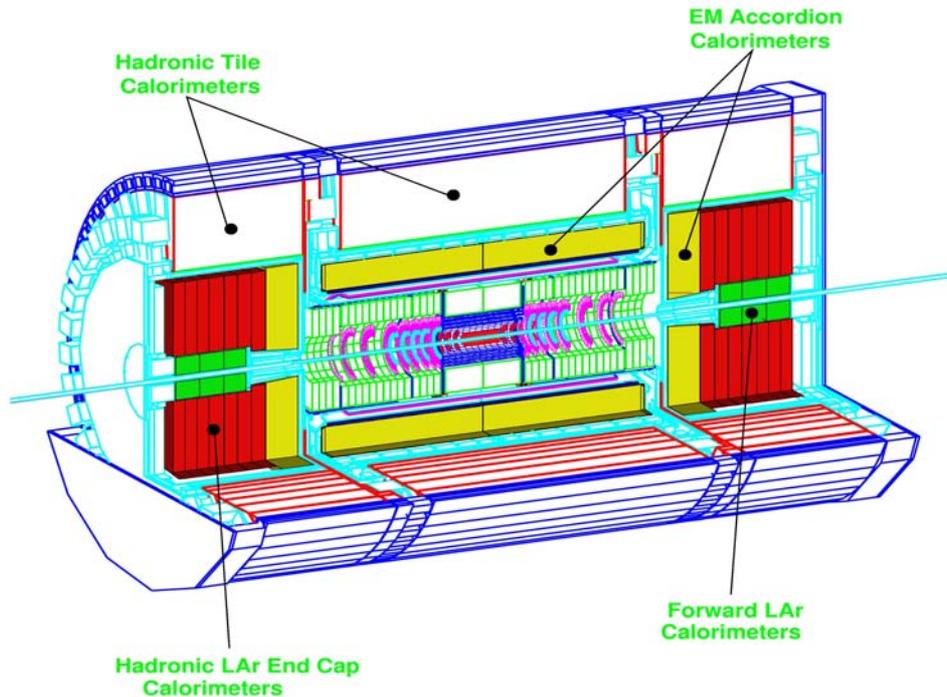


Abbildung 1.6: Das Kalorimetersystem des ATLAS Detektors

1.4.2.1 Das Elektromagnetische Kalorimeter

Hier werden elektromagnetische Schauer, die von Elektronen und Photonen produziert werden, vollständig gestoppt und ihre Energie sowie ihr Ort werden präzise gemessen. Das Elektromagnetische Kalorimeter überdeckt einen Pseudo-Rapiditybereich von $|\eta| < 3.2$.

Dieses Kalorimeter besteht aus einer Serie von 1.5 mm dicken Bleiplatten im Abstand von 4 mm. In diesen Lücken wird flüssiges Argon als aktives Detektormedium gefüllt. Die Signalauslese erfolgt mittels Elektroden, die auf Kaptonträgern aufgebracht sind.

Die Gesamtdicke des Elektromagnetischen Kalorimeters entspricht mehr als 24 Strahlungslängen. Die Detektorsegmentierung ist $\Delta\eta \times \Delta\Phi \approx 0.025 \times 0.025$. Hiermit erwartet man eine Winkelauflösung von $50 \text{ mrad} / \sqrt{E/\text{GeV}}$ und eine Energieauflösung von $\Delta E/E = 10\% / \sqrt{E/\text{GeV}}$.

1.4.2.2 Das Hadronische Kalorimeter

Das Hadronische Kalorimeter hat ähnliche Aufgaben wie das Elektromagnetische, nämlich präzise Messung von Ort und Energie durchgehender Teilchen. Allerdings werden hier, wie auch aus Abbildung 1.3 ersichtlich, andere Teilchenarten vermessen. Hadronische Teilchen, etwa Pionen, Protonen und Neutronen, durchdringen das vorhergehende Elektromagnetische Kalorimeter und werden erst im Hadronischen vollständig gestoppt.

Im Zentralbereich (Barrel) besteht das Kalorimeter aus drei Zylindern. Hier werden eine Vielzahl von Eisenplatten als Absorber benutzt, zwischen denen Szintillationsplatten als Detektormedium angeordnet sind. Über optische Fiber werden die Szintillationssignale an Photomultiplier geleitet.

Die Endkappen und der Vorwärtsbereich des Kalorimeters bestehen aus einer Anordnung von Kupferplatten, zwischen denen sich flüssiges Argon befindet.

Die Gesamtdicke dieses Kalorimeters entspricht etwa 11 Wechselwirkungslängen. Die Detektorsegmentierung variiert zwischen $\Delta\eta \times \Delta\Phi \approx 0.1 \times 0.1$ ($|\eta| < 2.5$) und $\Delta\eta \times \Delta\Phi \approx 0.2 \times 0.2$ ($|\eta| > 2.5$). Die Energieauflösung $\Delta E/E$ wird zwischen $50\% / \sqrt{E/\text{GeV}}$ und $100\% / \sqrt{E/\text{GeV}}$ sein.

1.4.3 Das ATLAS Myonen Spektrometer

Die einzigen Teilchen, die in den vorhergehenden Detektorkomponenten noch nicht vollständig gestoppt wurden, sind energiereiche Myonen sowie schwer nachweisbare Neutrinos (die den Detektor durchdringen, ohne irgendwelche direkten Signale zu hinterlassen). Myonen werden im Myonen Spektrometer des ATLAS Detektors nachgewiesen und vermessen – ein Detektorsystem von gigantischem Ausmaß! Es hat einen Durchmesser von 22 Metern und eine Länge von 44 Metern. Abbildungen 1.7 und 1.8 zeigen dieses System im Längs - bzw. Querschnitt.

Myonen werden in einem toroidalen Magnetfeld von durchschnittlich 0.4 T gekrümmt und ihre Spuren werden in mindestens drei Myonkammern gemessen. Aus der Krümmung der gemessenen Spur kann der Myonimpuls bestimmt werden. Der Transversalimpuls soll für $p_{\perp} = 100 \text{ GeV}$ mit einer Genauigkeit von 2%, für $p_{\perp} = 1 \text{ TeV}$ auf 10 % gemessen werden. Somit ist vorgegeben, dass die Ortsauflösung einer Kammer etwa $80 \mu\text{m}$ sein muss.

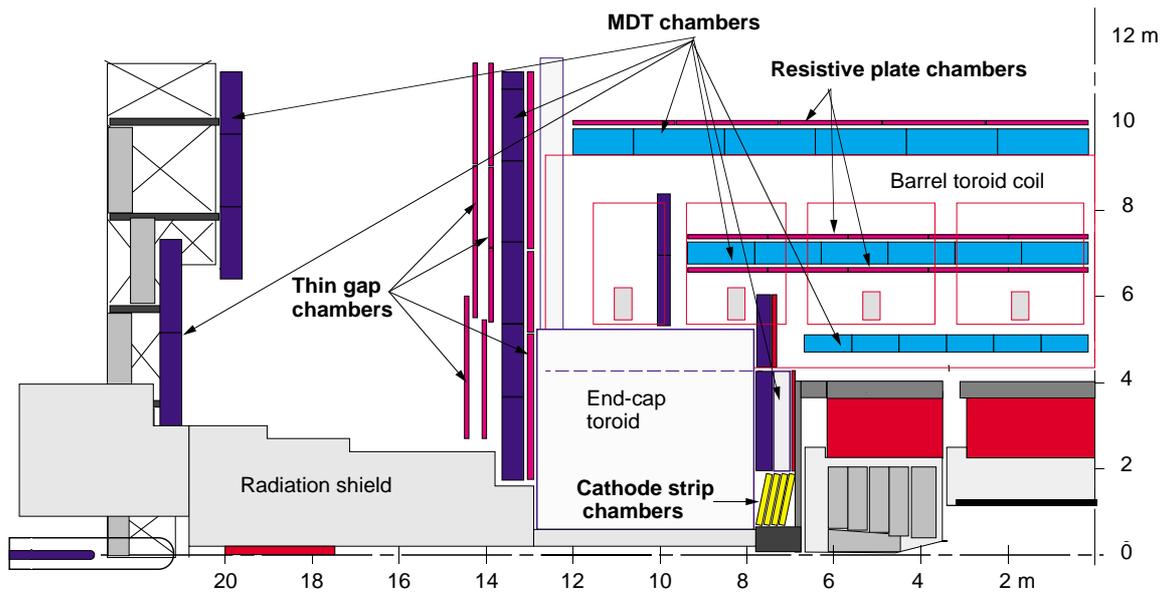


Abbildung 1.7: Längsschnitt durch einen Quadranten des ATLAS Myonen Spektrometers

Das Magnetsystem des Spektrometers besteht aus einem großen Toroiden im Zentralbereich („Barrel toroid coil“) und zwei kleineren Toroiden im Vorwärtsbereich („End-cap toroid“). Alle Magnete haben jeweils acht supraleitende Spulen.

Die hochauflösenden Myonkammern selbst bestehen aus einem Arrangement von 1194 überwachten Driftrohrkammern („Monitored Drift Tube (MDT) chambers“) mit einer Gesamtfläche von etwa 5500 m^2 und 32 „Cathode strip chambers“ (CSC) mit einer Gesamtfläche von etwa 27 m^2 . Die MDT - Kammern haben etwa 370000 Auslesekanäle, während die CSC etwa 67000 Kanäle haben. Diese Kammern messen präzise die Ortskoordinaten in der Krümmungsebene der Myonen. Im Zentralbereich, $|\eta| < 1.0$, sind diese Koordinaten parallel zur Strahlenachse, wohingegen sie im Vorwärtsbereich radial verlaufen.

Die jeweilige zweite Koordinate der Teilchenspuren, entlang der Magnetfeldlinien, wird mit einer weniger guten Auflösung von etwa 1 cm gemessen. Diese Koordinate ist zwar für Erkennung der Myonen wichtig, hat jedoch für die präzise Impulsbestimmung wenig Bedeutung. Allerdings braucht man für das Triggern die Koordinate in der Krümmungsebene um Ereignisse mit niedrigem Transversalimpuls p_{\perp} zu verwerfen. Deshalb messen die „Resistive Plate Chambers“ (RPC) auch dieselbe Koordinate wie die MDT, allerdings viel genauer. Im Zentralbereich dienen drei Lagen von „Resistive plate chambers“, angeordnet bei der mittleren und äußeren MDT - Kammern zum Triggern. Im Vorwärtsbereich wird diese Aufgabe von „Thin gap chambers“, die vor und hinter der äußeren MDT - Kammern installiert sind, übernommen.

2. Der Höhenstrahlmessstand

Das Myon – Spektrometer des ATLAS – Detektors besteht aus 1194 MDT – Kammern. Bei solch einem großen Projekt müssen die Entwicklungs – und Konstruktionsarbeiten von mehreren Instituten gemeinsam durchgeführt werden. In Abschnitt 2.1 wird vorgestellt, wie der Bau einer Barrel Outer Small („BOS“) MDT – Kammer verläuft. Es werden auch die Ziele des Höhenstrahlmessstandes erläutert. Es wird im Abschnitt 2.3 die Funktionsweise einer MDT – Kammer erläutert und erklärt, weshalb und wie die Drahtpositionen zu messen sind. In Abschnitt 2.4 wird vorgestellt, wie man nachweist, dass ein Teilchendurchgang im Höhenstrahlmessstand stattfindet, der die Messungen der einzelnen Detektoren auslöst. Im letzten Abschnitt 2.5 wird angesprochen, dass die Vielfachstreuung der Teilchen in den BOS – MDT - Kammern die Ortsauflösung des Höhenstrahlmessstand begrenzt, und wie man die Ortsauflösung mit einem zusätzlichen Ortsdetektor, dem Iarocci – Detektor, verbessern kann.

2.1 Konstruktion der MDT - Kammern

Im ATLAS – Detektor werden unterschiedliche MDT – Kammern eingebaut. Abhängig vom Ort im Detektor, haben die MDT - Kammern zwei Multilagen, bestehend aus 3 oder 4 Driftrohrlagen, und sie unterscheiden sich auch in ihren Abmessungen. Die Barrel Outer Small bzw. BOS - MDT – Kammern werden von der Ludwig Maximilians Universität München (LMU) in Kooperation mit dem Joint Institute for Nuclear Research in Dubna (JINR) und dem Max Planck Institut München (MPI) gebaut. Das Institut in Dubna ist für die Produktion der verwendeten Driftrohre, die einen Durchmesser von 3 cm und eine Länge von 3.80 m haben, zuständig. Diese werden zur LMU geschickt, wo Dichtigkeit, Drahtposition und Hochspannungsfestigkeit getestet werden, bevor sie zur Montage an das MPI kommen. Am MPI werden die Driftrohre verklebt, dann in einem Gestell befestigt und an ein Gassystem angeschlossen. Eine Kammer ist 2.20 m breit und 3.80 m lang und hat 2 Multilagen, die jeweils aus 3 Lagen von je 72 Driftrohren bestehen. In jedem Rohr ist ein 50 μm dicker Draht über die volle Länge gespannt. Eine BOS - MDT – Kammer ist in Abbildungen 2.1 und 2.2 gezeigt.

Danach kommt die MDT zum Höhenstrahlmessstand der LMU, wo man die ganze Kammer auf ihre Dichtigkeit testet und wo gegebenenfalls kleine Reparaturen durchgeführt werden. Im nächsten Schritt wird die Kammer mit der Ausleseelektronik bestückt, und die Drahtpositionen werden mit kosmischen Myonen gemessen (s. Abschnitt 2.2) und in einer Datenbank gespeichert.

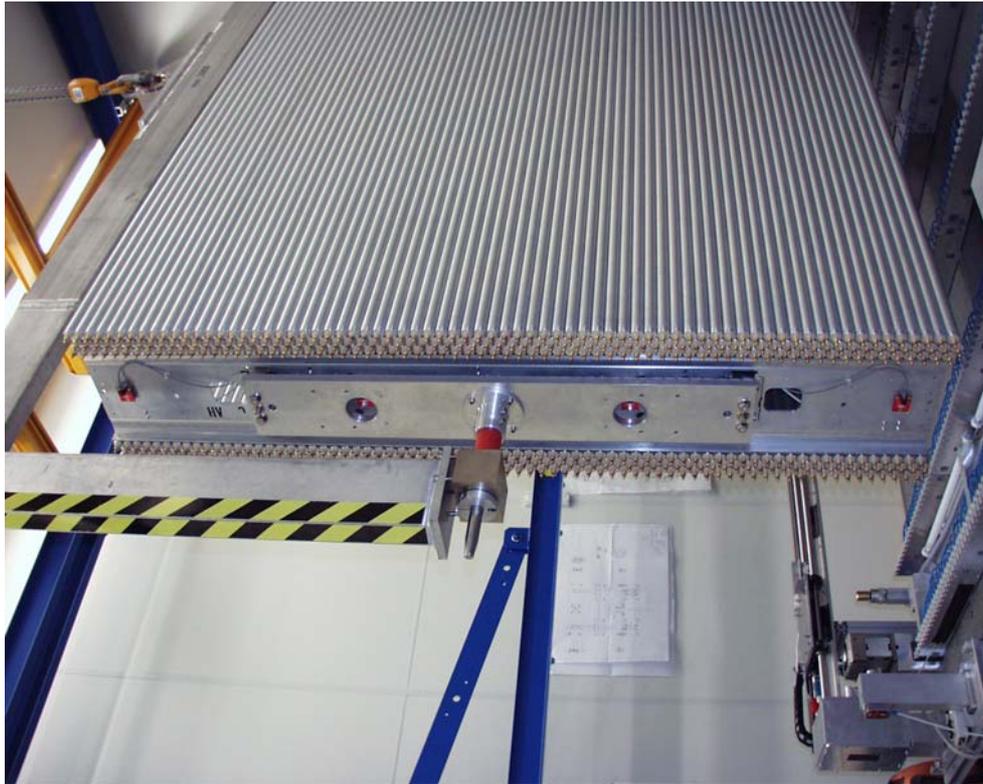


Abbildung 2.1: BOS – MDT – Kammer von quer oben gesehen [7]



Abbildung 2.2: BOS – MDT – Kammer von der Seite gesehen [7]

2.2 Die Komponenten des Höhenstrahlmessstand

Das Hauptziel des Höhenstrahlmessstandes (s. Abbildung 2.3) ist es, die Drahtposition mittels kosmischer Myonen in den MDT – Kammern zu ermitteln (s. Abschnitt 2.3). Dies wird bewerkstelligt, indem man eine Kammer, deren Drahtpositionen gemessen werden sollen (Prüfling), zwischen zwei Referenz - Kammern, deren Drahtpositionen schon bekannt sind, positioniert. Die Referenz - Kammern rekonstruieren die Teilchenspuren, mit denen dann die Drahtpositionen im Prüfling ermittelt werden. In den MDT - Kammern wird die Driftzeit, aus die der Spurabstand vom Anodendraht bestimmt wird, mit einem Time to Digital Converter (TDC) gemessen (s. Abschnitt 2.3). Um die Zeitmessung des TDC auszulösen, wird ein Startsignal, das Triggersignal, gebraucht, welches mit den zwei Hodoskope erzeugt wird (s. Abschnitt 2.4). Des weiteren wird die Teilchenposition entlang der x – Achse mittels der beiden Hodoskope bestimmt.

Da die einfallenden Myonen ein breites Energiespektrum haben, gibt es viele niederenergetische Myonen, die somit stark an Materie gestreut werden. Die daraus resultierende Vielfachstreuung beeinträchtigt die Ortsauflösung des Höhenstrahlmessstandes. Deswegen wurde ein 34 cm dicker Eisenabsorber eingebaut, der niederenergetische Myonen absorbiert ($E < 600 \text{ MeV}$), so dass diese nicht bis zum unteren Hodoskop gelangen. Es sollte sogar möglich sein, durch eine Energieabschätzung für jedes einzelne Myon die Ortsvoraussage für die Drähte im Prüfling zu verbessern (s. Kapitel 10). Über den Vielfachstreuungswinkel der Myonen im Eisenabsorber kann man Rückschlüsse über deren Energien machen. Um diesen Winkel zu ermitteln, wurde ein Iarocci – Detektor eingebaut (s. Abschnitt 2.5).

Die hier verwendeten Myonen entstehen in hadronischen Schauern, die in der Atmosphäre oberhalb 20 km stattfinden. Dort kommt es zur Wechselwirkung zwischen der primären Höhenstrahlung (p, e^-, γ) und den dort befindlichen Molekülen der Atmosphäre. Dabei entstehen hauptsächlich Pionen, die dann in Neutrinos und in den hier verwendeten Myonen zerfallen. Das Energiespektrum dieser Myonen fällt in etwa für $E < 10 \text{ GeV}$ mit E^{-2} und für $E > 10 \text{ GeV}$ mit $E^{-2.7}$ ab [8].

Große Detektorsystem wie die BOS – MDT – Kammern erfahren durch Temperaturschwankungen Änderungen in der Geometrie, die durchaus größer sein können als die notwendige Messgenauigkeit. Deshalb müssen alle Kammern mit Sensoren zur Messung der internen Kammer – Koordinaten bestückt werden. Die MDT – Kammer Position gegenüber anderen Kammern und die eigene Geometrie werden über die „RASNIK“ - Sensoren („Relative Alignment System of NIKHEF“) als Funktion der Zeit gemessen [29]. Durch Temperatursensoren werden Temperaturschwankungen an einigen ausgewählten Stellen registriert und gespeichert. Ein weiteres Ziel des Höhenstrahlmessstandes ist es, Messungen und Datennahme durchzuführen. Neben dem Messen der Drahtpositionen werden die Ausleseelektronik und der dazugehörige Faraday - Käfig entwickelt und am Höhenstrahlmessstand getestet.

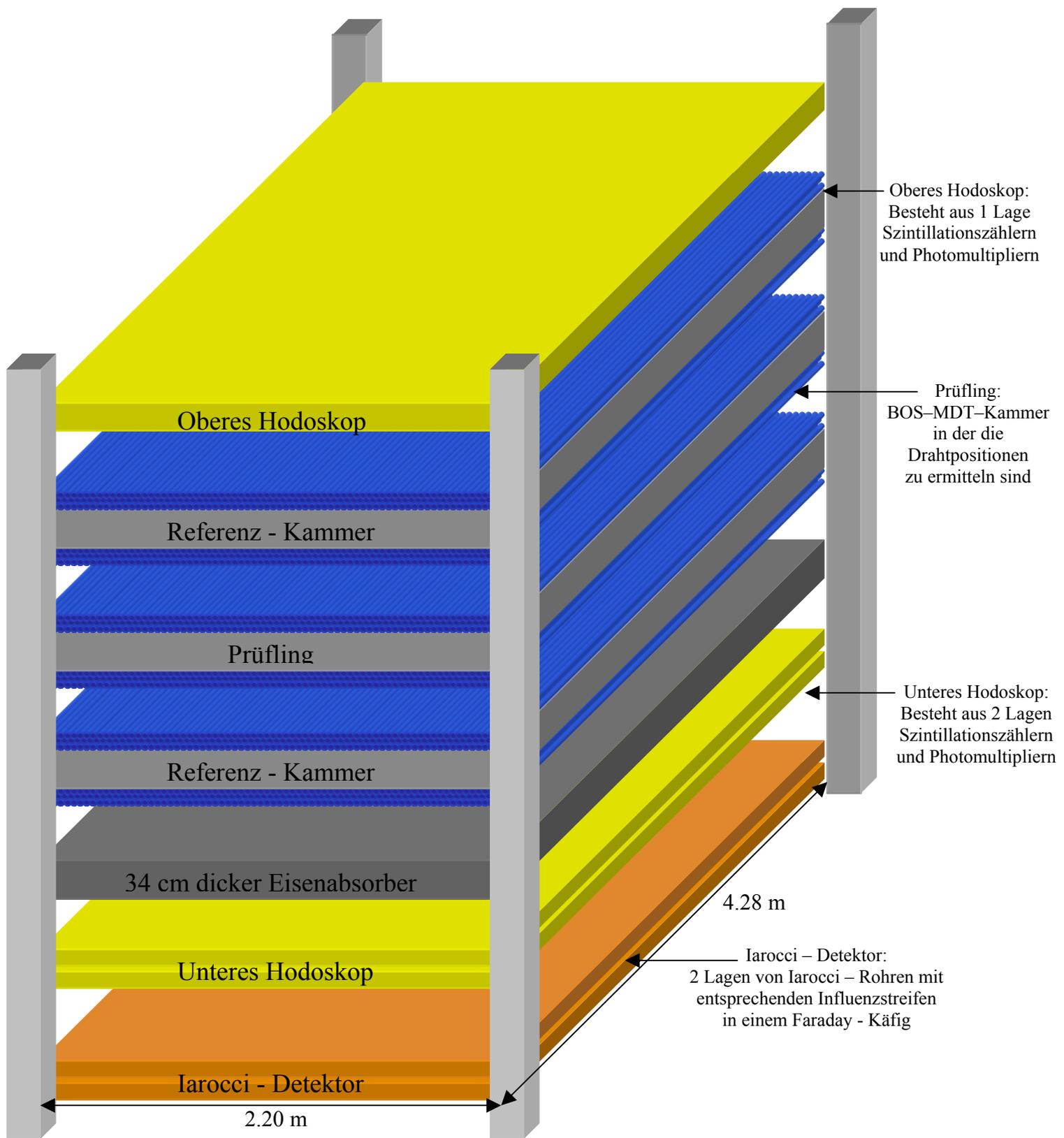


Abbildung 2.3: Der Höhenstrahlmessstand

2.3 Der Betrieb der MDT – Kammern und die Eichung im Höhenstrahlmessstand

Die BOS – MDT - Kammer wird mit einem Gasgemisch bestehend aus 93 % Ar und 7 % CO₂ bei einem Druck von 3.0 bar betrieben. Die Driftrohre sind geerdet, und an die Drähte wird eine Hochspannung von 3080 V angelegt. Fliegt ein Teilchen durch das Gas, dann werden Argon - Atome ionisiert. Der Detektor wird im Proportionalbereich betrieben und weist dementsprechende Eigenschaften auf, die in Abschnitt 3.3.2 beschrieben sind.

In den MDT – Kammern wird die Zeitdifferenz zwischen dem Triggersignal und Driftrohrsignal mit einem TDC gemessen. Diese Zeitdifferenz setzt sich aus Driftzeit und Signallaufzeit zusammen. Die Driftzeit ist die Zeit, die die Primär – Elektronen brauchen, um bis zum Draht zu gelangen. Sehr nah am Draht kommt es zu einer lawinenartigen Ladungsvermehrung. Über den Draht fließen die Elektronen ab und erzeugen ein sehr kleines, erstes Signal. Anschließend kommt es, wegen den zur Rohrwand driftenden Kationen, zu einem zweiten, weitaus größeren Signal, welches auf den Draht influenziert wird (s. Abschnitt 3.4). Die Driftzeit hängt vom Abstand Teilchenspur und Drahtposition ab. Das bedeutet, dass wenn die Driftzeit und Drahtposition bekannt sind, kann man den Abstand zwischen Teilchenspur und Drahtposition bzw. den Driftradius bestimmen. Die Richtung bzw. die genaue Position der Teilchenspur kann aber nicht alleine aus einer einzigen Zeitangabe eines einzelnen Driftrohres bestimmt werden. Nur mit mehreren Driftrohren in sukzessiven Lagen kann die Teilchenspur eindeutig bestimmt werden. Wenn alle Driftradien für jedes der einzeln getroffenen Driftrohre berechnet sind, so kann man anschließend mit einem Rekonstruktionsprogramm (s. Abschnitt 10.1) die Teilchenspur ermitteln. Die Signallaufzeit ist die Zeit, die das Signal vom Influenzort entlang des Drahtes bis zum TDC braucht. Diese kann man zum Teil, durch die Kenntnis der Teilchen - Position entlang der x – Achse, auf Höhe der betreffenden Driftrohre, abschätzen und sie werden in den Berechnungen berücksichtigt. Zwischen MDT – Elektronikeingang und TDC liegen dann noch einige elektronische Bauteile wie Vorverstärker, Shaper und Diskriminator, die auch Zeit in Anspruch nehmen. Für eine gute Ortsauflösung einer MDT – Kammer müssen die Driftrohre synchronisiert werden. Hierfür wird für jedes der einzelnen Driftrohre von der Ereigniszeit die Signallaufzeit subtrahiert, um die Driftzeit zu erhalten [9]. Die MDT - Kammern können nur in der Ebene senkrecht zu den Drähten (y - und z - Koordinate) die Teilchenspur rekonstruieren, aber nicht entlang der Drähte (x - Koordinate).

Die Teilchenspur kann nur genau rekonstruiert werden, wenn die Drahtposition im Driftrohr im Mikrometerbereich bekannt ist. Aus den Vermessungen der mechanischen Toleranzen beim Bau der Kammern kennt man die Positionen der Anodendrähte auf etwa 20 µm genau. Um diese Kenntnis zu verbessern, werden die Kammern im Höhenstrahlmessstand geeicht. Dazu werden einige MDT - Kammern in einem Röntgentomographen am CERN durchleuchtet und deren Drahtposition somit bestimmt. Diese Kammern werden am Höhenstrahlmessstand als Referenz - Kammern verwendet. Kammern, die nicht mit dem Röntgentomographen vermessen wurden, werden im Höhenstrahlmessstand überprüft und werden Prüfling genannt. Durch die zwei äußeren Referenz - Kammern lässt sich die Teilchenspur rekonstruieren und anschließend durch den Prüfling interpolieren. Die Abweichungen der mit dem Höhenstrahlmessstand gemessenen Drahtpositionen zu den Koordinaten, die mit dem Röntgentomographen gemessen wurden, sind $10 \pm 2 \mu\text{m}$ [39].

2.4 Nachweis eines Teilchendurchgangs durch die zwei Hodoskope

Für den Beginn der Messung mit dem TDC wird ein Nachweis benötigt, dass ein Teilchendurchgang stattfindet. Hierfür stehen zwei Hodoskope zur Verfügung. Die Hodoskope bestehen aus in schwarzes Plastik eingewickelte Szintillationszähler an denen an einem Ende ein Photomultiplier festgeklebt wurde.

Fliegt ein Teilchen durch einen der Zähler, so entstehen durch die Ionisation und Anregung Photonen, die sich in allen Richtungen ausbreiten. An den Rändern der Szintillationszähler werden Photonen reflektiert. Es kommt zu einer Gaußförmigen Verteilung bzgl. der Anzahl der Photonen am Ende, wo sich der Photomultiplier befindet.

Im Photomultiplier trifft ein Photon trifft eine erste spezielle Schicht, die eine geringe Austrittsarbeit E_{Grenze} hat. Dort werden Sekundärelektronen freigesetzt ($E_{\text{Photon}} > E_{\text{Grenze}}$). Die Elektronen werden durch die angelegte Spannung zwischen der Kathode und der ersten Dynode beschleunigt. Mit Hilfe elektrischer Felder von Elektroden werden sie auf die Dynodenoberflächen fokussiert. In der ersten von mehreren Dynoden des Photomultipliers werden eine Vielzahl von Elektronen freigesetzt. Diese setzen bei den nächsten Dynoden, wie bei einer Kettenreaktion, weitere Elektronen frei. Aus einem Photoelektron, das aus der speziellen Schicht freigesetzt wird, entstehen Millionen von Elektronen, die man bei der Anode als elektrischen Strom messen kann. Die Signale aus den Photomultipliern werden zu Diskriminatoren geführt, um ein von einem Teilchen erzeugtes Signal vom Dunkelstrom zu trennen.

Eines der beiden Hodoskope befindet sich unterhalb eines 34 cm dicken Eisenabsorbers. Nur Teilchen, deren Energie größer als 600 MeV ist, werden nicht absorbiert und gelangen somit zum unteren Hodoskop [10]. Durch den Eisenabsorber werden alle niederenergetischen Myonen für die Messungen am Höhenstrahlmessstand herausgefiltert. Wenn mindestens ein Signal aus dem unteren und mindestens eins aus dem oberen Hodoskop gleichzeitig vorhanden sind, wird ein Trigger – Signal ausgelöst, das die Messungen der einzelnen Komponenten der Detektoren startet.

Beide Hodoskope müssen synchronisiert werden, um einen Koinzidenz – Trigger zu definieren. Hierfür muss man Korrekturen auf die Lichtlaufzeit in den Szintillatoren und Signallaufzeiten in den Photomultipliern, Kabeln und elektronischen Einheiten (z.B. Diskriminator und Signalumwandler) durchführen. Die Eichung wird in der Arbeit [11] beschrieben. Das Teilchen ist zeitlich mit dem Teilchendurchgang besser als 1 ns korreliert.

2.5 Der Iarocci – Detektor und die Vielfachstreuung

Die Teilchen erfahren nicht nur im massiven Eisenabsorber Vielfachstreuung, sondern auch an den Aluminiumrohren der MDT – Kammern, nur in viel geringerem Maße. Dennoch hat auch diese Vielfachstreuung an den Rohren einen Einfluss auf die Spurrekonstruktion. Durch die Vielfachstreuung sind die beiden von der oberen und unteren Referenz – Kammer unabhängig bestimmten Trajektorien der Teilchenspur nicht kollinear. Niederenergetische Myonen werden stärker gestreut als hochenergetische und somit haben die Ereignisse eine große Akkolarität. Daraus folgt, dass man mit niederenergetischen Myonen die Drahtpositionen in dem Prüfling nicht sehr genau bestimmen kann. Um solche niederenergetischen Ereignisse zu identifizieren und zu verwerfen, wird der Iarocci – Detektor eingesetzt, der die Vielfachstreuung im Eisenabsorber misst.

Im Eisenabsorber werden die Teilchen in Abhängigkeit ihrer Energie gestreut. Geladene Teilchen, welche durch ein Medium hindurchfliegen, werden durch viele Wechselwirkungspunkte in der Materie abgelenkt. Die meisten dieser Ablenkungen kommen durch die Streuung der geladenen Teilchen mit den positiv geladenen Atomkernen des Mediums zustande. Deshalb heißt dieser Effekt auch Coulomb – oder Vielfachstreuung. Die Ortsverteilungen dieser Streuung wird durch die Theorie von Molière beschrieben [12]. Für kleine Streuwinkel kann diese Verteilung mit einer Gauß – Verteilung genähert werden. Bei größeren Streuwinkel kommt es wie bei der Rutherford - Streuung zu einer Verlängerung der Ausläufer der Ortsverteilungen. Die gesamte Streuung setzt sich aus mehreren einzelnen Streuungen (Vielfachstreuung) im Eisenabsorber zusammen. Sehr niederenergetische Teilchen werden gänzlich absorbiert. Niederenergetische Teilchen unterliegen oft sehr starken Streuungen, können aber auch in wenigen Fällen zu einem kleinen gesamten Streuwinkel führen. Hochenergetische Teilchen hingegen werden weniger gestreut und weisen dementsprechend einen kleinen gesamten Streuwinkel auf. Diese Vielfachstreuung kann man messen. Hierfür ist es notwendig, einen Ortsdetektor in den Höhenstrahlmessstand unter dem Eisenabsorber einzubauen. Hier wurde ein Iarocci – Detektor benutzt, der im nächsten Kapitel vorgestellt wird. Beobachtet man einen großen Streuwinkel im Eisen, so war das Myon mit hoher Wahrscheinlichkeit niederenergetisch und ist deshalb für die Bestimmung der Drahtpositionen ungeeignet und zu verwerfen.

Durch Extrapolieren der rekonstruierten Teilchenspur von der unteren Referenz – Kammer in die Ebene des Iarocci – Detektors und durch den Vergleich der gemessenen Position des Teilchendurchganges wird der Vielfachstreuungswinkel bzw. Ablenkung gemessen. Die genaue Vorgehensweise der Messung wird in Kapitel 10 besprochen. In Kapitel 3 wird die Funktionsweise des Iarocci – Detektors erklärt und im nachfolgenden Kapitel werden die durchgeführten Gasflussstudien vorgestellt. Die Ausleseelektronik der zum Detektor gehörenden Influenzstreifen ist in Kapitel 5 erläutert. In den Kapiteln 6 bis 8 sind Untersuchungen bzgl. der Ortsauflösung und das Ansprechverhalten des Detektors beschrieben.

3. Funktionsweise eines Iarocci – Detektors

Der Iarocci - Detektor besteht aus sogenannten Streamer – Röhren, die auf Influenzstreifen fixiert werden. Wenn ein geladenes Teilchen einen der Streamer - Röhre durchquert, wird das in ihm befindliche Gas ionisiert und es bildet sich dann ein Streamer. Dieser influenziert Spiegelladungen auf Influenzstreifen und es entsteht ein Streifensignal. Im folgenden werden zunächst der Aufbau eines Iarocci - Rohres und dessen notwendige Hochspannungselektronik in den Abschnitten 3.1 und 3.2 vorgestellt. Anschließend werden die Entstehungen des Streamer und des Drahtsignals in den Abschnitten 3.3 und 3.4 erklärt. In den Abschnitten 3.3 und 3.5 wird die Entstehung der Streifensignale besprochen.

3.1 Das Iarocci - Rohr

Ein Iarocci - Rohr (s. Abbildung 3.1, Bild 1 und 2 in Anhang C) besteht aus acht unabhängigen Streamer - Rohren, deren Kathoden miteinander verbunden sind. Die Kathoden sind hochohmig und geerdet. Im vorliegenden Fall sind die Streamer - Rohre quadratisch, 1 cm breit, 1 cm hoch und haben eine Länge von 4 Metern. Ein Iarocci - Rohr hat eine Breite von 8.4 cm und wegen der Spannungsverteilung an den Streamer - Rohren eine Länge von 4.12 m. Zwischen den Streamer - Rohren befindet sich eine 1 mm dicke Trennwand, in welcher der Detektor unempfindlich ist. In diesem ineffizienten Bereich hinterlassen durchgehende Teilchen keine Ionenspuren. Der aktive Bereich eines Streamer - Rohres ist 9.0 mm breit.

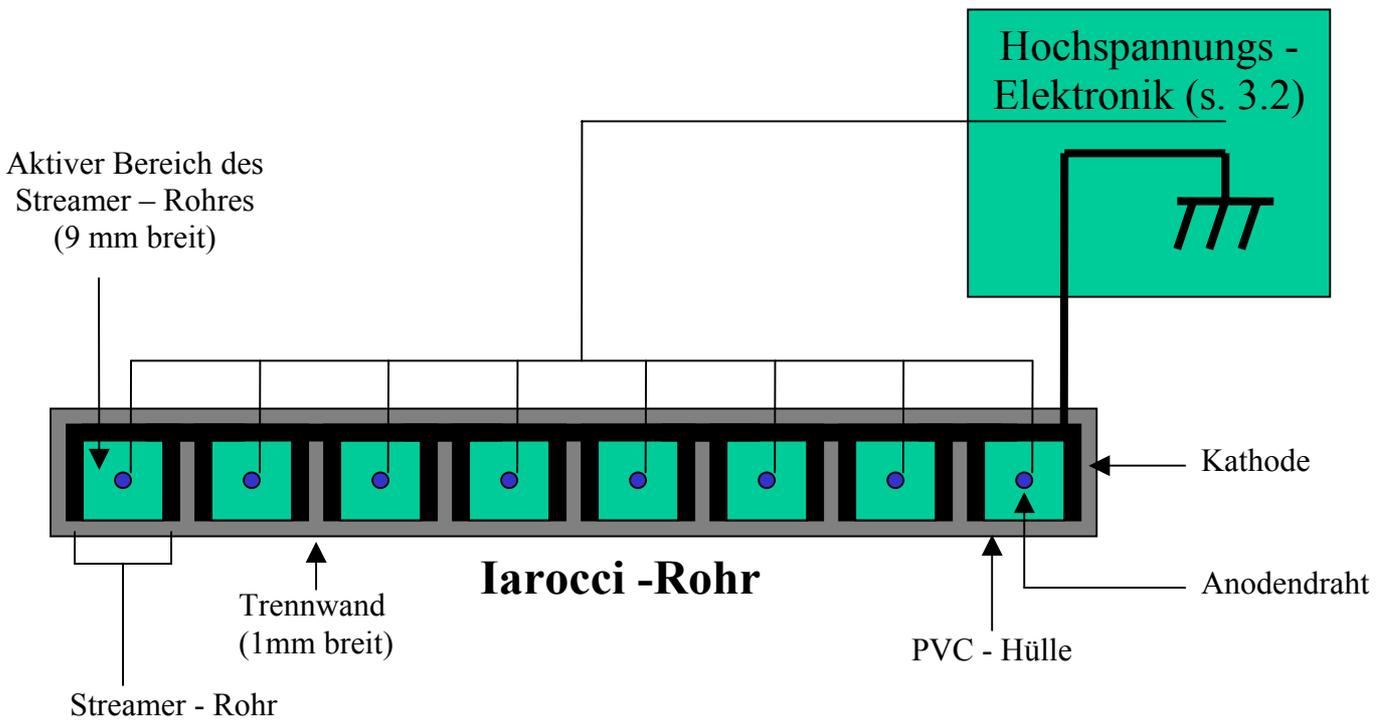


Abbildung 3.1: Querschnitt eines Iarocci - Rohrs

Im Zentrum jedes Streamer - Rohrs ist ein Anodendraht gespannt, der entlang des Rohres an mehreren Stellen durch kleine Halterungen gestützt wird, so dass die Drahtdurchhängung begrenzt ist. Alle acht Anodendrähte sind miteinander verbunden. Ein Iarocci - Rohr hat nur eine Hochspannungszufuhr, die alle acht Streamer - Rohre mit der gleichen Spannung versorgt. Durch diese einzige Zufuhr kann das Iarocci - Rohr ausgelesen werden. An die Hochspannungszufuhr wird die Hochspannungselektronik (beschrieben in Abschnitt 3.2) angeschlossen. Wenn ein Teilchen durch eines der acht Streamer - Rohre hindurchfliegt und somit das Gas in diesem Rohr ionisiert, so entsteht ein Drahtsignal. Allerdings lässt sich auf Grund des Aufbaus des Iarocci - Rohres nicht bestimmen, durch welches Streamer - Rohr das Teilchen geflogen ist.

3.2 Die Hochspannungselektronik

Die Hochspannungselektronik dient einerseits zur Spannungsversorgung, andererseits zur Auslese der Iarocci – Rohre (s. Abbildung 3.2).

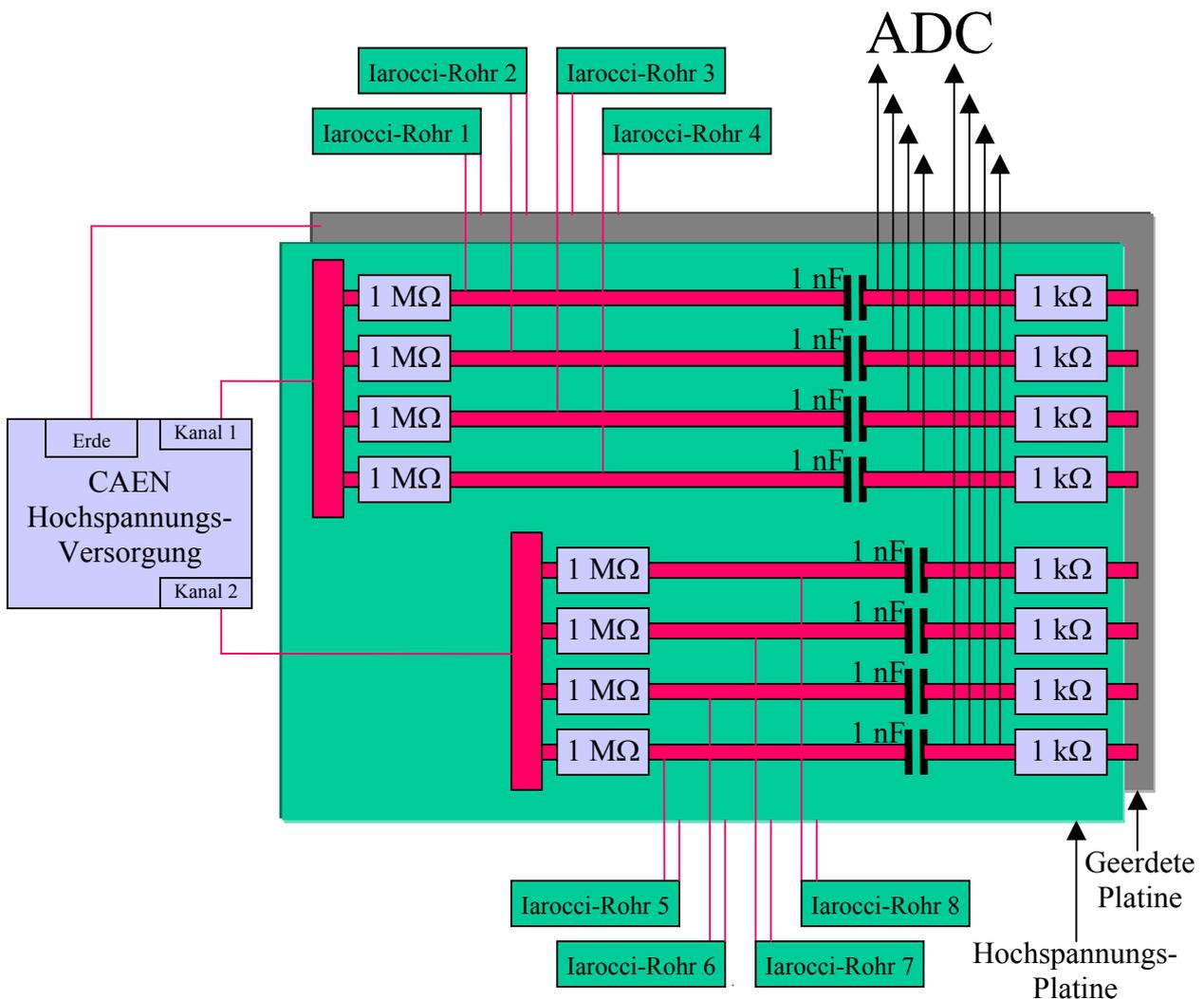


Abbildung 3.2: Die Hochspannungselektronik

Eine Platine hat zwei Eingänge, an denen jeweils ein Kanal der Hochspannungsversorgung angeschlossen wird. Ein Eingang wird mittels einer Leiterbahn in vier Bahnen geteilt. Die vier Bahnen gelangen jeweils in einem 1 MΩ Widerstand, der einerseits Schutzwiderstand und andererseits Arbeitswiderstand ist. Anschließend wird jede Leiterbahn in zwei Leitungen aufgespalten. Eine Leitung führt zum Iarocci - Rohr und die andere zu einem Kondensator. Somit versorgt ein Hochspannungskanal vier Iarocci - Rohre. Vom Kondensator geht zum einen das ausgekoppelte Signal zum ADC und zum anderen ist diese Leitung über einem 1 kΩ Widerstand an die geerdete Platine angeschlossen. Die an einem Iarocci - Rohr angeschlossene Spannung verteilt sich auf die acht Anodendrähte des Rohres.

Wenn ein Myon durch eines der Streamer - Rohre fliegt, so wird eine Ladung auf einem der Anodendrähte induziert (s. Kapitel 3.3 und 3.4). Dann fließt das induzierte Drahtsignal hauptsächlich über den Kondensator (1 nF) und ein Koaxialkabel zum ADC.

Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde die Hochspannungselektronik getestet und in den folgenden Messungen verwendet. Eine Leitungsverbindung zwischen Platinenerde und Erde der Influenzstreifen erwies sich als sehr wirksam in der Unterdrückung des Hintergrundrauschens.

3.3 Entstehung und Entwicklung des Streamer - Signals

3.3.1 Die Primärionisation

Teilchen mit einer elektrischen Ladung, $z \cdot e$, die durch ein Streamer - Rohr hindurchfliegen, ionisieren die Argon - Atome des Gasgemisches entlang ihrer Spur. Die Energie, die das Teilchen verliert, führt größtenteils zur Anregung der Atome. Der Energieverlust dE/dx wird durch die Bethe - Bloch-Formel [13] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

- T_{\max} : maximale übertragbare kinetische Energie eines Elektrons in der Hülle eines Argon - Atoms
- A: Atommasse des Mediums
- z: Ladungszahl des einfallenden Teilchens
- I: mittlere Anregungsenergie
- δ : Korrektur wegen des Dichtigkeitseffekts [14]
- c: Lichtgeschwindigkeit

Es werden folgende Abkürzungen verwendet:

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta^2}} \quad \text{und} \quad K = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2}{A}$$

Für $E_\mu > 600$ MeV hängt $-dE/dx$ nur sehr schwach von der Myonenergie ab. Bei genügend hohem Energieverlust des Myons wird dem Atom soviel Energie zugeführt, dass Elektronen in den höheren Atomorbitalen das Columbfeld verlassen können und somit freigesetzt werden. In diesem Fall wird das entsprechende Atom ionisiert bzw. zum positiv geladenem Kation.

3.3.2 Der Proportional - mode

Auf dem Anodendraht liegt eine positive Hochspannung an, die ein radiales elektrisches Feld erzeugt. Die bei der Ionisation entstandenen Elektronen werden zum Anodendraht beschleunigt und die Kationen bewegen sich in entgegengesetzter Richtung vom Draht weg zur hochohmigen Kathode.

Die Stärke des elektrischen Feldes ist umgekehrt proportional zum Drahtabstand r . In der Nähe des Drahtes werden die Elektronen stark beschleunigt und somit wird ihnen auf einer freien Weglänge in der Drahtnähe am meisten elektrische Energie zugeführt. Es kommt dort zu einer lawinenartigen Ladungsvermehrung. Die Anzahl an erzeugten Elektronen und Ionen ist abhängig von der am Draht angelegten Spannung. Ist die Spannung unterhalb eines gewissen Grenzwertes, befindet sich der Detektor im Proportional - mode. Wird bei einer bestimmten Gasmischung dieser Grenzwert überschritten, dann erhöht sich die Anzahl der erzeugten Elektronen und Ionen schlagartig. Es kommt zu neuen Prozessen im Detektor, die die Gesamtladung multiplikativ erhöhen. Da die Elektronen eine viel größere Beweglichkeit besitzen als die Ionen, befinden sie sich an der Front der Lawine und direkt dahinter liegt eine tropfenartige Verteilung der Kationen.

3.3.3 Entwicklung des limitierten Streamers

Die Ladungsverstärkung wächst über den Proportionalitätsbereich hinaus. Die hinter den Elektronen befindlichen Kationen (s. Abschnitt 3.3.2) erzeugen ein elektrisches Feld, das an dem Draht angelegtem elektrischen Feld entgegengerichtet ist und es somit abschwächt. Bei einer genügend großen Abschwächung des elektrischen Feldes vom kommt es zur Rekombination von Elektron und Atom [16]. Dabei wird Energie in Form von Photonen freigesetzt. Dies ist der Beginn der Entwicklung eines Streamers. Die so entstandenen Photonen können zwei Arten ladungsmultiplizierender Prozesse auslösen. Die Art hängt von der freien Weglänge der emittierten Photonen ab und sind der „limited streamer“ und „Geiger“ - mode [15]. Da bei diesem Iarocci - Detektor die UV - Absorption durch den großen Anteil an Isobutan stark ist, befindet sich der Iarocci -Detektor im „limited Streamer“ - mode.

Die Photonen erzeugen an den Lawinenfronten, wo das elektrische Feld der Ladungen verstärkt wird, Sekundärlawinen. Unter dem Einfluss des abfallenden elektrischen Feldes entfernt sich somit der Entstehungspunkt neuer Lawinen immer weiter weg vom Anodendraht und deshalb wird der „limited Streamer“ als ein rückwärts laufender Prozess bezeichnet. Wenn der Streamer eine Länge von etwa 1 mm bis 3 mm erreicht hat (diese Länge ist abhängig von der angelegten Hochspannung), dann kommt seine Entwicklung zum Ende. Der Streamer gelangt nicht bis zur hochohmigen Kathode und es kommt somit zu keiner Verbindung zwischen Anode und Kathode, so dass die Hochspannung nicht zusammenbricht. Die so entstandene Gesamtladung von einigen 10^8 Elektronen (pC - Bereich) ist von der anfangs vorhandenen Ladung unabhängig [17].

Bei hohem Anteil an Isobutan in der Gasmischung ist die Absorption von UV - Photonen verstärkt, die freie Weglänge der Photonen und somit die Länge des Streamers kürzer (s. Kapitel 3.5.1). Dann kommt es in der Nähe des Entstehungsortes der Photonen zur Ionisation.

Diese Ionisation findet auch in der Umgebung des Lawinenschwanzes statt, wo das elektrische Feld außerordentlich stark ist.

Die Elektronen haben eine kurze Strecke zwischen ihrem Freisetzungsort und dem Draht zurückzulegen. Sie gelangen wegen ihrer hohen Beweglichkeit sehr schnell zum Draht, werden aber noch durch das elektrische Feld der Ionen festgehalten. Erst wenn die Ionen etwas weiter weg vom Draht gedriftet sind, und somit das auf die Elektronen wirkende elektrische Feld schwächer geworden ist, fließen die Elektronen ab. Sie erzeugen ein erstes, kurzes und schwaches Signal. Im Gegensatz zu den Elektronen fließen die Kationen sehr langsam ab. Die Kationen entstehen in der Nähe des Drahtes und fließen wegen des elektrischen Feldes, ausgehend vom Draht, zur Kathode. Dies geschieht aber wegen ihrer geringeren Beweglichkeit gegenüber den Elektronen, viel langsamer. Erst wenn kein Ladungsgleichgewicht mehr herrscht können die Kationen Ladungen bzw. ein Signal auf dem Draht oder Streifen influenzieren. Hierbei influenzieren die positiv geladenen Atome ein stärkeres und vor allem längeres Anodensignal als die Elektronen, das von der Hochspannungselektronik ausgekoppelt und anschließend mit einem ADC gemessen wird.

3.4 Entstehung des Drahtsignals

Eine Lawine entsteht in unmittelbarer Nähe des Drahtes und es bildet sich ein begrenzter Streamer. Somit werden die meisten Elektronen und Ionen in Drahtnähe freigesetzt. Die Elektronen haben dann einen sehr kurzen Weg zum Anodendraht zurückzulegen, gewinnen dadurch nur wenig Energie, und deshalb führen sie nur relativ wenig elektrische Energie dem Draht zu. Die Kationen wiederum müssen von der Drahtnähe aus bis zur Kathode driften.

Die Energieänderung ΔE eines Teilchens der Ladung q in einem elektrischen Feld E zwischen den Punkten 1 und 2 wird beschrieben durch [18] (Φ : elektrische Potential):

$$\Delta E = \int_1^2 qE \, dr = q (\Phi_1 - \Phi_2) = q \cdot \Delta\Phi$$

Diese Energieänderung ist die Ursache für die Entstehung des Drahtsignals. Weil die Energieänderung der Ionen, wegen ihrer längeren Driftstrecke und somit größeren Potentialdifferenz $\Delta\Phi$, größer ist als die der Elektronen, influenzieren die Ionen den Hauptanteil des Drahtsignals. Die Energieänderung ist ebenfalls eine Funktion der Zeit. Der Prozess beginnt mit der Bildung von Ionen und Elektronen in Drahtnähe. Der Draht selbst hat einen Radius von a . In der folgenden Rechnung wird der Schwerpunkt der positiven und negativen Ladungen betrachtet. Dieser befindet sich für die Elektronen im Abstand b und für die Kationen im Abstand c vom Draht. Die gesamte Energieänderung ist:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \Delta E_{\text{Elektron}} + \Delta E_{\text{Kation}} \\ \Delta E_{\text{Elektron}} &= \int_a^b qE \, dr = \int_a^b \frac{q \lambda}{2\pi \varepsilon_0 r} \, dr = \frac{q \lambda}{2\pi \varepsilon_0} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \\ \Delta E_{\text{Kation}} &= \int_c^{R(t)} qE \, dr = \int_c^{R(t)} \frac{q \lambda}{2\pi \varepsilon_0 r} \, dr = \frac{q \lambda}{2\pi \varepsilon_0} \ln\left(\frac{R(t)}{c}\right) \end{aligned}$$

Hier ist λ die Ladungsträgerdichte. Da $\frac{b}{a} \ll \frac{R(t)}{c}$ ist, kann $\Delta E_{\text{Elektron}}$ gegenüber ΔE_{Kation} vernachlässigt werden. Die Beweglichkeit μ wird hier als konstant angenommen. Mit $v = \mu E$ kann der Driftradius der Kationen als Funktion der Zeit hergeleitet werden:

$$v = \frac{dr}{dt} \Leftrightarrow \int_0^t dt = \int_c^{R(t)} \frac{dr}{v} = \int_c^{R(t)} \frac{dr}{\mu E}$$

$$\Leftrightarrow t = \frac{1}{\mu c E(c)} \int_c^{R(t)} r dr$$

$$\Leftrightarrow t = \frac{1}{\mu c E(c)} \frac{1}{2} (R(t)^2 - c^2)$$

$$\Leftrightarrow R(t)^2 = \frac{1}{2} \mu c E(c) t + c^2$$

$$\Leftrightarrow \frac{R(t)}{c} = \sqrt{1 + \frac{\mu E(c)}{2c} t}$$

Daraus folgt:

$$\Delta E_{\text{Kation}} = \frac{q \lambda}{2\pi \varepsilon_0} \ln \sqrt{1 + \frac{\mu E(c)}{2c} t} = \frac{q \lambda}{4\pi \varepsilon_0} \ln \left(1 + \frac{\mu E(c)}{2c} t \right)$$

$$\Delta E_{\text{Kation}} = \frac{q \lambda}{4\pi \varepsilon_0} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right)$$

wobei $t_0 = \frac{c}{2\mu E(c)}$ die charakteristische Zeit ist, die sich in einem Bereich bis zu einigen Nanosekunden befindet.

Die Energieänderung kann man mit dem Abstand d zwischen Anodendraht und Kathode berechnen:

$$\left(\Delta E_{\text{Kation}} \right)_{\text{tot}} = \frac{q \lambda}{4\pi \varepsilon_0} \ln \left(\frac{d}{c} \right) = q \phi \quad (*)$$

Die Energieänderung als Funktion der Zeit ist:

$$\left(\Delta E_{\text{Kation}} \right) = q V F(t) \quad \text{mit} \quad F(t) = \frac{\ln(1 + t/t_0)}{2 \ln(d/c)}$$

Wenn man davon ausgeht, dass das Drahtpotenzial während der Pulsentwicklung sich wiederherstellt, dann verhält sich das Rohr wie eine Stromquelle. Die Feldenergie ist also:

$$\Delta \varepsilon = \Delta Q(t) \cdot V$$

Daraus folgt mit (*):

$$I(t) = \frac{d}{dt} \Delta Q(t) = q \frac{d}{dt} F(t) = \frac{q}{2 \ln(d/c)} \frac{1}{t + t_0}$$

Da das induzierte Stromsignal mit t abnimmt, ist das Signal zeitlich sehr präzise und kurz.

Unter Verwendung des Theorems von Ramo [19] lässt sich der in einem Draht induzierte Strom berechnen. Der Strom, der in die Elektrode i , unter dem Einfluss einer in x_1 bewegendem Ladung q fließt, ist durch folgende Formel gegeben:

$$I(t) = -q \frac{v E_i(x_1)}{V_i},$$

wobei v die Geschwindigkeit der bewegendem Ladung ist. $E_i(x_1)$ ist das erzeugte elektrische Feld durch das anlegen des Drahtpotenzials mittels der Hochspannung V_i . Alle anderen Elektroden bzw. die Kathoden sind geerdet. Aus diesem Theorem folgt unter anderem, dass das auf dem Draht induzierte Signal ein entgegengesetztes Vorzeichen hat, als das auf die Elektroden influenziert Signal. Die Beobachtung des negativen Drahtsignals mit einem Oszilloskop (s. Abbildung 3.4) bestätigt dies. Man kann ebenfalls feststellen, dass das Signal, in diesem Fall etwa 30 ns, sehr kurz ist.

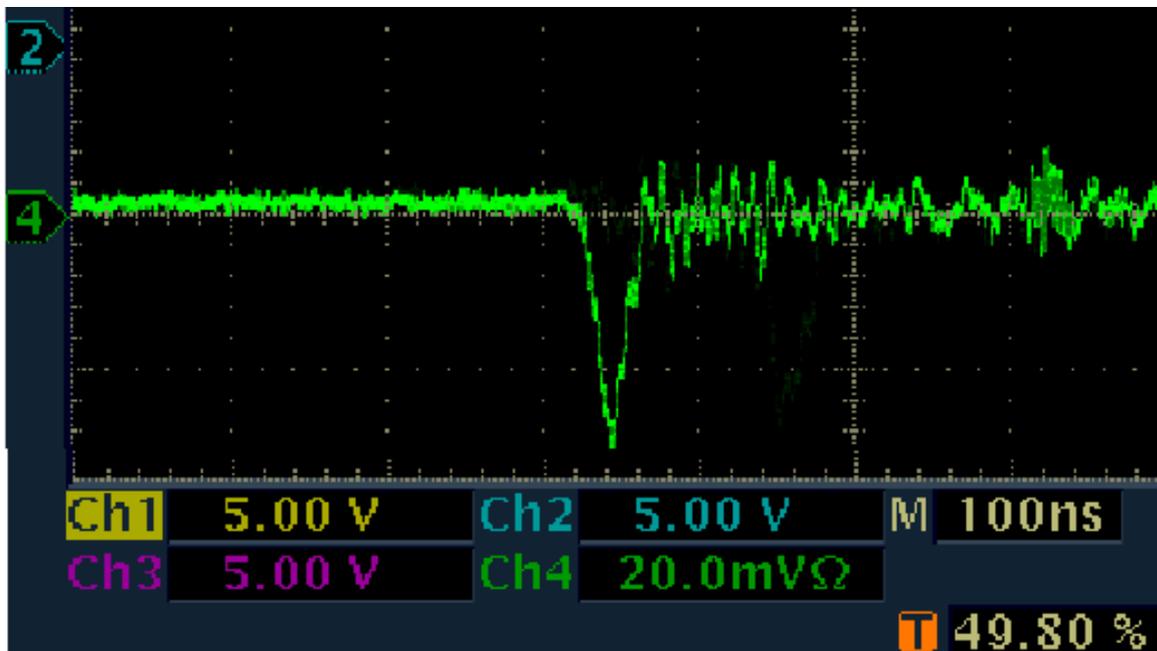


Abbildung 3.4: Aufnahme eines Drahtsignals mit einem Oszilloskop

Das Drahtsignal wird mit einem ADC digitalisiert. Wenn der Detektor im Streamer - mode betrieben wird, so kann man, deutlich vom Pedestal getrennt, einen Signal - bzw. Streamer - Peak erkennen. Diese Messung ist somit eine Kontrolle, dass der Detektor und die Service – Komponenten, wie Gas- und Hochspannungsversorgung, richtig eingestellt sind und korrekt funktionieren.

3.5 Die Gasmischung

3.5.1 Die Komponenten der Gasmischung

Der Iarocci - Detektor wird mit einer Gasmischung aus Argon, Isobutan und Kohlendioxyd betrieben. Bei dieser Gasmischung werden die Argon - Atome bei Durchgang geladener Teilchen ionisiert. Durch eine Erhöhung des Anteils an Argon in der Gasmischung kann die Betriebsspannung gesenkt werden [20]. Die Isobutanatome und Kohlendioxidatome sind vor allem für das „Quenching“ bzw. Zusammendrücken des Streamers verantwortlich. Diese Komponente fängt die emittierten Photonen wieder ein, ohne selber ionisiert zu werden. Dadurch kann die Größe des Streamers begrenzt werden. Aus Sicherheitsgründen jedoch ist eine große Menge des explosiven Isobutans zu vermeiden. Deshalb wird das restliche Volumen mit nicht brennbarem Kohlendioxyd aufgefüllt.

Bei einer Bestimmung der optimalen Gasmischung muss die Effizienzkurve (Häufigkeit der Streamers als Funktion der Hochspannung) und die Streamer - Ladung als Funktion der Betriebsspannung berücksichtigt werden. Durch eine Konzentrationserhöhung des Isobutan und ein Absinken des Anteils an Kohlendioxid und Argon kommt es [20]:

- 1.) zu einer Verlängerung des Plateaus der Effizienzkurve und zu dessen Verschiebung zu höheren Betriebsspannungen,
- 2.) zu einer Ladungsabnahme des Streamers bzw. des Drahtsignals, bei konstanter Hochspannung, und
- 3.) bei einer gleichbleibender Streamer - Ladung zu einer Verschiebung zu höheren Betriebsspannungen.

3.5.2 Die Gasversorgung

Neben der leichten Brennbarkeit von Isobutan ist zu beachten, dass bei Temperaturen zwischen -10° und 30° Celsius das Isobutan bei dem in einer Gasflasche herrschenden Druck flüssig werden kann. Deshalb kann das vorgemischte Gas nur unter einem Druck von 5 bar in Flaschen abgefüllt und geliefert werden. Da der Iarocci – Detektor bei einem Druck von ca. 1.3 bar betrieben wird, kann aus einer Gasflasche mit 50 Litern Volumen ein Detektorvolumen von etwa 200 Litern versorgt werden.

Der vollständige Iarocci - Detektor im Höhenstrahlmessstand besteht aus 48 Iarocci - Röhren, die jeweils ein Volumen von 3 Litern haben. Also hat der Detektor ein Gesamtvolumen von 150 Litern. Bei einem geringem Fluss von zwei Detektorvolumen pro Tag braucht man mehr als eine Gasflasche von 50 Litern Volumen pro Tag. Es ist also notwendig, aus Kostengründen und wegen einer einfacheren Bedienung, das Gas selber zu mischen. Der Gasfluss wird in Kapitel 4 ermittelt.

3.5.3 Eigenschaft des Isobutans

Für das eigenständige Mischen der Gase werden die drei Komponenten in 50 Liter-Flaschen an das Gassystem, bestehend aus Gasversorgung, Gasmischer und Kontrollgeräten, angeschlossen. In einer der Flaschen befindet sich flüssiges Isobutan unter einem Druck von 20 bar.

In der Flasche selber ist das Isobutan oberhalb des Flüssigkeitsspiegels gasförmig und kann dort über einen Druckminderer in den Gasmischer geführt werden. Der Gasdruck zwischen Druckminderer und Gasmischer beträgt ungefähr 1.5 bar und ist damit bei etwa 0° Celsius gleich dem Siedepunkt des Isobutans (vgl. Abbildung 3.5). Bei dieser Temperatur kann also der Mischprozess nicht mehr stattfinden. Deshalb muss der Gasraum bei tiefen Außentemperaturen unter Einhaltung der Sicherheitsbestimmungen geheizt werden.

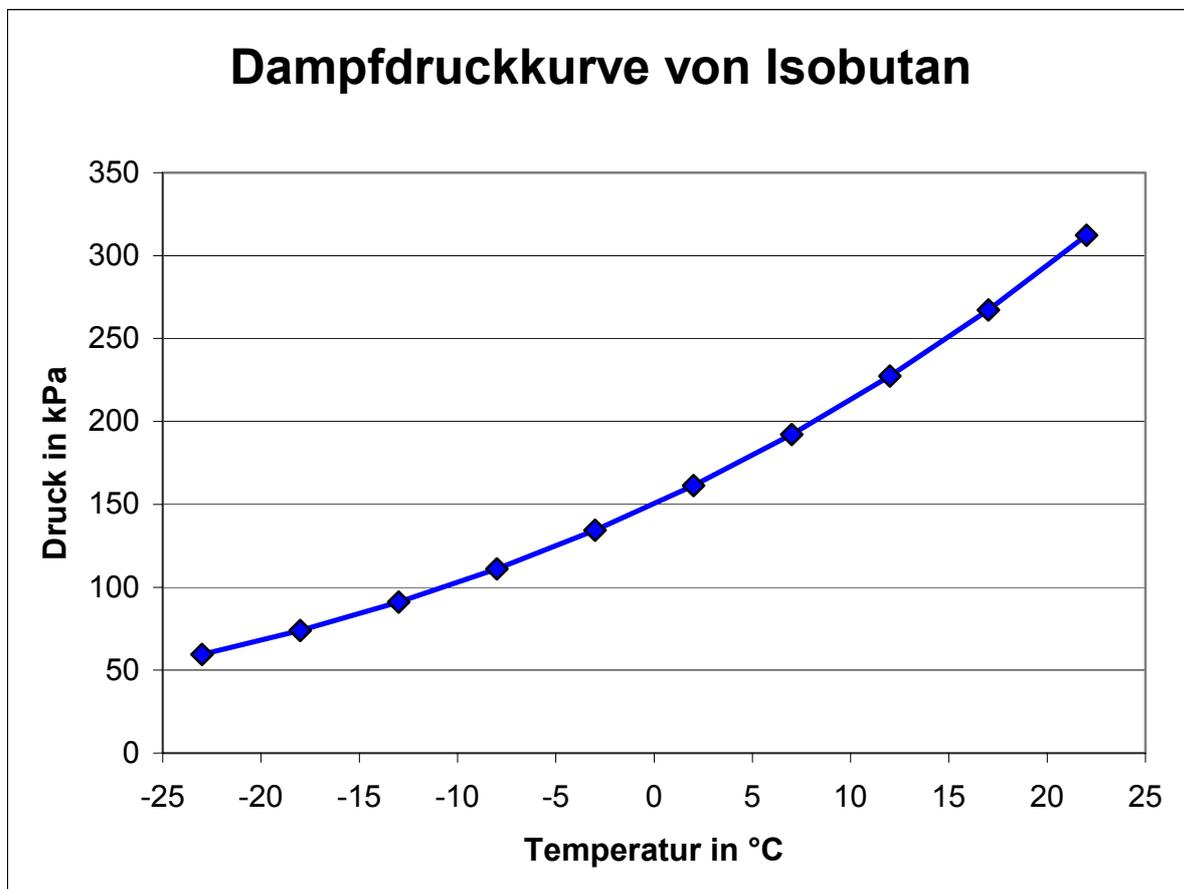


Abbildung 3.5: Dampfdruckkurve von Isobutan

3.6 Entstehung des Influenzstreifensignals

Um das Streamer – Rohr zu ermitteln, durch welches das Teilchen hindurchgeflogen ist, werden Influenzstreifen verwendet. Diese bestehen aus dünnen Kupferstreifen auf einer isolierende Plastikplatte. Eine Platte hat 24 Streifen und wird für 3 Iarocci – Rohre verwendet. In Abbildung 3.6 ist der Querschnitt eines rechten Teils einer Platte zu sehen. Die Streifen haben eine Breite von 9 mm, nur die beiden äußeren eines entsprechenden Iarocci – Rohrs sind 9.5 mm breit. Die Influenzstreifen sind 1 mm voneinander getrennt, jedoch die Nachbarstreifen von zwei unterschiedlichen Iarocci – Rohren haben einen Streifenabstand von 5 mm. Auf der Rückseite der Platte ist eine durchgehende Kupferbeschichtung, die als Masse verwendet wird und die von den Streifen getrennt ist (s. Bild 3 und 4 in Anhang C).

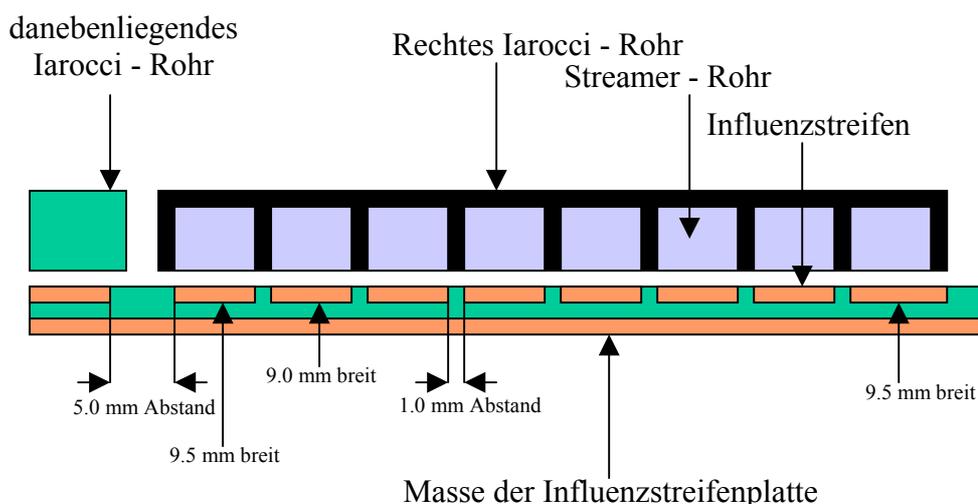


Abbildung 3.6: Seitliche Ansicht einer Influenzstreifenplatte

Es gibt bei der Entstehung des Influenzstreifensignals zwei Prozesse, die eine tragende Rolle spielen.

Das Signal auf den Influenzstreifen entsteht hauptsächlich durch eine Streamerentladung im über dem Streifen liegenden Streamer – Rohr. Nachdem die Elektronen durch den Draht abgefließen sind, herrscht kein Ladungsgleichgewicht zwischen Elektronen und Kationen mehr. Es ist nur noch eine Wolke positiv geladener Kationen im Streamer - Rohr vorhanden. Diese beeinflusst während ihres Driftes zur Kathode ein Signal auf den Influenzstreifen. Die positiven Ladungsträger des Influenzstreifens werden abgestoßen und erzeugen somit ein positives Signal, das eine Amplitude von mehreren Millivolt und eine Zeitdauer von einigen Nanosekunden hat.

Die im Streamer - Rohr verbleibende Ionenwolke beeinflusst den größten Teil der Streifensignale. Am stärksten wird das Streifensignal auf dem zum Streamer - Rohr entsprechenden Streifen beeinflusst, da hierbei der Abstand Ionenwolke – Streifen am geringsten ist. Durch die hochohmige Kathode, die Trennwand und dem größeren Abstand zwischen Ionenwolke und Nachbarstreifen, wird nur ein abgeschwächtes Signal auf den Nachbarstreifen direkt beeinflusst. Hinzu kommt, dass der Pulsabfall des benachbarten Streifensignal wesentlich schneller ist, weil einige positive Ladungsträger zu dieser Kathodenwand hindriften und somit das elektrische Feld der Ionenwolke abschwächen.

In Influenzstreifenuntersuchungen wurde außerdem festgestellt, dass ein Signal eines Influenzstreifens einen sehr kleinen Puls auf seine Nachbarstreifen influenziert. Hierzu wurde mit einem Pulsgenerator ein Signal von 100 mV Amplitude und einer Breite von 25 ns erzeugt und an einem Ende eines Influenzstreifen eingespeist. Dieses Signal erzeugte im Nachbarstreifen einen Puls, den man an dessen gegenüberliegenden Ende als sehr kleines 9 mV Signal erkennen konnte. Der übernächste Streifen zeigte nur die in der Messhalle übliche Hintergrundstörungen. Es wurde somit nachgewiesen, dass ein Streifensignal auf den Nachbarstreifen nur einen kleinen Puls influenziert (vgl. Prinzip eines Kondensators).

Die Streifensignale werden digital mit einer für diesen Zweck entwickelten Influenzstreifenelektronik (s. Kapitel 5 und 6) ausgelesen. Mit dieser wird festgestellt, durch welches Streamer - Rohr das Myon hindurchgeflogen ist. Details zur Ortsauflösung und Ansprechverhalten des Iarocci – Detektors werden in Kapitel 7 und 8 besprochen.

3.7 Zusammenfassung

1. Ein Iarocci - Rohr besteht aus acht über den Anodendraht und Kathode miteinander verbundenen Streamer - Rohren. Fliegt ein Teilchen durch eines der acht Rohre, so wird dessen Gas ionisiert, und die Elektronen driften zum Anodendraht. In dessen Nähe werden viele Atome ionisiert und die Kationen bewirken einen Abfall des elektrischen Feldes. Dadurch kommt es zur rückwärtslaufenden Entwicklung eines Streamers. Die nach dem Abfließen der Elektronen verbleibenden positiven Ladungsträger influenzieren während ihres Driftes zur Kathode das Drahtsignal. Dieses wird über einen Kondensator ausgekoppelt und mit einem ADC gemessen.
2. Das Drahtsignal gibt Aufschluss, ob der Detektor sich im Streamer - mode befindet. Damit kann man die einwandfreie Funktion von Gasmischung und Gasfluss indirekt überprüfen. Bei den vorliegenden Detektoren kann aus dem Drahtsignal nicht dasjenige der acht Streamer - Rohre identifiziert werden, durch das Teilchen hindurchgeflogen ist.
3. Die Influenzstreifensignale werden digital mit einer für diesen Zweck entwickelten Elektronik ausgelesen. Mit dieser kann festgestellt werden, in welchem Streamer - Rohr der Teilchendurchgang stattgefunden hat.

4. Untersuchung zweier Gasmischungen und Bestimmung des Gasflusses

4.1 Ziele

1. Zwei Gasmischungen wurden untersucht, um diejenige herauszufinden, die einen möglichst schonenden Betrieb des Detektors erlaubt.
2. Der kleinst mögliche Gasfluss, der noch eine hohe Effizienz hat, ist zu bestimmen.
3. Es muss herausgefunden werden, ob indirekte Gasverbindungen verwendet werden können, d.h. ob zwei Iarocci – Rohre im Gasfluss hintereinander verbunden werden können oder nicht.
4. Die Stabilität des Detektors bzgl. Stromüberschreitungen („Trips“) ist zu gewährleisten.

Für die Ziele 1 und 4 muss der Detektor aufgebaut und das Drahtsignal, da es keine Ausleseelektronik für die Streifen gab, gemessen werden. Bei den Zielen 2 und 3 ist die Effizienz für verschiedene Flüsse zu untersuchen, jedoch ist für das 3. Ziel notwendig, direkte und indirekte angeschlossene Iarocci - Rohre einzusetzen.

4.2 Aufbau für diese Untersuchungen

4.2.1 Überblick

Die Messungen wurden am Höhenstrahlmessstand (s. Abbildung 4.1) durchgeführt. Die Funktionen des unteren Hodoskops und Eisenabsorber wurden in Kapitel 2 im Detail besprochen. Die Iarocci - Rohre sind an einem Gassystem und an der in Abschnitt 3.2 vorgestellten Hochspannungselektronik angeschlossen.

Das ausgekoppelte Signal aus der Hochspannungselektronik wird zu einem ADC[21] geführt und dort digitalisiert. Das ankommende Signal besteht aus Drahtsignal mit einer überlagerten sinusförmigen Schwingung, die von einer Hintergrundstörung stammt. Ein kastenförmiges negatives Signal, genannt Gate – Signal, löst mit seiner abfallenden Flanke die ADC – Messung aus. Dieses Signal muss genau zum Zeitpunkt ankommen, wenn ein Teilchendurchgang stattfindet. Also muss ein Gate – Signal ausgelöst werden, wenn ein Trigger – Signal vorhanden ist (s. Abschnitt 4.2.3). Das ausgekoppelte Signal von den Iarocci - Rohren muss über eine genau abgestimmte Länge an Kabeln verzögert werden, ehe es zum ADC kommt. Dies ist notwendig, um dem Gate – Signal die nötige Zeit zu geben, um erzeugt und zum ADC geführt zu werden.

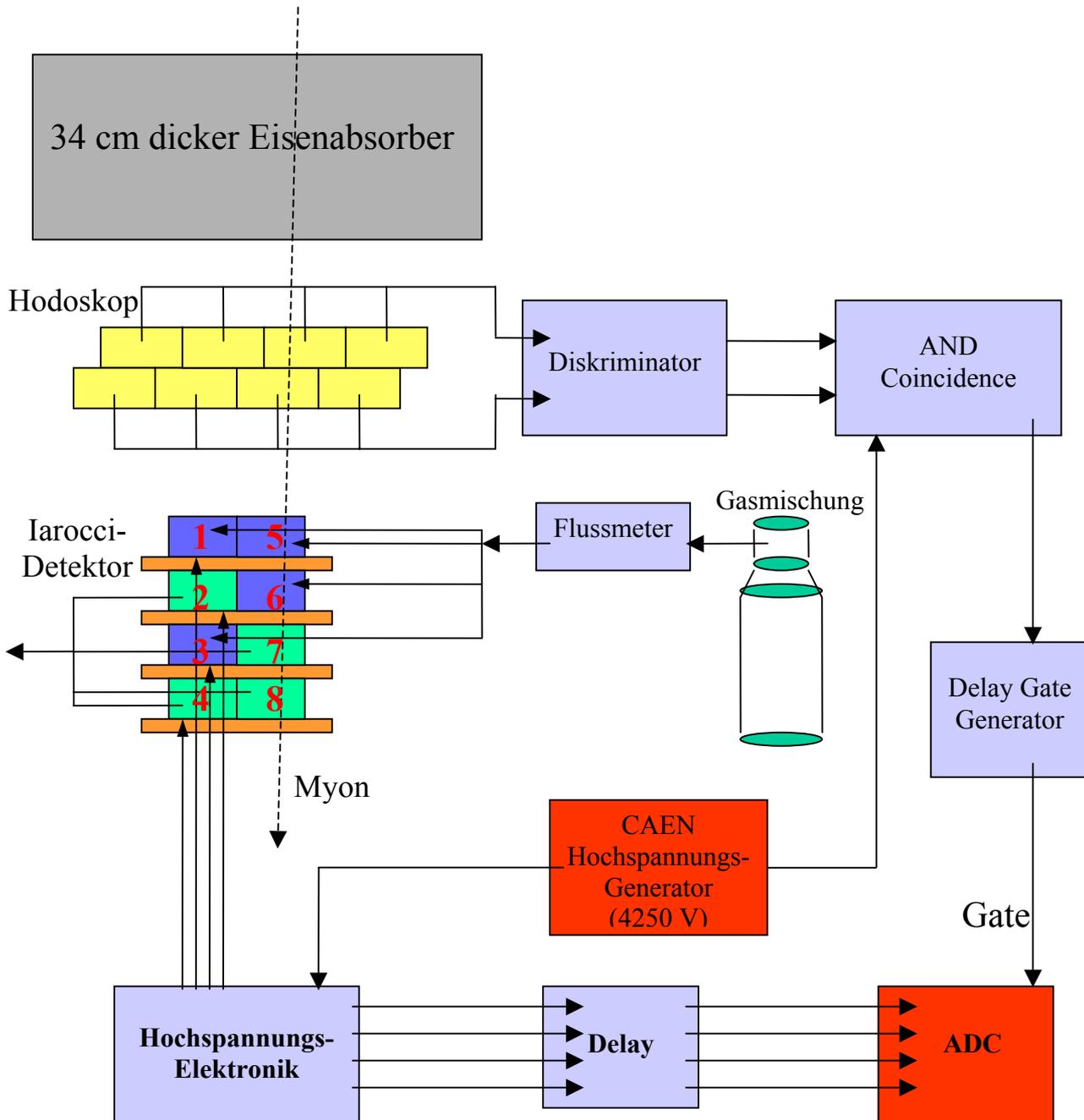


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbau in dem nur der linke Iarocci – Rohr – Turm ausgelesen wird

4.2.2 Anordnung und Betrieb der Iarocci - Rohre

Die Rohre wurden in zwei Türmen von vier Lagen aufgestapelt. Die Gasmischung wird über einen einstellbaren Flussmeter in vier (s. Abbildung 4.1: Rohr 1, 3, 5 und 6) der acht Rohre eingeleitet und somit sind diese Rohre direkt ans Gassystem angeschlossen. Nachdem das Gas diese direkt verbundenen Rohre durchströmt hat, wird es in die verbliebenen vier (Rohr 2, 4, 7 und 8) geführt, die somit indirekt ans Gassystem angeschlossen sind. Diese Anordnung wurde gewählt, um untersuchen zu können, ob es einen Effizienzunterschied zwischen direkt und indirekt angeschlossenen Rohre gibt. Die Betriebsspannung wurde auf 4250 V eingestellt.

Entsteht ein Draht - Signal, so wird dieses durch einen Kondensator in der Hochspannungselektronik ausgekoppelt. Das ausgekoppelte Signal wird in einer Verzögerungseinheit (Delay), die aus mehreren Metern Kabeln besteht, so lange verzögert, bis das Gate Signal im ADC angekommen ist. Danach wird das Drahtsignal zu einem der ADC - Kanäle geführt und solange integriert, bis das Gate - Signal beendet ist. Das ADC registriert die geflossene Ladung digital in Einheiten von 0,25 pC. Es wird nun erläutert wie das Gate - Signal erzeugt wird und welche Eigenschaften wichtig für die ADC Messung sind.

4.2.3 Das Gate - Signal für den ADC

Ein Gate - Signal, das dem ADC anzeigt, dass ein hochenergetisches Myon zu erwarten ist, selektiert die Zeiträume, in denen das ADC zur Aufnahme von Messwerten bereit ist („Trigger“). Dieses Triggersignal wird mit den Signalen der Photomultiplier des Hodoskops (s. Abschnitt 2.4) bei einem Myon - Durchgang erzeugt. Welche Bedingungen die Signale der Photomultiplier für die Auslösung eines Triggers erfüllen müssen, kann von Messung zu Messung verschieden sein. Ein Trigger - Signal wird in diesem Aufbau ausgelöst, wenn simultan mit einer „AND Coincidence“ ein Teilchendurchgang in der oberen und unteren Szintillatorenlage mit entsprechenden Photomultipliern und Diskriminatoren nachgewiesen wurde. Am Ausgang der „AND Coincidence“ kommt ein negativer, kastenförmigen Puls heraus. Die erste abfallende Flanke ist das „Startzeichen“ für den Messbeginn. Die später ankommende ansteigende Flanke ist das „Stopzeichen“ und somit das Ende der Messung. Der Abstand bzw. Zeitdifferenz zwischen absteigender und ansteigender Flanke ist das zeitliche Messfenster in der die Messung durchgeführt wird. Durch ein „Delay Gate Generator“ wird die Gatebreite verändert und der für diese Messung notwendiger Zeitraum eingestellt. Anschließend gelangt das Gate - Signal in das ADC. In diesen Messungen hatte das Gate - Signal ein Zeitfenster von etwa 300 ns.

4.3 Zwei Gasmischung und die Stabilität

4.3.1 Die Wahl zwischen zwei Gasmischungen

Die zuerst verwendete Gasmischung hatte folgende Zusammensetzung: 2.5 % Argon, 10.0 % Isobutan und 87.5 % Kohlendioxyd. Bei dieser Mischung und einer Betriebsspannung von 4500 V sind die Rohre zu 90 % im Streamer - Mode [20]. Diese Spannung ist relativ hoch und kann über längere Zeiträume zu Schäden des Detektors führen und somit seine

Lebenszeit stark reduzieren. Für einen schonenden Betrieb ist eine geringere Hochspannung von Vorteil. Des Weiteren wurde bei vorherigen [22] und den in Abschnitt 4.4 durchgeführten Messungen festgestellt, dass ein stabiler Betrieb ohne Trips kaum möglich war. Deshalb war es sinnvoll, eine alternative Gasmischung zu finden. Eine vielversprechende und bewährte Gasmischung ist die, die am DELPHI - Experiment verwendet wurde. Diese hat eine erhöhte Konzentration an Isobutan von 30% und an Argon von 10% [22]. Die restliche Gasmischung besteht aus Kohlendioxid.

Die ursprüngliche und die neue Gasmischung wurden verglichen, um zu überprüfen, ob die neue Gasmischung in den Iarocci - Rohren verwendet werden kann und ob sie wirklich bei einer geringeren Spannung funktioniert. Die Datennahme wurde mit der alten Gasmischung bei einer Spannung von 4500 V (Abbildung 4.2) und mit der neuen Mischung bei 4250 V (Abbildung 4.3) durchgeführt. Einträge im ADC bei etwa 50 Bins zeigen das Hintergrundrauschen („Pedestal“). Oberhalb des Pedestals befindet sich das gemessene Signal. In beiden Fällen sind die Signale deutlich getrennt vom Hintergrundrauschen, zu sehen. Folglich kann auch die neue Gasmischung mit einer geringeren Betriebsspannung verwendet werden. Dieses Ergebnis wird durch [20] bestätigt. Zu klären bleibt nun, ob der Betrieb der Iarocci – Rohre mit dieser Gasmischung stabil ist.

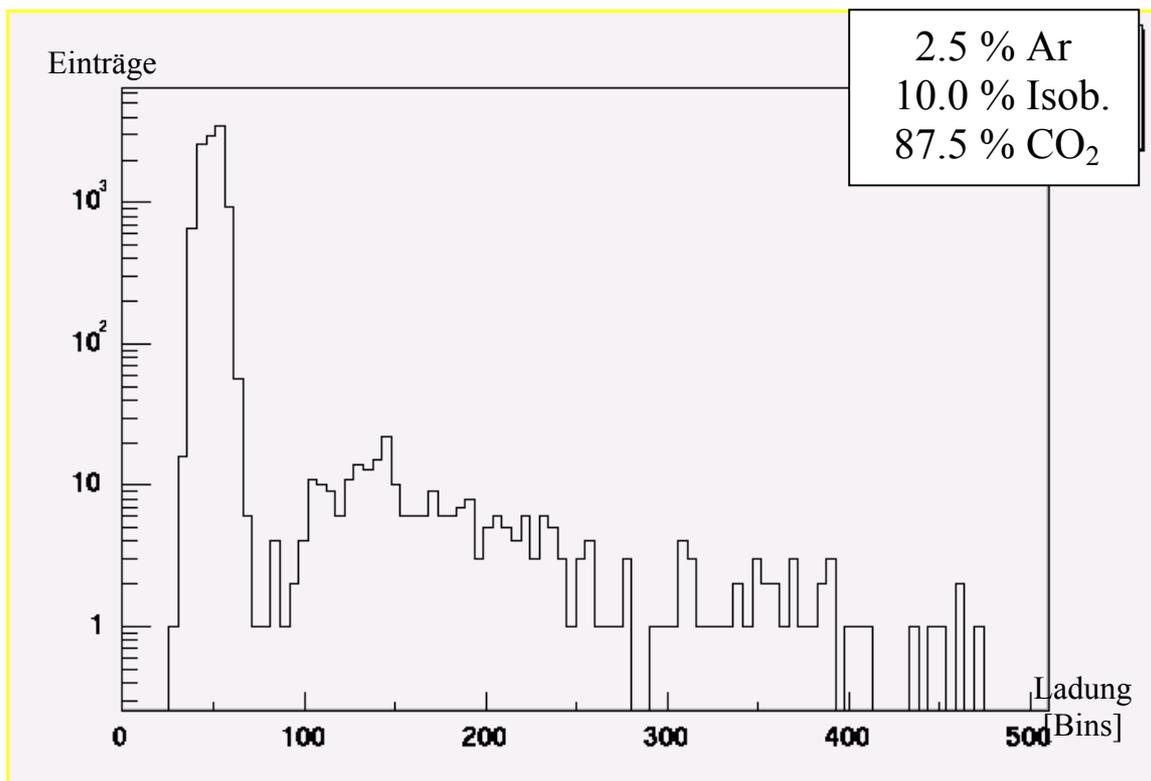


Abbildung 4.2: ADC - Spektrum von Rohr 1 mit der alten Gasmischung bei 4500 V

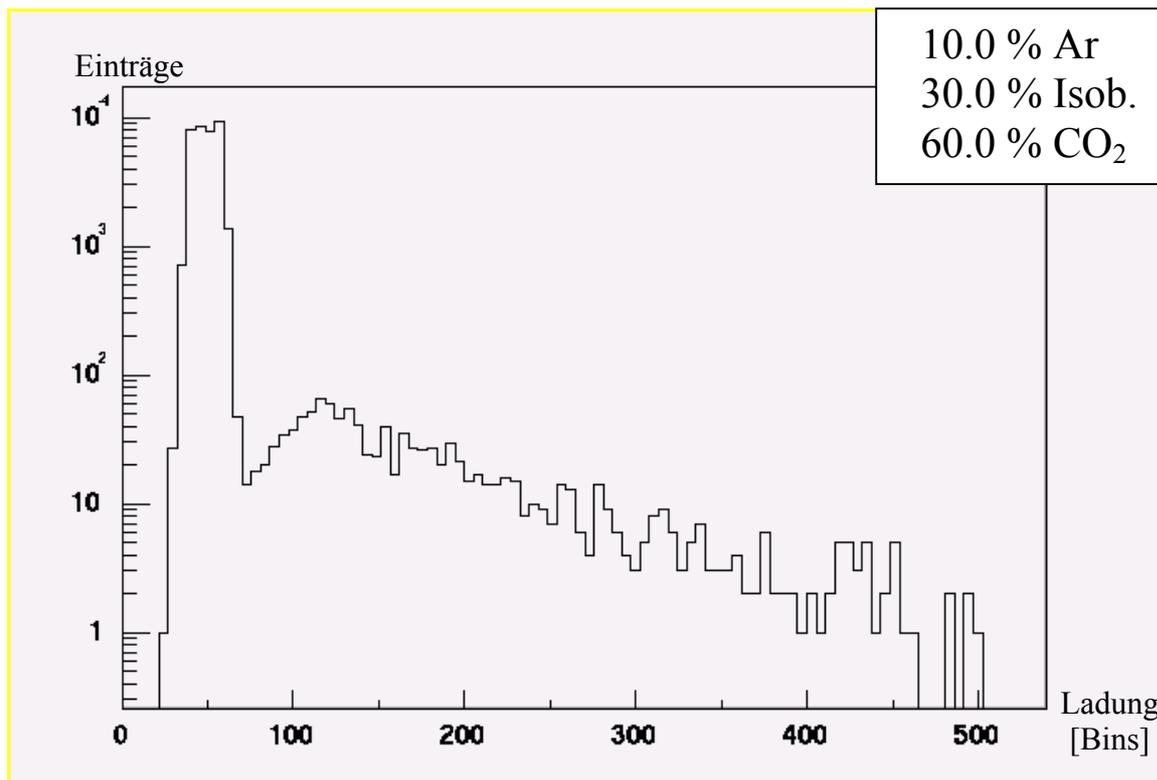


Abbildung 4.3: ADC - Spektrum von Rohr 1 mit der neuen Gasmischung bei 4250 V

4.3.2 Die Stabilität des Detektors mit der neuen Gasmischung

Es ist mit der ursprünglichen Gasmischung öfters passiert, dass es während den Messungen zu Problemen mit der Spannungsversorgung kam. Die Spannung des verwendeten CAEN - Hochspannungsgenerator wurde auf 4250 V eingestellt und die maximale Stromstärke auf 800 nA beschränkt. Falls zuviel Strom gezogen wurde, so schaltete der Hochspannungsgenerator die Spannung ganz aus („Trip“), um keine Detektorkomponenten zu beschädigen. In diesem Falle ist es zu einer Entladung gekommen. Dies kann bei einem beschädigten Kabel, einem defekten Stecker, oder im Iarocci – Rohr selbst passieren, falls es defekt ist oder sich Verschleißerscheinungen zeigen. Sorgfältig wurden Kabel und Stecker nach Defekten untersucht, um diese Stromquelle so gering wie möglich zu halten. Da die Rohre schon viele Jahre benutzt wurden, ist bei einer Störung die wahrscheinlichste Ursache, dass das Iarocci - Rohr selbst defekt ist. Die möglichen Auslöser die ein Dunkelstrom bzw. Entladungen zur Folge haben werden im Abschnitt 9.1.1 erläutert.

Es wurde ein neues Gassystem installiert, welches es ermöglicht, durch das selbstständige Mischen des Gases lange Betriebszeiten zu haben. Im Rahmen der Untersuchungen wurden 12 Iarocci - Rohre 24 Stunden lang mit einem Fluss von 6 Detektorvolumen am Tag vorgespült. Anschließend wurden die Rohre, sowohl mit direkter als auch indirekter Gasversorgung, über einen Zeitraum von 24 Stunden, bei einem Gasfluss von 3 Detektorvolumen pro Tag und Hochspannung von 4300 V betrieben. Hierbei erwies sich der Betrieb der Rohre als stabil. Es kam zu keinem Überschreiten der Strombegrenzung. Dies war bei den vorherigen Messungen mit dem vorgemischten Gas, wegen der begrenzten Vorspülzeit, nicht möglich gewesen.

Daraus kann geschlossen werden, dass eine Vorspülzeit von einem Tag notwendig ist, um einen zuverlässigen Betrieb des Detektors zu gewährleisten.

4.4 Bestimmung des Gasflusses

4.4.1 Einführung

Der gesamte Iarocci - Detektor wird zu einem späteren Zeitpunkt doppellagig in einen Faraday - Käfig eingebaut, der einerseits die Hintergrundstörung besser abschirmen (s. Kapitel 9) und andererseits den ganzen Detektor tragen und schützen soll. Da der zur Verfügung stehende Raum unter dem Eisenabsorber sehr begrenzt ist, ist es praktisch und sinnvoll, das ganze Gassystem (Zufuhr und Abfluss des Gases) nur auf einer Seite zu installieren. An der anderen Seite wird die gesamte Ausleseelektronik der Influenzstreifen eingebaut. Dieser Aufbau führt zwangsweise dazu, dass das Gas erst in ein Iarocci - Rohr eingeführt wird und am anderen Ende, wo sich die Ausleseelektronik befindet, in ein anderes Rohr geführt wird. Das zweite ist also indirekt, nach dem ersten Rohr, an das Gas angeschlossen. Das Gas wird dann auf der Gassystemseite aus dem zweiten Rohr abgeführt und über die Klimaanlage aus der Halle herausgeblasen.

Bislang gab es keine Erkenntnisse, wie sich das zweite Rohr, das indirekt mit Gas versorgt wird, verhält. Es könnten sich neue Gase im ersten Iarocci - Rohr bilden oder es könnte zu Verunreinigungen der Gasmischung durch andere Gase kommen. Zu untersuchen ist, ob das Gas sich so verändert hat und ob es zu weniger Streamer im zweiten Rohr kommt. Die folgenden Messungen sollen Aufschluss darüber geben, ob indirekte Gasverbindungen eingesetzt werden können oder nicht.

Es wurden mehrere Messungen bei unterschiedlichen Gasflüssen durchgeführt. Aus der Kenntnis der Zeitspannen der Gasflüsse wurde die Verweildauer der Gasmischung berechnet. Bei größeren Verweildauern der Gasmischung im Detektor können sich neue Gase bilden. Ausserdem koennte es passieren, dass eine erhöhte Ineffizienz bei Senkung des Gasflusses auftreten könnte.

Bei Myonen, die kein Draht – bzw. Streamer - Signal auslösen, sind die Fälle, in denen das Myon am Detektor vorbeifliegt oder durch nicht aktive Komponenten fliegen, von der tatsächlichen Ineffizienz zu trennen. Um die Zahl der Myonen zu bestimmen, die zwar durch den Detektor fliegen, aber kein Streamer - Signal auslösen, wird die Untergruppen aller Ereignisse analysiert, in denen ein Myon in den Detektorlagen ober- und unterhalb des zu untersuchenden Iarocci-Rohres nachgewiesen wurde, vergleiche Abbildung 4.1.

Folgende Definitionen wurden verwendet:

- Selektiertes Teilchen = Myon, welches gleichzeitig im direkt überliegenden und unterliegenden Iarocci – Rohr, des zu untersuchenden Iarocci – Rohrs ein Draht - Signal erzeugt hatte.
- Ineffizientes Teilchen = Myon, das zwar selektiert wurde, jedoch im mittleren Iarocci - Rohr kein Streamer-Signal hinterließ. Der ADC - Wert dieses Rohres befindet sich somit im Pedestal.

Ineffizienz = $\frac{\text{Anzahl der ineffizienten Teilchen}}{\text{Anzahl der selektierten Teilchen}}$.

Der sensitive Bereich der Streamer - Rohre ist 9 mm breit (s. Abbildung 3.1). Die Wandstärke zwischen zwei benachbarten Rohren beträgt 1 mm. In einer groben Abschätzung ergibt sich somit eine geometrische Akzeptanz von 90 %, was einer Ineffizienz von etwa 10 % entspricht. Im vorliegenden Aufbau ist die gemessene Ineffizienz deutlich geringer, da ein Großteil der Myonen fast senkrecht einfällt und die Ineffizienten Bereiche (Wände) in den einzelnen Detektorlagen übereinander liegen.

4.4.2 Analyse der Daten

Zuerst muss für jedes einzelne Rohr die Grenze zwischen Hintergrundstörung (Pedestal) und Streamer - Signal mit Hilfe des ADC – Spektrums definiert werden. Die ADC – Spektren der im Versuchsaufbau verwendeten acht Iarocci – Rohre und die Schnittwerte zwischen Pedestal und Signal sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

Es sind Verschiebungen der Pedestals und der Streamer – Signale und somit unterschiedliche ADC – Spektren der Kanäle zu sehen. Um zu prüfen, ob diese unterschiedlichen Pedestal von den Iarocci – Rohren abhängen, wurden die Eingangskanäle des ADCs vertauscht. Aus dieser Untersuchung ist heraus gekommen, dass die Pedestal - Positionen von den internen Kanaleinstellungen der ADCs abhängen.

Bei diesen Messungen war das Erdungsschema sehr gut gewesen, da die Pedestals eine geringe Breiten hatten. Dadurch ist es sogar möglich gewesen, dass die Proportional - Signale an der rechten abfallenden Flanke des Pedestals zu erkennen sind (1) (s. Abbildung 4.4). Hier fällt die Verteilung viel langsamer ab, als sie auf der linken Flanke zugenommen hat. Die Verteilung gelangt zu einem Minimum und nimmt dann wieder zu. Ab diesem Punkt erkennt man das Streamer – Signal (2), welches zu einem Maximum gelangt und anschließend wieder abnimmt.

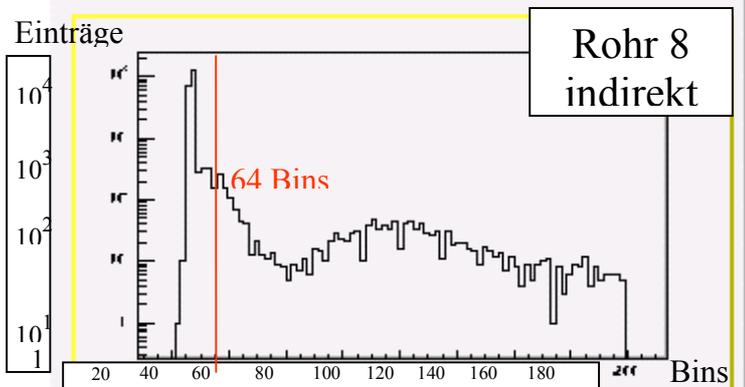
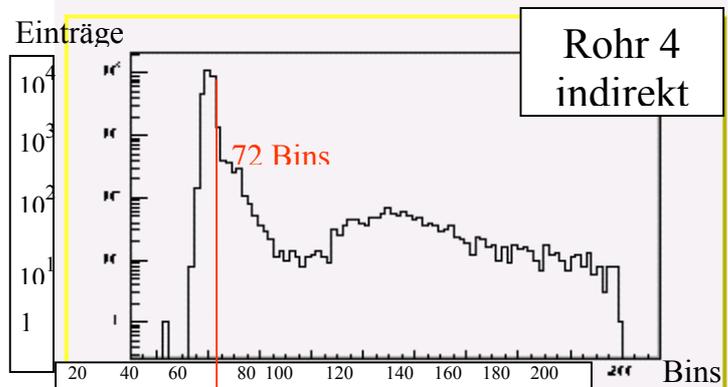
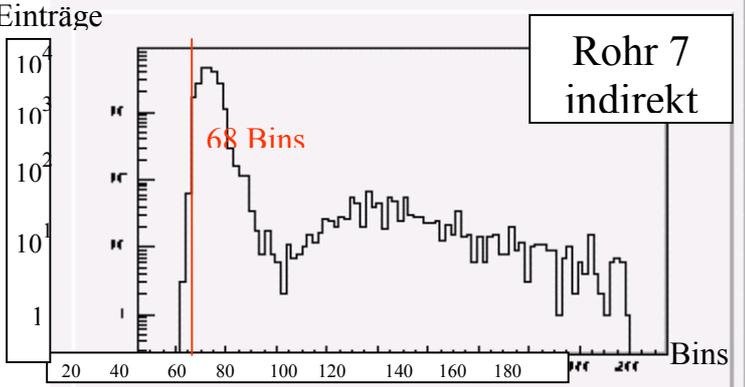
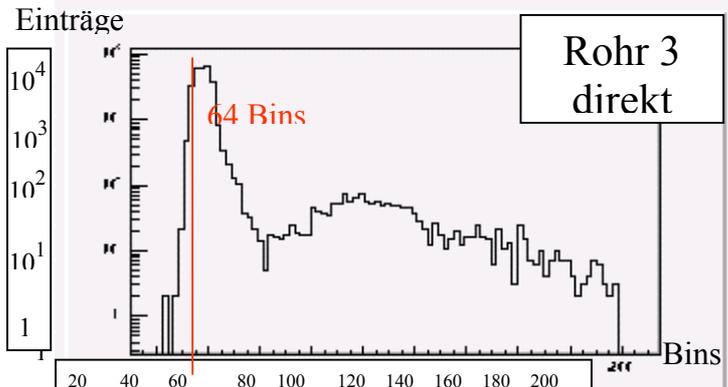
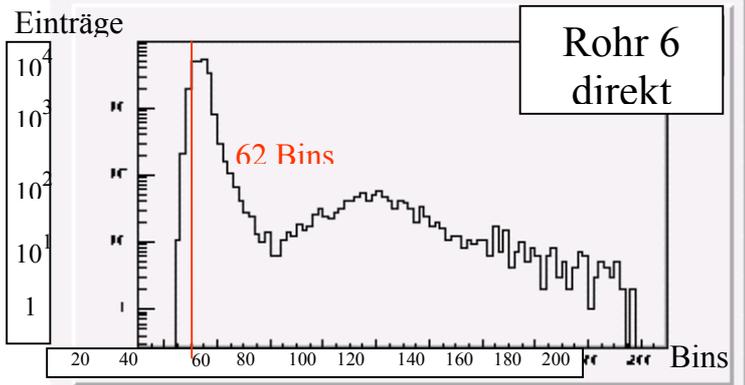
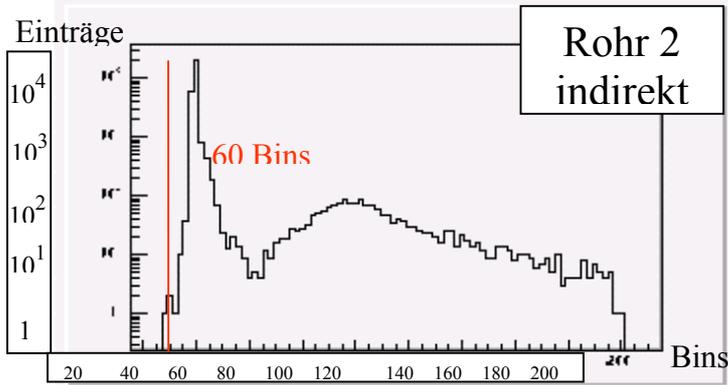
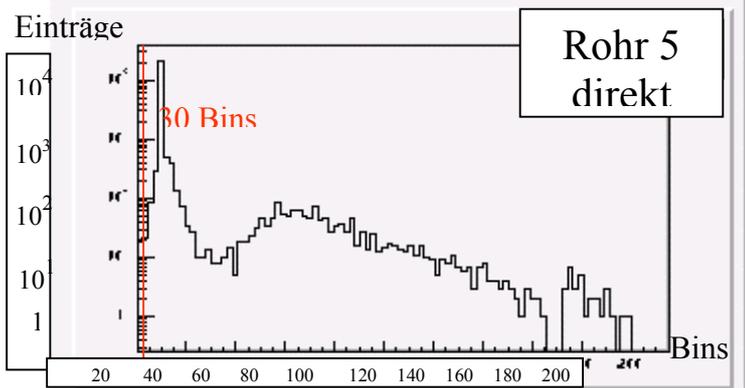
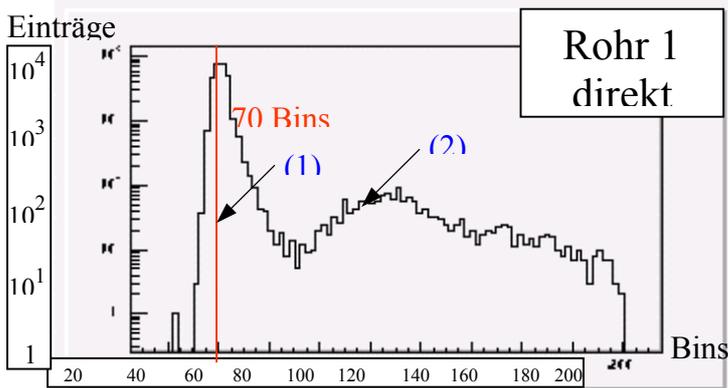


Abbildung 4.4: ADC – Spektren der acht Iarocci – Röhre

Die Untersuchung wurde für die vier Rohre 2, 3, 6 und 7, da nur diese Rohre den in 4.4.1 definierten Selektionskriterien genügen können, als Funktion der Verweildauern der Gasmischung durchgeführt (s. Abbildung 4.1).

In Abbildung 4.5 sind die ADC Spektren des Rohres 3 für alle getriggerten Ereignisse in blau, die der selektierten Myonen in rot dargestellt.

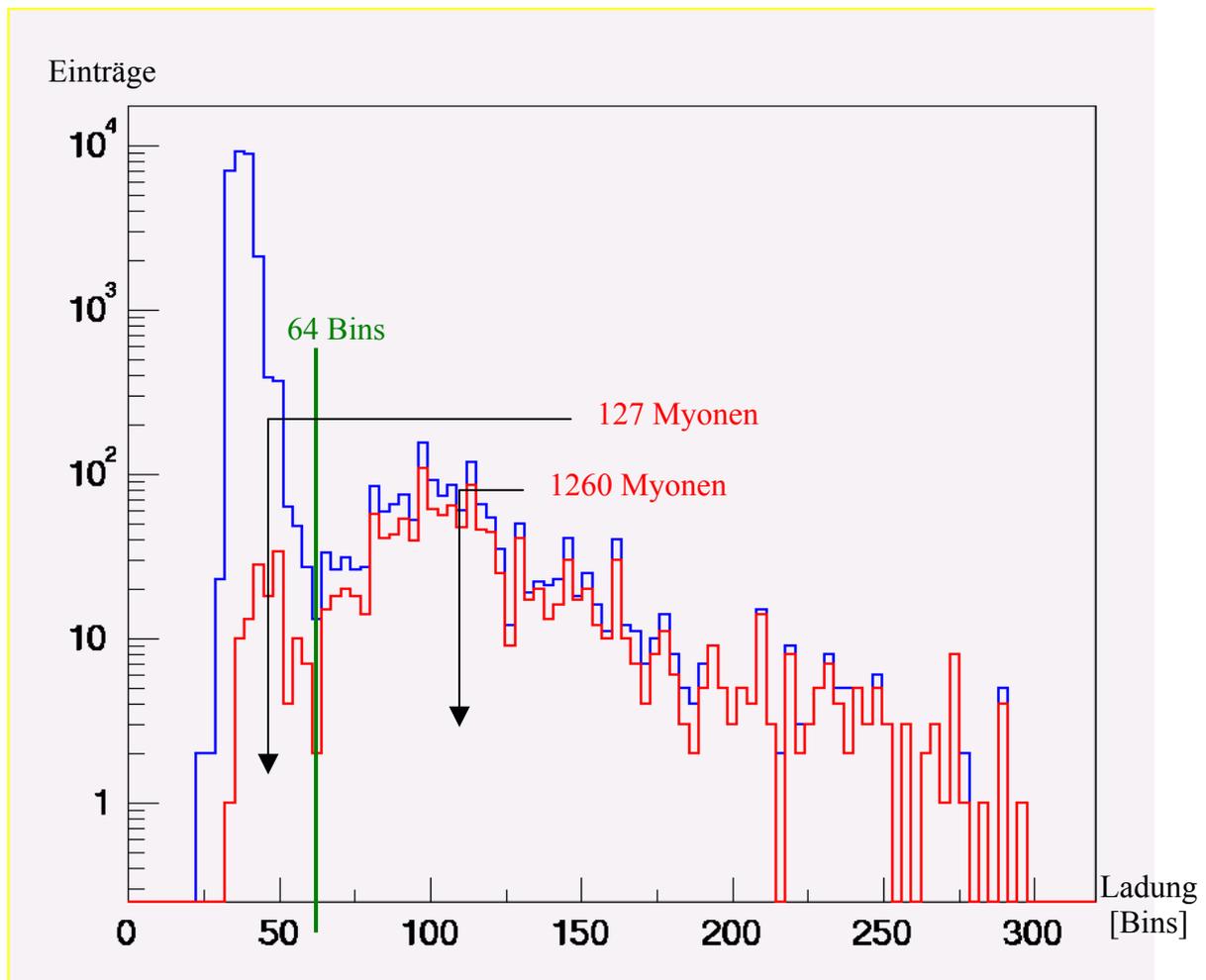


Abbildung 4.5: ADC - Spektrum von Rohr 3 (direkte Gasverbindung) für alle getriggerten und selektierten Myonen (Verweildauer: 5.43 Stunden)

Aus Abbildung 4.5 sieht man, dass für selektierte Myonen der Anteil der Hintergrundereignisse sehr klein geworden ist. Insgesamt wurden 1387 Myonen selektiert von den sich 127 im Pedestal befinden. Dies entspricht einer Ineffizienz von 9.2 %.

Für die Untersuchung der indirekten Gasverbindungen wurden die ursprünglichen Einlässe vertauscht. Ein direkt ans Gassystem angeschlossenes Rohr wurde zu einem indirekt angeschlossenen und umgekehrt. Die hier beschriebene Ineffizienz-Analyse wurde wiederholt.

4.4.3 Ergebnisse der Untersuchung

Die Ergebnisse der Ineffizienzen der Rohre sind als Funktion der Verweildauern der Gasmischung in Abbildungen 4.6 und 4.7 aufgetragen.

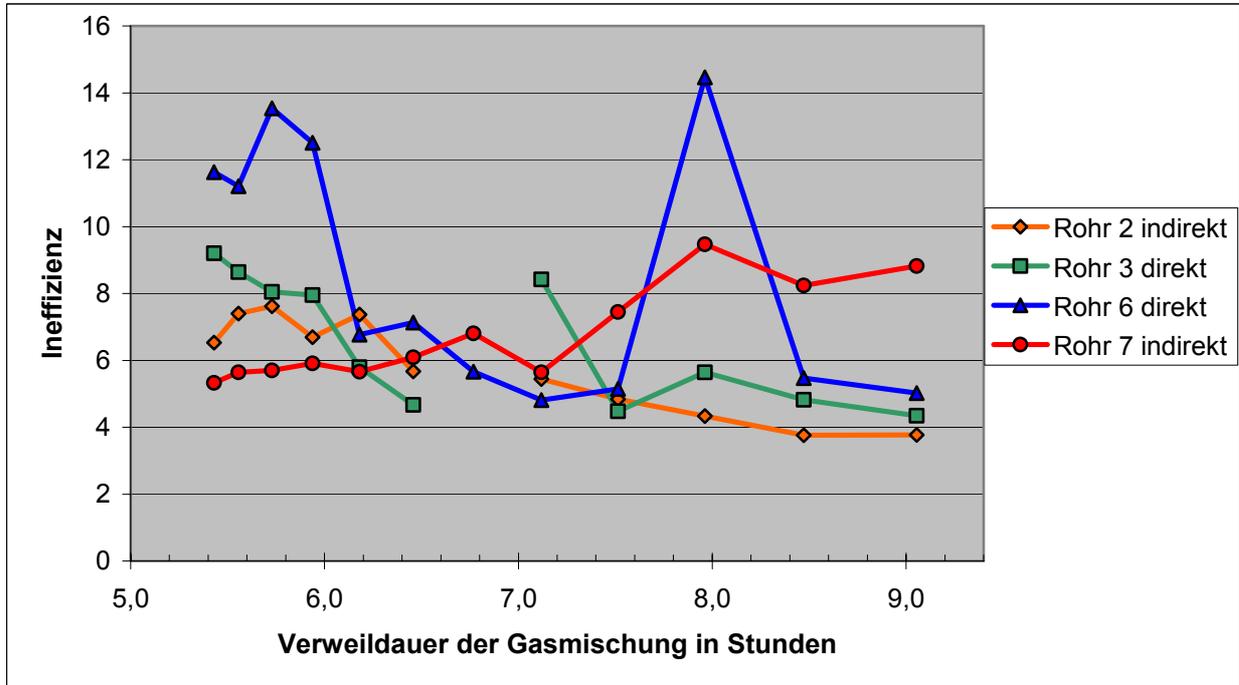


Abbildung 4.6: Ineffizienz der vier Rohre als Funktion der Verweildauer der Gasmischung

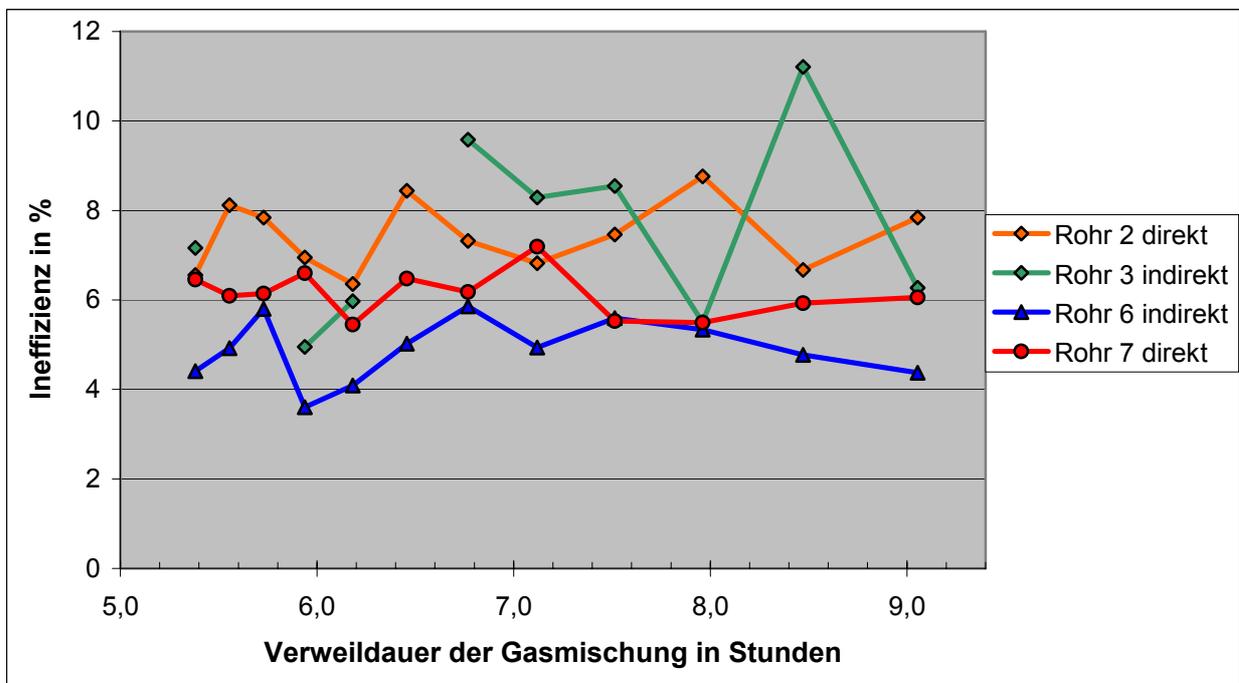


Abbildung 4.7: Ineffizienz der vier Rohre als Funktion der Verweildauer der Gasmischung (vertauschte Gasanschlüsse an den Iarocci - Rohre)

Aus Abbildungen 4.6 und 4.7 kann man schließen, dass es keinen signifikanten Unterschied in der Ineffizienz direkt oder indirekt versorgter Rohre gibt.

Die Ineffizienz liegt, wie erwartet, etwas unterhalb von 10 %. Das Rohr 6 zeigt sich anfangs als besonders ineffizient gegenüber den anderen Rohren. Die Rohre wurden nach monatelangem Nichtbetrieb nur eine Stunde lang mit der Gasmischung versorgt, und eine so kurze Zeit scheint bei einigen Rohren problematisch zu sein. Mehrfach wurde am CAEN Hochspannungsgenerator eingestellte Stromgrenze von 800 nA überschritten. Es erwies sich als Vorteil, die Rohre mehrere Stunden vor Betrieb mit dem Gasgemisch zu fluten, um Ablagerungen von ungewünschten Elementen bzw. Gase wegzuspülen. Erst dadurch war ein störungsfreier Betrieb des Detektors möglich.

Bei den Ineffizienzen sind Fluktuationen zu sehen, aber keine Tendenz festzustellen. Des Weiteren ist keine signifikante Abhängigkeit der Ineffizienz von Verweildauer oder direktem / indirektem Gasanschluss erkennbar. Abgesehen von ein paar Ausreißern, ist die Ineffizienz kleiner als 10 %. Ein geringer Gasfluss von 3 Detektorvolumen pro Tag, dies entspricht einer Verweildauer der Gasmischung von 8 Stunden, ist kein Problem bezüglich der Ineffizienz.

4.5 Schlussfolgerungen

1. Die Gasmischung vom DELPHI - Experiment mit 10 % Argon, 30 % Isobutan und 60 % Kohlendioxid hat sich bewährt und kann bedenkenlos eingesetzt werden.
2. Da größere Verweildauern der Gasmischung im Detektor zu keinem Effizienzverlust führen, kann der Detektor mit einem niedrigen Gasfluss von drei Detektorvolumen am Tag betrieben werden.
3. Indirekt betriebene Iarocci - Rohre haben dieselbe Effizienz wie direkt betriebene und deshalb kann diese Form der Gasversorgung eingesetzt werden.
4. Der Iarocci - Detektor erwies sich während eines Zeitraums von 24 Stunden als zuverlässig und stabil bzgl. Gasfluss und Hochspannung.

5. Funktionsweise und Betrieb der Ausleseelektronik der Influenzstreifen

Es wird zuerst im Abschnitt 5.1 die Ausleseelektronik vorgestellt, die für das Auslesen der Influenzstreifensignale gebaut wurde, und es wird auch erklärt, welche Funktion die einzelnen elektronischen Komponenten haben. Um diese Influenzstreifenelektronik auslesen zu können, müssen Steuersignale für die Schieberegister erzeugt werden. Die Funktionsweise wird in Abschnitt 5.2 beschrieben. Ein Testen der Schieberegister ist wegen des Steuerns der Elektronik mit einem größeren technischen Aufwand verbunden, muss jedoch durchgeführt werden, um eine problemlose Inbetriebnahme des Iarocci – Detektors zu gewährleisten. Einmal wurde die Ausleseelektronik mit die Test mit künstlich erzeugten Pulsen (Abschnitt 5.3) und dann ein weiteres Mal, parallel zu Untersuchungen des Hintergrundrauschens (Abschnitt 5.4), mit echten Streifensignalepulse getestet.

5.1 Die Komponenten der Elektronik

Die gesamte Ausleseelektronik der Influenzstreifen des Iarocci – Detektors besteht aus 16 Auslesekarten. Jede Karte wird an einer Influenzstreifenplatte angeschlossen und liest somit 24 Streifen aus, entsprechend 3 Iarocci – Röhren. Abbildung 5.1 zeigt die Ausleseelektronik [41] (Schaltpläne in Anhang A, Bild 6 und 7 in Anhang C) für 8 Streifen und das komplette Schieberegister bestehend aus 3 Chips (74HCT166N [23]). Des weiteren ist zu sehen, wie die Signale von den elektronischen Einheiten verarbeitet werden. Für den Betrieb der Karte wird eine Spannung von ± 12 Volt an einen Spannungsregulierer (L78S05CV [24]) angeschlossen, der die Spannung an die elektronischen Komponenten verteilt.

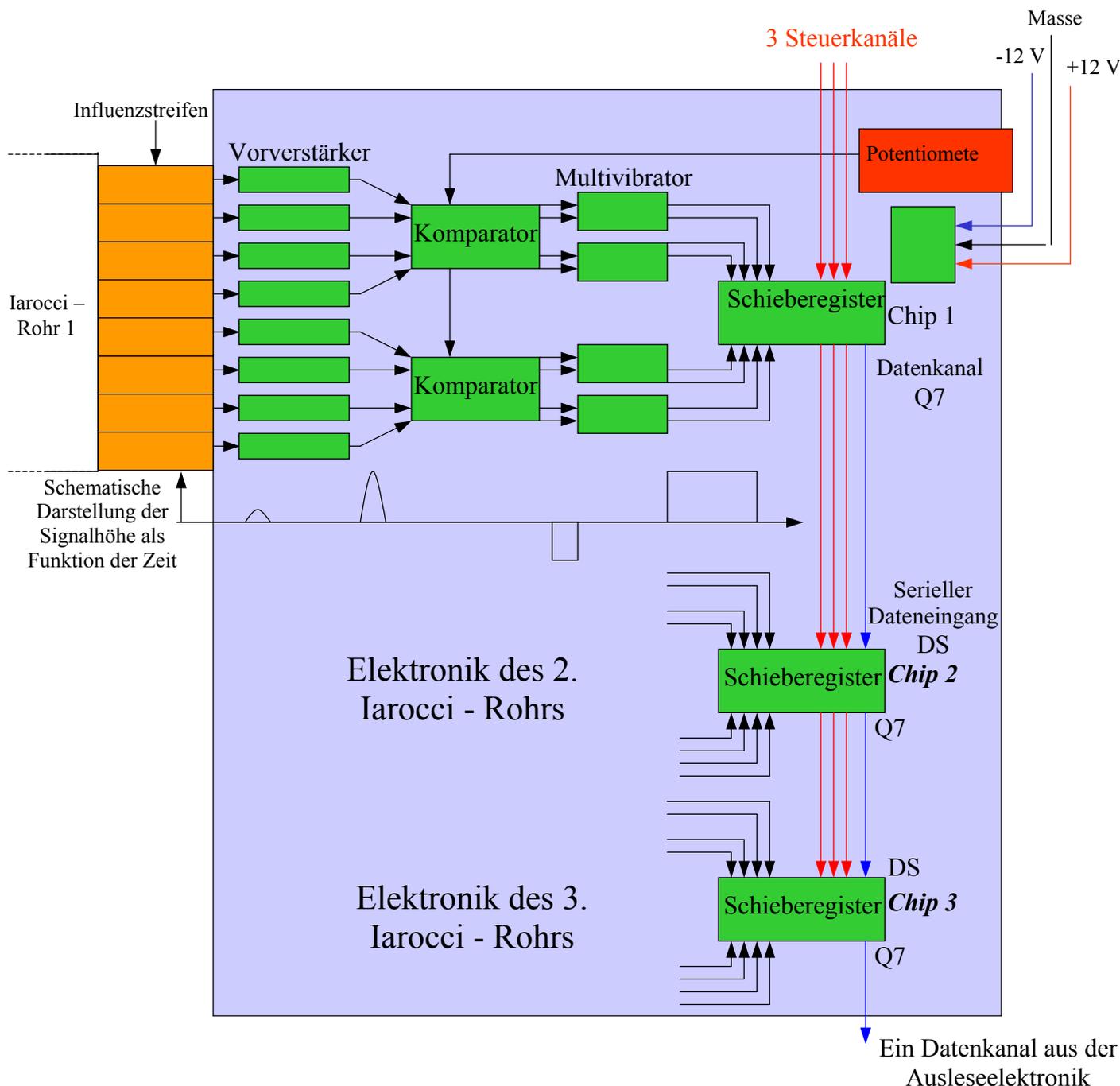


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Komponenten der Ausleseelektronik

Die gesamte Ausleseelektronik besteht aus einer Reihe elektronischer Komponenten: Vorverstärker, Komparator, Multivibrator, Schieberegister und Potentiometer. Mit dem Vorverstärker wird das Streifensignal, aber auch das Hintergrundrauschen, verstärkt. Der Vorverstärker muss eingesetzt werden, da der Komparator (MAX964 ESE [25]) in einem höheren Pulshöhen bzw. Schwellen – Bereich arbeitet als die Influenzstreifenpulshöhe. Am Komparator wird die Eingangsspannung mit einer Vergleichsspannung, die über das Potentiometer (89PR100 [26]) eingestellt wird, verglichen. Nur wenn die einstellbare Komparatorschwelle überschritten wird, wird ein kastenförmiger Puls von -320mV generiert, andernfalls wird das Streifensignal nicht weiter verarbeitet. Da der vom Komparator erzeugte Puls sehr kurz ist, könnte es passieren, dass er schon beendet ist bevor der Speicherprozess durch einen Trigger ausgelöst wird. Deshalb wird er in einem Multivibrator (PC74HCT123P [27]) verlängert und seine Polarität wird geändert. Man bekommt so zeitlichen Spielraum, bis das „Speichersignal“ (s. Abschnitt 5.2) zum Schieberegister kommt. Am Multivibratorausgang kommen TTL – Signale heraus, die zu einen der Eingänge eines 8 bit Schieberegisters geführt werden. Dessen Funktionsweise spielt eine tragende Rolle beim Auslesen der Elektronik und wird im folgenden Abschnitt 5.2 erklärt. TTL – Signale sind digitale Signale die eine Spannungshöhe von 0.0 oder 5.0 Volt haben.

5.2 Die Funktionsweise des Schieberegister

5.2.1 Die drei Steuersignale

Das Schieberegister hat zwei Aufgaben, nämlich die Zustände an seinen 8 Eingängen (D0-D7) zu speichern und anschließend diese in einen Ausgang bzw. Datenkanal (Q7) schrittweise zu schieben. Dieser Datenkanal ist an einen Signalumwandler angeschlossen, der die TTL – Signale in differenzierte ECL – Signale umwandelt (s. Abschnitt 9.2). Also muss das Schieberegister einmal parallel Zustände speichern und ein anderes mal sie seriell auslesen können. Hierfür gibt es ein Steuersignal, genannt Parallel Enable (PE*), welches den Speicher- / Auslese – Modus kontrolliert. Befindet sich das Schieberegister im Speicher – Modus, so ist ein genauer Speicherzeitpunkt festzulegen. Diese Aufgabe wird von einem Startsignal übernommen, welches den Speichervorgang auslöst. Dieses Signal wird als Clock – Signal (CP) bezeichnet und wird erst bei einem vorhandenen Triggersignal am Höhenstrahlmessstand ausgelöst. Im Auslese – Modus müssen die einzelnen gespeicherten Zustände zum Ausgang (Q7) schrittweise geschoben werden. Es ist also notwendig, ein Signal zu haben, welches diese Zustände von einem Kanal zum anderen schiebt, um letzten Endes alles über einen einzigen Ausgangskanal auszulesen. Im Speicher – Modus wird das Clock – Signal für das Speichern der Daten gebraucht. Im Auslese – Modus wird es jedoch für das Schieben eingesetzt. Damit hat das Clock – Signal zwei Funktionen, nämlich einmal ist es das Speichersignal und zum anderen ist es das Schiebesignal. Ferner gibt es ein weiteres Steuersignal, welches die ganze Elektronik zurücksetzt, indem alle internen Zustände des Registers gelöscht bzw. auf Null gesetzt werden. Dies ist das Master Reset – Signal (MR*). Zusammenfassend gibt es also drei Steuersignale, Parallel Enable (PE*), Clock (CP) und Master – Reset (MR*).

5.2.2 Das Speichern und Auslesen der Eingangszustände

Mit der Wahrheitstabelle sieht man welche Zustände die Steuersignale einnehmen müssen, um einen Speicher - / Auslese - Zyklus steuern.

Schritt	Master Reset (MR*)	Parallel Enable (PE*)	Clock (CP)	Parallel D0 - D7	Q0	Q1	Output Q7
1	T	X	X	X	T	T	T
2	H	X	T	X	Q00	Q10	Q70
3	H	T	↑	a, ..., h	a	b	h
4	H	H	↑	X	T	a	g
5	H	H	↑	X	T	T	f
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
10	H	H	↑	X	T	T	a

Tabelle 5.1: Wahrheitstabelle des Schieberegisters

Definitionen:

H: Hoch

T: Tief

X: Zustand ist unwichtig

↑: Anstiegsflanke

a, ..., h : Zustände an den Eingängen D0-D7

Q00, Q10, Q70 : Interne Zustände von Q0, Q1 oder Q7 vor dem Speichervorgang

Um die Eingangszustände von D0 bis D7 zu speichern (s. Tabelle 5.1, Schritt 3), muss zuerst die Auslesetektonik in den Speicher – Modus geschaltet werden. Dies geschieht, wenn die Spannung von Parallel Enable auf tief umschaltet. Die Zustände der Kanäle befinden sich an den Eingängen und werden mit der steigenden Flanke eines Clock – Pulses gespeichert. Der Speicherprozess ist nun abgeschlossen und der Ausleseprozess beginnt. Um die gespeicherten, digitalen Zustände, auszulesen, müssen die 3 Schieberegisterchips in den Auslese – Modus geschaltet sein (s. Tabelle 5.1, Schritt 4 bis 10). Dies wird durchgeführt indem das Parallel Enable – Signal auf hoch bzw. auf 5.0 Volt geschaltet wird. Die Daten gelangen nun in die internen Bitpositionen, wo sie weiterhin gespeichert sind. Mit der ansteigenden Clock - Puls Flanke werden die Zustände näher an Ausgangskanal Q7 geschoben. Der in Q0 befindliche Zustand wird in Q1 verschoben, der Zustand in Q1 in Q2 usw.

Um mehrere Schieberegister miteinander zu verbinden, muss der Ausgang Q7 von einem Chip an den dafür vorgesehenen „Serial Data Input“ DS – Eingangskanal des anderen Chips angeschlossen werden. Die Daten werden dann von Q7 über DS an die Bitposition Q0 des nächsten Chips geleitet. Der Zustand von Q7 des letzten Chips wird zum TTL in ECL Umwandler geschickt, um anschließend über das VME – Interface ausgelesen und auf einer Festplatte gespeichert zu werden. Die gesamte Ausleseelektronik besteht aus drei 8 bit Chips die miteinander verbunden sind. Sie bilden somit ein 24 bit Schieberegister, welches die 24 Zustände (Signal / kein Signal) parallel mit einem Clock – Puls speichert. Dann werden im Auslese – Modus diese 24 Kanäle seriell mit 23 Clock – Pulsen ausgelesen.

5.3 Test der Ausleseelektronik mit künstlich erzeugten Signalen

5.3.1 Der Aufbau

Es ist ohne größeren Aufwand möglich, mit künstlichen Pulsen den Vorverstärker, Komparator und den Multivibrator zu testen. Allerdings bedarf es eines erheblich größeren Aufwand, das Schieberegister, welches für das Speichern und Auslesen der Daten zuständig ist, zu testen. Der Grund hierfür liegt bei den drei Steuersignalen, die erzeugt werden müssen, und von denen der Zeitpunkt des eintreffenden Clock – Signals (beim Speichern) genau abgestimmt sein muss. In Abbildung 5.2 ist ein Aufbau zu sehen, mit dem diese Signale erzeugt werden und somit das Testen der Ausleseelektronik möglich ist. Bei diesem Test werden auch gleichzeitig alle Komponenten vor dem Schieberegister getestet, da im Falle einer Fehlfunktion kein Signal bis zum Schieberegister - Eingang kommt, was man beim Test bemerken würde.

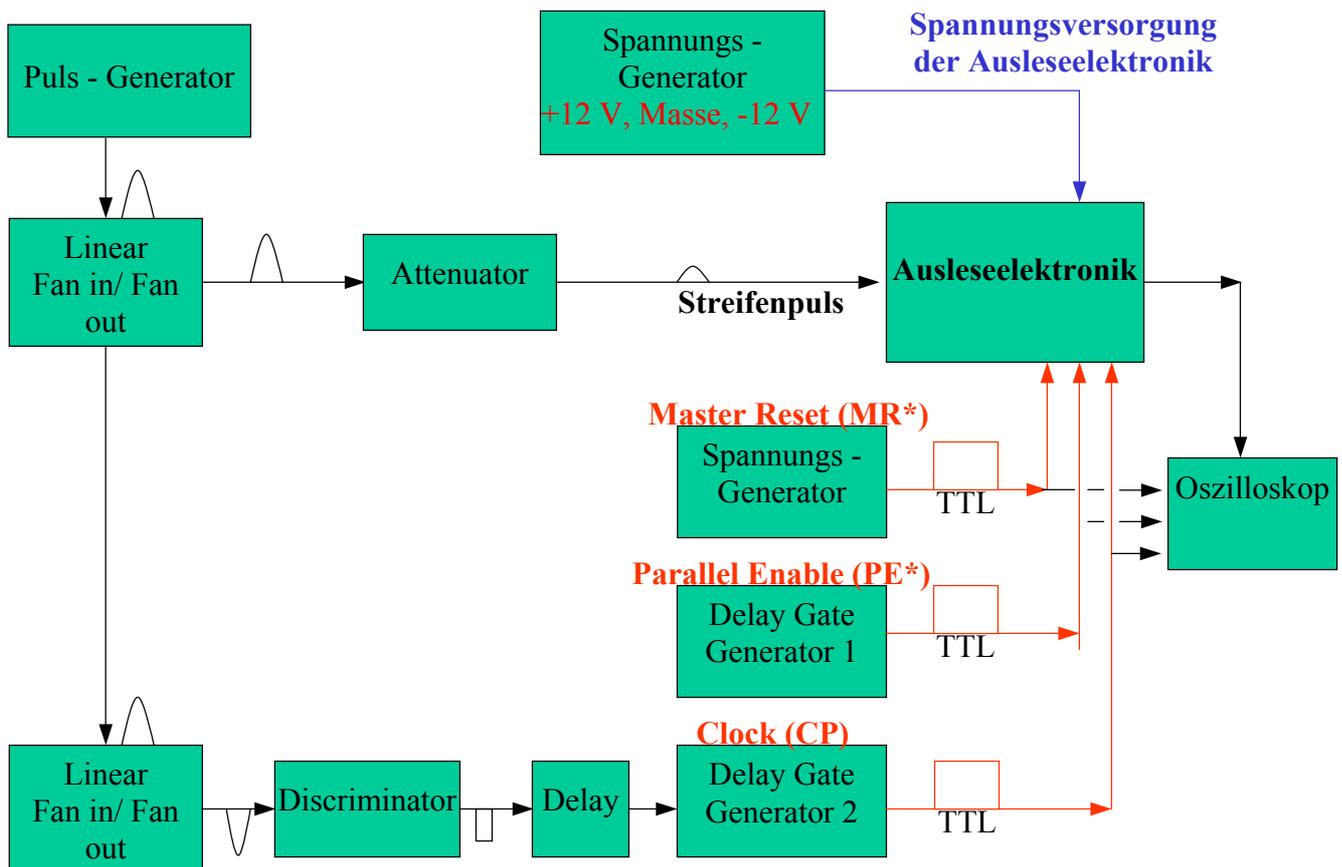


Abbildung 5.2: Aufbau des Ausleseelektroniktestes mit künstlichen Signalen

Mit einem Puls – Generator wird ein einzelner Puls erzeugt, der zu einer Linear Fan In / Fan Out Einheit geführt und dort in zwei Pulsen aufgeteilt wird. Einer der beiden Pulse wird zu einem Attenuator geführt, der die Pulshöhe reduziert, um danach in einem ausgewählten

Kanal der Ausleseelektronik zu gelangen. Dieses Signal ist das künstlich erzeugte Streifensignal. Der zweite Puls des Linear Fan In / Fan Out Ausgangs wird in der für die im Speicher – Modus befindliche Ausleseelektronik weiterverarbeitet. Zuerst wird in einem weiteren Linear Fan In / Fan Out, der nur als Invertierer benützt wird, die Polarität des Signals geändert, da der Diskriminator eine negative Schwelle hat. Der Diskriminator ist so eingestellt, dass, falls die Pulshöhe diese Diskriminator – Schwelle überschreitet, am Ausgang ein kastenförmiger, negativer Puls herauskommt. Dieser muss, wegen den Zeitverzögerungen, die beim Verarbeiten der Streifensignale in der Ausleseelektronik entstehen, in einer Delay – Einheit ebenfalls verzögert werden. Anschließend gelangt das Signal in den Delay Gate Generator 2, der in diesen Untersuchungen als Signalumwandler verwendet wurde. Das Signal wird hier in TTL – Form umgewandelt und zur Ausleseelektronik und einem Oszilloskop geführt. Mit dem Delay – Gate Generator 1 wird das Parallel Enable Steuersignal erzeugt, welches an die Ausleseelektronik und auch an das Oszilloskop angeschlossen wird. Das Master Reset – Signal wird mit einem Spannungsgenerator generiert und an die Elektronik angeschlossen. Der Ausgangskanal der Daten ist direkt mit dem Ausgang Q7 des dritten Schieberegister – Chip verbunden. Dieser wurde ebenfalls an das Oszilloskop angeschlossen. Mit den drei Steuer - Signalen, das künstliche Streifen – Signal und dem Oszilloskop ist es möglich, die Ausleseelektronik zu testen.

5.3.2 Die Untersuchung

Im Test wurde ein einziger 100 mV hoher und 50 ns langer Puls mit dem Puls – Generator erzeugt. Dieser gelangt, einerseits auf etwa 25 mV abgeschwächt in einen der Kanäle der Ausleseelektronik, und andererseits wird mit ihm das „Speichersignal“ bzw. Clock – Signal (im Speichermodus) erzeugt. Wenn letzteres ans Schieberegister ankommt, werden die Eingangszustände gespeichert. Mit dem Delay Gate Generator wird die Spannung des Parallel Enable Signals auf hoch geschaltet, um die Ausleseelektronik im Auslese – Modus zu betreiben. Anschließend werden manuell ansteigende Clock – Pulsflanken erzeugt, um die gespeicherten Daten schrittweise zum Ausgang zu schieben und somit die Influenzstreifenelektronik auszulesen.

Mehrere Kanäle können simultan mit Pulsen getestet werden, indem man die Eingangsleitung des Streifensignals zur Ausleseelektronik in mehrere Leitungen aufteilt. Es wurden die in Tabelle 5.2 aufgeführten Puls - Kanalkombinationen an jedem Schieberegister – Chip getestet. Hierbei wurde eine alternierende Folgen von Puls / nicht Puls verwendet, die auch gleichzeitig die Elektronik auf möglichen Kurzschlüsse zwischen direkten Kanalnachbarn testet. Es wurden auch noch zusätzlich Signale so kombiniert, dass Kurzschlüsse zwischen Kanälen ausgeschlossen werden können.

D0	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7
H	T	H	T	H	T	H	T
T	H	T	H	T	H	T	H
T	T	H	H	T	T	H	H
H	H	T	T	H	H	T	T

Tabelle 5.2: Beim Ausleseelektroniktest durchgeführte Kanalkombinationen

Zusätzlich wurde überprüft, ob die Übertragung der Zustände über den seriellen Dateingang (DS) von Chip zu Chip funktioniert. Bei diesem Test waren 2 der 20 Auslesekarten fehlerhaft. Eine Karte funktionierte überhaupt nicht, konnte aber durch ein Auswechseln aller Schieberegister – Chips repariert werden. Bei der zweiten musste man nur einen einzigen Chip auswechseln.

5.4 Test der Ausleseelektronik mit Streifensignale und Untersuchungen der Hintergrundstörung

5.4.1 Der Aufbau

„Echte“ Influenzstreifensignale wurden erzeugt und in die Ausleseelektronik geleitet, um das Hintergrundrauschen zu studieren. Das Hintergrundrauschen spielt eine zentrale Rolle beim Festlegen der Komparatorschwelle. Die genaue Komparatorschwelle für einen effizienten Betrieb des Detektors wurde in weiteren Untersuchungen (s. Kapitel 7 und 8) ermittelt. Der für diese Untersuchung benützte Aufbau ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Als Gasmischung für das Iarocci – Rohr wurde die „neue“ Gasmischung, bestehend als Argon, Isobutan und Kohlendioxyd mit dem Mischverhältnissen 1/3/6 (s. Abschnitt 4.3) eingesetzt. Die Hochspannung wurde auf 4250 V eingestellt und die obere Stromgrenze auf 800 nA festgelegt.

Über die Hochspannungselektronik wird das Drahtsignal ausgekoppelt und zu einem Oszilloskop geführt. Die zwei Szintillationszähler mit entsprechenden Photomultipliern erzeugen das Trigger – Signal, welches für die im Speicher – Modus befindlichen Ausleseelektronik in das Clock – Signal verarbeitet wird. Der untere Szintillationszähler befindet sich unterhalb eines 5 cm dicken Bleiabsorber, der die sehr niederenergetischen Myonen absorbiert und niederenergetischen Schauer unterdrückt. Die Entstehung des Clock – Signals ist vom Prinzip her die gleiche wie in der vorherigen Messung, nur diesmal kommen die Signale von den Photomultipliern anstelle des linear Fan In / Fan Out, der am Puls – Generator angeschlossen ist (s. Abbildung 5.2). Bei diesen Messungen wird verlangt, dass die durchfliegenden Teilchen gleichzeitig im oberen und unteren Szintillationszähler Signale erzeugen, die die Diskriminatorschwelle übertreffen. Hierfür werden die Pulse der Photomultiplier im Diskriminator vom Hintergrundrauschen getrennt und gelangen zu einer AND Coincidence. Gelangen die vom Hintergrund getrennten Signale beider Photomultiplier gleichzeitig, daher innerhalb eines vom ersten Signal gestarteten Zeitintervall in die Coincidence – Einheit, so wird dort ein Signal erzeugt und in die Verzögerungseinheit Delay geführt, um dieses auf die Signallaufzeit der verarbeiteten Streifensignale in der Ausleseelektronik abzustimmen bzw. um 63.5 ns zu verzögern. Dann wird das Signal in TTL – Form umgewandelt und anschließend wird es als das Clock – Signal in die im Speichermodus befindlichen Ausleseelektronik geführt.

Mit dem Oszilloskop werden die Steuersignale, der Datenkanal Q7 der Ausleseelektronik und das Drahtsignal gemessen.

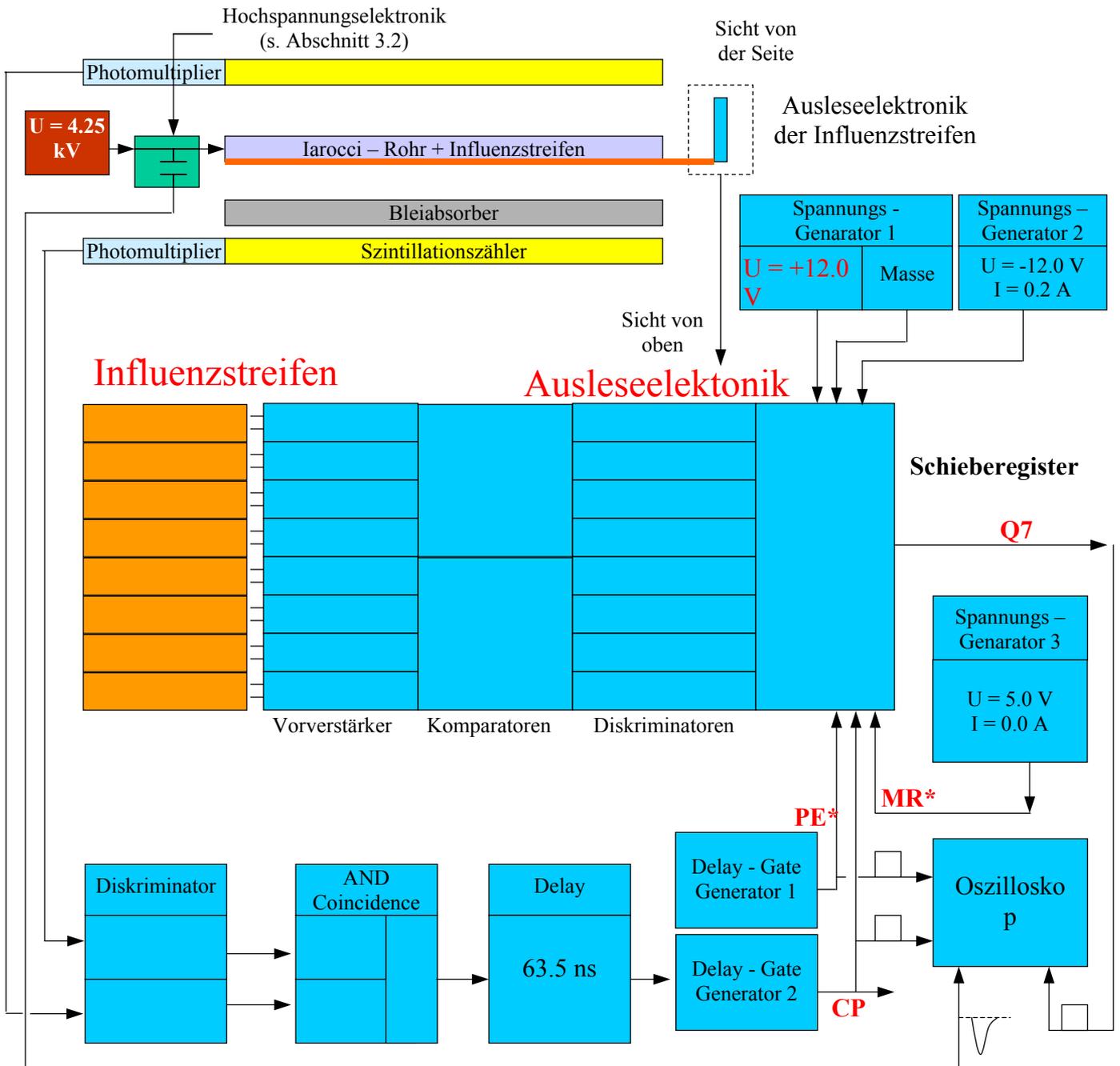


Abbildung 5.3: Aufbau zur Untersuchung des Hintergrundrauschens und der Elektronik mit „echten“ Streifensignalen

5.4.2 Der Speichervorgang und die Synchronisation des Clock - Signals

Wenn ein Teilchen einen Streamer in den Iarocci – Rohre und Signale in den beiden Szintillationszähler erzeugt, die groß genug sind um die Komparator – Schwelle zu übertreffen, dann spielt sich folgender Prozess ab, dessen Prinzip im Abschnitt 5.3 mit künstlich erzeugten Signalen vorgestellt wurde. Bei dieser Untersuchung erzeugt das Myon, das die Szintillatordpulse und somit den Clock - Puls verursacht, einen Streamer, der Streifensignale influenziert, die dann verstärkt werden und von denen eins oder mehrere die Komparator – Schwelle überschreiten. Auch hier werden am Ausgang fließende Signale im Multivibrator gedehnt und gelangen zum Schieberegister. Einige Nanosekunden später (abhängig von der Driftzeit der Elektronen zum Draht) kommt das Clock – Signal an, welches die Zustände an den Schieberegistereingängen (D0-D7) speichert.

Für den Speichervorgang ist es wichtig, dass die Streifensignale und das Clock - Signal zur rechten Zeit in der Auslese – Elektronik zur Verfügung stehen. Wie aus Abbildung 5.3 ersichtlich, werden Streifensignale, Trigger - und Clock – Signal von einer Reihe verschiedener elektronischer Einheiten verarbeitet. Die Einheiten haben unterschiedliche Verarbeitungszeiten. Aus diesem Grunde muss das Trigger – Signal in einer Delay – Einheit verzögert werden. Doch nicht nur die elektronischen Einheiten müssen zur Synchronisation berücksichtigt werden, sondern man muss auch unterschiedlichen Driftzeiten der Primärelektronen im Streamer – Rohr Rechnung tragen. Teilchen, die eine Ionisation nahe der Rohrwand (Fall B) auslösen, werden am Signaldraht, wegen der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas, später registriert als die Teilchen, die nahe am Draht das Rohr (Fall A) durchfliegen. Dieser Zeitunterschied kann bis zu 120 ns betragen. Deshalb werden die Streifensignale vom Multivibrator so gestreckt, dass diese Signale auf jeden Fall innerhalb des verzögerten Clock – Signals fallen (s. Abbildung 5.4).

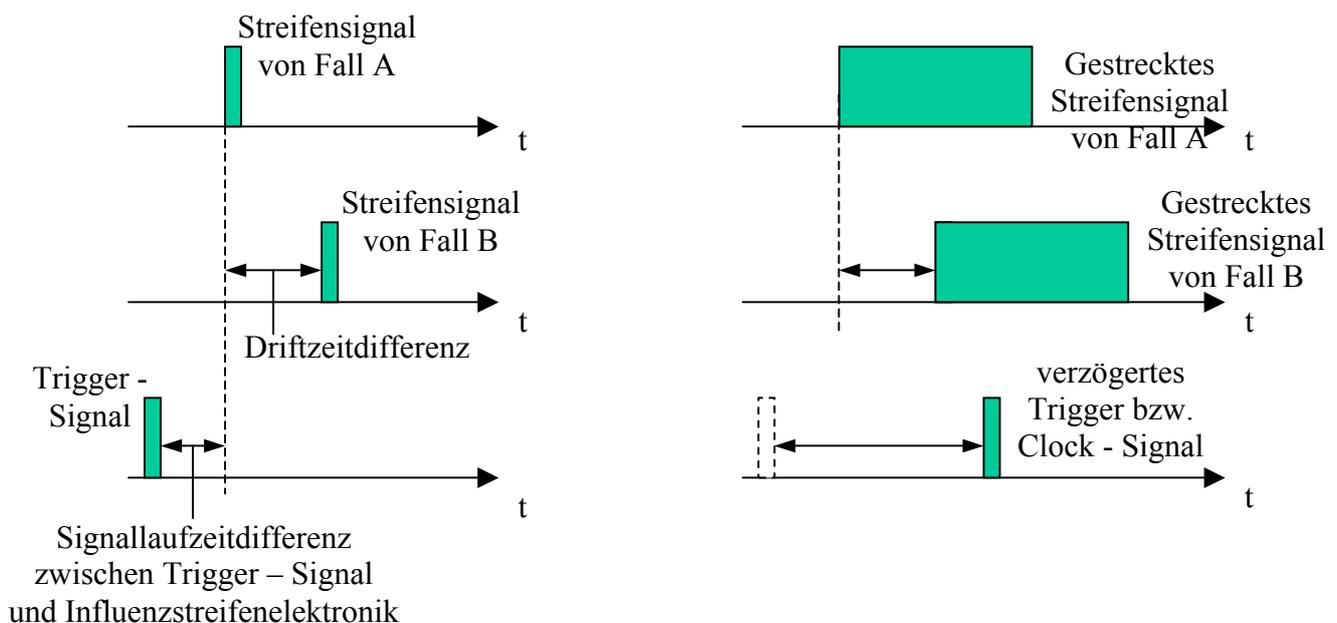


Abbildung 5.4: Synchronisation des Clock - Signals

In Abbildung 5.4 ist zu sehen, dass die hier im Aufbau verwendeten elektronischen Komponenten etwa 180 ns benötigt, um nach dem Drahtpulsanfang (ausgelöst durch einen Teilchendurchgang) das Clock – Signal zu erzeugen. Der Zeitpunkt, wenn die Entstehung des Drahtsignals beginnt ist gleichzusetzen mit der des Streifensignals, da beide Entstehungen erst dann stattfinden, wenn die Elektronen über den Draht abgeflossen sind und die Kationen alleine im Streamer – Rohr zur Kathode driften. Jedoch wird in dieser Zeit nicht die unterschiedlichen Driftzeiten der Elektronen berücksichtigt.

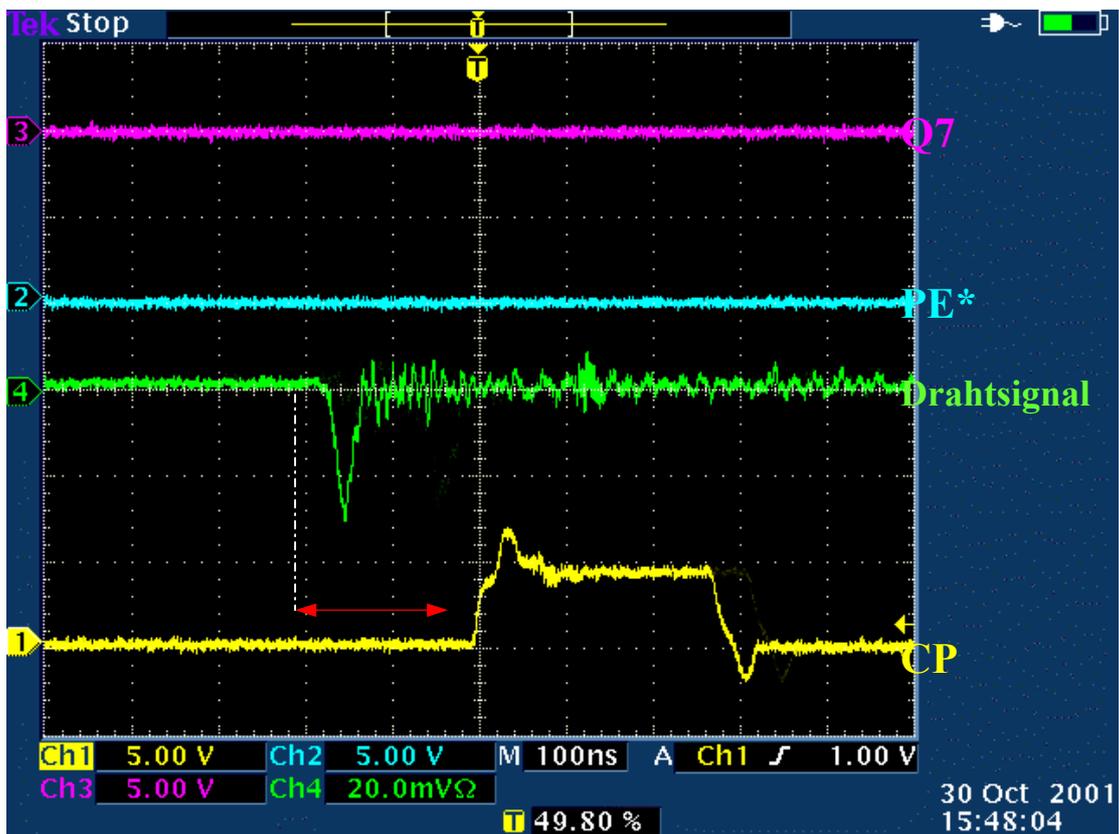


Abbildung 5.4: Aufnahme des Oszilloskops während des Speicherns

5.4.3 Der Auslesevorgang

Nun wird die Influenzstreifenelektronik mit dem Parallel Enable Signal in den Auslese – Modus geschaltet und die Zustände mit den ansteigenden Clock - Flanken schrittweise ausgelesen (s. Abbildungen 5.5). Es wird hier der erste Clock – Puls an das Schieberegister geschickt. Vor dem Clock - Puls ist in Q7 zu sehen, dass im Kanal kein hoher Zustand gespeichert wurde und nach dem Clock – Puls, also in nächsten Kanal ein hoher gespeichert wurde. Bevor die ansteigende Clock – Flanke kam, war ein tiefer Zustand am Ausgang Q7 des 3. Chips gewesen, was bedeutet, dass der nun verschobene Eingangskanal keinen Treffer (die Komparator – Schwelle wurde nicht überschritten) hatte. Der jetzt mit dem Clock – Pulse in den Datenkanal geschobener Zustand ist hoch, was bedeutet, dass es zu einen Treffer gekommen war. Das Schieberegister reagiert erst dann, wenn die ansteigenden Clock – Flanke an einer Spannungshöhe von 1.5 Volt kommt. Für den Betrieb des Chips muss diese Mindestpulshöhe von 1.5 Volt über einen Zeitraum von mindestens 80 ns gehalten werden. Für einen schnelleren Betrieb empfiehlt es sich die Pulshöhe auf 5.0 Volt festzulegen, da dann die zeitliche Pulsbreite nur noch mindestens 15 ns betragen muss [23]. In Abbildung 5.5 ist zu sehen, dass die Zeitdifferenz zwischen ansteigender Clock – Pulsflanke bei 1.5 V und der Anstieg der Spannung am Ausleseelektronikausgang etwa 40 ns beträgt. Dies ist somit die Ansprechzeit die dieser Schieberegister Chip benötigt, um die Zustände eine Registerstelle weiter zu schieben.

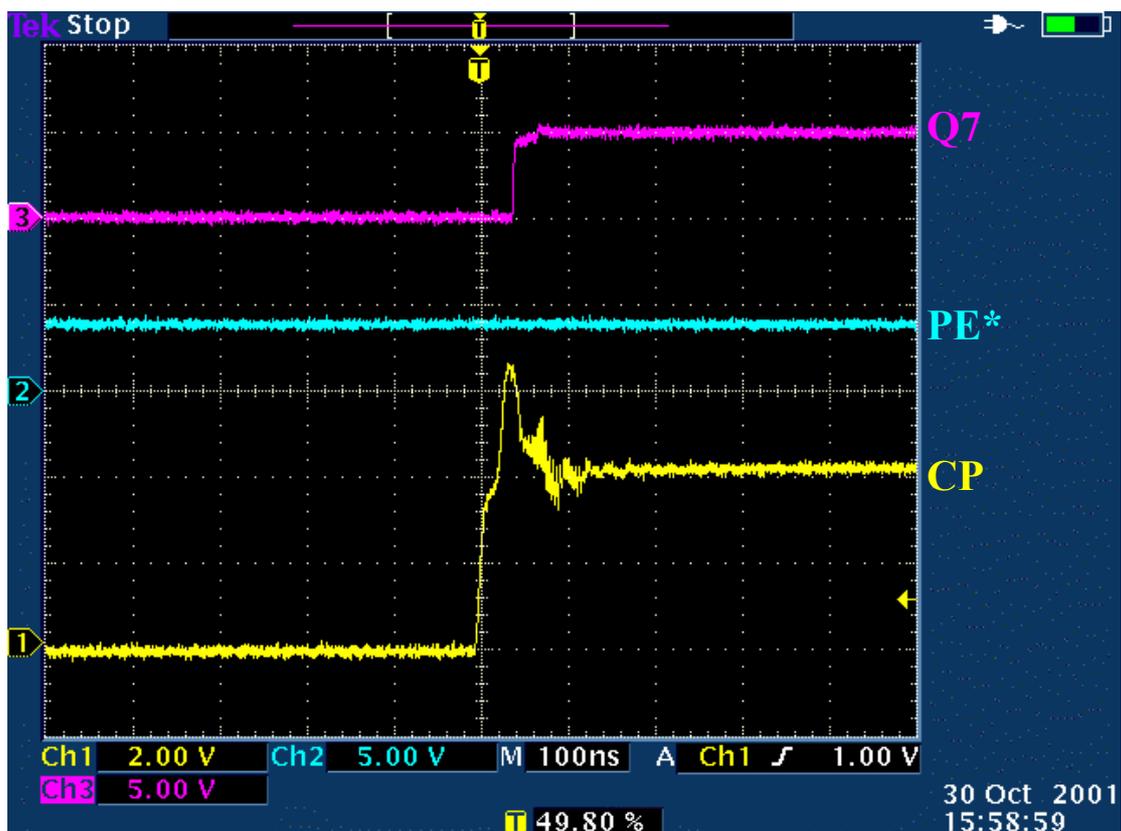


Abbildung 5.5: Aufnahme des Oszilloskops während des Auslesen

5.4.4 Die Untersuchung der Hintergrundstörung

Ein weiteres Ziel dieser Untersuchungen ist es eine obere Grenze der Hintergrundstörung zu ermitteln und damit die untere Komparatorschwelle zu bestimmen. Hierfür muss das verstärkte Influenzstreifenpulssignal als Funktion des elektrischen Pulses am Draht gemessen werden. Mit einem Oszilloskop werden die verstärkten Streifenpulshöhen direkt hinter dem Vorverstärker bzw. vor dem Diskriminator abgegriffen und das ausgekoppelte Drahtsignal gemessen. Bei dieser Messung wird auf das Clock – Signal getriggert. In Abbildung 5.6 ist Streifenpulshöhe als Funktion der Drahtspannung aufgetragen.

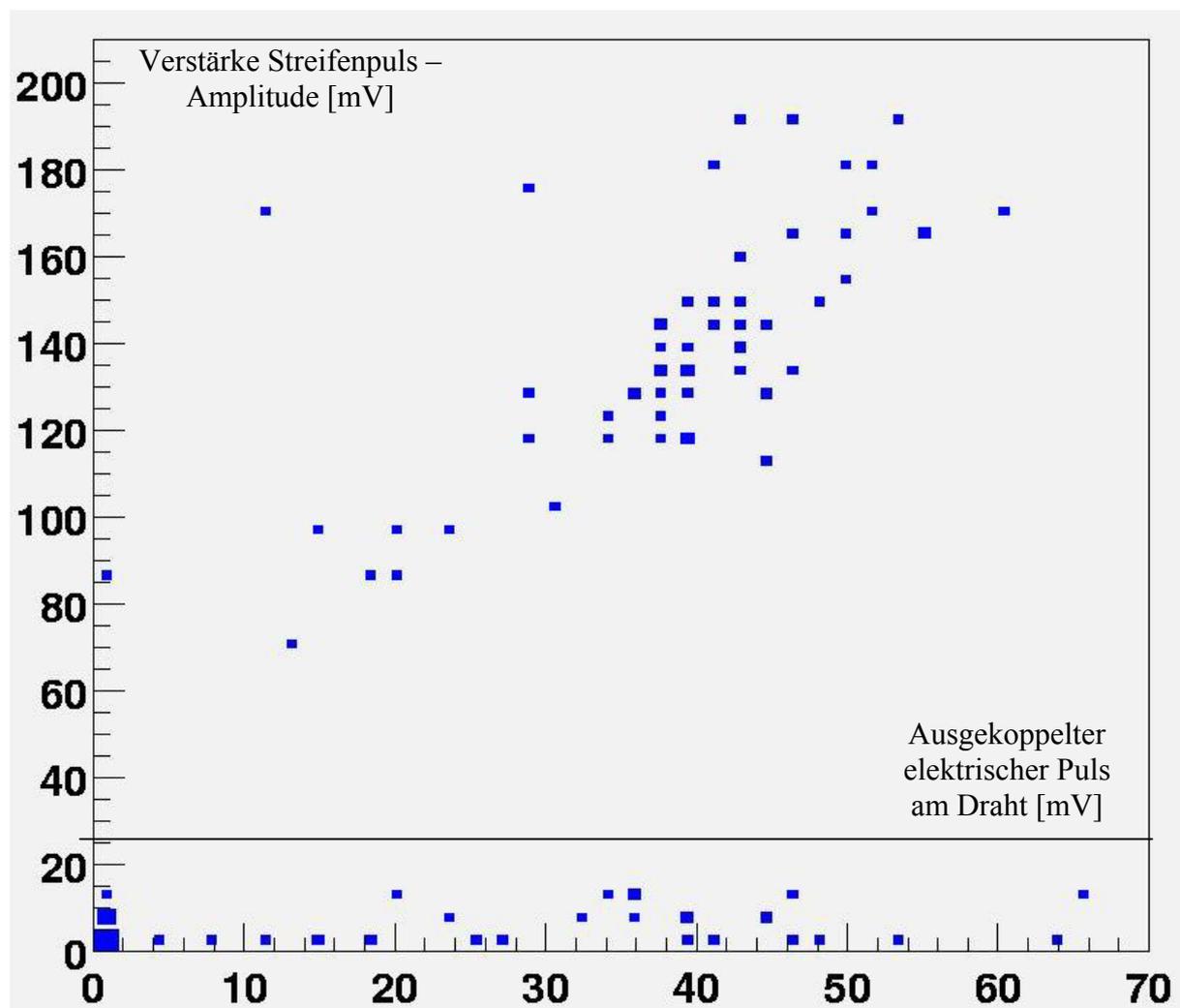


Abbildung 5.6: Die Streifenpulsamplitude als Funktion der Drahtspannung

Aus Abbildung 5.6 lässt sich schließen:

1. Um den Nullpunkt herum sind die Teilchen, die zwar ein Trigger – Signal, aber kein Streamer – Signal erzeugt haben, da weder ein ausgekoppeltes Drahtsignal, noch ein verstärkter Streifenpuls gemessen wurde.

2. Es wurde bei dieser Messung ein Iarocci – Rohr verwendet und nur an einem der acht Influenzstreifenkanäle der Elektronik das verstärkte Streifensignal gemessen. Unterhalb von 15 mV sind alle Teilchen, die zwar ein Trigger und Drahtsignal erzeugt haben, aber das Drahtsignal wurde nicht im über den gemessenen Streifen liegenden Streamer – Rohr erzeugt. Das Ereignis gehört in diesem Fall zum Hintergrundrauschen. Daraus folgt, dass es überhaupt keinen Sinn machen würde, die Komparator – Schwelle unter 15 mV einzustellen.

Abschließend sei vermerkt, dass diese Messung nicht in der Halle durchgeführt wurde, wo es eine stärkere Hintergrundstörung gibt. Somit ist beim vorhergesehen Einsatzort der Ausleseelektronik am Höhenstrahlmessstand mit einer höheren Hintergrundstörung zu rechnen. Deswegen sollte die Suche nach einer idealen Komparatorschwelle bei etwa 30 mV beginnen (s. Kapitel 6).

6. Das Auslesen mit der Influenzstreifenelektronik

Es wird besprochen, welche technischen Schwierigkeiten der hier zur Verfügung stehende Iarocci – Detektor bzgl. der Positionierung der Iarocci – Rohre auf den Influenzstreifen mit sich bringt (s. Abschnitt 6.2). Anschließend wird in Abschnitt 6.3 qualitativ dargestellt und erklärt, wie die Streifensignale influenziert werden. In den Teilen 6.4 und 6.5 wird vorgestellt, welche Trefferarten die ausgelesenen Daten haben, und dass sie eine Korrelation mit dem Drahtsignal aufweisen. Zum Schluss wird in Abschnitt 6.6 ermittelt und besprochen, wie sich die Verhältnisse der Trefferarten als Funktion der Komparatorschwelle entwickeln.

6.1 Ziel der Untersuchung

Für den Betrieb und eine effiziente Datennahme ist es wichtig, die richtige Schwelle der Ausleseelektronik der Influenzstreifen zu bestimmen. Hierfür wurde schon während des Testes der Elektronik (s. Kapitel 5) eine Komparatorschwelle ermittelt, die die Streifensignale vom Hintergrundrauschen trennt. Trotzdem muss bestimmt werden, wie die verschiedenen Trefferarten sich als Funktion dieser Schwelle entwickeln. Erst wenn dies bekannt ist, kann anschließend untersucht werden, welche Trefferarten nützlich für Analysen bzw. Datenauswertungen sind. Dementsprechend wird mit den Ergebnissen dieser Untersuchung die Schwelle gesetzt.

6.2 Positionierung der Iarocci – Rohre auf den Influenzstreifen

Die Arten der Treffer, hängen von zwei festen und einem variablen Parameter ab. Die festen Parameter sind die Geometrie der Influenzstreifenplatte und der Streamer – Rohre. Für diese Untersuchungen sind insbesondere die Abstände zwischen den Kupferstreifen und den Kathoden und ihre Breiten von Bedeutung. Der variable Parameter ist die einstellbare Schwelle des Komparators der Ausleseelektronik für die Streifen. Der Abstand zwischen benachbarten Influenzstreifen eines darüberliegenden Iarocci – Rohres ist 1 mm (s. unten in Abbildung 6.1). Die inneren Streifen eines Iarocci – Rohres sind 9 mm breit und die äußeren sind aus Produktionsgründen 9.5 mm breit. Zwischen benachbarten Streifen von zwei benachbarten Iarocci - Rohren beträgt dieser Streifenabstand 5 mm. Zwischen den Iarocci - Rohren selber ist ein Abstand von 3 mm.

Die Influenzstreifen bestehen aus mehreren zusammengelöteten 55 cm langen Platten (s. Bild 5 in Anhang C). Wegen unpräzisen Zusammenlötens bilden sie keine geradlinige Influenzstreifenplatte. Mit Hilfe einer gespannten Schnur wurden Abweichungen bis zu 2 mm gemessen. Diese wurden durch Lötkorrekturen auf maximal 1 mm reduziert. Eine weitere, aber kleine, Ungenauigkeit kommt von den Iarocci - Rohren. In einem Rohr sind die Streamer-Rohre miteinander verbunden und bilden somit eine feste „Platte“, die in eine Hülle, die aus PVC besteht, eingeführt ist. In dieser hat die Platte einen Spielraum von einigen zehntel Millimetern. Die Iarocci - Rohre haben sehr kleine Abweichungen im zehntel Millimeter-Bereich von ihren idealen Abmessungen. Hinzu kommt, dass man die Iarocci - Rohre nur mit einer Genauigkeit von einem halben bis zu einem mm auf die Influenzstreifen fixieren kann.

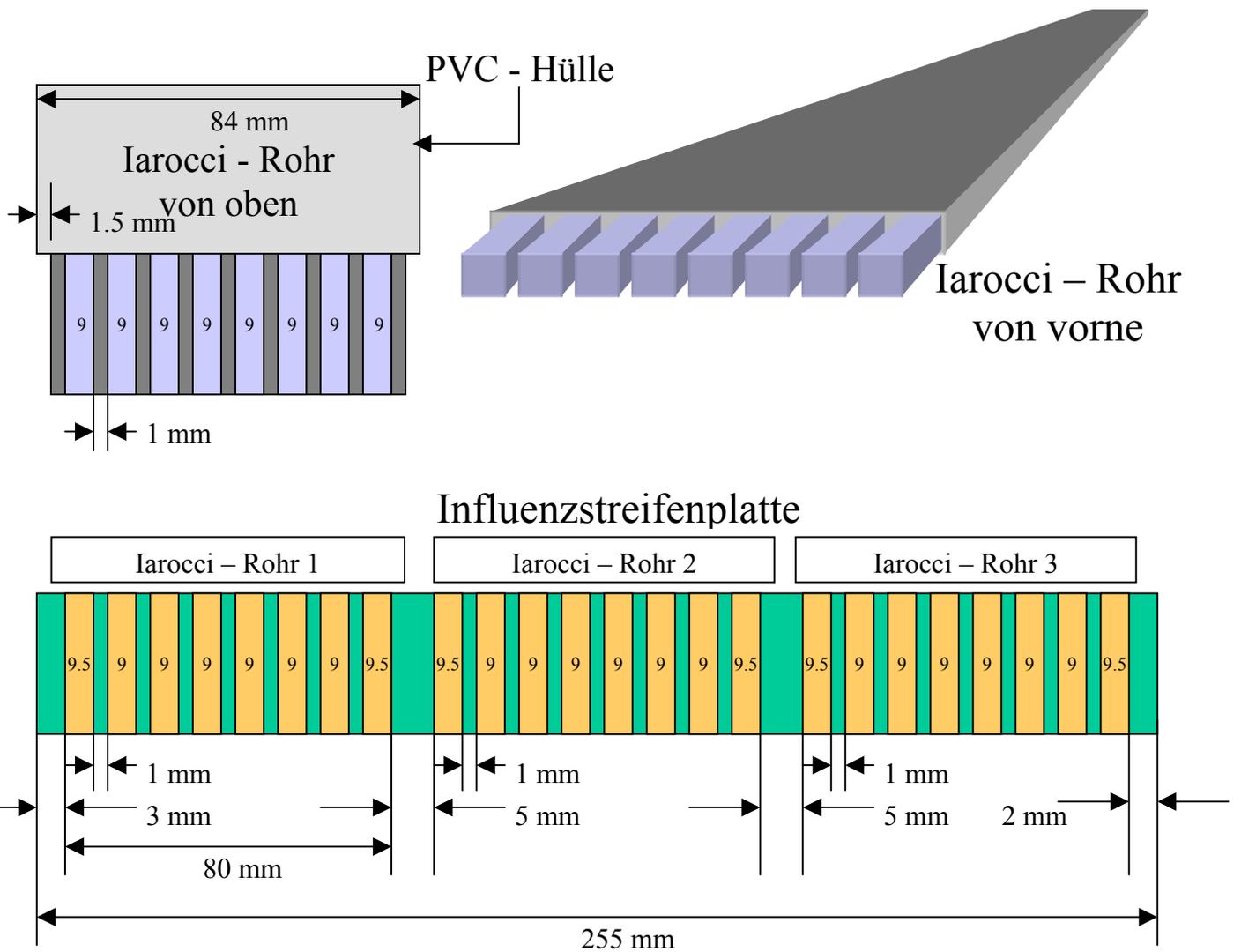


Abbildung 6.1: Abmessungen (in mm) innerhalb eines Iarocci – Rohrs (obere Abbildung) und einer Influenzstreifenplatte (untere Abbildung) – nicht maßstabsgetreu

Es kann an einigen Stellen entlang der Streifen zu Versetzungen von über 1 mm der Streamer-Rohre gegenüber ihren entsprechenden Influenzstreifen kommen. Diese Versetzung lässt sich nicht eliminieren und ihre Folgen auf das Ansprechverhalten und Ortsauflösung des Detektors müssen in Untersuchungen studiert werden.

In dieser Hinsicht ist es sinnvoll, eines der Iarocci - Rohre bewusst zu versetzen und das Verhalten des Iarocci - Detektors zu verstehen. Es wurde eines von drei Rohren gegenüber dem entsprechenden Influenzstreifen versetzt. In den Kapiteln 7 und 8 sind die Ergebnisse beschrieben.

6.3 Berechnung der Streifensignalhöhe

Um die Anzahl der auf den Streifen influenzierten Ladungen zu berechnen, wird die räumliche Ladungsverteilung im Streamer – Rohr als ein Punkt der praktisch am Anodendraht ist genähert. Anschließend wird die Oberflächenladungsdichte auf dem Influenzstreifen mit der Ladungsspiegelmethode (s. Abbildung 6.2) berechnet. Die Spiegelbilder der Ladung im Streamer – Rohr bilden eine abwechselnd negative und positive Linie. Es werden dabei die Trennwände und Kathoden zwischen Streamer – Rohre vernachlässigt. Die Spiegelladungen befinden sich bei $z_k = \pm (2k + 1) D/2$, mit $k \in \mathbb{N}_0$ wobei $z_0 = -D/2$ der Abstand vom Draht zur Kathode oder dem am nächsten liegenden Streifen ist. Jedes Paar der Ladungen bei $\pm z_n$ erzeugt ein elektrisches Feld, welches bei $z = 0$ senkrecht zur Oberfläche ist und folgenden Wert annimmt [28]:

$$E_k^{(n)} = -\frac{\lambda}{\pi \varepsilon_0} \frac{z_k}{x^2 + z_k^2}, \text{ wobei } \lambda \text{ die Ladungsträgerdichte ist.}$$

Die Oberflächenladungsdichte ist gleich dem Feld welches durch das Gauss'sche Gesetz gegeben ist:

$$\sigma(x) = \varepsilon_0 E^{(n)}$$

Die gesamte Ladungsdichte bekommt man durch Summation aller Paare der Spiegelladungen:

$$\sigma(x) = -\frac{\lambda}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{(2k+1)D/2}{x^2 + (2k+1)^2 D^2 / 4}$$

$$\sigma(x) = -\frac{\lambda}{2D} \frac{1}{\cosh(\pi x / D)}$$

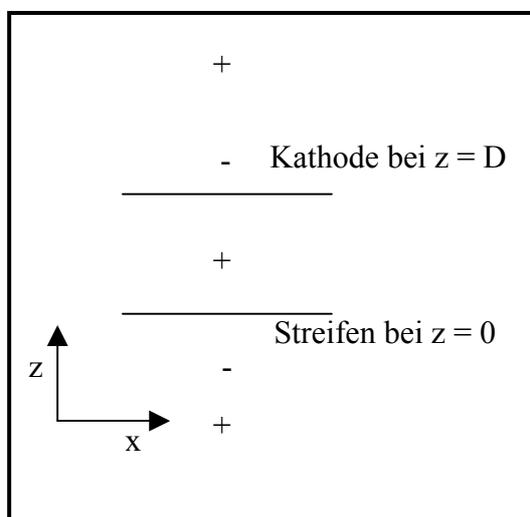


Abbildung 6.2: Spiegelladungen

Eine schematische Darstellung der Ladungsdichte als Funktion von x ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Integriert man über die gesamte Strecke von $-\infty$ bis nach $+\infty$, so bekommt man die gesamte Fläche der Verteilung:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x) dx = -\frac{\lambda}{2}$$

Diese entspricht der halben Drahtladung mit entgegengesetzter Polarität. In blau ist eine Verteilung zu sehen, wenn keine Trennwand zwischen den Streamer - Rohre vorhanden ist. Bei der Trennwand muss berücksichtigt werden, dass diese sich polarisiert. Diese schwächt die influenzierte Ladungsdichte auf dem Nachbarstreifen (ab der Wand bei $x/D = \pm 1/2$, die rote Kurve von Abbildung 6.3). Die Trennwandposition hat somit einen erheblichen Einfluss auf das Ansprechverhalten des Iarocci – Detektors.

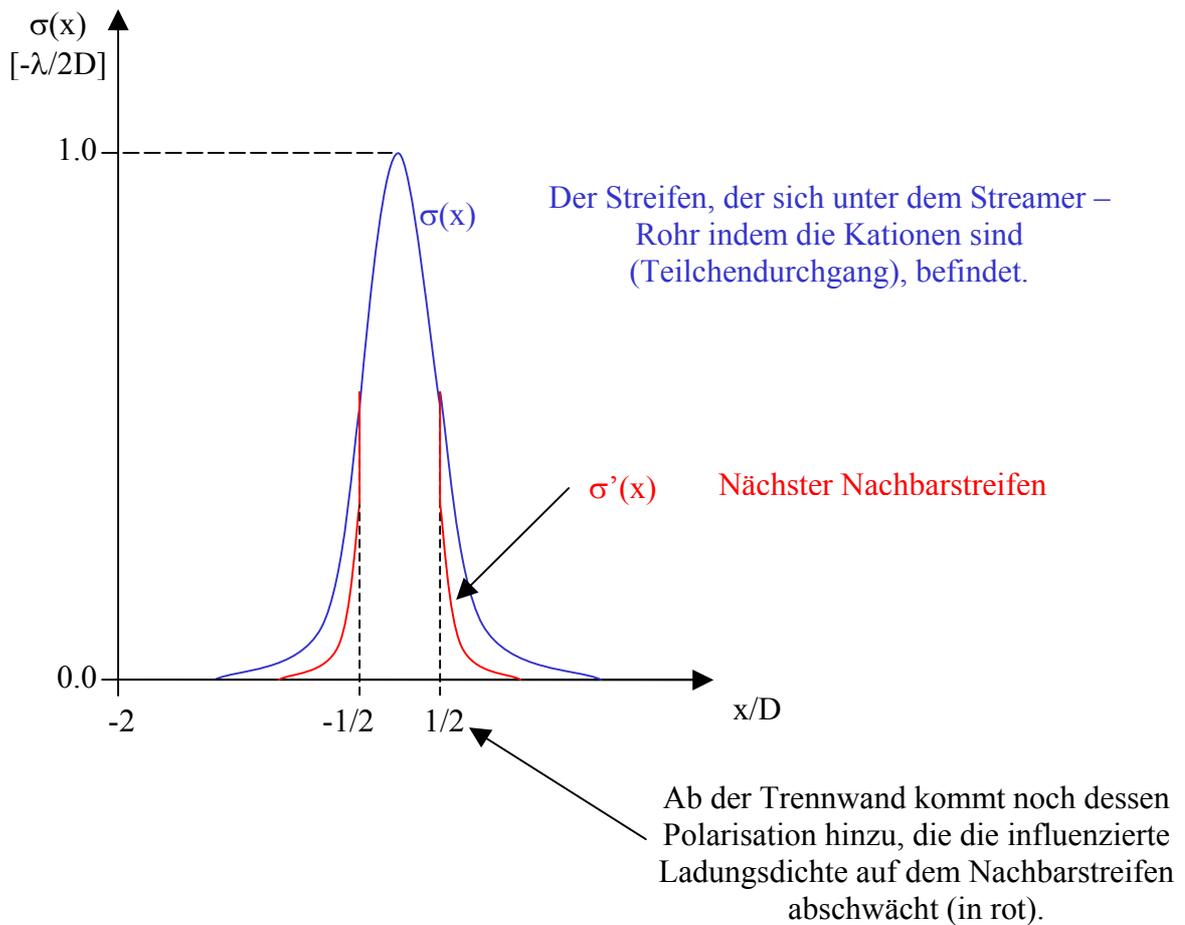


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung der beeinflussten Ladungsdichte auf den Influenzstreifen

Die Ladungsdichte wird über die Fläche des Streifens integriert, um die Menge der beeinflussten Ladungen zu bestimmen. Es kommt folgende Funktion heraus:

$$P_0(x) = \int_{x-W/2}^{x+W/2} \sigma(x') dx' = -\frac{\lambda}{2D} \frac{1}{\cosh(\pi x/D)}, \quad (*)$$

wobei W die Streifenbreite und x der Abstand zwischen Kationen – Bahn und Mittelpunkt des Streifen sind.

Für den rechten Nachbarstreifen ergibt sich folgende Funktion:

$$P_1(x) = \int_{x+W/2}^{x+3W/2} \sigma(x') dx'$$

Die Funktion von (*) hängt einerseits von der Streifenbreite W und andererseits vom Abstand D zwischen den Kathoden ab. Die im folgenden durchgeführten Untersuchungen gelten nur für einen Detektor dessen Verhältnis zwischen Streifenbreite und Kathodenabstand mit den hier verwendeten Detektor übereinstimmt. Ist dieses Verhältnis anders, so würde sich das Ansprechverhalten der Streifen und dessen Ausleseelektronik verändern. In Abbildung 6.4 ist diese Funktion für $W/D = 1$ schematisch dargestellt.

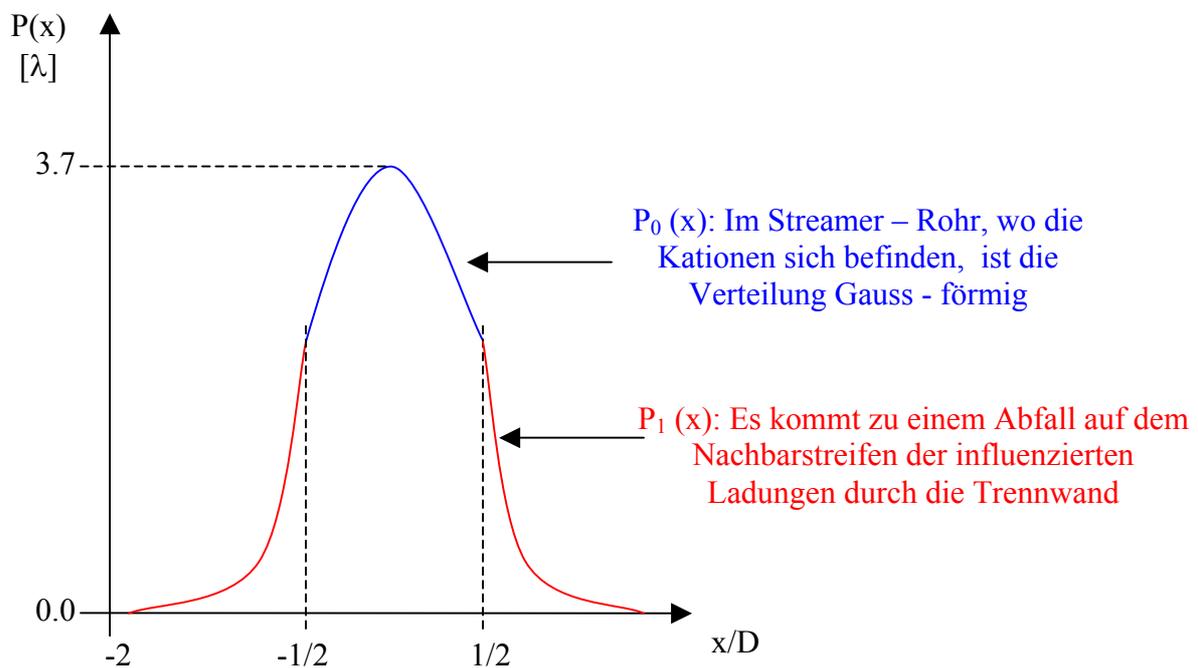


Abbildung 6.4: Schematischer Verlauf der influenzierten Ladung aus den Influenzstreifen

Die größte Ladungsmenge wird auf die Influenzstreifen influenziert, die unter dem Streamer – Rohr liegen in dem der Streamer erzeugt wurde. Nur ein Bruchteil der gesamten Ladung wird auf die linken und rechten Nachbarstreifen influenziert.

6.4 Die Trefferarten als Funktion der Draht - bzw. Kationenladung

Das Schieberegister speichert die Daten digital. Nur die Streifen, deren influenzierten Pulse die Komparatorschwelle übertreffen, werden mit dem Zustand 1 gespeichert. Wird die Komparatorschwelle nicht überschritten, verbleibt der Zustand des Registers für den entsprechenden Streifen bei Null. Falls nur ein Streifen der Influenzstreifenplatte einen Treffer hat, dann spricht man von einem Einfachtreffer. Das elektrische Feld der Kationen kann so stark sein, dass noch zusätzlich einer der beiden Nachbarstreifen einen Treffer haben kann. Es ist in dieser Situation zu zwei Treffern bzw. zu einem Zweifachtreffer gekommen. Wenn sogar beide Nachbarstreifen einen Treffer anzeigen, dann handelt sich um einem Dreifachtreffer gesprochen. Es kann sogar vorkommen, dass noch mehr als drei nebeneinanderliegende Streifen einen Treffer haben. Diese Ereignisse werden als Mehrfachtreffer klassifiziert.

Drahtsignal und Streifensignal hängen von der Menge der Kationen bzw. von deren Gesamtladung ab. Somit gibt es eine Korrelation zwischen Draht – und Streifensignal. Da die Streifen digital ausgelesen werden, kann man sie nicht direkt mit dem Drahtsignal vergleichen. Weil aber die Trefferarten davon abhängen, wie groß die gesamte Kationenladung war, sollte zu erkennen sein, dass die Anzahl der Treffer mit der Drahtladung steigt. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Bei dieser Messung war ein sehr starkes Hintergrundrauschen vorhanden und die Komparator – Schwelle wurde auf einen recht tiefen Wert von 30 mV eingestellt. Dies hat zur Folge, dass sogar Pedestals bei den Ladungsverteilungen der selektierten Trefferarten zu sehen sind.

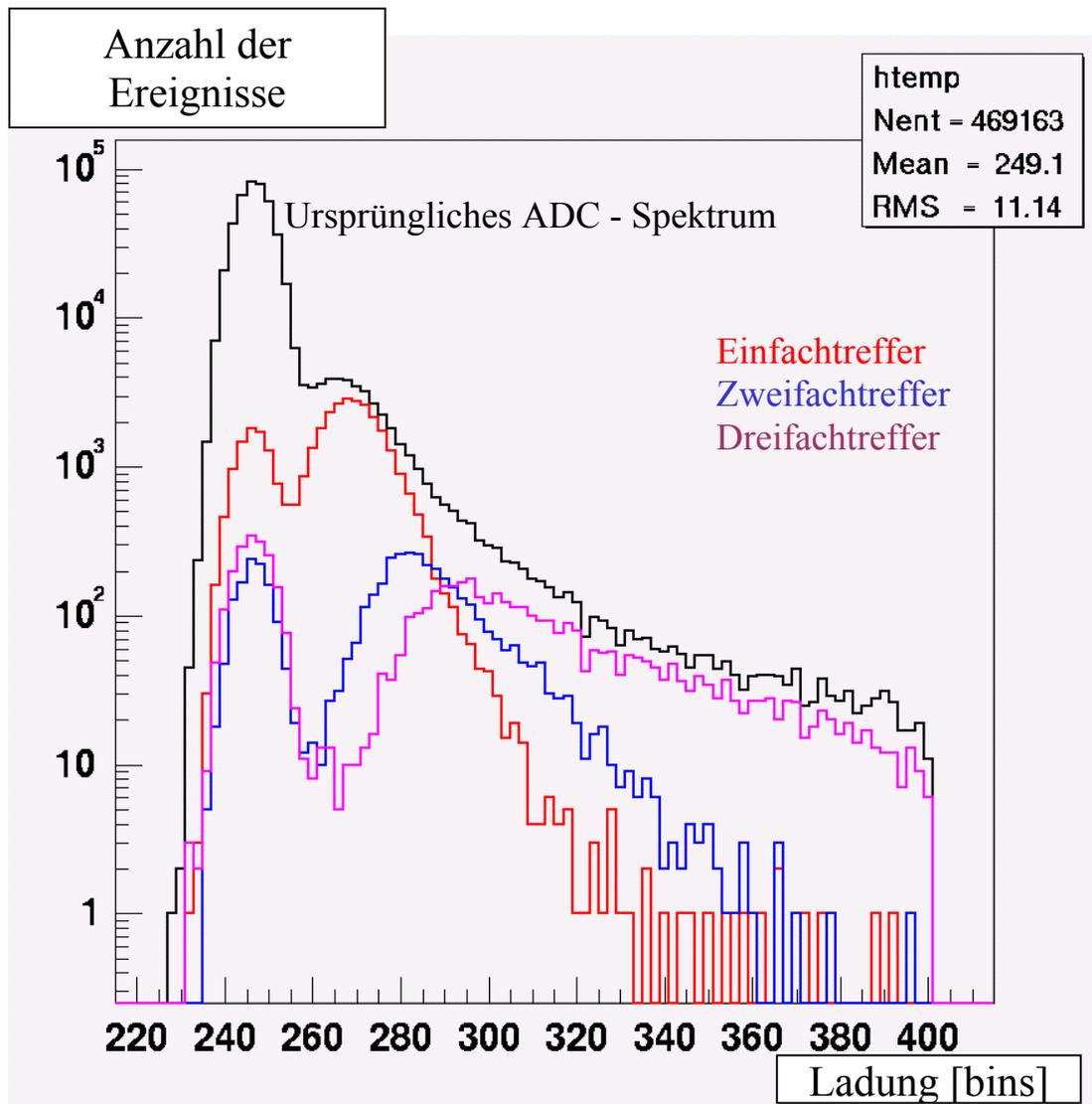


Abbildung 6.5: Die Selektion der ADC – Spektren für verschiedene Trefferarten

Das Streamer – Signal kann vom Hintergrundrauschen getrennt werden, wenn einer oder mehrere der entsprechenden Streifen einen Treffer haben. Es wurde eine zweite Messung durchgeführt, mit einer besseren Erdung und einer höheren Komparator – Schwelle von 60 mV. Mit diesen neuen Messbedingungen und der Bedingung, mindestens einen Treffer zu haben, ist es gelungen, die Verteilungen des Streamer – Signals und des Pedestals noch deutlicher zu trennen (s. Abbildung 6.6). Das Hintergrundrauschen, und somit auch das Pedestal des ADC – Spektrums, ist hier wesentlich geringer als in Abbildung 6.5. In beiden Fällen ist das Drahtsignal vom Hintergrundrauschen deutlich getrennt. Daraus folgt, dass eine bessere Erdung und eine höhere Komparator – Schwelle das Pedestals der Ladungsverteilung für selektierte Treffer noch mehr verringert. Falls es keine effektive Abschirmung des Detektors von den Hintergrundstörungen gibt, wie z.B. durch einen Faraday – Käfig (s. Kapitel 9), dann kann durch diese Methode starkes Hintergrundrauschen vom Streamer – Signal getrennt werden.

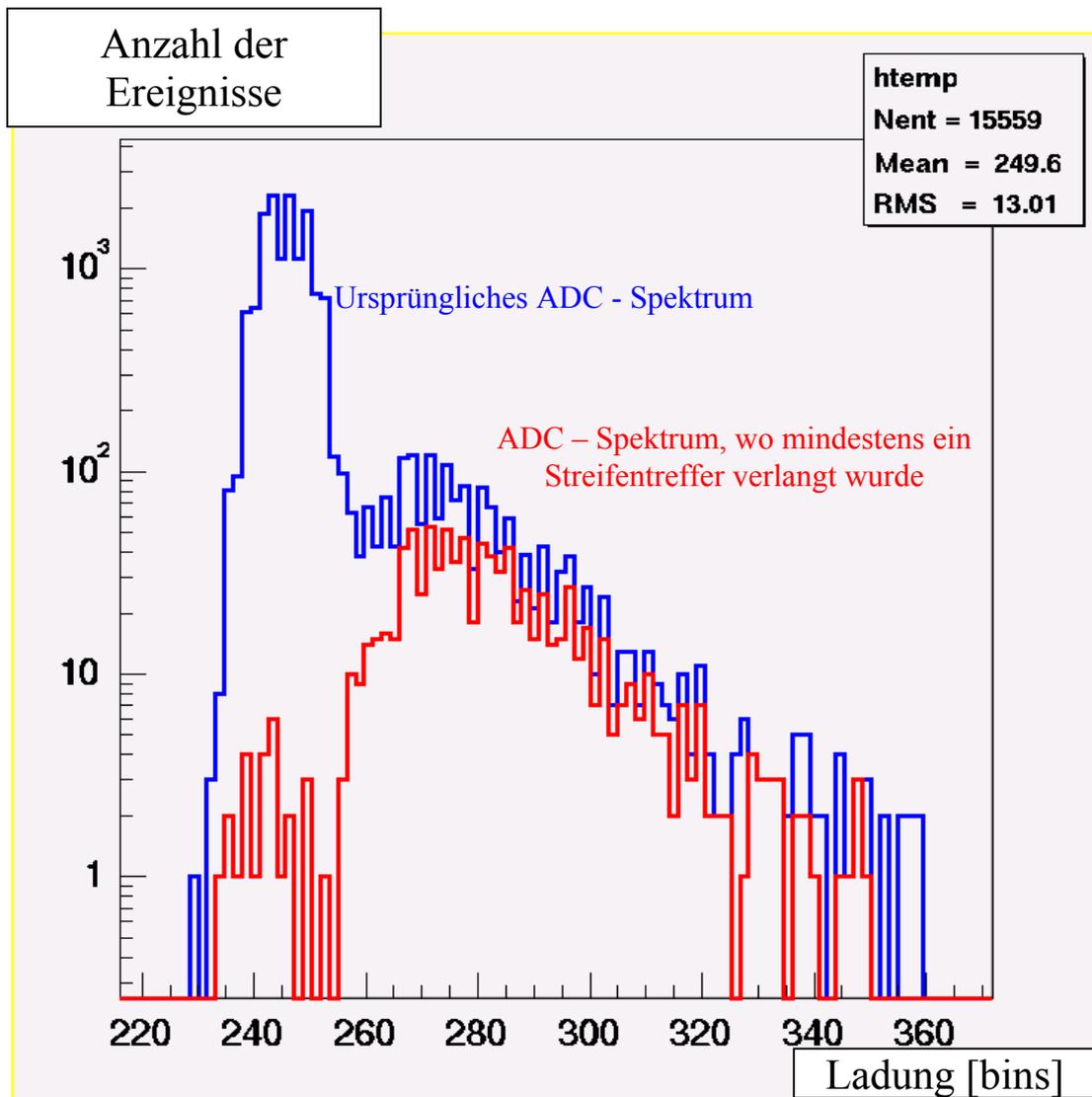


Abbildung 6.6: Das Drahtsignal kann mithilfe der Influenzstreifentreffer vom Hintergrundrauschen getrennt werden

Die Iarocci – Rohre wurden für beide Messungen mit der neuen Gasmischung, einem Gasfluss von 6 Detektorvolumen pro Tag und einer Hochspannung von 4250 V betrieben.

6.5 Die Trefferarten als Funktion der Komparator – Schwelle

Mit dem Iarocci – Detektor wurden verschiedene Messreihen mit unterschiedlichen Komparatorschwellen durchgeführt. Es wurde verlangt, dass alle Streifentreffer einer Trefferart nebeneinander liegen. Etwa 0.12 % bis 0.04 % der Treffer lagen nicht nebeneinander und werden in dieser Untersuchung nicht betrachtet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 und in Abbildung 6.7 dargestellt.

Schwelle [mV]	Kein Treffer	Einfach - Treffer	Zweifach - Treffer	Dreifach - Treffer	Mehr als 3 Treffer	Summe von 1-3 Treffer
30	8.40 %	35.92 %	11.56 %	29.96 %	14.06 %	77.44 %
40	14.83 %	44.63 %	8.54 %	23.36 %	8.59 %	76.53 %
50	19.97 %	45.68 %	8.05 %	21.55 %	4.65 %	75.28 %
60	21.09 %	52.90 %	8.26 %	15.62 %	2.01 %	76.78 %
100	60.70 %	28.88 %	3.86 %	6.00 %	0.52 %	38.74 %

Tabelle 6.1: Häufigkeit der Trefferarten als Funktion der Schwelle

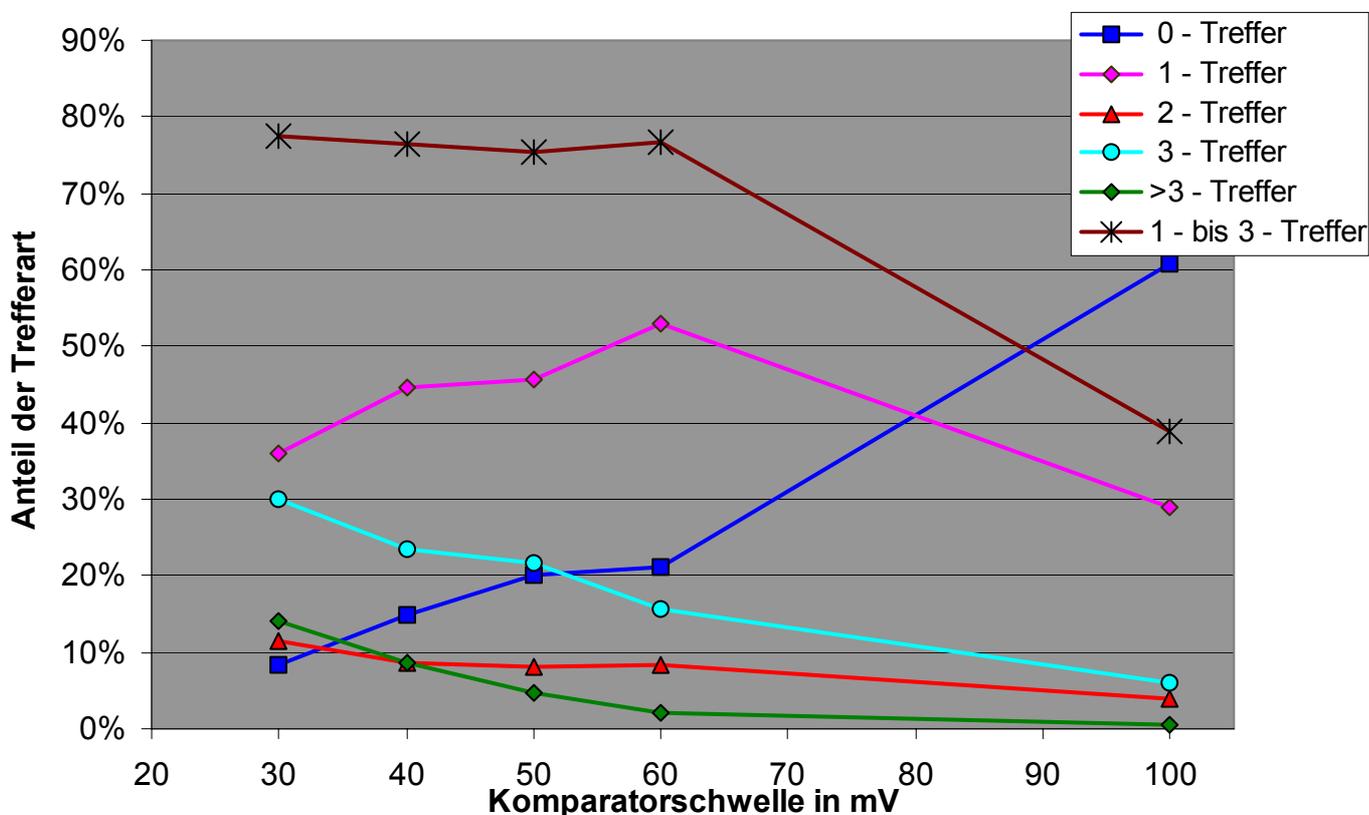


Abbildung 6.7: Graphische Darstellung der Häufigkeiten der Trefferarten als Funktion der Komparatorschwelle

Aus Abbildung 6.7 ist folgendes zu schließen:

1. In dunkelblau (die Kurve für keinen Treffer) ist zu sehen, wie die Ineffizienz mit der Schwelle ansteigt. Die Kationen im Streamer – Rohr müssen immer höhere Pulse auf die Streifen influenzieren, um einen Treffer in der Ausleseelektronik zu erzeugen. Deshalb steigt die Ineffizienz als Funktion der eingestellten Schwelle.
2. Die Zahl der Einfachtreffer steigt bis zu 52.90 % an, wo sie ihr Maximum haben, und nehmen dann ab. Die Gesamtladung der Kationen influenziert nicht genügend hohe Pulse auf die Nachbarstreifen, um bei steigender Schwelle einen Treffer auszulösen. Die Anzahl der Dreifachtreffer nimmt somit zu Gunsten der Einfachtreffer ab. Das gleiche passiert auch mit den Zweifachtreffern, nur der prozentuale Anteil an in Einfachtreffer umgewandelten Zweifachtreffern ist sehr gering.
3. Die Summe aus Ein -, Zwei - und Dreifachtreffer bleibt zwischen 30 mV und 60 mV praktisch konstant. Das bedeutet, dass diese Trefferarten sich in diesem Bereich untereinander umwandeln. Danach nimmt diese Summe bei 100 mV um etwa 38.04 % ab.
4. Es ist nicht genau gemessen worden, ob die Einfachtreffer im Bereich von 60 mV bis 100 mV noch ansteigen und wenn wie hoch. Ab einer Schwelle von 60 mV beträgt die Anzahl der Mehrfachtreffer nur 2.0 % und bei 100 mV nur 0.5 %. Daher lässt sich vermuten, dass die gesamte Anzahl der Einfach – bis Dreifachtreffer von diesem Punkt an abnehmen, da die Ineffizienz stark steigt. Die Anzahl der Zweifachtreffer von 60 bis 100 mV werden von 8.3 % auf 3.9 % geringer. Also nehmen in diesem Bereich die Anzahl der Zweifach - und Mehrfachtreffer nur geringfügig ab, aber die Ineffizienz steigt um 39.6 %. Also, muss dieser Ineffizienzanstieg zu Gunsten der Einfachtreffer (-24.04%) und Dreifachtreffer (- 9.62%) kommen.

Da nun bekannt ist, wie sich die prozentualen Anteile der Trefferarten als Funktion der Komparator – Schwelle verhalten und entwickeln, muss ermittelt werden, welche Trefferarten für Analysen bzw. Datenauswertungen nützlich sind und welche nicht. Die hierfür erforderlichen Untersuchungen und Ergebnisse werden in den Kapiteln 7 und 8 vorgestellt.

7. Die Ortsauflösung und das Ansprechverhalten des Iarocci – Detektors

Es wird der Aufbau am Höhenstrahlmessstand beschrieben. Abschnitt 7.3 beschreibt, wie Störungen der MDT – Elektronik minimiert werden können. Für die Bestimmung der Ortsauflösung des Iarocci – Detektors muss dessen Position (Abschnitt 7.5) und die der Wände der Iarocci – Rohre genau ermittelt werden (Abschnitt 7.6). Abschnitt 7.7 klassifiziert Ereignisse nach der Anzahl der Influenzstreifentreffer. In den Abschnitten 7.8 bis 7.10 wird die Ortsauflösung bestimmt und das Ansprechverhalten analysiert. In Kapitel 8 wird weiterführend das Ansprechverhalten des Detektors bei Iarocci – Rohrverschiebungen studiert und gezeigt, wie diese Verschiebung anhand der Messdaten bestimmt werden kann.

7.1 Gegenstand der Untersuchungen

In diesem Kapitel wird die Ortsauflösung des Iarocci – Detektors bestimmt und dessen Ansprechverhalten erläutert. Hierzu werden Antworten auf die folgenden Punkte erarbeitet:

1. Welche Ortsauflösung haben die einzelnen Trefferarten (Einzel -, Doppel -, Dreifach – Treffer)?
2. Welche Komparatorschwelle muss gewählt werden, um gleichzeitig eine gute Ortsauflösung und eine hohe Effizienz (s. Kapitel 6) zu erreichen?

7.2 Aufbau am Höhenstrahlmessstand

Um die Ortsauflösung des Iarocci - Detektors zu studieren, braucht man einen anderen unabhängigen Detektor, mit dem sich der Myondurchgang in den Streamer - Rohren mit einer sehr hohen Genauigkeit rekonstruieren lässt. Für diesen Zweck sind die MDT - Kammern sehr gut geeignet, da sie eine Ortsauflösung von 40 μm [42] haben. Es wurde ein Iarocci – Detektor, bestehend aus 3 Iarocci - Rohren mit entsprechenden Influenzstreifen auf die untere MDT - Kammer aufgebaut. Es muss sehr genau darauf geachtet werden, dass die Iarocci - Rohre auf den Streifen überall aufliegen und dass die Streifen waagrecht liegen. Letzteres konnte mit einer Konstruktion aus Styropor unter Verwendung einer Wasserwaage und Schublehre mit einer Genauigkeit von 1 mm erreicht werden. Die Iarocci – Rohre wurden mit der neuen Gasmischung, einem Gasfluss von 6 Detektorvolumen pro Tag, einer Hochspannung von 4300 V und einer Komparatorschwelle von 50 mV betrieben.

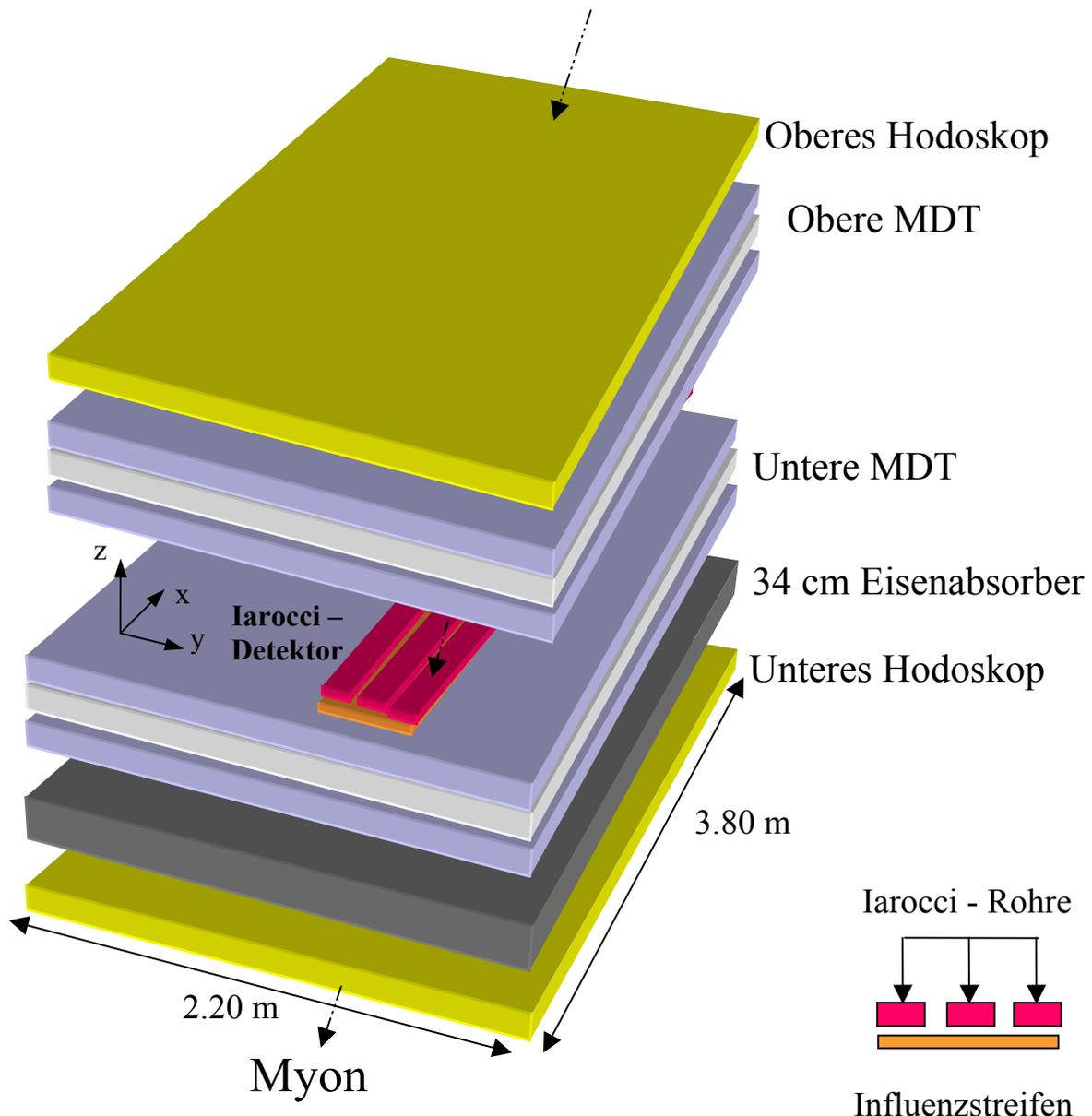
Mit Hilfe der zwei Hodoskope des Höhenstrahlmessstandes wird auf Myonen getriggert, deren Energien über 600 MeV liegen (s. Abbildung 7.1). Die zwei MDT - Kammern sind die Referenz-Kammern deren Drahtposition durch die Vermessung am Röntgentomographen am CERN bekannt sind. Hier war die mittlere MDT – Kammer, der Prüfling, nicht eingebaut gewesen.

Mit einem ADC V792AA [30] werden die Drahtsignale der Iarocci – Rohre digitalisiert, um später auf einer Festplatte gespeichert zu werden. Die Ausleseelektronik der Streifen wird mit einem V262 [31], der durch Hinzunahme eines Signalumwandler beliebige TTL – Signale erzeugen kann, gesteuert (s. Abschnitt 9.2). Die Daten der Ausleseelektronik der Influenzstreifen werden zuerst mit dem Signalumwandler in ECL – Signale umgewandelt, dann mit einem V259E [32] ausgelesen und über einem VME – Interface auf einer Festplatte gespeichert.

Alle getriggerten Myonenspuren werden in der unteren MDT - Kammer rekonstruiert und mit einem Rekonstruktionsprogramm in die Ebene des Iarocci - Detektors extrapoliert. Somit können die Myonspuren innerhalb des Iarocci - Detektors berechnet werden.

Die Influenzstreifen bestehen aus mehreren 55 cm langen Platten, die miteinander zusammengelötet sind. Da aus vorhergehenden Untersuchungen einige Lötstellen als kritisch bezüglich ihrer Leitfähigkeit waren, wurden alle Streifen mit einem Puls - Generator getestet. Ferner wurden alle Influenzstreifen auch auf Kurzschlüsse mit ihren Nachbarstreifen getestet. Wegen mangelnder Erfahrung mit den Influenzstreifen ist bei dieser Messung passiert, dass

die bereits auf Kurzschlüsse getesteten Influenzstreifen nach dem Zurechtschieben des Iarocci – Detektors ein Kurzschluss hatten. Diese Erfahrungen sind im endgültigen Aufbau eingegangen und das Problem wurde gelöst (s. Kapitel 9).



Die Myonspur wird in der unteren MDT - Kammer rekonstruiert und in den Iarocci – Detektor extrapoliert

Abbildung 7.1: Seitliche Sicht von oben auf den Aufbau am Höhenstrahlmesstand

7.3 Störsignale der Ausleseelektronik

Während der Messung traten starke Hintergrundstörungen der Ausleseelektronik der MDT - Kammer auf. Durch sukzessives Ein - und Aus - schalten sämtlicher Geräte konnte die Störquelle, nämlich das Signal zur Ausleseelektronik der Influenzstreifen eingegrenzt und ermittelt werden. Hier kam die Störung durch die 24 Clock - Pulse, die das Schieberegister auslesen, zustande. Ein Einwickeln der entsprechenden Kabel in einer Aluminiumfolie brachte keine zufriedenstellende Verbesserung. Erst durch eine geschickte Befestigung der entsprechenden Kabel an den Kammerstützpfosten, die somit die MDT – Elektronik vom Kabel abschirmt als auch eine Verschiebung des Zeitpunktes der Streifenauslese bzw. der Clock - Pulse führten zum gewünschten Ziel.

Daraus kann man folgern, dass die Kabel, in denen TTL – Signale fließen, besonders weit weg und gut isoliert von der MDT –Elektronik verlegt werden müssen.

7.4 Position der Iarocci - Rohre relativ zu den Influenzstreifen

Der Zugang zum Iarocci - Detektor auf der unteren MDT - Kammer war für genaue Messungen mit der Schublehre sehr eingeschränkt. Deshalb wurde nach der Datennahme der Iarocci - Detektor vorsichtig auf den Hallenboden heruntergelassen. Hier konnte dann die Position der Iarocci - Rohre auf der Influenzstreifenplatte gemessen werden. Eventuelle Verschiebungen der Rohre während des Herablassens können vernachlässigt werden, da alle an drei Stellen mit sehr stark haftenden doppelseitigem Klebeband an die Streifenplatte fixiert waren. Relevant für diese Studie sind die y – Koordinaten der Iarocci - Rohre relativ zu den Influenzstreifen entlang der x – Achse (s. Abschnitt 7.2), um das Verhalten des Detektors bzgl. Rohrverschiebungen im (Kapitel 9) zu untersuchen.

In Abbildung 7.2 ist eine schematische Darstellung der gemessenen Werte von oben (a) und von der Seite (b) zu sehen. Die weißen Flächen repräsentieren die Iarocci - Rohre und die grüne Fläche ist die Influenzstreifenplatte. Die Positionen der zwei äußeren Iarocci - Rohre relativ zur Kante der Platte wurden alle 50 cm entlang der x - Achse mit einer Schublehre vermessen. Dann wurden, wiederum in Abständen von 50 cm, die Breite der Rohre und die relative Position des mittleren Rohres gegenüber den zwei äußeren gemessen. Bei der Vermessung der Breite der Rohre ist zu beachten, dass sie in einer weichen PVC - Hülle stecken. Mit der Schublehre wird an beiden Ecken des Rohres die Hülle leicht eingedrückt. Deswegen misst man eine etwas zu kleine Rohrbreite. In den folgenden Berechnungen wird eine konstante Breite der Rohre von 84.00 mm angenommen. Wegen des Eindrückens der PVC - Hülle bei den Messungen mit der Schublehre wurde ein Fehler von ± 0.20 mm angenommen.

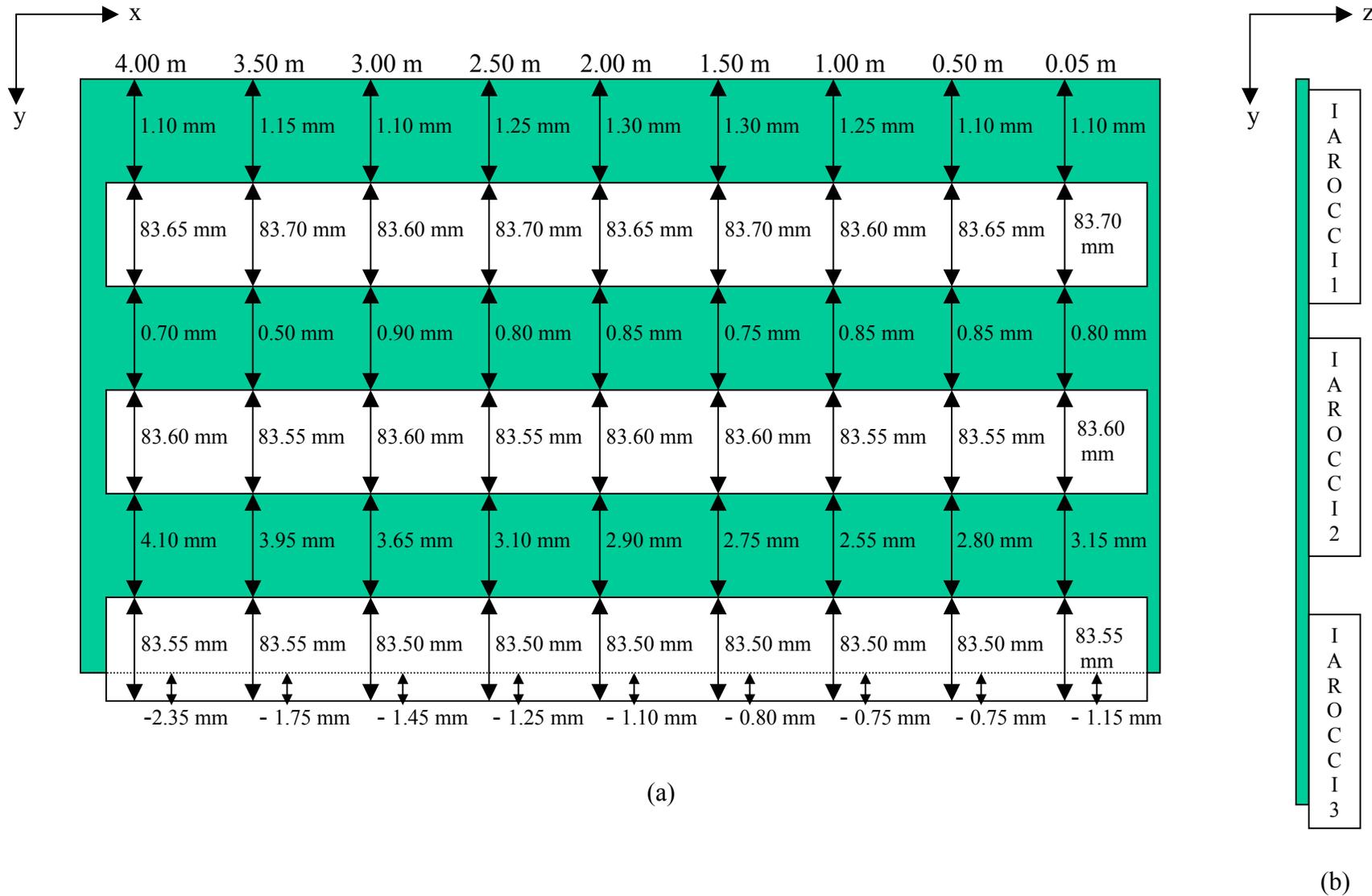


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung der relativen Position der Iarocci - Rohre auf der Einflussstreifenplatte
(a): von oben und (b): von der Seite

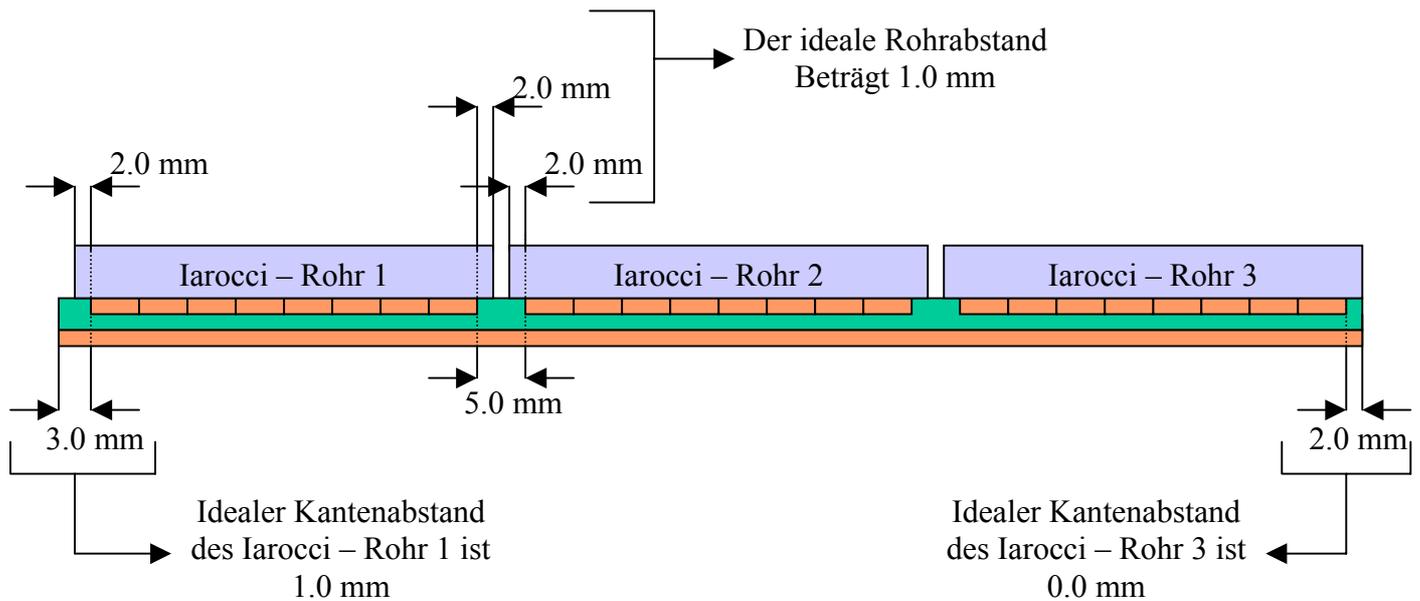


Abbildung 7.3: Idealpositionen der Iarocci – Rohre auf den Influenzstreifen

Iarocci - Rohr 1 hat einen durchschnittlichen gemessenen Kantenabstand von 1.18 mm. Da es sich an der 3 mm Kante befindet (vgl. Abbildung 7.3), ist der ideale Kantenabstand bei $3.00 \text{ mm} - 2.00 \text{ mm} = 1.00 \text{ mm}$. Es kommt somit zu einer Versetzung von $1.18 \text{ mm} - 1.00 \text{ mm} = 0.18 \text{ mm}$ nach rechts im Sinne von Abbildung 7.3 gegenüber der Idealposition. Dieser Wert ist sehr klein und befindet sich im Messfehlerbereich von zirka 0.20 mm der Schublehre. Es wird deshalb davon ausgegangen, dass dieses Rohr nicht verschoben ist.

Der durchschnittliche gemessene Abstand zwischen dem ersten und mittleren Rohr beträgt 0.78 mm. Die ideale Position der ersten Kante des mittleren Rohrs (Abbildung 7.3) ist bei $1.00 \text{ mm} + 84.00 \text{ mm} + 1.00 \text{ mm} = 86.00 \text{ mm}$ von der Plattenkante entfernt. Wenn man den berechneten Mittelwert für die Versetzung des ersten Iarocci - Rohrs (1.18 mm), den Abstand zwischen den Rohren (0.78 mm) und die konstante Rohrbreite (84.00 mm) addiert, so beträgt der Kantenabstand 85.96 mm. Dies ist eine sehr kleine Verschiebung des Rohres von -0.04 mm nach links gegenüber der entsprechenden Idealposition des Influenzstreifens und befindet sich auch im Messfehlerbereich. Deshalb kann hier auch davon ausgegangen werden, dass dieses Rohr nicht verschoben ist.

Die Verschiebung des dritten Rohres wird, wie beim ersten Rohr, über den Kantenabstand bestimmt. In diesem Fall sind die Werte negativ, was bedeutet, dass das Rohr über der Kante hinweg liegt (s. Abbildung 7.2). Der durchschnittliche gemessene Kantenabstand beträgt -1.26 mm . An dieser Kante kommt nach dem Kupferstreifen ein 2 mm breiter Plastikbereich. Der ideale Abstand zwischen Kante und Platte beträgt hier 0.0 mm. Dieses Rohr ist also deutlich um $1.26 \pm 0.20 \text{ mm}$ nach rechts verschoben.

$$y_0 = -165.196 \text{ mm} + (26.75/2) \text{ mm} + (1.50 \pm 0.20) \text{ mm} + 5.00 \text{ mm}$$

$$= - (145.32 \pm 0.20) \text{ mm}$$

$$z_0 = - 335.546 \text{ mm} + 15.00 \text{ mm} + (32.00 \pm 0.20) \text{ mm} - (5.50 \pm 0.20) \text{ mm}$$

$$= - (294.05 \pm 0.40) \text{ mm}$$

7.5.2 Bestimmung der Detektorposition aus den Daten

Eine zweite, unabhängige Methode, die Position des Drahtes zu bestimmen, benutzt die gemessene Ortsinformation durchgehender Myonen. Bei der Spurrekonstruktion wird die Myonspur aus der unteren MDT – Kammer extrapoliert und hierfür müssen die z_0 - und y_0 - Komponente des Iarocci – Rohdrahtes bekannt sein. Die Position des rekonstruierten Spurdurchganges wird, mit dem Signal aus dem Iarocci – Detektor verglichen.

Die Spuren werden mit der folgenden Formel berechnet:

$$y = my \cdot z_0 + by \quad , \text{ wobei } my \text{ die Steigung und } by = y(z=0) \text{ sind.}$$

Die Ortsverteilung für die links - und rechts - durchdringenden Myonen (s. Abbildung 7.5) werden getrennt erstellt.

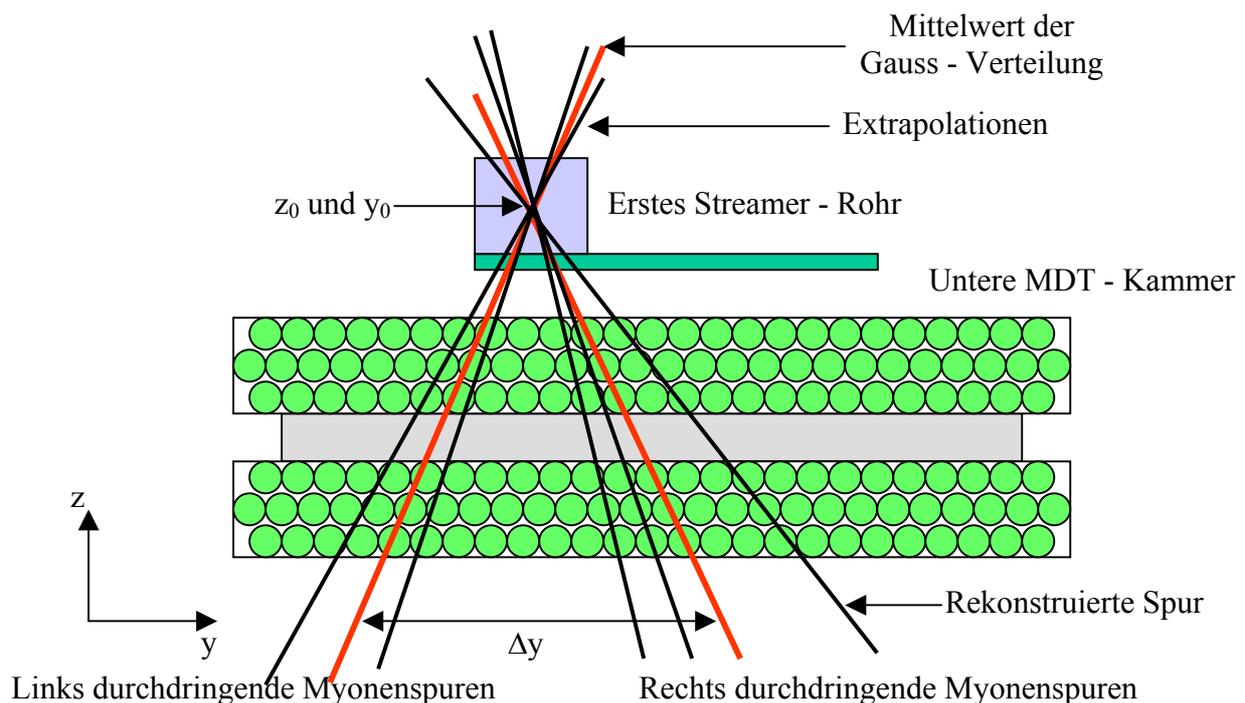


Abbildung 7.5: Prinzip der Bestimmung der Höhe z_0 des Iarocci – Detektors aus den Myonenspuren

Bei den Verteilungen wird mit einem Gauß - Fit die Peakposition, die vom angenommenen z_0 abhängt, berechnet. Befindet man sich auf Höhe des Drahtes, also bei z_0 , so muss der Abstand zwischen den Peaks der zwei Verteilungen Null sein. Ist die Bedingung $\Delta y(z_0) = 0$ erfüllt, so ist die Höhe z_0 exakt ermittelt

Ein Abstand von $\Delta y = 0.50$ mm ist für die erwünschte Genauigkeit von einem halben Millimeter ausreichend. Der Abstand $|\Delta y|$ nimmt linear mit der Höhe ab bis zum Erreichen des Minimalwertes und danach nimmt er wieder linear zu (s. Abbildung 7.6).

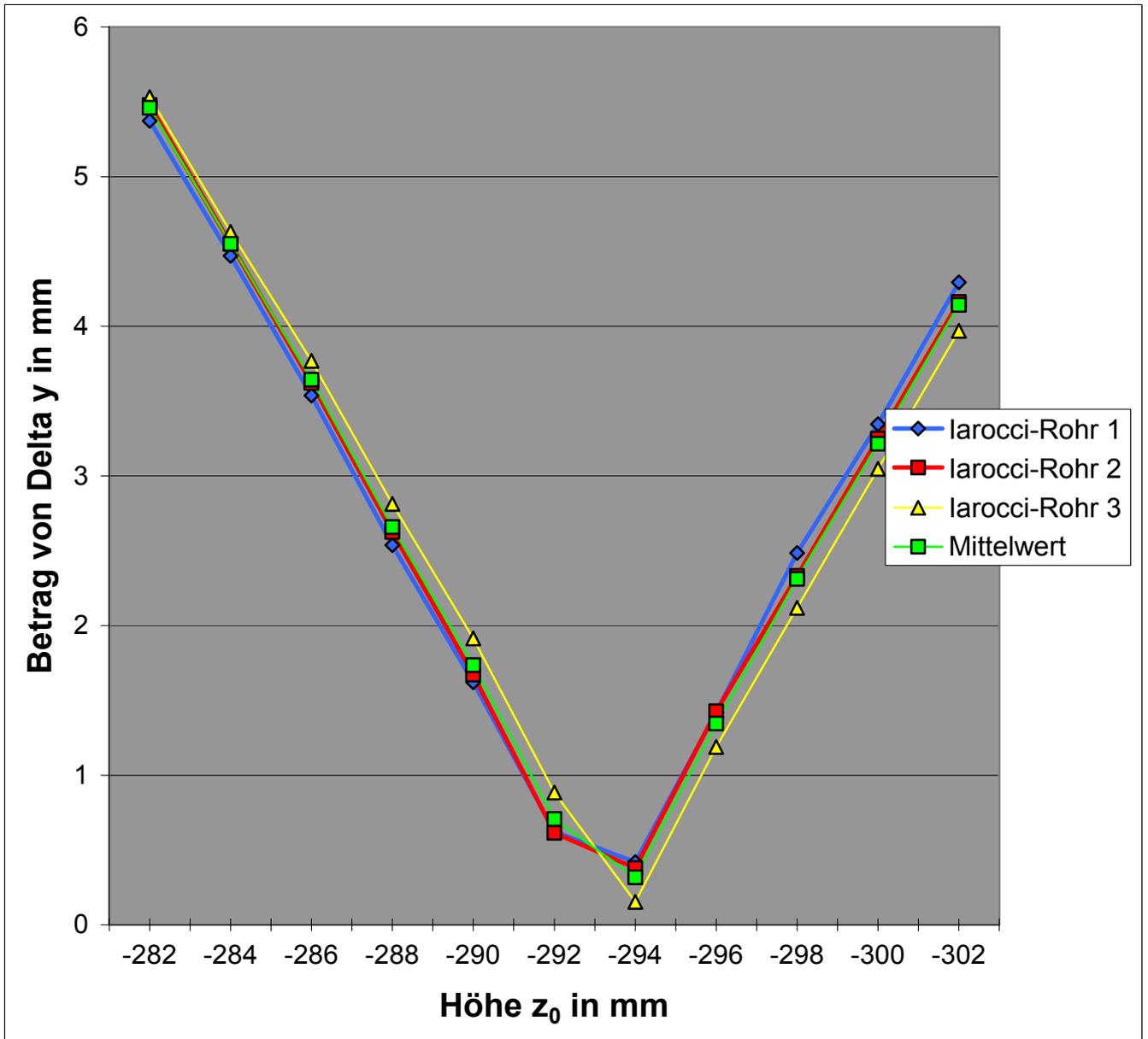


Abbildung 7.6: $|\Delta y|$ als Funktion der Höhe z_0

Hat man die Drahthöhe z_0 gefunden, so muss anschließend die y_0 – Komponente des Drahtes ermittelt werden. Der Mittelpunkt bzw. die Peakposition der Verteilungen, wenn nur der erste Streifen ein Treffer aufweist, befindet sich bei y_0 . Durch Subtraktion der Drahtposition (y_0) wird die Verteilung auf null gesetzt. Haben die Verteilungen ihren Mittelpunkt bei null, so wird das richtige y_0 verwendet.

Der Drahtabstand $\Delta y_D = 1.0$ mm zwischen den Drähten im Iarocci - Rohr ist konstant und bekannt. Dieser Abstand wird auch „Offset“ – Wert genannt. Verwendet man das zweite Streamer - Rohr für diese Untersuchung, so bleibt die z_0 Höhe im Rahmen der Genauigkeit unverändert, nur bei der y_0 - Koordinate muss der Drahtabstand Δy_D bzw. der Offset - Wert addiert werden. Somit ist es möglich, die Position y_0 aus Messungen mit beliebigen Streifen eines gegebenen Iarocci – Detektors zu bestimmen.

Aus der Kenntnis der y_0 - Position des ersten Streamer – Rohres und des Offset – Wertes kann man alle Drahtpositionen eines Iarocci - Rohrs berechnen. Da das erste Iarocci – Rohr als nicht verschoben angesehen werden kann, ist die y_0 – Koordinate gleich der y-Koordinate des darunterliegenden Influenzstreifens. Somit ist es möglich, alle Verteilungen relativ zur Influenzstreifenmitte zu setzen.

Die Ortsverteilungen für alle acht Streamer - Rohre eines Iarocci - Rohrs wurden auf den gleichen Nullpunkt mit Hilfe des entsprechenden Offset – Wertes Δy_D der einzelnen Streamer - Rohre transformiert und in ein einziges Histogramm gefüllt. Man bekommt somit zwei Histogramme für das erste Iarocci - Rohr, nämlich eins für links durchdringende Myonenspuren, wobei die Steigung m_y positiv ist, und ein weiteres für die rechts durchdringende Myonenspuren, wobei die Steigung m_y negativ ist. Diese Berechnungen wurden für alle drei Iarocci - Rohre durchgeführt. Abbildung 7.7 zeigt die entsprechenden Verteilungen.

Die Abstände zwischen den Peaks links und rechts durchdringender Myonen in den Iarocci - Rohren (s. Abbildung 7.7) sind beim ersten $(-0.11\text{mm}) - (-0.41\text{mm}) = 0.30$ mm, zweiten $(0.11\text{mm}) - (-0.14\text{mm}) = 0.25$ mm und beim dritten $(-1.62\text{mm}) - (-1.63\text{mm}) = 0.01$ mm. Es wurden hier die Mittelwerte der angepassten Gauß – Kurven genommen. Des Weiteren ist zu beobachten, dass die Mittelwerte bei den Rohren 1 und 2 einige Zehntel Millimeter neben dem Nullpunkt liegen. Beim Iarocci – Rohr 3 ist die Rohrverschiebung durch einen nicht bei Null liegenden Mittelwert der y - Verteilungen zu erkennen. Diese Peak - Abstände und Peak – Positionen stimmen mit den in Abschnitt 7.4 bestimmten Werten bis auf wenige Zehntel Millimeter genau überein.

Es ergeben sich Werte von:

$$y_0 = - 145.30 \text{ mm und } z_0 = - 293.70 \text{ mm.}$$

Zum Vergleich hier nochmals die mit der Schublehre ermittelten Werte:

$$y_0 = - 145.32 \pm 0.20 \text{ mm und } z_0 = - 294.05 \pm 0.40 \text{ mm.}$$

Iarocci - Rohr 1

Iarocci - Rohr 2

Iarocci - Rohr 3

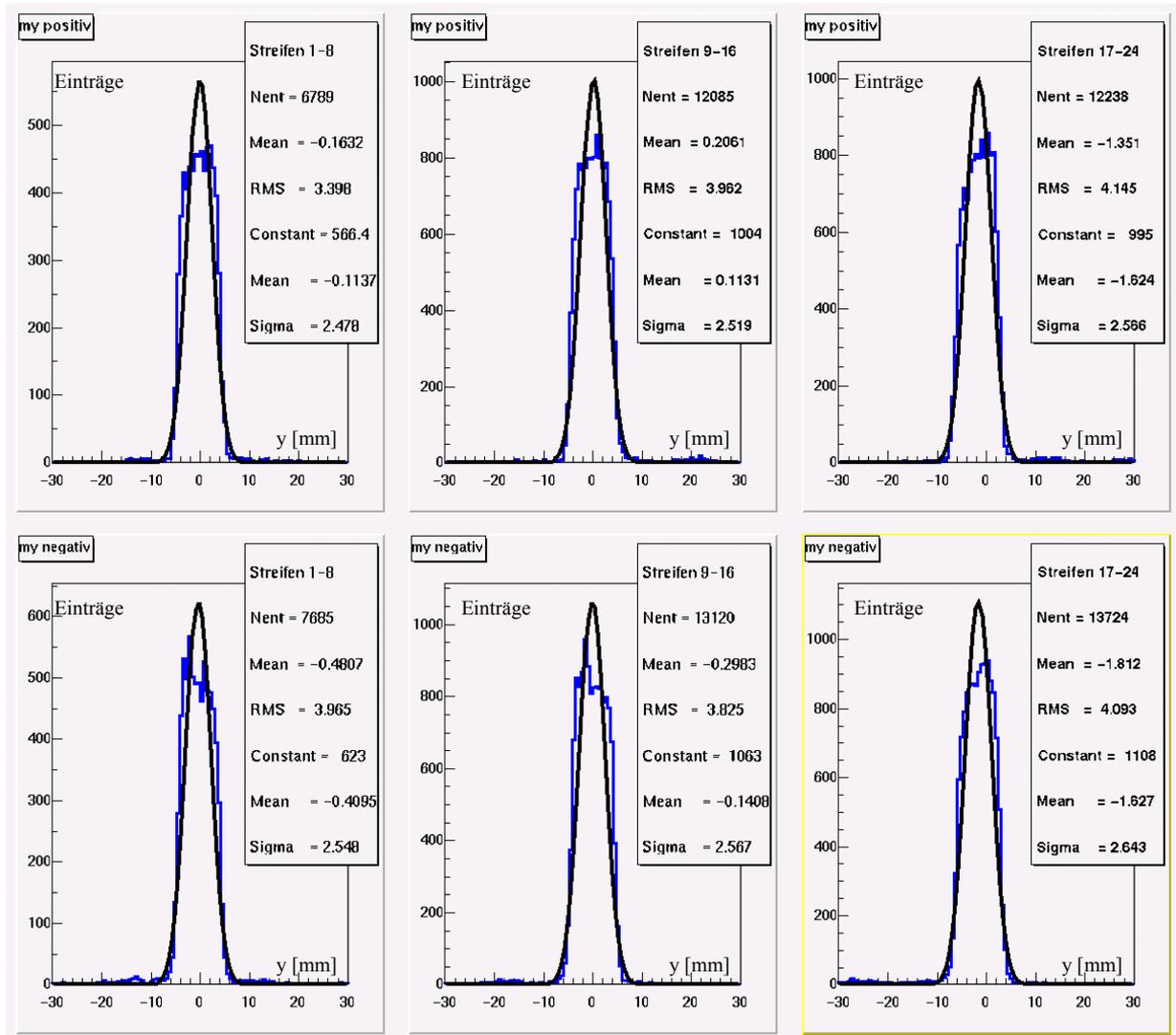


Abbildung 7.7: Ortsverteilungen für links – (oben) und rechts – (unten) durchdringende Myonen aller drei Iarocci - Rohre

7.6 Bestimmung der Wandkoordinaten der Streamer - Rohre

Ein Iarocci - Rohr besteht aus 9 mm breiten Streamer - Rohren und 1 mm dicken Zwischenwänden. Als passives Element haben diese Wände einen Einfluss auf die Nachweiswahrscheinlichkeit bzw. Effizienz des Detektors. Fliegt ein Myon durch diesen Bereich, so werden keine Atome aus der Gasmischung ionisiert und es entsteht somit kein Streamer - Signal, das wiederum ein Streifensignal hätte auslösen können. Da die MDT - Kammern eine Auflösung von 40 μm haben, das ist mehr als hundert mal weniger als die Wände im Iarocci - Rohr, müssen die Wände bei der Spurenrekonstruktion deutlich erkennbar sein.

Abbildung 7.8 zeigt die aus den MDT – Kammern rekonstruierte Verteilung der y – Koordinate (auf Höhe der Drähte im Iarocci – Detektor) für Myonen, die keinen Streifentreffer ausgelöst haben. Auf der linken und rechten Seite sind alle Myonen zu sehen, die neben dem Iarocci - Detektor vorbei geflogen sind und deshalb auch überhaupt kein Signal auslösen konnten. In der Mitte sind wesentlich weniger ineffiziente Regionen zu sehen, da sich dort der Detektor befindet und im Regelfall ein Signal auslöst. In dem Bereich des Iarocci – Detektors sind kleine Peaks zu sehen.

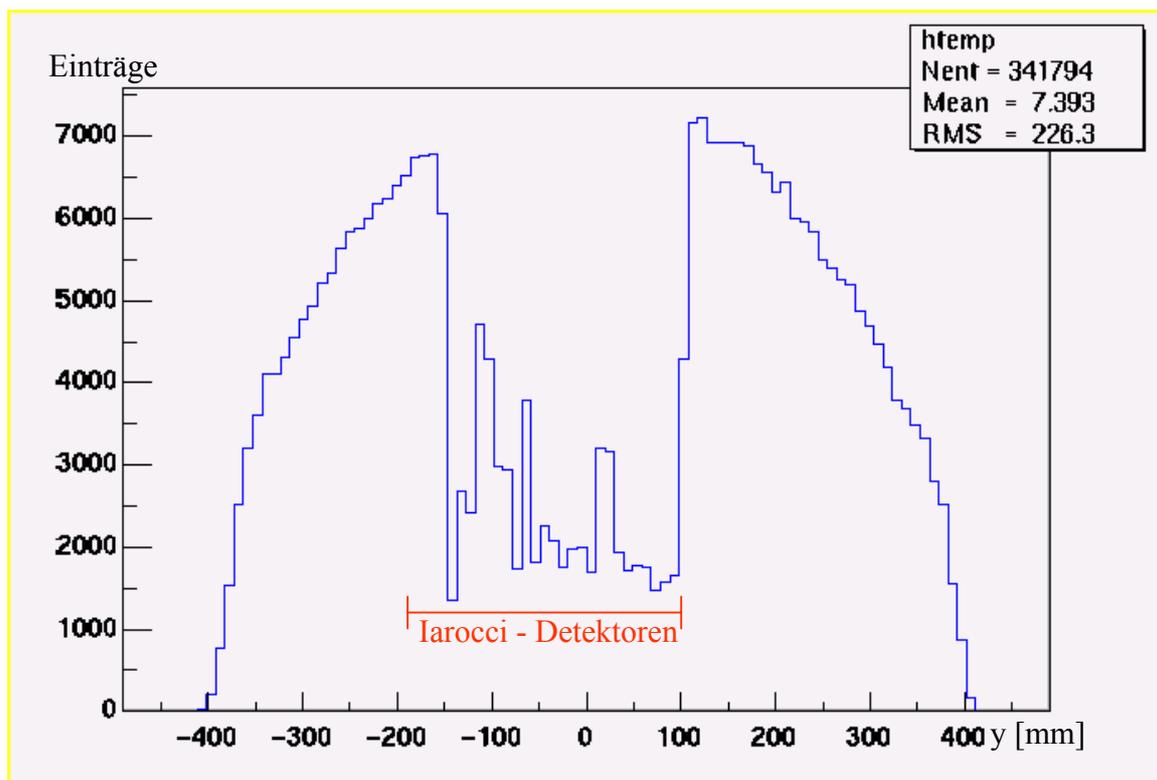


Abbildung 7.8: Anzahl der selektierten Myonen, die keinen Streifentreffer erzeugt haben, als Funktion des rekonstruierten Ortsdurchgangs

In Abbildung 7.9 kann man die einzelnen Streamer - Rohrwände als Maxima erkennen. Man kann deutlich sehen, dass der Bereich zwischen den Iarocci - Rohren besonders ineffizient ist, denn hier ist der Detektor nicht empfindlich. Ferner waren die Kanäle 4 und 5 des ersten Iarocci – Rohrs (mit KS in Abbildung 7.9 gekennzeichnet) während der Datennahme kurzgeschlossen (s. Abschnitt 7.2) und werden deshalb für diese Analyse weggelassen.

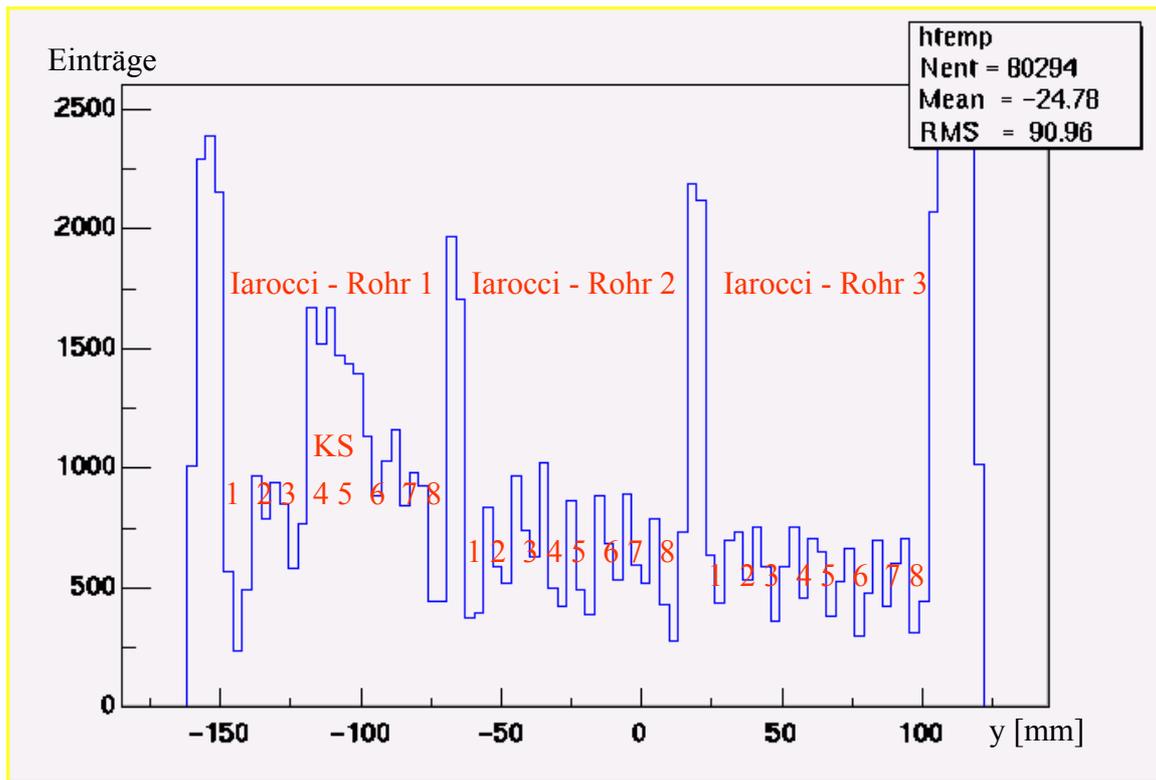


Abbildung 7.9: Anzahl der selektierten Myonen, die keinen Streiftreffer erzeugt haben, im Bereich der Iarocci – Rohre.

Die einzelnen Streamer - Kammern sind zu erkennen und hier nummeriert.

Diese Anzahl ist innerhalb des aktiven Teils der Streamer – Rohre nicht Null. Es ist zu erkennen, dass etwa 300 bis 400 Ereignisse (s. Abbildung 7.9) aus etwa 2500 Ereignissen keinen Streiftreffer ausgelöst haben. Damit haben die Rohre eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 84 % bis 88 %.

Es sind die 24 Kanäle bzw. die drei Iarocci - Rohre mit entsprechenden Streifen deutlich zu erkennen. Die Übergänge zwischen dem Rohr 1 (Kanal 8) und Rohr 2 (Kanal 1), sowie dem Rohr 2 (Kanal 8) und Rohr 3 (Kanal 1) zeichnen sich als besonders ineffizient aus. Hier sind die Abstände zwischen benachbarten Streamer - Kammern besonders groß, da sich in diesem Bereich nicht nur zwei Kammerwände befinden, sondern die beiden Iarocci – Rohre eine zusätzliche Lücke von einigen mm haben. Der Bereich zwischen Rohr 2 und Rohr 3 ist breiter und ineffizienter als der zwischen Rohr 1 und 2. Aus der erhöhten Ineffizienz lässt sich schließen, dass die Lücke zwischen den Rohren 2 und 3 größer ist. Die kleineren Peaks entsprechen die Streamer - Rohrwände zwischen den Streamer-Kammern und in jedem Iarocci - Rohr sind dementsprechend sieben Peaks zu sehen.

Auf Grund der hohen Ortsauflösung der MDT – Kammern ist es möglich, die einzelnen Streamer - Rohrwände noch detaillierter zu betrachten. In solch einer Untersuchung wurde z.B. beim Iarocci – Rohr 2 die Wand zwischen dem vierten und fünften Streamer - Rohr ausgewählt. In Abbildung 7.10 ist zu sehen, wie die y - Position dieser Trennwand mit einem Gauß - Fit bestimmt wird.

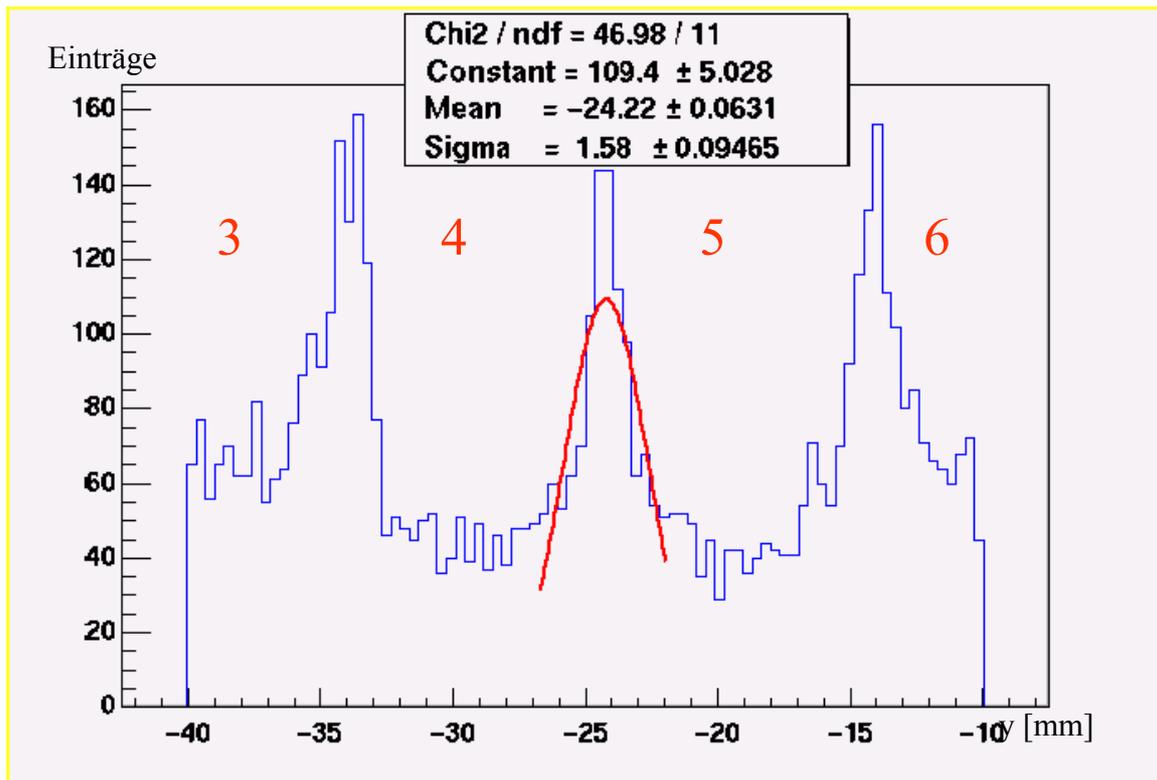


Abbildung 7.10: Bestimmung der Wandposition zwischen dem vierten und fünften Streamer - Rohr des Iarocci - Rohrs 2

Diese Methode der Bestimmung wurde auf alle Wände der drei Iarocci - Rohre angewendet. Da die Streamer - Rohre an den Ränder der Iarocci - Rohren nur einen in direkter Nähe liegenden Streamer - Rohrnachbarn haben, kommt es zu einen großen ineffizienten Bereich. Diese Streamer - Rohrwand hat keinen direkten Streamer - Rohrnachbarn und befindet sich am Iarocci - Rohrrand befindet. Diese Rohrrand - Position muss deshalb anders bestimmt werden.

	Iarocci - Rohr 1 [mm]	Iarocci - Rohr 2 [mm]	Iarocci - Rohr 3 [mm]
Linker Rand	-148.65 ± 0.15	64.16 ± 0.08	22.74 ± 0.11
1. Zwischenwand	-138.47 ± 0.16	-53.80 ± 0.15	32.85 ± 0.12
2. Zwischenwand	-128.83 ± 0.15	-43.76 ± 0.20	42.57 ± 0.12
3. Zwischenwand	Kurzschluss	-34.22 ± 0.12	52.71 ± 0.20
4. Zwischenwand	Kurzschluss	-24.22 ± 0.06	62.80 ± 0.10
5. Zwischenwand	-99.14 ± 0.27	-13.93 ± 0.14	72.83 ± 0.09
6. Zwischenwand	-89.10 ± 0.23	-4.10 ± 0.09	82.81 ± 0.11
7. Zwischenwand	-79.11 ± 0.50	5.85 ± 0.13	92.64 ± 0.11
Rechter Rand	-68.65 ± 0.15	15.84 ± 0.08	102.74 ± 0.11

Tabelle 7.1: Rand - und Trennwand – Positionen der Streamer - Rohre

In Tabelle 7.1 sind die durch Gauß – Fits ermittelten Wandpositionen mit entsprechenden Fehlern zu sehen. Die Ränder sind, wie erwähnt, nicht deutlich zu ermitteln, können aber anhand der Wandposition berechnet werden. Es wurden die ermittelten Trennwandpositionen mit den kleinsten Fehlern ausgewählt und mit ihnen die Position des Rohrrandes, durch geeignetes Addieren bzw. Subtrahieren der Abstände der Trennwände (10 mm) berechnet. Somit sind alle Wandpositionen der Streamer - Rohre und Randpositionen der Iarocci - Rohre bekannt.

Aus dieser Analyse können auch die Abstände zwischen den Iarocci - Rohren bestimmt werden. Der Abstand zwischen dem ersten und zweiten Rohr beträgt 4.57 mm und die zwischen dem zweiten und dritten ist 6.82 mm. Der nominelle Abstand zwischen zwei benachbarten Iarocci - Rohren ist 5 mm. Nimmt man Iarocci – Rohr 1 als Referenz, so ist das Rohr 2 um 0.43 mm nach links und das Rohr 3 um 1.39 mm nach rechts verschoben. Dies ist eine weitere Bestätigung, dass das dritte Rohr sehr deutlich von der Idealposition nach rechts verschoben ist und dementsprechend ein anderes Ansprechverhalten hat.

7.7 Klassifizierung der Ereignisse nach der Anzahl der Influenzstreifentreffer

Zu jedem der acht Streamer – Rohre eines Iarocci - Rohres gibt es einen entsprechenden Influenzstreifen. Ereignisse werden gemäß der Anzahl der Influenzstreifen, die ein Signal haben, zunächst in fünf Gruppen, Null-, Einfach-, Doppel-, Drei- und Mehrfachtreffer, eingeteilt. Alle Ereignisse, die mehr als drei Treffer haben, sind selten und der Ort des Myondurchgangs ist nicht eindeutig zu bestimmen. Deshalb werden diese Ereignisse nicht berücksichtigt.

Bei der detaillierten Analyse und Einteilung wird folgende Besonderheit berücksichtigt. Die beiden Influenzstreifen der Streamer – Rohre an den Rändern eines jeden Iarocci – Rohres (s. Abb. 7.11: Streifen 1, 8 und 9 usw.) haben nur einen Streifen in unmittelbarer Nähe (Streifen 2, 7 und 10). Die anderen Nachbarstreifen sind wegen der Anordnung der Influenzstreifenplatten 5 mm weiter entfernt.

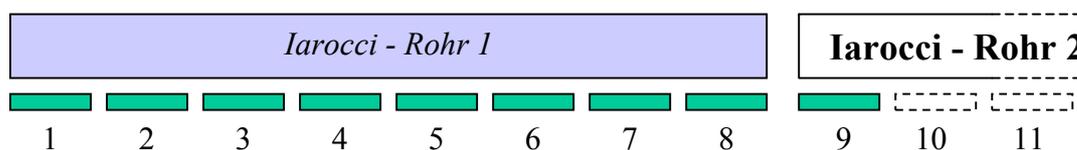


Abbildung 7.11: Anordnung und Nummerierung der Influenzstreifen

Eine Ionenwolke kann genügend Ladung besitzen, um Signale auf drei Streifen zu influenzieren (Dreifachtreffer). Während im zentralen Bereich des Iarocci – Rohres (Streifen 2 bis 7) auch tatsächlich drei Streifen ansprechen könnten, registriert man bei „Randtreffern“ (Streifen 1, 8 und 9) oft nur einen Doppeltreffer. In diesem Falle beinhaltet also die Datenmenge der als Doppeltreffer klassifizierten Ereignisse auch solche, die zu einen Dreifachtreffer geführt hätten, wenn sie in direkter Nähe einen zweiten Streamer-Rohrnachbarn gehabt hätten. Diese Zweifach – und „versteckten“ Dreifachtreffer müssen gesondert behandelt werden.

Auf Grund dieser Überlegungen werden die Ereignisse gemäß Tabelle 7.2 klassifiziert und analysiert.

Streifennummern gemäß Abbildung 7.11			
Trefferarten	Zentralbereich	Randbereich	Zwischen Iarocci - Rohren
Einfachtreffer	2, 3, 4, 5, 6, 7	1, 8	
Zweifachtreffer	2-3, 3-4, 4-5, 6-7	1-2, 7-8	8-9
Dreifachtreffer	2-3-4, 3-4-5, 4-5-6	1-2-3, 6-7-8	7-8-9, 8-9-10

Tabelle 7.2: Klassifizierung der Ereignisse bezüglich Trefferarten

7.8 Ortsauflösungen im Zentralbereich in Abhängigkeit der Trefferarten

Die Ortsauflösung (in der Detektor – Ebene senkrecht zu den Influenzstreifen bzw. Rohre) kann bestimmt werden, indem die Verteilung der Abweichung Δy der extrapolierten Myon – Spur und der gemessenen Position der Streifen analysiert wird. Die Position des Iarocci – Detektors ist aus dem vorherigen Kapitel bekannt. Die Ortsauflösung der Myon – Spuren beträgt in etwa $40 \mu\text{m}$. Diese ist sehr viel kleiner als die vom Iarocci – Detektor erwartete. Der gesuchten Ortsauflösung entspricht, deshalb die Breite der Δy – Verteilung.

Für die folgenden Analysen wurde zuerst die berechnete Position des ersten Streamer - Rohrdrachts (s. Abschnitt. 7.5) benutzt. Dieser Ort wird durch seine y_0 - und z_0 - Koordinaten beschrieben. Die z - Koordinate der Drähte wird als gleichbleibend angenommen, also ist diese gleich z_0 . Die y_0 - Koordinate gibt, wenn es zu keinen Iarocci – Rohrverschiebungen gegenüber den Influenzstreifen gekommen ist, einerseits die Position des ersten Drahtes im Iarocci - Rohr und andererseits den Mittelpunkt des darunterliegenden Streifens an. Im Abschnitt 7.4 wurde ermittelt, dass das erste Iarocci - Rohr nur eine minimale Verschiebung von $0.18 \pm 0.20 \text{ mm}$ gegenüber seinem darunterliegenden Influenzstreifen hat und als nicht verschoben betrachtet werden kann. Wenn nun andere Influenzstreifen betrachtet werden, dann wird zu der y_0 - Koordinate immer ein konstanter $y(\text{Str})$ Offset - Wert addiert und von der y – Koordinate des Myons im Referenzsystem des Höhenstrahlmessstand (y_{MDT}) abgezogen ($y = y_{\text{MDT}} - (y_0 + y(\text{Str}))$). Dadurch wird gewährleistet, dass die Verteilungen immer relativ zur Influenzstreifenmitte für die Einfach - und Dreifachtreffer, und Mitte zwischen Nachbarstreifen für die Zweifachtreffer zentriert sind. Es erweist sich als sinnvoller die $(y_0 + \text{Offset - Wert})$ - Koordinate immer als Streifenmittelpunkt bzw. Mittelpunkt zwischen Nachbarstreifen zu betrachten, denn die Iarocci - Rohre liegen nicht perfekt auf den Streifen.

Die Streifensignale des Iarocci - Detektors, die digital ausgelesen werden, werden für die Ortsbestimmung benutzt. Im folgenden wird die Auflösung für die verschiedenen Trefferarten analysiert. Die am häufigsten beobachteten Trefferarten sind vor allem die Eintreffere, gefolgt von Doppel – und Dreifachtreffer (s. Kapitel 6).

7.8.1 Eintreffere

Zunächst werden die Eintreffere im Zentralbereich analysiert. Die Δy – Verteilung für Eintreffere wurde für jeden einzelnen Influenzstreifen erstellt. Abbildung 7.12 zeigt diese Verteilung für Streifen 12 und 20 des 2. und 3. Iarocci - Rohrs.

Wegen der Eigenschaften der Streamer - Entwicklung sind die Verteilungen im Zentralbereich kastenförmig. Die Anzahl der freigesetzten Elektronen, die sich vor der Streamer - Entwicklung bis zum Draht bewegt haben, hängt von deren zurückgelegten Weg und der Myon - Energie ab. Die Anzahl der freien positiven Ladungsträger nach der Streamer - Entwicklung ist jedoch unabhängig von der Anzahl der vorhandenen Ladungen am Anfang. Somit spielen der Abstand zwischen Draht und Myondurchgang als auch die Myonenergie keine Rolle für die Häufigkeitsverteilung. Die in Abbildung 7.12 gezeigten Verteilungen sind im Zentralbereich konstant und konsistent mit diesen Überlegungen. Für das Iarocci – Rohr 3 ist der Mittelpunkt der y-Verteilung etwa um die Rohrverschiebung verschoben. Diese Verschiebung beträgt 1.26 mm und ist genau die Verschiebung des Iarocci – Rohres gegenüber den Influenzstreifen (vgl. Abschnitt 7.4). Es ist durch diese Verschiebung zu einer Veränderung des Ansprechverhaltens des Detektors gekommen. Die Breite der Ortsverteilungen beträgt für die beiden Streamer - Rohre und Streifen etwa 2.50 mm bzw. 2.62 mm.

Diese Ergebnis war zu erwarten, denn der 9.0 mm breite aktive Bereich des Streamer – Rohres erzeugt eine kastenförmige Ortverteilung und hat somit eine Ortsauflösung vergleichbar mit der Standardabweichung einer flachen Kurve:

$$\Delta y = \frac{9.0}{\sqrt{12}} \text{ mm} = 2.60 \text{ mm}$$

Die Breite der Δy – Verteilung bzw. Ortsauflösung des Detektors ist unabhängig vom Streamer - Rohr im Zentralbereich und von jeglichen Iarocci – Rohrverschiebungen. Dies wurde bei allen Influenzstreifen bestätigt.

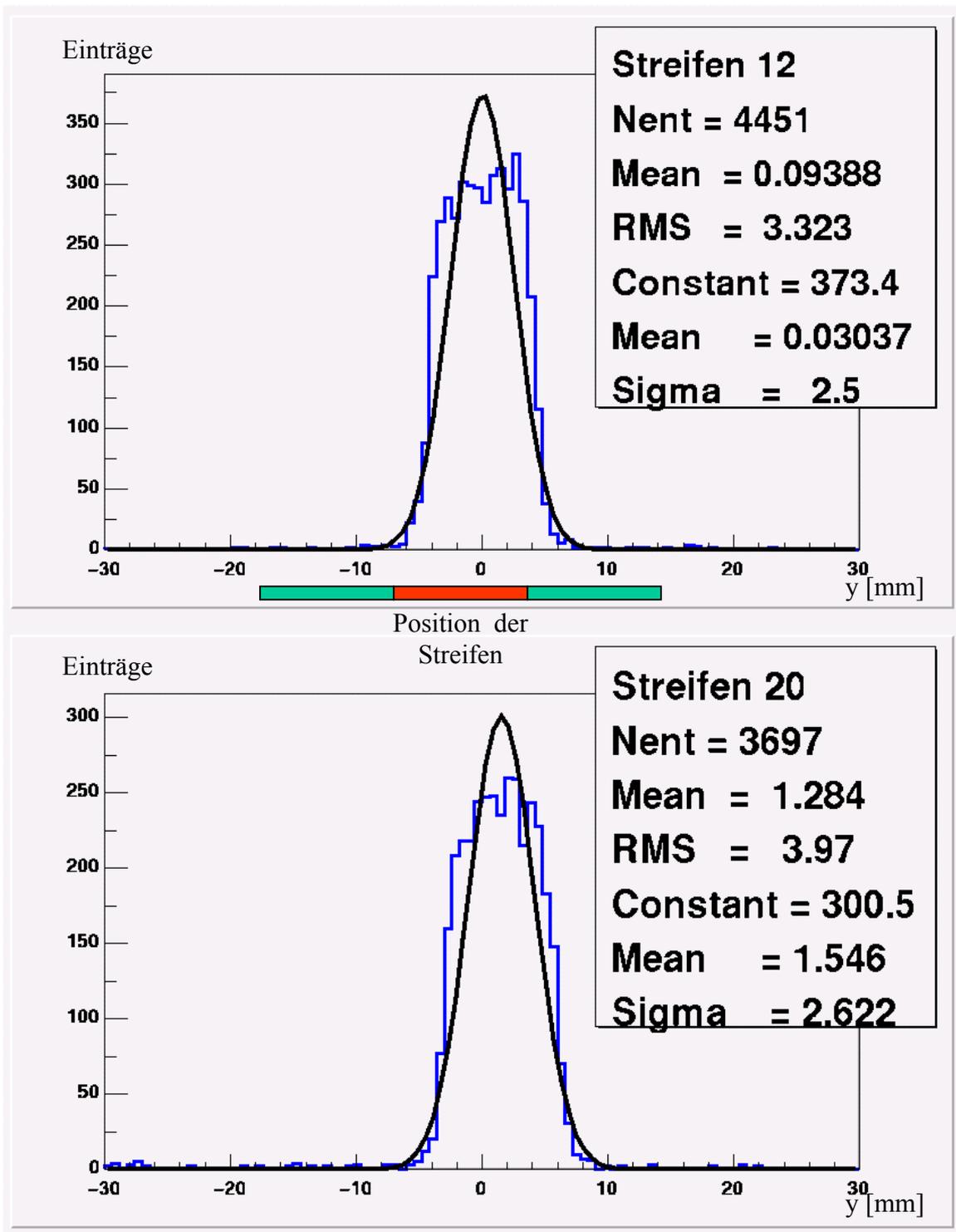


Abbildung 7.12: y – Verteilung für Einfachtreffer des 12. und 20. Streifens
 (Iarocci – Rohre 2 und 3)

7.8.2 Doppeltreffer

Bei dieser Art von Treffern wird genauso vorgegangen wie bei den Einzeltreffern mit dem Unterschied, dass man nunmehr zwei Treffer in benachbarten Streifen verlangt. Die Δy – Werte werden relativ zur Mitte zwischen beiden Streifen berechnet.

Die Δy - Verteilungen der Doppeltreffer sind wiederum kastenförmig. Ihre Breiten von 2.89 bzw. 2.86 mm sind etwas größer als bei den Einzeltreffern und somit ist die Ortsauflösung der Doppeltreffer etwas schlechter. Bei der hier dargestellten Doppeltreffer Kombination (s. Abbildung 7.13) überrascht zuerst der mittlere Wert der Ortsverteilungen von 2.69 mm bzw. –2.49 mm für die Streifen 12 und 13 bzw. 20 und 21.

Die Breite der Δy – Verteilung bzw. Ortsauflösung des Detektors hängt nicht davon ab, welches Streamer - Rohr im Zentralbereich betrachtet wird. Es gibt aber einen Zusammenhang zwischen Mittelpunkt der Δy – Verteilungen und jeglichen Iarocci – Rohrverschiebungen. Dieser Effekt wird in Kapitel 8 genauer untersucht.

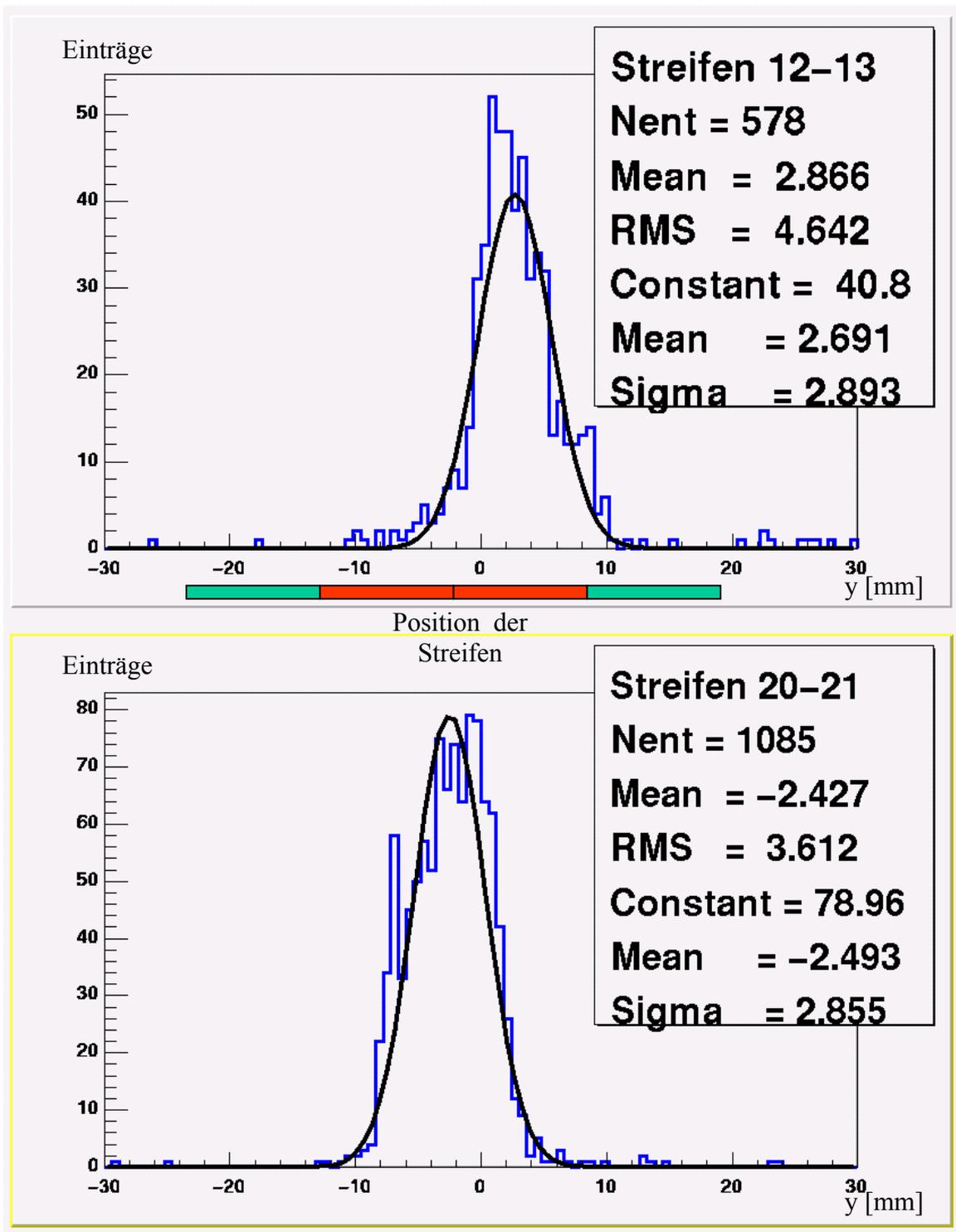


Abbildung 7.13: y – Verteilung für Doppeltreffer der Streifen 12-13 und 20-21 (Iarocci – Rohre 2 und 3)

7.8.3 Dreifachtreffer

Dreifachtreffer sind Ereignisse, bei denen drei nebeneinander liegende Influenzstreifen Signale anzeigen. Als Nullpunkt für folgende Δy - Verteilungen wird der Mittelpunkt des mittleren getroffenen Streifen gewählt.

Bei allen Streifen im Zentralbereich haben die Dreifachtreffer eine etwas schlechtere Auflösung als die Einzeltreffer und die Zweifachtreffer (s. Abbildung 7.14). Anders als bei den Doppeltreffern ist der Mittelwert der Ortsverteilung beim Streifenmittelpunkt. Bei Iarocci – Rohr 3 ist die Rohrverschiebung, wie bei den Einzeltreffern, zu sehen. Jedoch beträgt in diesem Falle die beobachtete Verschiebung 0.96 mm und ist etwas kleiner als die tatsächliche Verschiebung.

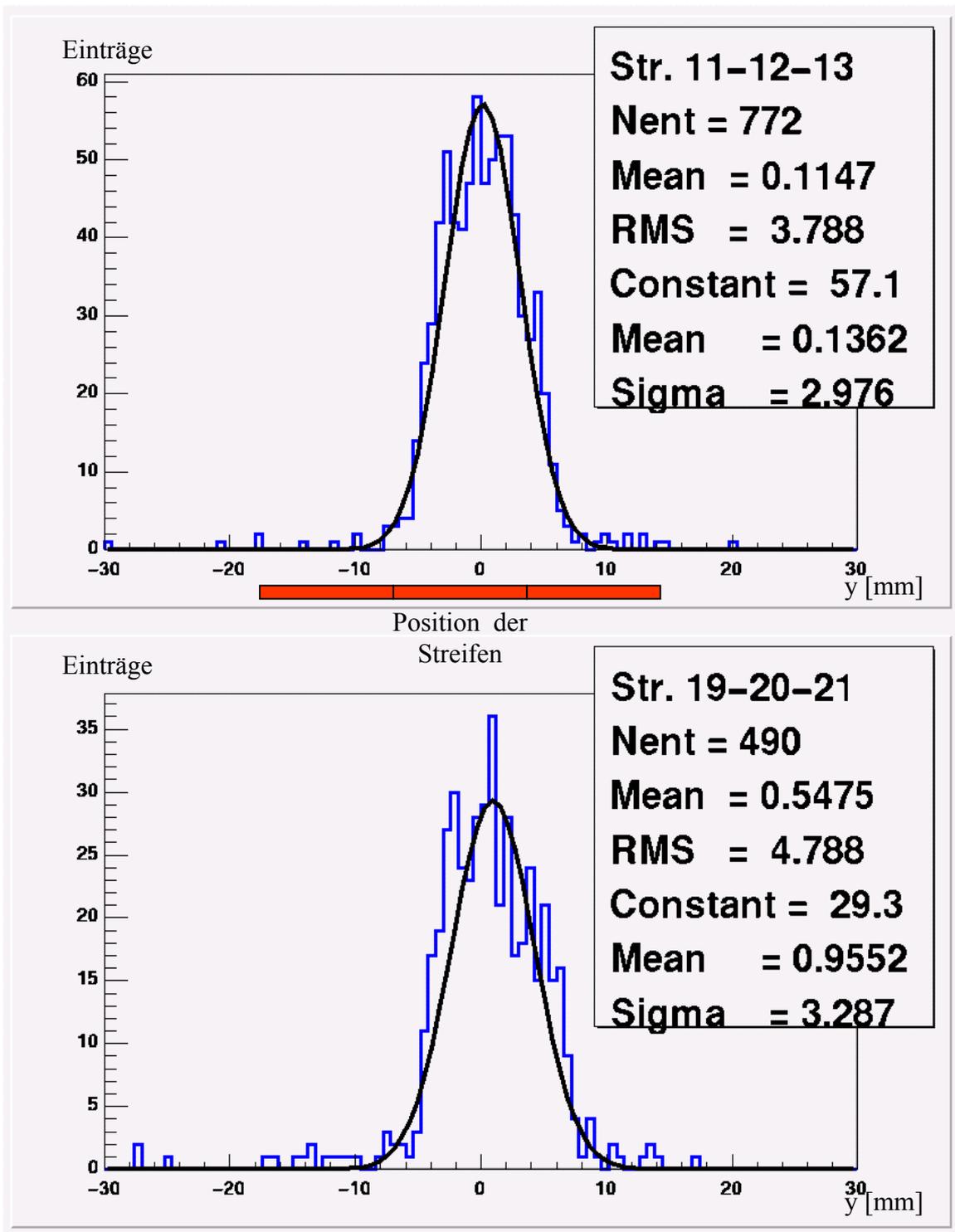


Abbildung 7.14: y – Verteilung für Dreifachtreffer der Streifen 11, 12 und 13 bzw. 19, 20 und 21 (Iarocci – Rohres 2 bzw. 3)

7.8.4 Übersicht der Resultate

Trefferarten	Durchschnittliche Auflösung	Verschiebung Gegenüber dem Treffermittelpunkt	Bemerkungen
Einzeltreffer	2.6 mm	Unter einem halben Millimeter	Sie sind anfällig auf Verschiebungen zwischen Iarocci - Rohr und Influenzstreifen. Die Verschiebung der Peaks vom Nullpunkt entspricht etwa der Verschiebung vgl. Rohr 3.
Doppeltreffer	2.9 mm	Einige Millimeter	Sie sind extrem empfindlich auf kleine Verschiebungen. Bei kleinen Rohrverschiebungen gegenüber den Streifen kommt es zu einer Änderung des Ansprechverhaltens des Detektors. Dies wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.
Dreifachtreffer	3.1 mm	Unter einem halben Millimeter	Sind weniger auf Verschiebungen zwischen Iarocci - Rohr und Influenzstreifen empfindlich. Die Verschiebung der Peaks vom Nullpunkt entspricht etwa der Verschiebung vgl. Rohr 3.

Tabelle 7.3: Zusammenfassung der Analyse

Aus dieser Analyse lässt sich folgern, dass für eine präzise Ortsbestimmung besonders die Einfach – und Dreifachtreffer nützlich sind, da sie weniger auf Verschiebungen zwischen Iarocci - Rohr und Influenzstreifen empfindlich sind.

7.9 Die Influenzstreifen im Randbereich eines Iarocci - Rohrs

Es werden nun die Influenzstreifen im Randbereich betrachtet. Hier sind sie in zwei Kategorien aufgeteilt, eine für den Detektorrand (linker Teil der Abbildung 7.15) und eine weitere, wo der Rand eines Übergangs zwischen Iarocci – Rohren (rechter Teil der Abbildung 7.15) untersucht wird. Ein Iarocci – Detektor besteht aus mehreren Influenzstreifenplatten. Der Abstand zwischen benachbarten Iarocci – Rohren zweier Influenzstreifenplatten ist der gleiche wie der zwischen zwei Iarocci – Rohre einer selben Platte.

Es sind folgende Ergebnisse zu vermerken:

1. Bei den Einfachtreffern sind die Breite der Verteilung nur etwas größer und die Ortsauflösung schlechter. Der Mittelpunkt der Ortsverteilungen ist nur im Zehntel Millimeterbereich verschoben.
2. Die Ortsauflösung ist bei den Zweifachtreffern am Detektorrand bzw. Iarocci – Rohrübergang sehr viel schlechter geworden. Sie liegen bei etwa 4.8 bzw. 4.9 mm.
3. Beim Detektorrand ist die Verteilung zum Streifen eins bzw. in den negativen Bereich hin verschoben. In diesem Fall kommen zu den „normalen“ Zweifachtreffern noch die „versteckten“ Dreifachtreffer hinzu, weil es keinen weiteren linken Nachbarstreifen gibt.

Beim Iarocci - Rohrübergang ist die Verteilung nach rechts hin verschoben, weil auch hier Dreifachtreffer zu Zweifachtreffer geworden sind. Jedoch gibt es einen Unterschied, dass sie nicht alle zu Zweifachtreffer geworden sind, da es einen weiter weg entfernten rechten Streifen gibt (s. unten in der Abbildung 7.15). Es kommt deshalb mehr als doppelt so viele Zweifachtreffer am Detektorrand als beim Rohrübergang zustande.

4. Bei den Dreifachtreffern befindet sich der Nullpunkt in der Mitte des mittleren Streifens (Streifen 2 bzw. 7). Was den Detektorrand betrifft, so ist ein zentraler Peak zwischen -5.0 mm und $+5.0$ mm, was den Influenzstreifen 2 entspricht, zu sehen. Weitere und deutlich weniger Einträge befinden sich zwischen -5.0 mm und -15.0 mm. Dies ist der Streifen 1, bei dem „versteckte“ Mehrfachtreffer zu Dreifachtreffer geworden sind. Die Ortsauflösung hat einen Wert von 5.2 mm.

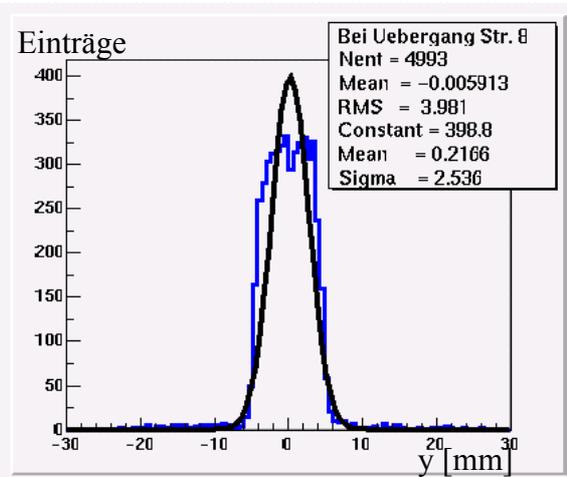
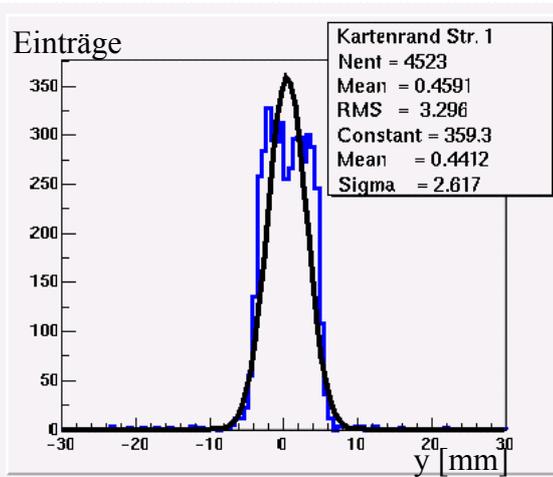
Beim Iarocci – Rohrübergang sind keine „versteckten“ Mehrfachtreffer, die zu Dreifachtreffer geworden sind, zu sehen. Die Ortsverteilung hat eine Breite von 3.4 mm.

Die Einfachtreffer und Dreifachtreffer beim Iarocci – Rohrübergang können ohne Einschränkungen in Analysen verwendet werden.

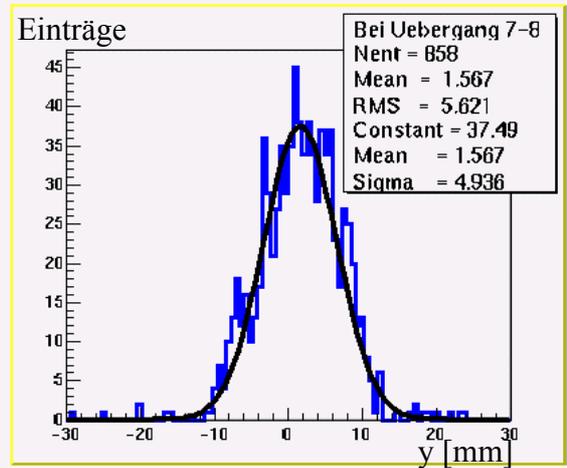
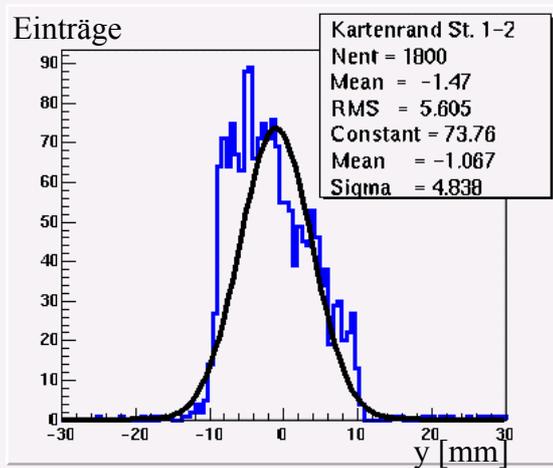
Linker Rand des Detektors

Am Rand eines Übergangs zwischen Iarocci - Rohren

Einfach -
treffer



Zweifach -
treffer



Dreifach -
treffer

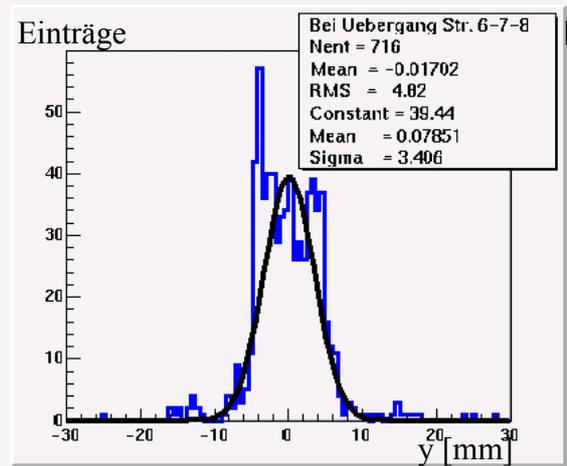
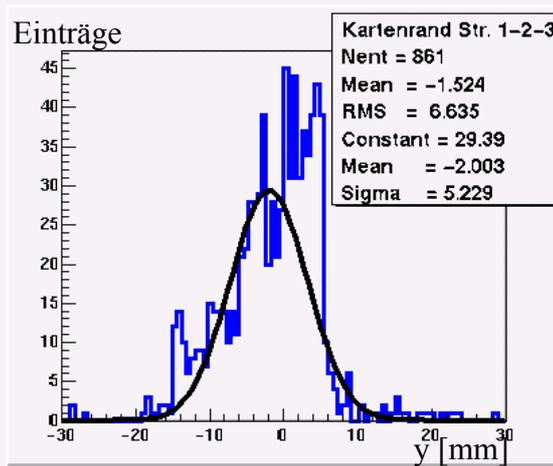


Abbildung 7.15 : Die Influenzstreifen im Randbereich

7.10 Streifentreffer zwischen Iarocci – Rohren

Die Trefferarten, die zwischen zwei Iarocci - Rohren zustande kommen, sind Zweifach- und Dreifachtreffer. Diese werden in diesem Abschnitt untersucht.

Es werden zuerst die Zweifachtreffer zwischen dem ersten und zweiten Iarocci – Rohrübergang untersucht. Es wurden die Influenzstreifen 8 und 9, die beim Rohrübergang von Iarocci - Rohr 1 zu Rohr 2 betroffen sind, untersucht und das folgende Histogramm (s. linker Teil der Abbildung 7.16) erstellt. Dieser Übergang befindet sich bei $y = 0$ mm im Histogramm. Es ist deutlich zu sehen, dass die Zahl der Treffer ausgehend vom linken Rohr 30 % und die vom rechten Rohr 70 % der Gesamtzahl der Treffer ausmachen. Also kommt ein Verhältnis zwischen linkem und rechtem Rohr von 3 zu 7 heraus.

Die gleiche Untersuchung wurde beim zweiten Iarocci - Rohrübergang durchgeführt (s. linker Teil der Abbildung 7.16). Beim zweiten Iarocci – Rohrübergang, dies entspricht den Streifen 16 und 17, ist dieses Verhältnis 4 zu 3. Es gibt dieser Treffer zwischen den Iarocci – Rohren, denn der Abstand zwischen den benachbarten Streamer – Rohren beträgt hier 5 mm statt 1 mm. Diese Art von Zweifachtreffer sind sehr beschränkt für weitere Analysen zu verwenden.

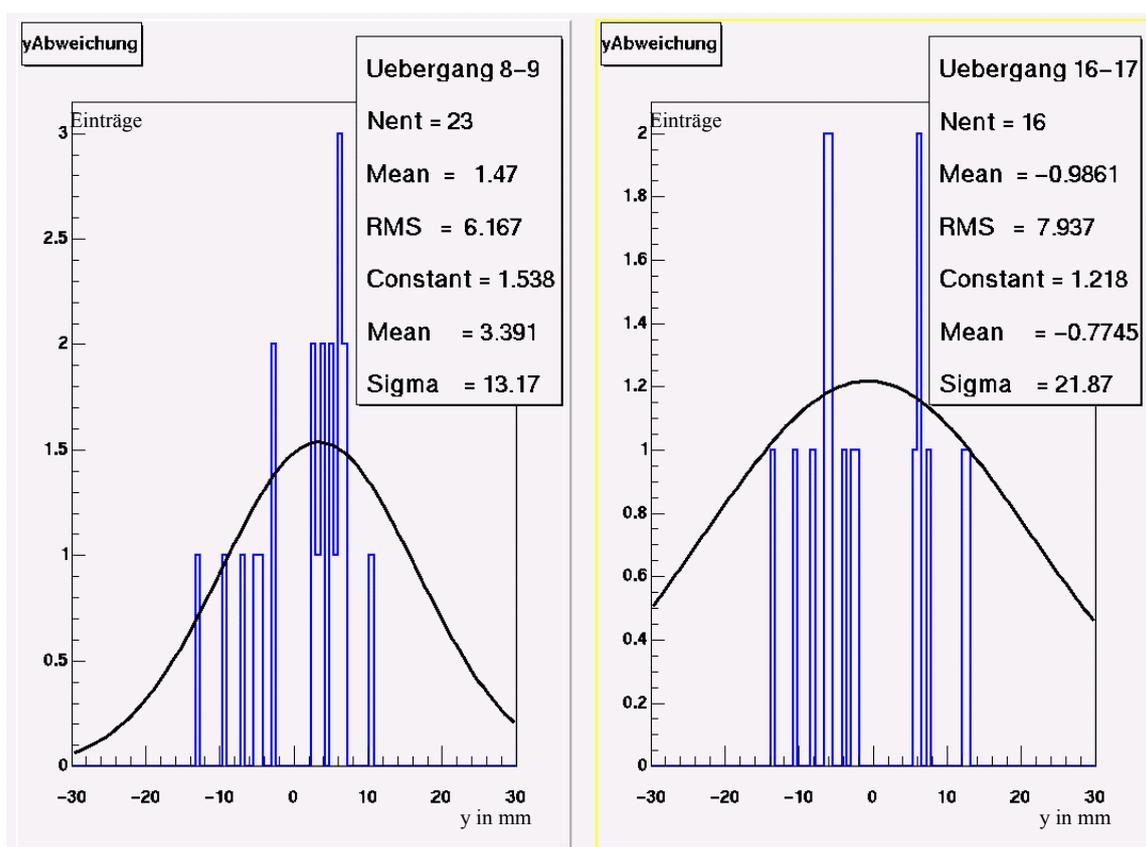


Abbildung 7.16: Erster und zweiter Iarocci – Rohrübergang für Zweifachtreffer

Es werden nun die Dreifachtreffer beim Iarocci – Rohrübergang 1 (s. Abbildung 7.17) und 2 (s. Abbildung 7.18) betrachtet. Es wurden für diese Untersuchung die Dreifachtreffer zwischen dem 1. und 2. Iarocci – Rohr und mit der Trefferkombination 7, 8, 9 und 8, 9, 10 gewählt. Bei der ersten Kombination befindet sich der Iarocci – Rohrübergang bei +10 mm und bei der zweiten bei -10 mm. Es sehen ist, dass die meisten Treffer immer vom mittleren Streamer-Rohr ausgehen. Die Nachbar Streamer - Rohre bzw. Streifen machen zusammengefasst weniger als 6 % von der Gesamtzahl der Treffer aus.

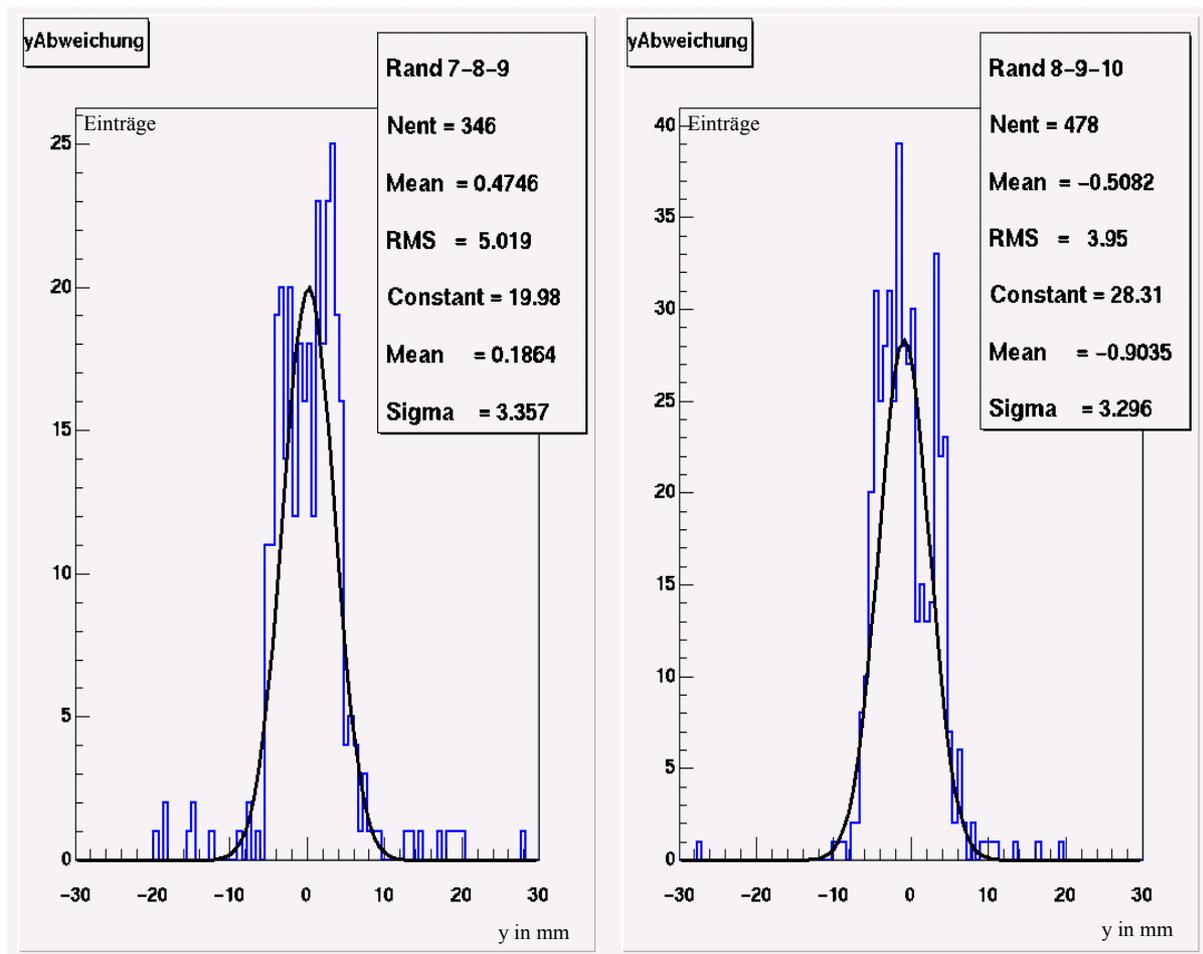


Abbildung 7.17: Erste Iarocci – Rohrübergang für Dreifachtreffer

Die gleiche Vorgehensweise wurde auch beim zweiten Iarocci - Rohrübergang durchgeführt. Hier werden weniger als 5 % der Dreifachtreffer von Myonen ausgelöst, die durch Nachbarrohre hindurchgeflogen sind. Daraus folgt, dass die Dreifachtreffer zwischen den Iarocci - Rohrübergängen mit Einschränkungen verwendet werden können.

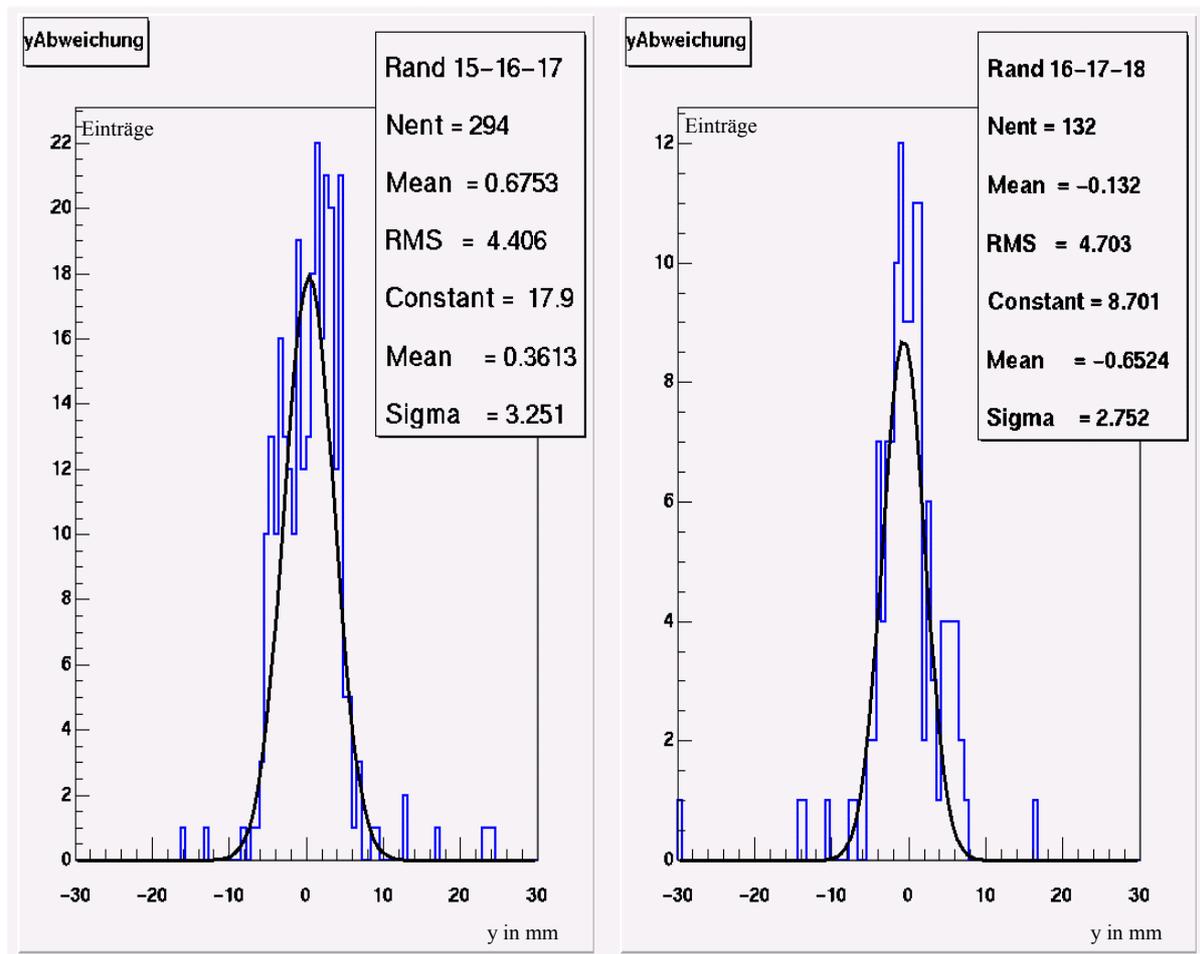


Abbildung 7.18: Zweiter Iarocci – Rohrübergang für Dreifachtreffer

7.11 Zusammenfassung

1. Die Ergebnisse zur Ortsauflösung sind in folgenden Tabellen zusammengefasst:

Treffer im Zentralbereich (s. Abschnitt 7.8)

Trefferarten	Ortsauflösung	Ansprechverhalten
Einfachtreffer	2.6 mm	Es ist zu sehr kleinen Verschiebungen im Zehntel Millimeterbereich des Mittelpunktes der Ortsverteilungen gekommen.
Zweifachtreffer	2.9 mm	Es ist zu großen Verschiebungen des Mittelpunktes der Ortsverteilungen gekommen, die von der Position des Iarocci – Rohrs auf den Influenzstreifen abhängen (s. Kapitel 8).
Dreifachtreffer	3.1 mm	Es kommt zu sehr kleinen Verschiebungen im Zehntel Millimeterbereich des Mittelpunktes der Ortsverteilungen.

Treffer im Randbereich (s. Abschnitt 7.9)

Trefferarten	Ortsauflösung	Ansprechverhalten
Einfachtreffer	2.6 mm	Sehr kleine Verschiebungen der Peakposition sind zu vermerken.
Zweifachtreffer	4.8 mm	Der Mittelpunkt der Verteilungen ist um mehr als 1 mm verschoben .
Dreifachtreffer	3.5 bis 5.2 mm	Die Peakposition kann stark verschoben sein.

Treffer zwischen Iarocci – Rohre (s. Abschnitt 7.10)

Trefferarten	Ortsauflösung	Ansprechverhalten
Zweifachtreffer	> 10.0 mm	Sie sind sehr begrenzt für Analysezwecke verwendbar.
Dreifachtreffer	3.3 mm	Weniger als 6 % der Treffer sind durch Myonen ausgelöst worden, die durch die Nachbarrohre geflogen sind. Sie sind mit dieser Einschränkung für Analysen zu gebrauchen.

2. Die Einfach - und Dreifach – Treffer identifizieren das Streamer – Rohr, durch das das Teilchen hindurchgeflogen ist.
3. Die Einfach - und Dreifach - Treffer haben eine Auflösung unterhalb 3.0 mm. Sie haben vor allem den Vorteil, im Gegensatz zu den Zweifachtreffern, unempfindlich gegenüber kleinsten Iarocci- Rohrverschiebungen gegenüber den Influenzstreifen zu sein. Aus diesem Grund sind Einfach – und Dreifachtreffer für nachfolgende Analysen besser geeignet. Diese Trefferarten treten am häufigsten bei einer Komparatorschwelle von 60 mV aus (s. Kapitel 6). Dementsprechend sollte die Schwelle auf diesen Wert eingestellt werden
4. Es wurde gezeigt, dass sich das Ansprechverhalten des Detektors bei den Zweifachtreffer bei Iarocci – Rohrverschiebungen ändert. Dieses veränderte Ansprechverhalten wird in Kapitel 8 untersucht.

8. Das Ansprechverhalten des Detektors bei Iarocci - Rohrverschiebungen

8.1 Die Auswirkungen von Verschiebungen

Um das Verhalten der Zweifachtreffer zu verstehen, werden die Verschiebungen der Iarocci - Rohre von ihrer idealen Position untersucht. Eine sehr deutliche Verschiebung zwischen der Mitte der y - Ortsverteilung und des Mittelpunkts zwischen den Influenzstreifen wurde in den vorhergehenden Abschnitten nachgewiesen. Folgende Verschiebungen sind ermittelt worden (s. Kapitel 7.4 und Kapitel 7.5.2):

Iarocci - Rohr 1:	etwa 0.18 ± 0.20 mm nach rechts verschoben
Iarocci - Rohr 2:	etwa 0.04 ± 0.20 mm nach links verschoben
Iarocci - Rohr 3:	etwa 1.26 ± 0.20 mm nach rechts verschoben

Nur das 3. Rohr ist deutlich nach rechts verschoben. Durch diese Verschiebung haben sich die Abstände zwischen Streifenmittlepunkt und den Drähten verändert. Somit ändert sich wegen der Verschiebung der Trennwände die Abschirmung des elektrischen Feldes der verbliebenen Kationen auf die Streifen. Daraus folgt, dass es zu einer Änderung der induzierten Amplitude des Streifensignals kommt.

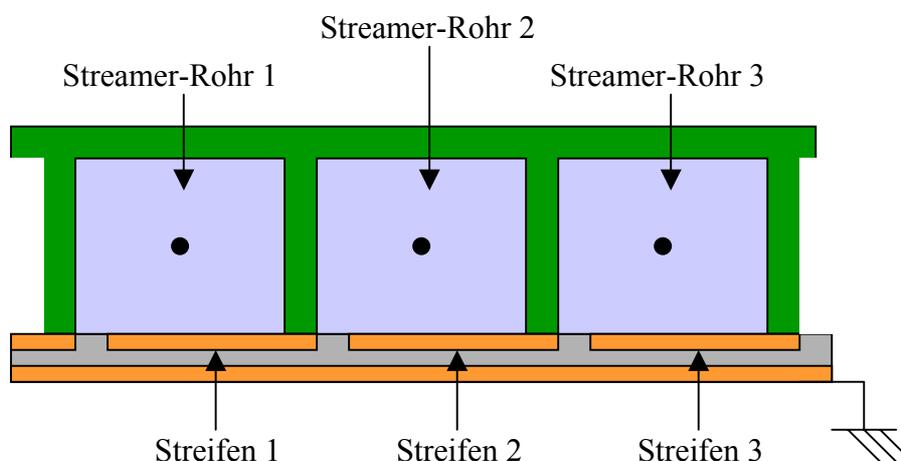


Abbildung 8.1 : Iarocci - Rohr nach links verschoben gegenüber den Influenzstreifen

Abbildung 8.1 zeigt einen Teil eines verschobenen Detektors im Querschnitt. Das Iarocci - Rohr ist in diesem Falle nach links verschoben. Der Abstand zwischen Streamer - Rohr 2 und Streifen 3 wird größer. Der 3. Streifen wird auch noch mehr durch die Trennwand abgeschirmt und die induzierte Pulshöhe auf diesem Influenzstreifen nimmt ab. Der Abstand zwischen dem Streamer - Rohr 2 und Streifen 1 wird geringer und es kommt noch hinzu, dass weniger Material der Trennwand sich zwischen Kationen und Streifen 1 befindet. Die Folge ist, dass die auf den Streifen 1 induzierten Pulse eine höhere Amplitude haben. Daraus kann man schließen, dass es mehr Doppeltreffer auf den Streifen 1 und 2 gibt, wenn das Myon durch das zweite Streamer - Rohr hindurchfliegt als durch das erste. Das Verhältnis der

Doppeltreffer beim Durchflug durch das linke und rechte Streamer - Rohr ist also ein Indikator der Iarocci - Rohrverschiebung.

8.2 Verhältnis der Zweifachtreffer zwischen linkem und rechtem Streamer - Rohr

Dieses Verhältnis wurde für die Zentralstreifen 2 – 7 des Iarocci –Detektors untersucht. Das Iarocci – Rohr 1 wurde bei dieser Untersuchung wegen des Kurzschlusses ausgeschlossen. Die Resultate für die beiden verbliebenen Iarocci - Rohre sind in Tabelle 8.1 aufgeführt und werden verglichen.

	Linkes Streamer – Rohr	Rechtes Streamer - Rohr	Verhältnis Links/Rechts	Gesamtzahl
Iarocci - Rohr 2	413	2289	0.18	11.30 %
Iarocci - Rohr 3	6786	509	13.33	21.20 %

Tabelle 8.1: Zweifachtreffer im linken und rechten Rohr für Iarocci – Rohre 2 und 3

Aus den Werten der Tabelle 8.1 lässt sich schließen, dass das 2. Iarocci - Rohr nach links und das 3. stark nach rechts verschoben sind. Man kann erkennen, dass die Zweifachtreffer beim sehr stark nach rechts verschobenen Rohr besonders hoch sind. Daraus lässt sich schließen, dass, je nach Ausmaß der Verschiebung, die Anzahl der Doppeltreffer steigt.

Wegen der Verschiebung kommt ein Nachbarstreifen näher zu einem Streamer - Rohr und die Abschwächung des elektrischen Feldes der Kationen durch die Trennwand nimmt ab. Bei den Dreifachtreffern sieht die Situation anders aus. Durch das Verschieben wird die Abschirmung eines der Nachbarstreifen erhöht und die zum anderen Nachbar erniedrigt. Man nehme z. B. die Situation in Abbildung 8.1 und betrachtet das Streamer - Rohr 2. Durch die Verschiebung ist es einfacher geworden, für die bleibenden positiven Ladungsträger ein Signal oberhalb der Schwelle auf den Streifen 1 zu influenzieren, aber viel schwieriger auf den Streifen 3. Somit steigt bei einer Verschiebung die Anzahl der Zweifachtreffer und die Anzahl der Dreifachtreffer nimmt ab. Mit einer analogen Überlegung kann man schließen, dass die Anzahl der Einfachtreffer zu Gunsten der Zweifachtreffer abnimmt.

In Abbildung 8.2 sind die relativen Anzahlen der Trefferarten zu sehen. Es ist deutlich zu sehen, dass das sehr gering verschobene Iarocci – Rohr 2 weniger Doppel - als Dreifachtreffer hat. Es hat auch mehr Einzel – und Dreifachtreffer als Rohr 3, welches ja deutlich verschoben ist. Die Daten bestätigen also, dass durch eine Verschiebung des Iarocci - Rohrs relativ zu seinen Influenzstreifen die Einzel - und Dreifachtreffer zu Doppeltreffer werden. Diese Beobachtung bestätigt, dass das Verhältnis von Doppel - zu Dreifachtreffern ein Maß für die Verschiebung des Rohrs gegenüber seinen Streifen ist. Eine genauere Untersuchung diesbezüglich wird in 8.4 durchgeführt.

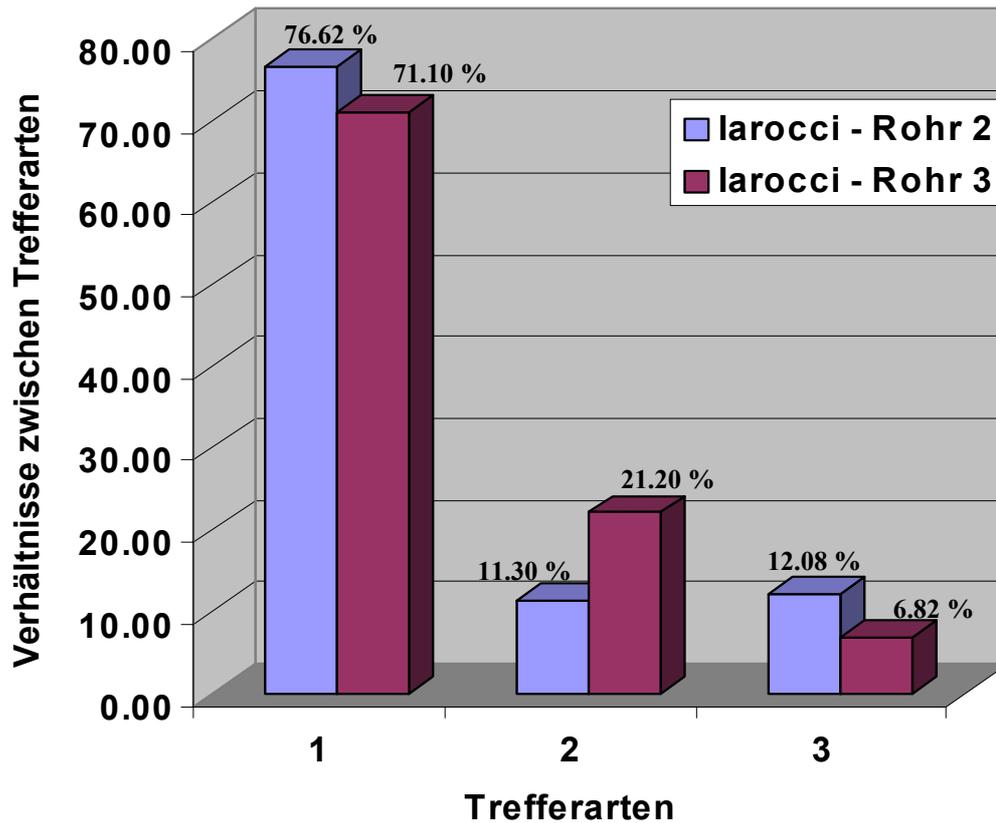


Abbildung 8.2: Verhältnis der Trefferarten für Iarocci - Rohre 2 und 3

8.3 Die y - Verteilungen der Zweifachtreffer

In dieser Untersuchung werden nur Zweifachtreffer analysiert. Die schon aus Abschnitt 7.8.2 bekannte y - Verteilung wird je nach der Seite des Myondurchgangs (durch das rechte oder linke Streamer – Rohr) aufgeteilt (s. Abbildungen 8.3 und 8.4).

Es gibt einen Unterschied in der Rate der Zweifachtreffer je nachdem, ob das Myon rechts oder links vom Anodendraht durchgeflogen ist. Im ersten Fall driften die Kationen vom Draht weg nach rechts, im zweiten nach links. Aus Abbildung 8.3 (b) erkennt man, dass bei Iarocci – Rohr 2 viel weniger Myonen zwischen $5\text{ mm} < y < 10\text{ mm}$ (rechts vom Anodendraht) registriert worden sind als zwischen $0\text{ mm} < y < 5\text{ mm}$ (links vom Draht). Dies ist darauf zurückzuführen, dass Kationen im rechten Bereich vom Anodendraht und somit auch vom linkem benachbarten Influenzstreifen nach rechts driften. Dadurch können sie nicht so häufig genügend Ladung auf den linken Streifen influenzieren. Da hingegen im linken Bereich die Kationen in Richtung des linken Streifen driften, influenzieren sie viel häufiger genügend Ladung auf den linken Nachbarstreifen.

In Abbildung 8.3 wird das linke Streamer – Rohr (a) insgesamt 413 mal getroffen, wohingegen das rechte Rohr (b) 2289 mal getroffen wird. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, dass, wegen der Versetzung zwischen Streamer – Rohr und Influenzstreifen, der linke Influenzstreifen gegenüber dem rechten häufiger anspricht.

Die 1.0 mm dicke Trennwand, die im Idealfall direkt über dem 1.0 mm breiten Bereich zwischen den Influenzstreifen liegen sollte, ist bei Iarocci – Rohr 3 um mehr als 1 mm nach rechts verschoben. Diese Verschiebung zeigt sich, analog wie für Rohr 2 oben besprochen, in deutlich verschiedener Zahl der Ereignisse (s. Abbildung 8.4). Für das linke Rohr wurden 6736 Ereignisse aufgezeichnet, für das rechte jedoch nur 509. Diese Diskrepanz ist bei Rohr 3 wesentlich größer als bei Rohr 2, was ein klares Indiz für eine größere Versetzung zwischen Rohr und Streifen ist. Die Formen der Verteilungen für Rohr 3 (Abbildungen 8.4) sind qualitativ vergleichbar mit denen für Rohr 2. Richtung und Ausmaß der Versetzungen sind anders, was am Unterschied bzgl. rechtem und linkem Rohr man erkennen kann.

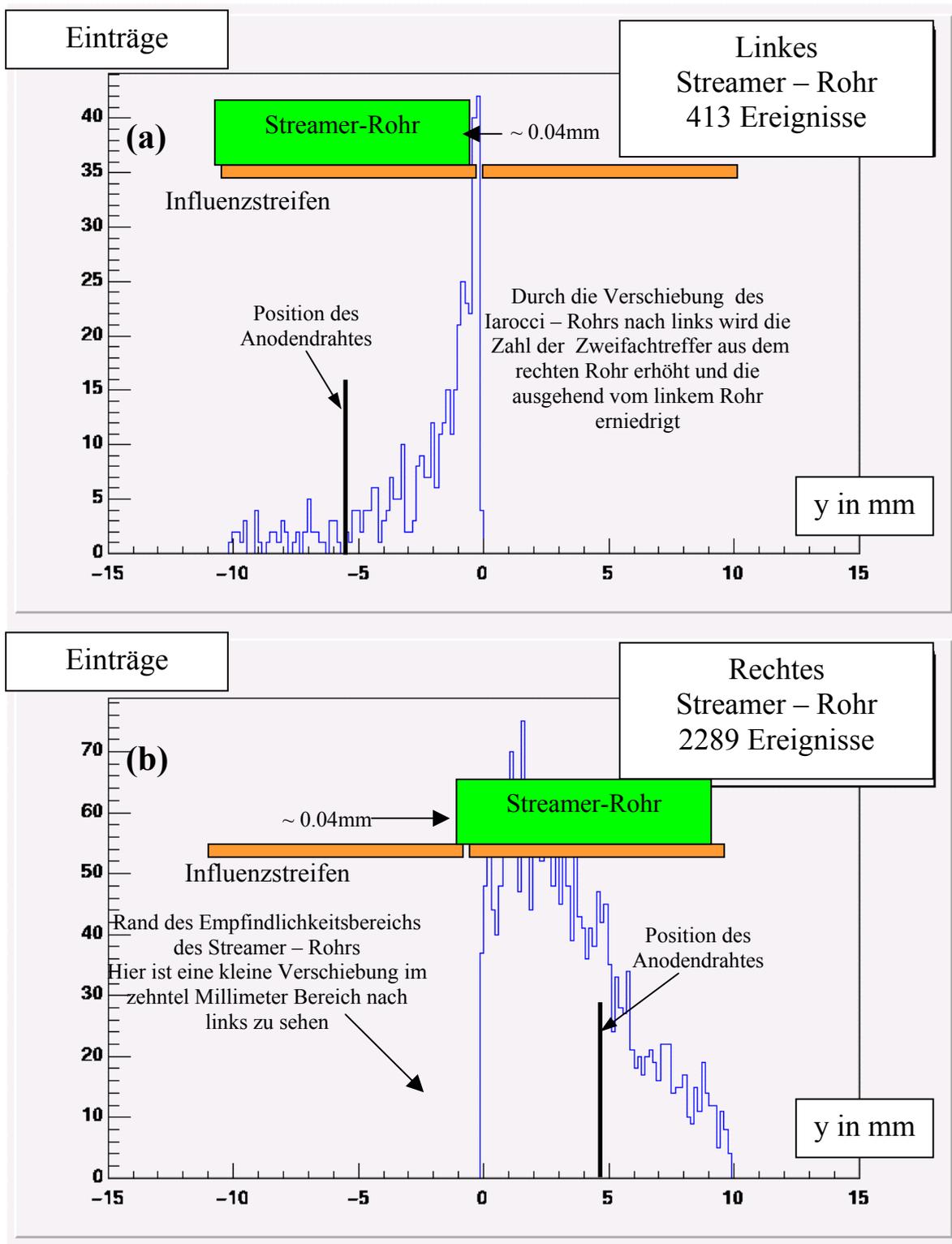


Abbildung 8.3: Zweifachtreffer mit Selektion des linken (a) und rechten (b) Streamer – Rohrs von Iarocci – Rohr 2

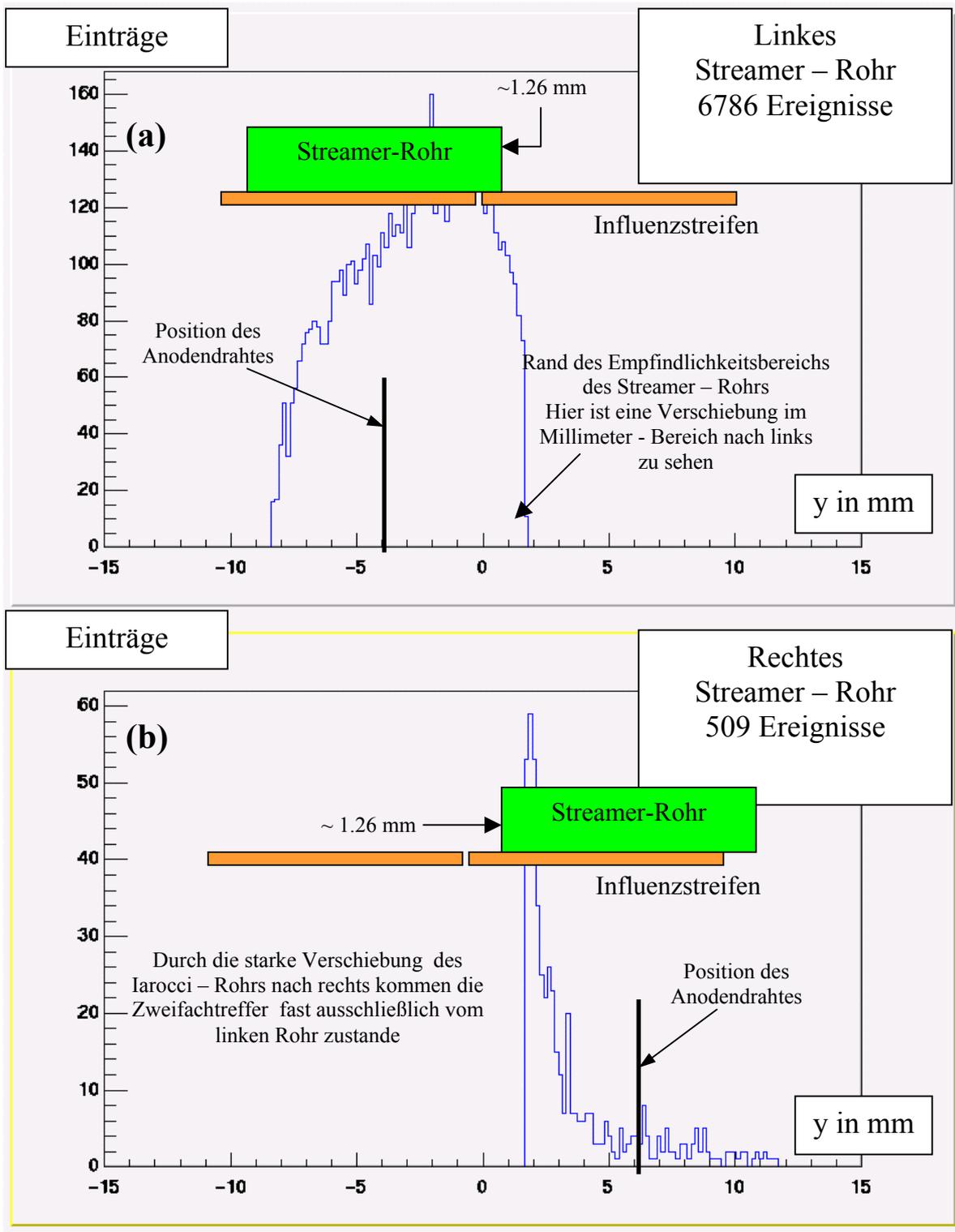


Abbildung 8.4: Zweifachtreffer mit Selektion des linken (a) und rechten (b) Streamer – Rohrs von Iarocci – Rohr 3

8.4 Ermittlung der Iarocci – Rohrverschiebung mit den Daten

8.4.1 Die Verhältnisse der Ladungen der Trefferarten

Es wurde im Abschnitt 6.4 eine Korrelation zwischen den Trefferarten und der Drahtladung nachgewiesen. Bei Iarocci – Rohrverschiebungen werden Eintreffere zu Zweifachtreffern. Weil die Gesamtladung der Kationen unabhängig von der Verschiebung ist, muss die durchschnittliche Ladungsdifferenz zwischen den Einfach – und Zweifachtreffern ein Indiz für die Verschiebung sein. Die Differenz wird kleiner, je größer die Verschiebung ist, weil viele Ladungseinträge im ADC – Spektrum der Zweifachtreffern von umgewandelten Eintreffern kommen. In Abbildungen 8.5 und 8.6 sind die ADC – Spektren für verschiedene Trefferarten für die Iarocci – Rohre 2 und 3 dargestellt.

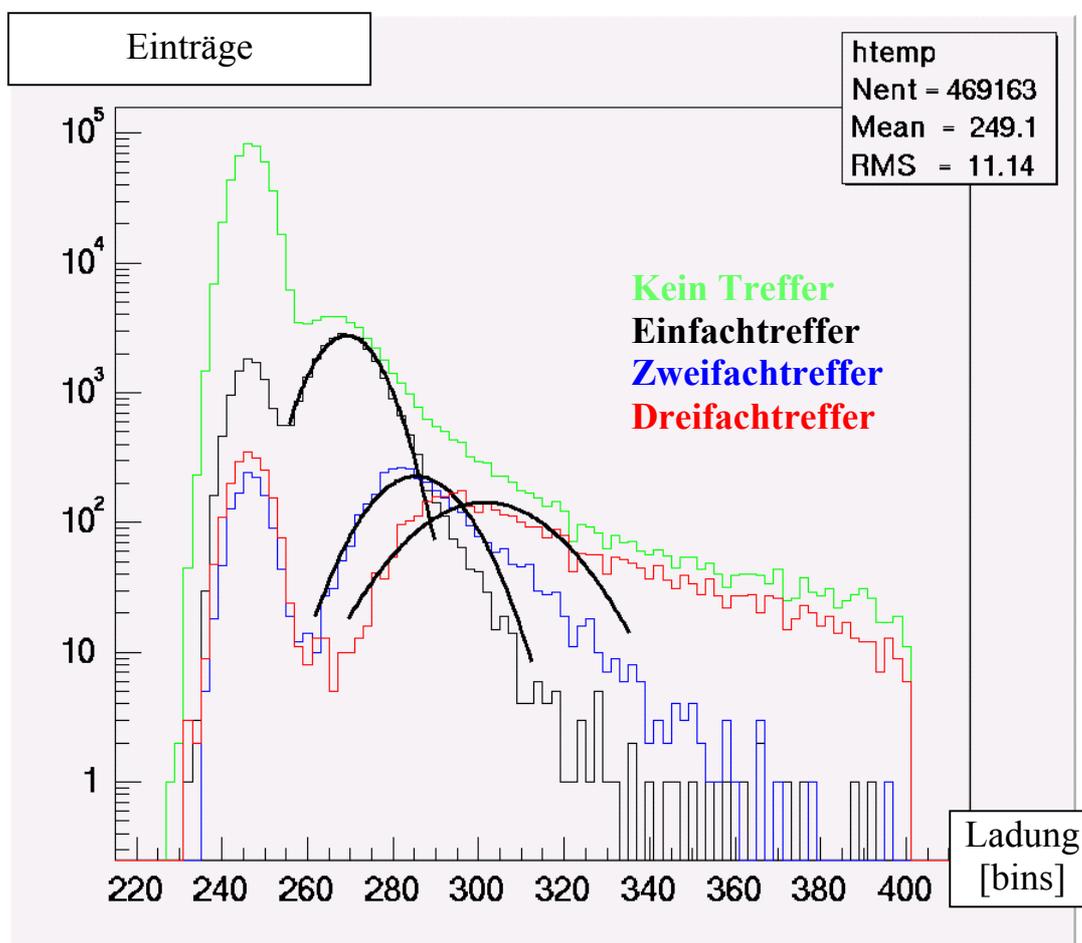


Abbildung 8.5: Spektren der Trefferarten des nicht verschobenen Iarocci – Rohr 2

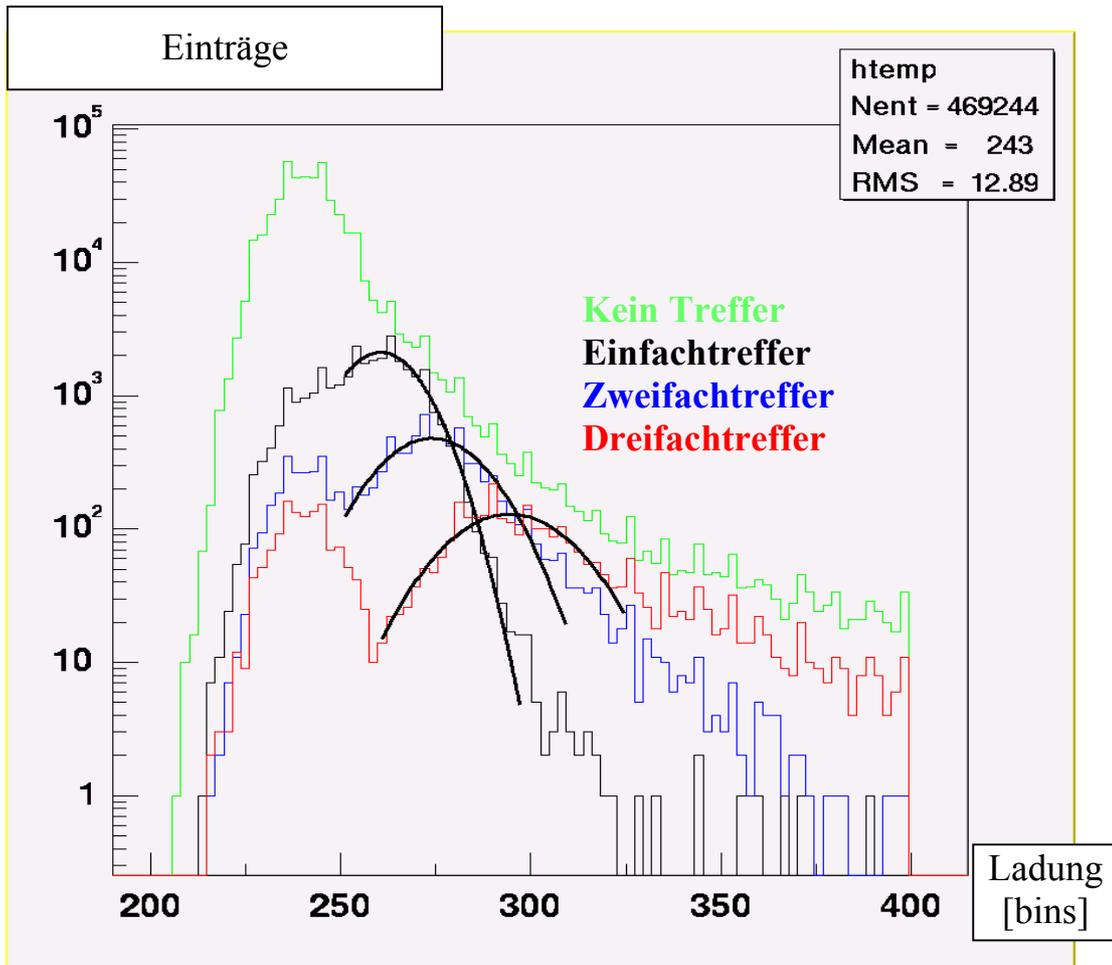


Abbildung 8.6: Spektren der Trefferarten des verschobenen Iarocci – Rohr 3

Aus den Abbildungen erkennt man deutlich, das Dreifachtreffer im Mittel mehr Ladung Q influenzieren als Zweifachtreffern, die wiederum mehr influenzieren als Einfachtreffer:

$$\langle Q_3 \rangle > \langle Q_2 \rangle > \langle Q_1 \rangle$$

Mit einem Gauß – Fit wurden die Mittelwerte der Ladungen nach Abzug des Pedestals ermittelt. Einem bin entspricht einer Ladung von 100 fC.

	Mittlere Ladung Iarocci – Rohr 2	Mittlere Ladung Iarocci – Rohr 3
Einfachtreffer	22.1	19.6
Zweifachtreffer	38.4	32.8
Dreifachtreffer	54.4	55.1

Tabelle 8.2: Mittelwerte der Ladungen (in bins) der Trefferarten für die Iarocci – Rohre 2 und 3

Wegen der Trennwandverschiebung zwischen den Streamer – Rohren wird ein Teil der Eintreffere, nämlich die, die eine relativ hohe Ladung besitzen, in Zweifachtreffer klassifiziert (s. Abschnitt 8.1 und 8.2). Dies bedeutet, dass Eintreffere mit relativ hoher Ladung einerseits nicht mehr in der Klasse der Eintreffere verbleiben und andererseits der Klasse der Zweifachtreffer (hier allerdings mit relativ niedriger Ladung) zugeordnet werden. Die mittlere Ladungen der Eintreffere und Zweifachtreffer nehmen somit ab.

Es tritt aber noch ein weiterer Effekt auf. Die Iarocci – Rohrverschiebung hat zur Folge, dass ein Puls, genügend hoch um die Komparator – Schwelle zu überschreiten, schwieriger auf den entfernteren der beiden Nachbarstreifen zu influenzieren ist (s. Abschnitt 8.3). Deshalb werden auch einige Dreifachtreffer als Zweifachtreffer klassifiziert. Diese falsch zugeordneten Treffer haben in der Regel weniger Ladung als richtig klassifizierte Dreifachtreffer. Deshalb nimmt die mittlere Ladung bei einem verschobenen Rohr für Dreifachtreffer zu. Zusätzlich, da es sich bei diesen als Zweifachtreffer klassifizierten Ereignissen um Treffer – in bezug auf die mittlere Ladung der Zweifachtreffer – mit hoher Ladung handelt, bewirkt dieser Effekt ebenfalls einen Anstieg der mittleren Ladung für Zweifachtreffer.

Betrachtet man nun die beiden besprochenen Effekte bezüglich der Zweifachtreffer, so verringert sich der Mittelwert der Ladung durch falsch zugeordnete Eintreffere einerseits, andererseits erhöht sich dieser Mittelwert durch falsch zugeordnete Dreifachtreffer. Da Eintreffere im Vergleich zu Dreifachtreffern viel häufiger auftreten, ist der Nettoeffekt bei einem verschobenem Rohr eine Verringerung des Mittelwertes der mittleren Ladung der Zweifachtreffer.

	Ladungsdifferenzen Iarocci – Rohr 2	Ladungsdifferenzen Iarocci – Rohr 3
Zwischen Einfach- und Dreifachtreffer	32.3	35.5
Zwischen Einfach- und Zweifachtreffer	16.3	13.2
Zwischen Zweifach- und Dreifachtreffer	16.0	22.3

Tabelle 8.3: Differenzen der Mittelwerte der Ladungen (in bins) der Trefferarten für die Iarocci – Rohre 2 und 3

Die für die Mittelwerte besprochene Untersuchung kann auch auf die Differenzen der Mittelwerte angewendet werden. Aus Tabelle 8.3 lässt sich schließen, dass für Rohr 2 die Differenzen zwischen Einfach- und Zweifachtreffern (16.3 bins) und zwischen Zweifach- und Dreifachtreffern (16.0 bins) im Rahmen der Messgenauigkeit gleich sind. Das verschobene Rohr 3 jedoch zeigt einen deutlich geringeren Wert von 13.2 bins zwischen Einfach- und Zweifachtreffern und einen entsprechenden hohen Wert von 22.3 bins zwischen Zweifach- und Dreifachtreffers. Diese Beobachtung ist konform mit der Erwartung, dass für ein verschobenes Rohr der Mittelwert der Ladung bei Doppeltreffern kleiner wird.

8.4.2 Die Verhältnisse der Trefferarten untereinander

Im Abschnitt 7.4 wurden die Verschiebungen der Iarocci – Rohre relativ zur ihrer Idealpositionen vermessen. Somit ist die Rohrverschiebung an einigen Stellen entlang der x – Achse bekannt. Es kann nun in der Umgebung dieser Stellen bestimmt werden, wieviele Zweifach - und Dreifachtreffer dort gefunden wurden. Anschließend wird das Verhältnis gebildet und untersucht, wie es sich als Funktion der Rohrverschiebungen ändert. Das 1. Iarocci – Rohr kann wegen des Kurzschluss, der die Bestimmung von Zweifach – und Dreifach – Treffern verfälscht, für diese Untersuchung nicht in Betracht gezogen werden. In Abbildung 8.6 sind die Ergebnisse mit einer gefitteten Funktion (R^2 ist das Bestimmtheitsmaß) dargestellt.

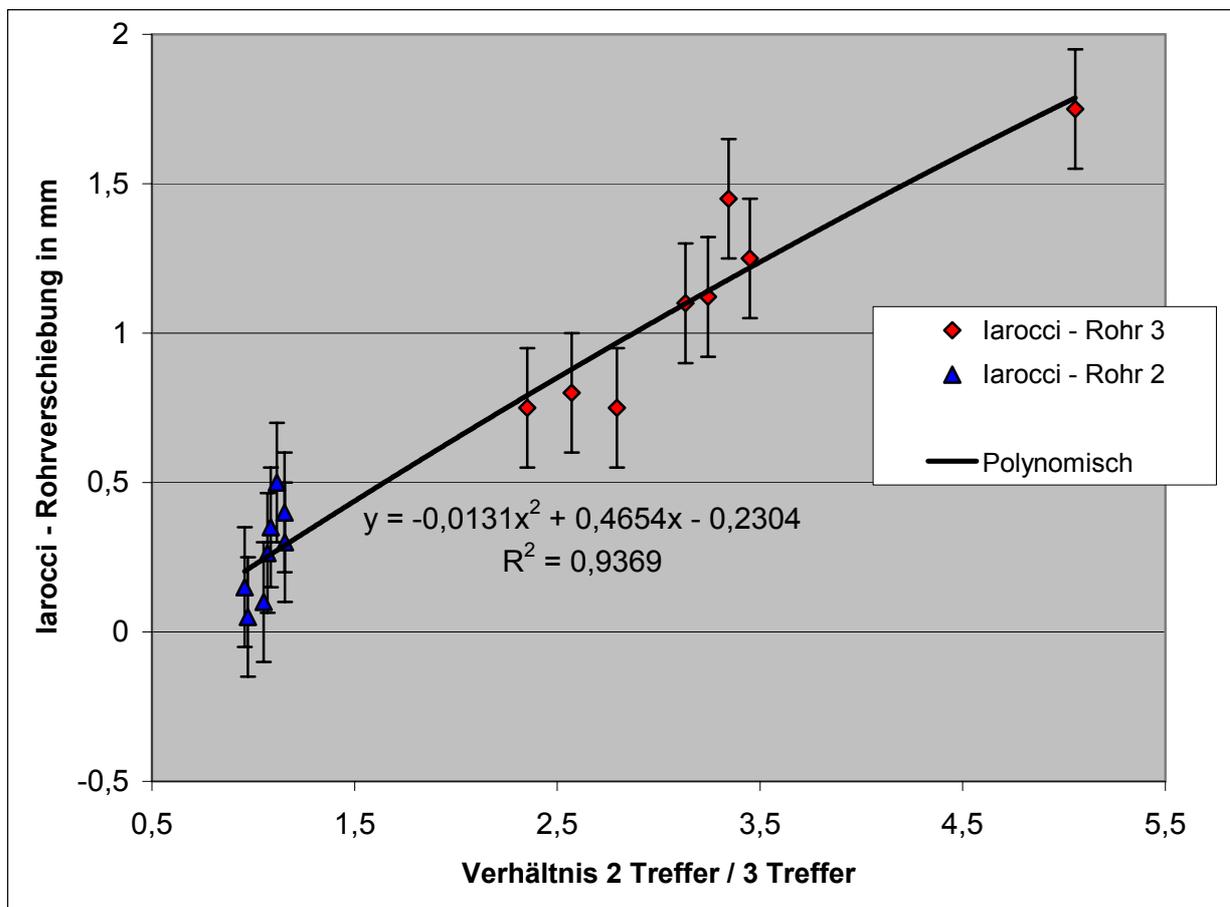


Abbildung 8.6: Iarocci – Rohrverschiebung als Funktion des Verhältnis der Zweifachtreffer zu den Dreifachtreffern

Desgleichen wurde die Verhältnisse Einfach – zu Zweifach – Treffer in Abbildung 8.7 und Einfach - zu Dreifach – Treffer in Abbildung 8.8 gebildet.

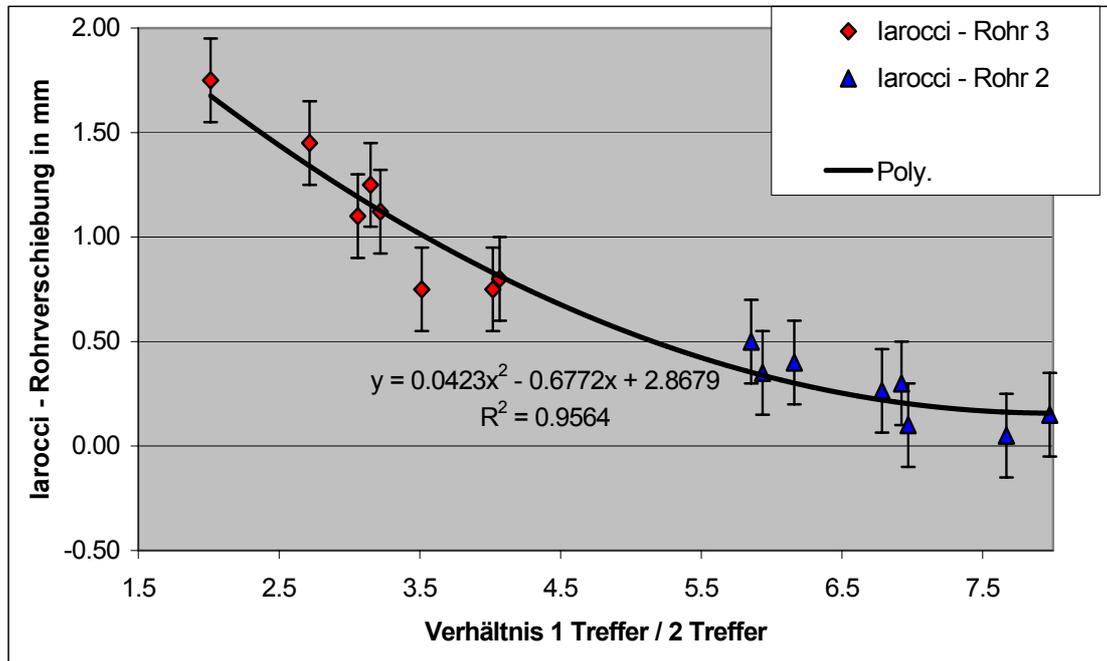


Abbildung 8.7: Iarocci – Rohrverschiebung als Funktion des Verhältnis der Eintreffer zu den Zweifachtreffer

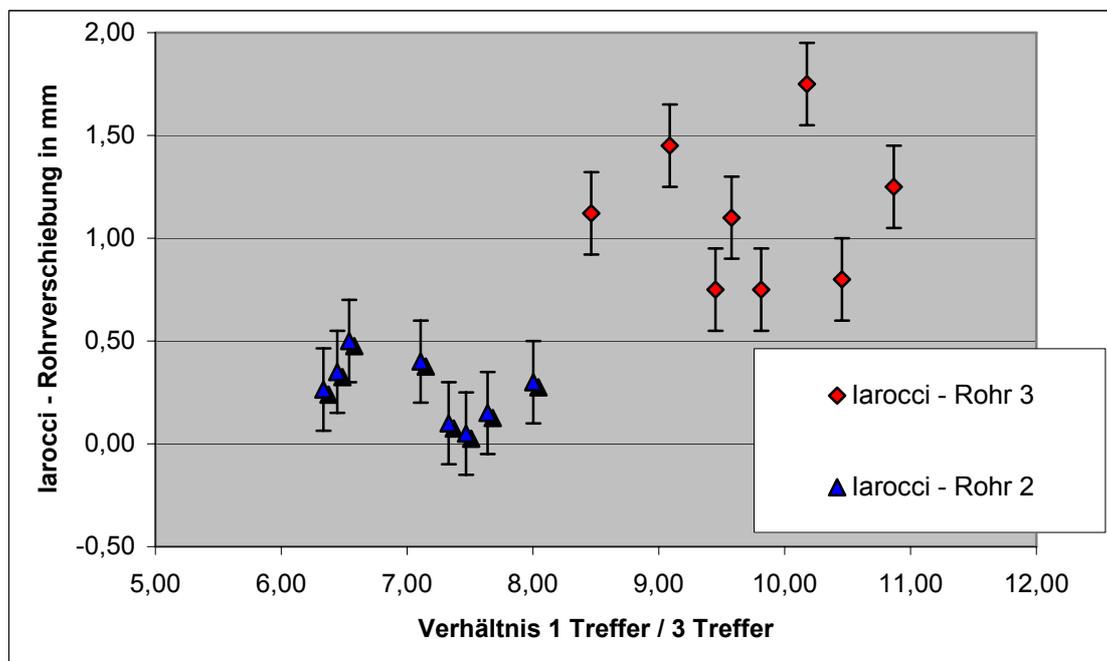


Abbildung 8.8: Iarocci – Rohrverschiebung als Funktion des Verhältnis der Eintreffer zu den Dreifachtreffer

Die Ergebnisse sind in folgenden Punkten zusammengefasst:

1. Beim Verhältnis Zweifach – zu Dreifachtreffern hat das 2. Iarocci –Rohr ein Verhältnis von 1.2 und eine Rohrverschiebung, die kleiner als ein halber Millimeter ist (vgl. Abbildung 8.6). Unterhalb einem Verhältnis von 1.3 ist die Rohrverschiebung kleiner als 0.5 mm. In diesem Bereich kann eine Verschiebung bei der mechanischen Konstruktion nur sehr schwer vermieden werden.

Das Verhältnis der Zweifachtreffer zu den Dreifachtreffern steigt in etwa linear mit der Rohrverschiebung an. Oberhalb des Verhältnis 2.3 ist die Rohrverschiebung größer als ein halber Millimeter.

2. In den Abbildungen 8.6 und 8.7 ist eine deutliche Korrelation zwischen dem Verhältnis der Trefferarten und der Verschiebung zu sehen. Somit ist nachgewiesen, dass sich durch Rohrverschiebungen das ganze Ansprechverhalten des Detektors ändert. Jegliche Rohrverschiebungen sind wegen der Abnahme der Einfach - und Dreifachtreffer, die für große Ortsgenauigkeit besonders wertvoll sind (s. Abschnitt 7.11), zu vermeiden.
3. Im endgültigen Aufbau können die Rohrverschiebungen nicht direkt gemessen werden. Allerdings kann man die Verschiebung aus den Verhältnissen zwischen den Trefferarten berechnen. Anschließend ist es möglich, die Positionen der Iarocci – Rohre auf den Influenzstreifen zu korrigieren.

8.5 Zusammenfassung

1. Es gibt zwei Möglichkeiten, die Verschiebung von Iarocci –Rohren nachzuweisen. Bei der ersten muss die Ladungsdifferenz zwischen den Einfach - und Zweifach – Treffer gebildet werden und daraus kann die Verschiebung ermittelt werden (s. Abschnitt 8.4.1). Für die zweite Methode reicht die Ausleseelektronik der Influenzstreifen. Mit dieser müssen die Verhältnisse zwischen Einfach - und Dreifach – Trefferart gebildet werden. Sind die Zweifachtreffer häufiger als üblich vorhanden, so sind die Iarocci – Rohre verschoben (Abschnitt 8.2).
2. Es wurde eine Methode entwickelt, mit der Iarocci – Rohrverschiebungen berechnet werden können. Hierfür müssen die Verhältnisse zwischen den Trefferarten bestimmt werden und mit den in 8.4.2 angebenen Parameter kann die Iarocci – Rohrverschiebung berechnet werden.

9. Der Aufbau des Iarocci – Detektors am Höhenstrahlmessstand

Der gesamte Iarocci - Detektor befindet sich unter dem Eisenabsorber. Er wird, wegen des Bereiches der Ineffizienz zwischen den Streamer – und Iarocci – Rohren, doppelagig eingebaut. Der Detektor soll mindestens eine MDT – Kammeroberfläche, welche 2.20 m breit und 3.80 m lang ist unter dem Eisenabsorber abdecken. Er besteht aus insgesamt 16 Influenzstreifenplatten und somit aus 48 Iarocci – Rohren. Im ersten Abschnitt wird erläutert, wie die einzelnen Komponenten getestet wurden, um eine möglichst problemlose Inbetriebnahme und anschließenden Betrieb des Detektors zu gewährleisten. Danach wird in Abschnitt 9.2 erwähnt, wie die Detektorteile verkabelt wurden. Im Abschnitt 9.3 wird besprochen, weshalb ein Faraday - Käfig für den Iarocci – Detektor notwendig ist, welche Eigenschaften und welche Vorteile er hat.

9.1 Test der einzelnen Detektor – Komponenten

Der Detektor besteht aus folgenden Komponenten: Iarocci – Rohre, Influenzstreifen, Hochspannungselektronik, Ausleseelektronik der Streifen und das Gassystem. Die Hochspannungselektronik, die Ausleseelektronik und das Gassystem wurden bereits in vorherigen Messungen getestet und beschrieben (s. Abschnitte 4.2, 5.4 und 4.3.2). Die zwei verbleibenden Komponenten, die noch getestet werden müssen, sind die Iarocci – Rohre selber und die Influenzstreifenplatten.

9.1.1 Die Iarocci – Rohre

Insgesamt werden 48 Iarocci – Rohre für den endgültigen Aufbau benötigt. Aus dem älteren SMC - Experiment (Spin Muon Collaboration) gab es noch einen Bestand von Iarocci – Rohren, die viele Jahre im Betrieb waren. Auf Grund möglicher Verschleißerscheinungen mussten alle vorhandenen Rohre auf ihre Einsatzmöglichkeit getestet werden. An den Anodendrähten der zu untersuchenden Rohre wurden in einem ersten Test eine Hochspannung von 3000 V angelegt und diese durften nicht mehr als 10 μ A Strom ziehen. Die 60 Iarocci – Rohre, die diesen ersten Test erfolgreich bestanden hatten, wurden 24 Stunden lang mit der „neuen“ Gasmischung (s. Kapitel 4) mit einem Gasfluss von 6 Detektorvolumen pro Tag gespült. Danach mussten diese Rohre 45 Minuten lang eine Hochspannung von 4200 V halten ohne ein einziges Mal die 800 nA Stromgrenze zu überschreiten. Insgesamt haben 51 Iarocci – Rohre beide Tests bestanden und decken den notwendigen Bedarf von 48 Rohren ab.

Driftrohre, die schon längere Zeit in Betrieb waren, haben die Tendenz, früher oder später nicht mehr richtig zu funktionieren, und es kommt zu einer Steigerung des Dunkelstroms. Diese Entwicklung hängt sehr stark von der eingesetzten Gasmischung ab, die für die Kontaminierung an Rückständen der Rohre verantwortlich ist. Eine Rolle in diesem Zusammenhang spielen auch die Materialeigenschaften und Größen der Anodendrähte und Kathodenwände. Drei Effekte haben einen Einfluss auf die Entstehung eines erhöhten Dunkelstroms. Diese sind der Malter – Effekt, die Bildung von Whiskers an der Kathodenwand und die Beschädigung der Kathode. Man kann den ursächlichen Effekt für den Dunkelstrom ermitteln, und gegebenenfalls ist eine Reparatur des Iarocci – Rohres möglich.

Nach einem längeren Betrieb der Rohre kann es zu einer Ablagerung von Kationen an der Kathodenoberfläche kommen. Es bildet sich eine dünne positiv geladene Schicht auf dem Kathodenfilm (hier ist die Kathode eine dünne wasserlösliche Graphitschicht), die eine Elektronemission aus der Kathode durch diese dünne Ablagerungsschicht zur Folge hat. Die Ablagerungsdichte der Kationen hängt von der Ablagerungsrate der Kationen und deren Neutralisationsrate ab. Da im Streamer – Mode mindestens eine Größenordnung mehr an Kationen erzeugt werden als im Proportional – Mode, ist bei den Iarocci – Rohren eine besonders hohe Ablagerungsrate zu erwarten.

Eine mögliche Erklärung für die Elektronenemission ist die folgende. Zwischen der positiven Ablagerung und dem Kathodenfilm bildet sich ein starkes elektrisches Feld, welches aus der Trennwand Elektronen anzieht. Es sammeln sich Elektronen an, und diese werden durch die Kathode und Ablagerung in das Streamer – Rohr hinein beschleunigt [33]. Es fließt

durchgehend ein Dunkelstrom. Durch das Anlegen einer positiven Spannung auf dem Anodendraht wird das elektrische Feld zwischen Ablagerung und Kathodenfilm gestärkt, und die Beschleunigung der Trennwandelektronen nimmt somit stark zu. Hinzu kommt noch, dass diese Elektronen Lawinen in Drahtnähe auslösen und es des weiteren zur Streamerentwicklung kommt. Wenn die Elektronenemission häufig genug vorkommt, was von der Ablagerungsdichte abhängig ist, dann trägt dieser Effekt einen Großteil zur Dunkelstrombildung bei. Wenn die auf dem Anodendraht angelegte Hochspannung ausgeschaltet wird, verschwindet der Dunkelstrom. Jedoch taucht dieser beim Hochfahren der Spannung nicht sofort auf, da erst eine gewisse Zeit notwendig ist, um viele Trennwandelektronen zu emittieren. Es wurde festgestellt [34 und 35], dass eine geringe Beimischung von Wasser in das Gas den Auslöser dieser Art von Dunkelstrom beseitigt.

Ferner können sich sogenannte Whiskers bilden. Dies sind dünne Stränge, die an bestimmten Stellen der Kathodenwand in Richtung zum Anodendraht bzw. elektrischen Feld wachsen. Dadurch kann es zu zusätzlichen Entladungen kommen. Es wurde erforscht [36], dass das Wachstum dieser Stränge in erster Linie von der Gasmischung abhängt. Gasmischungen, die niedrige Alkane, welche $(\text{CH}_2)_n$ -Typ Polymere bilden, beinhalten, sind besonders wachstumsfördernd. Gasmischungen aus Argon und Kohlendioxid unterstützen das Wachstum von Whiskers nicht, es ist sogar möglich, dass diese sie schrumpfen lassen. Des weiteren wurde ermittelt, dass die Entwicklung der Stränge bei Ethan stärker ist als bei Isobutan.

Die dritte Ursache für einen erhöhten Dunkelstrom ist, dass die dünne Kathodenschicht stellenweise abblättert, und somit das Streamer – Rohr beschädigt ist. Derartige Beschädigungen sind möglich, da die Iarocci – Rohre sehr biegsam sind, weil sie vorwiegend aus weichem Plastik bestehen und 4.12 m lang sind. Deshalb werden die Rohre für jeglichen Transport in ein an einer Seite offenes Vierkantrohr eingeklemmt, so dass das Rohr sich nicht biegen bzw. hängen kann. Durch eine beschädigte Kathode kann das elektrische Feld des Anodendrahtes nicht mehr an der Trennwand geschwächt werden, was eine Elektronenemission zur Folge haben kann. Diese Elektronen werden zum Anodendraht beschleunigt und es kommt zu Entwicklungen von Streamern. Die verstärken nun wiederum das elektrische Feld des Anodendrahts an der Trennwand, und es können weitere Elektronen emittiert werden.

9.1.2 Die Influenzstreifenplatte

Die Influenzstreifen müssen auf ihre Leitfähigkeit und Kurzschlüsse hin getestet werden. Eine 4.20 m lange Influenzstreifenplatte besteht aus mehreren kleineren Platten, die miteinander verlötet sind. Gerade an diesen Lötstellen ist es vorgekommen, dass Kontaktprobleme zwischen den kleineren, zusammengelöteten Platten aufgetaucht sind. Es gibt viele Ursachen für solche Probleme. Die Platten sind dünn und dadurch sehr biegsam und die Lötstellen sind nicht sehr stabil. Deshalb kann es passieren, dass diese Verbindungen aufbrechen und somit die Leitfähigkeit zwischen den Streifen zweier Platten abnimmt. Es kann auch passieren, dass die Streifen zweier Platten nicht gut verlötet wurden, da die Lötstellen nicht glänzten. Nicht glänzende Lötstellen sind ein Anzeichen, dass die Stellen nicht lange genug erhitzt wurden, um eine gute Verbindung zwischen Lötzinn und Kupferstreifen zu gewährleisten. Eine langfristige Verbindung und somit eine gute Leitfähigkeit sind nicht garantiert.

Die Influenzstreifenplatten wurden mittels einer gespannten Schnur, an dessen beiden Enden Gewichte befestigt waren, auf ihre Geradlinigkeit hin vermessen. Bei Abweichungen von mehr als einem Millimeter wurden diese durch kleine Lötrepaturen an den betreffenden Stellen repariert. Mit mehreren Schrauben sind die Influenzstreifenplatten im Faraday – Käfig fixiert, da sie sich sonst bewegen können und dies würde Messungen beeinträchtigen. Danach wurden die Streifen mit einem Pulsgenerator und einem Oszilloskop getestet. Es wurden an einem Ende der Streifen künstliche Pulse im kHz – Bereich erzeugt, die eine Amplitude von 50 mV und eine Pulsbreite von 50 ns hatten. Am anderen Ende konnte man anhand der Pulshöhen mit einem Oszilloskop sehen und überprüfen, ob die Leitfähigkeit zwischen zusammengelöteten Platten gut waren oder ob es Kurzschlüsse gab. Bei den in Kapiteln 7 und 8 beschriebenen Messungen ist es tatsächlich zu einem Kurzschluss zwischen zwei Influenzstreifen gekommen. Das betroffen Iarocci – Rohr 1 war für diese Messung und Analysen nicht zu gebrauchen.

Des weiteren wurden Kurzschlüsse mit einem Voltmeter, mit den entsprechenden zwei Metallstiften im „Halbleiter Modus“ ermittelt. Das Gerät gab ein akustisches Signal, wenn die Metallstifte sich berührten und somit eine geschlossene leitende Bahn bildeten. Einer dieser Stifte wurde mit einem Streifen in Kontakt gebracht und der andere mit einem der zwei Nachbarn. Ertönt das akustische Signal, so gibt es einen Kurzschluss zwischen den beiden benachbarten Streifen. Im anderen Falle gibt es keinen Kurzschluss.

Bei diesen Untersuchungen ist aufgefallen, dass Kurzschlüsse nach Verschieben der gesamten Influenzstreifenplatte oder der darauf befindlichen Iarocci – Rohre verschwunden waren. Entlang einiger kurzgeschlossener Kupferstreifen wurden kleine lose Lötzinnfäden entdeckt. Ursprung dieser Fäden befindet sich an den Lötstellen zwischen den kleineren Platten. Beim Zusammenlöten wurde der Lötzinn sehr schnell erhitzt und mit einem Schwung mit dem LötKolben weggedrückt, wodurch kurze Zinnfäden entstanden sind. Da die Kupferstreifen nicht entsprechend erhitzt waren, konnte der Lötzinn sich nicht richtig mit den Streifen verbinden. Der kalt gewordene Lötzinn hing, nur an einer Stelle festgeschmolzen, lose an den Lötstellen herum. Durch Bewegungen der gesamten Platte oder der darauf befindlichen Iarocci – Rohren ist es oft vorgekommen, dass diese Fäden sich bewegten oder von der festgeschmolzenen Lötstellen abrissen und Kurzschlüsse zwischen benachbarten Influenzstreifen bildeten. Die kritischen Stellen wurden neu gelötet und die gesamte Platte gereinigt. Mit einem dünnen Klebeband wurde die Seite der Influenzstreifen verklebt, so dass Lotzinnfäden keine Kurzschlüsse auf den Influenzstreifenplatten bilden können.

Es ist später vorgesehen, Iarocci – Rohre, die nicht funktionieren, an der Ausleseelektronikseite der Streifen herauszuziehen und auszutauschen. Dies ist die einzige Möglichkeit, Iarocci – Rohre auszuwechseln, da ein Öffnen des Faraday – Käfigs einen zu großen Aufwand erfordern würde. Durch das Klebeband sind die Influenzstreifenplatten, und vor allem die kritischen Lötstellen zwischen den kleineren Platten, vor Reibungsschäden mit dem Iarocci – Rohren geschützt.

9.2 Die Verkabelung des Detektors

Die Signallaufzeit in den Hodoskopern und der entsprechenden Elektronik, die das Triggersignal erzeugen, beträgt etwa 150 ns. Deshalb müssen für eine Koinzidenz von Trigger- und Detektorsignal die Drahtsignale der Iarocci – Rohre verzögert werden. Dies wird durch 50 Meter lange Kabel für jedes der 48 Iarocci – Rohre bewerkstelligt. Mit dem Trigger-Signal wird ein Gate - Signal generiert, welches mit seiner negativen Frontflanke die Messung startet und mit seiner positiven Endflanke die Messung stoppt. Die Länge des Messfensters, hier sind es 200 ns, kann über ein Delay – Gate - Generator eingestellt werden. Das Gate – Signal wird zu einem CAEN ADC V792AA (s. Abschnitt 8.2) geführt und innerhalb dieses Messfensters muss das Drahtsignal an dieser elektronischen Einheit ankommen. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass dieses ADC eine gewissen Ansprechzeit (10 bis 20 ns) benötigt und deshalb muss das Drahtsignal einige Nanosekunden nach dem Abfall der Gate – Flanke eintreffen.

Die Ausleseelektronik der Influenzstreifen wird parallel gesteuert und ausgelesen. Die Elektronik funktioniert mit TTL – Signalen. Bei Elektronik, die mit TTL – Signalen funktioniert, kommt es nur auf die Spannungshöhe dieser Signale an (Kapitel 5). Deswegen ist es ohne Komplikationen möglich, die Leiterbahnen der Steuersignale aufzuteilen und zu den Elektronik - Karten der Streifen, zu führen. Da keine Input/Output Einheit, die mindestens 3 programmierbare TTL – Ausgänge hat, und auch keine Auslese – Einheit, die TTL – Signale ausliest, zur Verfügung standen, wurde ein Signal - Umwandler gebaut [41] (Abbildung 9.1 und Anhang B).

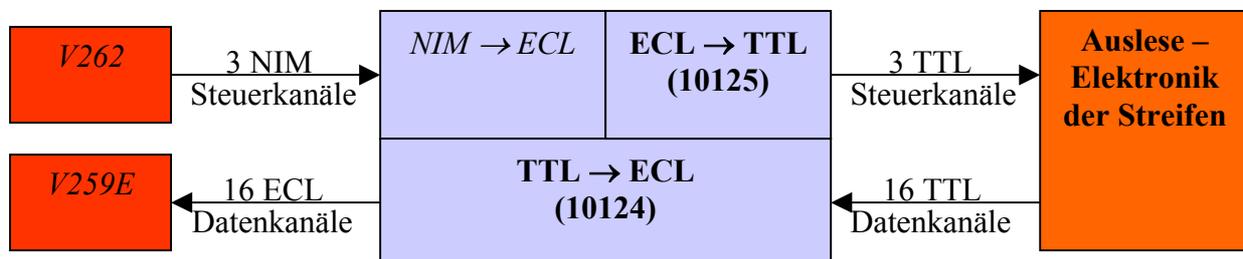


Abbildung 9.1: Prinzip des gebauten Signalumwandler

Die Steuersignale werden mit einer Einheit (V262 von CAEN [31]), die über 4 programmierbare NIM - Ausgänge verfügt, generiert. Drei von den Ausgängen erzeugen die Steuersignale Parallel Enable, Clock und Reset. Die erste Stufe des Umwandlers verändert die Steuersignale in ECL - Signale. Die Signale gelangen dann in einen 10125 Chip [37], der sie in TTL – Signale umwandelt. Anschließend werden die drei Signale aufgespalten und zu den 16 Auslesekarten der Influenzstreifenplatten, die sie zu steuern haben, geführt. Alle 16 Karten liest man am Höhenstrahlmessstand parallel aus. Es kommen somit 16 Datensignalkanäle zustande die mit einem 10124 Chip [38] in TTL – Signale umgewandelt werden, und in die 16 bit Auslese Einheit (V259E von CAEN [32]) geführt werden. Weil die TTL – Signale Ursache für starkes Hintergrundrauschen in der MDT – Elektronik sind (s. Abschnitt 7.3), ist es sinnvoll, möglichst kurze Verbindungskabel zwischen Signalumwandler und Ausleseelektronik zu verwenden.

9.3 Der Faraday – Käfig

In der ATLAS – Halle der LMU – München in Garching befindet sich eine Vielzahl elektronischer Geräte, die alle mehr oder weniger starke elektromagnetischer Felder erzeugen. Es herrscht am Höhenstrahlmessstand ein Hintergrundrauschen, das die Messungen beeinträchtigen kann. Besonders beeinträchtigend wirkt diese Störung auf die Anodendrähte der Iarocci – Rohre. Deren von den Kationen beeinflusstes Signal hat eine Amplitude im mV – Bereich. Die Hintergrundstörung beeinflusst auf die Anodendrähte periodische Pulse, die eine Amplitude zwischen 8 mV und 15 mV (abhängig davon, wie gut die Erdung gelingt) haben. Die periodischen Pulse werden auf alle offenen bzw. nicht isolierten Leitungen beeinflusst und verbreitern bei einer ADC – Messung das Pedestal. Diese Verbreiterung ist im Falle der Drahtsignale der Iarocci – Rohre so groß, dass das Pedestal nicht mehr vom Drahtsignal getrennt werden kann (s. Abbildung 9.2 links). Die gleiche Messung wurde noch mal mit einer auf den Iarocci – Rohren gelegten und geerdeten Kupferplatte durchgeführt. Dieses ADC – Spektrum ist in der rechten Abbildung 9.2 zu sehen. Das Pedestal und somit das auf dem Draht beeinflusste Hintergrundrauschen, ist schmaler geworden und das Drahtsignal ist von ihm getrennt zu erkennen. Mit dieser Abschirmung, in Form einer geerdeten Kupferplatte, konnte der Einfluss des Hintergrundrauschens effizient und deutlich reduziert werden.

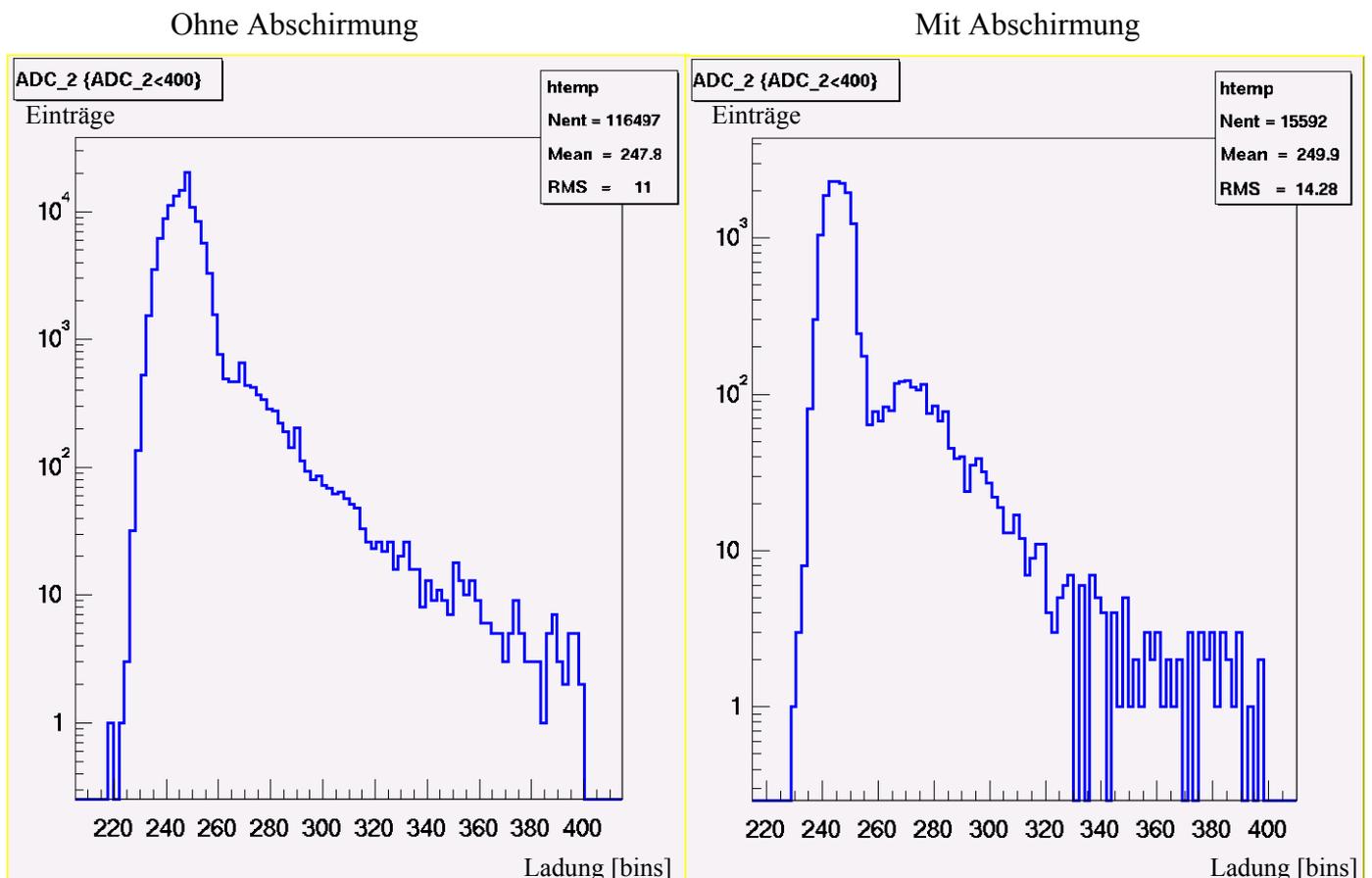


Abbildung 9.2: Zwei ADC – Spektren, ohne Abschirmung (links) und mit Abschirmung (rechts)

Es ist erforderlich, die Anodendrähte der Iarocci – Rohre vom Hintergrundrauschen abzuschirmen. Bei den Influenzstreifenplatten ist solch eine Abschirmung nicht notwendig, da die Streifensignale digitalisiert werden und außerdem die Komparatorschwelle dem Hintergrundrauschen angepasst werden kann. Die anderen Detektorelemente und elektronischen Einheiten werden durch einen Faraday – Käfig vom Hintergrundrauschen abgeschirmt. Dieser Käfig hat noch eine weitere Funktion am Höhenstrahlmessstand. Er ist dafür zuständig, die zwei Lagen von Iarocci – Rohren mit entsprechenden Influenzstreifen zu tragen und die Hochspannungs – und Ausleseelektronik zu schützen (s. Abbildungen 9.3, 9.4 und Bild 9 in Anhang C). Die zwei Iarocci – Rohrlagen sind gegeneinander versetzt, um eine möglichst kleine Fläche zu haben, die nicht von sensitiven Detektoren überdeckt wird. Im Faraday – Käfig, wo sich auch die Hochspannungselektronik befindet, sind ferner je ein Zu – und Abfuhr Rohr für die Gasversorgung installiert (s. Bild 8 in Anhang C). Es entweicht aus den Iarocci – Rohre eine geringe Menge der Gasmischung, die auch aus Isobutan besteht. Größere Mengen an Isobutan, welches schwerer als Luft ist, könnten sich im Faraday – Käfig sammeln und bei einen Funken entzünden. Das entwichene Gas wird durch ein Ventilationssystem, dass seitlich auf der Hochspannungselektronik - Seite am Faraday – Käfig befestigt ist, ausgetauscht bzw. aus der Halle geblasen. Der ganze Käfig ist auf Rollen befestigt und kann mittels verlegter Schienen, aus den Höhenstrahlenmessstand herausgezogen werden, um einen uneingeschränkten Zugang zu den Detektorkomponenten zu erlauben. Des weiteren ermöglichen es diese Schienen den ganzen Detektor wieder präzise unter dem Eisenabsorber zu schieben.

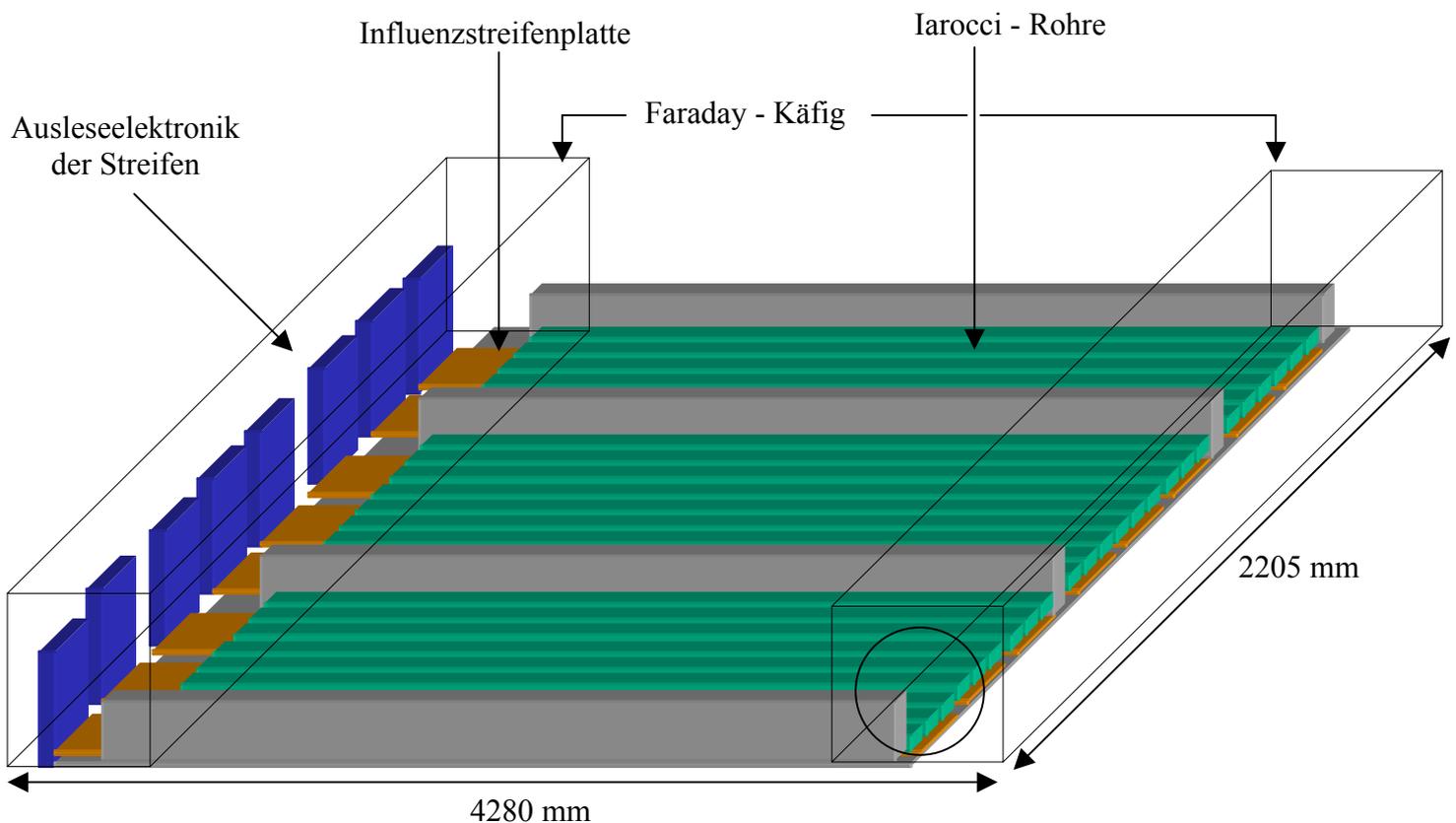


Abbildung 9.3: Schematische Abbildung der ersten Iarocci – Rohrlage des Faraday – Käfigs

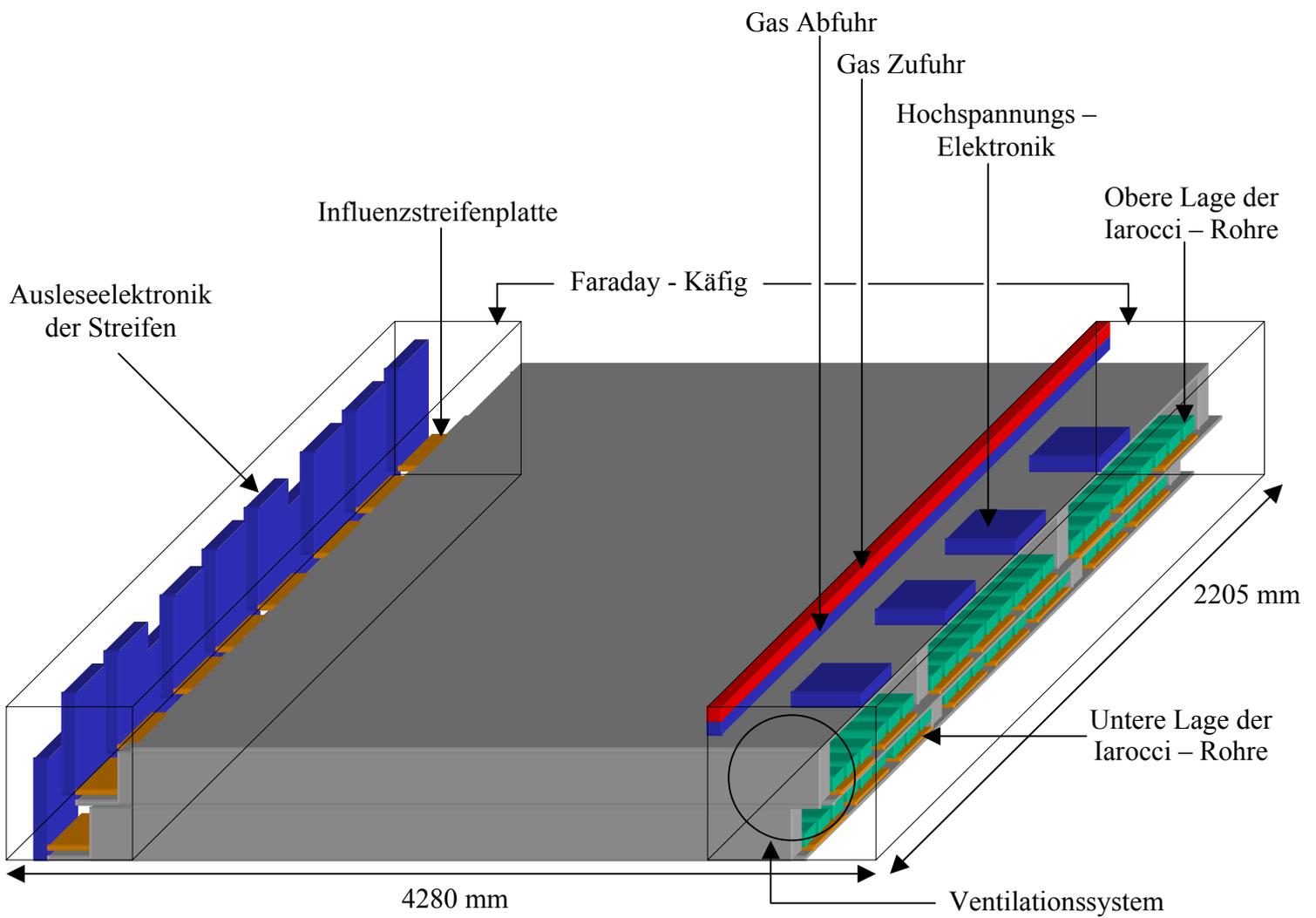


Abbildung 9.4: Schematische Darstellung des vollständig geschlossenen Faraday - Käfigs

10. Der Iarocci - Detektor am Höhenstrahlmessstand

In Abschnitt 10.1 wird die Spurrekonstruktion in den MDT – Kammern erklärt. Anschließend wird im Abschnitt 10.2 eine Analyse vorgestellt, in der Residuen mit und ohne Vielfachstreuungsschnitte verglichen werden. Die angewandten Schnitte werden beschrieben und die sich daraus ergebende Verkleinerung der Residuenbreite, d.h. Verbesserung der Ortsauflösung, wird gezeigt.

10.1 Rekonstruktion der Teilchenspuren

Die MDT – Kammern liefern Zeitmessungen bzw. Driftzeiten der Elektronen von jedem getroffenen Rohr. Aus den Zeitmessungen soll eine Teilchenspur rekonstruiert werden. Für die getroffenen Rohre wird der Driftradius r zwischen Durchgangsort und Draht bestimmt [39]. Aus den ermittelten Radien von Driftrohren aus den Lagen der MDT – Kammern wird durch ein Rekonstruktionsprogramm [10] die Teilchenspuren berechnet (s. Abbildung 10.1). Es wird eine geradlinige Teilchenspur an den Driftradien so angelegt, dass der Abstand zwischen Teilchenspur und Driftradius minimal ist. Bildet man für alle getroffenen Driftrohre diese Differenz über die Driftrohrgenauigkeit und summiert sie, so bekommt man ein χ^2 , welches zu minimieren ist.

Teilchenspuren können nur rekonstruiert werden, wenn Driftrohre aus mindestens vier der sechs Lagen getroffen wurden. Diese Bedingung bedeutet, dass Rohre sowohl in der oberen Multilage als auch in der unteren getroffen wurden. Im ersten Schritt werden nur die äußeren Driftrohtreffer benutzt. Für die obere Multilage ist dies ein Rohr aus Lage 1, sofern getroffen. Sonst wird ein Driftrohr aus Lage 2 verwendet, sofern getroffen. Für Fälle, in denen in der oberen Multilage wo nur ein Rohr aus Lage 3 getroffen wurde, wird dieses benutzt. Für die unteren Multilage gilt, ausgehend von Lage 6, das gleiche Auswahlprinzip. An den Driftradien der selektierten Rohre werden die vier möglichen Tangenten (T1, T2, T3 und T4) angelegt (s. Abbildung 10.1). Danach werden die Driftradien der Rohre aus den inneren Lagen mit den vier Tangenten verglichen. In einem χ^2 Verfahren wird schließlich die Tangente mit den kleinsten χ^2 , in Abbildung 10.1 ist es T3, als Teilchenspur definiert.

Wenn das χ^2 der ermittelten Spur zu groß ist, wird ein Treffer verworfen und nochmals versucht, eine Spur zu rekonstruieren. Durch von Myonen freigesetzte Elektronen und andere Teilchen entstehen „falsche“ – Treffer, die nicht für die Untersuchungen relevant sind und verworfen werden. Dieses Verfahren wird so lange angewendet bis man eine Teilchenspur hat oder weniger als 4 Driftrohtreffer verbleiben.

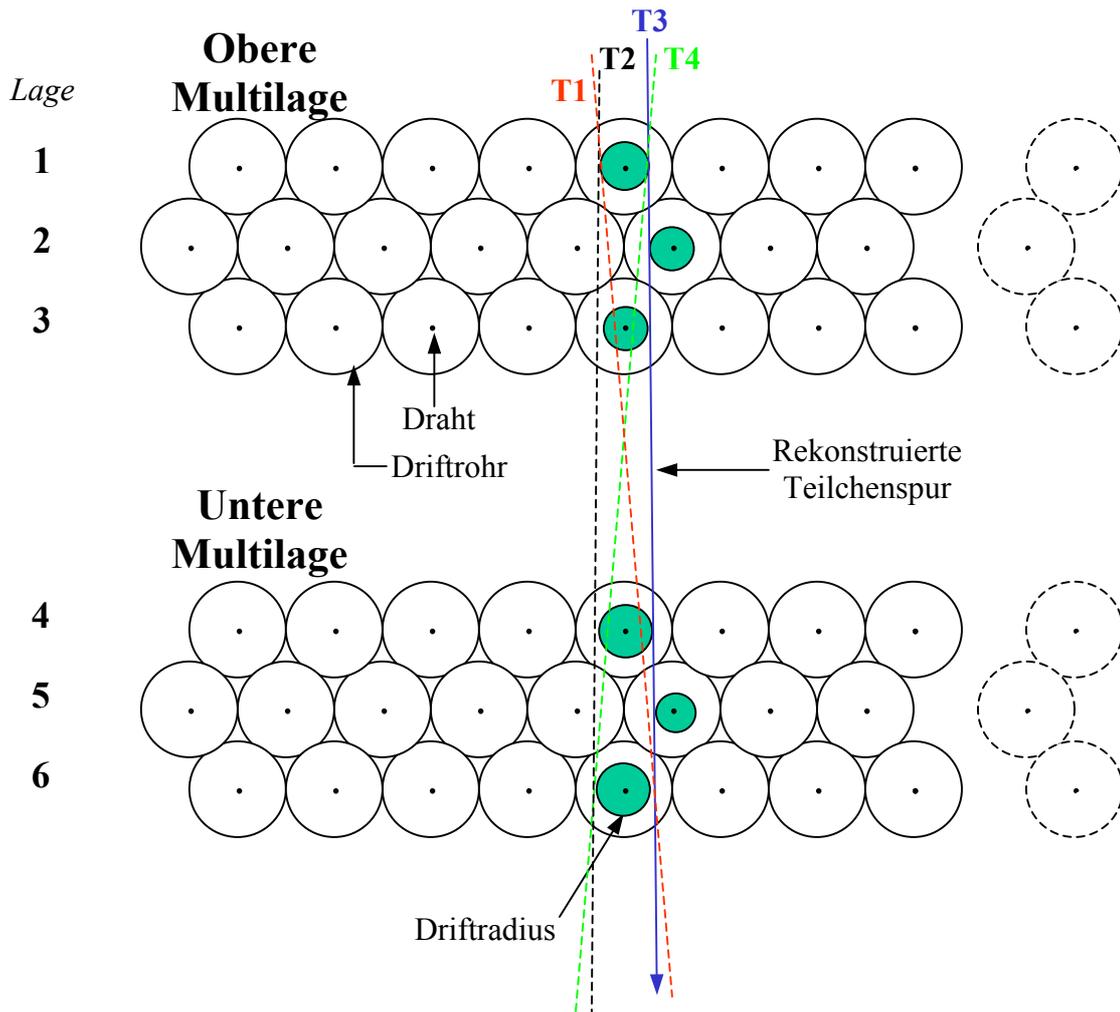


Abbildung 10.1: Schematische Darstellung einer mit der MDT - Kammer rekonstruierten Teilchenspur

10.2 Vergleich der Residuen

10.2.1 Messbedingungen

Diese Untersuchung wurde am Höhenstrahlungsmessstand durchgeführt. Als Prüfling wurde eine MDT – Kammer ausgewählt, die schon im Röntgentomographen vermessen wurde und somit die Drahtpositionen schon bekannt sind. Der genaue Aufbau und dessen dazugehörigen Komponenten ist in Abschnitt 2.2 erläutert. Die Triggerrate beträgt etwa 300 Hz. Es konnte aber wegen der mittleren Auslesezeit von 4 ms, nur die Hälfte, also 150 Ereignisse pro Sekunde, gespeichert werden. Die Daten wurden 20 Stunden lang genommen und somit etwa 10 Millionen Ereignisse aufgezeichnet.

Die Hallentemperatur wurde auf 19.5 °C, mit Fluktuationen von 0.5 °C stabilisiert. Die Alignierungssensoren haben während der Messzeit nur Kammerbewegungen von weniger als 5 µm gemessen. Die Driftrohre wurden mit einem vorgemischten Gas, bestehend aus Argon und Kohlendioxid, im Verhältnis 92.58:7.42, mit einem Druck von 3.0 bar gefüllt. Die auf die Driftrohrdrähte angelegte Spannung betrug 3160 V (wurde erhöht um eine größer Ladungsvermehrung / Multiplikation zu bekommen). Die Iarocci – Rohre wurden mit der neuen Gasmischung, einem Gasfluss von 6 Detektorvolumen pro Tag und einer Hochspannung von 4250 V betrieben.

10.2.2 Ergebnisse

Durchgehende Myonen erfahren in den MDT – Kammern eine messbare Vielfachstreuung. Vergleicht man die rekonstruierten Teilchenspuren in der oberen und unteren Referenz – Kammer, so kann man unterschiedliche Richtungen feststellen (s. Abbildung 10.2). Die von der oberen und unteren Referenz – Kammer separat rekonstruierten Teilchenspuren sind in der Regel nicht kollinear. Ursache dieser Abweichung ist die Vielfachstreuung der Teilchen in den MDT – Kammern. Je größer die Abweichung von kollinearen Spuren ist, desto stärker wurden die Teilchen gestreut, da der Streuwinkel umgekehrt proportional des Impulses des gemessenen Teilchens ist. Niederenergetische Spuren sind wegen der großen Vielfachstreuung nicht geeignet für die Vermessung des Prüflings. Deshalb sind Teilchenspuren, die höchstwahrscheinlich von niederenergetischen Teilchen stammen, zu verwerfen, weil die Kollinearität sehr schlecht gegeben ist. Genaue Untersuchungen wurden in [39] durchgeführt. Jedoch sind diese Schnitte weniger effizient als der Vielfachstreuungsschnitt, der Information des Iarocci – Detektors benutzt [10].

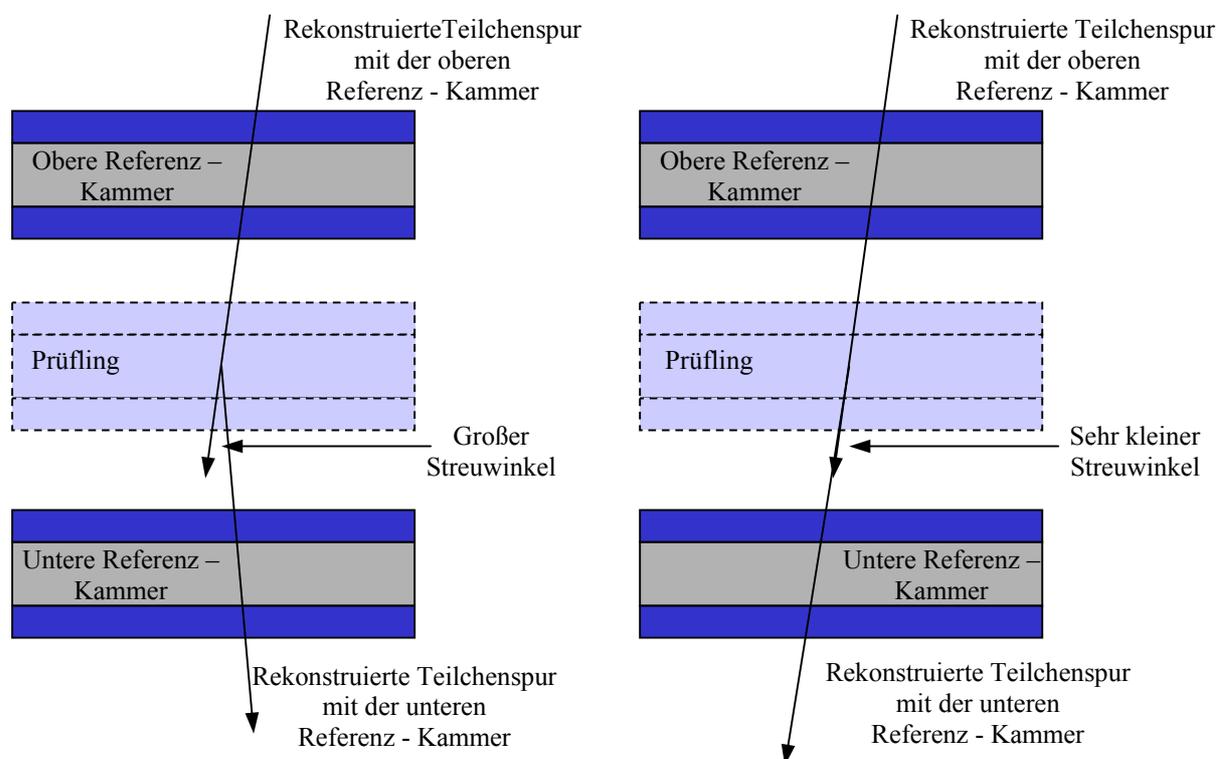


Abbildung 10.2: Die Vielfachstreuung in den MDT - Kammern

Ferner kommt es auch im Eisenabsorber (s. Abbildung 2.3) zur Vielfachstreuung, die mit der unteren Referenz – Kammer und dem Iarocci – Detektor gemessen wird. Aus den Messungen in der unteren Referenz – Kammer wird die Teilchenspur rekonstruiert und in die Ebene des Iarocci – Detektors extrapoliert. Die extrapolierten Koordinaten werden mit den im Iarocci – Detektor gemessenen verglichen. Abweichungen sind ein Maß für die Stärke der Vielfachstreuung im Eisenabsorber. Aus der gemessenen Abweichung kann man auf die Teilchenenergie schließen. Starke Abweichungen treten nur bei niederenergetischen, jedoch nicht bei hochenergetischen Teilchen auf. Bei kleinen Abweichungen ist es nicht möglich, hochenergetische von niederenergetischen Teilchen zu unterscheiden. Da es sich bei der Vielfachstreuung um einen statistischen Prozess handelt, ist es durchaus möglich, dass niederenergetische Teilchen nur wenig gestreut werden. Jedoch kann man Ereignisse mit großem gemessenen Vielfachstreuwinkel niederenergetischen Myonen zuordnen (s. Abbildung 10.3).

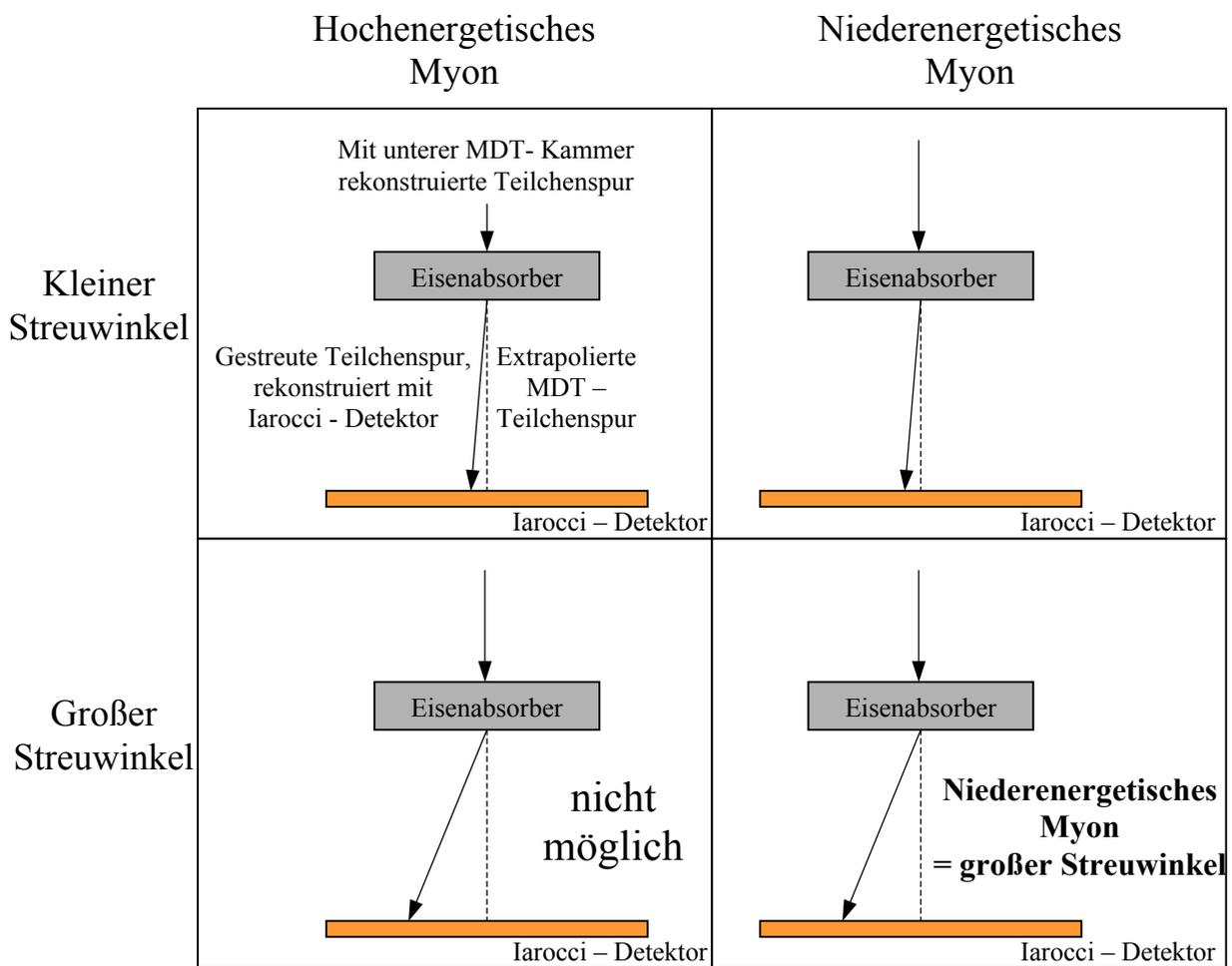


Abbildung 10.3: Vielfachstreuung im Eisenabsorber

Die Abweichung zwischen rekonstruierter Spur und dem Driftradius wird als Residuum bezeichnet. Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden (s. Abbildung 10.4). Befindet sich die rekonstruierte Teilchenspur außerhalb der vom Driftradius definierten Fläche, so ist das Residuum der minimale Abstand zwischen Teilchenspur und Driftradius (Fall A). Umgekehrt, sollte die rekonstruierte Teilchenspur innerhalb der Fläche sind, so ist das Residuum der maximale Abstand zwischen Spur und Radius (Fall B). In Abbildung 10.5 sind die Residuen aufgetragen, einmal oben ohne Vielfachstreuungsschnitt und ein zweites Mal unten mit dem Vielfachstreuungsschnitt. Der Vielfachstreuungsschnitt, d.h. die Abweichung zwischen rekonstruierter Spur durch die untere Referenz – Kammer und der mit den Iarocci – Detektor gemessenen Koordinaten, ist kleiner als 1 cm. Eine Abweichung von 1 cm ist die mittlere quadratische Abweichung für 6.7 GeV Myonen. Da diese proportional zu $1/p$ ist, ist die mittlere quadratische Abweichung für eine Myonenenergie kleiner 6.7 GeV größer als 1 cm, und für eine Myonenenergie größer 6.7 GeV kleiner. Dieser Vielfachstreuungsschnitt von 1 cm in den Iarocci – Rohrebene unterdrückt also niederenergetische Myonen [39]. Abbildung 10.5 zeigt einerseits, dass für beiden Datensätze die Verteilungen um den Nullpunkt zentriert sind, andererseits, dass die Residuumbreite von 0.4185 mm auf 0.3277 mm bzw. um 21.7 % schmaler geworden ist.

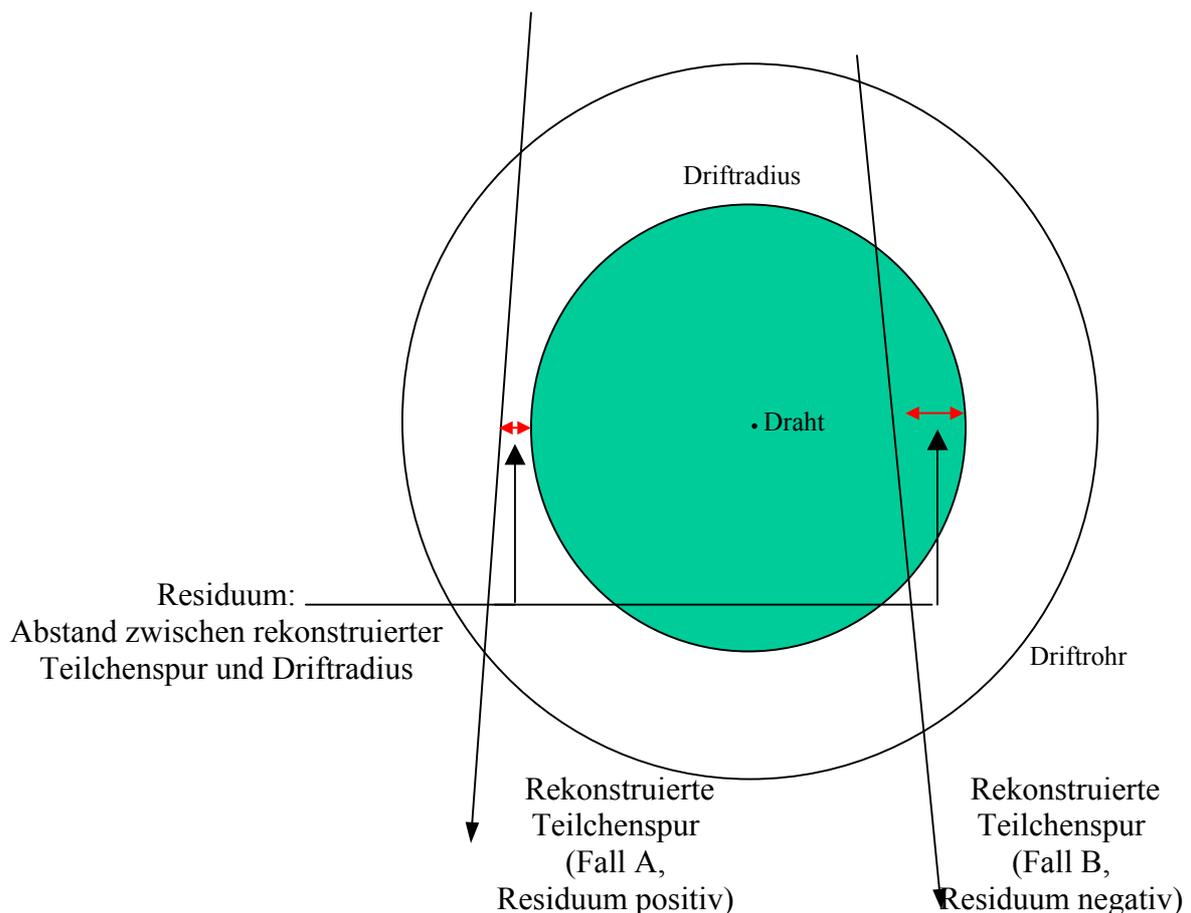


Abbildung 10.4: Definition von Residuum

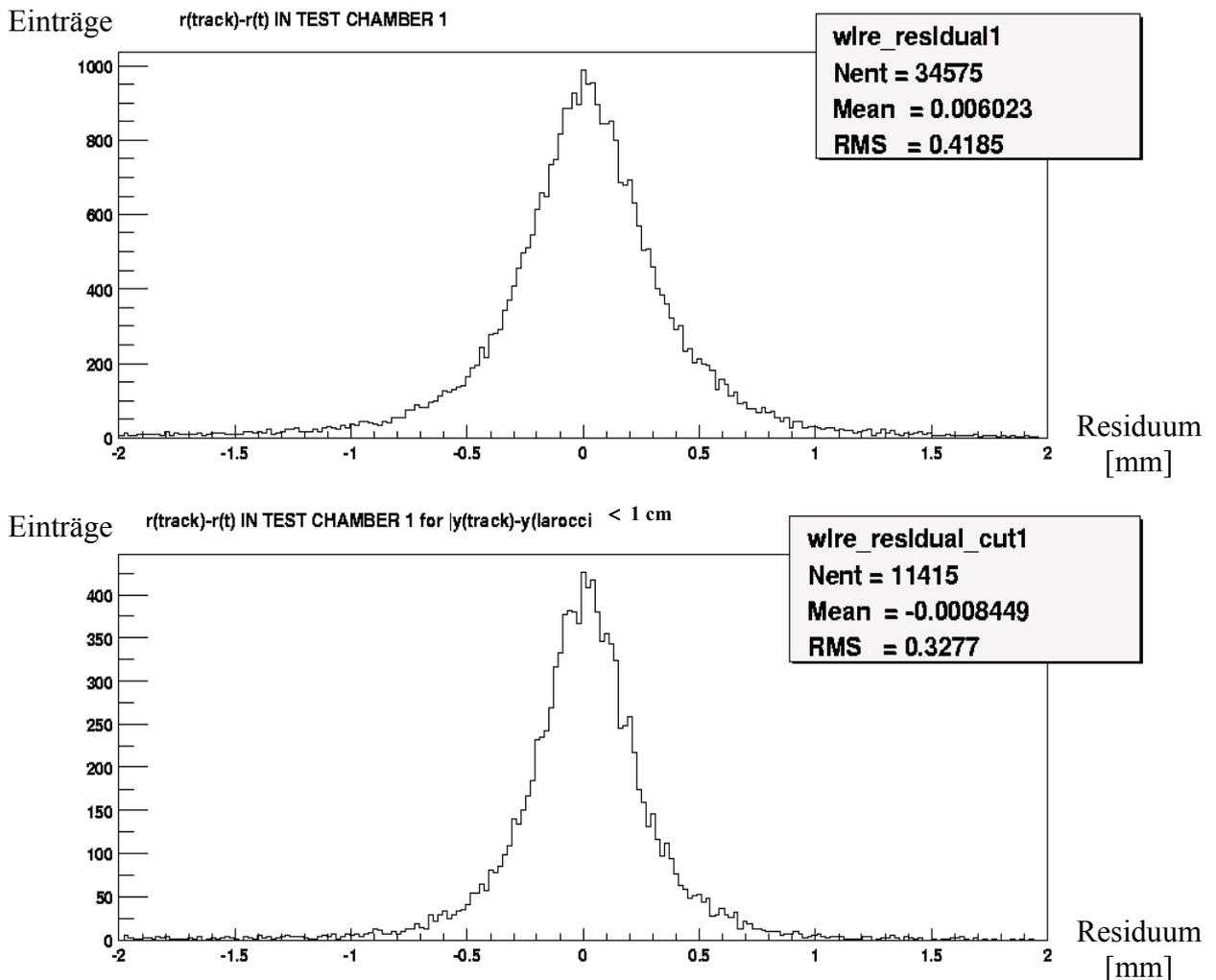


Abbildung 10.5: Die Residuenverteilung ohne (oben) und mit (unten) Vielfachstreuungsschnitt

Man kann nun Ereignisse selektieren, die wenig Vielfachstreuung erfahren haben, durch Anwendung der o.e. Vielfachstreuungsschnitte unter Benutzung der beiden Referenz – Kammern einerseits und mit Hilfe des Iarocci – Detektor andererseits. Durch die Hinzunahme des Schnittes auf geringe Vielfachstreuung im Prüfling werden weitere niederenergetischen Myonspuren unterdrückt. Mit diesen Ereignissen werden die Drahtpositionen in der MDT – Kammer (Prüfling) bestimmt. Die nach 20 Stunden so ermittelten waagerechten Koordinaten der Drahtpositionen stimmen mit denen zuvor im Röntgentomographen gemessenen Werten mit einer Genauigkeit von $10 \pm 2 \mu\text{m}$ überein [40].

11. Zusammenfassung

Der bereits existierende Höhenstrahlmessstand der LMU München wurde mit einem zusätzlichen Ortsdetektor, einem Iarocci – Detektor, erweitert. Durch diesen ist es nun möglich, die Vielfachstreuung der für die Untersuchungen benutzten Myonen im 34 cm dicken Eisenabsorber zu messen und niederenergetische Teilchen zu selektieren, um sie gegebenenfalls in Analysen zu verwerfen oder schwächer zu gewichten.

Für den Bau dieses Detektors wurden mehrere Komponenten, wie Hochspannungselektronik, Influenzstreifenelektronik, Signalumwandler und Faraday – Käfig entwickelt und gebaut. Wichtig war auch die Bestimmung derjenigen von zwei Gasmischungen, die es erlaubt, die an das Gassystem angeschlossenen Iarocci – Rohre bei möglichst niedriger Hochspannung effizient zu betreiben, um einen schonenden Betrieb des Detektors zu gewährleisten. Es wurde hierbei auch ermittelt, dass ein geringer Gasfluss von nur drei Detektorvolumen pro Tag zu keinem Effizienzverlust führt. Mit der „neuen“ Gasmischung ist ein stabiler Betrieb, bei dem es nicht zu Stromüberschreitungen der Iarocci – Rohre kommt, möglich.

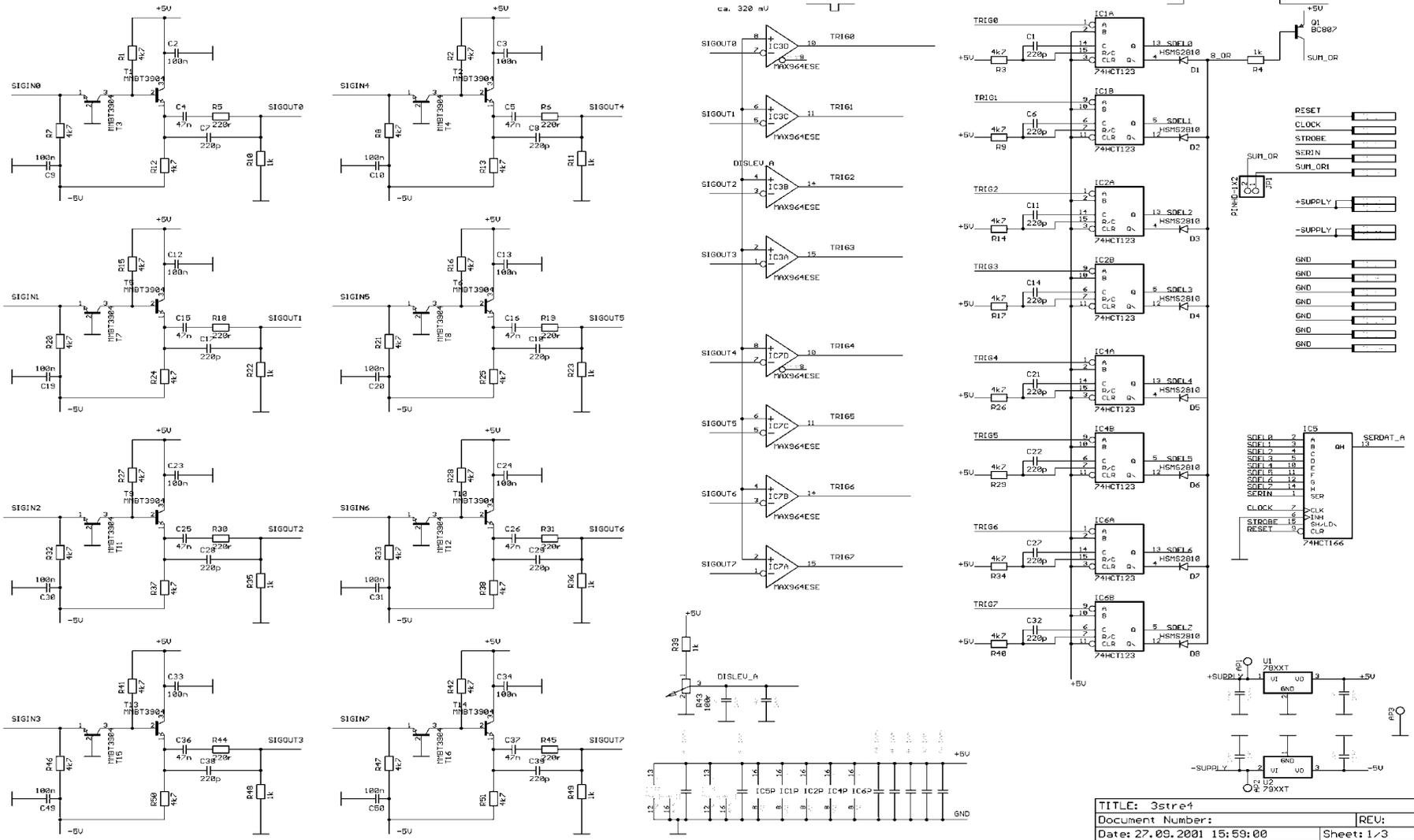
Die Hochspannungselektronik wurde in Messungen untersucht und hat sich bewährt. Die Ausleseelektronik der Influenzstreifen wurde mit künstlich generierten Steuersignalen getestet und hat sich in Messungen als zuverlässig erwiesen. Wegen der unterschiedlichen Signaltypen der VME Module und der Influenzstreifenelektronik musste ein spezifischer Signalumwandler gebaut werden.

Da die Ausleseelektronik eine Komparatorschwelle besitzt, wurden bzgl. dieser Schwelle Studien durchgeführt, mit denen eine effiziente Datennahme ermöglicht wird. In weiteren Untersuchungen wurde die Ortsauflösung und das Ansprechverhalten des Detektors, wobei auch deren Abhängigkeit vom genauen Auftreffort der Myonen in den Rohren betrachtet wurde, ermittelt. Hier wurde festgestellt, dass der Detektor empfindlich auf Iarocci – Rohrverschiebungen relativ zu den Influenzstreifen ist. Diese haben eine besonders starke Wirkung auf die Zweifachtreffer. Erst in weiteren Untersuchungen, in denen diese Iarocci – Rohrverschiebungen berücksichtigt wurden, konnte die Verschiebung der Zweifachtreffer verstanden werden. Es wurden zwei Methoden entwickelt mit denen die Iarocci – Rohrverschiebungen nachgewiesen, gemessen und gegebenenfalls korrigiert werden können. Da die Iarocci – Rohrverschiebungen nicht zu vermeiden sind, sind die darauf empfindlichen Zweifachtreffer nur bedingt verwendbar.

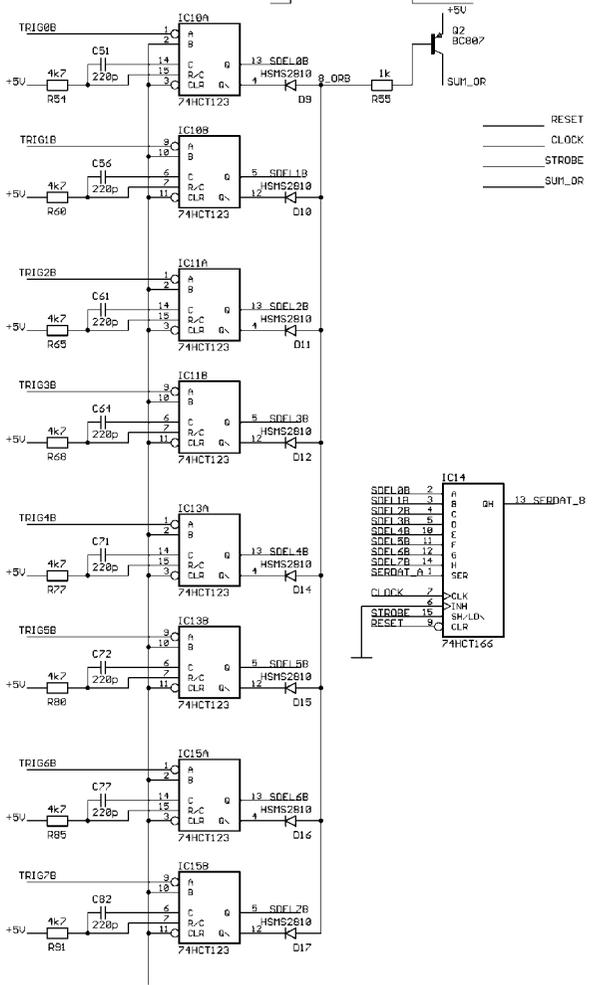
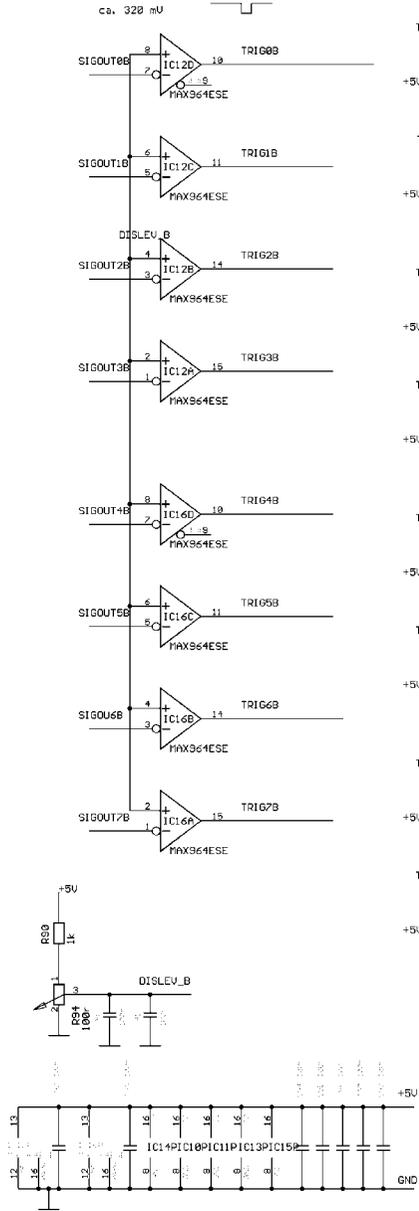
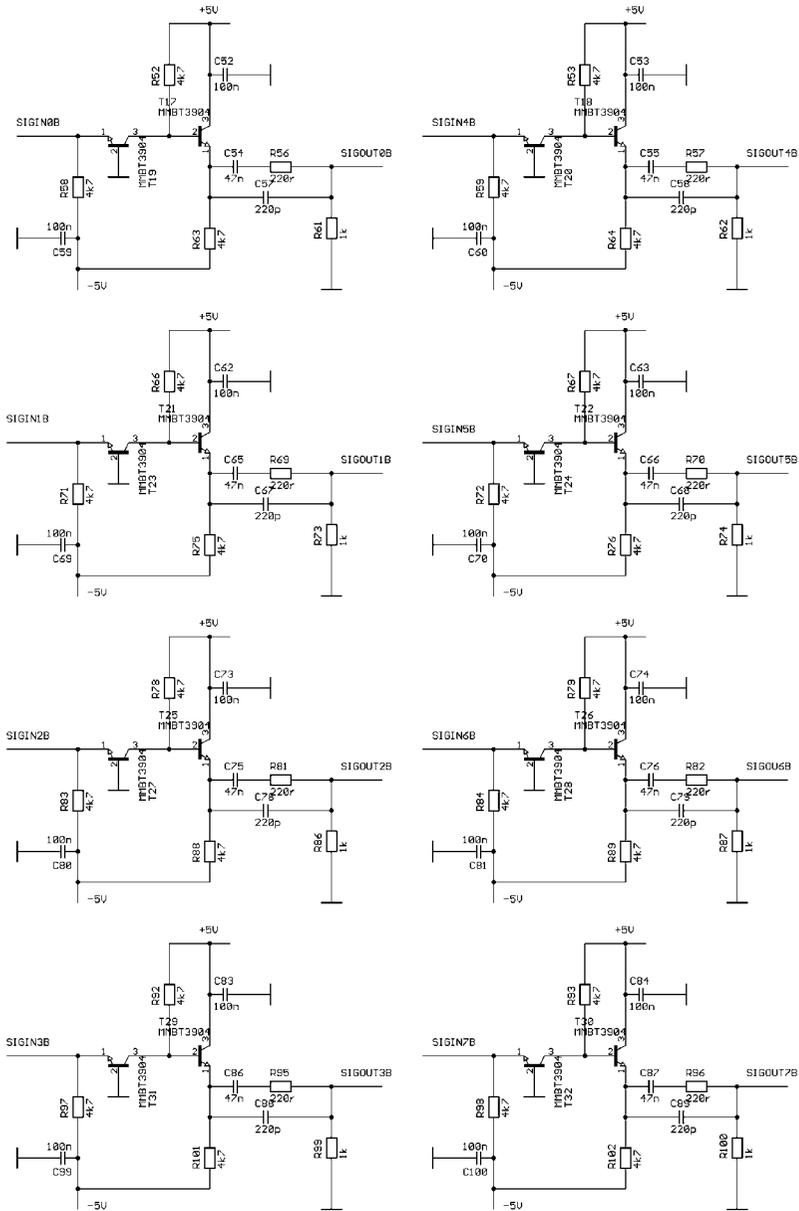
Des weiteren wurden die Konstruktionsprobleme des Iarocci – Detektorsystem analysiert und eine Vorgehensweise erarbeitet, um eine problemlose Inbetriebnahme und einen zuverlässigen Betrieb des Detektors zu gewährleisten.

Durch den Ausbau des Höhenstrahlmessstandes, ist es möglich die Breite der Residuenverteilung um 21.7 % zu verringern. In Kombination mit einem Konfidenzniveauschnitt wurde eine Genauigkeit der Positionsbestimmung der Drähte von $10 \pm 2 \mu\text{m}$ erreicht.

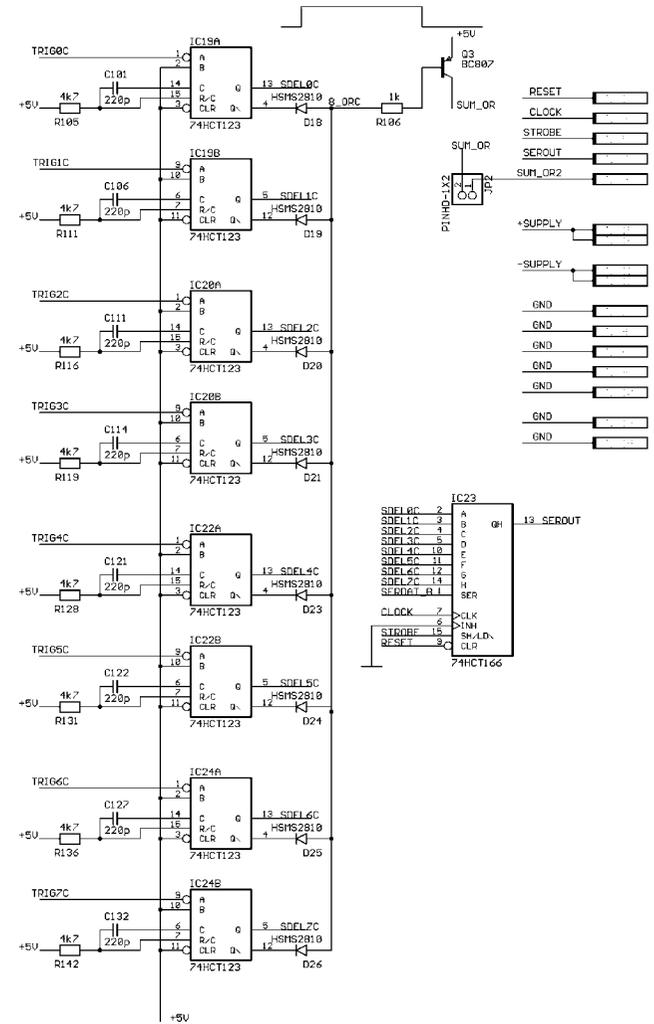
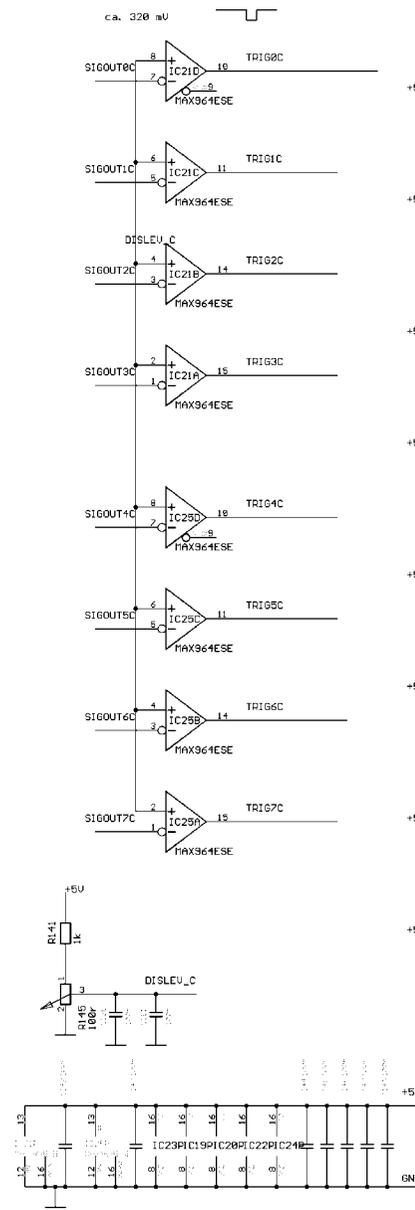
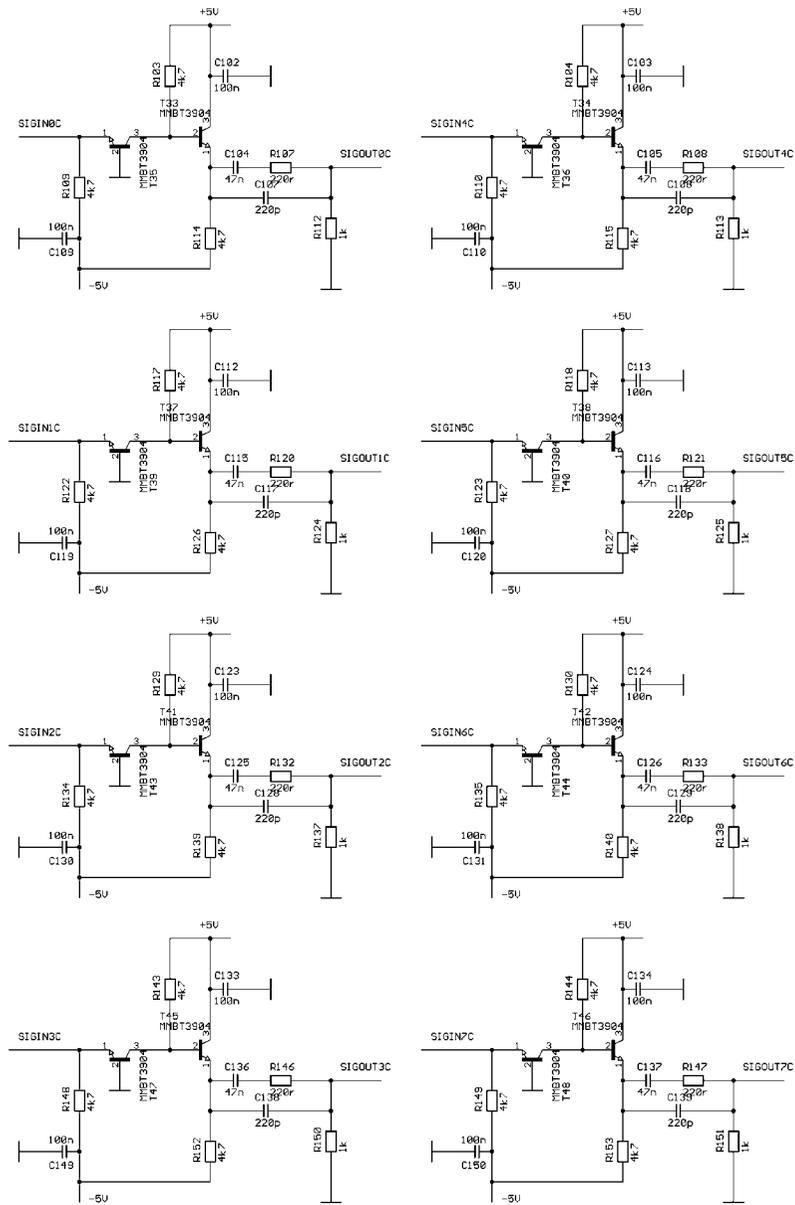
Anhang A: Schaltpläne der Influenzstreifenelektronik



TITLE: 3stre4		REU:
Document Number:		
Date: 27.09.2001 15:59:00	Sheet: 1/3	

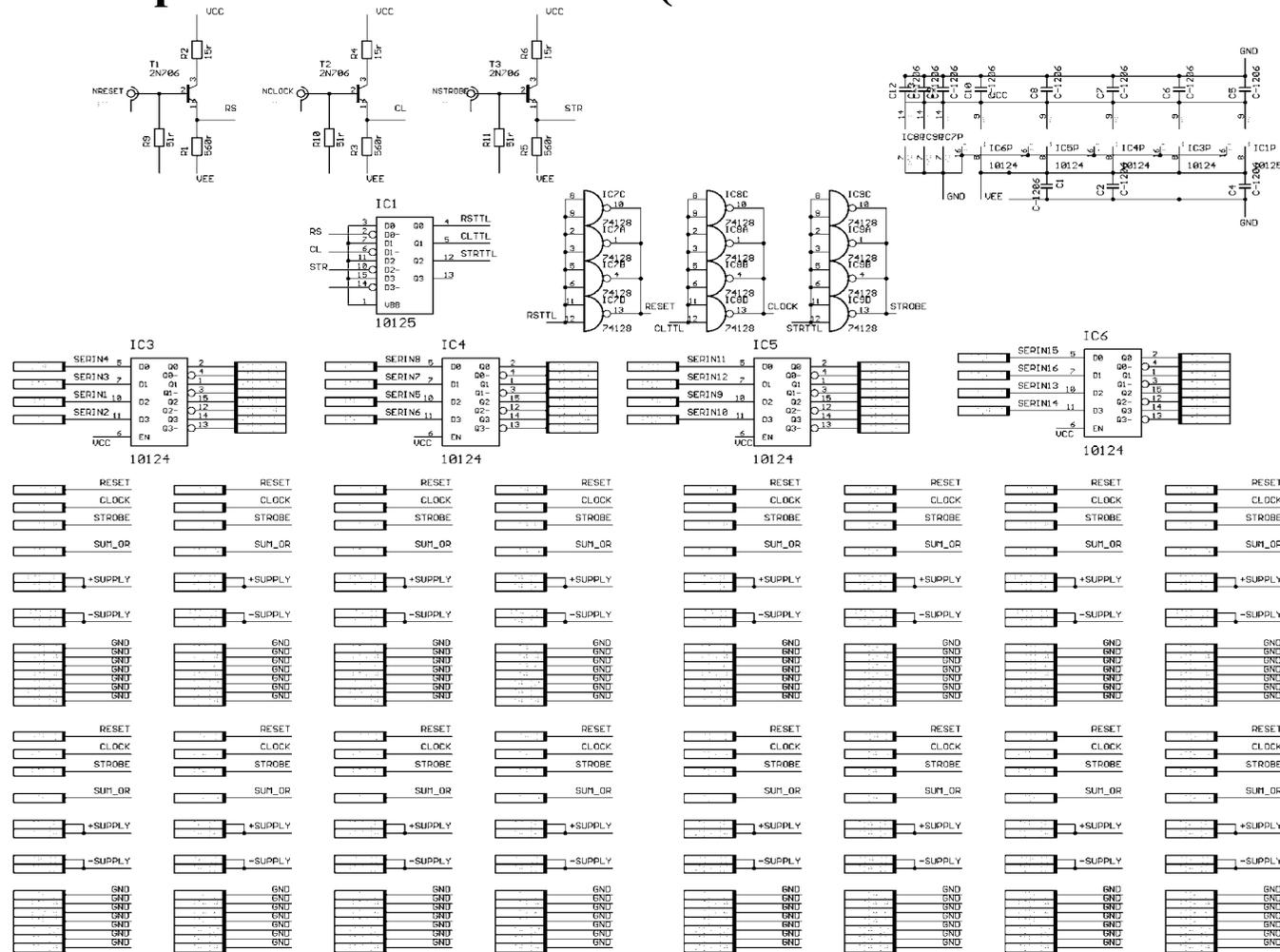


TITLE: 3stre4		REV:
Document Number:		
Date: 27.09.2001 15:59:00	Sheet: 2/3	



TITLE: 3stre4	
Document Number:	REV:
Date: 27.09.2001 15:59:00	Sheet: 3/3

Anhang B: Schaltpläne des Umwandlers (NIM in TTL und TTL in ECL)



TITLE: STRADAP3a	
Document Number:	REV:
Date: 09.07.2002 14:22:10	Sheet: 1/1

Anhang C: Fotoalbum



Bild 1: Iarocci – Rohr



Bild 2: Die 8 Streamer – Rohre eines offenen Iarocci – Rohres



Bild 3: Vorderseite einer Influenzstreifenplatte



Bild 4: Rückseite einer Influenzstreifenplatte

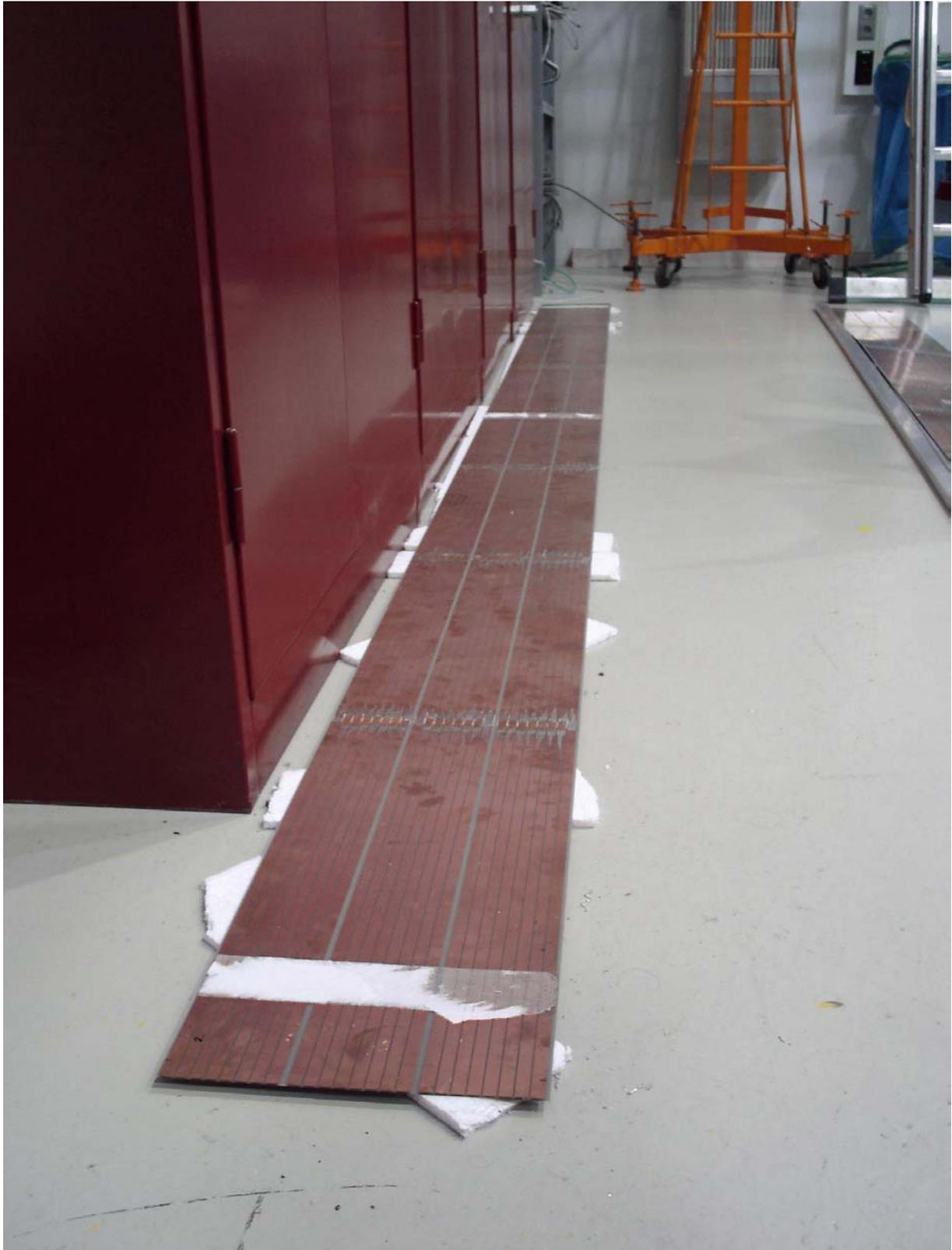


Bild 5: Eine Influenzstreifenplatte bestehend aus mehreren zusammengelöteten Platten

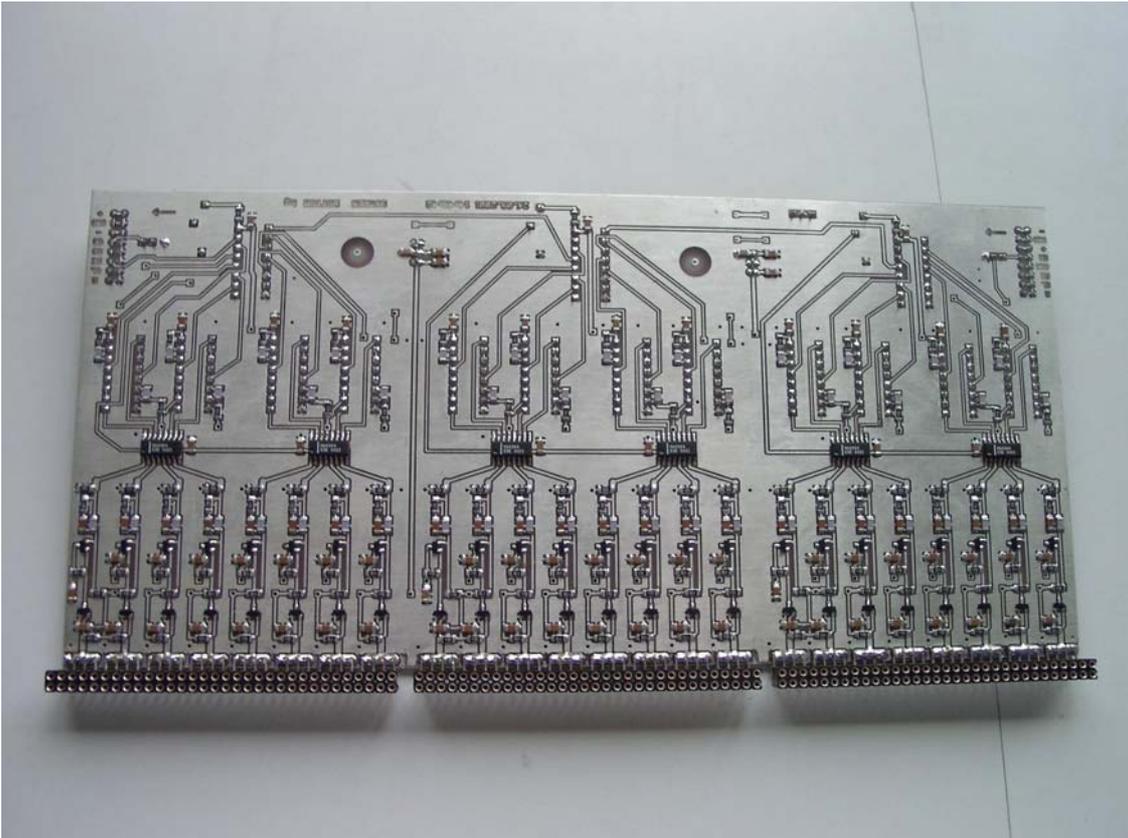


Bild 6: Vorderseite einer Ausleseelektronik – Karte für eine Influenzstreifenplatte

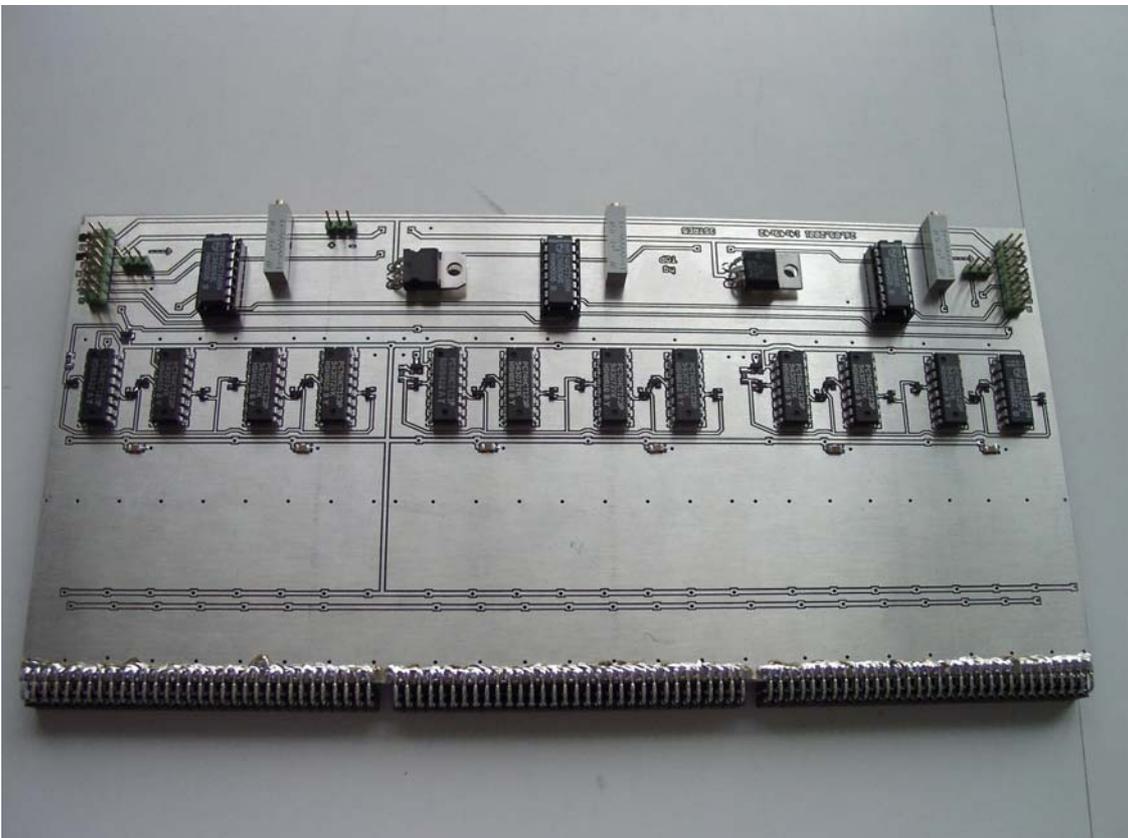


Bild 7: Rückseite einer Ausleseelektronik – Karte

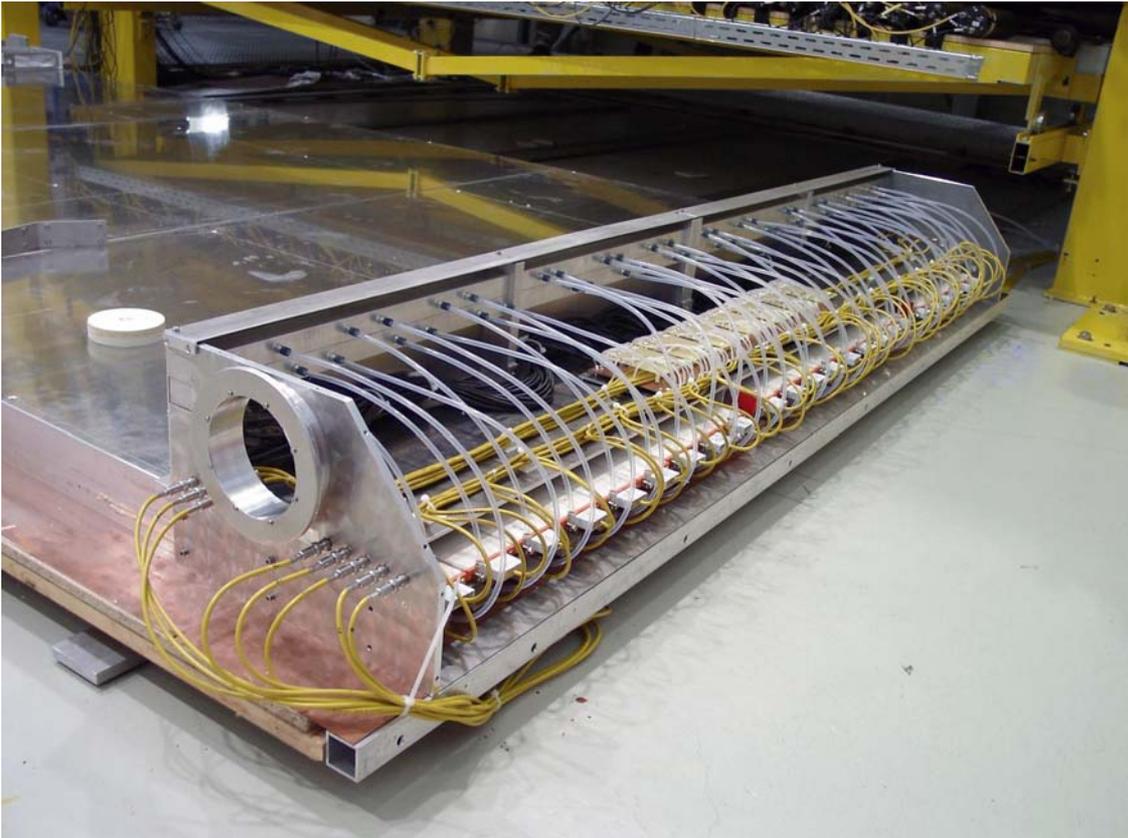


Bild 8: Seite des Faraday – Käfigs für die Hochspannungselektronik und das Gassystem



Bild 9: Seite der Ausleselektronik der Influenzstreifen

Referenzen

- [1] <http://doc.cern.ch/archive/electronic/cern/others/PHO/photo-di/9507017.jpeg>
- [2] CERN-EP/2001-098, „A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model“, the LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups
- [3] http://doc.cern.ch/archive/electronic/cern/others/PHO/photo-di/0107024_01.jpg
- [4] CERN 90-10/ECFA 90-13
- [5] http://atlasexperiment.org/etours_exper/etours_exper07.html
- [6] <http://doc.cern.ch/archive/electronic/cern/others/PHO/photo-di/9803026.jpeg>
- [7] http://wwwatlas.mppmu.mpg.de/atlas_mdt/index.html
- [8] Groom et al. Particle Data Group, The European Physical Journal, Review of Particle Physics, Springer 2000
- [9] Matthias Böhm: Bau eines Detektorteleskopes für kosmische Strahlung und Bestimmung der Drahtpositionen von Hochdruckdriftrohren, Januar 1999
- [10] Felix Rauscher: Test von Driftkammern mit kosmischen Myonen: Bau der ersten Ausbaustufe des Teleskops und Untersuchung seiner Leistungsfähigkeit, Januar 2001
- [11] Alois Kraus: Genaue Bestimmung der Ereigniszeit und Entwicklung eines Alignierungssystem für einen großen Höhenstrahlungsmessstand, April 2001
- [12] H. A. Bethe, Phys. Rev. 89, 1256 (1953) and W.T. Scott, Rev. Mod. Phys. 35, 231 (1963)
- [13] U. Fano, Penetration of protons, alpha particles and mesons, Ann. Rev. Nucl. Sc. 13, 1 (1963)
- [14] E. Fermi, The ionisation loss of energy in gases and in condensed materials, Phys. Rev. 57, 485 (1940)
- [15] G. F. Knoll, Radiation detection and measurements (Wiley, New York 1979)
- [16] M. Atac A. V. Tollestrup and D. Potter, Self – quenching streamers, Nucl. Instrum. Methods 200, 345 (1982)
- [17] G. Battistoni et al., Sensitivity of streamer mode to single ionization electrons. Nucl. Instrum. Methods A 235, 91 (1985)

- [18] D.H Wilkinson, Ionization Chambers and Counters, (Cambridge University Press, Cambridge 1950)
- [19] S. Ramo, Currents induced in electron motion, Proc. IRE 27, 584 (1939)
- [20] G. D. Alekssev, Yu. Ye. Bonyushkin, A. V. Korytov E1 – 89 –236 (1989)
- [21] 8 Channel Charge – Integrating ADC V265 from CAEN, <http://www.caen.it/nuclear/printable.php?mod=V265>
- [22] SLD – WIC Collaboration, SLAC – PUB – 5016 (July 1989)
- [23] 8 – bit parallel – in / serial – out shift register, <http://www.semiconductors.philips.com/pip/74HCT166N>
- [24] Spannungsregler L78S05CV, http://www.mouser.com/catalog/cat_610/96.pdf
- [25] low – power and ultra – high – speed comparator MAX964ESE with internal hysteresis, http://www.maxim-ic.com/quick_view2.cfm/qv_pk/1481
- [26] Potentiometer 89PR100, <http://www.bitechnologies.com/pdfs/89.pdf>
- [27] Multivibrators PC74HCT123P, <http://www.semiconductors.phillips.com/pip/74hc123n>
- [28] W. Blum and L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer – Verlag (1994)
- [29] <http://www.nikhef.nl/pub/departments/mt/projects/rasnik/>
- [30] 32 Channel Multievent Charge ADC V792AA from CAEN, <http://www.caen.it/nuclear/printable.php?mod=V792>
- [31] Multipurpose I / O Register V262 from CAEN with 4 programmable NIM level outputs, <http://www.caen.it/nuclear/printable.php?mod=V262>
- [32] 16 Bit Strobed Multihit Pattern Unit V259E from CAEN with 16 ECL input channels, <http://www.caen.it/nuclear/printalbe.php?mod=V259>
- [33] L. Malter, Thin film field emission, Phys. Rev. 50, 48 (1936)
- [34] Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers, held at Berkeley, January 1986 (J. Kadyk workshop organizer), Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley, LBL 21 170 (1986) (unpublished)
- [35] M. Danilov, V. Nagovitsin, V. Shibaev, I. Tichomirov, E. Michel, W. Schmidt – Perzefall, A study of drift chamber ageing with propane, Nucl. Instrum. Methods A 252, 521 (1986)
- [36] B. Foster, Whisker growth in test cells, in [34], p227

- [37] ECL to TTL translator 10125, http://www.interfacebus.com/Design_Translation.html#g
- [38] TTL to ECL translator 10124, http://www.interfacebus.com/Design_Translation.html#g
- [39] Oliver Kortner: Schauerproduktion durch hochenergetische Myonen und Aufbau eines Höhenstrahlprüfstandes für hochauflösende ATLAS – Myonkammern (März 2001)
- [40] M. Binder, J. Dubbert, R. Hertenberger, J. Elmsheuser, O. Kortner, F. Rauscher, M. Rykaczewski, O. Sahr, D. Schaile, A. Staude, H. Steffens, W. Stiller, V. Zhuravlov, C. Zupancic, First Results from the Cosmic – Ray Test – Facility at LMU Munich (04.02.2002)
- [41] S. Hegewisch, private Kommunikation
- [42] Jörg Dubbert: Bestimmung der Ortsauflösung von Hochdruckdriftrohren für das Myon – Spektrometer des ATLAS – Experimentes (August 1996)

Danksagung

„Wenn Du Physik „verstehen“ und nicht nur auswendig lernen möchtest – wenn Du das im Studium Erlernte anwenden willst – wenn Du Interesse hast, experimentelle Technologien und „Kniffe“ in die Praxis umzusetzen, dann mach’ doch Deine Diplomarbeit beim Arnold.“ Dies riet mir im Juni 2001 mein Vater, der selbst vor mehr als 25 Jahren als Physikstudent Professor Staude bei einem Experiment im CERN kennenlernte. Er sollte recht behalten. Während meiner Diplomarbeit jedoch habe ich in Professor Staude nicht nur einen ausgezeichneten Betreuer gefunden, sondern einen Wissenschaftler, der mich als gleichberechtigtes Mitglied einer Gruppe aufnahm und unterstützte. Insbesondere durfte ich eine Reihe von Aufgaben in eigener Verantwortung selbständig übernehmen. Für das mir entgegengebrachte Vertrauen möchte ich mich bei Professor Staude ganz ausdrücklich bedanken.

Bei vielen physikalischen und technischen Fragen haben mir meine Kollegen sehr geholfen und immer unterstützt bis das Problem gelöst war. Vor allem haben sie es erst ermöglicht, dass ich in der Lage war den Detektor zu erforschen und zu verstehen. Bei den Kollegen Dr. Frank Fiedler, Felix Rauscher, Vadym Zhuravlov und Dr. Oliver Kortner möchte ich mich sehr bedanken.

Des weiteren haben noch weitere Kollegen sehr viel beim Bau des Iarocci – Detektors am Höhenstrahlmesstand mitgewirkt. Ohne ihre Unterstützung und Mitarbeit würde heute kein einsatzbereiter Iarocci – Detektor am Höhenstrahlmesstand stehen. Dr. Ralf Hertenberger, bei der Konstruktion des Faraday – Käfigs und des Ventilationssystems, Dr. Jörg Dubbert, der die Anlage fürs Gasmischen gebaut hatte, Attila Varga, mit dem ich zusammen die Detektor - Komponenten eingebaut, verkabelt und ans Gassystem angeschlossen hatte, Rolf Öhm, der den Bau des Faraday – Käfigs in der mechanischen Werkstatt geleitet hatte und Sven Hegewisch, der die Ausleseelektronik und den Signal - Umwandler gebaut hatte möchte ich meinen Dank aussprechen.

Mein persönlicher Dank gilt meinen Eltern, die mich während des ganzen Studiums unterstützt haben und meiner Freundin Christine Summerer, die während der Diplomarbeitszeit immer Verständnis für meine Arbeit hatte und mir zur Seite stand.

