

**Studie zur Messung von Quarkonia mit dem
ALICE-TRD und Aufbau eines Teststandes für seine
Auslesekammern**

Diplomarbeit

dem Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
vorgelegt von

Frederick Kramer

Frankfurt am Main, Oktober 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Vorgeschichte	1
1.2	Aktueller Stand	8
1.3	Ausblick	11
2	Grundlagen	13
2.1	Quark-Gluon Plasma	13
2.1.1	Ablauf und Geometrie einer relativistischen Schwerionenkollision	15
2.1.2	Signaturen des QGP	18
2.2	Quarkonia	19
2.2.1	Unterdrückung durch Abschirmung	22
2.2.2	Produktion durch Rekombination	25
2.2.3	Experimentelle Erfahrungen	25
3	Das ALICE-Experiment	29
3.1	Die Infrastruktur: LHC	29
3.2	Das Experiment: ALICE	33
3.3	Der Detektor: TRD	36
3.3.1	Allgemeiner Aufbau	36
3.3.2	Erzeugung von Übergangsstrahlung	37
3.3.3	Funktion der Drahtkammer	40
3.3.4	Wahl der Gasmischung	41
3.3.5	Signalverarbeitung	42
4	TRD-Teststand	45
4.1	Aufbau	45
4.1.1	Gassystem	46
4.1.2	Spannungsversorgungen & Elektronik	48

4.1.3	Datenerfassung & Steuerung externer Geräte	49
4.1.4	Quellen	49
4.2	Testmessungen	51
4.2.1	Leckrate	51
4.2.2	Konditionierung	53
4.2.3	Uniformität der Gasverstärkung	54
4.2.4	Absolute Gasverstärkung	57
4.2.5	Spektrale Messung	59
4.2.6	Langzeittest	60
4.3	Elektronenanlagerung	61
4.3.1	Messmethode	62
4.3.2	Messergebnisse & Diskussion	65
4.3.3	Fehlerbetrachtung	67
5	Simulation von Quarkonia	69
5.1	Aufbau und Ablauf der Simulation	69
5.1.1	Parametrisierung der Detektorantwort	71
5.1.2	Der Generator-Cocktail	73
5.1.3	Analyse des Teilchen-Stacks	77
5.2	Ergebnisse	78
5.2.1	Transversalimpuls-Spektren der rekonstruierten e^+/e^-	78
5.2.2	Das invariante Massenspektrum	80
5.2.3	Untergrund	82
5.2.4	Transversalimpuls-Abhängigkeit des invarianten Massenspektrums	84
5.2.5	Raten	85
5.2.6	Azimutale Akzeptanz	88
6	Zusammenfassung	93
A	Relativistische Kinematik	I
B	Zusätzliche Abbildungen	V
	Literaturverzeichnis	XI

Kapitel 1

Einleitung

Es gibt wenige Dinge, derer man sich absolut sicher sein kann, denn jede Erklärung einer Beobachtung und Vorhersage einer weiteren erhält bestenfalls den Status einer Theorie. Eine solche Theorie ist das Paradebeispiel eines einseitig entscheidbaren Problems: Sie lässt sich nur widerlegen.

Mit dem *aktuellen Stand* ist daher der Kanon derjenigen Theorien gemeint, die sich in ihrem Gültigkeitsbereich bislang erfolgreich gegen alle Angriffe und Widerlegungsversuche behaupten konnten. Dieser Kanon, den man nach verschiedenen Bereichen der Physik aufteilt, wird allgemein bezeichnet als das *Standardmodell* des entsprechenden Bereichs. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik soll nun das Ziel einer geschichtlichen Annäherung sein.

1.1 Vorgeschichte

Geprägt durch modernes naturwissenschaftliches Wissen fällt es heute schwer, in der Antike vorherrschende Vorstellungen vom Aufbau der Welt nachzuvollziehen. Grundvoraussetzung für alle Erklärungsversuche war jedoch nicht nur ein bäuerliches Mehrprodukt, welches bereits ein beträchtliches Niveau kultureller Entwicklung voraussetzt und schlauen Köpfen die zum intensiven Nachdenken erforderliche Freizeit verschafft, sondern auch die Erkenntnis, dass Abläufe in der Natur festen Gesetzmäßigkeiten und nicht der willkürlichen Entscheidungsgewalt einer göttlichen Instanz untergeordnet sind.

Dies erfordert die Freiheit, Neigungen zu Kritik und Zweifel, selbständigem Denken und Meinungsstreit stärkeren Ausdruck verleihen zu können. Bedingungen, wie sie in ausreichendem Maß erstmalig in der demokratisch organisierten altgriechischen Polis erfüllt waren.

Als Vorreiter dieser Entwicklung, die man im abstrakten Sinne als Säkularisierung bezeichnen kann, gilt THALES aus der kleinasiatischen Metropolis Milet, der um 600 v. Chr. einen gemeinsamen Urstoff für alles Physische vermutete. HERAKLIT und ANAXIMENES, zeitlich we-

nige Jahre nach THALES einzuordnen, teilten dessen Auffassung, alle drei entschieden sich jedoch für einen anderen Urstoff als Grundlage: Wasser, Luft bzw. Feuer. Wobei letzteres vornehmlich als ein Sinnbild des Wandels zu verstehen ist.

Aufgebaut aus sehr vielen sehr kleinen unteilbaren Bausteinen und leerem Raum stellten sich hingegen die griechischen Philosophen LEUKIPP und DEMOKRIT etwa einhundert Jahre später alles Physische vor und erfanden somit den Atomismus, dessen Bezeichnung sich aus dem griechischen Wort für das Unteilbare herleitet. Obwohl sie Werden und Vergehen durch Umordnung der Atome in der zu deren Bewegung notwendigen Leere zu erklären vermochten, konnten sie sich nicht durchsetzen, zu unvereinbar mit der Religion waren ihre Thesen.

Im 5. Jahrhundert vor unserer Zeitrechnung besann sich EMPEDOKLES somit wieder auf Altes, Bewährtes und fügte mehrere ähnliche Urstofftheorien zu einer zusammen, nach der alles aus den vier Elementen Feuer, Wasser, Luft und Erde bestehe, zwischen welchen die Urkräfte Liebe und Hass wirkten. Mit weitreichenden Folgen. Ihm folgende Naturphilosophen, wie SOKRATES und dessen Schüler PLATON und dessen Schüler ARISTOTELES, hielten an der Vier-Elemente-Theorie fest und bauten sie aus. Diese verbreitete sich daraufhin in der Welt, woran sich für knapp zwei Jahrtausende nichts Grundsätzliches ändern sollte.

So erfolgreich sich andere Teile der Physik, wie Mechanik, Optik oder Astronomie, in den folgenden Jahrhunderten entwickelten, so wenig änderte sich die Vorstellung von den elementaren Grundlagen. Gründe sind leicht zu finden, so streng die Kirche in grundlegenden Fragen, so unerreichbar der experimentelle Zugang. Demgegenüber stand das Interesse als einziger Antrieb. Auch kam und kommt der Zahl Vier weitreichende mystische Bedeutung zu, so dass sich der Glaube an vier Elemente als einfach und verlockend gestaltete. Erst die im 17. und 18. Jahrhundert aus der Experimentierfreudigkeit der Alchemisten hervorgegangene und florierende Chemie lieferte die Grundlagen für die bald darauf folgenden Entdeckungen.

85 Jahre nachdem Luther seine 95 Thesen an die Tür der Wittenberger Schlosskirche nagelte, erhielt DANIEL SENNERT in jener Stadt eine Professur der Medizin, um im Jahr 1618 die Atomistik zu erneuern und den Alchemisten, die aus nicht Goldhaltigem Gold erzeugen wollten, eine Absage zu erteilen: Edukte und Produkte einer Reaktion enthalten dieselben Elemente. Elemente können weder entstehen noch verschwinden. ROBERT BOYLE, vornehmlich bekannt durch seine Leistungen in der Thermodynamik, lehnte trotz seines tiefen religiösen Glaubens die Lehre der vier Elemente ab und vermutete um 1661 n. Chr. Elemente als primitive, einfache und völlig unvermischte Körper, die keine anderen Körper enthalten. Die charakteristischen Eigenschaften aller Substanzen leiteten sich ihm zufolge an Form und Größe der Korpuskeln, sowie an deren Zahl und Bewegung ab.

Im Jahr 1748 von MICHAEL W. LOMONOSSOW postuliert, formulierte 1789 ANTOINE L. DE LAVOISIER das Gesetz der Erhaltung der Masse aus: Die Summe der Massen der Edukte ist gleich der Summe der Massen der Produkte. Das 1792 von JEREMIAS B. RICHTER postuliert und 1794 von JOSEPH-L. PROUST aufgestellte und nach ihm benannte Gesetz der konstan-

ten Proportionen besagt, dass die Elemente einer chemischen Verbindung immer im gleichen Massenverhältnis vorkommen. Dies gilt nicht nur als Grundstein für die Stöchiometrie. Ein Engländer namens JOHN DALTON entwickelte dieses Gesetz weiter zum Gesetz der multiplen Proportionen. Dieses besagt, dass die Massenverhältnisse zweier Elemente, die sich zu verschiedenen chemischen Verbindungen vereinigen können, stets zueinander im Verhältnis einfacher ganzer Zahlen stehen. Auch wenn es DALTONS Zeitgenossen 1808 nicht leicht fiel, seine nun folgenden Hypothesen zu akzeptieren, kann in Anbetracht der bis dahin geleisteten Vorarbeit die Zeit als reif bezeichnet werden.

Die einzig plausible Erklärung war für DALTON demnach, dass es nicht kontinuierlich immer kleinere Mengen von Stoffen geben kann sondern dass diese aus diskreten kleinsten, unteilbaren Teilchen, den Atomen bzw. Verbindungen derer bestehen. Alle Atome eines Elements sind einander gleich, es existieren genau so viele verschiedenen Atomsorten, wie es Elemente gibt. Die Atome der verschiedenen Sorten unterscheiden sich in Größe und Gewicht, allen gemein ist, dass sie weder erschaffen noch zerstört werden, sich jedoch in bestimmten ganzzahligen Verhältnissen chemisch binden können. Folglich sind Reaktionen schlicht Umlagerungen dieser Bindungen.

Der noch in den siebziger Jahren des neunzehnten Jahrhunderts vorherrschende Glaube an die baldige Vollendung der Physik zu einer ausgereiften, ja abgeschlossenen Wissenschaft in ihrer endgültigen Form, sowie die Überzeugung von der Unteilbarkeit der Atome begannen sich aufzulösen, als 1874 der Ire GEORGE J. SONEY ein Teilchen postulierte, welchem er 1891 den Namen *Elektron* verlieh. Sie verschwanden, als es JOSEPH J. THOMSON gelang, dieses im Jahre 1897 an dem nach der Einheit der drei Personen des göttlichen Wesens der christlichen Lehre benannten College der Universität von Cambridge in Kathodenstrahlen nachzuweisen.

Basierend auf seinen Forschungen entwickelte THOMSON daraufhin ein Atommodell, welches 1903 veröffentlicht und nach ihm benannt wurde. Demnach besteht das Atom aus gleichmäßig über ein Volumen verteilter Masse und positiver Ladung, worin eingebettet die punktförmigen, negativ geladenen Elektronen liegen.

Doch bereits acht Jahre später gelang es dem Schüler und Nachfolger auf dem Lehrstuhl THOMSONS, ERNEST RUTHERFORD, dieses Modell mit dem nach ihm benannten Streuexperiment zu widerlegen.

In diesem Experiment fanden RUTHERFORDS Mitarbeiter, HANS GEIGER und ERNEST MARDEN, dass bei Beschuss dünner Metallfolien durch Alpha-Strahlung, an deren Entdeckung RUTHERFORD maßgeblich beteiligt war, fast alle dieser Alphateilchen die Folien unbeeinflusst durchdringen, einige wenige jedoch mit zu größeren Winkeln hin abnehmender Wahrscheinlichkeit abgelenkt werden. RUTHERFORDS Schlussfolgerungen brachten ihn zu einem neuen Atommodell, nach dem das Atom aus einem kleinen Kern, in dem der Großteil der Masse sowie die positive Ladung konzentriert sind, und den Elektronen, die den Kern wie Planeten ihr Zentralgestirn umkreisen, besteht.

Während das Atommodell von THOMSON zwar nicht alle Beobachtungen zu beschreiben vermochte, jedoch noch eine Erklärung auf rein klassischer Grundlage darstellte, wurde dasjenige von RUTHERFORD bereits mit deutlichen Widersprüchen zur klassischen Physik und einer Vielzahl offener Fragen geboren. So wäre ein Atom nach dem Planetenmodell ein Hertzscher Dipol, welcher stetig Energie verlöre und das Elektron nach kürzester Zeit in den Kern stoßen ließe. Auch widerspricht das Modell in dieser Form der Vorstellung einer statischen Atomgröße, da im Coulombfeld des Atomkerns alle erdenklichen Kreisbahnradien möglich wären. Akzeptiert man die Idee des im Verhältnis zu seiner Größe in großem Abstand von Elektronen umgebenen Kerns als unmittelbare Konsequenz der Streuversuche, so ist man gezwungen, nach völlig neuen Grundgesetzen für das Atom zu suchen.

Nachdem die physikalische Chemie den Grundstein gelegt und erste Streuexperimente die Richtung gewiesen hatten, war es die aufgrund großer Nachfrage von der Beleuchtungsindustrie geförderte Physik der Wärmestrahlung, welche entscheidende Erkenntnisse lieferte. Die bis zur Wende zum zwanzigsten Jahrhundert bekannten Formeln zur Beschreibung der spektralen Energieverteilung der Schwarzkörperstrahlung, allesamt Ableitungen im Sinne der klassischen Physik, konnten nur Teile des Frequenzbandes elektromagnetischer Strahlung richtig beschreiben. Dadurch motiviert gelang es MAX PLANCK, eine Strahlungsformel aufzustellen, welche für alle Frequenzen gültig war und die bis dahin bekannten Formeln als Grenzfälle für hohe bzw. niedrige Frequenzen enthielt. Jedoch ist es nur möglich, diese Formel abzuleiten, wenn man annimmt, dass sich die Strahlung emittierenden und absorbierenden Atome wie elektrisch geladene harmonische Oszillatoren verhalten, welche sich ausschließlich in Zuständen befinden können, deren Energien ganzzahlige Vielfache eines elementaren Energiequants sind. Dieses wiederum ist proportional zur Frequenz des Oszillators, wobei eine Proportionalitätskonstante auftaucht, welche als Plancksches Wirkungsquantum bezeichnet wurde, zunächst jedoch keine große Beachtung erfuhr. Diese Überlegungen trug Planck im Dezember des Jahres 1900 einer Sitzung der Berliner Physikalischen Gesellschaft vor, was man später als die Geburtsstunde der Quantentheorie bezeichnete. Die tiefgreifende Bedeutung dieser Annahmen, von PLANCK selbst in einem Brief als ein Akt der Verzweiflung bezeichnet, bei dem er sich nicht viel dachte, außer daß er um jeden Preis eine theoretische Deutung für die bekannte Formel finden wollte, wurde lange übersehen. Erst im Jahre 1911 schenkte man ARNOLD SOMMERFELD Beachtung, der den Standpunkt vertrat, dass das elementare Wirkungsquantum nicht aus dem Aufbau der Atome zu erklären sei, sondern die Atome als eine Funktion und Folge der Existenz des Wirkungsquantums. ALBERT EINSTEIN war einer der Ersten, die PLANCKS Ideen ernst nahmen. Er führte den Begriff des Photons als Quant der elektromagnetischen Strahlung ein und veröffentlichte 1905 die spezielle Relativitätstheorie. Diese erweiterte die Newtonsche Mechanik und beschreibt, insbesondere mit der der aus ihr folgenden Äquivalenz von Energie und Masse, die Basis der Theorie der späteren Teilchenphysik.

Diese Ideen und sein Studienaufenthalt bei RUTHERFORD im Jahre 1912 regten den Dänen

NIELS BOHR dazu an, die Quantisierung und das Plancksche Wirkungsquantum auch auf die Umlauffrequenz des Elektrons im Coulombfeld des Kerns anzuwenden. Die daraus resultierenden möglichen Energiestufen legten bestimmte stabile Bahnradien fest, auf denen das Elektron, im Widerspruch zur klassischen Thermodynamik, strahlungsfrei kreisen kann. Mit diesen Annahmen konnte BOHR die Größenordnung des Atomradius und die Ionisierungsarbeit des Wasserstoffatoms im Grundzustand richtig berechnen. Lichtemission erklärte er durch den Übergang eines Elektrons zwischen Zuständen von höherer zu niedrigerer Energie, wobei die Energie des Lichtquants der Differenz der Energien der beiden Zustände entspricht.

Das Bohrsche Atommodell ist heute zwar veraltet, hat sich wegen seiner einfachen Struktur aber als ein guter didaktischer Schritt auf dem Weg zum Verständnis des Atomaufbaus erwiesen, weshalb es das bekannteste unter den Modellen ist.

Moderne, im Rahmen der Quantenmechanik entwickelte Atommodelle vermögen den Aufbau der Elektronenhülle und somit deren Verhalten sehr gut zu beschreiben. Hier soll die Aufmerksamkeit nun jedoch auf den Kern gelenkt werden, von dem in den ersten Jahrzehnten des zwanzigsten Jahrhunderts noch kaum etwas bekannt war.

ANTOINE H. BECQUEREL stellte bereits 1896 fest, dass Uran enthaltende Stoffe eine unsichtbare Strahlung aussenden, welche undurchsichtige Stoffe zu durchdringen vermag, als er in Papier gehüllte fotografische Platten geschwärzt vorfand. In den Folgejahren konnten drei Komponenten dieser Strahlung unterschieden werden. Die erste (α -) Strahlung hat ein geringes Durchdringungsvermögen und wird zum Minuspol eines angelegten elektrischen Feldes abgelenkt. Die zweite (β -Strahlung) hat ein mittleres Durchdringungsvermögen und wird zum Pluspol des elektrischen Feldes abgelenkt. Die dritte Art der Radioaktivität dringt tief in Materie ein und lässt sich von elektrischen Feldern nicht ablenken (γ -Strahlung).

Um die darauffolgende Jahrhundertwende fanden MARIE und PIERRE CURIE, dass an sich inaktive Substanzen, in deren Nähe sich radioaktive Proben befinden, ebenfalls radioaktive Eigenschaften annehmen können. Dass dieses Verhalten nach der Entfernung der Proben exponentiell mit der Zeit abnimmt, führte RUTHERFORD und seinen Schüler FREDERICK SODDY dazu, ein Gesetz für den radioaktiven Zerfall aufzustellen. Man bemerkte, dass bei dem Zerfall eines Elements ein anderes entstehen konnte und vermutete, dass jeder radioaktive Vorgang eine Elementumwandlung ist.

Im Gegensatz zum α -Zerfall schien der β -Zerfall immer ein Energiedefizit aufzuweisen, also mit den klassischen Erhaltungssätzen zu brechen. WOLFGANG E. PAULI postulierte daher bereits im Jahr 1930 ein unbekanntes Teilchen, welches mit damaligen Hilfsmitteln nicht zu finden sei und nannte es aufgrund seiner aus den Umständen folgenden elektrischen Neutralität Neutron. Im selben Jahr fanden WALTHER BOTHE und HERBERT BECKER einen ungewöhnlichen Typ von Strahlung, als sie Beryllium mit α -Teilchen beschossen, wähten in dieser jedoch fälschlicherweise besonders energiereiche Gammastrahlung. Durch Folgeexperimente, in denen

mit dieser Strahlung aus (wasserstoffhaltigem) Paraffin Protonen herausgeschlagen wurden, ließen Betrachtungen des Impulsübertrages JAMES CHADWICK 1932 ein Teilchen von der Masse etwa der eines Protons vermuten. Auch dieses erhielt den Namen Neutron. Später taufte ENRICO FERMI das von PAULI postulierte Teilchen durch Anwendung des italienischen Diminutivs Neutrino. FERMI war es auch, dem es 1934 gelang, den Betazerfall theoretisch zu beschreiben.

Auf Basis dieser Entdeckungen stellte WERNER K. HEISENBERG Mitte der dreißiger Jahre eine Theorie zum Aufbau der Atomkerne auf, nach der diese ausschließlich aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, bestehen. Mit diesem Ansatz lassen sich alle Nuklide nach einem einfachen Schema eindeutig charakterisieren: A_ZX . Hierbei ist X das Elementsymbol, Z die Anzahl von Protonen und die Massenzahl $A = Z + N$ die Summe von Protonen und Neutronen. Allerdings blieb die Frage nach dem Ursprung der Stabilität der Kerne, da sich die Protonen aufgrund gleicher Ladung abstoßen sollten. Bereits 1921 vermuteten JAMES CHADWICK und ETIENNE S. BIELER, dass der Atomkern von einer unbekanntem, sehr starken Kraft zusammengehalten wird. Im Jahre 1935 postulierte HIDEKI YUKAWA das Pion, um eine anziehende Kraft zwischen den Nukleonen durch dessen Austausch zu erklären. Anhand der 1927 von HEISENBERG aufgestellten Unschärferelation und der Reichweite der Wechselwirkung konnte er die Masse der Pionen auf etwa ein 300faches der Elektronenmasse abschätzen.

Nach vorangegangenen Verwechslungen mit dem Myon, welches bereits 1937 gefunden wurde, war es CECIL F. POWELL, dem es 1947 gelang, geladene Pionen in der kosmischen Höhenstrahlung nachzuweisen. Aus dieser Zeit stammen auch die Bezeichnungen für einige Teilchensorten. Man blieb im Griechischen, die verhältnismäßig *schweren* Nukleonen wurden Baryonen genannt, das Elektron und das Myon Leptonen (leptos: leicht). Das Pion sollte mit seiner Masse zwischen diesen beiden Familien liegen und wurde somit als Meson bezeichnet. Noch im Jahr 1947 veröffentlichten GEORGE D. ROCHESTER und CLIFFORD C. BUTLER Nebelkammeraufnahmen. Darauf waren die Spuren zweier geladener Pionen zu sehen, welche, in einer V-Form angeordnet, einen gemeinsamen Ursprung besaßen und somit die Zerfallsprodukte eines neutralen Teilchens zu sein schienen. Dieses elektrisch neutrale Teilchen nannte man Kaon, K^0 .

Mit der schnellen Entwicklung der Beschleuniger- und Detektortechnik fand man in den folgenden Jahren eine Vielzahl neuer Teilchen. Die Einteilung in Mesonen und Baryonen wurde immer ungenauer, da man auch sehr schwere Mesonen fand. Auch der Glaube, dass alle diese Teilchen elementar sein sollten, schwand mit der größer werdenden Anzahl bekannter Teilchen.

MURRAY GELL-MANN versuchte Ordnung zu schaffen und sortierte einige der Teilchen anhand von ihren Eigenschaften in sogenannte Multipletts ein. In einem fehlte zur Vollständigkeit jedoch ein Teilchen. Und tatsächlich fand man 1964 das vorhergesagte Ω^- . Unabhängig von GELL-MANN schlug auch YUVAL NE'EMAN die Klassifikation von Hadronen anhand einer speziellen mathematischen Gruppe vor. Die Symmetrien im Periodensystem der Elemente hatten zu Recht eine Substruktur der Atome vermuten lassen. Bekräftigt durch die zwischen den

gefundenen Teilchen auftauchenden Symmetrien schlugen GELL-MANN und GEORGE ZWEIG Bausteine für die zur Klasse der Hadronen zusammengefassten Mesonen und Baryonen vor, die Quarks. Allerdings betrachtete man diese Ideen mehr als eine praktische mathematische Beschreibung und nicht als physikalische Realität; vor allem da es nicht gelang, die Teilchen in ihre Bausteine zu zerlegen. Auch gab es Unstimmigkeiten mit der Masse der Teilchen. Die Einführung der Farbe als eine neue Eigenschaft beziehungsweise Quantenzahl der Quarks klärte zwar die scheinbare Verletzung des Pauli-Prinzips im Falle des Ω^- , doch erst mit neuen Experimenten änderten sich die Meinungen. Versuche mit der Streuung von hochenergetischen Elektronen an Protonen wiesen eine Substruktur letzterer nach, und man fand eine Vielzahl weiterer Teilchen, die sich glänzend in das Quarkmodell integrieren ließen. 1973 wurde eine einheitliche Theorie der starken Wechselwirkung formuliert, die Quantenchromodynamik, QCD. Der Farbladung kam eine zentrale Rolle zu, ihre Träger, die Quarks und Gluonen, sollten über ihren Austausch wechselwirken.

Das Gerüst war geschaffen, seitdem liefern immer neuere Experimente fehlende Puzzleteile zum Standardmodell der Elementarteilchenphysik. [1, 2, 3, 4]

1.2 Aktueller Stand

Der Stern-Gerlach-Versuch, durchgeführt 1922 im Physikalischen Institut in Frankfurt am Main, lieferte den Beweis, dass Teilchen-Eigenschaften wie der Spin quantisiert sind, also nur bestimmte diskrete Werte annehmen können. Man unterscheidet Teilchen mit ganz- und solche mit halbzahligen Spin und bezeichnet sie als Bosonen beziehungsweise Fermionen. Aus der totalen Antisymmetrie ihrer Wellenfunktion unter Vertauschung und der Ununterscheidbarkeit gleicher Teilchen folgt, dass zwei Fermionen, die den gleichen Raum belegen, niemals in allen Quantenzahlen übereinstimmen können. Dieses Pauli-Prinzip ist von so großer Bedeutung, dass es nahe liegt, die Elementarteilchen nach ihrem Spin zu sortieren.

Den Fermionen zugehörig findet man die Leptonen und die Quarks (siehe Tabelle 1.1). Mit aufsteigender Masse lassen sie sich in drei Familien einordnen. Normale uns umgebende Materie besteht ausschließlich aus den Angehörigen der ersten Familie. Repräsentanten der beiden höheren Familien kommen auf der Erde nur in Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung oder Experimenten mit Kollisionen stark beschleunigter Teilchen vor. Zusätzlich existiert zu jedem Fermion ein entsprechendes Antifermion mit gleicher Masse und entgegengesetzten Ladungen.

	Familie			el. Ladung	Farbladung
	1	2	3		
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	–
	e	μ	τ	–1	–
Quarks	u	c	t	+2/3	r,g,b
	d	s	b	–1/3	

Tabelle 1.1: Die bekannten Fermionen und einige ihrer Eigenschaften

Diese 24 verschiedenen Teilchen wechselwirken mittels vier bekannter Kräfte miteinander (siehe Tabelle 1.2). Da sie mit unbegrenzter Reichweite zwischen allen Teilchen wirkt, ist die Gravitation bereits am längsten bekannt. Da ihre fundamentale Kopplung jedoch extrem schwach ist, sind Messungen und Beschreibungen ihres mikroskopischen Verhaltens schwierig. So wird das Graviton als Austauscheteilchen bislang nur vermutet. Des Weiteren kennt man drei strukturell recht ähnliche Wechselwirkungen: die starke, die schwache und die elektromagnetische.

Virtuelle Teilchen können nur im Rahmen der Unschärferelation existieren. Haben sie eine Masse, wird mit der Äquivalenz von Masse und Energie, $E = mc^2$, die Zeit, die sie existieren,

und somit ihre Reichweite, beschränkt:

$$\Delta t \cdot \Delta E \leq \hbar/2. \tag{1.1}$$

Da das Photon masselos ist, ist die Reichweite der elektromagnetischen Kraft unendlich. Anders die der schwachen Kraft: Durch die hohen Massen der Austauschteilchen ist diese Form der Wechselwirkung auf extrem kurze Abstände beschränkt und bleibt der Alltagswelt verborgen.

Wechselwirkung	teilnehmende Teilchen	Reichweite (m)	Austauschteilchen	Masse der Austauschteilchen (GeV/c ²)
stark	Quarks, Gluonen	10 ⁻¹⁵	8 Gluonen	0
schwach	Quarks, Leptonen	10 ⁻¹⁸	W [±] , Z ⁰	≈ 10 ²
elektromagn.	elektr. geladene	∞	γ	0
gravitativ	alle	∞	Graviton (vermutet)	0

Tabelle 1.2: Die bekannten Austauschbosonen und einige ihrer Eigenschaften

Den Austauschteilchen der starken Kraft, den Gluonen, schreibt man die Masse Null zu. Dennoch haben sie im Gegensatz zu den Photonen keine unendliche Reichweite, denn sie sind nicht wie diese bloß Vermittler, sondern auch Träger der Ladung der starken Kraft, der Farbe. So können sie auch untereinander wechselwirken. Die Konsequenz ist: Wenn man ein nach außen farbneutrales Quark-Antiquark-Paar zu trennen versuchte, würde man ein stetig wachsendes Gluon-Feld erzeugen. Die theoretisch nötige Energie, um ein freies Quark, oder genauer, eine freie Farbladung, zu isolieren, wäre daher unendlich hoch. Doch soweit kommt es erst gar nicht. Ab einer bestimmten Distanz ist die aufgebrauchte Energie groß genug, um zwischen den beiden ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, woraus sich zwei neue – farbneutrale – Paarungen ergeben. Daraus folgt der Ansatz, für das Potential zwischen einem Quark-Antiquark-Paar einen coulombartigen Anteil und einen linear anwachsenden anzunehmen:

$$V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr. \tag{1.2}$$

Hierbei sind r der Abstand, k die Stringspondung des Gluonfeldes und α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung. Der Verlauf des Potentials mit dem Abstand ist skizziert in Abbildung 1.1.

Die Kopplungskonstante α_s der starken Kraft beschreibt die Wechselwirkung zwischen zwei farbgeladenen Teilchen. Sie ist wesentlich stärker als die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung und wesentlich stärker abhängig vom Quadrat des Viererimpulses

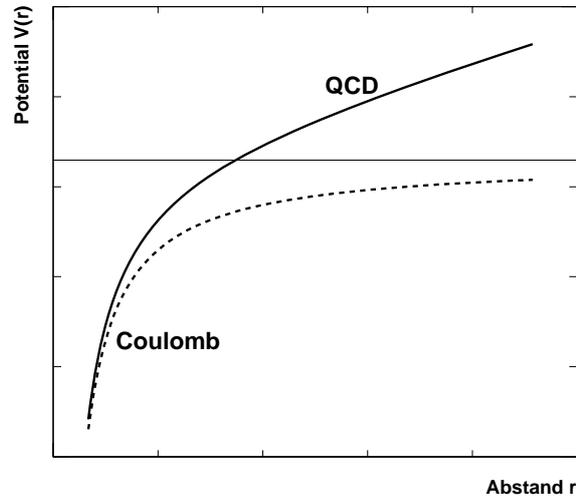


Abbildung 1.1: Vereinfachte Skizze des Potentials der starken Wechselwirkung (QCD). Die gestrichelte Linie gibt zum Vergleich den Verlauf eines reinen Coulombpotentials wieder.

Q^2 als letztere. Dies ist eine weitere Folge des Umstandes, dass Gluonen nicht nur Vermittler der starken Wechselwirkung sind, sondern auch Träger deren Ladung. Da die Abhängigkeit der Kopplung von Q^2 einer Abhängigkeit vom Abstand entspricht, und ihre Stärke zu großem Q^2 , also kleinen Abständen hin abnimmt, können die Quarks im Grenzwert von $Q^2 \rightarrow \infty$ als „frei“ angesehen werden (asymptotische Freiheit). Im Gegenzug folgt aus größeren Abständen wiederum die Abgeschlossenheit der Farbladung.

Das Phänomen, dass Farbladungen nie frei sondern nur in einem nach außen neutralen Verbund vorkommen, nennt man Abgeschlossenheit, *Confinement*. Um ein solches Objekt zu bilden, kennt die Natur zwei Möglichkeiten: Die additive Mischung aller drei Farbladungen Rot, Grün und Blau zu „Weiß“ (analog die aller drei Antifarben) und die Neutralisation jeder einzelnen durch Kombination mit ihrer Antifarbe. Auf diesem Wege klassifiziert man heute Baryonen und Mesonen: Erstere sind aus drei Quarks oder drei Antiquarks, letztere aus einem Quark und einem Antiquark aufgebaut. Daraus ergibt sich ein halbzahliger Spin für Baryonen, welche somit ihrerseits wieder zu den Fermionen gehören und ein ganzzahliger für die den Bosonen zugehörigen Mesonen.

Die leichtesten Baryonen sind das Proton und das Neutron. Analog zum Anregungsspektrum eines Atoms existieren auch im Baryonensystem eine Vielzahl diskreter Energiezustände, wobei Proton und Neutron jeweils einen Grundzustand darstellen. Da die Energie- bzw. Massendifferenzen der einzelnen Zustände – im Gegensatz zu denen des Atoms – in der Größenordnung der Nukleonenmasse liegt, fasst man die einzelnen Zustände als individuelle Teilchen mit charakteristischer Lebensdauer auf.

Die einzelnen Wechselwirkungen können theoretisch mit Hilfe von Quantenfeldtheorien beschrieben werden. Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt alle Phänomene der elektromagnetischen Kraft und beinhaltet die klassische Elektrodynamik als Grenzfall. Die schwache Kraft wird durch eine Vereinigung mit der elektromagnetischen zur elektroschwachen im Rahmen der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie (GSW) beschrieben. Die Feldtheorie der starken Kraft ist die Quantenchromodynamik (QCD). Aufgrund der großen Ähnlichkeit zwischen QED und QCD hofft man, alle drei Kräfte in einer großen Theorie der Vereinheitlichung (GUT, grand unified theory) zusammenfassen zu können. [5, 3]

1.3 Ausblick

So abgerundet das Bild des Standardmodells heute ist, und so gut seine Vorhersagen quantitativ mit den Daten der Experimente übereinstimmen, so gibt es doch eine Vielzahl an offenen Fragen und Lücken. Es lässt sich einerseits das Modell selbst hinterfragen oder gar nach einer weiteren Substruktur suchen – warum gibt es beispielsweise genau drei Teilchen-Familien und genau vier fundamentale Kräfte? Warum ist die Gravitation so wesentlich schwächer als die anderen Kräfte? Gibt es mehr als die bekannten Dimensionen in Raum und Zeit? Andererseits lässt sich eine Komplettierung anstreben. Lässt sich das Higgs-Boson finden, welches den Teilchen ihre Masse verleihen könnte? Wenn man die Hadronen als einen thermodynamischen Zustand ihrer Konstituenten auffasst – existieren weitere Phasen? Lassen sie sich künstlich erzeugen und studieren?

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Quark-Gluon Plasma

Lässt man Atomkerne mit moderater Energie kollidieren, emittieren sie Photonen und Hadronen mit einer bestimmten Energieverteilung. Dieses Verhalten ähnelt dem von kochendem Wasser, welches eine charakteristische Wärmestrahlung aussendet und teilweise in die Gasphase übergeht. Führt man dem Wasser nun noch erheblich mehr Energie zu, so bewirken die häufigeren Stoßprozesse einen Übergang in einen weiteren Aggregatzustand, das Plasma. In diesem sind durch Ionisation der Atome Ionen und Elektronen als freie Ladungsträger (der elektromagnetischen Kraft) vorhanden. Trägt man Parameter wie Teilchendichte und Temperatur in einem Diagramm auf, so nehmen die verschiedenen Phasen unterschiedliche Bereiche ein.

Ein analoges Verhalten vermutet man auch im Falle der hadronischen, stark wechselwirkenden Materie. Die erwartete Phase bezeichnet man als Quark-Gluon Plasma (QGP). Die Abbildung 2.1 zeigt ein Phasendiagramm der QCD mit der Baryonendichte ρ und der Temperatur T an den Achsen. Die Lage der nuklearen Materie im Diagramm wird mit ρ_{NM} angedeutet, die kritische Temperatur mit T_c . Die kleinen Kästen links und unten in Abbildung 2.1 stellen die Bildung eines QGP durch Erhöhen der Temperatur beziehungsweise der Baryonendichte bildlich dar. Verfolgt man den ersten Weg, so steht ab einer Temperatur von T_c genügend Energie zur Verfügung, um durch Produktion von Mesonen die Hadronendichte und die Häufigkeit der Stöße zwischen ihnen so weit zu erhöhen, dass die Zuordnung eines Quarks oder Gluons zu einem bestimmten Hadron nicht mehr möglich ist. Dieser Prozess wird als *Deconfinement* bezeichnet, die Aufhebung des Quark-Einschlusses.

Die andere Möglichkeit, ein Quark-Gluon Plasma zu erzeugen, liegt in der Vergrößerung der Baryonendichte. Bei einer Temperatur nahe Null wird das System adiabatisch komprimiert, in Abbildung 2.1 durch einen eingeschobenen Stempel dargestellt. Ab einer bestimmten Dichte

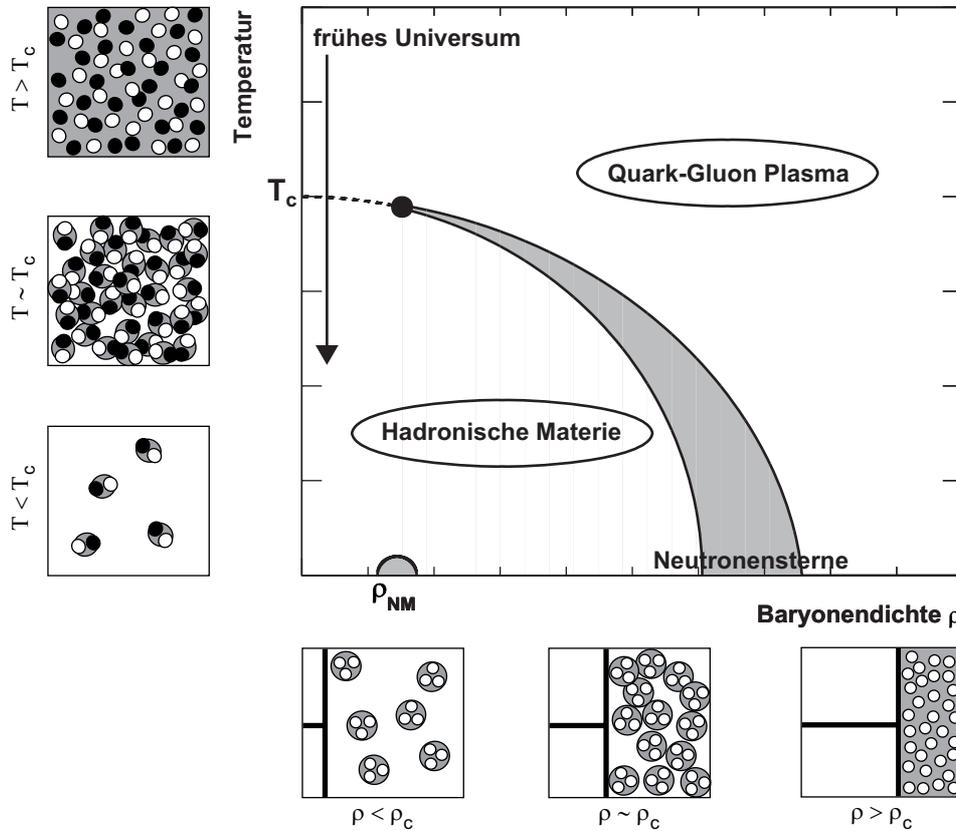


Abbildung 2.1: Schematisches QCD-Phasendiagramm (großes Bild), Bildung eines QGP bei hoher Temperatur (kleine Kästen links) beziehungsweise bei hoher Baryondichte (kleine Kästen unten). ρ_{NM} ist die Baryondichte nuklearer Materie, ρ_c die kritische Baryondichte, T_c die kritische Temperatur. Vergleiche [6, 3]

beginnen die Baryonen einander zu überlappen und können nicht mehr als individuelle Teilchen betrachtet werden. Anders als im ersten Fall ist hier die Anzahl der Quarks wesentlich höher als die Anzahl der Antiquarks $n_q \gg n_{\bar{q}}$.

Aufgrund der großen Werte der Kopplungskonstante α_s bei großen Abständen ist eine Berechnung des Phasenüberganges mittels Störungsrechnung nicht möglich, da Terme höherer Ordnung ebenso große Beiträge liefern wie die niedriger. Einen Ausweg liefern Rechnungen, bei denen die Raumzeit nicht als ein Kontinuum sondern in Form eines Gitters behandelt wird. Auf den Gitterpunkten sitzen die Quarks, die Verbindungen werden von dem Gluonfeld belegt. Diese Methode wurde bereits 1974 vorgeschlagen [7], da sie jedoch enorme Rechenkapazitäten benötigt, hat sie besonders in jüngeren Jahren Anklang gefunden. Für verschwindende Baryondichten liefern solche Gitterrechnungen einen Wert für die kritische Temperatur von etwa $150 < T_c/\text{MeV} < 200$. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen verschiedener phänomenologischer Modelle. Für die kritische Baryondichte sind die Modellrechnungen ungenauer und liefern ein etwa drei- bis fünffaches der Dichte normaler nuklearer

Materie.

Anders als bei hohen wird bei niedrigen Baryonendichten kein Phasenübergang erster Ordnung erwartet, also keine unstetige, wohl aber eine rapide Änderung der freien Energie mit der Temperatur, ein sogenannter *Crossover*. Der Ort zwischen diesen beiden Arten der Phasengrenze wäre dann wie in Phasenübergängen der klassischen Physik ein sogenannter kritischer Punkt.

Großes Interesse am Nachweis und der Studie des QGP folgt nicht nur aus der Elementarteilchenphysik an sich. Neben der künstlichen Erzeugung in der Kollision beschleunigter Teilchen kennt man zwei Orte, an denen ein Quark-Gluon Plasma existieren beziehungsweise existiert haben könnte: Im Kern kompakter Sterne und im frühen Universum. Die Temperatur des Kerns einer Sorte kompakter Sterne, der Neutronensterne, wird zwar mit einigen Milliarden Kelvin recht hoch eingeschätzt, beispielsweise im Vergleich zur Temperatur im Zentrum der Sonne von etwa $1.5 \cdot 10^7$ K. Dennoch ist diese Temperatur immer noch um drei Größenordnungen niedriger als die kritische und kann vernachlässigt werden. Neutronensterne entstehen bei Supernovae von Sternen mit anderthalb- bis dreifacher Sonnenmasse und sind mit wenigen Dutzend km Durchmesser kleine Objekte von gewaltiger Dichte. Diese ragt mit dem drei- bis zehnfachen normaler nuklearer Materie ρ_{NM} mit guter Wahrscheinlichkeit in die Phasengrenze hinein, woraus sich die Möglichkeit ergibt, dass sich in derartigen Sternen eine Phase aufgelöster Quarks und Gluonen findet.

Das Standardmodell der Kosmologie beschreibt die Entstehung des Universums anhand eines Urknalls, wonach es als eine Singularität zur Zeit Null eine Expansion erfuhr, die bis heute andauert. Wesentliche Stützen dieser Theorie sind die beobachtete Rotverschiebung ferner Galaxien sowie die kosmische Hintergrundstrahlung im Mikrowellenlängenbereich. Die Dopplerverschiebung bekannter Spektrallinien im Licht ferner Galaxien liefert die Relativgeschwindigkeit zur Erde. Die Tatsache, dass sich alle Galaxien von der Erde zu entfernen scheinen, führt zur Annahme einer Expansion des gesamten Universums. Die hohe Isotropie der Hintergrundstrahlung wird als das durch Ausdehnung und Abkühlung des Universums langwellige Nachleuchten des anfänglich heißen Plasmas interpretiert. So scheint das frühe Universum um $1 \mu\text{s}$ nach dem Urknall den Weg des in Abbildung 2.1 eingezeichneten Pfeils genommen zu haben. [6, 3]

2.1.1 Ablauf und Geometrie einer relativistischen Schwerionenkollision

Relativistische beziehungsweise ultrarelativistische, Schwerionenkollisionen sind angedacht, beide Möglichkeiten zu bieten, um die Phasengrenze zum Quark-Gluon Plasma zu überschreiten – sowohl hohe Temperatur als auch hohe Baryonendichte. Durch ihre Kollision bremsen sich die

Ionen ab, was als *Nuclear-Stopping* bezeichnet wird. Bei niedrigen Kollisionsenergien¹ $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ von einigen GeV wird eine moderate Temperatur und eine hohe Baryondichte erzeugt. Zu höheren Energien hin durchdringen sich die Kerne und hinterlassen zwischen einander einen Bereich hoher Temperatur, jedoch niedriger Netto-Baryondichte. Die entsprechenden Rapiditätsverteilungen der Baryonzahl vor und nach der Reaktion sind in Abbildung 2.2 skizziert. Die einlaufenden Kerne werden durch die schmalen Verteilungen in den oberen Bildhälften symbolisiert. Die Darstellung erfolgt im Schwerpunktsystem. Bei gleichen Projektilkernen ergibt sich die Spiegelsymmetrie um Rapidität Null, *Midrapidity*. Bei niedrigen Kollisionsenergien, Abb. 2.2(a), werden die beteiligten Nukleonen stark stark zu $y = 0$ abgebremst, während sie sich bei hohen Kollisionsenergien, Abb. 2.2(b), auch nach der Kollision entlang ihrer Strahlrichtung bewegen. Durch das Abbremsen verlieren die einlaufenden Teilchen kinetische Energie, was eine hohe Energiedichte am Kollisionspunkt zur Folge hat.

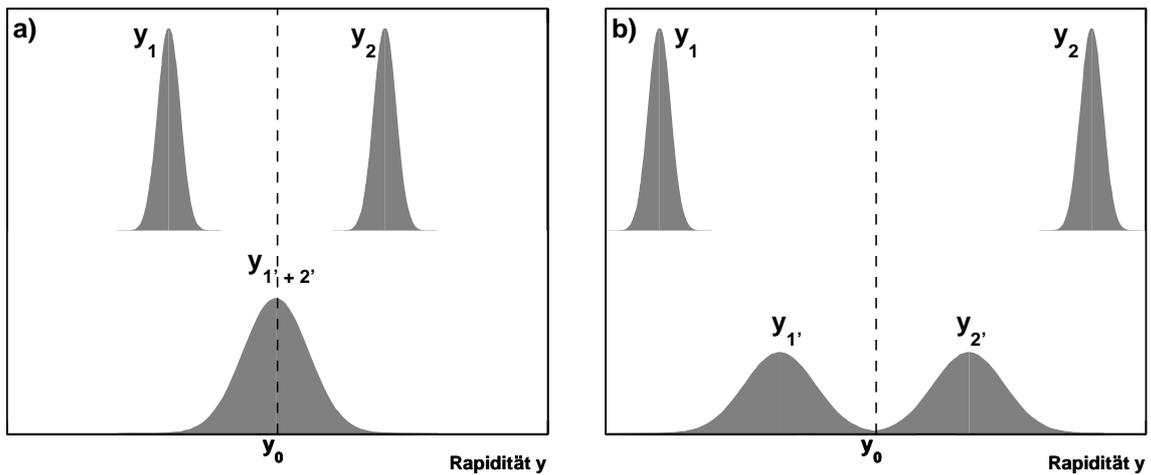


Abbildung 2.2: Darstellung des nuclear stopping anhand der Rapiditätsverteilungen der Baryonen vor und nach der Reaktion der Kerne 1 und 2. Für den Fall niedriger und hoher Energien, (a) bzw. (b), jeweils im Schwerpunktsystem.

Das erste Stadium im zeitlichen Ablauf der Kollision der Lorentz-kontrahierten Kerne dauert vom ersten Moment des Aufpralls $t = 0$ bis zur Einstellung eines definierten Quantenzustandes zur Zeit $t = \tau_0$ an. In diesem Stadium reagieren die Konstituenten der Stoßpartner miteinander und produzieren neue Teilchen. Für die Formationszeit nimmt man einen Wert von etwa $0.25 < \tau_0 \cdot c/\text{fm} < 1$ an, welcher, je nach Energie, von der Größenordnung der Durchflugszeit der Kerne ist. Durch Expansion kühlt sich der dabei entstandene sogenannte Feuerball innerhalb von fünf bis zehn fm/c ab. Falls es zur Bildung eines Quark-Gluon Plasmas kam, überquert der Feuerball die Grenze zurück zur hadronischen Phase bei der kritischen Temperatur T_c und bei einer niedrigeren Baryondichte als auf dem Hinweg. Der Moment, ab dem keine inelastischen Wechselwirkungen mehr stattfinden und sich somit die Teilchensorten

¹Definitionen kinematischer Variablen siehe Anhang A

und -verhältnisse nicht mehr ändern, wird als chemisches Ausfrieren bezeichnet. Letztendlich bezeichnet nach weiterer Expansion und Abkühlung das Ende der elastischen Wechselwirkungen den Prozess des thermischen Ausfrierens, nach dem sich die Phasenraumverteilungen der Produkte nicht mehr ändern.

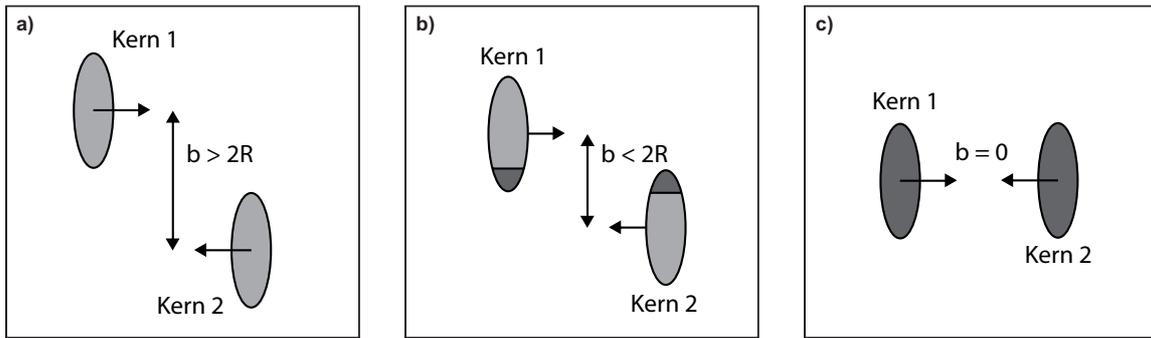


Abbildung 2.3: Man unterscheidet drei mögliche Kollisionstypen: Ultraperiphere (a) und periphere (b), welche mit kleiner werdendem Stoßparameter b in zentrale (c) übergehen. Die abgeflachte Form der Kerne symbolisiert deren Lorentzkontraktion aufgrund der hohen Geschwindigkeiten, R ist der Kernradius.

Das für den Phasenübergang zu einem QGP wichtigste Maß ist die am Kollisionort entstandene Energiedichte. Diese ist in erster Linie von der Strahlenergie des Beschleunigers abhängig, jedoch selbstverständlich auch von der Zentralität des Aufpralls und der Dicke der Kerne. Kollisionen mit einem Stoßparameter b größer als die Summe der Radien der Kerne wechselwirken nur elektromagnetisch, dargestellt in Abbildung 2.3(a). Reaktionen mit $b \simeq 0$ werden als zentrale Kollisionen bezeichnet, siehe Abb. 2.3(c). Diejenigen Nukleonen, die direkt auf die des anderen Kerns treffen, bezeichnet man als Partizipanten. Die anderen (Spektatoren) werden bei dem Aufprall abgerissen und fliegen kaum beeinflusst in Strahlrichtung weiter. Die Zentralität eines Stoßes lässt sich durch die Messung der Spektatoren bestimmen. Die Möglichkeit derartiger geometrischer Betrachtungen folgt aus den hohen Impulsen der beschleunigten Ionen, aufgrund derer man die Wellennatur der Teilchen vernachlässigen kann. [6, 3]

Glaubermodell

Mit Hilfe des Glaubermodells lassen sich Systemgrößen und Wirkungsquerschnitte von Kern-Kern- durch Superposition von Nukleon-Nukleon-Stößen abschätzen. Hierbei wird von bekannten Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten und einer Woods-Saxon-Dichteverteilung im Kern ausgegangen. Die Abschätzung beruht auf der Annahme, dass sich die Nukleonen der Kerne entlang geometrischer Trajektorien bewegen (siehe Abschnitt 2.1.1). Relevante Größen sind die Anzahl binärer Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} , die Anzahl „verwundeter“ Nukleonen N_W und die Anzahl der Partizipanten N_{part} . N_W gibt die Zahl primär wechselwirkender

Nukleonen an, N_{part} zusätzlich diejenigen, die mit in der Kollision neu produzierten Teilchen wechselwirken. Somit ist $N_{\text{part}} \geq N_W$. Die beiden letztgenannten sind daher im Fall identischer Kerne maximal $2A$.

2.1.2 Signaturen des QGP

Für den experimentellen Nachweis des Quark-Gluon Plasmas existieren gleich mehrere Schwierigkeiten. Zum einen ist es, wie angesprochen, schwierig, klare theoretische Vorhersagen zu entwickeln. Zum anderen ist die Lebensdauer dieses Zustands derart kurz, dass er sich der direkten Beobachtung entzieht. In Experimenten nutzt man daher stets eine Reihe von Observablen, welche in ihrer Summe klare Antworten liefern sollen. Im Folgenden soll eine Auswahl solcher Messgrößen beschrieben werden.

Kinematik und Teilchenraten Treffen sich die beschleunigten Kerne mit antiparallelen Geschwindigkeitsvektoren, so ist ihr anfänglicher Transversalimpuls $p_t = 0$. Die nach der Reaktion gemessenen Transversalimpulse der Produkte sind also in Prozessen während der Kollision entstanden und tragen somit Informationen über diese. Die Form der p_t -Spektren liefert beispielsweise ein Maß für die Temperatur des Systems zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens. Die Verteilung der transversalen Energie dE_t/dy hingegen trägt Informationen über die Energiedichte des Systems; die Multiplizität² von Hadronen Informationen über die Entropiedichte. Da letztere proportional zur Anzahl der Freiheitsgrade ist, sollte man bei einem Phasenübergang zum QGP wesentlich höhere Werte erhalten.

Eine weitere Observable ist beispielsweise die Produktion schwerer Quarks, welche einigen Modellen zufolge in der QGP-Phase begünstigt sein sollte.

Eine weitere Messgröße ist der kollektive Fluss aufgrund von Druckgradienten im Feuerball. Da sich die Zustandsgleichung bei einem Phasenübergang ändert, sollte eine sprunghafte Abschwächung des Flusses zu finden sein.

Jet-Tomografie Wenn in den ersten Augenblicken der Kollision zwei Partonen hart aneinander streuen, trennen sie sich unter großen Winkeln zur Strahlachse und unter 180° im Azimutwinkel. Aufgrund des Confinements müssen diese Partonen hadronisieren, was die Bildung von Teilchenbündeln (*Jets*) zur Folge hat. Falls es zur Bildung eines Quark-Gluon Plasmas kommt, durchqueren die gestreuten Partonen zuvor das farbtragende Medium und erfahren dabei einen zusätzlichen Energieverlust, was eine Modifikation der Jet-Struktur mit sich bringt. Nimmt man zusätzlich zu zentralen Schwerionenkollisionen Vergleichsmessungen, etwa von sehr peripheren Stößen oder Kollisionen zweier Protonen, lässt sich auf eine Änderung der Struktur

²Die Multiplizität, dN_{ch}/dy , ist definiert als die Anzahl geladener Teilchen pro Einheit der Rapidität um Rapidität Null.

des Mediums und somit einen Phasenübergang schließen.

Eine besonders interessante Observable ist darüber hinaus die Korrelation beider Jets. Hierbei sollte erwähnt werden, dass, im Gegensatz zu Proton-Proton-Kollisionen, die Spurdichte nach der Kollision schwerer Ionen zu hoch ist, um direkt Jets zu messen. Da letztere durch extrem harte Streuprozesse entstehen, tragen Teilchen in den Jets bevorzugt einen besonders hohen Transversalimpuls. Man sucht daher im Ereignis nach dem Teilchen mit dem höchsten p_t oberhalb einer bestimmten Schwelle (*leading particle*). Von allen Teilchen, deren Transversalimpuls oberhalb einer etwas niedrigeren Schwelle liegt, trägt man den Relativ-Azimutwinkel zum *leading particle* auf. In den genannten Vergleichsmessungen bilden sich zwei Maxima aus: Um Relativ-Winkel von 0° (*near side jet*) und 180° (*away side jet*). Wählt man nun zentrale Kollisionen schwerer Ionen, so findet man, dass das zweite Maximum geschwächt und in seiner Form verändert wird [8]. Dies lässt sich auf einen höheren Energieverlust und andere Phänomene im QGP zurückführen. Da man allerdings auch für hadronische Materie eine starke Wechselwirkung mit Jets annimmt, ist die Aussagekraft jener Messungen bislang nicht eindeutig geklärt.

Elektromagnetische Signale Photonen und Leptonen haben gegenüber Hadronen den großen Vorteil, dass sie nicht der starken Kraft unterliegen und so den Durchgang durch den Feuerball wesentlich häufiger unbeschadet überstehen. Daher können sie auch Informationen über die Zustände vor dem Zeitpunkt des Ausfrierens liefern. Direkte (prompte) Photonen werden in den ersten harten Parton-Stößen produziert und liefern unverfälschte Informationen über die ersten Augenblicke der Kollision. Thermische Photonen und Dileptonen charakterisieren die Temperaturentwicklung des Feuerballs und liefern Beiträge in den niedrigen bis mittleren Bereichen der Spektren der Transversalimpulse bzw. invarianten Massen³.

Eine weitere Observable, welche mit den immer höheren Beschleunigerenergien stark an Aussagekraft gewinnt, ist die Produktionsrate schwerer Quark-Antiquark-Zustände. Da sich die vorliegende Arbeit in zweierlei Hinsicht mit diesem Thema beschäftigt, soll ihm im Folgenden ein eigenes Kapitel gewidmet werden.

2.2 Quarkonia

Betrachtet man die Massen von Proton (aufgebaut aus zwei u-Quarks und einem d-Quark) und Neutron (aus einem u-Quark und zwei d-Quarks), so findet man einen geringen Unterschied von $m_n - m_p \approx 1.3 \text{ MeV}/c^2$. Dieser lässt sich direkt auf die Massendifferenz von up- und down-Quark zurückführen. Nähme man keine weiteren Konstituenten an, folgte daraus für die Masse der Quarks $m_{u,d} \approx 300 \text{ MeV}/c^2$. Wie können die Pionen, die leichtesten Mesonen, dann aber eine Masse von nicht einmal $140 \text{ MeV}/c^2$ haben? Dies führt man auf das Farbfeld

³Zur Berechnung der invarianten Masse siehe Abschnitt A.

Eine weitere Familie wird durch die verschiedenen $b\bar{b}$ -Zustände gebildet: die *Bottomonia*; wobei sich hier drei verschiedene S -Anregungszustände des Υ als Messgröße eignen. Eine Darstellung des Bottomonium-Systems zeigt Abbildung 2.5. Im Gegensatz zu Abb. 2.4 sind hier nur Übergänge innerhalb des Systems eingetragen, die Zerfallsrate im dileptonischen Kanal findet sich in Tabelle 2.1. Des Weiteren ist die Schwelle ($B\bar{B}$ Threshold) eingezeichnet, ab der die Ruhemasse einer Resonanz ausreicht, damit sie in den favorisierten $B\bar{B}$ -Kanal zerfallen kann. In der Tat liefern Messungen der Wahrscheinlichkeit für das $\Upsilon(4S)$, in zwei B-Mesonen zu zerfallen, Werte von über 96%.

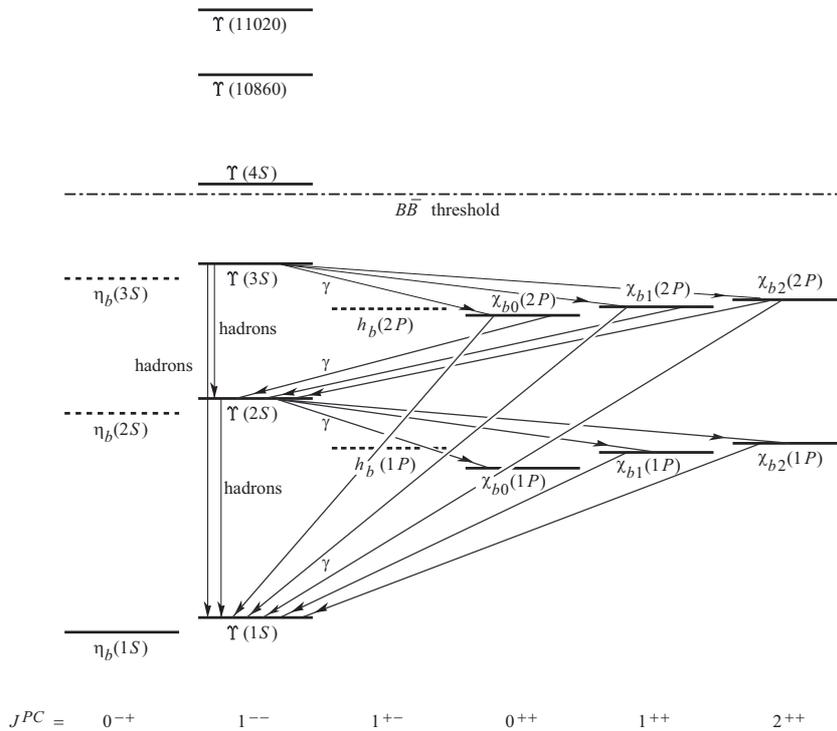


Abbildung 2.5: Der aktuelle Kenntnisstand des Bottomonium-Systems mit seinen Übergängen. Aufgetragen sind waagrecht der Spin J und die Vorzeichenänderung der Wellenfunktion unter Anwendung des Paritätsoperators für Raumspiegelung \mathcal{P} bzw. Ladungskonjugation \mathcal{C} , senkrecht die Masse. Experimentell nachgewiesene Zustände sind mit durchgezogenen Balken gekennzeichnet. Quelle: [5]

Das schwerste Quark, das *top*, hat wegen seiner hohen Masse von mehr als dem 180-fachen der Nukleonenmasse nur eine kurze Lebensdauer. Daher sind keine scharfen $t\bar{t}$ -, *Toponium*-Zustände zu erwarten.

Es gilt als sicher, dass die Messung der Rate von Quarkonia bei unterschiedlichen Systemgrößen Indizien für einen möglichen Phasenübergang liefert. Verschiedene theoretische Modelle sagen jedoch sehr unterschiedliche, teils gegenläufige Effekte voraus. Der ursprüngliche Ansatz [9] geht von einer reinen Unterdrückung der Rate aus, sofern in einer Kollision ein

farbgeladenes Medium erzeugt wird. Neuere kinetische und statistische Modelle ziehen eine Erhöhung der Rate in Betracht [10, 11]. Diese Überlegungen sollen im Folgenden kurz umschrieben werden.

2.2.1 Unterdrückung durch Abschirmung

Insbesondere, da sich schwere Quarks wie charm und beauty aufgrund ihrer Masse nur mit relativ geringen Geschwindigkeiten in der Größenordnung von $0.1 \cdot c$ bewegen, haben relativistische Effekte nur einen schwachen Einfluss auf deren Bindungszustände. Daher ist es möglich, einen einfachen Ansatz für ein nichtrelativistisches Potential eines $Q\bar{Q}$ -Paares mit Abstand r zueinander von der Form von Gleichung (1.2) anzunehmen [12]:

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}. \quad (2.1)$$

Ausgehend von der allgemeinen zeitunabhängigen Schrödingergleichung folgt für diesen Fall mit der Masse $m = 2m_Q$ des Teilchens aus zwei schweren Quarks Q , der Energie des System $E = (M - 2m_Q)c^2$ als Anteil der Farbfeldenergie zur Gesamtmasse M des Zustandes und der Konvention $\hbar = c = 1$ (vergleiche [13]):

$$\left\{ 2m_Q - \frac{\nabla^2}{m_Q} + V(r) \right\} \Psi_i(r) = M_i \Psi_i(r), \quad (2.2)$$

wodurch die Masse M_i und die Wellenfunktion $\Psi_i(r)$ des gebundenen Zustandes i definiert werden. Durch Integration über alle möglichen Radien des Systems, gewichtet mit den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten und Normierung der Wahrscheinlichkeiten auf eins, erhält man den mittleren Radius bzw. Abstand zwischen dem $Q\bar{Q}$ -Paar.

$$\langle r_i \rangle = \int dr \Psi_i(r) r / \int dr \Psi_i(r) \quad (2.3)$$

Die in Tabelle 2.1 angegebenen Radien einiger gebundener Zustände sind [13] entnommen und wurden mit $m_c = 1.25$ GeV, $m_b = 4.65$ GeV, $\sqrt{\sigma} = 0.445$ GeV und $\alpha = \pi/12$ berechnet. [13, 9, 2]

Debye-Abschirmung

Betrachtet man eine Elektrolytlösung in der klassischen Elektrostatik, so findet man in dieser global eine chaotische Durchmischung, jedoch aufgrund der anziehenden bzw. abstoßenden Kräfte zwischen den An- und Kationen eine gewisse Nahordnung. Wie in Abbildung 2.6 anhand der großen Kreise angedeutet, ordnen sich jeweils um ein Ion Ionen des jeweils anderen

	Spin und Parität J^P	Masse M (GeV)	totale Zerfallsbreite Γ_{tot} (keV)	dileptonische Zerfallsrate $B(l^+l^-)$	Radius r_0 (fm)
c \bar{c} -Zustände: Charmonia					
$J\psi(1S)$	1^-	3.10	~ 91	$B(l^+l^-) \sim 6\%$	0.5
$\psi(2S)$	1^-	3.69	~ 280	$B(l^+l^-) \sim 0.7\%$	0.9
b \bar{b} -Zustände: Bottomonia					
$\Upsilon(1S)$	1^-	9.46	~ 53	$B(l^+l^-) \sim 2.4\%$	0.28
$\Upsilon(2S)$	1^-	10.02	~ 43	$B(l^+l^-) \sim 1.3\%$	0.56
$\Upsilon(3S)$	1^-	10.36	~ 26	$B(l^+l^-) \sim 1.8\%$	0.78

Tabelle 2.1: Eigenschaften einiger Quarkonia. Die Zerfallsraten für e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ sind annähernd gleich und werden hier unter l^+l^- zusammengefasst. Quellen: [6], [5], die angegebenen Radien sind [13] entnommen.

Vorzeichens. Jedes derartige Zentralion ist gleichzeitig Bestandteil einer Ionenwolke eines benachbarten Ions. Aufgrund dieser sich ausbildenden Ordnung in der Lösung wird das Potential jedes elektrischen Feldes abgeschirmt. Als Debye-Länge λ_D bezeichnet man die Entfernung, bei der das Potential auf das $1/e$ -fache abgefallen ist [14, 15].

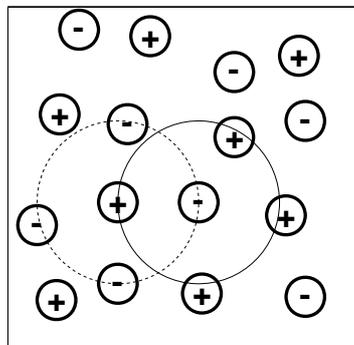


Abbildung 2.6: Darstellung der Nahordnung in Elektrolytlösungen. Vergleiche: [15].

Auch in elektrodynamischen Plasmen findet man eine derartige Abschirmung mit charakteristischer Debye-Länge:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{\rho_e e^2}} \tag{2.4}$$

Hier sind ϵ_0 und k_B die elektrische Feld- bzw. die Boltzmannkonstante, T_e und ρ_e die Temperatur bzw. Dichte der Elektronen und e die Elementarladung. Das Potential zwischen zwei Probeladungen Q und $-Q$ wird zusätzlich zur $1/r$ -Abhängigkeit exponentiell mit dem Radius

r geschwächt und erhält die Form eines Yukawa-Potentials:

$$V(r) = -\frac{Q^2}{4\pi r} e^{-r/\lambda_D}. \quad (2.5)$$

Das Quarkonia-Thermometer

Ein mit der Debye-Abschirmung in der Elektrodynamik vergleichbares Verhalten vermutet man auch im Falle der starken Wechselwirkung, sofern es eben gerade zu quasifreien Farbladungen in einem Quark-Gluon Plasma kommt. Hier nimmt man dann ein effektives Potential von folgender Gestalt an:

$$V_{Q\bar{Q}}^{\text{eff}}(r, T) \sim -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} e^{-r/\lambda_D(T)}. \quad (2.6)$$

Der additive Term kr aus Gleichung (1.2) verschwindet bei einer Aufhebung des Einschlusses per Definition. Wenn zusätzlich die Temperatur hoch genug ist, dass die entsprechende Debye-Länge klein gegenüber dem Radius des gebundenen $Q\bar{Q}$ -Paares r_0 wird, sollten die Paarteile ausreichend voneinander abgeschirmt werden, dass der entsprechende Zustand „geschmolzen“ und so im Experiment seltener gefunden wird. Da die Radien der Quarkonia sich je nach ihrer Bindungsenergie stark von einander unterscheiden, sollten mit steigender Temperatur zuerst höhere, dann niedrigere Anregungszustände verschwinden.

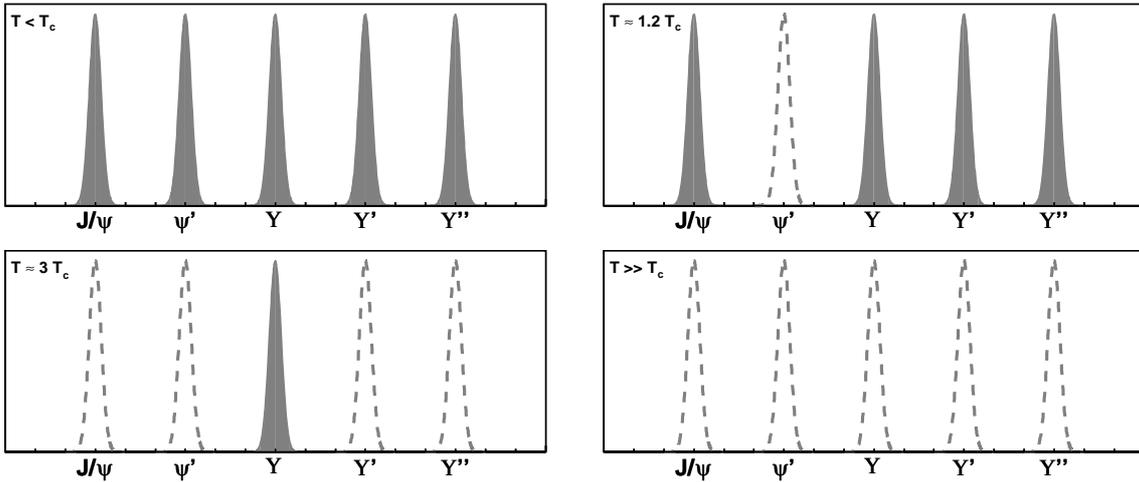


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der nach[9] vorhergesagten Unterdrückung von Quarkonia bei unterschiedlichen Temperaturen relativ zur kritischen Temperatur T_c . Vergleiche: [13].

Die Ergebnisse verschiedener Gitter-QCD Rechnungen streuen zwar recht stark, liegen aber in derselben Größenordnung. Allerdings werden derartige Modellrechnungen laufend verfeinert (siehe hierzu[16, 17, 13]). Entsprechende Schemazeichnungen bei unterschiedlichen Temperatu-

ren zeigt Abbildung 2.7. Demnach könnten Quarkonia-Spektren beispielsweise von Kollisionen unterschiedlicher Zentralität als eine Art Thermometer fungieren und direkt die Bildung eines QGP überwachen.

2.2.2 Produktion durch Rekombination

Die ursprüngliche Idee der Unterdrückung der Produktion von Quarkonia entstand zu einer Zeit, in der bei den verfügbaren Strahlenergien selten mehr als ein $c\bar{c}$ -Paar entstand. In diesem Fall werden die beiden voneinander gelösten Quarks im Moment des chemischen Ausfrierens mit großer Wahrscheinlichkeit an ein leichtes (Anti-)Quark gebunden sein.

Im Fall höherer Energien, wie sie am RHIC⁴ und in Zukunft am LHC (siehe Abschnitt 3.1) verfügbar sind bzw. sein werden, erwartet man für zentrale Gold-Gold- bzw. Blei-Blei-Kollisionen jedoch wesentlich höhere Raten. Messungen der RHIC-Experimente STAR und PHENIX liefern Werte für die Anzahl $N_{c\bar{c}}$ der anfänglich erzeugten $c\bar{c}$ -Paare von 20 bis 40 [11]. Verschiedene statistische bzw. kinetische Modelle ziehen die Wahrscheinlichkeit der Kombination eines c - mit einem \bar{c} -Quark in Betracht.

In [11] wird beispielsweise davon ausgegangen, dass die anfänglich erzeugten $c\bar{c}$ -Paare entsprechend ihrer Phasenraumverteilungen während der gesamten Lebensdauer des Quark-Gluon Plasmas statistisch kombinieren können. Nach einem anderen Modell [10] erfolgt die Bildung von Quarkonia statistischen Gesetzen zufolge im Moment des chemischen Ausfrierens. Weitere Modelle beschreiben darüber hinaus auch die Produktion der $c\bar{c}$ -Paare mit statistischen Gesetzen. Die teilweise konkurrierenden, teilweise einander ergänzenden Modelle lassen sich einerseits anhand der Rate der produzierten Quarkonia, andererseits jedoch auch durch ihre unterschiedlichen Vorhersagen der Phasenraumverteilungen der produzierten $Q\bar{Q}$ -Zustände unterscheiden [18].

2.2.3 Experimentelle Erfahrungen

Die experimentellen Ergebnisse – welche sich aufgrund niedriger Strahlenergien bislang auf die J/ψ -Familie beschränken – sind alles andere als eindeutig. Als erste fand die NA38-Kollaboration eine Unterdrückung der J/ψ -Rate in Kollisionen von Sauerstoff bzw. Schwefel und Uran [19, 20]. Vergleiche mit Proton-Kern-Stößen offenbarten jedoch, dass die gemessene Unterdrückung schwach genug ist, um allein aus Wechselwirkungen mit dichter hadronischer Materie zu resultieren.

Um derartige Effekte zu studieren, untersuchte das Nachfolgeexperiment NA50 das Verhältnis der Raten von Dileptonen aus J/ψ -Zerfällen und Drell-Yan-Prozessen⁵ anhand von Blei-Blei-

⁴Relativistic Heavy Ion Collider

⁵Drell-Yan-Prozesse sind das harte Aufeinandertreffen und Annihilieren von einem Parton aus dem ersten und dem entsprechenden Antiparton aus dem zweiten Kern über ein virtuelles Photon in ein Leptonenpaar

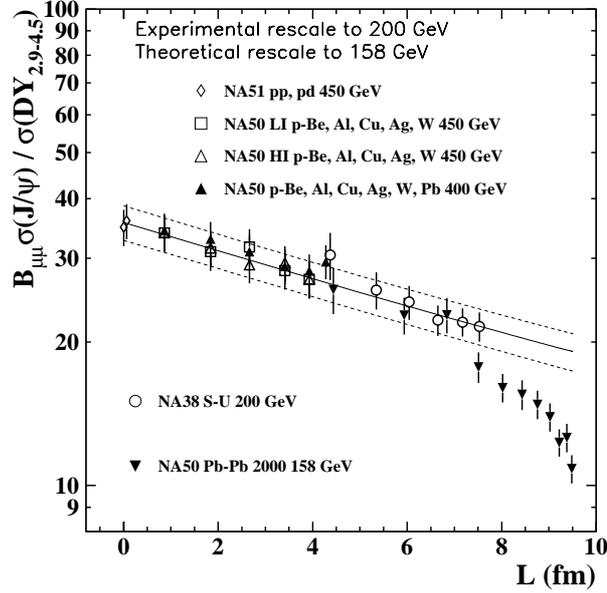


Abbildung 2.8: Ergebnisse der Experimente NA38 und NA50: Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von J/ψ zu Drell-Yan gegen L im Vergleich zu „normaler“ Absorption in kalter Kernmaterie $\sim e^{-\sigma_{\text{abs}}\rho L}$ mit $\sigma_{\text{abs}} = 4.18 \pm 0.35$ mb (eingezeichnete Linien). Der plötzliche Abfall oberhalb von $L \approx 7$ fm wird mit „anomaler“ Unterdrückung in Folge eines Phasenüberganges gedeutet. Die Daten bei höheren Energien wurden auf $158A$ GeV skaliert. Quelle: [22].

Kollisionen. Gegen die Systemgröße oder die vom J/ψ zurückzulegende Weglänge L , beides abhängig von der Größe der Kerne und der Zentralität deren Aufpralls, aufgetragen, erwartet man allein durch „normale“ Absorption einen exponentiellen Abfall des Verhältnisses der jeweiligen Raten $R_{J/\psi}/R_{\text{DY}}$ bzw. Wirkungsquerschnitte $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{\text{DY}}$.

Die von NA38 gemessenen Daten fügen sich in dieses Bild ein und lassen sich allein durch solche Effekte erklären, siehe Abbildung 2.8. Die Werte aus Blei-Blei-Kollisionen des NA50-Experiments zeigen bei hohen Zentralitäten eine Abweichung von dem exponentiellen Verhalten, was als eine „anomale“ Unterdrückung infolge eines Phasenüberganges gedeutet wird. Die in Abbildung 2.8 eingezeichnete Linie ist ein exponentieller Fit $\sim \exp(-\rho_{\text{NM}}\sigma_{\text{abs}}L)$ mit der Baryondichte normaler Kernmaterie ρ_{NM} und dem Wirkungsquerschnitt für Absorption σ_{abs} . Als Gegenprobe untersuchte das NA60-Experiment mit Indium-Indium-Kollisionen etwas kleinere Systeme. Erste Ergebnisse [23] zeigen eine qualitative Übereinstimmung mit den NA50-Daten, der quantitative Vergleich untereinander sowie mit verschiedenen theoretischen Modellen birgt jedoch Unstimmigkeiten.

hoher invarianter Masse [21]. Da Leptonen nicht stark wechselwirken, sind sie nicht sensitiv auf Modifikationen der hadronischen Materie, somit können Drell-Yan-Dileptonen als Referenz genutzt werden.

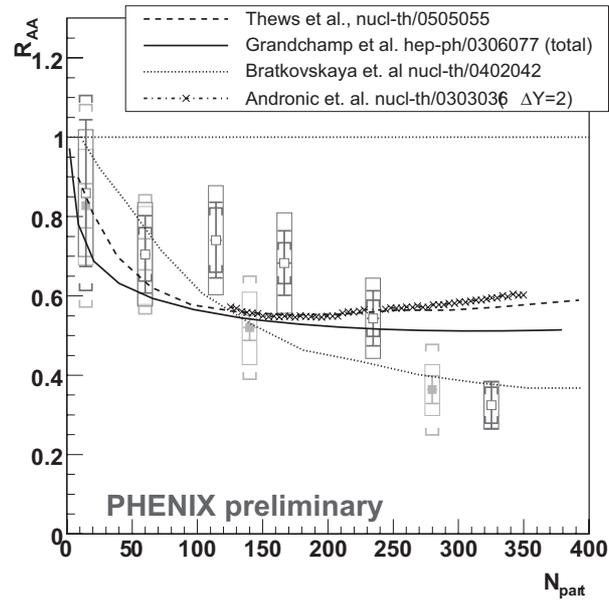


Abbildung 2.9: Resultate von PHENIX: Der nukleare Modifikations-Faktor gegen die Systemgröße in Form von der Anzahl der Partizipanten. Die Quadrate zeigen die Daten für Gold-Gold-Kollisionen (offen: um $y = 0$, voll: um $y = 1.7$). Eingezeichnet sind auch einige theoretische Vorhersagen, darunter die des angesprochenen kinetischen (gestrichelte Linie) und die des statistischen Modells (Kreuze). Quelle: [24].

Erste vorläufige Ergebnisse von PHENIX (Abbildung 2.9) zeigen mit zunehmender Zentralität eine deutliche Unterdrückung der J/ψ -Rate, welche scheinbar nicht ausschließlich mit Wechselwirkungen mit kalter nuklearer Materie erklärt werden kann. Die Ungenauigkeit der Messung ist jedoch zu groß, um zwischen den verschiedenen Modellen zu differenzieren [24]. Bei RHIC/LHC-Energien ist der Beitrag von Drell-Yan-Dileptonen zu vernachlässigen. In Bild 2.9 ist gegen die Systemgröße daher der nukleare Modifikations-Faktor R_{AA} aufgetragen. Dieser normiert die Rate der J/ψ aus Kern-Kern-Stößen auf die Rate aus auf N_{coll} skalierten Proton-Proton-Stößen:

$$R_{AA} = \frac{dN_{AA}^{J/\psi}}{\langle N_{coll} \rangle \cdot dN_{pp}^{J/\psi}}. \quad (2.7)$$

Sowohl Modellen statistischer Hadronisierung als auch kinetischen Modellen ist gemein, dass sie empfindlich von der Zahl der primär erzeugten $c\bar{c}$ -Paare abhängen. Die zukünftige Messung der Rate von Teilchen mit offenem charm und beauty ist daher entscheidend für alle Modelle. [5, 6, 3, 13]

Kapitel 3

Das ALICE-Experiment

Im folgenden Abschnitt dieser Arbeit soll die technische Verwirklichung eines Experimentes beschrieben werden, welches anhand der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Observablen klare Antworten auf die Fragen zur Struktur des Quark-Gluon-Plasmas liefern soll.

Da das Auflösungsvermögen analog zu dem des Mikroskops umgekehrt proportional zur Wellenlänge ist und diese über die De-Broglie-Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{p}$ von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängt, werden mit ansteigender Geschwindigkeit erst das Atom als ganzes, dann der Kern und schließlich die Kernbausteine zum Objekt der Analyse. Doch nicht nur die Verwendung stark beschleunigter Teilchen als Sonden, sondern im Besonderen auch ihre Funktion als Energiequelle für die Erzeugung angeregter Zustände und neuer Teilchen ist von großem Interesse. Nach seiner Fertigstellung wird der *Large Hadron Collider* (LHC) Teilchen auf im Labor bislang unerreichte Energien beschleunigen.

3.1 Die Infrastruktur: LHC

Ort des Geschehens ist eine ländliche Gegend nordwestlich von Genf. Hier entstanden 1951 die Wurzeln des europäischen Kernforschungszentrums, CERN¹, als Reaktion auf den großen wissenschaftlichen Vorsprung der USA nach Beendigung des Manhattan Projects.

Um eine möglichst hohe Geschwindigkeit der Teilchen zu erreichen, bietet es sich an, diese mehrmals durch die beschleunigenden Strukturen zu leiten. So kommt man von einem linearen zu einem kreisförmigen Beschleuniger. Das hat zur Folge, dass man für eine Zentripetalkraft sorgen muss, die sich mit der auftretenden Zentrifugalkraft genau die Waage hält. Zu diesem

¹CERN, European Organization for Nuclear Research, wurde 1951 unter dem Namen **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire gegründet, behielt die Abkürzung jedoch bis heute bei.



Abbildung 3.1: Luftaufnahme des CERN in der Grenzgegend zwischen Frankreich und der Schweiz. Links im Bild der Jura, rechts der Genfer Flughafen, rechts oben der Genfer See. Der eingezeichnete große weiße Kreis stellt den Verlauf des LHC dar. Darin liegt der nächstkleinere Beschleuniger, das SPS. Das PS, anhand der Verbindungslinien leichter zu finden, ist der kleinste der eingezeichneten Beschleuniger und liegt im Kerngebiet des CERN. Quelle: [25]

Zweck werden Magneten eingesetzt, welche man derart anordnet, dass die magnetischen Feldlinien rechtwinklig zum Kreisradius und der tangential zu diesem verlaufenden Flugrichtung der Teilchen sind. Somit wird die Lorentzkraft maximal und in Richtung des Kreismittelpunktes gerichtet. Sie ist dann $F_L = qvB$ und antiparallel und betragsgleich der Fliehkraft $F_F = mv^2/r$. Löst man nach v/r auf, so erhält man die (Lamor-)Frequenz, löst man nach mv auf, den Impuls der Ionen: $p = rqB$. Die maximal erreichbare kinetische Energie ist also begrenzt durch die Stärke der verfügbaren Magneten und den Bahnradius.

Das Funktionsprinzip von Synchrotron-Beschleunigern beruht darauf, die Generatorfrequenz ω der Beschleunigungszellen und das Magnetfeld B der Ablenkmagneten synchron so zu verändern, dass die Teilchen immer eine Beschleunigung erfahren und gleichzeitig auf der vorgegebenen Bahn im Vakuumrohr gehalten werden. Da ω und B aus technischen Gründen nicht beliebig variiert werden können, muss man bereits vorbeschleunigte Teilchen in den Ring einspeisen, in dem sie dann auf ihre dort maximal erreichbare Energie beschleunigt werden. Hierzu bietet es sich an, jeweils die Anlagen der vorangegangenen Generation zu verwenden, aus denen sich dann mit dem jeweils neuen Ring eine Beschleuniger-Kette zusammensetzt.

Wie alle beschleunigten Ladungen in der Elektrodynamik senden auch die im Magnetfeld abgelenkten Teilchen Strahlung aus, so genannte Synchrotronstrahlung, und verlieren somit, je nach ihrer Masse und Geschwindigkeit, einen Teil ihrer Energie. Eine weitere Beschleuni-

gung ist daher nur möglich, solange der Energiegewinn bei einem Umlauf größer ist als der Verlust durch Strahlung. Bei Elektronen setzt dieser Effekt schon verhältnismäßig schnell ein und wird somit zum limitierenden Faktor. Bei Protonen und schweren Ionen kann er jedoch vernachlässigt werden.

Mit dem Hunger der Physiker nach immer höheren Energien sind die Beschleunigeranlagen mit der Zeit immer größer geworden und die eingesetzten Magneten immer stärker. Diese Entwicklung lässt sich eindrucksvoll anhand Abbildung 3.1 nachvollziehen. In das Foto eingezeichnet sind drei Ringbeschleuniger. Der kleinste, das *Proton Synchrotron* (PS), welcher die Teilchen vorbeschleunigt und in den nächstgrößeren, das *Super Proton Synchrotron* (SPS) einspeist, ist etwa auf fünf Uhr der beiden größeren Ringe im Kerngebiet des CERN zu finden. Vom SPS geht es weiter in den LHC, welcher ab 2007 Teilchenpakete sowohl im als auch gegen den Uhrzeigersinn beschleunigen wird. Der Vorteil der gleichzeitigen Beschleunigung beider Stoßpartner ist enorm. Die für die Kollision zur Verfügung stehende Energie ist die Schwerpunktsenergie der kollidierenden Teilchen. Während sie in einem *Fixed-Target*-Experiment proportional zu der Wurzel der Energie des Projektils ist, da ein Teil der Energie für die Bewegung des Schwerpunktes nach der Kollision reserviert bleibt, errechnet sie sich in einem *Collider*-Experiment mit Stoßpartnern gleicher Masse durch die Summe der Energien der beschleunigten Teilchen (siehe hierzu Anhang A).

Ein Atomkern wird im LHC auf einen maximalen Impuls von $p = 7 \cdot \frac{Z}{A} \text{ TeV}/c$ beschleunigt. Der Faktor $\frac{Z}{A}$ resultiert aus dem Umstand, dass die beschleunigenden Kräfte nur auf elektrisch wechselwirkende Bestandteile (Protonen) der Kerne wirken, die elektrisch neutralen (Neutronen) jedoch mit beschleunigt werden müssen. Im Falle zweier kollidierender Protonen (Kernladungszahl $Z = 1$ und der Massenzahl $A = 1$) ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Zwei Bleikerne des Isotops ^{208}Pb treffen mit einer Energie von $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.52 \text{ TeV}$ aufeinander. Dies gilt jedoch pro beteiligtem Nukleonpaar, die gesamte Energie eines zentralen Blei-Blei Stoßes beträgt daher $208 \cdot 5.52 \text{ TeV} \simeq 1.15 \text{ PeV}$. Dieser Wert hat bereits eine makroskopische Größenordnung von etwa 0.2 mJ .

Zu Bündeln, sogenannten *Bunches*, zusammengefasst, werden viele Teilchen im Ring gespeichert. Diese durchkreuzen sich an den verschiedenen Wechselwirkungspunkten. Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision zweier Teilchen ist von der Teilchendichte in den Bunches abhängig und davon, wie oft zwei Bunches aufeinander treffen. Der maßgebliche Wert hierbei ist die Luminosität:

$$\mathcal{L} = \frac{N_a \cdot N_b \cdot j \cdot v}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (3.1)$$

Hierbei sind N_a und N_b die Anzahl von Teilchen in einem Paket, j die Anzahl an Bunches, welche den Ring mit dem Umfang U mit der Geschwindigkeit v umkreisen. Nimmt man an, dass die Strahlteilchen in den Paketen in der xy -Ebene rechtwinklig zur Strahlachse z gaußförmig um

die Strahlmitte verteilt sind, so sind σ_x und σ_y die Standardabweichungen der Verteilungen in den transversalen Richtungen. Die Luminosität hat wie der Fluss die Einheit $(\text{Fläche} \cdot \text{Zeit})^{-1}$. Multipliziert man sie mit dem Wirkungsquerschnitt einer Kollision, welcher die Einheit einer Fläche hat, erhält man die sich pro Zeiteinheit ereignenden Reaktionen.

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (3.2)$$

Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion. In einem einfachen Fall, wie dem Beschuss eines großen Ziel-/Targetteilchens mit einem kleinen Projektil kann die anschauliche Beschreibung des Wirkungsquerschnitts als die zur Flugrichtung des Projektils orthogonale Querschnittsfläche des Targets bereits eine gute Näherung sein. Diese geometrische Betrachtung kann noch verbessert werden, indem man auch die Ausdehnung des Projektils in Betracht zieht.

In den meisten Fällen weicht die Reaktionswahrscheinlichkeit jedoch stark von einem derart bestimmten Wert ab und zeigt eine starke Energieabhängigkeit. Daher ist der Wirkungsquerschnitt eine zu messende Größe; der Wert für Proton-Proton-Kollisionen bei 14 TeV in Tabelle 3.1 ist somit eine grobe Abschätzung anhand von Modellannahmen und durch Extrapolation aus bekannten Daten bei niedrigeren Energien (siehe hierzu auch [26]). Darauf basierend wurde in [27] mit Hilfe des Glaubermodells (siehe Abschnitt 2.1.1) der Wert für Blei-Blei-Kollisionen berechnet.

Typische, am LHC zu erwartende Luminositäten und daraus resultierende Ereignisraten für Proton- und Bleistrahlen finden sich in Tabelle 3.1 wieder. Das ALICE Experiment verfügt über spezielle Detektoren, welche keine zu hohen Ereignisraten verarbeiten können (siehe Abschnitt 3.2). Daher werden die beiden Protonenstrahlen im Kreuzungspunkt jeweils etwa um den Faktor 10 schwächer fokussiert als in anderen LHC Experimenten. [28, 3]

	\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (TeV)	σ (mb)	erwartete Rate (kHz)
pp, nominal	$5 \cdot 10^{32}$	14	70	$3.5 \cdot 10^4$
pp, ALICE	$3 - 5 \cdot 10^{30}$	14	70	200 – 350
PbPb	$0.5 - 1 \cdot 10^{27}$	5.5	7745	4 – 8

Tabelle 3.1: Erwartete Luminositäten, Energien, Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten am LHC. [27, 28]

Fünf Experimente, drei große und zwei kleinere, werden an verschiedenen Punkten am LHC installiert.

TOTEM ist ein vergleichsweise kleines Experiment, welches im Wesentlichen auf die Messung der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen, elastische Streuung und diffraktive Prozesse

spezialisiert ist.

CMS soll insbesondere nach theoretisch vorhergesagten Elementarteilchen suchen, wie nach dem Higgs-Boson, welches der Materie ihre Masse verleihen soll, und nach supersymmetrischen Teilchen im Rahmen einer Theorie, die jedem bosonischen Teilchen ein fermionisches zuordnet und umgekehrt. CMS ist insoweit ein Universalexperiment, als es sich einer Vielzahl an Fragen stellt und auch über ein Schwerionenprogramm verfügt.

Mit dem Experiment **LHCb** soll die CP-Symmetriebrechung, wie man sie im $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ -System kennt, anhand von Zerfällen von B-Mesonen untersucht werden.

ATLAS ist das größte Experiment am LHC und verfolgt ähnliche Ziele wie CMS, beide Experimente sollen sich durch eine unterschiedliche Messung gegenseitig bestätigen. Da nur der LHC über entsprechende Strahlenergien verfügt, müssen sich gleich mehrere seiner Experimente denselben Aufgaben stellen.

Und schließlich das Experiment, mit dem sich diese Arbeit befasst, **ALICE**. Dieses soll im folgenden Abschnitt näher vorgestellt werden.

3.2 Das Experiment: ALICE

ALICE² ist das einzige speziell für Schwerionenkollisionen entwickelte Experiment am LHC. Um die Messung der verschiedenen Signaturen (aus Abschnitt 2.1.2 und 2.2) eines QGP technisch zu ermöglichen, muss das Maximum an Informationen über die einzelnen Kollisionen gesammelt werden. Um das zu erreichen, werden viele verschiedene Detektortypen kombiniert. Eine Auswahl der wichtigsten soll in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

Da bei einem Collider-Experiment der Strahl von zwei Seiten kommt und das Schwerpunktmit dem Laborsystem zusammenfällt, ist der für Detektoren zugängliche Raum in Form eines Hohlzylinders bereits vorgegeben. Bei ALICE ist diese Form bei den zentralen Detektoren deutlich ausgeprägt. Diese sind im großen L3-Solenoid-Magneten untergebracht, siehe Darstellung 3.2. Nördlich der zentralen Detektoren wird darüber hinaus der sogenannte Myonarm installiert. Der Großteil der Detektoren ist symmetrisch um die Zylinder-, die z -Achse (entlang des Azimutwinkels ϕ) angelegt. Die longitudinale Akzeptanz der zentralen Detektoren liegt im Bereich von $45^\circ < \theta < 135^\circ$, wobei θ der Polarwinkel ist. Dies entspricht knapp zwei Einheiten der Pseudorapidität (siehe hierzu Anhang A) $|\eta| < 0.9$. Der Myonarm deckt einen Bereich höherer Pseudorapiditäten von $2.5 < \eta < 4.0$ ab, er befindet sich in einem flacheren Polarwinkelbereich von etwa 170° bis 178° .

Durch den großen Absorber (Bildmitte 3.2) gelangen fast ausschließlich Myonen. Die Motivation zum Bau des Myonarms liegt hauptsächlich in der Messung von Quarkonia über Myonpaare. Abgesehen von diesem Detektorteil und von innen nach außen betrachtet, ist der erste Detektor das **ZDC** (*Zero Degree Calorimeter*, Null-Grad-Kalorimeter), dessen wichtigste Aufgabe

²A Large Ion Collider Experiment

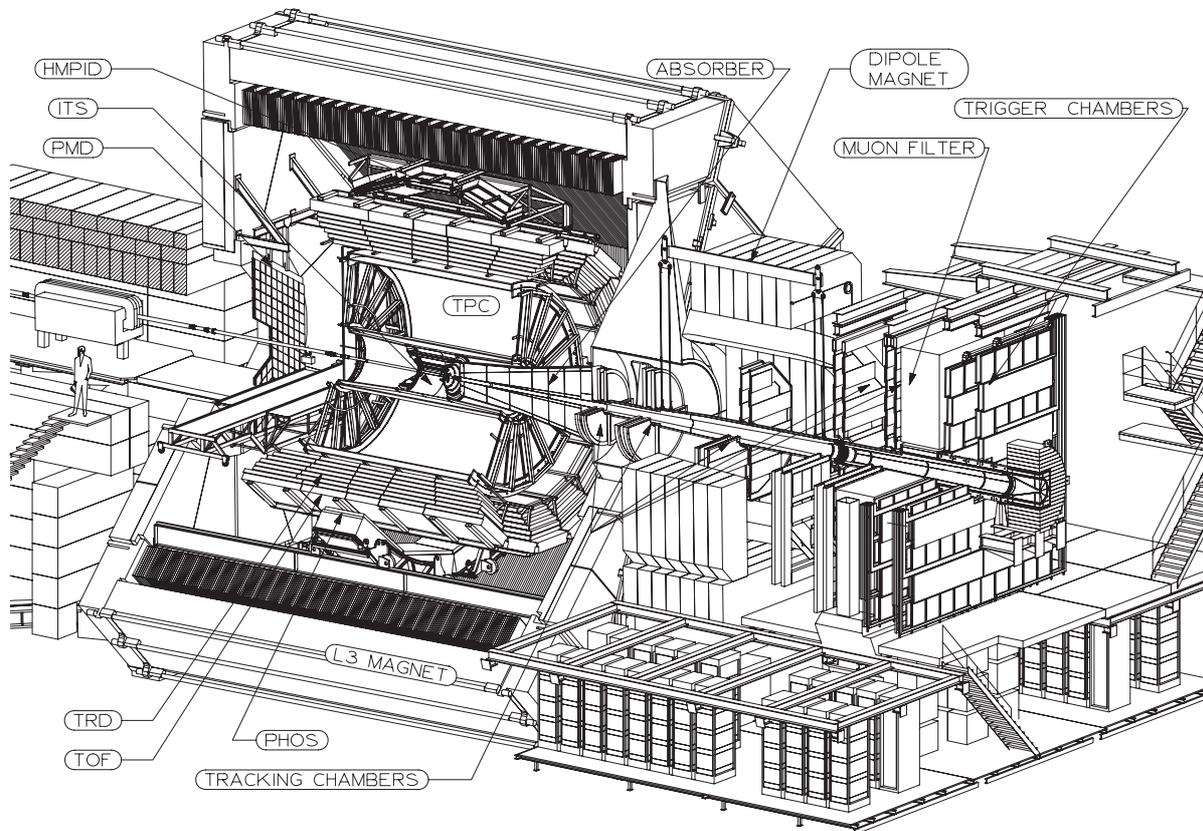


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus des ALICE-Experiments. Die linke Bildhälfte zeigt den L3-Solenoid-Magneten, in dessen Zentrum sich die beiden Strahlen treffen werden, mit den zentralen Detektoren. Die rechte Bildhälfte wird von dem Myonarm dominiert. Quelle: [29]

die Messung der Spektatoren und somit der Zentralität der Kollision ist. Teile des ZDC werden zu beiden Seiten des zentralen Kollisionspunktes angebracht.

Der innerste der zentralen, im L3 Magneten untergebrachten, Detektoren ist das **ITS** (*Inner Tracking System*, inneres spurfindendes System). Dieser Detektor wird primäre und sekundäre Vertices der Kollisionen mit hervorragender Genauigkeit messen. Darüber hinaus wird er die Identifikation und Spurfindung von Teilchen mit niedrigem Transversalimpuls ermöglichen und, durch die Verlängerung der Spurstücke, die Genauigkeit von Impuls- und Winkelmessungen der weiter außen liegenden Spurdetektoren verbessern.

Der wichtigste von diesen ist die **TPC** (*Time Projection Chamber*, Zeit-Projektionskammer). Eine zentrale Aufgabe dieses sehr vielseitigen Detektors ist, anhand der Krümmung der Teilchenspuren im Magnetfeld, den Impuls und, in Verbindung mit der Messung ihrer Energie-deposition pro Weglänge, die Sorte der Teilchen zu bestimmen. In einer einzelnen zentralen

Kollision zweier Bleikerne erwartet man im Akzeptanzbereich mehrere Tausend spurerzeugende (geladene) Teilchen. Allerdings ist die maximale Rate der aufgenommenen Kollisionen durch interne Parameter begrenzt, was sich aufgrund der Luminositäten allerdings nur in Proton-Proton-Kollisionen bemerkbar macht. Die Identifikation von Teilchen mit diesem Detektor ist prinzipiell auf Teilchen mit niedrigen bis moderaten Impulsen beschränkt. Dies betrifft zwar einen Großteil der Spuren, jedoch tragen gerade Teilchen mit hohem Transversalimpuls besonders interessante Informationen, wie in Abschnitt 2.1.2 angesprochen. Insbesondere ist die Separation von Elektronen (und Positronen) von (geladenen) Pionen von großem Interesse. Hierfür werden, weiterhin mit zunehmendem Abstand zum Kollisionspunkt, weitere Detektortypen eingesetzt.

Direkt an die TPC grenzt der **TRD** (*Transition Radiation Detector*, Übergangsstrahlungsdetektor) an. Dieser soll zum einen im Verbund mit ITS und vornehmlich TPC die Spur-Rekonstruktion optimieren, seine Hauptaufgabe liegt jedoch in der Teilchenidentifikation. Da Elektronen von großem Interesse und der Großteil der Reaktionsprodukte Pionen sind, ist es insbesondere wichtig, diese mit hoher Genauigkeit voneinander zu unterscheiden. Diese Aufgabe wird der TRD mit hoher Präzision bewältigen. Da der TRD und seine einzelnen Auslese-kammern von besonderer Bedeutung für die vorliegende Arbeit sind, wird er unter 3.3 detailliert vorgestellt.

Der nächste Detektor ist die **TOF** (*Time Of Flight*, Flugzeitmessung). Die Flugzeitmessung liefert eine weitere wichtige Messgröße, die Teilchengeschwindigkeit. Durch Kombination mit anderen Messungen, wie der des Impulses, lässt sich die Masse und somit die Sorte einiger der Reaktionsprodukte bestimmen. An den Detektor sind höchste Anforderungen gestellt, was die Messgenauigkeit betrifft, da die Flugzeit aufgrund der relativistischen Geschwindigkeiten und der Flugstrecke von nur einigen Metern extrem kurz ist.

Die noch weiter außen liegenden Detektoren befinden sich in etwa dem gleichen Abstand zum primären Kollisionspunkt, überdecken aber nur einen geringeren Raumbereich als die von ihnen eingeschlossenen, bereits genannten Detektoren. Dennoch wird **HMPID** (*High Momentum Particle Identification*, Identifikation von Teilchen hohen Impulses) der größte Detektor seiner Art sein [30]. Wie der Name bereits andeutet, soll dieser Detektor Teilchenidentifikation bei Impulsen liefern, die von den anderen Detektoren nicht oder nur unzureichend abgedeckt werden können.

PHOS (*Photon Spectrometer*) ist ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Messung von direkten Photonen und solchen aus Zerfällen.

Weitere Detektoren, wie zur Ereignis-selektion und Messung von Teilchenmultiplizitäten, finden sich darüber hinaus an unterschiedlichen Stellen des Experiments.

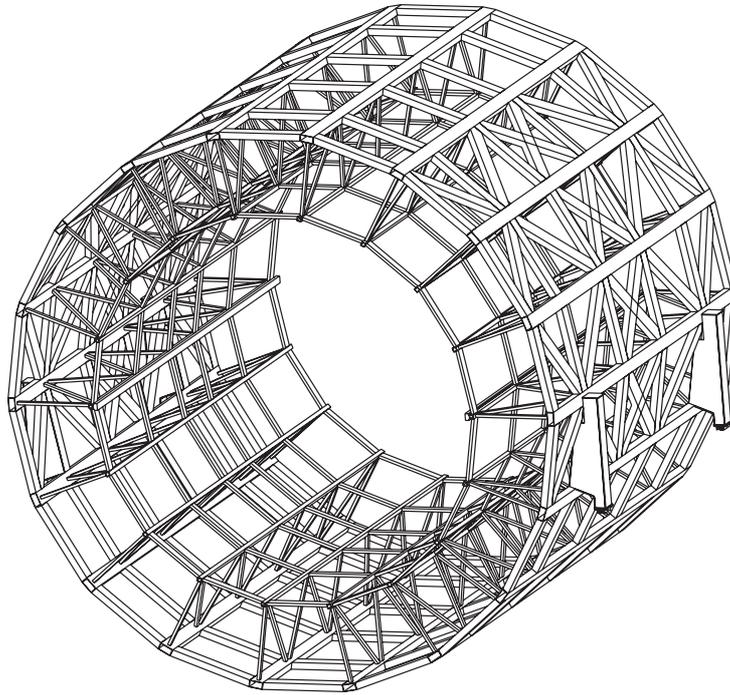


Abbildung 3.3: Darstellung des ALICE Überraumens (Spaceframe). An diesem werden zahlreiche Detektoren, so auch der TRD, montiert. Quelle: [31]

3.3 Der Detektor: TRD

3.3.1 Allgemeiner Aufbau

Untergebracht wird der TRD in einem Überraum, dem *Spaceframe*, dargestellt in Abbildung 3.3, bei einem Radius von etwa 2.9 bis 3.7 m. In achtzehn Segmente des ALICE-Spaceframes wird jeweils separat ein sogenanntes Supermodul eingesetzt. Abbildung 3.4 zeigt die Trägerstruktur eines solchen Supermoduls. Um ein Höchstmaß an Effizienz in der Teilchenidentifikation zu erzielen, wird der ALICE-TRD in sechs Lagen gebaut. Diese sind wiederum in fünf Abschnitte unterteilt, in welche jeweils eine TRD-Auslesekommer eingesetzt wird. Daraus ergibt sich eine Gesamtzahl von 540 voneinander unabhängigen Modulen von der Form eines flachen Quaders.

Die Ansprüche an den TRD sind hoch. Er soll mit einer möglichst hohen räumlichen Akzeptanz ab Impulsen von 1 GeV/c bei einer Effizienz für den Nachweis von Elektronen von 0.9 eine Pion-Unterdrückung der Größenordnung von 100 erreichen. D.h. es sollen 90% der registrierten Elektronen richtig als solche erkannt, gleichzeitig jedoch nicht mehr als eines von Hundert Pionen als Elektron missidentifiziert werden. Selbst bei höchsten Spurdichten soll der TRD eine gute Auflösung liefern und dennoch ein extrem geringes Materialbudget aufbringen, um die Messung nicht durch Absorption und Vielfachstreuung zu verfälschen.

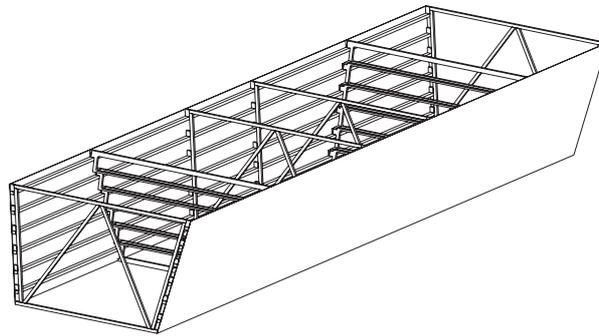


Abbildung 3.4: Darstellung der Trägerstruktur eines Supermoduls. Davon achtzehn bilden den kompletten TRD. Quelle: [31]

Der Aufbau einer einzelnen Auslesekommer gliedert sich daher grob in vier Teile. Mechanische Stabilität wird durch einen rechteckigen Rahmen verliehen. Dieser wird aus einem Verbund von Aluminium und G10, einem Glasfaserwerkstoff, hergestellt. Das sensitive Volumen im Inneren der Kammer wird umschlossen von einem Radiator und dem sogenannten *Backpanel*, an welchem die Ausleseelektronik befestigt ist. Der Radiator muss zwar nur sein Eigengewicht tragen, jedoch über eine hohe Steifigkeit und eine gewisse Zugfestigkeit verfügen. Das Backpanel muss zusätzlich das Gewicht der Elektronik tragen. Daher ist es aus einer Wabenstruktur aus Nomex® Fasermaterial, eingefasst in Carbonmatten, gefertigt und dadurch sehr leicht und dennoch besonders stabil.

3.3.2 Erzeugung von Übergangsstrahlung

Wenn geladene Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Medien unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten durchtreten, entsteht mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit elektromagnetische Strahlung. Diese Übergangsstrahlung, im Englischen *transition radiation* (TR) genannt, wurde bereits 1946 vorausgesagt [32]. Doch obwohl die Erzeugung und Beobachtung im ersten Ansatz kaum experimentelle Schwierigkeiten zu bereiten scheint, dauerte es bis zum ersten experimentellen Nachweis recht lange [33], da die erzeugten Quantitäten äußerst gering sind.

Betrachtet man den Fall eines einfach geladenen Teilchens mit relativistischer Geschwindigkeit, also mit einem $\gamma = E/(mc^2)$ weit größer als eins, welches eine einzelne Grenzfläche orthogonal durchtritt, so findet man [34, 35] mit der Frequenz eines Photons ν und seinem Emissionswinkel θ :

$$\frac{d^2 I_0}{d\theta d\nu} = \frac{2\alpha\hbar\theta^3}{\pi} \left(\frac{1}{1/\gamma^2 + \theta^2 + \omega_1^2/\nu^2} - \frac{1}{1/\gamma^2 + \theta^2 + \omega_2^2/\nu^2} \right)^2. \quad (3.3)$$

Es ist α die Kopplungskonstante der Elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Plasmafrequenz ω_1 und ω_2 sind die Plasmafrequenzen der Medien.

quenzen der zwei angrenzenden Medien $\omega_{1,2}$ berechnen sich aus den Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_{1,2}$ wie folgt:

$$\omega_{1,2} = \sqrt{(1 - \epsilon_{1,2})\nu^2}. \quad (3.4)$$

Die Emission der Photonen erfolgt unter flachen Winkeln $\theta \sim 1/\gamma$ in Vorwärtsrichtung. Dies ist ein wichtiger Aspekt mit großer Bedeutung für die praktische Anwendbarkeit. Integriert man den Ausdruck (3.3) über alle Emissionswinkel und Photonfrequenzen, erhält man mit:

$$I_0 = \iint \left(\frac{d^2 I_0}{d\theta d\nu} \right) d\theta d\nu = \frac{\alpha \hbar (\omega_1 - \omega_2)^2}{3 \omega_1 + \omega_2} \gamma \quad (3.5)$$

eine direkte Abhängigkeit der Intensität von der Geschwindigkeit des Teilchens $I_0 \sim \gamma$. Dies ist die interessanteste Eigenschaft der Übergangsstrahlung, denn mit ihr lassen sich leichte Teilchen wie Elektronen klar von den deutlich schwereren und so bei gleichem Impuls wesentlich langsameren Hadronen unterscheiden. So müsste man beispielsweise ein Pion auf die $m_{\text{Pion}}/m_{\text{Elektron}}$ -fache Energie beschleunigen, um die gleiche Rate an TR-Photonen wie beim Elektron zu erhalten.

Eine weitere Eigenschaft, welche für die Anwendbarkeit im Experiment eine große Bedeutung hat, ist, dass die Energie der emittierten Photonen ab Teilchengeschwindigkeiten mit einem γ von 10^3 im Röntgenbereich liegt [36] und somit hoch genug ist, in Proportionalkammern, Detektortypen die sich durch eine hohe Akzeptanz und Orts- und Energieauflösung auszeichnen, ein Signal zu hinterlassen.

Allerdings ist bei einem einzigen Durchgang durch eine Grenzschicht die durchschnittliche Ausbeute an TR-Energie nur von der Größenordnung $I_0 \approx 10^{-2} \gamma$ eV und damit sehr gering. Daher muss man für eine Vielzahl an Übergängen sorgen, beispielsweise anhand eines Radiators aus einem Stapel von mehreren Hundert Folien. Aufgrund der hohen Z -Abhängigkeit der Absorption von Photonen muss hierbei allerdings auf Elemente mit möglichst niedriger Ordnungszahl zurückgegriffen werden, um die erzeugten Photonen nicht noch innerhalb des Radiators zu verlieren.

Für die Wahl des Radiators für den ALICE-TRD wurde eine Vielzahl an Messungen angestellt (siehe hierzu [31]). Neben der mechanischen Stabilität sind die wichtigsten Anforderungen an den Radiator: Durch ihn muss eine ausreichende Anzahl an Übergangsstrahlungsphotonen erzeugt werden, jedoch darf er die vorgesehene Dicke von 4.8 cm nicht überschreiten. Dabei soll das gesamte Material der sechs Lagen des TRD (auf den Akzeptanzbereich der Detektoren bezogen) nur einen möglichst kleinen Anteil einer Strahlungslänge³ aufbringen, von welchem die sechs Radiatoren mehr als ein Drittel beitragen.

Als beste Lösung hat sich eine Sandwich-Konstruktion erwiesen [31], wie sie in Abbildung

³Als Strahlungslänge X_0 bezeichnet man die Wegstrecke in einem bestimmten Material, nach deren Durchqueren sich die Energie eines hochenergetischen Elektrons um den Faktor e reduziert hat. Die Intensität hochenergetischer Photonen ist nach einer Strahlungslänge um den Faktor $7 \cdot e/9$ verringert.

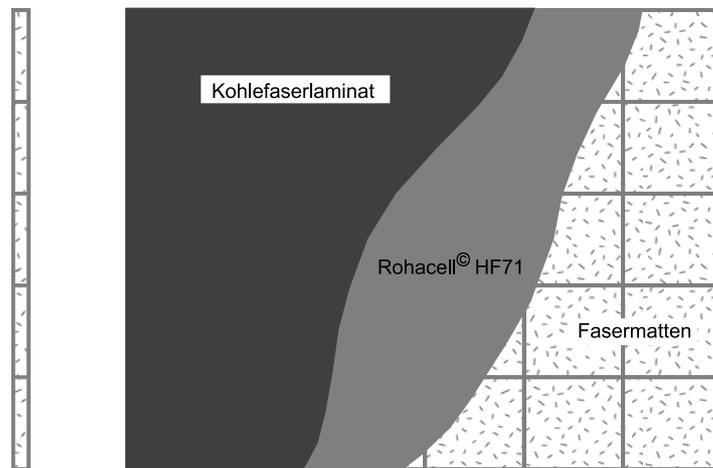


Abbildung 3.5: Der Radiator zur Erzeugung der Übergangsstrahlung wird in Sandwich-Bauweise als eine mit Verstrebungen versehene, mit aluminisierten Carbonmatten verstärkte und Polypropylen-Fasermatten gefüllte Box aus Rohacell®-Schaummaterial gefertigt. Links die seitliche, rechts die frontale Sicht. Quelle: [31]

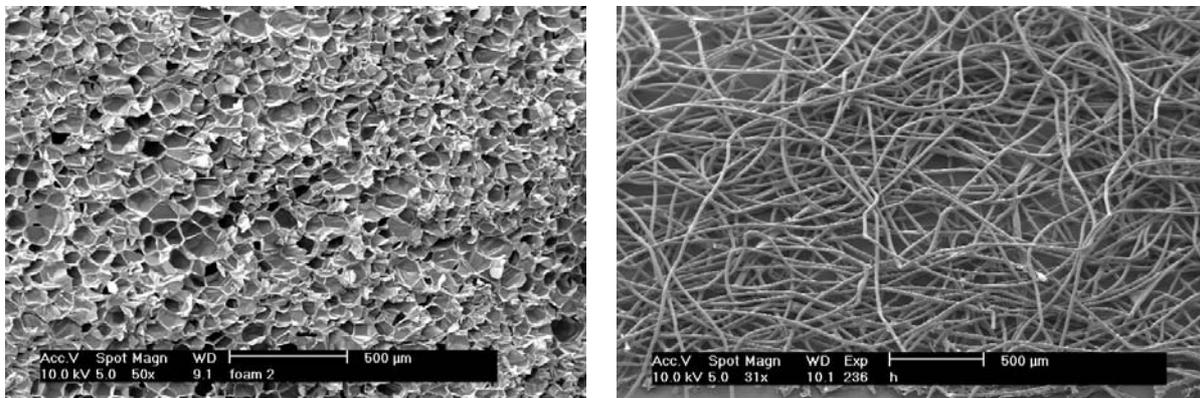


Abbildung 3.6: Aufnahmen eines Elektronenmikroskops vom Rohacell®-Schaum (linkes Bild) und von den verwendeten Polypropylen-Fasern (rechtes Bild). Quelle: [31]

3.5 dargestellt ist. Bei besseren mechanischen Eigenschaften weist sie eine annähernd so gute Ausbeute an TR-Photonen auf wie ein regelmäßiger Folienstapel. Eine mit Verstrebungen versehene und mit aluminisierten Carbonmatten verstärkte Box aus Rohacell®-Schaummaterial beinhaltet Matten aus $17 \mu\text{m}$ feinen Polypropylen-Fasern. Beide verbauten Materialien liefern eine große Anzahl von Grenzflächen für die Erzeugung von Übergangsstrahlung, wie die Aufnahmen eines Elektronenmikroskops (Abb. 3.6) zeigen.

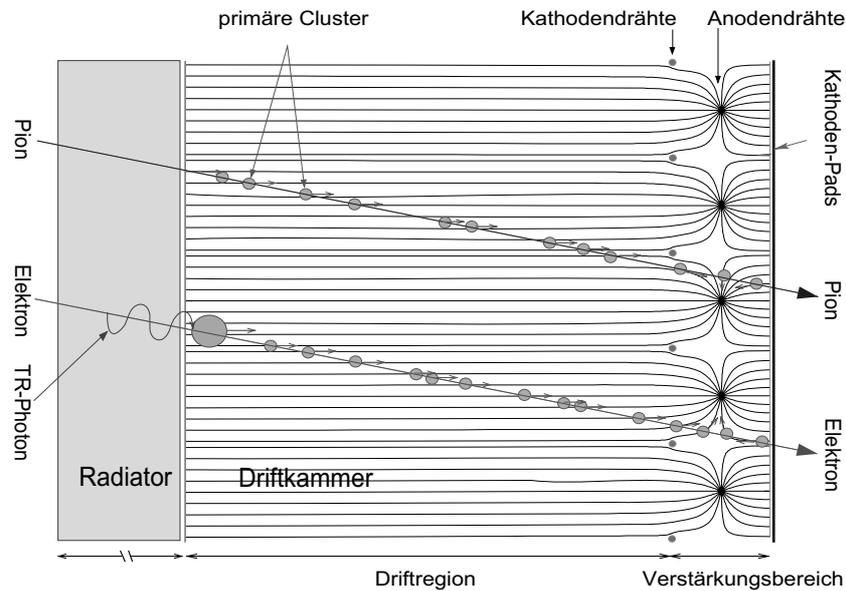


Abbildung 3.7: Aufbau und Funktionsprinzip einer TRD-Ausleseammer im Schnitt (schematisch). Hochenergetische geladene Teilchen ionisieren beim Durchgang das Detektorgas. Im Gegensatz zu einem Pion erzeugt ein Elektron darüber hinaus Übergangsstrahlung, welche einen zusätzlichen Cluster primärer Elektronen zur Folge hat. Im homogenen Feld driften die Elektronen aus der Ionisation bis zur Verstärkungsregion. Quelle: [29]

3.3.3 Funktion der Drahtkammer

Zwischen Radiator und Backpanel befinden sich das sensitive Volumen und der Verstärkungs- und Auslesebereich. Die aluminisierte Folie des Radiators dient als Kathode für das Driftfeld. Dieses erstreckt sich homogen über 3 cm bis zu einer Drahtebene, welche für das darauffolgende Verstärkungsfeld gleichzeitig wiederum als Kathode dient (vergleiche hierzu Abbildung 3.7). Hinter der Anodendrahtebene findet sich, am Backpanel befestigt, die *Padplane*, eine mit Kupferstreifen, den sogenannten *Pads*, besetzte Platine.

Durchquert ein hochenergetisches geladenes Teilchen das Detektorgas, so wird dieses entlang der Spur des Teilchens ionisiert. Bei entsprechender Energie erzeugt ein Elektron zudem Übergangsstrahlung, welche einen zusätzlichen Cluster primärer Elektronen hauptsächlich am Anfang der Driftregion zur Folge hat. Die Spur erzeugter freier Elektronen wird in vernachlässigbar kurzer Zeit auf eine konstante mittlere Driftgeschwindigkeit beschleunigt, die sich aus dem angelegten Feld, der Wahl der Detektorgasmischung, dem Druck und der Temperatur ergibt. Erreichen die Elektronen den Verstärkungsbereich, so erfahren sie in dem hohen Feld in der Nähe der Anodendrähte eine starke Beschleunigung. Diese reicht aus, die Elektronen auf eine Energie zu bringen, mit der sie weitere Atome oder Moleküle des Detektorgases ionisieren können. Der lawinenartige Prozess wird als Gasverstärkung bezeichnet. Die Höhe der Gas-

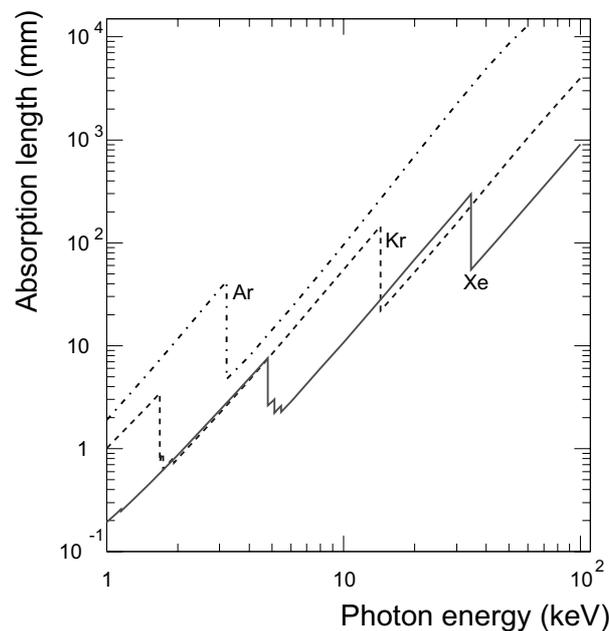


Abbildung 3.8: Die Absorptionslängen der Elemente Argon (gepunktet-gestrichelte Linie), Krypton (gestrichelte Linie) und Xenon (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit der γ -Energie. Die sprunghaften Änderungen (Absorptionskanten) finden sich bei Energien, die denen der K, L und weiteren Serien in den Röntgenemissionsspektren der Edelgase entsprechen. Quelle: [31]

verstärkung hängt wiederum von den in Verbindung mit der Driftgeschwindigkeit genannten Parametern ab.

Das eigentliche Signal wird jedoch durch die positiv geladenen Ionen erzeugt, nachdem die wesentlich beweglicheren Elektronen die Anode bereits erreicht haben. Auf ihrem Weg zur Kathodendrahtebene induzieren sie eine veränderliche Spiegelladung in den auf Massepotential liegenden Pads. Ein ladungsempfindlicher Vorverstärker erzeugt daraus einen Spannungspuls. Die Padplane ist eine zweidimensionale Matrix mit Padgrößen im Zentimeterbereich. Die Ortsauflösung in diesen zwei Dimensionen ist jedoch nicht durch die Padgröße limitiert, sie lässt sich durch weitere Maßnahmen stark verbessern. Die dritte Ortskoordinate erhält man aufgrund der homogenen Driftgeschwindigkeit durch Messung der Ankunftszeit der Elektronen bzw. deren Signale.

3.3.4 Wahl der Gasmischung

Für die Wahl des Detektorgases ist folglich insbesondere eine Eigenschaft von großem Interesse, die Absorption der TR-Photonen nach möglichst kurzer Driftstrecke. Als Absorptionslänge λ bezeichnet man die Weglänge, nach der die Intensität der einfallenden Strahlung I_0 bis auf

I_0/e abgefallen ist:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-x/\lambda}. \quad (3.6)$$

Die typische Energie der TR-Photonen liegt bei 10 keV. Aufgrund der kurzen Driftstrecke von 3 cm kommt nur Xenon als Detektorgas für den ALICE-TRD in Frage, wie in Abbildung 3.8 zu erkennen ist.

Insbesondere während der Gasverstärkung wird das Detektorgas nicht ausschließlich ionisiert, sondern auch angeregt. Bei der Rückkehr in den Grundzustand werden Photonen emittiert. Diese haben zwar recht große Wellenlängen, sie sind allerdings energiereich genug, um aus dem Leitungsband eines Metalls, wie beispielsweise dem einer Elektrode, ein Elektron herauszuschlagen. Solche Elektronen driften aufs Neue zur Verstärkungsregion, wodurch sich ein konstanter Strom einstellt. Dieser mindert die Leistungsfähigkeit des Detektors erheblich und schadet ihm auf Dauer. Daher mischt man ein sogenanntes Löschgas bei, welches sich durch eine hohe Anzahl von Rotations- und Schwingungsfreiheitsgraden auszeichnet und die Energie der betreffenden Photonen letztlich in Wärme wandelt. Die Wahl des Löschgases ist im Fall des TRD recht frei, da wegen der kurzen Driftstrecke die Diffusion der primären Elektronen – im Gegensatz beispielsweise zur TPC – kaum Einfluss auf die Qualität des Signals hat. So wird aufgrund seiner einfachen Handhabung Kohlendioxid verwendet. Dieses ist im Gegensatz zu einigen organischen konventionellen Löschgasen, wie Methan, nicht brennbar.

Mit der Mischung von Xe-CO₂ (85:15) und einem Driftfeld von 700 V/cm wird eine Driftgeschwindigkeit von 1.5 cm/ μ s und mit einer Anodenspannung von 1.6 kV ein Gasverstärkungsfaktor von 10⁴ eingestellt [37, 31, 38].

3.3.5 Signalverarbeitung

Abbildung 3.9 zeigt eine Simulation der mittleren Signalhöhe, aufgetragen gegen die Zeit, summiert über die betroffenen benachbarten Pads und mehrere Ereignisse. Die Erhöhung in allen drei gezeigten Fällen bei niedrigen Driftzeiten kommt daher, dass in der Verstärkungsregion die Ionisation des Detektorgases zu beiden Seiten der Anodendrahtebene zum gleichen Zeitpunkt beiträgt. Ohne Radiator (somit ohne Übergangsstrahlung) haben Elektronen bereits einen höheren Energieverlust als Pionen gleichen Impulses und somit größere Signalhöhen. Der nach einem Minimum folgende leichte Anstieg der Signalhöhen liegt an sich aufbauenden Strömen durch die langsamen positiven Ionen. Mit Radiator hat bei Elektronen die erzeugte Übergangsstrahlung einen weiteren Anstieg des Signals zu einem ausgeprägten Maximum zur Folge.

Zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen kann man über den zeitlichen Verlauf der Signale integrieren und die Wahrscheinlichkeit der Zugehörigkeit des Teilchens berechnen. Verbessern lässt sich die Separation, indem man die dem höchsten Signalausschlag zugehörige

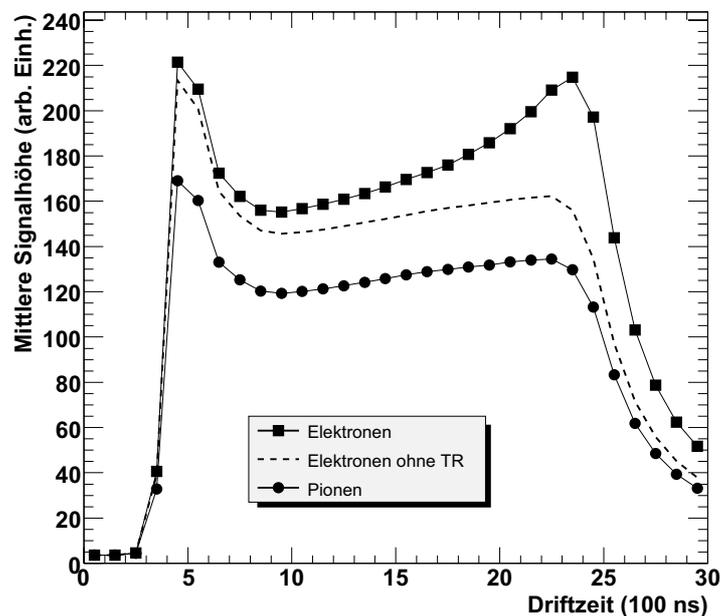


Abbildung 3.9: TRD-Auslese: Die mittlere Pulshöhe als Funktion der Driftzeit, summiert über die betroffenen benachbarten Pads und mehrere Ereignisse. Abgebildet ist das Ergebnis einer AliRoot-Simulation (siehe Abschnitt 5.1) mit Geant 3.21 von Elektronen und Pionen mit einem Impuls von $1 \text{ GeV}/c$. Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf für Elektronen ohne Durchqueren eines Radiators. Die Maxima der Signale bei niedrigen Driftzeiten stammen von der Ionisation des Detektorgases beidseitig der Anodendrähte. Der jeweils nach dem Minimum folgende leichte Anstieg liegt an sich aufbauenden Strömen von langsamen positiven Ionen. Im Signal der Elektronen hat die im Radiator erzeugte Übergangsstrahlung ein weiteres deutliches Maximum zur Folge.

Driftzeit in die Berechnung mit einbezieht. Ein anderer Ansatz ist die Verwendung von Algorithmen neuronaler Netzwerke, die den gesamten Signalverlauf analysieren. Diesbezügliche Studien deuten die Möglichkeit einer weiteren Verbesserung der Pion-Unterdrückung gegenüber den zuvor genannten Methoden an [39].

Kapitel 4

TRD-Teststand

Ein Teil der insgesamt 540 TRD-Ausleseammern wird im Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität konstruiert. Aufgrund der Komplexität und des hohen Einflusses geringer Ungenauigkeiten beim Bau auf die Funktion der Kammern müssen diese eingehend getestet werden: Einmal vor und einmal nach dem Verkleben des Backpanels. Das erste Mal, um eventuelle Fehler zu korrigieren, das zweite Mal, um die einwandfreie Qualität vor dem Einbau in das Experiment zu sichern und um die individuellen Eigenschaften jeder Kammer für die spätere Auswertung zu speichern.

4.1 Aufbau

Mit Hilfe des Teststandes soll die Funktion der Ausleseammern über ihren gesamten sensitiven Bereich gemessen werden. Hierzu benötigt man eine Vorrichtung, welche es ermöglicht, die Fläche der Kammern, durch die im Experiment die Teilchen treten werden, mit einer Quelle ionisierender Strahlung abzufahren. Da es eine Reihe unterschiedlicher Kammergrößen gibt, muss der Aufbau entsprechend flexibel sein. Ein verstellbarer Rahmen aus Aluminium-Profilen dient als Aufnahme für die verschiedenen Kammern. An dem Rahmen ist ein Wagen zur Befestigung von verschiedenen Quellen angebracht, der sich mittels zweier Schrittmotoren sowohl in horizontaler Richtung (entlang der z -Achse des ALICE-Koordinatensystems) als auch in vertikaler (ϕ -) Richtung an definierte Punkte bewegen lässt. Abbildung 4.1 zeigt ein Foto des gesamten Testaufbaus, in Abbildung 4.2 ist das Koordinatensystem eingezeichnet, welches für die Testmessungen verwendet wird.

Sämtliche zum Einsatz kommende Elektronik ist entweder am Rahmen direkt oder in einem Rack neben dem Rahmen an- bzw. untergebracht. Die Steuerung des Testaufbaus, Speicherung und Analyse der genommenen Daten erfolgen mit einem handelsüblichen Computer.



Abbildung 4.1: Ein Foto des Teststandes für ALICE-TRD-Auslesekkammern. Die linke Bildhälfte zeigt den Rahmen mit dem zweidimensional beweglichen Wagen. Im Bild befindet sich der Wagen an der rechten oberen Ecke der eingespannten Kammer. Rechts daneben das Rack mit (von oben nach unten) Hochspannungsquellen, Ausleseelektronik, Steuergerät des Sauerstoffsensors, Gassystem und Rechner.

4.1.1 Gassystem

Aus Kostengründen kann für die Tests der Module kein Xenon verwendet werden, es wird auf das nächstleichtere Edelgas, das wesentlich günstigere Argon, zurückgegriffen. Die Absorptionslänge für typische TR-Photonen mit Energien um 10 keV [40, 41] ist in Argon wesentlich größer als in Xenon (siehe Abbildung 3.8), wodurch ein großer Teil der Photonen die Kammer ohne Wechselwirkung durchquert (siehe hierzu auch Abb. 4.14). Im späteren Experiment ist es wichtig, dass nahezu alle TR-Photonen im Gas absorbiert werden. Bei den Testmessungen hingegen ist nur die Reaktion des Detektors auf absorbierte Photonen von Interesse und daher irrelevant, ob einige Photonen die Kammer ohne Wechselwirkung durchqueren. Als Löschgas wird Kohlendioxid beigefügt. Das Verhältnis von Ar-CO₂ ist mit 70:30 so gewählt, dass die Gasverstärkung und Driftgeschwindigkeit unter ähnlichen elektrostatischen Voraussetzungen denen des endgültigen Gasgemisches von Xe-CO₂ (85:15) gleichen.

In dem Rack neben dem Testrahmen ist das für diesen Teststand angefertigte Gassystem untergebracht. Mit Hilfe zweier geeichter Massenflussregler lassen sich die gewünschten Misch-

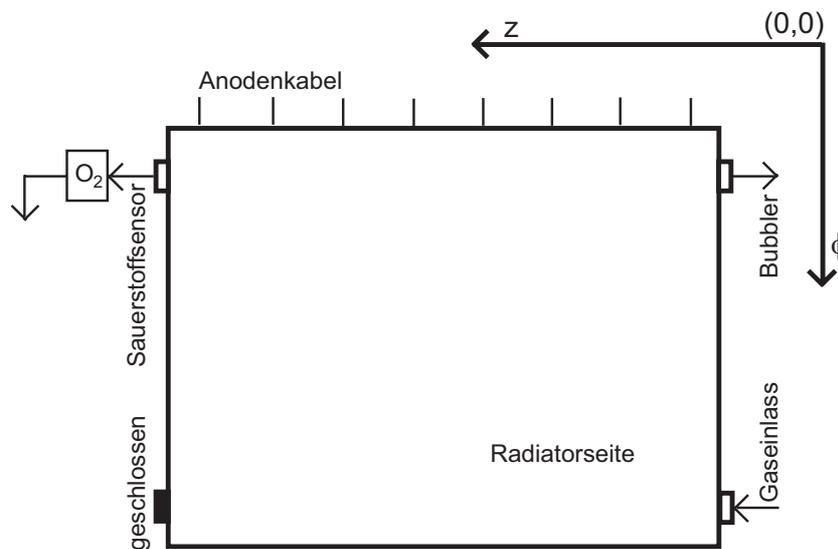


Abbildung 4.2: Belegung der Gasanschlüsse der in den Teststand eingesetzten Auslesekammer und Koordinatensystem des Testaufbaus. Die rechte obere Ecke der Kammer wird als Koordinatenursprung definiert. Vorne ist die Radiatorseite.

verhältnisse sowie Durchflussmengen einstellen.

Jedes TRD-Modul verfügt über vier Gasein- bzw. Auslässe. Der Anschluss der Gasversorgung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Da bereits ein geringer Überdruck von wenigen Millibar Schäden an einer Kammer hervorrufen kann¹, wird an einen der Gasanschlüsse ein Zwei-Wege-Bubbler angebracht, welcher je nach Füllhöhe eines nicht dissoziierenden Öls ab einem bestimmten Druckunterschied einen Ausgleich ermöglicht, darunter jedoch völlige Gasdichtigkeit gewährt. Darüber hinaus lässt sich an der Verdrängung des Öls der ungefähre relative Druck ablesen.

Diagonal gegenüber dem Einlass wird das Gas auf einen Sauerstoffsensor (Modell Orbisphere 311) gespült, um die momentane Reinheit des Gases zu messen. Am Auslass des Sauerstoffsensors ist ein zu einer Spirale aufgewickeltes Rohr angebracht, um die Diffusion von Bestandteilen der Luft in das Innere der Kammer zu verhindern.

Der an den Gasauslass der Kammer angebrachte Sauerstoffsensor wird mit dem zugehörigen Gerät Orbisphere Analyzer 3600 betrieben. Das Gerät vermag zusätzlich die Temperatur zu messen und kann sowohl analog als auch digital ausgelesen werden.

¹Radiator und Backpanel haben eine Größe von etwa 1 m^2 , ein Überdruck von nur 1 mbar hat somit bereits eine Kraft zur Folge, die einem aufliegendem Gewicht von etwa 10 kg entspricht.

4.1.2 Spannungsversorgungen & Elektronik

An die Kammern werden zwei unterschiedliche Hochspannungen angeschlossen: Die Driftspannung und die Verstärkungsspannung. Erstere wird über ein Tiefpass-RC-Glied direkt an den Feldkäfig der Kammer gelegt. Um im Testgasgemisch eine Driftgeschwindigkeit der Elektronen von $1.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, wie sie im Experiment mit einem Driftfeld E_D von $700 \text{ V}/\text{cm}$ gewählt ist, zu erhalten, muss E_D um $100 \text{ V}/\text{cm}$ gesenkt, also eine Spannung von 1800 V angelegt werden. Da am Widerstand des Tiefpasses ein Teil der angelegten Spannung abfällt, wird die Spannungsquelle (Iseg, Modell EHQ 104M) auf 1950 V eingestellt.

Die angelegte Verstärkungsspannung wird ebenfalls gefiltert und auf die acht Anodensegmente der jeweiligen Kammer gelegt. Da der aufgrund des Verstärkungsprozesses fließende Strom nur im Bereich einiger nA liegt, kann der Spannungsabfall an den Widerständen der RC-Glieder vernachlässigt werden. Die an der Versorgung (ebenfalls Iseg, Modell EHQ 104M) eingestellte Spannung ist also gleich der an den Anodendrähten anliegenden. Wie im Falle von Xe-CO₂ (85:15) wird mit einer maximalen Spannung von 1600 V eine Gasverstärkung von 10^4 erzielt. Der über die Anodensegmente fließende Strom wird mit einem Amperemeter (Typ A310 der Elektronikwerkstatt der Universität Heidelberg) mit einer Auflösung von 1 nA gemessen.

Die erzeugten Elektronenlawinen lassen die Spannung am entsprechenden Anodensegment kurzzeitig einbrechen, bis der parallele Kondensator des Tiefpasses der Spannungsversorgung und die Kapazität des Segments selbst wieder über den Vorwiderstand geladen sind. Der Kondensator differenziert die Spannung, gibt also deren Änderung als einen bipolaren Puls aus. Dieser wird mit einem Vor- (Canberra 970) und einem Hauptverstärker (Tennelec TC2005A) auf einige Hundert mV gebracht, so dass er mit einem Analog-Digital-Wandler (*analog to digital converter*, ADC) ausgelesen und daraufhin analysiert werden kann. An dieser Stelle sollte betont werden, dass die Signale nicht wie im späteren Experiment an den Pads ausgelesen werden, da in den Testmessungen keine Orts- sondern nur Pulshöhen- und Strommessungen durchgeführt werden. Die Pads werden daher direkt auf Masse gelegt. Um nur signifikante Pulse definierter Mindesthöhe aufzunehmen, wird das verstärkte Signal zusätzlich an einen Diskriminator (Tennelec TC450SCA) gelegt. Ist die eingestellte Mindesthöhe überschritten, gibt das Gerät einen logischen Puls als Trigger für den ADC aus. Die Anzahl von Trigger-Pulsen pro Zeiteinheit wird mit einem angeschlossenen Zähler (CAEN N1145) bestimmt. Bis auf den Vorverstärker und den ADC befinden sich alle in diesem Absatz genannten Geräte in einem NIM²-Rahmen, welcher in das Rack eingebaut ist.

Da das ursprüngliche Signal extrem klein ist, muss teilweise ein großer Aufwand betrieben werden, um den Anteil des Rauschens möglichst gering zu halten. Eine wichtige Maßnahme ist die richtige Erdung des gesamten Aufbaus. Die beste Konfiguration für den Teststand wurde gefunden, indem nach Möglichkeit nur abgeschirmte Geräte und Kabel verwendet und

²Nuclear Instrument Module, ein modulares Standard-System

mit möglichst allen leitenden Teilen des Aufbaus sternförmig unter Vermeidung von Masse-schleifen verbunden wurden. Eine weitere Verbesserung hat die Installation einer Potentialausgleichsschiene, welche eine direkte Verbindung großen Leiterquerschnitts mit der Erdung des Gebäudes ist, gebracht. Diese wurde, ebenfalls mit einem Kabel großen Querschnitts, an das Rack angeschlossen.

4.1.3 Datenerfassung & Steuerung externer Geräte

LabVIEW³ ist eine grafische Entwicklungsumgebung für Aufgaben in der Mess- und Automatisierungstechnik. Ähnlich wie bei grafischen Entwicklungsumgebungen bekannter Programmiersprachen stehen auch bei LabVIEW für dasselbe Programm zwei Oberflächen zur Verfügung. Die erste ist die Instrumentenoberfläche, welche das Erscheinungsbild des ausgeführten Programmes bestimmt. Die zweite, das sogenannte Blockschaltbild, enthält den entsprechenden Programmcode. In diesem stehen alle grundlegenden Bausteine einer normalen textbasierten Programmiersprache, wie Fallunterscheidungen oder Iterationen, zur Verfügung, jedoch werden diese grafisch angeordnet, der Fluss der Variablen durch farbige Verbindungslinien definiert. Im Gegensatz zu textbasierten Programmiersprachen ist der Programmablauf nicht zwingend linear. Ein Element wird erst aktiviert, sobald alle belegten Eingänge einen Wert zugewiesen bekommen haben. Je nach Ablauf kann der Programmfluss daher völlig unterschiedlich sein.

Aufgrund der vielfältigen Möglichkeiten zur Datenerfassung und -verarbeitung und Steuerung externer Geräte werden für die Tests der TRD-Ausleseammern mit LabVIEW programmierte, sogenannte virtuelle Instrumente, VIs, verwendet.

Es werden drei verschiedene Schnittstellen für die Datenerfassung und Steuerung externer Geräte benutzt: Standard USB- und serielle RS232-Schnittstellen und der ADC BNC-2110 der Firma National Instruments. In allen drei Fällen erfolgt die Kommunikation mit LabVIEW.

4.1.4 Quellen

Als Quellen kommen radioaktive Präparate mit Gammalinien im Röntgenbereich (einige bis einige zehn keV) sowie Röntgenröhren in Frage, um eine möglichst realistische Messung von Übergangsstrahlung zu simulieren. Erstere haben gegenüber letzteren den Vorteil, dass nicht auf thermische Effekte sowie Instabilitäten der Intensität korrigiert werden muss.

Für die in diesem Kapitel besprochenen Testmessungen wird eine Cadmiumquelle vom Isotop $^{109}_{48}\text{Cd}$ verwendet. Für Messungen der Elektronenanlagerung (siehe Abschnitt 4.3) und als Gegenprobe der spektralen Messung (Abschnitt 4.2.5) kam darüber hinaus eine Eisenquelle

³Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench, ein Produkt der Firma National Instruments

Quelle	Linie	Energie (keV)
$^{55}_{26}\text{Fe}$	Mn-K $_{\alpha}$	5.9
	Mn-K $_{\beta}$	6.5
$^{109}_{48}\text{Cd}$	Ag-K $_{\alpha}$	22.1
	Ag-K $_{\beta}$	25.0
	Cu-K, Zn-K	≈ 8.2

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der für den Teststand wichtigen Emissionslinien der verwendeten radioaktiven Präparate. Quelle: [42]

($^{55}_{26}\text{Fe}$) zum Einsatz.

In beiden Fällen steht zu Beginn der Prozess des Elektroneneinfangs, ein mit dem β^+ -Zerfall konkurrierender Prozess, bei dem das β -Teilchen auf der linken Seite der Gleichung steht:

$$e^- + p \rightarrow n + \nu. \quad (4.1)$$

Da Elektronen der K-Schale dem Kern am nächsten sind, ist für sie die Wahrscheinlichkeit am größten, eingefangen zu werden. Mit geringeren Wahrscheinlichkeiten kann es jedoch auch zum Einfang aus höheren Schalen kommen. Durch Elektroneneinfang wird nur ein Neutrino direkt emittiert; das für die Messungen am Teststand interessante Photon entsteht erst durch das Auffüllen des in der Hülle entstandenen Lochs durch ein Elektron höheren Energieniveaus. Das emittierte Röntgenspektrum ist daher dasjenige des durch den Elektroneneinfang entstandenen Atoms mit der gegenüber dem Ausgangsatom um Eins reduzierten Ordnungszahl. Die für den Teststand wichtigen Linien der beiden verwendeten Quellen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Im Falle des Cadmiums reicht die Energie der K-Linien aus, um Atome im Material der Quellenhalterung zu ionisieren. Diese ist aus Messing gefertigt, bekanntlich eine Legierung aus Kupfer und Zink. Die bei der Cadmiumquelle beobachtete zweite stark ausgeprägte Linie setzt sich daher hauptsächlich aus den K-Linien von Kupfer und Zink zusammen und liegt mit ihrem Schwerpunkt etwa bei 8.2 keV.

In Abbildung 4.3 sind die mit einem Oszilloskop aufgenommenen Signale einer TRD-Auslesekommer mit einer Eisen-55-Quelle (linkes Bild) und mit einer Cadmium-109-Quelle dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die zwei getrennten Linien im Falle der Cadmiumquelle. Zu beachten ist, dass im Vergleich zu letzterer das Signal der Eisenquelle am Oszilloskop um den Faktor Zwei vergrößert wurde. Jeweils oben im Bild ist das Ausgangssignal des Diskriminators zu sehen, welcher als Trigger dient.

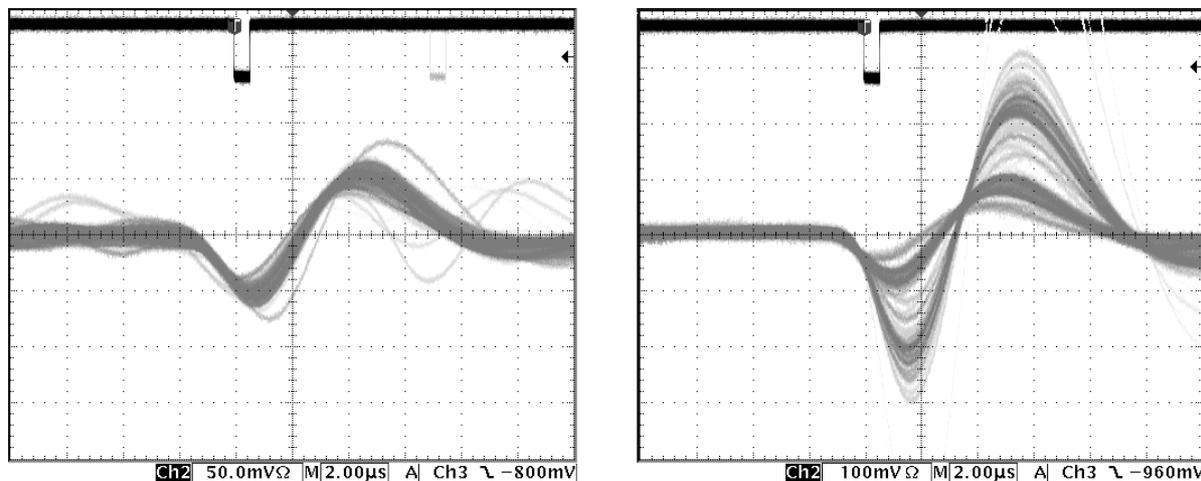


Abbildung 4.3: Die mit Hilfe eines Oszilloskops aufgenommenen Pulse der Eisenquelle (linkes Bild) und der Cadmiumquelle (rechtes Bild). Der erste, negative Ausschlag ist die direkte Folge der am Anodendraht auftreffenden Elektronenlawine. Deutlich zu erkennen sind die zwei separierten Linien im Bild der Cadmiumquelle. Beide Bilder sind auf $2 \mu\text{s}/\text{Kästchen}$ vergrößert (horizontale Achse), das Signal der Eisenquelle ist gegenüber dem der Cadmiumquelle um den Faktor Zwei verstärkt (vertikale Achse). Jeweils im oberen Bildrand ist das Ausgangssignal des Diskriminators zu sehen, welches als Trigger dient.

4.2 Testmessungen

Im Folgenden sollen die verschiedenen Testprozeduren in ihrer durchgeführten Reihenfolge im Einzelnen vorgestellt und jeweils anhand eines Beispiels erläutert werden. Sie leiten sich von denjenigen des Teststandes des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg ab (vergleiche hierzu [38]). Die Messergebnisse wurden mit ROOT⁴ ausgewertet, was eine komfortable Handhabung ermöglicht.

4.2.1 Leckrate

Die Gasdichtigkeit ist in zweierlei Hinsicht wichtig. Zum einen haben bereits geringe Verunreinigungen des Detektorgases große Störungen des Signals zur Folge, siehe Abschnitt 4.3. Zum anderen soll der Verlust des extrem teuren Detektorgases so gering wie möglich gehalten werden; die Toleranz liegt bei jährlich 10% des gesamten Volumens. Eine Messung der Dichtigkeit jeder einzelnen Kammer ist daher von großer Bedeutung.

Das Messprinzip ist das folgende: Vernachlässigt man den geringen Überdruck im Detektor relativ zur Umgebung, so wird sich die Reinheit des darin befindlichen Gases durch Spülen des

⁴ROOT ist eine auf C++ basierende, objektorientierte Umgebung zur Datenanalyse. [43]

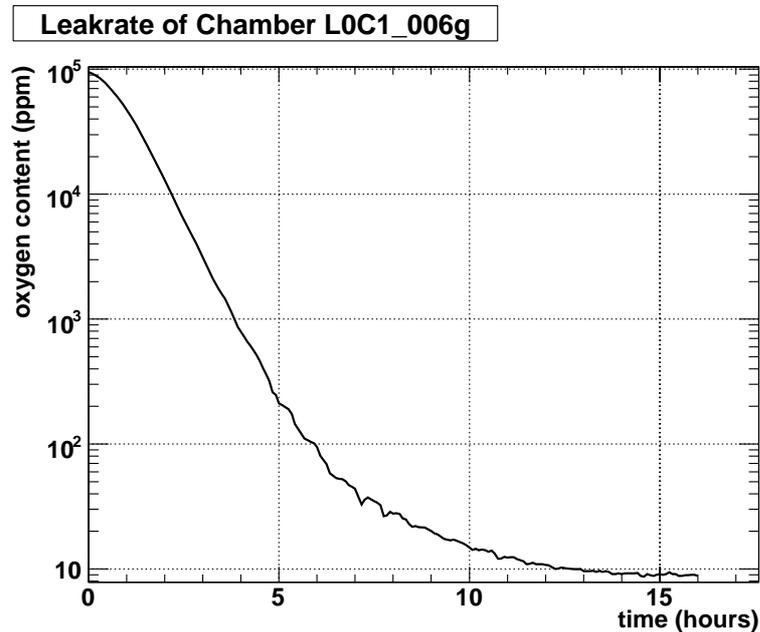


Abbildung 4.4: Beispiel einer typischen Leckratenmessung. Aufgetragen ist der zeitliche Verlauf des Sauerstoffgehalts. Deutlich zu sehen ist die asymptotische Näherung an den Grenzwert.

Kammervolumens asymptotisch einem Grenzwert a nähern, der durch die Gasdichtigkeit des Detektors und die Flussrate und Reinheit des Spülgases bestimmt ist.

Während des Spülvorgangs fällt der Anteil von Luft im Gasgemisch theoretisch von 100% an entsprechend einer exponentiellen Funktion der Form:

$$f(t) = a + b \cdot e^{-c \cdot t} \quad (4.2)$$

ab bis zu a . Komplexe Durchmischungsvorgänge können allerdings Abweichungen von der genannten Form zur Folge haben. Nähert sich der Anteil dem Wert a , so stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, in dem die gleiche Menge Luft ein- wie Detektorgas austritt. Es ist nicht ohne weiteres möglich, die genaue Menge des austretenden Gases zu messen. So geht man den umgekehrten Weg und misst die der eintretenden Luft. Da die Zusammensetzung der Luft bekannt und recht konstant ist, ist es möglich, sich auf eine ihrer Komponenten zu beschränken. Mit recht hoher Genauigkeit lässt sich der Sauerstoffgehalt eines Gases bis unter 10 ppm messen.

Die Leckrate L wird definiert als das Produkt aus der Flussrate des Spülgases F und dem Partialdruck von Luft p_{Luft} (bzw. die Summe der Partialdrücke aller ihrer Komponenten) im Inneren des Volumens:

$$L = F \cdot p_{Luft,innen} = F \cdot p_{O_2,innen} / x_{O_2,Luft}, \quad (4.3)$$

wobei der Partialdruck von Luft gleich dem Partialdruck des Sauerstoffs $p_{\text{O}_2,\text{innen}}$, dividiert durch dessen Anteil in Luft $x_{\text{O}_2,\text{Luft}}$ ist. Der Partialdruck von Sauerstoff im Inneren der Kammer berechnet sich wiederum aus dem Absolutdruck und dem Anteil von Sauerstoff im Detektorgasgemisch: $p_{\text{O}_2,\text{innen}} = x_{\text{O}_2,\text{innen}} \cdot p_{\text{abs}}$. Daraus folgt für die Leckrate als Funktion der Messgrößen der folgende Zusammenhang:

$$L = F \cdot p_{\text{abs}} \cdot \frac{x_{\text{O}_2,\text{innen}}}{x_{\text{O}_2,\text{Luft}}}. \quad (4.4)$$

Aus der oben genannten Toleranz des jährlichen Verlusts folgt eine maximal zulässige Leckrate jeder Kammer von $1 \text{ mbar} \cdot \text{l/h}$ [38]. Die in Abbildung 4.4 dargestellte Messung wurde bei einer Flussrate von etwa 20 l/h aufgenommen, die Leckrate der Kammer L0C1_006 beträgt folglich $0.9 \text{ mbar} \cdot \text{l/h}$.

Nach dem Start des Spülvorganges wird in regelmäßigen Abständen der Sauerstoffgehalt bestimmt. Im Normalfall zeichnet sich nach einigen Stunden ein Verlauf wie in Abbildung 4.4 ab. Der Grenzwert $a = x_{\text{O}_2,\text{innen}}$ lässt sich durch Anpassung der Gleichung (4.2) an die Messdaten oder durch Ablesen bestimmen. Zur Verbesserung der Genauigkeit der Messung bzw. zur Konsistenzprüfung kann im Anschluss ein anderer Fluss eingestellt und die Leckrate erneut bestimmt werden, sie sollte sich nicht ändern.

4.2.2 Konditionierung

Ist keine Quelle auf die Kammer gerichtet, sollte beim Anlegen einer Spannung kein Strom fließen, da die Anoden- und Kathodendrahtebenen voneinander isoliert sind. Bei Spannungen von 1.6 kV werden Ströme von einigen nA allerdings bereits durch Widerstände in der Größenordnung von $10^{11} \Omega$ verursacht. Diese können durch Staubpartikel oder Oberflächenströme am Klebstoff unterschritten werden. Um zu hohe Ströme zu vermeiden, muss die Anodenspannung auf besondere Weise hochgefahren werden.

Hierzu wird die Spannung in kleinen Schritten erhöht. In der Folge fließt, exponentiell abfallend, ein geringer Strom, welcher die betroffenen Kapazitäten lädt. Fällt der Strom unter eine Schwelle $I_{\text{A,low}} = 10 \text{ nA}$, wird die Spannung erneut um einen Schritt erhöht. Nun gibt es bei Feldstärken von mehreren kV/cm nichtlineare Phänomene, wie beispielsweise, dass ein Staubfaden zu einem Draht hin gezogen wird und diesen ab einer bestimmten Spannung berührt. Steigt der Strom in der Folge über einen Schwellenwert $I_{\text{A,high}} = 200 \text{ nA}$, so wird die Anodenspannung um einen Schritt abgesenkt. Steigt er sogar über einen wesentlich höheren Wert $I_{\text{A,trip}} = 5 \mu\text{A}$, wird der gesamte Vorgang abgebrochen, um Schäden an der Kammer zu vermeiden. Durch dieses Vorgehen wird versucht, die Ursachen des erhöhten Stromflusses zu bekämpfen, beispielsweise die Staubfäden zu verbrennen, ohne der Kammer zu schaden.

Abbildung 4.5 zeigt den zeitlichen Verlauf der Konditionierung der Kammer L0C1_013.

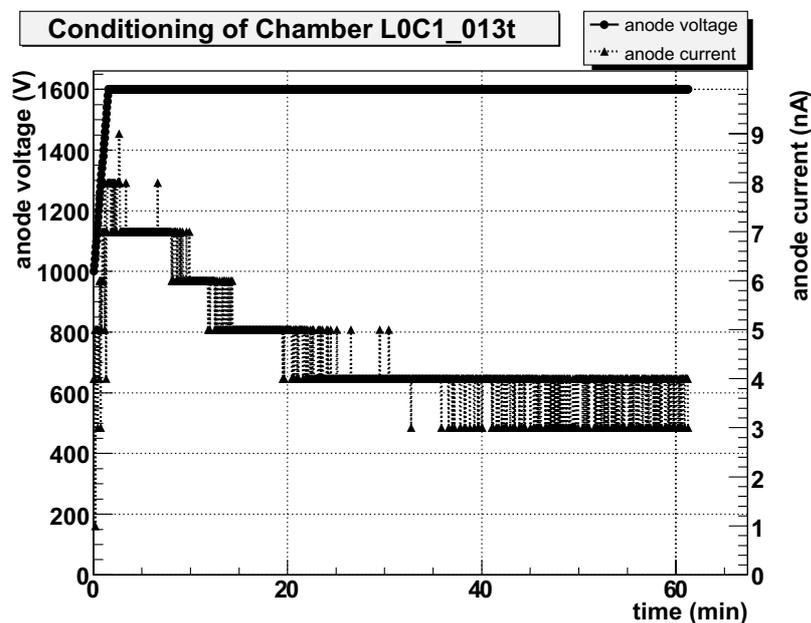


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der Konditionierung der Kammer L0C1_013.

Problemlos wurde die Anodenspannung bis auf 1.6 kV gefahren, wie am linken Bildrand zu sehen. Bereits nach wenigen Minuten ist die Konditionierung abgeschlossen. Dieser Vorgang kann vereinzelt jedoch auch erheblich länger dauern. Am Beispiel des Moduls L0C1_013 ist noch zu sehen, wie der Anodenstrom langsam abklingt. Auch einige Zeit nach Erreichen der 1.6 kV ist ein plötzlicher Anstieg des Stromes nicht ausgeschlossen. Daher wird die Konditionierungsprozedur im Normalfall erst etwa eine Stunde später beendet.

4.2.3 Uniformität der Gasverstärkung

Eine sehr wichtige Messung ist die der Uniformität der Gasverstärkung. Da hierzu nur die relative Verstärkung von Interesse ist, genügt es, den Anodenstrom an vielen verschiedenen Punkten der Kammer zu messen. Idealerweise sind die gemessenen Werte überall gleich, denn identische Signale sollten überall im Detektor die gleichen Antworten hervorrufen. Die Toleranz der Abweichungen liegt bei $\pm 15\%$. Fehler bei der Konstruktion haben oft starke Abweichungen zur Folge und können auf diesem Wege gefunden werden. Der Fehler der Messung an sich ist sehr gering, da, im Gegensatz zur Messung einzelner Signale, über viele integriert wird und Rauschen vernachlässigt werden kann.

Mit Hilfe der Schrittmotoren wird die Quelle entlang der z - und der ϕ -Richtung bewegt. Einen groben Überblick über den Zustand der Kammer erhält man durch eine 2-dimensionale Abtastung mit einer Schrittweite von etwa 10 cm, wie in Abbildung 4.6. Die xy -Ebene des Histogramms stellt die Fläche der getesteten Kammer dar. Auf der z -Achse ist der entsprechende

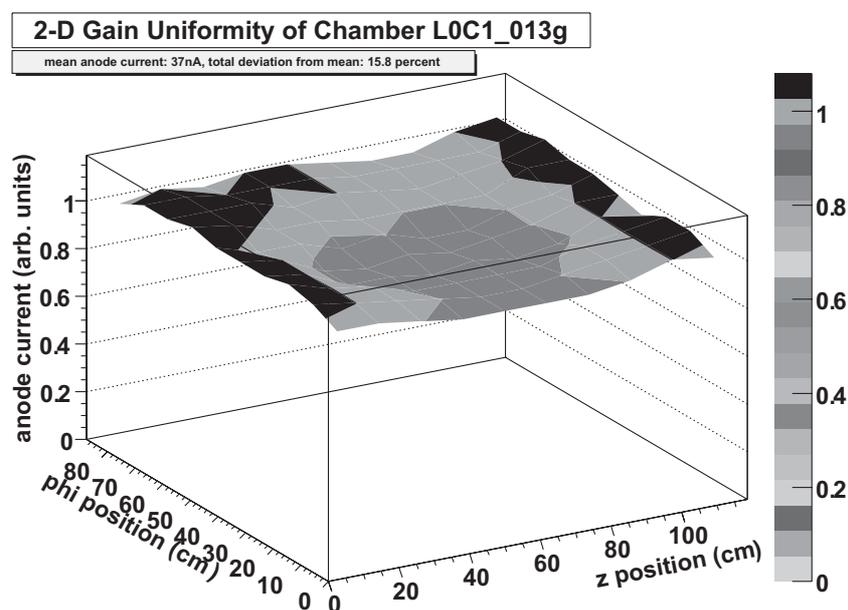


Abbildung 4.6: Uniformität der Gasverstärkung der Kammer L0C1_013. Die xy -Ebene des Histogramms stellt die Fläche der getesteten Kammer dar. Auf der z -Achse ist der entsprechende Anodenstrom, auf den Mittelwert normiert, dargestellt.

Anodenstrom, auf den Mittelwert normiert, dargestellt. Die Abweichung liegt in diesem Beispiel insgesamt unterhalb von 16%.

Mit einem auf die Quelle aufgesetzten Kollimator und kürzerer Schrittweite lassen sich um den Preis einer langen Messdauer wesentlich feinere Strukturen auflösen. Abbildung 4.7 zeigt erneut die Gasverstärkung der Kammer L0C1_013, hier jedoch in einer an drei verschiedenen ϕ -Positionen durchgeführten eindimensionalen Abtastung in z -Richtung. Für diese Messung wurde ein Schlitz-Kollimator mit Öffnungswinkeln von etwa 14° bzw. 50° verwendet, die Schrittweite zwischen zwei Messpunkten beträgt 2 mm. In das linke obere der vier Diagramme sind die Histogramme aller drei Messungen übereinandergelegt, wodurch Abweichungen der Messreihen untereinander und eventuelle regelmäßige Strukturen besser sichtbar werden können. Hierzu zählen insbesondere nicht kontaktierte Anodendrähte. Ein derartiger Fehler hätte in allen drei Messreihen an derselben z -Position eine starke Abweichung vom Messverlauf zur Folge.

Falls Zweifel an der einwandfreien Funktion einer Kammer bestehen und diese mit den vorangegangenen feinen eindimensionalen und groben zweidimensionalen Messungen nicht ausgeräumt werden können, gibt es noch die sehr zeitaufwändige Möglichkeit einer feinen zweidimensionalen Abtastung. Mit dieser können sehr genau auch sehr lokale Unregelmäßigkeiten untersucht werden. Abbildung 4.8 zeigt eine solche feine, zweidimensionale Messung. Die Schrittweiten sind in z -Richtung 1 cm und in ϕ -Richtung 2 cm. Im Grunde besteht eine zweidimen-

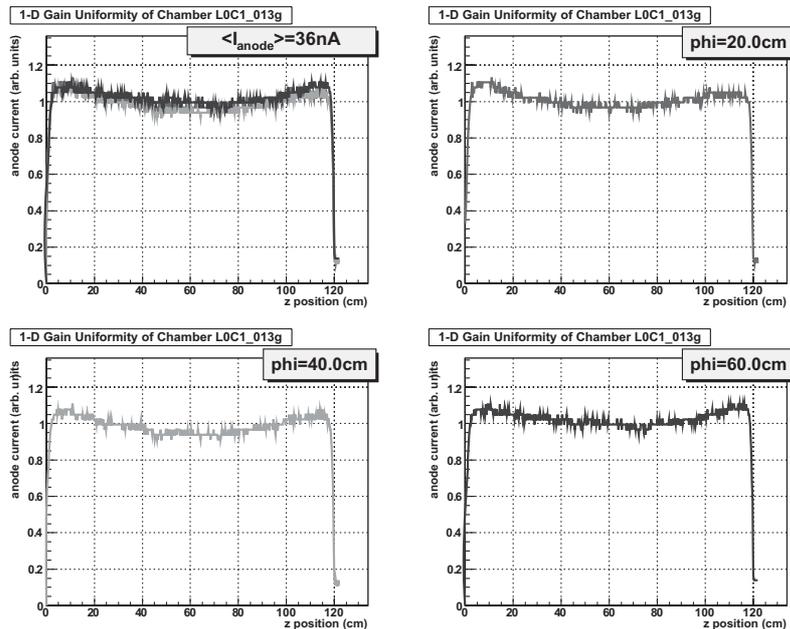


Abbildung 4.7: Uniformität der Gasverstärkung der Kammer L0C1_013; eindimensionale Messung an drei verschiedenen ϕ -Positionen. In das linke obere Diagramm sind alle drei Einzelmessungen übereinandergelegt, um eventuelle Abweichungen untereinander und Regelmäßigkeiten besser zu erkennen. Die abgebildeten Messergebnisse sind jedoch frei von derartigen Unregelmäßigkeiten.

sionale Messung aus vielen eindimensionalen. Der Wagen fährt an einer ϕ -Position erst alle Messpunkte entlang der z -Achse an, um daraufhin mit der nächsten ϕ -Position fortzufahren. Da die Dauer der Messung hauptsächlich von der Fahrtzeit des Wagens abhängt, hat eine Halbierung der Schrittweite in ϕ -Richtung eine Verdopplung der Messdauer zur Folge. Eine Verringerung der Schrittweite in z -Richtung ändert die Messdauer kaum, da dabei keine neuen Fahrten hinzukommen. Da für eine bessere Ortsauflösung jedoch ein engerer Kollimator nötig wäre – z.B. 2 mm Durchmesser anstatt der verwendeten 3 mm – würde sich der ohnehin schon niedrige Anodenstrom noch weiter verringern und somit die Auflösung der Verstärkung verschlechtern. Im Gegensatz zur eindimensionalen Abtastung kann zudem kein Schlitzkollimator verwendet werden.

Die in Abbildung 4.8 dargestellte Messung ist der bestmögliche Kompromiss zwischen Kollimatorabmessung und Schrittweite. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 4.8 die Messung der Kammer L0C1_024 ausgewählt, bei der mehrere Unregelmäßigkeiten zu sehen sind. Besonders auffällig ist eine schmale Rille, die sich über die gesamte Breite der Kammer zieht. Nahe dem Ursprung der z - ϕ -Ebene ist zudem ein scharf umrissener Einbruch zu erkennen. Die Ursache für letzteres war ein schief aufgesteckter Erdungsstecker für eine Pad-Gruppe wodurch nicht jedes Pad angeschlossen wurde. Auf diesem Wege konnten bei einer anderen Kammer ein mit Kle-

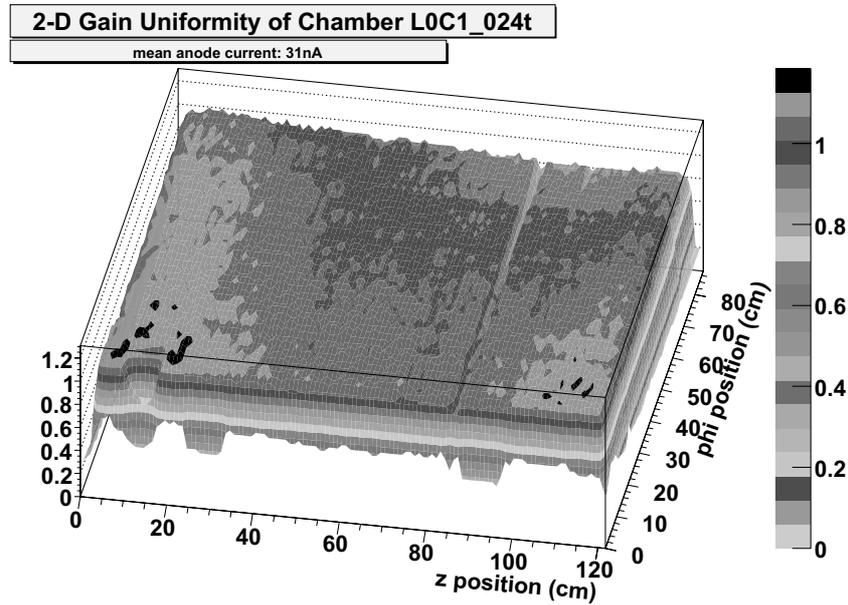


Abbildung 4.8: Ergebnis der feinen zweidimensionalen Messung der Uniformität der Gasverstärkung der Kammer L0C1_024.

ber beschmutztes Pad-Flachbandkabel gefunden werden. Auch nicht kontaktierte bzw. defekte Kabel würden bei dieser Messung bemerkt. Die Ursache für die schmale Rille war ein einzelner nicht kontaktierter Anodendraht. In einer wie oben beschrieben durchgeführten mehrfachen eindimensionalen Messung wäre dieser Fehler ebenfalls aufgefallen, nicht jedoch der schief aufgesteckte Pad-Erdungsstecker. Zum Zeitpunkt der Messung der Kammer L0C1_024 wurden allerdings noch einfache eindimensionale Uniformitätsmessungen durchgeführt. Darauf (siehe Abb. B.1 in Anhang B) ist zwar eine Unregelmäßigkeit, nicht jedoch die Ursache zu erahnen. Des Weiteren findet sich in Anhang B ein Bild von einer einwandfreien zweidimensionalen Messung.

Die zwei steilen Einbrüche bei $\phi \approx 0$ um $z = 30$ cm und $z = 90$ cm in Abbildung 4.8 werden durch zwei aufgeklebte Erdungsstreifen aus Kupfer hervorgerufen.

4.2.4 Absolute Gasverstärkung

Die absolute Gasverstärkung errechnet sich aus der primären Signalarate R und dem resultierenden Anodenstrom. Für jede Kammer wird eine Messreihe bei unterschiedlichen Anodenspannungen durchgeführt, wobei diskrete Werte für die Gasverstärkung gemessen und deren exponentielle Abhängigkeit von der angelegten Spannung untersucht werden.

Der Gasverstärkungsfaktor G ist definiert als das Verhältnis von dem aufgrund der Ionisationslawine fließenden Anodenstrom I_A zu dem Strom I_P aus N_P primären Elektronen (mit der

Elementarladung e) aus der Ionisation des Detektorgases durch das Röntgenphoton:

$$G = \frac{I_A}{I_P} = \frac{I_M - I_D}{R \cdot N_P \cdot e}. \quad (4.5)$$

Da zusätzlich zu dem durch den Verstärkungsprozess hervorgerufenen Strom I_A ein Dunkelstrom I_D gemessen wird, muss dieser mit einer Messung ohne Quelle bestimmt und von dem Gesamtstrom I_M abgezogen werden. N_P ist die Anzahl an primären Elektronen. Das einzelne einlaufende Röntgenphoton aus der Quelle wird mit großer Wahrscheinlichkeit mittels Photoeffekt ein Elektron aus der K-Schale eines Argonatoms schlagen. Dieses trägt die Energie des ursprünglichen Photons abzüglich seiner Bindungsenergie von 3.2 keV. Durch Abregung des Argonatoms werden diese 3.2 keV auf ein neues Photon oder ein Auger-Elektron übertragen. Ionisierungsprozesse setzen sich so lange fort, bis die gesamte Energie des ursprünglichen Photons durch die Ionisierung des Detektorgases aufgebraucht ist und folglich

$$N_P = \frac{\langle E_\gamma \rangle}{E_I} \quad (4.6)$$

freie Elektronen erzeugt wurden. Besitzt die verwendete Quelle mehrere Röntgenlinien, so ist die Energie des Photons $E_\gamma = h\nu$ zu mitteln. Zu beachten ist des Weiteren, dass E_I nicht direkt das Ionisationspotential von Argon $E_{I,Ar} = 15.8$ eV [44] sondern ein effektives ist, da es neben Ionisierungen auch zu Anregungen mit darauffolgender Abstrahlung niederenergetischer Photonen kommt. So beträgt das effektive Ionisationspotential von Argon 26.3 eV [44], das von CO₂ 32.8 eV [44] und das des Gasgemisches, hier Ar-CO₂ (70:30), 28.3 eV⁵.

Um die tatsächliche Signalrate pro Zeiteinheit R zu bestimmen, muss die gemessene Rate R_M auf die Totzeit τ_{tot} der Messung korrigiert, danach auch hier die Dunkelrate R_D , also diejenige ohne vorgehaltener Quelle, abgezogen werden:

$$R = \frac{R_M}{1 - R_M \tau_{tot}} - R_D \quad (4.7)$$

Zur Bestimmung der Rate wird ein Diskriminator verwendet. Dieser gibt, sobald das Signal einen eingestellten Schwellenwert überschreitet, einen logischen Puls aus. Die richtige Einstellung des Diskriminators ist eine wichtige Voraussetzung für die Messung. Ist sie zu niedrig gewählt, erhält Rauschen einen zu hohen Beitrag. Wird sie zu hoch eingestellt, werden nicht alle Signale gezählt, die zum Anodenstrom beitragen.

Abbildung 4.9 zeigt die absolute Gasverstärkung der Kammer L0C1_013 in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Im Testablauf werden, ausgehend von der maximalen Spannung von 1600 V, jeweils im Abstand von 50 V Messungen durchgeführt. Unterhalb von 1450 V ist

⁵Der hier angegebene Wert ist das gewichtete Mittel und für die Berechnung des effektiven Ionisationspotentials einer binären Gasmischung eine gute Näherung. Eine auf die Z -Abhängigkeit des im betreffenden Energiebereich dominanten Photoeffekts korrigierte Berechnung wird in [44] beschrieben, liefert aber mit 28.7 eV einen sehr ähnlichen Wert.

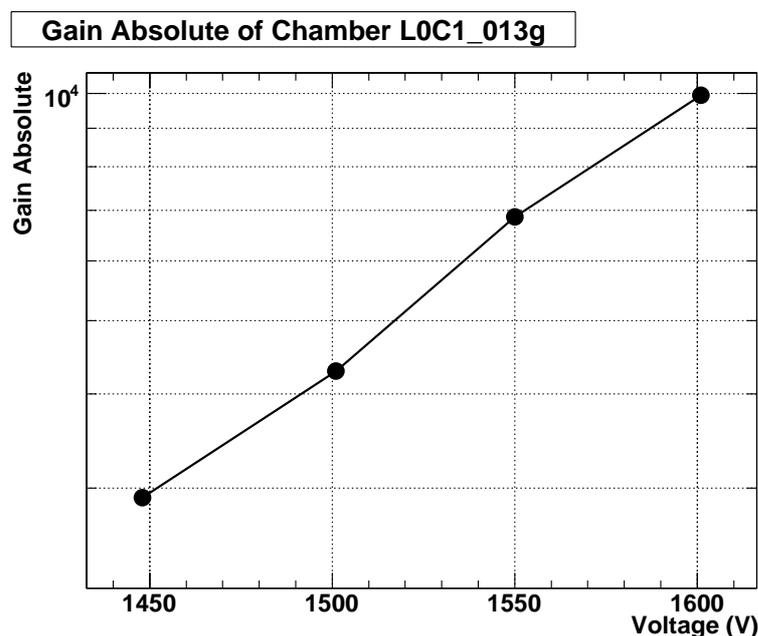


Abbildung 4.9: Die absolute Gasverstärkung der Kammer L0C1_013 in Abhängigkeit von der Anodenspannung.

der resultierende Anodenstrom jedoch zu niedrig, um einen weiteren Messpunkt aufzunehmen. Deutlich zu erkennen ist das exponentielle Verhalten, die Linien sind die Verbindungen der Messpunkte. Insbesondere aufgrund des nicht zu vernachlässigenden Untergrundes und systematischen Fehlern in der Messung ist die Ungenauigkeit der Werte recht groß. Sie liegt in der Größenordnung von $\pm 10^3$.

4.2.5 Spektrale Messung

Mit Hilfe der charakteristischen Röntgenlinien einer radioaktiven Quelle (siehe Abschnitt 4.1.4) lässt sich die Energieauflösung des Detektors bestimmen. Die Ergebnisse zweier spektraler Messungen sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Das linke der beiden Histogramme zeigt das mit der Kammer L0C1_032t aufgenommene Spektrum der Eisenquelle, das rechte das der Cadmiumquelle. Wie unter Punkt 4.2.4 beschrieben, kann nach der Ionisierung eines Argonatoms durch Herausschlagen eines Elektrons der K-Schale die zur Verfügung stehende Bindungsenergie auch in Form eines Photons abgeführt werden. Da dieses Photon mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aus dem sensitiven Volumen entkommen kann, sollte sich neben jeder Linie ein weiteres kleines Maximum auf tun, der sogenannte *Escape Peak*. Aufgrund der zu schlechten Energieauflösung des verwendeten Vorverstärkers und des zu starken Untergrundes bei niedrigen Signalhöhen lässt sich dieser Effekt jedoch leider nicht beobachten.

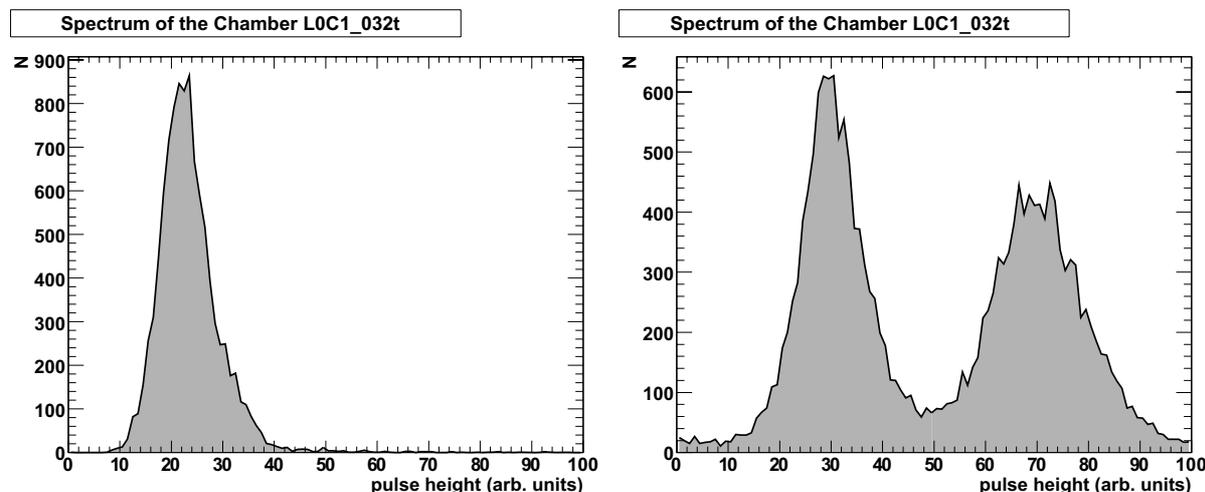


Abbildung 4.10: Die mit der Testprozedur für die spektrale Messung aufgenommenen spektralen Verteilungen der Eisenquelle (linkes Bild) und der Cadmiumquelle (rechtes Bild). In das Cadmiumspektrum wurden zweimal so viele Einträge gefüllt, wie in das Eisenspektrum.

Das Histogramm der Eisenquelle in Abb. 4.10 wurde mit 10^4 , das der Cadmiumquelle mit $2 \cdot 10^4$ Einträgen befüllt. Durch Anpassen einer Gaußfunktion an die Verteilungen der jeweiligen Linien lässt sich deren relative Position und Breite und aus letzterer die Energieauflösung des Aufbaus bestimmen. Diese beträgt für die 5.9 keV-Linie des Fe-55 19%, für die 22.1 keV-Linie des Cd-109 14%. Die schlechtere Auflösung im Falle der 5.9 keV-Linie liegt an dem höheren Beitrag durch Rauschen bei niedrigeren Pulshöhen. Die allgemein recht großen Breiten der Verteilungen sind auf einen niederfrequenten Untergrund zurückzuführen. Dieser bewirkt eine Verschiebung des gesamten Signals und somit der Pulshöhen zu niedrigeren und höheren Werten. Die Auflösung des Detektors sollte bei etwa 10% liegen [31]. Benachbarte Linien einer Gruppe, wie K_α - und K_β -Linien (Tabelle 4.1) können nicht aufgelöst werden.

4.2.6 Langzeittest

Die letzte Testmessung in dieser Reihe ist die der Langzeitstabilität. Über eine Dauer von mehreren, typischerweise etwa zwölf, Stunden wird in einem Abstand von 10 Minuten wiederholt die spektrale Messung durchgeführt und zusätzlich zu den Parametern wie Position und Breite der K-Röntgenlinie Temperatur, Sauerstoffgehalt und Anodenstrom zum Zeitpunkt der Messung gespeichert.

Trägt man die aufgenommenen Werte gegen die Zeit auf, so lässt sich zum einen sicherstellen, dass die Kammer über einen längeren Zeitraum bei gleichen Ausgangsbedingungen die gleichen Messwerte liefert. Zum anderen kann man mit Hilfe dieser Messprozedur sehr gut auch die Veränderung der Messwerte bei Variation der Ausgangsbedingungen wie Temperatur oder Sau-

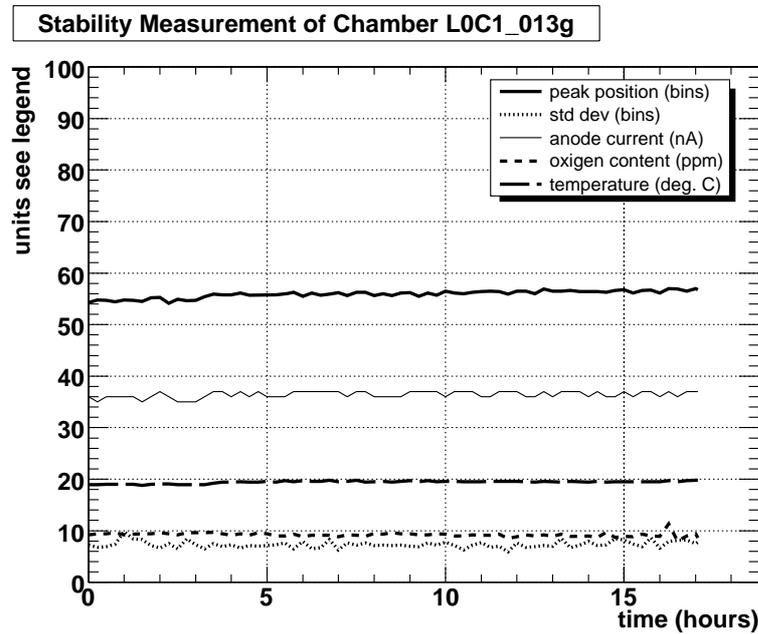


Abbildung 4.11: Langzeittest der Kammer L0C1_013. Gegen die Zeit sind aufgetragen: Die Position des Maximums (breite durchgezogene Linie), die Standardabweichung der Verteilung der Linie (gepunktete Linie), der Anodenstrom (dünne durchgezogene Linie), der Sauerstoffgehalt des Gasgemisches (kurz gestrichelte Linie) und die Temperatur (lang gestrichelte Linie).

erstoffgehalt des Detektorgases untersuchen. Letztere erlaubt eine Messung des Koeffizienten für Elektronenanlagerung. Abbildung 4.11 zeigt das Ergebnis einer typischen Langzeitmessung, alle Parameter sind über die Dauer von mehr als 17 Stunden nahezu konstant.

4.3 Elektronenanlagerung

Die bei dem Durchgang eines hochenergetischen Teilchens durch das Detektorgas durch Ionisation entstandenen freien Elektronen bewegen sich entlang des elektrischen Feldes zur Verstärkungsregion. Befinden sich elektronegative Verunreinigungen im Gasgemisch, so besteht die Wahrscheinlichkeit der Elektronenanlagerung (*electron attachment*), wobei noch ein niederenergetisches Photon emittiert wird:



Durch die wesentlich geringere Beweglichkeit im Verbund mit einem Atom oder Molekül tragen diese Elektronen nicht mehr zum Signal bei. Mit der Wahrscheinlichkeit zur Anlagerung an eine bestimmte Verunreinigung V bei einem Stoß, $P_{a,V}$, der Driftgeschwindigkeit der Elektronen,

v_D und der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen $u_e = \sqrt{3kT/m_e}$ berechnet sich die mittlere freie Weglänge für die Anlagerung:

$$\lambda_{a,V} = \frac{v_D \lambda'_e}{P_{a,V} x_V u_e}. \quad (4.9)$$

Hierbei ist λ'_e die mittlere freie Weglänge der Elektronen bezogen auf alle Stöße, x_V ist der Anteil des elektronegativen Gases im Gemisch.

Da beispielsweise für 1% Sauerstoff in Argon bei recht hohen Feldstärken um 1 kV/cm λ_{a,O_2} nur etwa 5 cm beträgt, muss im Experiment auf ein reines Gasgemisch geachtet werden [45]. Neben O_2 , welches durch seine hohe Elektronenaffinität und den großen Anteil, den es in der Luft ausmacht, in der Praxis meist die größte Rolle spielt, können auch Gase wie H_2O , CCl_4 und SF_6 das Signal empfindlich schwächen [45, 46]. Letzteres, welches in Gasflaschen von ungenügender Reinheit vorkommen kann, kann bereits bei Konzentrationen unterhalb eines ppm zu einem drastischen Signalverlust führen [47].

Der Signalverlust ist abhängig von der Dauer der Drift t_D , dem absoluten und dem Partialdruck der Verunreinigung, p_{abs} und p_V , und dessen Anlagerungskoeffizienten (*attachment coefficient*) C_V :

$$N(t_D) = N(0) \cdot e^{-p \cdot p_V \cdot C_V \cdot t_D}, \quad (4.10)$$

bezogen auf die Anzahl N an primären Elektronen. In Proportionalzählern wie den ALICE-TRD-Ausleseammern hat die Reduktion der primären Elektronen um den Faktor $N(t_D)/N(0)$ eine Verringerung der Signalhöhe um denselben zur Folge. Misst man die Höhe von Signalen mit der (im Mittel) jeweils gleichen Anzahl an primären Elektronen, wie solche von diskreten γ -Linien einer radioaktiven Quelle, bei steigendem Gehalt einer Verunreinigung wie Sauerstoff, ist ein exponentieller Abfall des Signals mit dem Sauerstoffgehalt zu erwarten. Trägt man die Höhen vieler Signale in ein Histogramm ein, wie unter 4.2.5 beschrieben, ist aufgrund des statistischen Charakters der Elektronenanlagerung zudem mit einer Verbreiterung der Verteilungen zu rechnen.

4.3.1 Messmethode

Die Prozedur der Langzeitmessung des TRD-Teststandes speichert in wählbaren Abständen alle relevanten Daten wie Temperatur, Sauerstoffgehalt der Gasmischung, Anodenstrom und Position und Breite der zu untersuchenden Röntgenlinie und eignet sich daher gut zur Messung des Koeffizienten der Elektronenanlagerung von Sauerstoff. Hierzu wird eine zunächst nur mit Luft gefüllte Kammer wie für die gewöhnlichen Testmessungen mit der reinen Detektorgasmischung gespült.

Sauerstoff macht mit 21% einen großen Anteil der Luft aus. Deren Hauptbestandteil, Stickstoff,

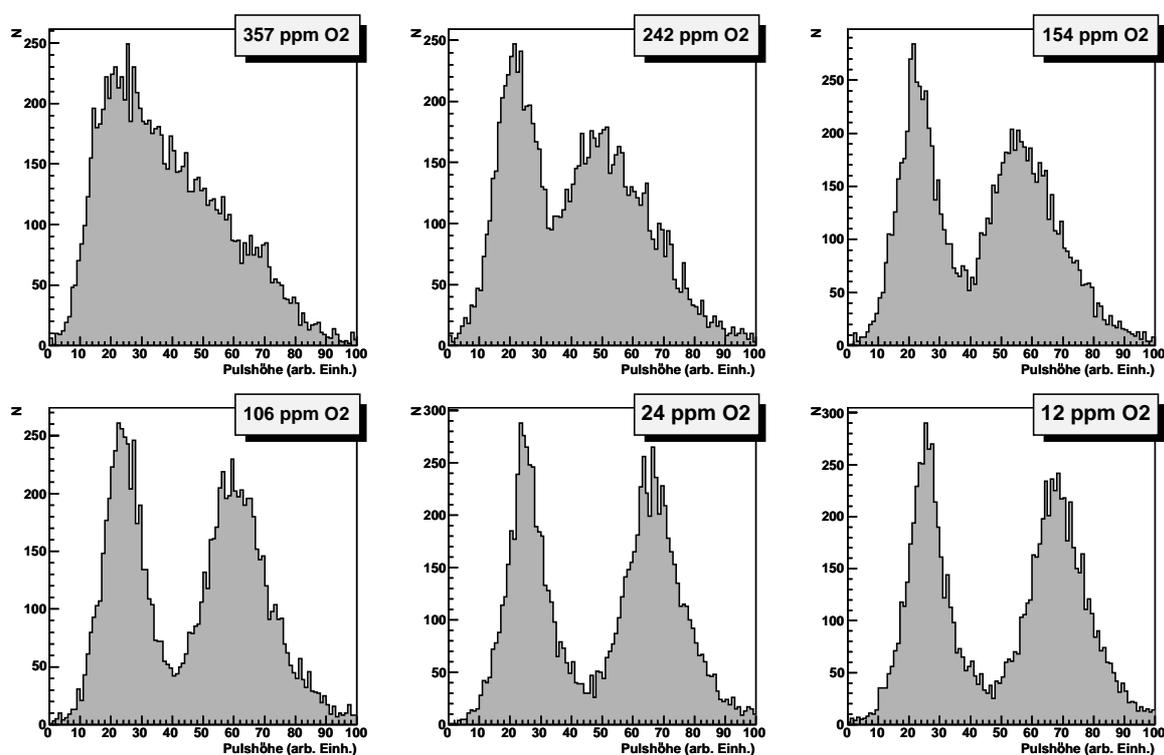


Abbildung 4.12: Pulshöhenspektrum der Cadmiumquelle bei verschiedenen Sauerstoffkonzentrationen bei einem Driftfeld von 300 V/cm. Bei Sauerstoffkonzentrationen unterhalb von 250 ppm ist jeweils die rechte der beiden Ausprägungen diejenige der Cd-K-Linie.

N_2 , hat eine vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit zur Elektronenanlagerung. Wasserdampf, H_2O , hat in etwa die gleiche Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit wie Sauerstoff[45], macht bei Raumtemperatur jedoch nicht mehr als 2.5%, also etwa ein Zehntel des Sauerstoffgehalts, aus.

Ab einem Sauerstoffgehalt von einigen Hundert ppm kann mit der Messung begonnen werden. Abbildung 4.12 zeigt das Pulshöhenspektrum der Cadmiumquelle bei unterschiedlichen O_2 -Konzentrationen bei einem angelegten Driftfeld von 300 V/cm. Wie erwartet, ist zu höheren Sauerstoffkonzentrationen eine Verschiebung der mittleren Pulshöhen der beiden Linien zu niedrigeren Werten und eine Verbreiterung der Verteilungen zu erkennen.

Im in Abb. 4.12 dargestellten Fall kann ab etwa 250 ppm ein Gauß-Fit an die Verteilung der Cd-K-Linie gelegt werden. Die niedrigere Linie, Resultat der Anregung der Quellenhalterung, wird in den folgenden Betrachtungen nicht weiter behandelt, insbesondere da ihr Maximum durch den Ausläufer der Verteilung der höheren Linie zu stark verfälscht wird.

Trägt man die Position des Maximums des Gauß-Fits gegen den Sauerstoffgehalt auf, so erhält man die erwartete exponentielle Abhängigkeit (Abbildung 4.15). Es wurden ins-

gesamt vier Messreihen aufgenommen. Eine Messung mit der Eisenquelle bei einem Driftfeld von 600 V/cm und drei Messungen mit der Cadmiumquelle, bei Driftfeldern von 100, 300 und 600 V/cm. Ausgehend von Gleichung (4.10) lassen sich die Messwerte mit einer Funktion der Form $f(x) = A \cdot \exp(-x_V \cdot B)$ annähern. Der Parameter $B = p_{\text{abs}}^2 \cdot t_D \cdot C_V$ liefert daraufhin den Wert des Anlagerungskoeffizienten:

$$C_V = \frac{B}{p^2 \cdot t_D} = \frac{B \cdot v_D}{p^2 \cdot d_D}. \quad (4.11)$$

Um die Driftzeit zu bestimmen, werden die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas bei den jeweiligen Driftfeldern und die mittleren Driftstrecken der jeweiligen Elektronencluster benötigt. Abbildung 4.13 zeigt die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in der verwendeten Gasmischung Ar-CO₂ (70:30) bei einem Druck von 1013 mbar und Raumtemperatur – Ergebnisse einer Simulation mit der Monte-Carlo-Simulation MAGBOLTZ [48, 49]. Die für die Berechnung des Anlagerungskoeffizienten verwendeten Driftgeschwindigkeiten finden sich zudem in Tabelle 4.2.

Driftfeld (V/cm)	100	300	600
Driftgeschwindigkeit (cm/ μ s)	0.232	0.699	1.501

Tabelle 4.2: Die Werte der Driftgeschwindigkeiten zu den verwendeten Driftfeldern

Da für die Testmessungen als Detektorgas nur Argon zur Verfügung stand, kann nicht wie in [47] angenommen werden, dass alle Photonen am Anfang der Driftregion absorbiert werden und die vollen 3 cm zurücklegen. Zur Veranschaulichung sind die auf I_0 normierten Intensitäten (Gleichung (3.6)) für die beiden interessanten γ -Energien in Abbildung 4.14 dargestellt. Zum Vergleich ist zusätzlich die Intensität von Photonen mit einer Energie von 5.9 keV in Xenon abgebildet.

Die Driftstrecken ergeben sich aus den mittleren freien Weglängen der beiden γ -Energien 5.9 bzw. 22.1 keV. Hierzu wird die mittlere Absorptionslänge der Photonen bestimmt:

$$\langle x \rangle = \frac{\int x \frac{dI(x)}{dx} dx}{\int \frac{dI(x)}{dx} dx}. \quad (4.12)$$

Weil nicht der Schwerpunkt der Intensität sondern der γ -Absorption und somit der Änderung der Intensität von Interesse ist, muss die Ableitung der ortsabhängigen Intensität betrachtet werden, was allerdings bei Gl. (3.6) keinen Unterschied macht. Die verwendeten Werte der Absorptionslängen und daraus berechneten mittleren Absorptionslängen bezogen auf die 3 cm Driftstrecke sowie die mittleren Driftstrecken sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

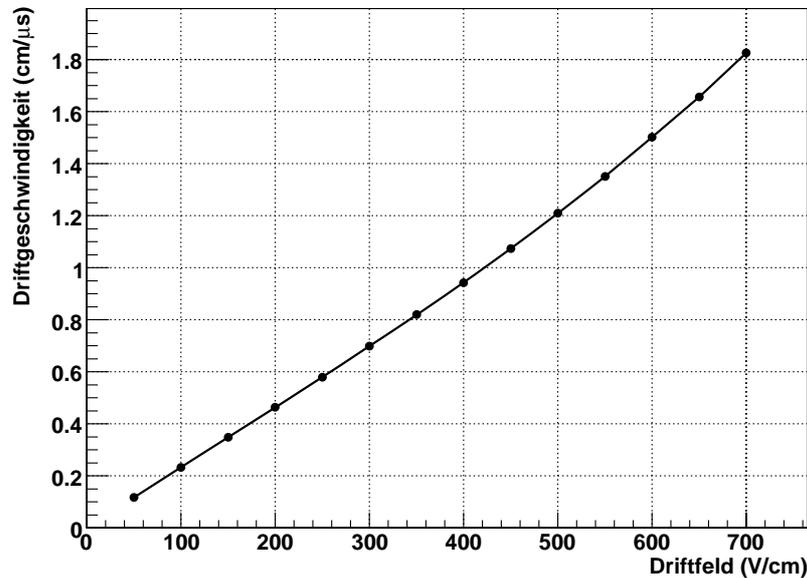


Abbildung 4.13: Die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in der Gasmischung Ar-CO₂ (70-30) bei einem Druck von 1013 mbar und Raumtemperatur in Abhängigkeit des Driftfeldes. Die Werte sind Ergebnisse einer Simulation mit MAGBOLTZ und stammen von [48].

Gas, Energie	λ (cm)	$\langle x_{\text{abs}} \rangle$ (cm)	$\langle x_{\text{D}} \rangle$ (cm)
Ar, 22.1 keV	80.0	1.49	1.51
Ar, 5.9 keV	2.2	1.17	1.83
Xe, 5.9 keV	0.3	0.2999	2.7001

Tabelle 4.3: Die Absorptionlängen λ sind aus Abb. 3.8 abgelesen. Die auf die Driftstrecke von 3 cm bezogenen mittleren Absorptionlängen $\langle x_{\text{abs}} \rangle$ wurden mit (4.12) berechnet. Aus letzteren folgen direkt die mittleren Driftstrecken $\langle x_{\text{D}} \rangle$.

4.3.2 Messergebnisse & Diskussion

Das Anpassen der Fit-Funktionen an die Daten in Abbildung 4.15 liefert jeweils den Parameter B . Aus diesem berechnet sich anhand Gleichung (4.11) jeweils der Wert des Anlagerungskoeffizienten. Die Ergebnisse der vier Messreihen sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst und im rechten Bild von Abb. 4.16 dargestellt. Wie der Vergleich mit dem linken Bild in 4.16 zeigt, fügen sich die Werte an Betracht der großen Fehler der Messung sehr gut in die Systematik der bereits existierenden Daten bei ähnlichen Gasmischungen ein.

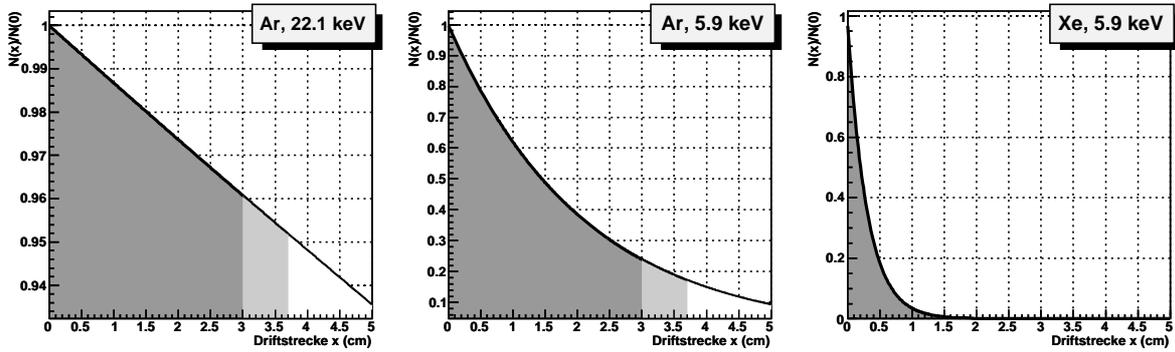


Abbildung 4.14: Die auf eins normierten Intensitäten von verschiedenen γ -Energien beim Durchgang durch unterschiedliche Edelgase. Dunkelgrau sind die 3 cm der Driftregion dargestellt, hellgrau die 7 mm der Verstärkungsregion. Weiß sind Bereiche außerhalb des sensitiven Bereichs.

Die Messung mit der Cadmiumquelle bei $E_D = 100$ V/cm weist von der 27. bis zur 53. Messung vorübergehend eine starke, plötzliche Abweichung vom Verlauf auf (siehe Abbildung B.3). Der Grund dafür konnte nicht mit Sicherheit geklärt werden, daher wurden in dieser Reihe nur die übrigen Messungen für die weitere Berechnung des Anlagerungskoeffizienten verwendet. Die Darstellungen der Pulshöhenspektren der übrigen drei Messreihen finden sich in Anhang B (Abbildungen B.4, B.5 und B.6).

Die Fehler der Messung sind aus einer Vielzahl von Gründen sehr groß, wie im nächsten Absatz beschrieben wird und schon aus der Abweichung der beiden Messungen mit dem gleichen Driftfeld zu sehen ist. Die Bestimmung des Anlagerungskoeffizienten ist mit dem TRD-Teststand demnach möglich, stellt jedoch keine Präzisionsmessung dar.

Quelle	Driftfeld (V/cm)	B	C_{att} ($\text{atm}^{-2}\mu\text{s}^{-1}$)	χ^2/NDF
^{109}Cd	100	$3.53 \cdot 10^3$	542	2.9
^{109}Cd	300	$1.09 \cdot 10^3$	503	6.7
^{109}Cd	600	$5.78 \cdot 10^2$	575	12.4
^{55}Fe	600	$7.77 \cdot 10^2$	637	2.9

Tabelle 4.4: Ergebnisse der Messungen des Anlagerungskoeffizienten C_{att} . B sind die Parameter der in Abb. 4.15 eingezeichneten exponentiellen Fit-Funktionen.

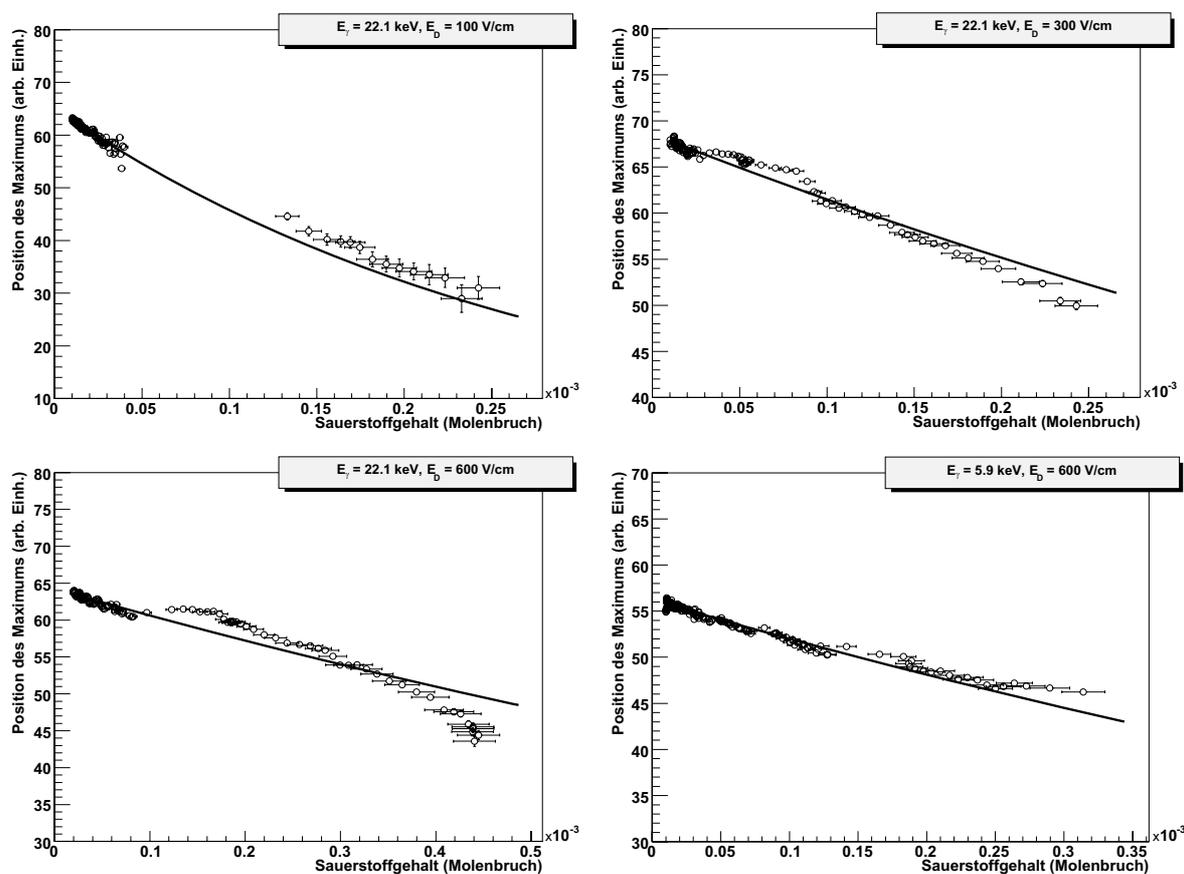


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Sauerstoffgehalt des Gasgemisches bei unterschiedlichen Driftfeldern bzw. γ -Energien. Die eingezeichneten Linien sind exponentielle Fit-Funktionen der Form $f(x) = A \cdot \exp(-x_V \cdot B)$.

4.3.3 Fehlerbetrachtung

Für die Anpassung der Fit-Funktionen wurden den Messpunkten Fehler zugeteilt. Für den Fehler in der Bestimmung des Maximums wurde der Fehler der Fit-Funktion verwendet. Derjenige des Sauerstoffgehalts ist maßgeblich von zwei Faktoren beeinflusst. Den Fehler in der Messung an sich und der Fehler aufgrund unvollständiger Durchmischung und somit Unterschieden im Sauerstoffgehalt am Ort der Messung und am Gasauslass der Kammer. Letzterer kann nicht ohne Weiteres abgeschätzt werden, daher wurde hier der Fehler des Messgerätes mit 5% recht hoch veranschlagt.

Da sich die Messungen jeweils über einen Zeitraum von einigen Stunden erstreckten, ist aufgrund der hohen Druckabhängigkeit der Gasverstärkung der Mangel einer Druckmessung und ein schwankender Umgebungsdruck sicherlich eine große Fehlerquelle.

Ein systematischer Fehler in der Auswertung ist, dass zur Bestimmung der mittleren Driftstrecke die Absorptionslänge von reinem Argon betrachtet wurde.

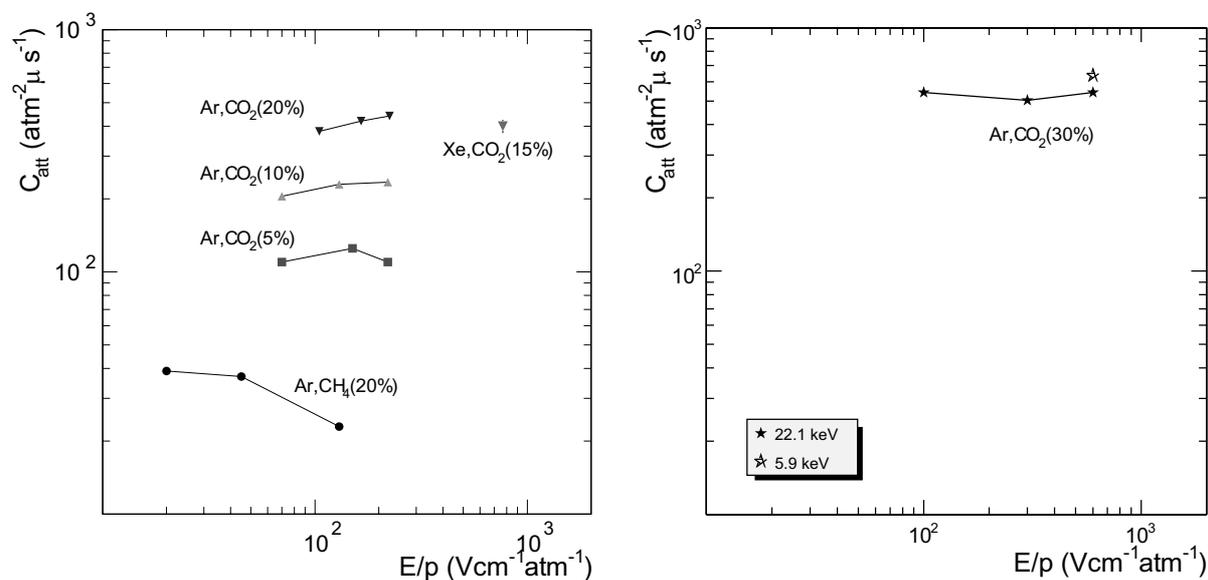


Abbildung 4.16: Der Anlagerungskoeffizient als Funktion des Driftfeldes bei unterschiedlichen Gasmischungen. Die Prozentzahl gibt jeweils den Anteil des Löschgases an. Das linke Bild stammt aus [31] und dient als Referenz. Die Daten im rechten Bild sind das Ergebnis der in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen. Die ausgefüllten Sterne sind die Ergebnisse der Messungen mit der Cadmiumquelle, der offene Stern das Ergebnis der Messung mit der Eisenquelle.

Die Qualität der Fit-Funktionen lässt sich anhand von Abb. 4.15 durch die Abweichungen der Messpunkte vom exponentiellen Verlauf, ausgedrückt durch χ^2/NDF in Tabelle 4.4, bestimmen.

Kapitel 5

Simulation von Quarkonia

Modelle liefern Erwartungen über das Verhalten der Messgrößen im Experiment (Kapitel 2); mit Detektoren versucht man, diese bestmöglich zu erfassen (Kapitel 3). Eine Erwartung darüber, wie gut das gelingen wird, liefern Simulationen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Simulationen von $2 \cdot 10^8$ Proton-Proton-Kollisionen durchgeführt, was der Datenmenge entspricht, die voraussichtlich nach der ersten Strahlperiode des LHC zur Verfügung stehen wird.

5.1 Aufbau und Ablauf der Simulation

Die Simulationen wurden mit der ALICE-Analyseumgebung, AliRoot [50], durchgeführt. Dies ist eine speziell auf das ALICE-Experiment angepasste Version des Softwarepakets ROOT, einer objektorientierten Umgebung zur Simulation, Rekonstruktion und Datenanalyse.

Am Anfang einer Simulation steht die Erzeugung des eigentlichen Ereignisses. Je nach Anforderung werden ein oder mehrere geeignete Monte-Carlo-Generatoren verwendet, welche die Produkte der simulierten Reaktion, eine Reihe von Teilchen und alle nötigen Informationen über diese, liefern. In einer vollen Simulation folgen daraufhin zwei weitere Schritte: Transport und Rekonstruktion. Im ersten dieser beiden Schritte werden die Wechselwirkung der aus der Generation stammenden Teilchen mit dem Detektormaterial, das sie durchqueren, und ihr eventueller Zerfall berechnet. Die Bewegung und Wechselwirkung der Zerfallsprodukte werden selbstverständlich ebenfalls weiter verfolgt. Daraufhin wird die Reaktion des Detektors auf die erfolgten Wechselwirkungen berechnet und gespeichert. Zu diesem Augenblick entsprechen die Daten der Simulation den Rohdaten des Experiments, anschließend können beide gleichermaßen behandelt werden. Im dritten und letzten Schritt werden die Signale ausgewertet, also Spuren und deren Vertices rekonstruiert, Teilchen identifiziert und deren kinematische Variablen bestimmt.

Eine solche volle Simulation stellt einen großen Rechenaufwand dar und benötigt auch mit

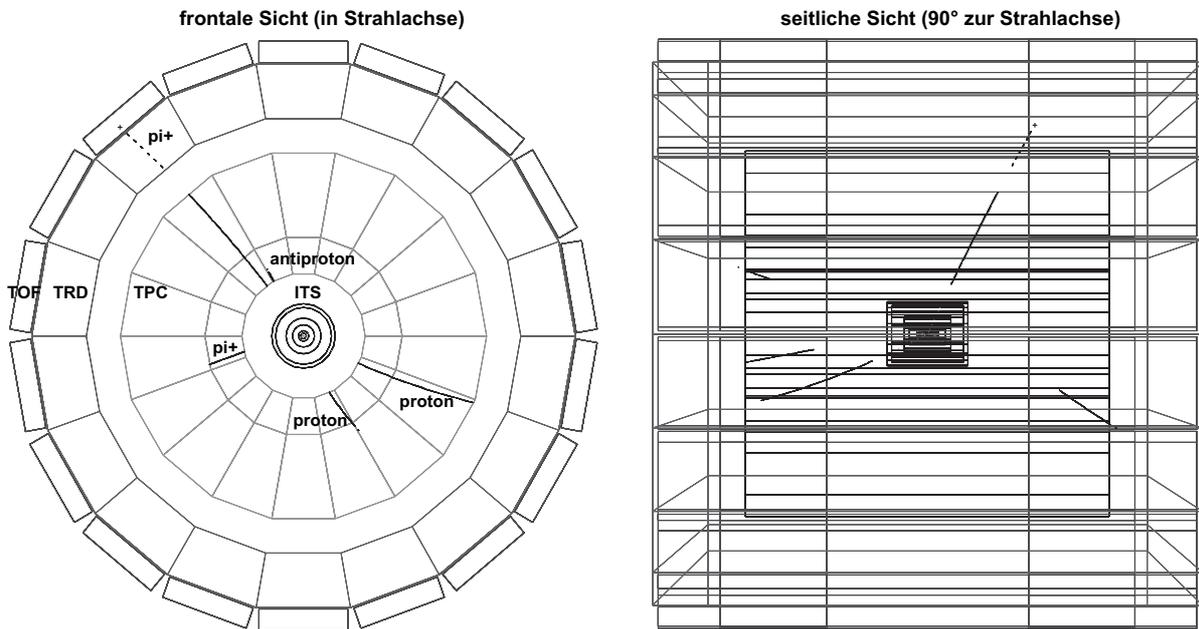


Abbildung 5.1: AliRoot Simulation einer Proton-Proton-Kollision bei $\sqrt{s_{NN}}=14$ TeV. Zu sehen sind die wichtigsten spurerzeugenden Detektoren und die Spuren verschiedener Teilchen im zentralen Bereich des Detektors.

modernen Prozessoren, je nach der Art der Kollision und den einbezogenen Detektoren, eine beachtliche Rechenzeit. Abbildung 5.1 stellt den simulierten Stoß zweier Protonen grafisch dar. In die angedeuteten Strukturen der zentralen Detektoren sind sowohl in frontaler als auch in seitlicher Sicht die registrierten Spuren der Kollisionsprodukte eingezeichnet.

Mit der aktuell zugänglichen Rechenleistung¹ ist eine Simulation von $2 \cdot 10^8$ Ereignissen mit der vollen Kette nicht möglich. Um dieses Problem zu lösen, wird auf die Idee der schnellen Simulationen zurückgegriffen. Hierzu wird nur der erste Schritt einer normalen Simulation, die Generierung, wie oben beschrieben, durchgeführt. Die beiden anschließenden Schritte werden mit Hilfe von Parametrisierungen berechnet. So wird zunächst anhand der Kinematik jedes Teilchens – Transversalimpuls p_t , Polar- und Azimutwinkel θ bzw. ϕ – die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass dieses vom Detektor registriert wurde. Wenn dies der Fall ist, werden die genannten kinematischen Variablen statistisch verschmiert, um so den Fehler der Messung mit dem Detektor einzuarbeiten. Danach wird die Wahrscheinlichkeit der Missidentifikation des Teilchens einbezogen.

¹Die vorliegende Simulation wurde auf den insgesamt etwa 150 Prozessoren der Rechencluster der Universitäten Münster, Heidelberg und Frankfurt durchgeführt.

5.1.1 Parametrisierung der Detektorantwort

Zur Berechnung der Detektorantwort werden drei Parametrisierungen benötigt: Eine für die Effizienz der Teilchendetektion, eine weitere für die Simulation der Auflösung des Detektors und eine letzte für die Berechnung der Effizienz der Elektron-Pion-Unterscheidung.

Dazu wurden in [51] eine Reihe von Simulationen mit der kompletten Simulationskette durchgeführt. Alle drei Parametrisierungen sind Funktionen der Form $F(p_t, \theta, \phi)$, wobei die Werte der drei Variablen in *Bins* unterteilt sind. Die Breiten der Bins betragen: $B_{p_t} = 0.2 \text{ GeV}/c$, $B_\theta = \frac{\pi}{150} \text{ rad}$ und $B_\phi = \frac{\pi}{45} \text{ rad}$. Für jedes Bin muss der Funktionswert bestimmt werden. Je höher die Spurdichte im Detektor ist, desto mehr Pixel² tragen ein Signal oberhalb eines Schwellenwerts³. Je größer das Verhältnis von belegten zu unbelegten Pixeln ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass zwei unabhängige Signale zum selben Pixel beitragen und sich so gegenseitig stören, was die Auflösung des Detektors mindert. Daher müssen für Proton-Proton- und Blei-Blei-Kollisionen (und für diese für unterschiedliche Vorhersagen der Multiplizität) verschiedene Parameter bestimmt werden.

Die Parametrisierung der Detektorantwort wurde für ein Magnetfeld von 0.5 T in einem Transversalimpulsbereich von 1 bis 10 GeV/c bestimmt. Die Transversalimpulse der Zerfallsprodukte von Quarkonia werden größtenteils in diesem Bereich liegen, unterhalb von einem GeV/c liefert der Untergrund durch missidentifizierte Pionen einen zu großen Beitrag.

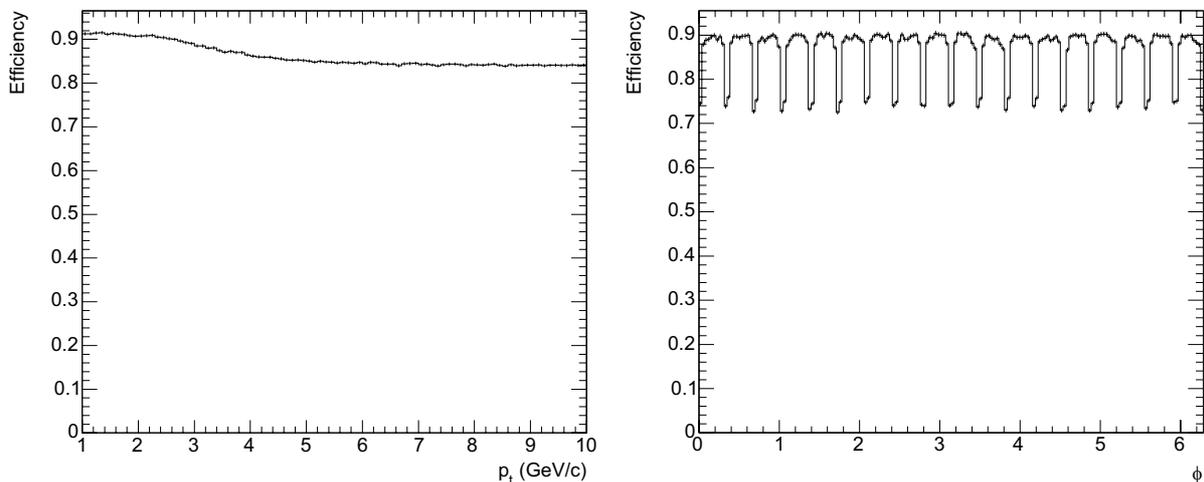


Abbildung 5.2: Die Effizienz der Rekonstruktion für einzelne Elektronen/Positronen in Abhängigkeit von p_t (links) bzw. ϕ (rechts). Quelle: [31]

Das Ergebnis der Parametrisierung der Effizienz lässt sich über einen beliebigen Bereich von einer oder zwei der drei Variablen integrieren und in Abhängigkeit der verbleibenden darstellen. Abbildung 5.2 zeigt die Projektion auf p_t (links) bzw. ϕ (rechts). Zwischen 1 und

²Ein Pixel des ALICE-TRD ist ein Zeit-Bin eines Pads.

³Der Prozentsatz von signalbelegten Pixeln wird als *Occupancy* bezeichnet.

5 GeV/c nimmt die Effizienz um etwa 7% ab. Das liegt daran, dass die Spuren von Teilchen mit hohen Impulsen im Magnetfeld kaum gekrümmt werden – fliegt ein solches Teilchen in einen der radial verlaufenden unempfindlichen Bereiche, ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass es kein oder kaum sensitives Volumen durchquert und somit nicht rekonstruiert wird. Spuren von Teilchen mit niedrigeren Impulsen sind stärker gekrümmt und führen aus den unempfindlichen Bereichen heraus.

Die Unterteilung des TRD in 18 Supermodule mit dazwischenliegenden tragenden Strukturen ist in der ϕ -abhängigen Darstellung der Effizienz gut zu erkennen.

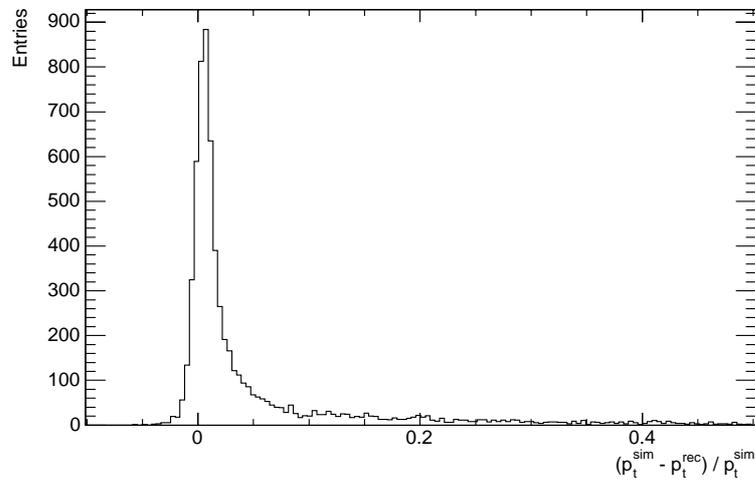


Abbildung 5.3: Die Abweichung von simuliertem zu rekonstruiertem Transversalimpuls in einem p_t - ϕ -Bin. Deutlich zu erkennen ist die Asymmetrie der Verteilung, hervorgerufen durch Bremsstrahlung der Elektronen. Quelle: [31]

In Abbildung 5.3 ist die Differenz zwischen simuliertem und rekonstruiertem p_t in einem p_t - ϕ -Bin dargestellt. Die Asymmetrie der Verteilung stammt von dem Energieverlust der Elektronen/Positronen durch Bremsstrahlung. Für die Parametrisierung wurden die Verteilungen in jedem Bin durch eine Kombination von einer Gauß- und einer Landauverteilung genähert; der lange Ausläufer mit einer Exponentialfunktion. Es sei erwähnt, dass die Abweichungen in θ und ϕ normalverteilt sind und sich einzig mit der Breite der Verteilung charakterisieren lassen.

Die Qualität der Unterscheidung von Elektronen und Pionen hängt, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, hauptsächlich von dem TRD und der TPC ab. Während der TRD eine im relevanten Impulsbereich von 1 bis 10 GeV/c nahezu konstante Pion-Unterdrückung liefert [31], ist diejenige der TPC stark impulsabhängig und verliert oberhalb von $p = 3$ GeV/c an Aussagekraft. In den verwendeten Parametrisierungen wird die Wahrscheinlichkeit der Missidentifikation ausschließlich anhand des Impulses des Teilchens berechnet. Eine Darstellung der Abhängigkeit findet sich in Abbildung 5.4.

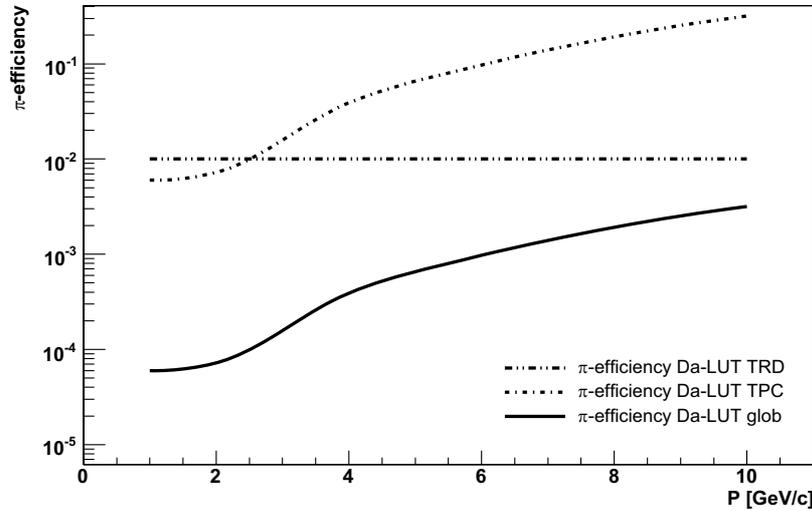


Abbildung 5.4: Die Effizienz der Pion-Unterdrückung in Abhängigkeit des Teilchenimpulses bei einer Effizienz der Elektronen-Identifikation von 90%. Für den TRD wurde in der verwendeten Parametrisierung eine konstante Effizienz von 10^{-2} angenommen, was in erster Näherung mit Testmessungen übereinstimmt [31]. Die Effizienz der TPC wird durch die kurz-lang-gestrichelte Linie beschrieben. Die durchgezogene Linie stellt die kombinierte Effizienz dar. Quelle: [52]

Um im Simulationsablauf die beschriebenen Parametrisierungen zu verwenden, wird ein Objekt der Klasse *AliResponses* erzeugt.

5.1.2 Der Generator-Cocktail

Als Monte-Carlo-Generator wird in der vorliegenden Arbeit Pythia [53] in der Version 6.2 verwendet. Allerdings hat sich gezeigt, dass die von Pythia erzeugten Produktionsraten von Quarkonia bereits starke Abweichungen von den Messungen des CDF-Experiments⁴ aufweist. Daher wurde diese Funktion abgeschaltet und mit externen Parametrisierungen realisiert. Daraus ergibt sich ein Bündel von Generatoren, welche in einem sogenannten Generator-Cocktail zusammengefasst werden und die die von ihnen generierten Teilchen in eine gemeinsame Liste, den Teilchen-*Stack*, speichern.

Generatoren für Quarkonia

Als Generatoren für die einzelnen Quarkonia-Zustände werden jeweils Objekte der Klasse *AliGenParam* verwendet, welche anhand von parametrisierten Transversalimpuls- und Rapi-

⁴Collider Detector at Fermilab, ein Experiment am Tevatron, einem Proton-(Anti-)Proton-Collider mit Schwerpunktsenergien von knapp unter 2 TeV.

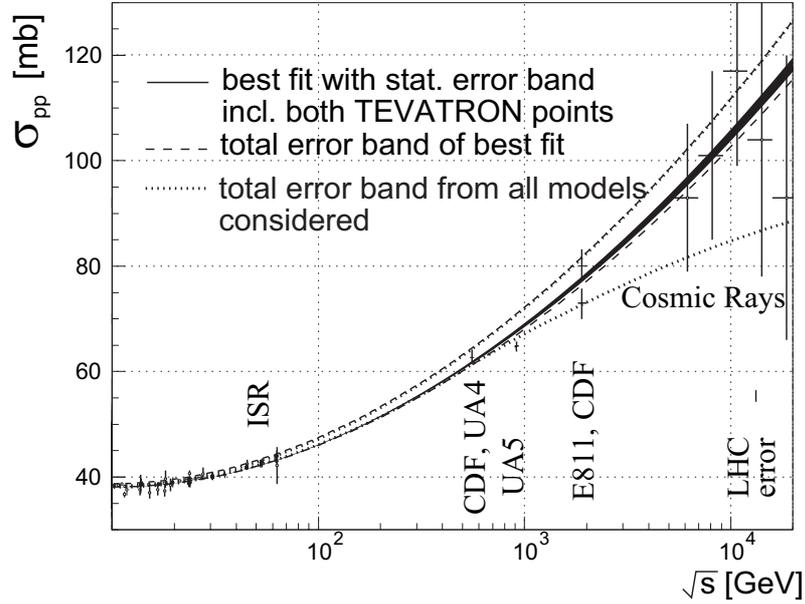


Abbildung 5.5: Darstellung der totalen (sowohl elastischer als auch inelastischer Wechselwirkungen) Wirkungsquerschnitte von pp-Kollisionen gegen die Schwerpunktsenergie: Verfügbare Daten und Extrapolationen. Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt beträgt etwa 80% des totalen. Quelle: [54]

ditätsverteilungen ausgewählte Teilchen erzeugen. Die jeweiligen Verteilungen sind Extrapolationen der Daten des CDF-Experiments auf die nominale Proton-Proton (pp) Kollisionsenergie des LHC von 14 TeV. Sie werden aus der Bibliothek *AliGenMUONlib* bezogen und über ihren Namen *CDF pp* ausgewählt.

Anhand des totalen Wirkungsquerschnitts für inelastische pp-Stöße $\sigma_{pp,tot}^{inel}$ und der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Quarkonia σ_i errechnet sich deren durchschnittliche Anzahl pro Ereignis:

$$Y_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{pp,tot}^{inel}} \quad (5.1)$$

Extrapolationen vorhandener Daten von $\sigma_{pp,tot}^{inel}$ auf die LHC-Energie sind mit recht großen Ungenauigkeiten behaftet; man erwartet einen Wert zwischen 65 und 95 mb [26, 28] (siehe Abbildung 5.5). Um die Vergleichbarkeit mit anderen Simulationen innerhalb des ALICE-Experiments zu erhalten, wurde hier wie in [28] ein Wert von 70 mb gewählt.

Die verwendeten Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Quarkonia-Zustände finden sich in Tabelle 5.1 und stammen aus [28], Kapitel 6.7.1.2. Pythia liefert als Output einen Teilchen-Stack, eine Liste, an die eventuell weitere Teilchen aus den übrigen Generatoren des Cocktails angehängt werden. Daraufhin erst werden die eventuellen Zerfälle aller Teilchen in der

Kanal	$\sigma_{J/\psi}$ (mb)	$\sigma_{\psi'}$ (mb)	σ_{Υ} (mb)	$\sigma_{\Upsilon'}$ (mb)	$\sigma_{\Upsilon''}$ (mb)
a) $X \rightarrow l^+l^-$	$3.18 \cdot 10^{-3}$	$5.70 \cdot 10^{-5}$	$2.80 \cdot 10^{-5}$	$6.90 \cdot 10^{-6}$	$4.10 \cdot 10^{-6}$
b) $X \rightarrow \text{alles}$	$4.93 \cdot 10^{-2}$	$7.55 \cdot 10^{-3}$	$1.04 \cdot 10^{-3}$	$4.83 \cdot 10^{-4}$	$3.06 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.1: Produktions-Wirkungsquerschnitte der jeweiligen Quarkonia-Zustände in pp-Kollisionen mit $\sqrt{s} = 14$ TeV: Im dileptonischen Kanal inklusive der dileptonischen Zerfallsrate und Beiträgen aus Zerfällen höherer Zustände (a) wie in [28], und für den Zerfall in alle Kanäle (b).

Liste berechnet. Zwar interessiert hier natürlich nur der Zerfall der Quarkonia in ein Elektron-Positron-Paar, die alleinige Einstellung der Zerfallsberechnung auf diesen Kanal hat jedoch zur Folge, dass auch alle von Pythia generierten Teilchen nicht entsprechend ihrer natürlichen Verhältnisse zerfallen. Daher müssen global alle Zerfallskanäle freigegeben werden. Die Werte aus [28] bzw. Tabelle 5.1(a) müssen daher entsprechend ihrer Zerfallsraten korrigiert werden, was auch den Beitrag durch den Zerfall höherer in niedrigere Resonanzen betrifft, um ein korrektes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu wahren.

Erzeugung des Untergrundes mit Pythia

Die richtige Einstellung von Pythia ist für die Generation des Untergrundes von großer Bedeutung. Ein wichtiger Teil des Untergrundes sind einzelne Elektronen bzw. Positronen aus Zerfällen von Teilchen mit *offenem charm* oder *beauty*, also Teilchen mit einem c-, b-, \bar{c} - oder einem \bar{b} -Quark. Kombiniert mit einem Positron bzw. Elektron aus einem anderen Zerfall liefern sie Beiträge im invarianten Massenspektrum. Einen weiteren Beitrag liefern missidentifizierte Pionen. Der Untergrund sollte möglichst den Erwartungen entsprechen. Da diese jedoch recht vage Abschätzungen sind und es geschickter ist, die Qualität einer Messung zu unter- und nicht zu überschätzen, wird im Zweifel die konservative Lösung gewählt.

Abgesehen von Schwerpunktsenergie und Kollisionssystem ist die wichtigste Einstellung die Wahl des entsprechenden Prozesses. Die Standardeinstellung von Pythia für unselektierte (sogenannte *minimum bias*) Ereignisse erfolgt über die Wahl des Prozesses „kPyMb“.

Jedoch existieren gerade bei diesem Prozess Probleme mit der Produktion schwerer Quarks[55]. Ein alternativer Prozess ist „kPyMbMSEL1“, welcher die Pythia-Standardeinstellungen für harte Streuprozesse beinhaltet. Zum Vergleich wurden für beide Prozesse jeweils die Pseudo-Rapidity- und Transversalimpulsverteilungen geladener B-Mesonen und Pionen aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.6 dargestellt.

In 5.6(a) ist deutlich die wesentlich geringere Rate an B-Mesonen im Prozess „kPyMb“ gegenüber „kPyMbMSEL1“ im interessanten Pseudo-Rapiditybereich, entsprechend der Akzep-

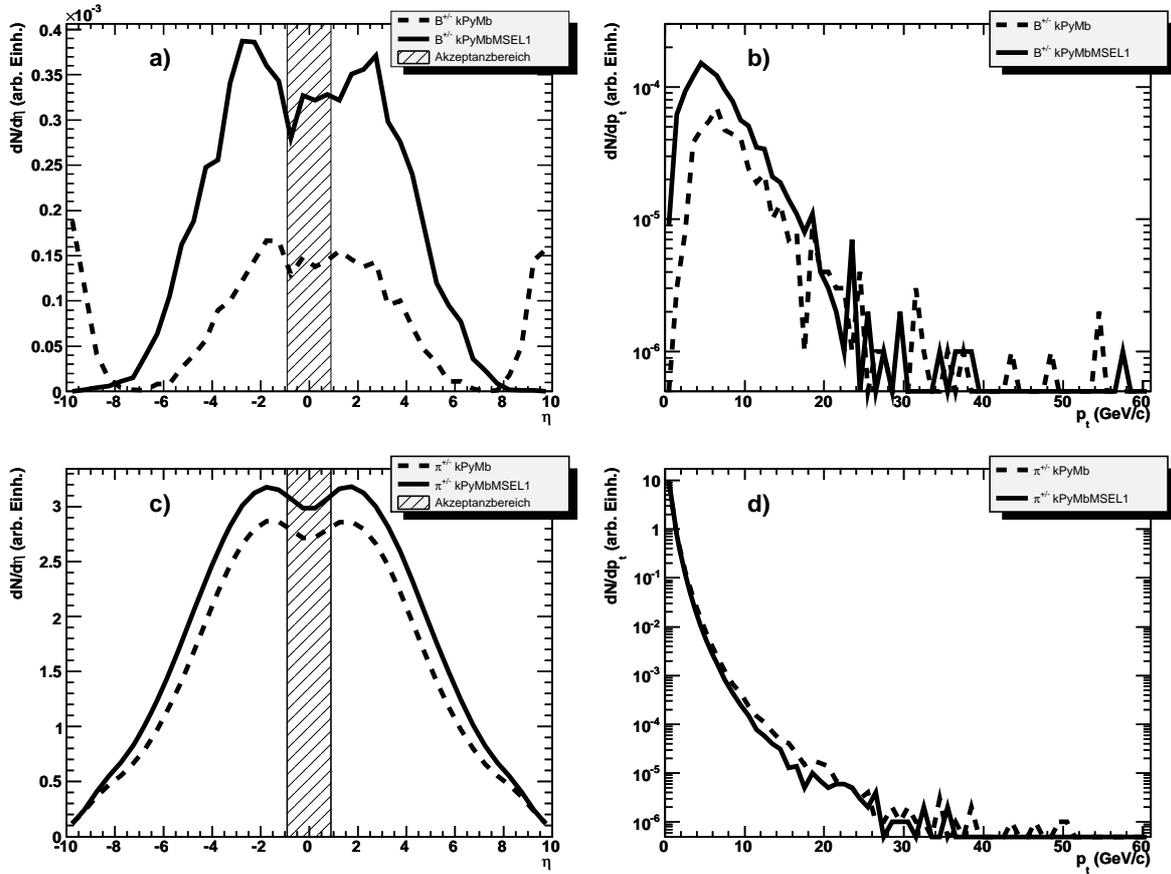


Abbildung 5.6: Vergleich der Pythia-Prozesse „kPyMb“ und „kPyMbMSEL1“: die Pseudo-Rapiditätsverteilungen geladener B-Mesonen (a) und geladener Pionen (c). Der schraffierte Bereich entspricht der Akzeptanz der zentralen Detektoren. Die Tabellen (b) und (d) zeigen die Transversalimpulsspektren dieser Teilchen im genannten Akzeptanzbereich.

tanz der zentralen Detektoren: $|\eta| < 0.9$, zu sehen. Die hohe Anzahl an B-Mesonen bei hohen Pseudo-Rapiditäten bei „kPyMb“ ist vermutlich auf aktivierte diffraktive Streuungen in diesem Prozess zurückzuführen. Wie Abbildung 5.6(b) zeigt, werden bei „kPyMb“ insbesondere im unteren und mittleren p_t -Bereich wesentlich weniger B-Mesonen produziert. Die Abbildungen 5.6(c) und (d) zeigen, dass in „kPyMbMSEL1“ zwar insgesamt eine etwas größere Anzahl von geladenen Pionen produziert wird, bei mittleren bis höheren Transversalimpulsen jedoch „kPyMb“ eine höhere Rate liefert. Da der Untergrund voraussichtlich stärker durch den semi-leptonischen Zerfall von Teilchen mit offenem charm oder beauty, wie B-Mesonen, bestimmt wird als durch missidentifizierte Pionen und bei letzteren der Unterschied der beiden Prozesse nicht stark ausgeprägt ist, wird für die Produktion des Untergrundes in der vorliegenden Simulation für Pythia der Prozess „kPyMbMSEL1“ gewählt.

Die somit in Pythia aktivierten Subprozesse sind sowohl weiche (Subprozess Nr. 95) als

auch harte QCD-Prozesse (11, 12, 13, 28, 53 und 68). Alle weiteren Einstellungen von Pythia, die durch die Wahl des Prozesses „kPyMbMSEL1“ gesetzt werden, sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Parameter	Wert	Pythia 6.2 Standard	Beschreibung
MSTP(2)	2	nein	Ordnung der Berechnung von α_s
MSTP(32)	2	nein	Berechnung von Q^2
MSTP(34)	1.0	ja	Parameter zur Berechnung von Q^2
MSTP(67)	1.0	ja	”
PARP(71)	4.0	ja	”
MSTP(61)	1	ja	QCD- und QED-Strahlung
MSTP(71)	1	ja	im Anfangs- und Endzustand
MSTP(91)	1	ja	ursprüngliche k_t -Verteilung im Hadron
PARP(91)	1.0	ja	Parameter der k_t -Verteilung
PARP(93)	5.0	ja	”
PMAS(4,1)	1.2	nein	Charm-Quark Masse
PMAS(5,1)	4.78	nein	Beauty-Quark Masse
MSTP(51)	kCTEQ5L	ja	Parton-Verteilung, PDF
MSTP(81)	1	ja	Schalter für mehrfache Interaktionen
MSTP(82)	4	nein	Parameter zur Berechnung von
PARP(82)	1.8	nein	mehrfachen Interaktionen
PARP(83)	0.5	ja	”
PARP(84)	0.5	nein	”
PARP(85)	0.33	ja	”
PARP(86)	0.66	ja	”
PARP(89)	1000.0	ja	”
PARP(90)	0.16	ja	”

Tabelle 5.2: Mittels Prozess „kPyMbMSEL1“ ausgewählte Einstellungen von Pythia. Für nähere Informationen zu den einzelnen Einstellungen siehe [56]

5.1.3 Analyse des Teilchen-Stacks

Das Resultat jedes einzeln simulierten Ereignisses ist die komplette Liste der generierten Teilchen mit allen relevanten Informationen, beispielsweise über deren Kinematik, Vertices und

eventuelle Mutter- oder Tochterpartikelchen. Die Analyse dieses Teilchen-Stacks lässt sich parallel nach zwei Methoden durchführen: Mit und ohne Verwendung von Monte-Carlo-Informationen, welche im späteren Experiment nicht zugänglich sind. Mit diesen Informationen lässt sich beispielsweise der korrekte Ablauf der Simulation prüfen und der Ursprung des Untergrundes studieren.

In einer Schleife wird nacheinander jedes Teilchen des Stacks untersucht. Nach Anwendung der unter 5.1.1 beschriebenen Parametrisierungen der Detektorantwort wird ein p_t -Cut auf die verbleibenden Teilchen angewendet, d.h. Teilchen unterhalb eines Transversalimpulses von $1 \text{ GeV}/c$ nicht weiter analysiert, da darunter ein sehr starker Untergrund durch missidentifizierte Pionen und nur ein geringes Signal zu erwarten ist [51].

Handelt es sich zu diesem Zeitpunkt nicht um ein mutmaßliches Elektron/Positron, wird mit dem nächsten Teilchen im Stack fortgefahren. Ist es jedoch der Fall, so werden die kinematischen Variablen des Teilchens zwischengespeichert. Falls nach dem Durchlauf des gesamten Stacks ein oder mehrere Elektronen/Positronen in den Zwischenspeicher aufgenommen wurden, so wird dessen/deren Phasenraumverteilung/en in Histogramme eingetragen und, falls sich ein oder mehrere Elektron-Positron-Paarungen ergeben, deren invariante Masse berechnet.

Eine weitere wichtige Analyse ist die Berechnung bzw. Abschätzung des Untergrundes. Hierzu kombiniert man unkorrelierte Paarungen von Elektronen/Positronen miteinander, um ein Spektrum zu erhalten, welches keine charakteristischen Maxima aufweist. Es gibt hauptsächlich zwei Methoden, unkorrelierte Paarungen zu erhalten: Die Kombination von Elektronen (Positronen) aus einem Ereignis mit Positronen (Elektronen) aus einem anderen (*Event-Mixing-Methode*), sowie die Kombination zweier Elektronen oder zweier Positronen aus dem jeweils gleichen Ereignis (*Like-Sign-Methode*).

5.2 Ergebnisse

5.2.1 Transversalimpuls-Spektren der rekonstruierten e^+/e^-

Das Transversalimpuls-Spektrum aller rekonstruierten Elektronen und Positronen ist in Abbildung 5.7(a) dargestellt. Die Histogramme 5.7(b) bis (f) beinhalten nur Elektronen und Positronen aus bestimmten Quellen. Aufgrund des verwendeten Cuts auf Teilchen mit einem Transversalimpuls unterhalb von $1 \text{ GeV}/c$ beginnen die Spektren erst bei diesem Wert. Aufgrund der impulsabhängigen Effizienz der Teilchenidentifikation der TPC werden Pionen mit Transversalimpulsen oberhalb von etwa $3 \text{ GeV}/c$ schwächer unterdrückt⁵. Dies führt zu einer deutlich von 5.6(d) verschiedenen Form der Verteilung in 5.7(f).

⁵Aufgrund der longitudinalen Akzeptanz der zentralen Detektoren können nur Teilchen gemessen werden, deren longitudinaler Impuls $p_l \leq p_t$ ist. Der Impuls p der Teilchen ist daher maximal $\sqrt{2}p_t$.

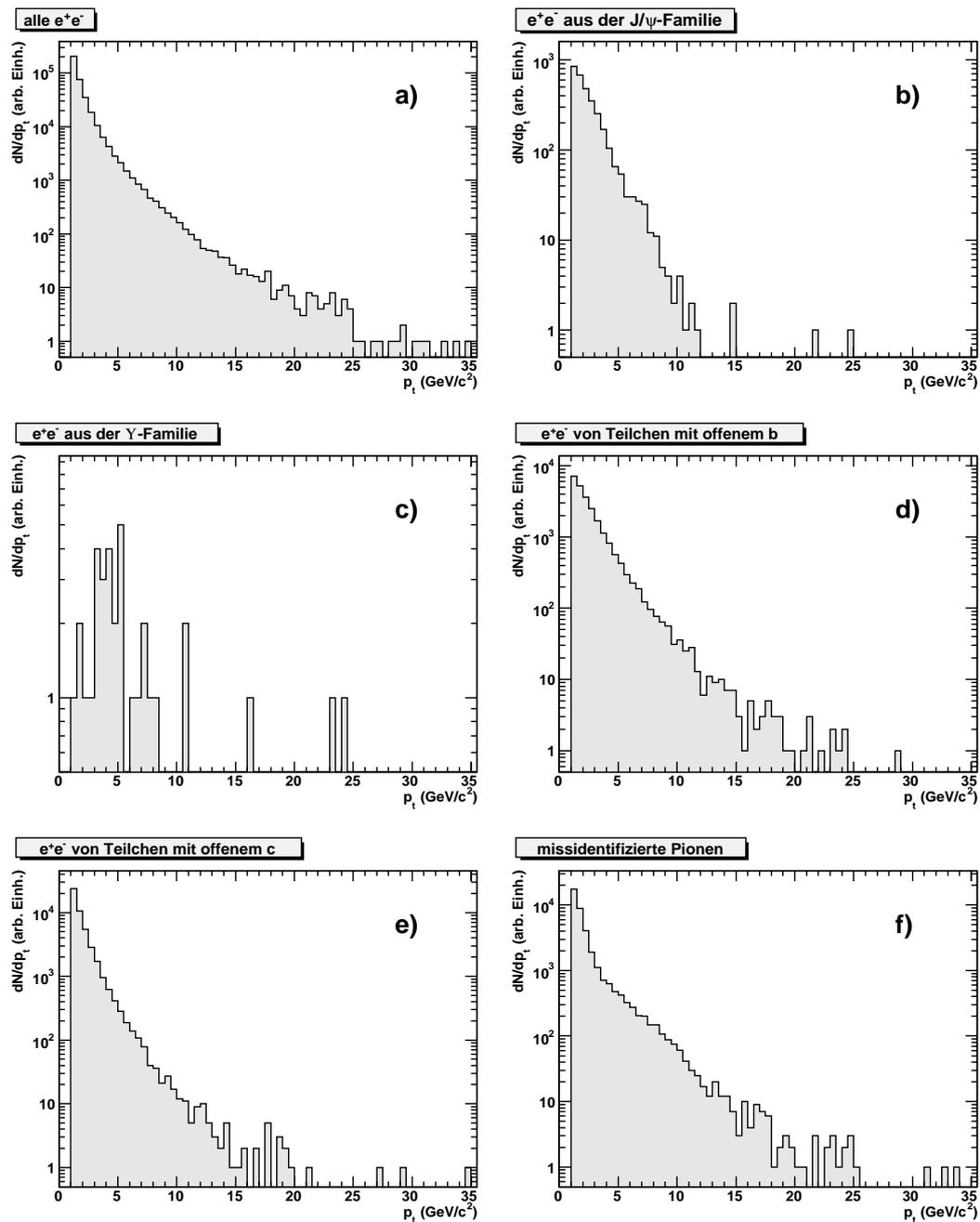


Abbildung 5.7: Die Transversalimpuls-Verteilungen aller rekonstruierter Elektronen und Positronen (a), sowie von solchen aus Zerfällen von Teilchen der Familie des J/ψ (b) bzw. des Υ (c), von Teilchen mit offenem beauty (d) bzw. charm (e). In (f) sind die Transversalimpulse der missidentifizierten Pionen eingetragen.

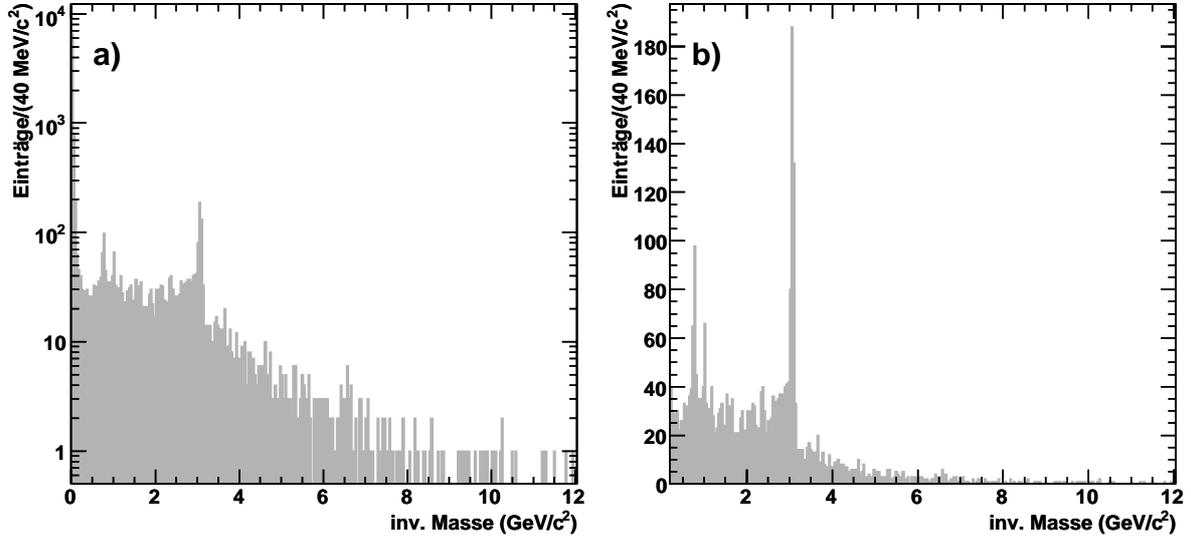


Abbildung 5.8: Das invariante Massenspektrum in zwei verschiedenen Darstellungen. Die lineare Darstellung (b) zeigt das Spektrum zwischen $200 \text{ MeV}/c^2$ und $12 \text{ GeV}/c^2$.

5.2.2 Das invariante Massenspektrum

Abbildung 5.8 zeigt das erwartete invariante Massenspektrum für $2 \cdot 10^8$ Kollisionen zweier Protonen, in logarithmischer bzw. linearer Darstellung. Ein großer Teil der 10803 Einträge liegt unterhalb von $200 \text{ MeV}/c^2$, deutliche Maxima sind zudem um $770 \text{ MeV}/c^2$, $1.01 \text{ GeV}/c^2$ und insbesondere $3.1 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen. Die Spektren der entsprechenden Teilchen sind in Abbildung 5.9 eingetragen. Diese sind ω - bzw. zu geringen Teilen ρ -Mesonen mit Massen von 782.7 bzw. $775.5 \text{ MeV}/c^2$, ϕ -Mesonen mit einer Masse von $1019.5 \text{ MeV}/c^2$ und das J/ψ mit der Masse $3096.9 \text{ MeV}/c^2$. Das $\psi(2S)$ hat aufgrund seines wesentlich geringeren Wirkungsquerschnitts (Tabelle 5.1) und des unwahrscheinlicheren Zerfalls in ein Elektron-Positron-Paar gegenüber dem J/ψ keinen im Spektrum sichtbaren Beitrag zur Folge.

Insbesondere am Spektrum des J/ψ ist eine deutliche Asymmetrie zu erkennen. Diese folgt durch den Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung, wie unter 5.1.1 beschrieben. Zwar findet sich oberhalb von $8 \text{ GeV}/c^2$ kaum noch Untergrund im Spektrum, dennoch ist der Beitrag durch die verschiedenen Υ -Zustände zu gering, um sich abzuzeichnen (Abb. 5.10).

Für die große Anzahl von simulierten Ereignissen scheint die Zahl von Einträgen im Massenspektrum recht niedrig. Allerdings ist die Multiplizität in einer Kollision zweier Protonen auch bei hohen Energien von einigen TeV nicht vergleichbar mit der in einer Kollision von schweren Ionen (siehe Abb. B.7). Nur ein Teil der entstehenden Elektronen bewegt sich durch den Akzeptanzbereich der zentralen Detektoren (siehe hierzu Abb. B.8). In gut 0.05% der Ereignisse der vorliegenden Simulation kann ein Elektron-Positron-Paar rekonstruiert werden, was zu einem Eintrag im invarianten Massenspektrum führt. Höhere Anzahlen von Paarun-

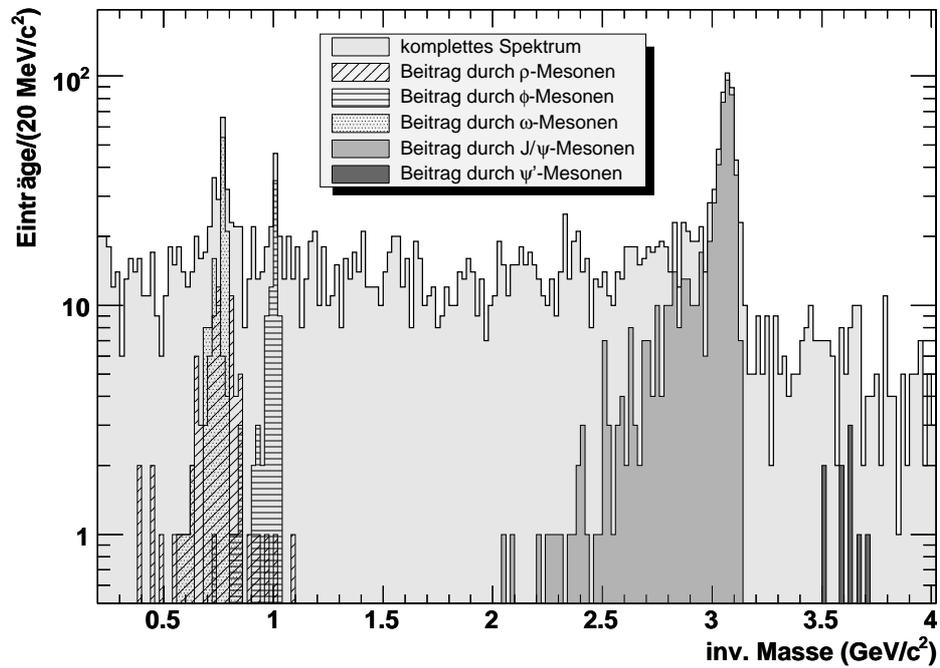


Abbildung 5.9: Der Beitrag von Quarkonia aus der J/ψ -Familie sowie einiger leichter Vektormesonen zum Signal.

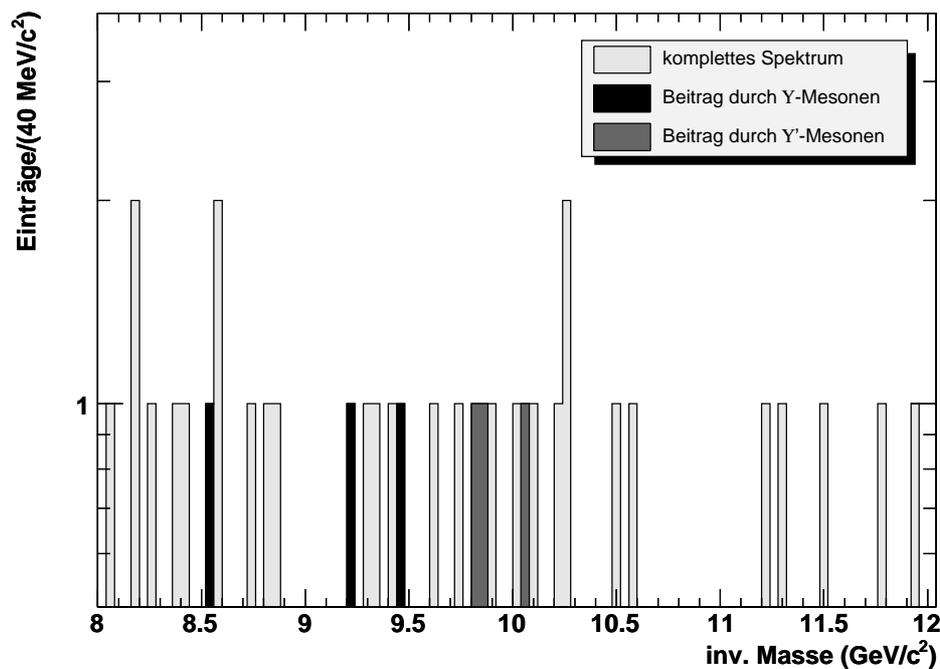


Abbildung 5.10: Der Beitrag von Teilchen aus der Υ -Familie zum Signal.

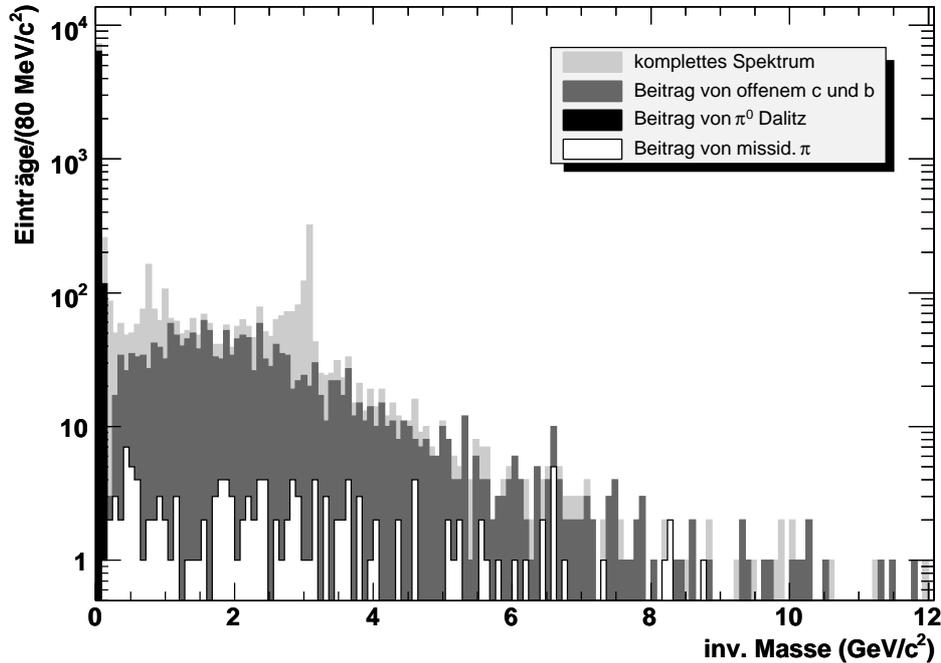


Abbildung 5.11: Der Beitrag von Elektronen/Positronen aus π^0 -Dalitz-Zerfällen und aus Zerfällen von Teilchen mit offenem charm/beauty.

gen in einem Ereignis sind noch wesentlich unwahrscheinlicher. Wie im Folgenden beschrieben wird, ist der Vorteil, der sich daraus ergibt, ein gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund.

5.2.3 Untergrund

Den größten Anteil am Untergrund haben Dalitz-Zerfälle von ungeladenen Pionen. Da hierbei neben einem Elektron-Positron-Paar ein Photon entsteht, welches einen Teil der Energie trägt, liegen die Einträge im Spektrum unterhalb der π^0 -Masse. Weil Elektron und Positron in einem sehr flachen Winkel zueinander aus dem Zerfall gehen können, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass beide detektiert werden und so einen Eintrag im Spektrum zur Folge haben (Abbildung 5.11).

Den größten Beitrag zum Untergrund oberhalb von etwa $500 \text{ MeV}/c^2$ haben Paarungen mit zumindest einem Elektron oder Positron aus einem semileptonischen Zerfall eines Teilchens mit offenem charm oder beauty. Hierbei ist zu erwähnen, dass die Abfrage nach der Abstammung separat auf Elektronen und Positronen durchgeführt wurde, Doppelzählungen somit zwar selten, jedoch möglich sind. Des Weiteren ist in Abb. 5.11 der Beitrag von Paarungen mit mindestens einem missidentifizierten Pion eingetragen. Dieser ist sehr gering, da in den meisten Fällen, in denen ein Pion missidentifiziert wird, ein entsprechendes Elektron/Positron zur Kombination fehlt.

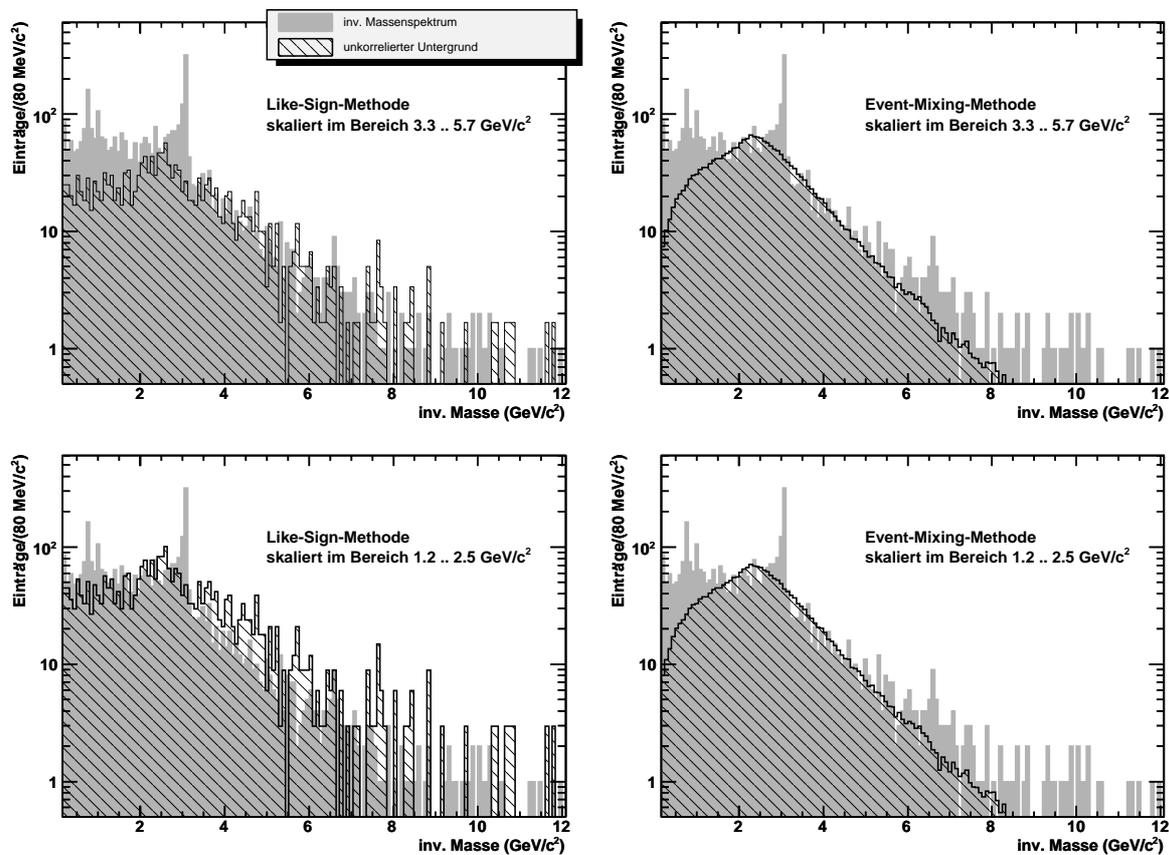


Abbildung 5.12: Zwei verschiedene Methoden zur Bestimmung eines unkorrelierten Untergrundes, Like-Sign und Event-Mixing, wurden in zwei verschiedenen Massefenstern auf das Integral des invarianten Massenspektrums skaliert.

In Abschnitt 5.1.3 wurden bereits die beiden verschiedenen Möglichkeiten zur Berechnung eines unkorrelierten Untergrundspektrums vorgestellt. Aufgrund der Seltenheit rekonstruierter e^- oder e^+ liefert die Like-Sign-Methode mit 993 Einträgen nur eine geringe Statistik, die Event-Mixing-Methode hingegen mit $1.8 \cdot 10^5$ eine große Anzahl von Kombinationen.

Um einen Vergleich von Signal und Untergrund vorzunehmen, muss letzterer daher skaliert werden. Der Faktor berechnet sich aus dem Quotienten der Integrale der beiden Spektren in einem bestimmten Bereich. Dieser sollte selbstverständlich so gewählt werden, dass keine deutlichen Signale darin liegen. Abbildung 5.12 zeigt, jeweils im Vergleich mit dem Spektrum aus Abb. 5.8, das im Bereich von 3.3 bis 5.7 GeV/c^2 bzw. von 1.2 bis 2.5 GeV/c^2 skalierte Spektrum der Like-Sign- bzw. Event-Mixing-Methode. Beide Methoden liefern eine dem Signal ähnliche Verteilung. Unterhalb einer Masse von etwa 2 GeV/c^2 zeigen sich besonders mit der Event-Mixing-Methode größere Abweichungen.

Abbildung 5.13 zeigt das invariante Massenspektrum, jeweils nach Abzug des entsprechenden Untergrundes. Ein Vergleich mit dem reinen Spektrum der Simulierten J/ψ zeigt die

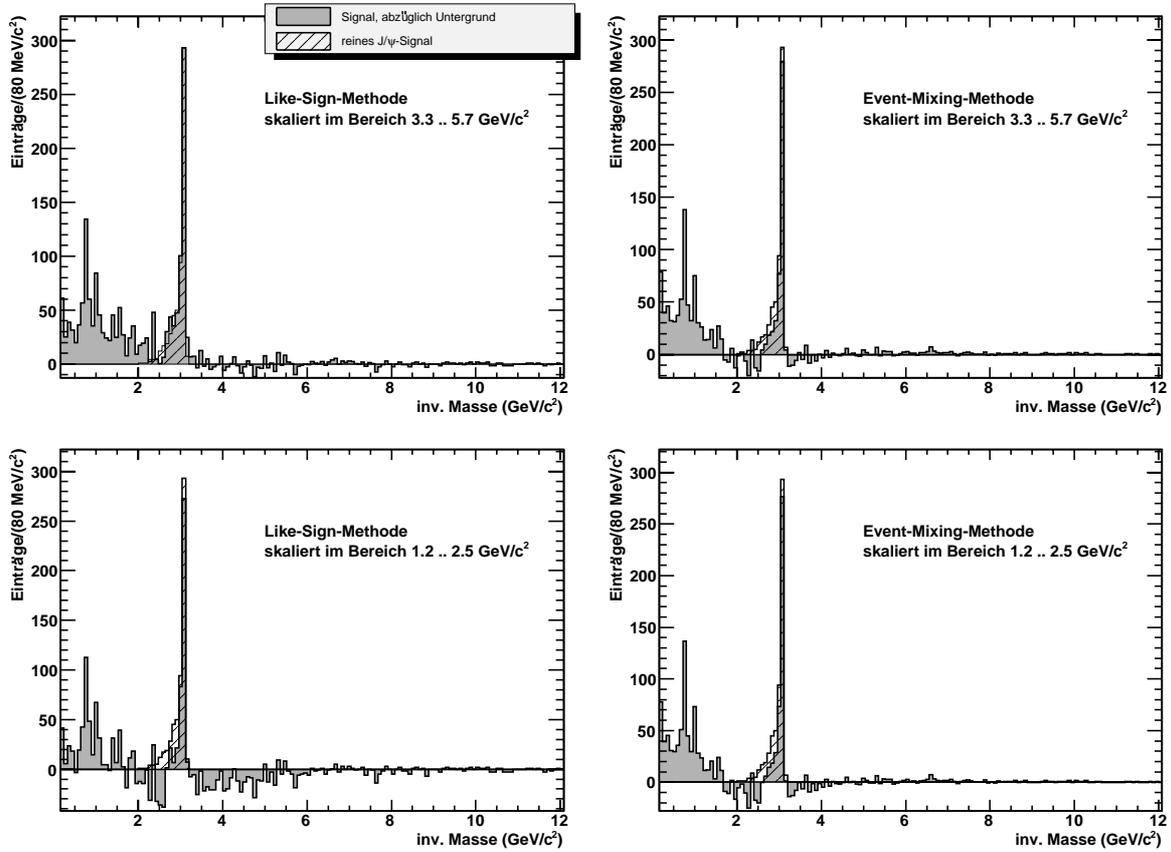


Abbildung 5.13: Das verbleibende Signal nach Subtraktion des Untergrundes, entsprechend Abb. 5.14. Schraffiert ist zum Vergleich das unter Verwendung von Monte-Carlo-Informationen aufgenommene reine J/ψ -Signal. Die beste Übereinstimmung ergibt sich nach Abzug des im Bereich von $3.3 \text{ GeV}/c^2 < m < 5.7 \text{ GeV}/c^2$ skalierten Untergrundes aus der Like-Sign-Methode.

beste Übereinstimmung im Fall des von 3.3 bis $5.7 \text{ GeV}/c^2$ skalierten Untergrundes der Like-Sign-Methode. Dieser ist in Abb. 5.14 vergrößert dargestellt, eingetragen sind dort zudem die Spektren von ρ -, ω -, ϕ - und J/ψ -Mesonen.

5.2.4 Transversalimpuls-Abhängigkeit des invarianten Massenspektrums

Interessant ist, bei welchen Transversalimpulsen von Elektron-Positron-Paaren⁶ eine besonders gute Messung von Quarkonia möglich ist. Abbildung 5.15 zeigt das invariante Massenspektrum, aufgeteilt nach Transversalimpulsen in Intervallen von einem $1 \text{ GeV}/c$. Alle Paarungen mit einem Transversalimpuls oberhalb von $9 \text{ GeV}/c$ sind in einem Histogramm zusammengefasst. Das Fehlen von Beiträgen im Massebereich unterhalb von $p_t = 2 \text{ GeV}/c$ geht auf den verwen-

⁶Der Transversalimpuls des Elektron-Positron-Paars entspricht demjenigen eines gemeinsamen Mutterteilchens.

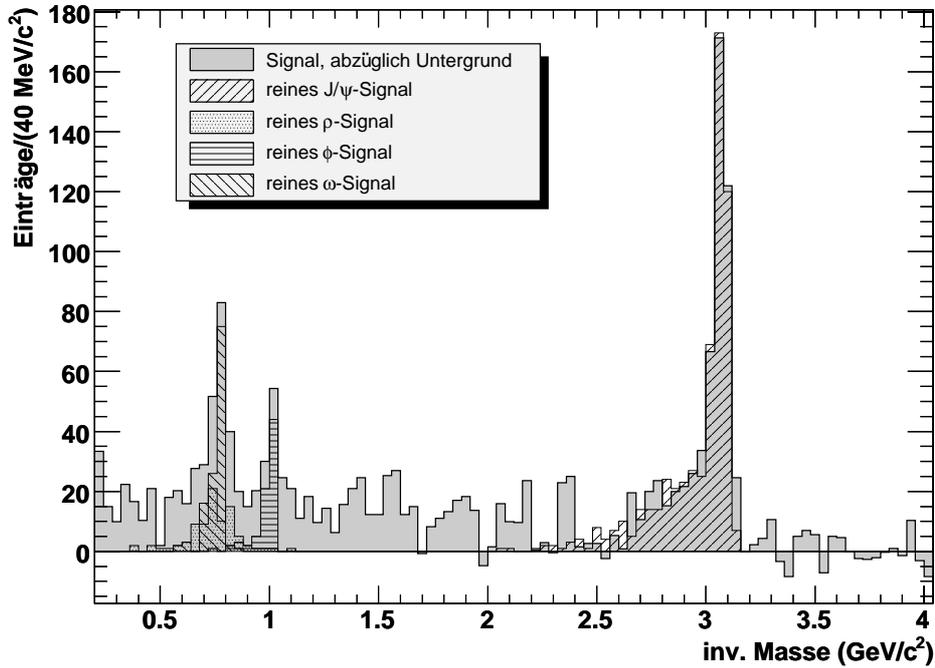


Abbildung 5.14: Das Signal nach Abzug des im Bereich von $3.3 \text{ GeV}/c^2 < m < 5.7 \text{ GeV}/c^2$ skalierten Untergrundes aus der Like-Sign-Methode. Schraffierte bzw. gepunktete Flächen stellen die unter Verwendung von Monte-Carlo-Informationen bestimmten Beiträge einzelner Vektormesonen dar.

deten p_t -Cut auf einzelne Elektronen/Positronen von einem GeV/c zurück.

Bei allen Transversalimpulsen ist ein signifikantes J/ψ -Signal sichtbar, zudem nimmt der Untergrund mit steigendem p_t scheinbar stärker ab.

5.2.5 Raten

Um die Auflösung des J/ψ in der invarianten Masse zu bestimmen, wurde, nach Subtraktion des Untergrundes, ein Gauß-Fit an die Verteilung gelegt. Die Breite der in Abbildung 5.16 eingezeichneten Funktion beträgt $\sigma = 33 \text{ MeV}/c^2$. Durch Integration des verbleibenden Signals bzw. des skalierten Untergrundes im Bereich von $\pm 1.5\sigma$ um den Schwerpunkt des Gauß-Fits lassen sich Signal und Untergrund sowie deren Verhältnis und die Signifikanz $S/\sqrt{S+B}$ bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Im Vergleich mit einer vorangegangenen Studie zur Messung von Quarkonia in Blei-Blei-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5 \text{ TeV}$ [28] ist die Signifikanz der Messung aufgrund der wesentlich geringeren Anzahl von Einträgen im Massenspektrum deutlich geringer. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund hingegen ist wesentlich höher.

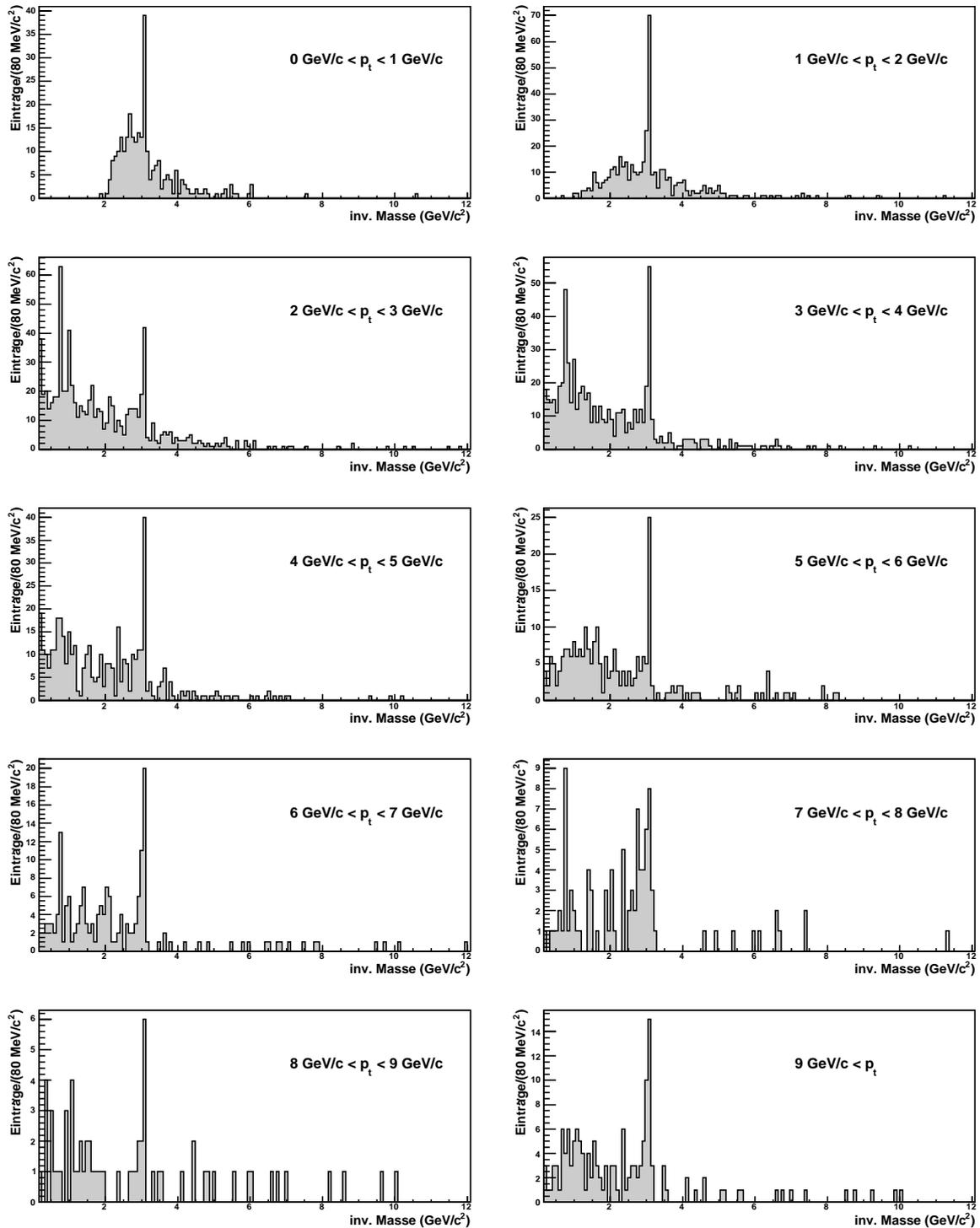


Abbildung 5.15: Das Signal einschließlich kombinatorischem Untergrund, im Massenbereich von 0.2 bis $12.0 \text{ GeV}/c^2$, aufgeteilt nach verschiedenen Transversalimpulsen des Elektron-Positron-Paars. Das Fehlen von Beiträgen im unteren Massebereich bei niedrigen p_t geht auf den verwendeten p_t -Cut auf Einzelteilchen von $1 \text{ GeV}/c$ zurück.

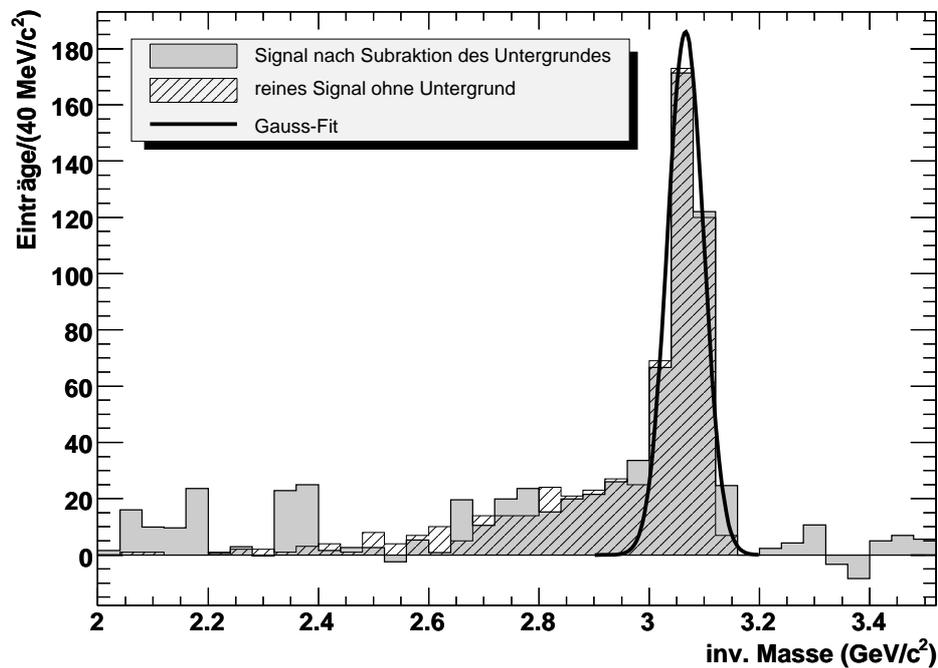


Abbildung 5.16: Das invariante Massenspektrum nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes. An das Signal wurde eine Gaußfunktion angepasst. Die schraffierte Fläche zeigt das reine J/ψ -Signal ohne Untergrund.

	S	B	S/B	$S/\sqrt{S+B}$
$J/\psi(1S)$	360	40	9.0	18.0

Tabelle 5.3: Erwartete Signal- (S) und Untergrund-Raten (B), sowie deren Verhältnis S/B und Signifikanz $S/\sqrt{S+B}$. Die Werte wurden bestimmt durch Integration des Signals bzw. des Untergrundes im Bereich von $\pm 1.5\sigma$ um den Schwerpunkt der angepassten Gaußfunktion

In Tabelle 5.4 zusammengefasst finden sich die Raten aller studierten Quarkonia-Zustände. Die erste Spalte zeigt die Anzahl der im gesamten Phasenraum produzierten Quarkonia. Wie viele von diesen im dielektronischen Kanal zerfallen sind, zeigt die nächste Spalte. Wieviele darüber hinaus rekonstruiert werden konnten und einen Eintrag in das invariante Massenspektrum lieferten, zeigt letztlich die dritte Spalte.

Trotz der guten Rekonstruktion des J/ψ -Signals (Abb. 5.16) werden nach der oben beschriebenen Methode nur 360 der 581 rekonstruierten J/ψ -Mesonen als solche gezählt. Durch den Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung liegen einige der Einträge außerhalb

Teilchen	erzeugt	zerfallen in e^+e^-	rekonstruiert
$J/\psi(1S)$	196293	10585	581
$\psi'(2S)$	21733	167	9
$\Upsilon(1S)$	3652	73	3
$\Upsilon'(2S)$	1526	17	3
$\Upsilon''(3S)$	832	14	0

Tabelle 5.4: Die unter Verwendung von Monte-Carlo-Informationen gezählten Raten von Quarkonia.

des gewählten Intervalls von $\pm 1.5\sigma$. Abbildung 5.17 zeigt das Signal, den Untergrund, ihr Verhältnis und die Signifikanz bei Variation der unteren Intervallgrenze. Bei Vergrößerung des Intervalls steigt das Signal zuerst stark an, bis das Maximum des Peaks überschritten ist. Daraufhin steigt es schwächer, bis es ein Plateau erreicht und der gesamte Ausläufer im Intervall liegt. Währenddessen steigt der Untergrund annähernd linear. Weil der Beitrag von Signal und Untergrund im Bereich des langen Ausläufers ähnlich hoch ist, sinkt das Verhältnis von Signal zu Untergrund direkt nach dem Überschreiten des Signal-Maximums stetig. Die Signifikanz der Messung hingegen erreicht bei einer unteren Grenze von ungefähr $2.65 \text{ GeV}/c^2$ ein Maximum von etwa 20.

Ohne weitere Maßnahmen ist bei einem sehr guten Verhältnis von Signal zu Untergrund die Messung von etwa zwei Dritteln der J/ψ -Mesonen mit rekonstruierten Zerfallsprodukten möglich. Alternativ können bei einer sogar geringfügig besseren Signifikanz und einem noch akzeptablen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nahezu alle J/ψ -Mesonen mit rekonstruierten Tochterpartikeln gezählt werden.

5.2.6 Azimutale Akzeptanz

Voraussichtlich wird der TRD zum Zeitpunkt der ersten Strahlperiode des LHC nicht vollständig fertiggestellt sein. Drei unterschiedliche Szenarien wurden untersucht: Der Einsatz von zwei, drei bzw. vier Supermodulen. In einer vorangegangenen Studie [57] wurde bestimmt, welche Positionierung der Supermodule jeweils die bestmögliche Akzeptanz für J/ψ -Mesonen liefert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst.

Anhand der rekonstruierten J/ψ -Mesonen aus Tabelle 5.4 sind in den invarianten Massenspektren der drei untersuchten Szenarien ungefähr 7 (zwei Supermodule), 14 (drei Supermodule) bzw. 27 (vier Supermodule) J/ψ -Mesonen zu erwarten. Dies ist konsistent mit einer groben Abschätzung der aufgenommenen Spektren (Abb. 5.18).

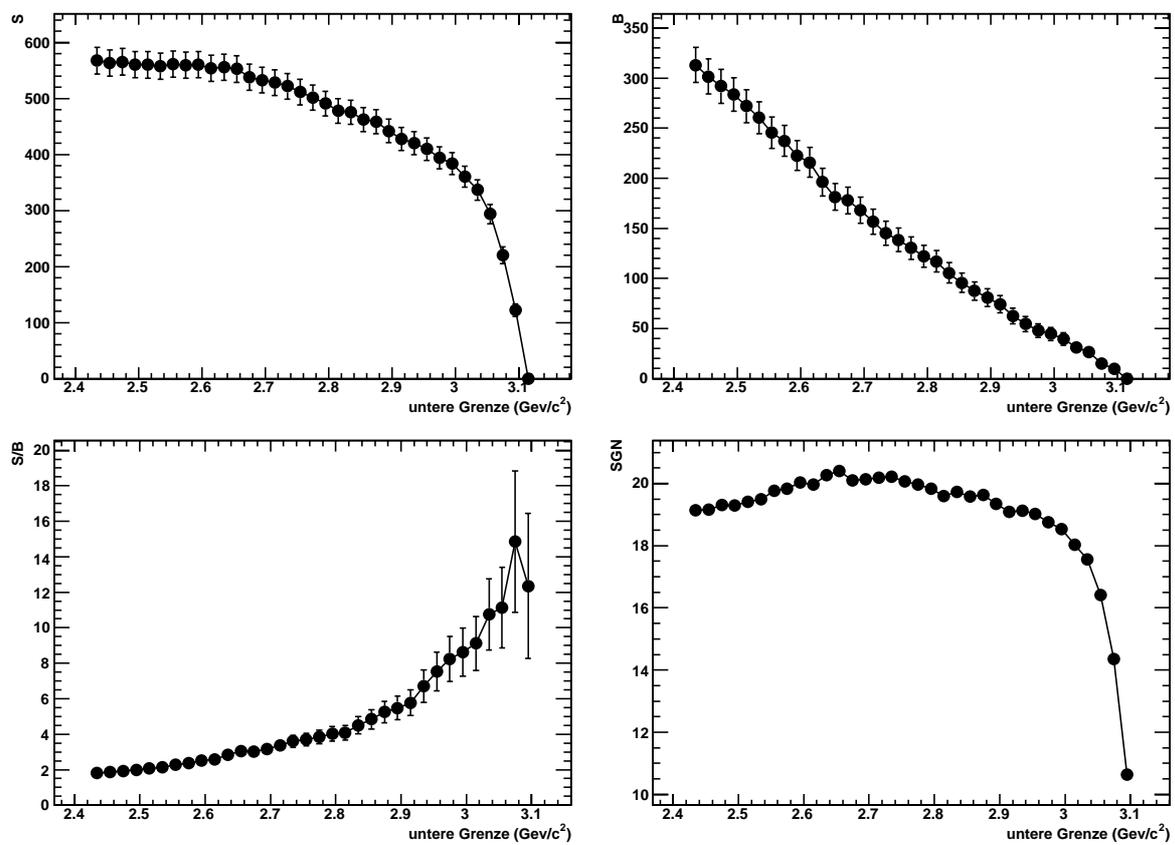


Abbildung 5.17: Darstellung des Signals S , des Untergrundes B , ihres Verhältnisses S/B und der Signifikanz SGN bei Variation der unteren Intervallgrenze. Die Schrittgröße beträgt $20 \text{ MeV}/c^2$ und beginnt bei der oberen Intervallgrenze.

Supermodule	Abdeckung in ϕ (Grad)	Akzeptanz für J/ψ (%)	
		bezogen auf den gesamten Phasenraum	normiert auf den vollständigen TRD
1	0 - 20	0.006	0.13
2	0 - 20 & 80 - 100	0.056	1.2
3	0 - 40 & 80 - 100	0.119	2.4
4	0 - 40 & 100 - 120	0.225	4.6
18	0 - 360	4.85	100

Tabelle 5.5: Die Akzeptanz für J/ψ -Mesonen bezogen auf den gesamten Phasenraum bzw. normiert auf den vollständigen TRD für unterschiedliche Ausbaustufen. Quelle: [57]

Im Schwerpunktsystem eines derart zerfallenden J/ψ -Mesons entfernen sich Elektron und Positron im Winkel von 180° voneinander. Im Laborsystem und in Abhängigkeit der Kinematik des J/ψ ergibt sich ein Winkel $< 180^\circ$. Aufgrund der großen Masse des J/ψ ist dieser Winkel im Durchschnitt recht weit geöffnet. So vergrößert sich die Akzeptanz bei einer Messung mit zwei Supermodulen gegenüber der mit einem um fast eine Größenordnung (siehe Tabelle 5.5). Eine Darstellung der Verteilung der Azimutwinkel der Elektron-Positron-Paare (und somit jeweils der Winkel ihrer eventuellen gemeinsamen Mutterteilchen) zeigt Abbildung 5.19. Deutlich zeichnen sich die eingesetzten Supermodule ab, welche jeweils etwa 20° abdecken. Der Großteil der Einträge stammt von Dalitz-Zerfällen ungeladener Pionen, da Elektron und Positron in einem flachen Winkel zueinander aus diesem Zerfall gehen und im selben Supermodul detektiert werden können. Einträge bei Winkeln zwischen den Supermodulen stammen von Teilchen mit hoher Ruhemasse, wie dem J/ψ , oder niedriger kinetischer Energie.

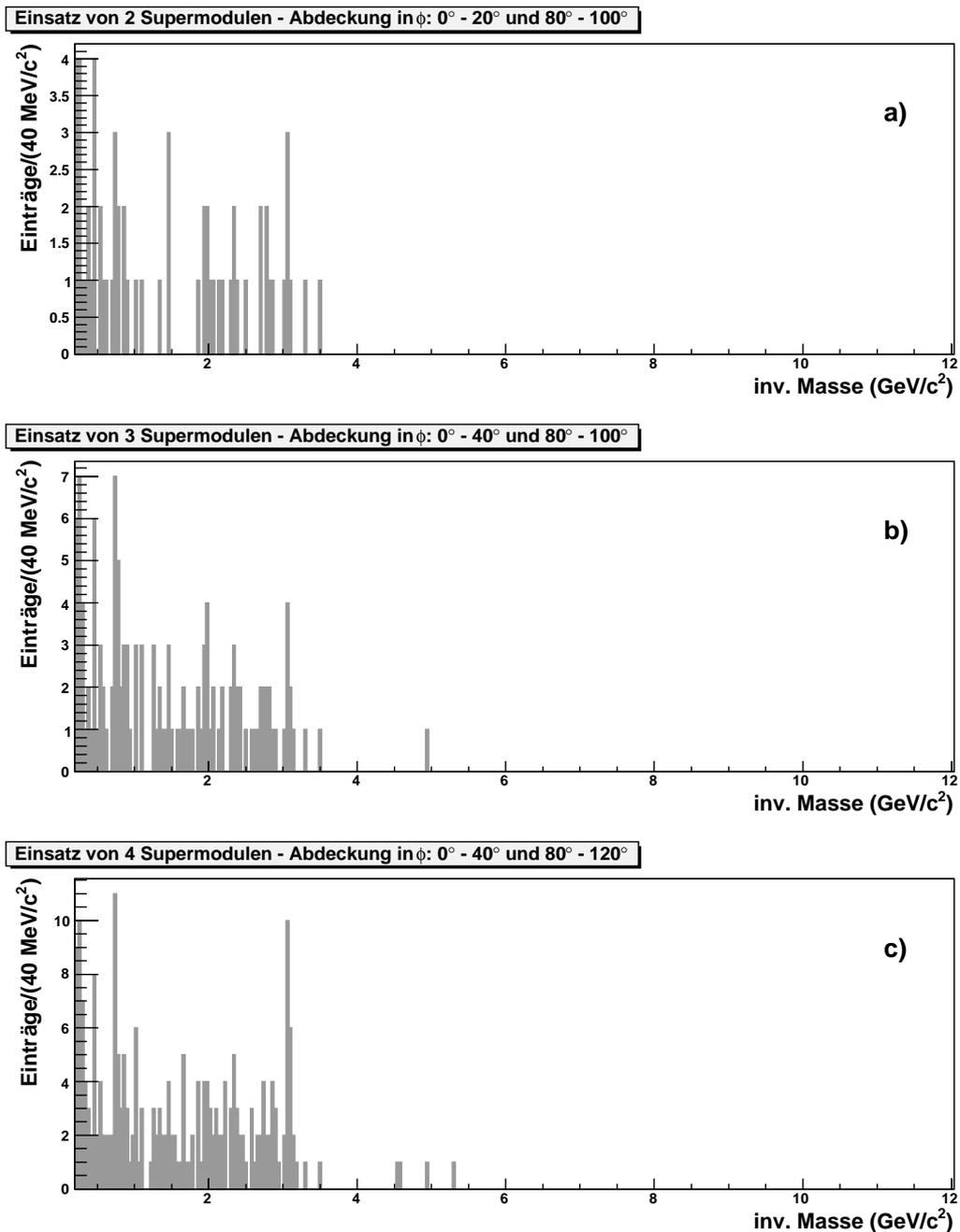


Abbildung 5.18: Das invariante Massenspektrum für drei mögliche Szenarien der Akzeptanz im Azimutwinkel ϕ : Messung mit zwei (a), drei (b) bzw. vier (c) Supermodulen, jeweils im Bereich von 0.2 bis 12.0 GeV/c^2 dargestellt.

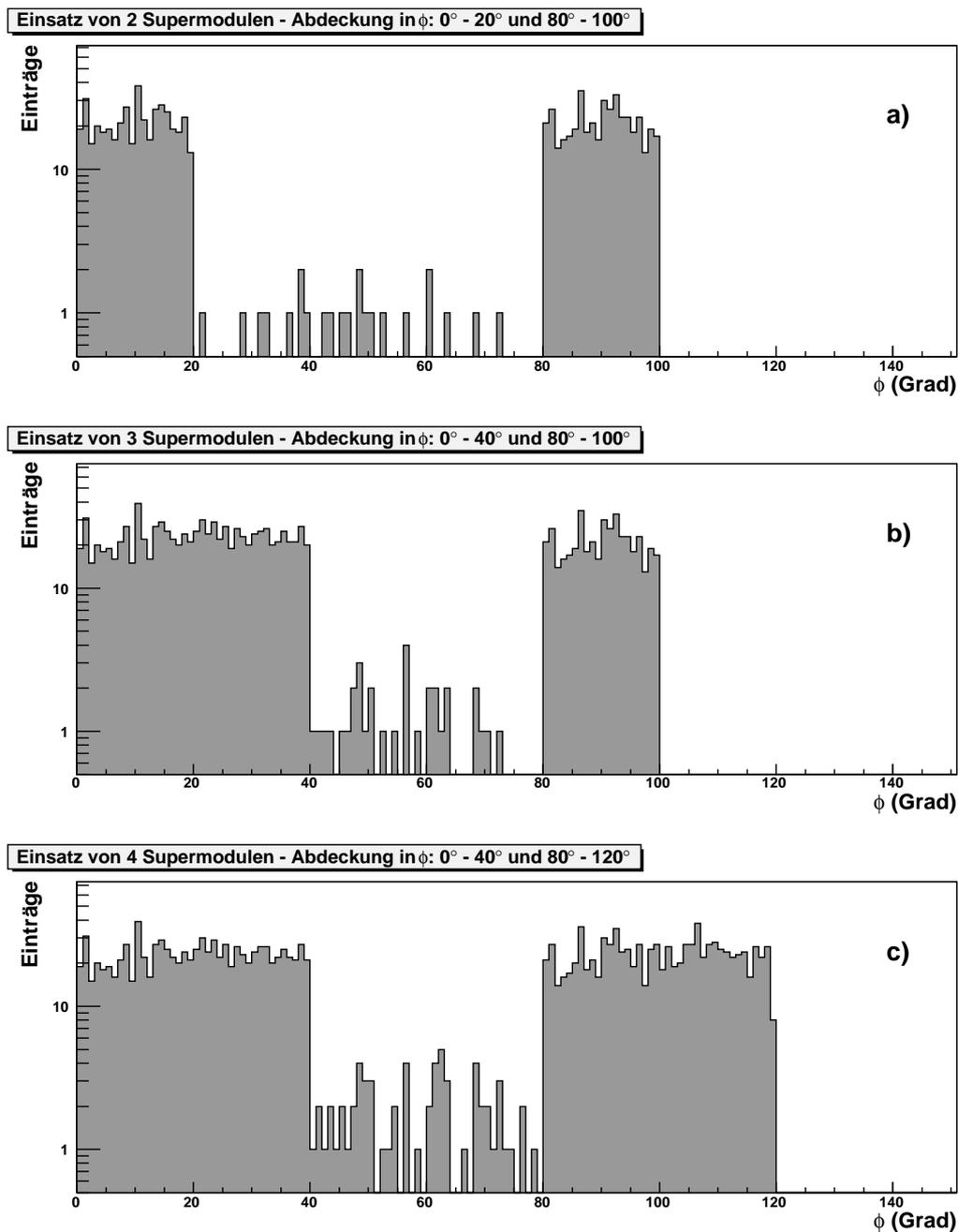


Abbildung 5.19: Die ϕ -Verteilungen der Elektron-Positron-Paare bei Einsatz von zwei (a), drei (b) bzw. vier (c) Supermodulen. Die Position der Supermodule ist deutlich zu erkennen. Der Großteil der Einträge stammt von Dalitz-Zerfällen ungeladener Pionen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Als eines der Experimente am neuen Beschleuniger des Europäischen Labors für Teilchenphysik CERN, dem LHC, wird ALICE die Messung von Schwerionenkollisionen bei bislang unerreichten Energien ermöglichen. Die wichtigste Aufgabe ist dabei, verschiedene Phasen stark wechselwirkender Materie zu untersuchen und deren theoretisches Verständnis zu prüfen. Eine vielversprechende Observable ist die Rate produzierter Quarkonia, welche über ihren Zerfall in ein Leptonenpaar zu bestimmen ist. Daher ist die Hauptaufgabe des TRD, einem Subdetektor von ALICE, eine besonders gute Identifikation von Elektronen zu ermöglichen.

Ein Teil der vorliegenden Arbeit war der Aufbau eines Teststandes für die Ausleseammern des TRD. Die verschiedenen vorgegebenen Messroutinen wurden zur Anwendung gebracht und wenn möglich verfeinert.

Schließlich wurde die Prozedur der Langzeitsstabilitätsmessung verwendet, um den Koeffizienten der Elektronenanlagerung in der Gasmischung Ar-CO₂ (70:30) zu bestimmen. Trotz der großen Ungenauigkeiten der Messung fügen sich die Ergebnisse sehr gut in die Systematik bereits vorhandener Daten bei ähnlichen Gasmischungen ein.

Insbesondere bei Strahlenergien, wie sie am LHC verfügbar sein werden, sind Kollisionen zweier Protonen eine wichtige Referenz für die Messung von Quarkonia in Schwerionenkollisionen. Dieser Studie zufolge ist es mit dem ALICE-TRD möglich, in $2 \cdot 10^8$ unselektierten (minimum bias) Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV ein signifikantes J/ψ -Signal aufzunehmen. Die Messung schwererer Quarkonia-Zustände ist ohne Ereignisselektion nicht möglich. Der größte Beitrag zum Untergrund oberhalb einer invarianten Masse von $0.5 \text{ GeV}/c^2$ ist durch Zerfälle von Teilchen mit offenem charm oder beauty zu erwarten.

Die Like-Sign-Methode lieferte das beste Ergebnis bei der Berechnung eines unkorrelierten Untergrundspektrums.

Auch bei Transversalimpulsen des Elektron-Positron-Paars oberhalb von etwa $4 \text{ GeV}/c$ ist noch

ein signifikantes J/ψ -Signal zu erwarten, zudem offenbar mit einem verhältnismäßig geringeren Beitrag durch Untergrund.

Bei einem vorläufigen Einsatz von nur 4 der insgesamt 18 Supermodule des TRD ist ein zwar messbares, jedoch sehr reduziertes Signal zu erwarten. Bei einer noch geringeren Zahl scheint das ohne Ereignisselektion nicht möglich.

Anhang A

Relativistische Kinematik

Einheiten

Um die für die Schwerionenphysik typischen Längen zu beschreiben, wird die SI¹-Grundeinheit Meter, m, mit dem Präfix Femto (10^{-15}), fm (Femtometer, oft auch als Fermi benannt), verwendet. Flächen werden häufig (beispielsweise bei Wirkungsquerschnitten) in barn, b, beziehungsweise millibarn, mb, angegeben. Ein b sind 100 fm^2 oder 10^{-28} m^2 .

Für die Angabe von Energien werden Vielfache des Elektronenvolts eV verwendet. Dieses ist definiert als die Energie, die ein Teilchen mit der Ladung $1 e$ beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 1 V erhält. In makroskopische Einheiten umgerechnet beträgt 1 eV = $1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Anhand der Äquivalenz von Energie und Masse, $E = mc^2$, lässt sich die Masse ebenfalls mit Hilfe dieser Einheit angeben: $[m] = eV/c^2$. Die Lichtgeschwindigkeit c wird entweder mit zur Einheit geschrieben oder gemäß der Konvention $c = \hbar = 1$ gesetzt. Auch der Impuls lässt sich auf diese Weise angeben, da $p = \gamma m_0 v$, der Lorentzfaktor $\gamma = \frac{E}{m} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ ein Zahlenwert und v ein Bruchteil von c ist: $[p] = eV/c$.

Kinematische Variablen

In dem Augenblick, bevor sich die zwei Körper einer Kollision treffen, haben ihre Impulsvektoren $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ nur in der z -Komponente p_z (in Strahlrichtung) einen nennenswerten Beitrag. In Fixed-Target-Experimenten sind die zur z -Achse transversalen Komponenten p_x und p_y prinzipiell Null, in Collider-Experimenten aufgrund eines geringen Aufprallwinkels nahe Null. Die nach dem Aufprall gemessenen Transversalimpulse $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ der Tochterteilchen sind eine Folge der Kollision und tragen Informationen über diese.

¹Système International d'unités, Internationales Einheitensystem

Ähnlich der Gesamtenergie eines Teilchens

$$E = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m_0^2} \quad (\text{A.1})$$

lässt sich aus Transversalimpuls und Ruhemasse m_0 zudem die sogenannte transversale Masse m_t des Teilchens berechnen. Diese ist definiert als:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}. \quad (\text{A.2})$$

Als Maß für die longitudinale Geschwindigkeit eines Teilchens kann man die Rapidität y betrachten. Diese ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (\text{A.3})$$

Unter Lorentztransformation wird y linear verschoben, was der Addition einer Konstanten entspricht. Verteilungen von Rapiditäten vieler Teilchen ändern daher nur ihre Lage, nicht ihre Form. Da die zur Berechnung der Rapidität nötigen Größen oft nicht oder nur ungenau bestimmt werden können, verwendet man häufig an ihrer statt die Pseudo-Rapidität η . Diese ist, ähnlich der Rapidität, folgendermaßen definiert:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (\text{A.4})$$

und, durch eine Impuls- oder Winkelmessung (wobei θ der Winkel zur Strahlachse ist), wesentlich einfacher zu bestimmen. Ein Nachteil gegenüber der Rapidität ist allerdings, dass die Form der Pseudo-Rapiditätsverteilungen eine leichte Abhängigkeit vom Bezugssystem aufweist.

Aus der transversalen Masse und der Rapidität lassen sich wie folgt sowohl die Gesamtenergie

$$E = m_t \cosh y \quad (\text{A.5})$$

als auch die longitudinale Komponente des Impulses bestimmen:

$$p_z = m_t \sinh y. \quad (\text{A.6})$$

Die Kinematik eines Körpers kann mit dem Transversalimpuls, der Rapidität und dem Azimutwinkel zur Strahlachse $\phi = \arctan \frac{p_y}{p_x}$ vollständig beschrieben werden.

Energie einer Teilchenkollision

Die in einer Kollision zur Verfügung stehende Energie ist die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem der Stoßpartner. Diese berechnet sich über die Mandelstam-Variable $s = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2$ aus deren Viererimpulsen $\mathbf{P} = (E, \vec{p})$:

$$E_{CM} = \sqrt{s_{NN}} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2}. \quad (\text{A.7})$$

Werden zwei Stoßpartner gleicher Masse auf die gleiche Energie E beschleunigt, ist der Impuls des Schwerpunktes also Null, ist $\sqrt{s_{NN,co}} = 2E$ die Summe der Strahlenergien. Im Falle eines Fixed-Target Experiments gilt anhand $E^2 = p^2 + m_0^2$, gleicher Massen der beiden Partner und eines verschwindenden Impulses des unbeschleunigten: $\sqrt{s_{NN,ft}} = \sqrt{2E_1 m_0 + 2m_0^2}$. Da zudem $p_1 \gg m_0$ ist, folgt: $\sqrt{s_{NN,ft}} = \sqrt{2p_1 m_0}$.

Berechnung der invarianten Masse

Anhand der Kinematik der Tochterteilchen a und b eines Zerfallsprozesses lässt sich die invariante Masse des Mutterteilchens berechnen. Für diese folgt ausgehend von (A.1) nach Umstellen und aufgrund von Impuls- und Energieerhaltung:

$$m_0 = \sqrt{(E_a + E_b)^2 - |\vec{p}_a + \vec{p}_b|^2}. \quad (\text{A.8})$$

Nach Aufteilen des Betragsquadrates der addierten Impulse nach transversalen und longitudinalen Komponenten und mit den oben erwähnten Zusammenhängen zwischen E bzw. p_z und m_t und y folgt:

$$m_0 = \sqrt{m_{t,a}^2 + m_{t,b}^2 + 2m_{t,a}m_{t,b}\cosh(y_a - y_b) - ((p_{x,a} + p_{x,b})^2 + (p_{y,a} + p_{y,b})^2)}. \quad (\text{A.9})$$

Dabei wird die Punkt- bzw. die Spiegelsymmetrie des sinh bzw. des cosh verwendet. Nach weiterem Auflösen und dem Einsetzen des Skalarproduktes zwischen den transversalen Impulsvektoren der Tochterteilchen, sowie durch Vernachlässigung der, im Vergleich zu den auftauchenden Größen, geringen Elektronenmasse folgt für die invariante Masse des Mutterteilchens:

$$m_0 = \sqrt{2 \cdot p_{t,a} \cdot p_{t,b} (\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi))}, \quad (\text{A.10})$$

eine Gleichung, die nur von den Messgrößen des ALICE-Experiments abhängt.

Anhang B

Zusätzliche Abbildungen

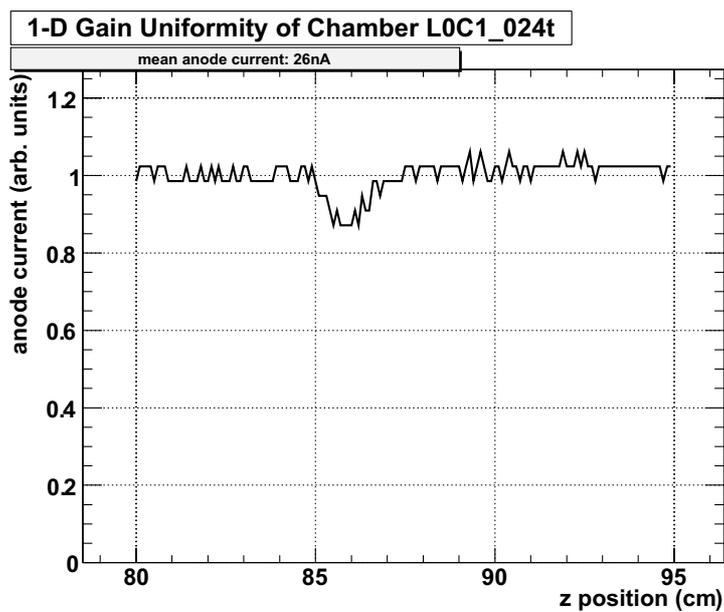


Abbildung B.1: Eindimensionale Messung der Uniformität der Gasverstärkung der Kammer LOC1_024 im Bereich $80 < z/\text{cm} < 95$. Der Einbruch um 26 cm stammt von einem nicht kontaktierten Anodendraht (siehe Abschnitt 4.2.3).

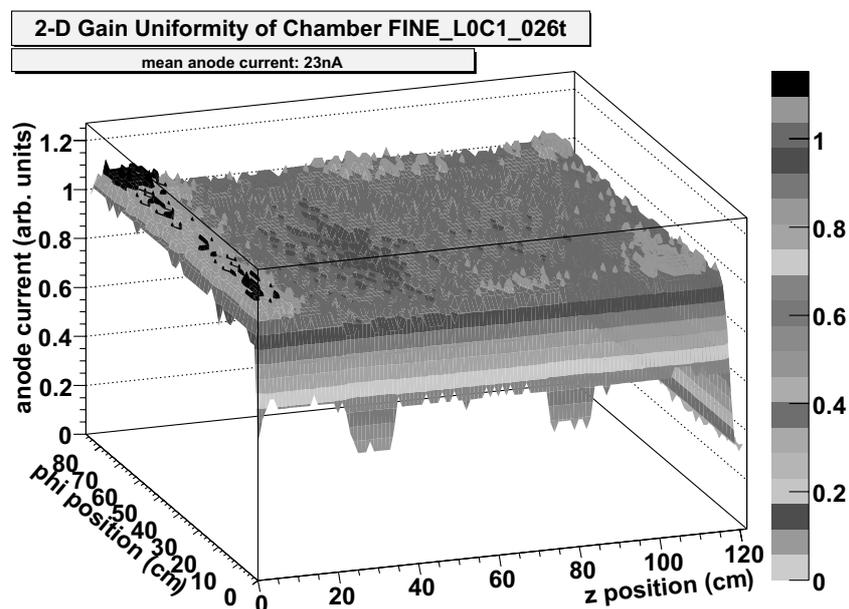


Abbildung B.2: Ergebnis der feinen zweidimensionalen Messung der Uniformität der Gasverstärkung der der Kammer LOC1.026 (siehe Abschnitt 4.2.3).

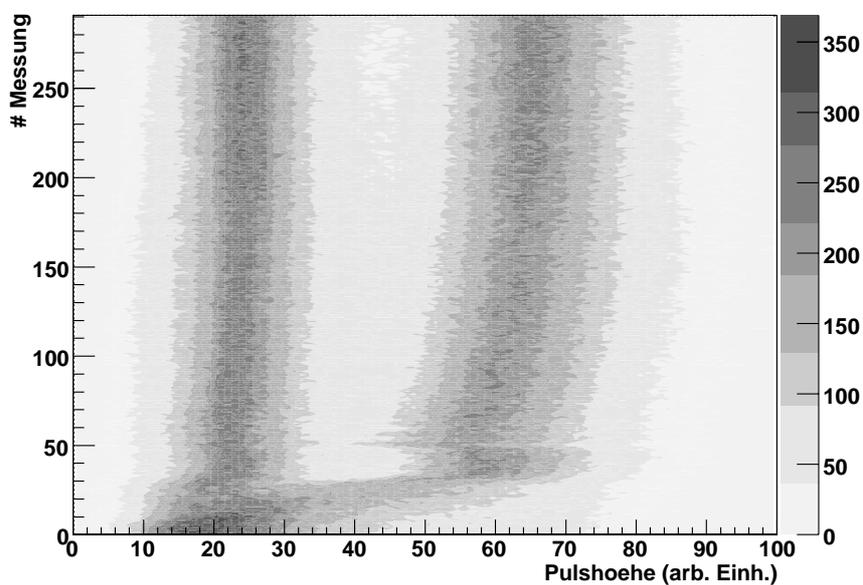


Abbildung B.3: Die Messreihe der Pulshöhenspektren der Cadmiumquelle bei einem Driftfeld von 100 V/cm. Auf der vertikalen Achse sind 291 Messungen eingetragen. Jede einzelne entspricht einer spektralen Messung, wie sie unter 4.2.5 beschrieben wurde. Von der 27. bis zur 53. Messung zeigt sich eine plötzliche starke Abweichung vom Verlauf der Messung. Die Werte dieses Intervalls wurden nicht in die Berechnung des Anlagerungskoeffizienten mit einbezogen (siehe Abschnitt 4.3).

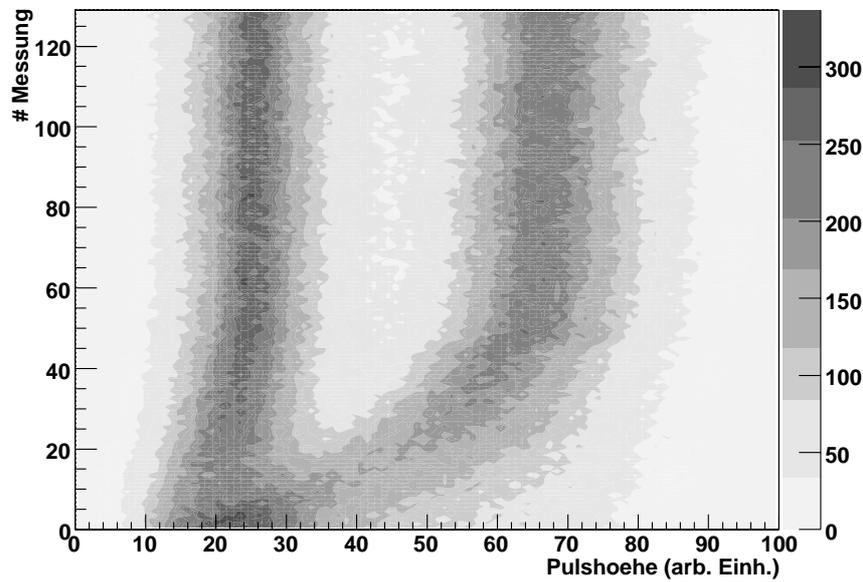


Abbildung B.4: Die Messreihe der Pulshöhenspektren der Cadmiumquelle bei einem Driftfeld von 300 V/cm. Auf der vertikalen Achse sind 129 Messungen eingetragen. Jede einzelne entspricht einer spektralen Messung, wie sie unter 4.2.5 beschrieben wurde (siehe Abschnitt 4.3).

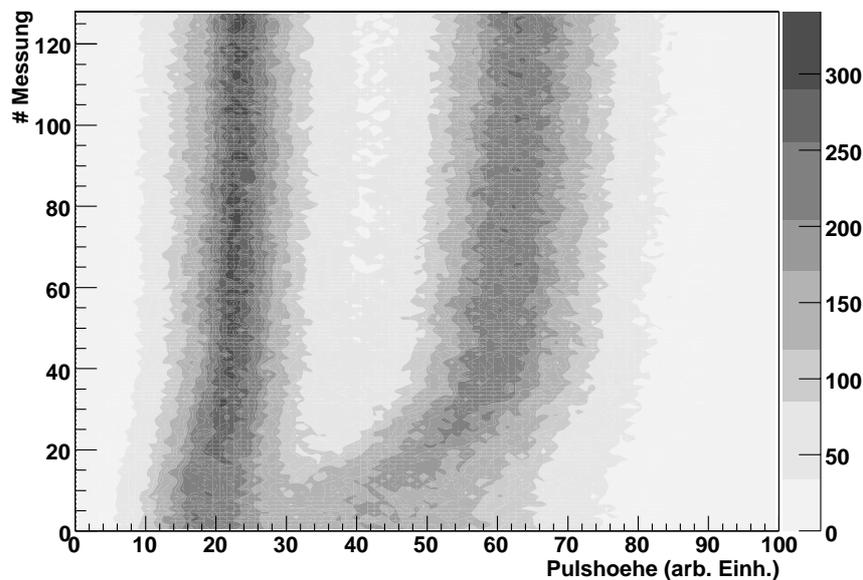


Abbildung B.5: Die Messreihe der Pulshöhenspektren der Cadmiumquelle bei einem Driftfeld von 600 V/cm. Auf der vertikalen Achse sind 128 Messungen eingetragen. Jede einzelne entspricht einer spektralen Messung, wie sie unter 4.2.5 beschrieben wurde (siehe Abschnitt 4.3).

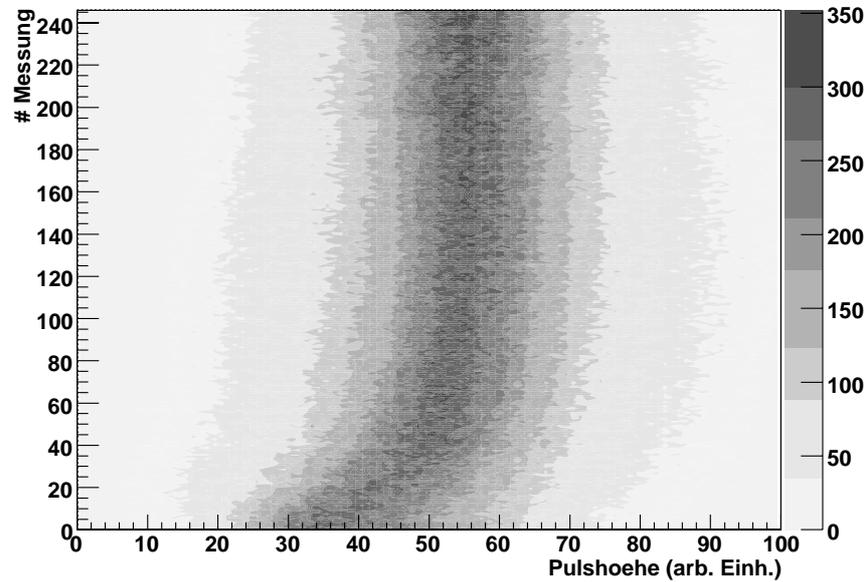


Abbildung B.6: Die Messreihe der Pulshöhenspektren der Eisenquelle bei einem Driftfeld von 600 V/cm. Auf der vertikalen Achse sind 246 Messungen eingetragen. Jede einzelne entspricht einer spektralen Messung, wie sie unter 4.2.5 beschrieben wurde (siehe Abschnitt 4.3).

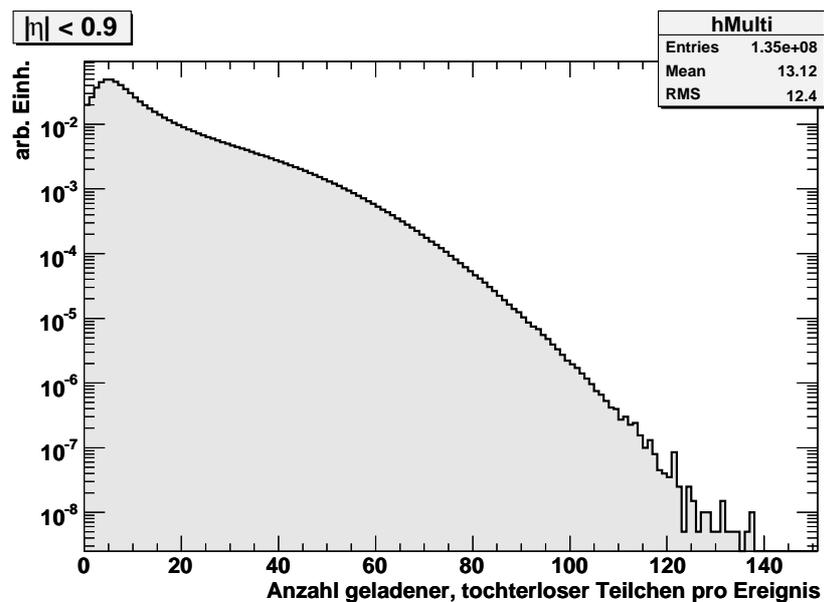


Abbildung B.7: Die Multiplizität in den zentralen Detektoren (siehe Abschnitt 5.2.2).

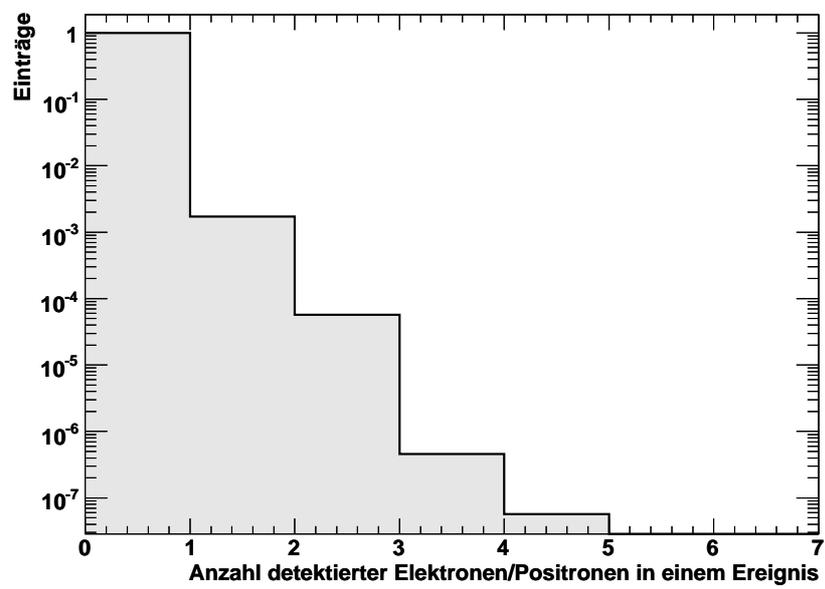


Abbildung B.8: Die Anzahl detektierter Elektronen/Positronen in einem Ereignis (siehe Abschnitt 5.2.2).

Literaturverzeichnis

- [1] W. Schreier et al. Geschichte der Physik. Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1988.
- [2] W. Nolting. Quantenmechanik Grundlagen. Springer, 2001.
- [3] Povh et al. Teilchen und Kerne. Springer, 2004.
- [4] Onlineenzyklopädie. <http://de.wikipedia.org>.
- [5] Particle Data Group. Review of Particle Physics. Phys. Lett. **B**, (2004).
- [6] K. Yagi et al. Quark-Gluon Plasma. Cambridge University Press, 2005.
- [7] K. G. Wilson. Confinement of Quarks. Phys. Rev. **D10**, 2445 (1974).
- [8] J. Adams. Transverse Momentum and Collision Energy Dependence of High p_t Hadron Suppression in Au+Au Collisions at Ultrarelativistic Energies. Phys. Rev. Lett. **91**, 172302 (2003).
- [9] T. Matsui and H. Satz. J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [10] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Statistical Hadronization of Charm in Heavy-Ion Collisions at SPS, RHIC and LHC. Phys. Lett. **B571**, 36 (2003).
- [11] R. L. Thews. Quarkonium Formation in Statistical and Kinetic Models. Eur. Phys. J. **C43**, 97 (2005).
- [12] E. Eichten et al. Charmonium: The Model. Phys. Rev. **D17**, 3090 (1978).
- [13] H. Satz. Charm and Beauty in a Hot Environment. [arXiv:hep-ph/0602245].
- [14] P. Debye and E. Hückel. Z. Phys. **24**, 185 (1923).
- [15] G. Wedler. Lehrbuch der Physikalischen Chemie. Wiley-VCH, 2004.
- [16] M. Asakawa and T. Hatsuda. J/ψ and η_c in the Deconfined Plasma from Lattice QCD. Phys. Rev. Lett. **92**, 012001 (2004).

-
- [17] R. Morrin et al. Charmonium Spectral Functions in $N_f = 2$ QCD. POS LAT2005, 176 (2005).
- [18] R. L. Thews and M. L. Mangano. Momentum Spectra of Charmonium Produced in a Quark-Gluon Plasma. Phys. Rev. **C73**, 014904 (2006).
- [19] C. Baglin et al. The Production of J/ψ in 200 GeV/Nucleon Oxygen Uranium Interactions. Phys. Lett. **B220**, 471 (1989).
- [20] C. Baglin et al. Study of J/ψ Production in p U, O U and S U Interactions at 200 GeV per Nucleon. Phys. Lett. **B255**, 459 (1991).
- [21] S. D. Drell and Tung-Mow Yan. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies. Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970).
- [22] NA50 Collaboration. A new Measurement of J/ψ Suppression in Pb-Pb Collisions at 158 GeV per Nucleon. Eur. Phys. J. **C39**, 335 (2005).
- [23] E. Scomparin. NA60: Dimuon and Charm Production in p-A and In-In Collisions at the CERN SPS. Talk at the Quark-Matter-Conference, 2005.
- [24] R. Granier de Cassagnac. J/ψ Production in PHENIX. [arXiv:nucl-ex/0608041].
- [25] CERN-Website. <http://www.cern.ch>.
- [26] The TOTEM Collaboration. Technical Design Report. CERN/LHCC 2004-002, (2004).
- [27] D. d'Enterria. Hard Scattering Cross Sections at LHC in the Glauber Approach: From pp to pA and AA Collisions. [arXiv:nucl-ex/0302016].
- [28] The ALICE Collaboration. Physics Performance Report Volume II. CERN/LHCC 2005-030, (2005).
- [29] GSI-Website. <http://www-alice.gsi.de>.
- [30] Kurzbeschreibung des ALICE-HMPID. [http://alice-hmpid.web.cern.ch/alice-hmpid/The ALICE HMPID detector.doc](http://alice-hmpid.web.cern.ch/alice-hmpid/The%20ALICE%20HMPID%20detector.doc).
- [31] The ALICE Collaboration. Technical Design Report. CERN/LHCC 2001-021, (2001).
- [32] V. L. Ginzburg and I. M. Frank. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **16**, 15 (1946).
- [33] P. Goldsmith and J. V. Jelley. Philos. Mag. **4**, 836 (1959).
- [34] B. Dolgoshein. Nucl. Inst. Meth. **A326**, 434 (1993).
- [35] M. Cherry et al. Phys. Rev. **D10**, (1974).
- [36] G. M. Garibian. Macroscopic Theory of Transition Radiation. Proceedings of the High Energy Instrumentation Conference in Frascati, 329 (1973).

-
- [37] A. Andronic et al. Drift Velocity and Gain in Argon- and Xenon-Based Mixtures. Nucl. Inst. Meth. **A523**, 302 (2004).
- [38] R. Schicker. Chamber Testing Manual v.5. www.physi.uni-heidelberg.de/~schicker/trdtest/chamb_v5.pdf, 2005.
- [39] ALICE TRD Collaboration. Electron/Pion Identification with ALICE TRD Prototypes using a Neural Network Algorithm. [arXiv:physics/0506202].
- [40] O. Busch for the ALICE TRD collaboration. Transition Radiation Spectroscopy with Prototypes of the ALICE TRD. Nucl. Inst. Meth. **A522**, 45 (2004).
- [41] A. Andronic et al. Transition Radiation Spectra of Electrons from 1 to 10 GeV/c in Regular and Irregular Radiators. Nucl. Inst. Meth. **A558**, 516 (2006).
- [42] National Nuclear Data Center at Brookhaven National Laboratory. Nuclear Structure & Decay Data. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [43] ROOT-Website. <http://root.cern.ch/>.
- [44] L. G. Christophorou. Atomic and Molecular Radiation Physics. Wiley-Interscience, 1971.
- [45] K. Kleinknecht. Detektoren für Teilchenstrahlung. Teubner, 2005.
- [46] W. R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer, 1994.
- [47] A. Andronic et al. Pulse Height Measurements and Electron Attachment in Drift Chambers Operated with Xe,CO₂ Mixtures. Nucl. Inst. Meth. **A498**, 143 (2003).
- [48] J. Wiechula. Private Kommunikation. 2.10.2006.
- [49] S. F. Biagi. Monte Carlo Simulation of Electron Drift and Diffusion in Counting Gases under the Influence of Electric and Magnetic Fields. Nucl. Inst. Meth. **A421**, 234 (1999).
- [50] ALICE-Offline-Website. <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/>.
- [51] J. F. Grosse-Oetringhaus. Determination of the Physics Performance of the ALICE Central Barrel using a Distributed GRID Computing Environment. Diplomarbeit, 2005.
- [52] W. Sommer. Private Kommunikation. 26.10.2006.
- [53] Pythia-Website. <http://www.thep.lu.se/~torbjorn/pythiaaux/introduction.html>.
- [54] M. Deile et al. Diffraction and Total Cross-Section at the Tevatron and the LHC. [arXiv:hep-ex/0602021].
- [55] A. Dainese. Open Heavy Flavour in pp PDC06. Talk at the PWG3-Meeting, 14.3.2006.
- [56] T. Sjostrand et al. PYTHIA 6.2: Physics and Manual. [arXiv:hep-ph/0108264].
- [57] E. Kryshen. J/ψ Acceptance in Barrel in First pp Run. Talk at the PWG3-Meeting, 18.4.2006.

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, den 29. Oktober 2006

Frederick Kramer

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich besonders bei meinem Betreuer Christoph Blume bedanken. Er hat mir nicht nur die Möglichkeit einer so interessanten Arbeit gegeben, durch seine Unterstützung hat er auch maßgeblich zu ihrem Gelingen beigetragen.

Auch Harald Appelshäuser gebührt besonderer Dank, vorallem seine Hilfe im Bezug auf den Teststand ist hervorzuheben.

Reinhard Stock möchte ich für seine ansteckende Begeisterung für die Hochenergiephysik danken; nicht zuletzt seine Vorlesungen haben mein Interesse an diesem Thema geweckt. Direkt im Anschluss ist Marek Gaździcki zu nennen, denn er war es, der mich bei einer Einführungsarbeit betreute. Diese Einführungsarbeit führt mich wiederum zu Claudia Strabel, die gemeinsam mit mir am IKF begonnen hat und nun fast zeitgleich ihre Diplomarbeit abgibt. Ihr möchte ich herzlich für die gemeinsame Zeit danken.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Wolfgang Sommer für seine Hilfe, insbesondere bei Fragen zur Simulation oder Problemen mit dieser. Matthias Hartig danke ich für seine Hilfe mit dem Teststand und die Heiterkeit, die er verbreitet. In Verbindung mit dem Teststand danke ich auch Rainer Schicker und Christian Schmitt für ihre Erklärungen und Hilfe bei technischen Problemen, Jens Wiechula für die Berechnung der Driftgeschwindigkeiten und Martin Kessenbrock für die Unterstützung bei Startschwierigkeiten.

Dank gebührt auch insbesondere Tim Schuster und Michael Mitrovski für viele anregende Unterhaltungen und dem stets hilfsbereiten Benjamin Lungwitz für seine Antworten auf eine Vielzahl an Fragen, besonders in der Anfangszeit. Eine Liste aller Mitglieder der Hochenergiephysik-Gruppe des IKF scheint mir überflüssig, da niemand auszuschließen ist – sie alle haben mich durch Diskussionen, Hilfe oder einfach eine angenehme Atmosphäre im IKF unterstützt.

Einige meiner Kommilitonen sind mir in den letzten Jahren gute Freunde geworden. Bei ihnen bedanke ich mich für die schöne Zeit des Studiums. Sven Schössler danke ich darüber hinaus für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Dies gilt gleichermaßen für meine Eltern, denen ich jedoch auch für ihre gesamte Unterstützung vielmals danke.