

Hyperon-Produktion und -Polarisation
in der Reaktion $p(3,5 \text{ GeV}) + \text{Nb}$
mit HADES

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Christian Wendisch

geboren am

3. April 1984 in Berlin

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

Dresden 2014

Eingereicht am 26.02.2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Burkhard Kämpfer
2. Gutachter: Prof. Dr. Eckart Grosse

Verteidigt am 27.11.2014

Kurzdarstellung

Zur Erforschung des Verhaltens der Kernmaterie wurde mit dem Dielektronen-Spektrometer HADES am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt unter anderem die Reaktion $p + \text{Nb}$ bei 3,5 GeV kinetischer Strahlenergie untersucht. Obwohl HADES primär für den Nachweis seltener leptonischer Zerfälle der Vektormesonen ρ , ω und ϕ konzipiert wurde, eignet sich das Spektrometer aufgrund seiner präzisen Spurrekonstruktion auch für die Untersuchung von hadronischen Kanälen. Zum Studium der Strangeness-Signaturen in der Reaktion $p + \text{Nb}$ wird in dieser Arbeit der im Jahr 2008 aufgezeichnete Datensatz von ca. 4,2 Milliarden Kollisionen hinsichtlich der Produktion und der dabei auftretenden Polarisation von Λ -Hyperonen untersucht.

Die polarisierte Produktion von Hyperonen in Kernreaktionen mit unpolarisierten Ausgangsteilchen wurde entgegen den theoretischen Erwartungen erstmals 1976 beobachtet und fand bis heute keine allgemein akzeptierte und alle beobachteten Abhängigkeiten umfassende Erklärung auf Grundlage der starken Wechselwirkung. Es werden zunächst die theoretischen Modelle der Hyperonpolarisation diskutiert und der experimentelle Zugang erklärt. Dieser gelingt über den schwachen Zerfall des Λ -Hyperons, der als natürliches Polarimeter wirkt und somit insbesondere in Reaktionen mit unpolarisierten Nukleonen ein ideales Instrument zur Untersuchung der Polarisation darstellt.

Aufgrund der großen Raumwinkelabdeckung ermöglicht HADES, Λ -Hyperonen in einem weiten Phasenraumbereich zu rekonstruieren, sodass deren Produktionsrate und Polarisation in Abhängigkeit der Observablen Transversalimpuls p_t und Rapidität y analysiert werden. Aus insgesamt 1,1 Millionen rekonstruierten Λ -Hyperonen werden nach der Korrektur bezüglich der Detektorakzeptanz und -effizienz transversale Massenspektren extrahiert. Deren inverser Steigungsparameter $T_B(y)$ nimmt ein Maximum von rund 90 MeV bei $y = 1$, d.h. unterhalb der Schwerpunktsrapidität im Nukleon-Nukleon-Stoß ($y_{cm} = 1,12$), an und fällt zu kleinen Rapiditäten deutlich schneller ab als für Teilchen im thermischen Gleichgewicht. Die Λ -Rapiditätsdichte zeigt eine asymmetrische Verteilung, die aufgrund von Mehrfachstreuung der Λ -Hyperonen hauptsächlich mit Kern-Nukleonen deutlich zur Targetrapidität verschoben ist und mit steigender Rapidität $> 0,3$ stark abnimmt. Auf den vollständigen Phasenraum extrapoliert, erfüllt die Produktionsrate von $0,018 \pm 0,004$ Λ -Hyperons je Ereignis, verbunden mit der Multiplizität von K_s^0 -Mesonen und den mittels Transportmodell abgeleiteten Produktionsverhältnissen zu den übrigen Kaonen und Hyperonen, die Strangeness-Erhaltung im Mittel der gemessenen Kollisionen.

Darüber hinaus zeigt das Λ -Hyperon eine signifikant negative Polarisation relativ zur Normalen seiner Produktionsebene, die über den verfügbaren Phasenraum gemittelt $\mathcal{P}_x = (-10,6 \pm 1,3) \%$ beträgt und deren Betrag mit steigendem Transversalimpuls entsprechend $\mathcal{P}_x(p_t) = (-0,19 \pm 0,02) (\text{GeV}/c)^{-1} p_t$ linear zunimmt.

Die Ergebnisse bezüglich der Λ -Polarisation und Phasenraumverteilung werden mit denen anderer Experimente ähnlicher Stoßsysteme verglichen und im Rahmen von systematischen Untersuchungen mit Transportmodellen interpretiert, um Details zur Dynamik der Hyperon-Produktion in Proton-Kern-Reaktionen abzuleiten. Derzeit verfügbare Versionen der GiBUU- und UrQMD-Modelle können die experimentellen Verteilungen im Phasenraum jedoch nicht hinreichend reproduzieren.

Mit der Rekonstruktion von Ξ^- -Hyperonen und ϕ -Mesonen wird ein Ausblick auf weiterführende Studien zur Strangeness-Produktion in Nukleon-Kern-Stößen gegeben.

Abstract

With the dielectron spectrometer HADES, located at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt, p + Nb reactions at a kinetic beam energy of 3.5 GeV were measured to study the behavior of nuclear matter. Although primarily designed for the detection of rare leptonic decays of the light vector mesons ρ , ω and ϕ , the spectrometer renders itself very well suited for the investigation of hadrons, due to its excellent tracking capability. This thesis presents results of the production and polarization of strange Λ hyperons in about 4.2 billion reactions of p + Nb recorded in 2008.

In contrast to theoretical expectations, the polarized production of hyperons was observed in 1976 for the first time in nuclear reactions with unpolarized beams. Based on the fundamental properties of strong interaction, to date no single explanation exists describing all dependencies of the observed hyperon polarization. Therefore, common theoretical models of hyperon polarization are introduced. Acting as a natural polarimeter, the Λ hyperon represents an excellent tool to study the phenomenon of hyperon polarization especially in reactions with unpolarized beams and targets. Hence, the experimental technique for extracting the polarization using the weak decay of the Λ hyperon is explained. Due to a large solid angle coverage, HADES allows for the reconstruction of hadrons within a wide phase space range. Consequently, a double-differential analysis of the polarization and production probability as a function of transverse momentum p_t and rapidity y is performed.

In total, 1.1 million Λ hyperons are reconstructed and corrected for detector acceptance and efficiency. The inverse slope parameter T_B is extracted from transverse mass spectra. Its rapidity dependence $T_B(y)$ shows a maximum of 90 MeV at $y = 1$, i.e. below the center-of-mass rapidity of the nucleon-nucleon collision $y_{cm} = 1.12$, and a stronger decrease to lower rapidities than particles in thermal equilibrium. The Λ rapidity density shows an asymmetric distribution, shifted towards target rapidity, which is probably caused by multiple scattering on target nucleons. Extrapolated to the full phase space, the total multiplicity of 0.018 ± 0.004 Λ hyperons per event satisfies strangeness conservation on average. For that purpose, the K_s^0 production rate from another analysis and ratios to the other, unmeasured, strange hadrons, derived from transport simulations, are taken into account.

Furthermore, the Λ hyperon shows a significant negative polarization perpendicular to its production plane, which amounts to $\mathcal{P}_x = (-10.6 \pm 1.3) \%$ averaged over the phase space accessible to HADES. The measured Λ polarization increases almost linearly with increasing transverse momentum p_t , according to $\mathcal{P}_x(p_t) = (-0.19 \pm 0.02) (\text{GeV}/c)^{-1} p_t$. In order to spot details on the dynamics of hyperon production in proton-nucleus reactions, the results on Λ polarization and phase space distribution are compared to those of similar reactions. Additionally, a systematic investigation with transport model simulations is performed. The experimental distributions can not be reproduced sufficiently well by the presently available GiBUU and URQMD models.

Moreover, an outlook on further studies of strangeness production in nucleon-nucleus collisions by reconstruction of Ξ^- hyperons and ϕ mesons is given.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1 Einleitung	11
1.1 Struktur der Materie	11
1.2 Schwellennahe Erzeugung von Hadronen mit Strangeness	13
1.3 Modellbeschreibungen der Strangeness-Produktion	15
1.4 Untersuchung von Kernmaterie in Nukleon-Kern-Reaktionen	19
1.5 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	20
2 Hyperonpolarisation	23
2.1 Experimentelle Beobachtungen	23
2.2 Modellbeschreibungen	25
2.2.1 SU(6)-Modell	25
2.2.2 s -Quark-Streumodell	27
2.2.3 Lund-Modell (Farb-Flussröhre)	28
2.2.4 Rekombinationsmodell (Thomas-Präzession)	28
2.2.5 Quantenmechanische Modelle	29
2.3 Der selbstanalysierende Λ -Zerfall als Spin-Polarimeter	30
3 Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge	33
3.1 Komponenten zur Teilchenidentifikation	35
3.2 Magnetspektrometer	37
3.3 Datenerfassung und -verarbeitung	43
3.4 Analyse- und Simulationssoftware	45
3.5 Transportmodelle	46
4 Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$	51
4.1 Charakteristika des Experiments	51
4.2 Teilchenidentifikation	55
4.2.1 Flugzeitmethode	56
4.2.2 Energieverlustmethode	58
4.3 Rekonstruktion des Λ -Hyperons	60

Inhaltsverzeichnis

4.3.1	Teilchenselektion bezüglich des Energieverlustes	61
4.3.2	Invariantes Massenspektrum	62
4.3.3	Zerfallsgeometrie	65
4.3.4	Vertexrekonstruktion	66
4.3.5	Determination des kombinatorischen Untergrundes	69
4.3.6	Differentielle Analyse bezüglich des Phasenraums	73
4.4	Rekonstruktion des Ξ^- -Hyperons	77
4.5	Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation	82
4.5.1	Selbstkonsistenz der Simulation	86
4.5.2	Überprüfung der Vertexrekonstruktion	89
4.5.3	Rekonstruktion der Zerfallslänge	91
4.5.4	Normierung der Produktionsrate	93
4.5.5	Differentielle Produktionsrate der Λ -Hyperonen	95
4.6	Messung der Λ -Polarisation	97
4.6.1	Referenzkoordinatensystem	97
4.6.2	Akzeptanzkorrektur	99
4.6.3	Bestimmung der mittleren Polarisation	101
4.6.4	Differentielle Untersuchung der Polarisation	104
5	Diskussion der Ergebnisse	109
5.1	Λ -Phasenraumverteilung	109
5.1.1	Transversalimpulsverteilungen	110
5.1.2	Extrapolation der transversalen Impulsspektren	113
5.1.3	Systematische Unsicherheiten	114
5.1.4	Vergleich mit Vorhersagen von Transportmodellen	117
5.1.5	Λ -Produktionsmechanismen im BUU-Modell	121
5.1.6	Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente	124
5.2	Strangeness-Erhaltung	131
5.3	Λ -Polarisation	134
5.3.1	Phasenraumabhängigkeit der Polarisation	135
5.3.2	Einordnung der Ergebnisse in den vorhanden Welt Datensatz	139
6	Zusammenfassung und Ausblick	143
A	Anhang	149
A.1	Definition teilchenphysikalischer Variablen	149
A.2	Effizienzkorrektur für Λ -Hyperonen	153
A.3	Simulationen mit Transportmodellen	154
A.3.1	Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)	154
A.3.2	Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (GiBUU)	157
A.3.2.1	Eingangsparameter	157
A.3.2.2	Systematische Untersuchung der Λ -Produktion	159
A.3.3	Implementierung elementarer Wirkungsquerschnitte	167

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	169
Tabellenverzeichnis	172
Literaturverzeichnis	173

Einleitung

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Physik der Hadronen und deren Erzeugung in Kernreaktionen.

1.1 Struktur der Materie

Ein wesentliches Ziel der Hadronenphysik ist die Erforschung der Kernmaterie und die Beschreibung von deren Eigenschaften anhand der fundamentalen Kräfte. Als Kernmaterie wird dabei ein aus mehreren Konstituenten zusammengesetztes System bezeichnet, welches hauptsächlich durch die starke Wechselwirkung bestimmt wird. Die Konstituenten der bekannten Materie sind die Nukleonen Proton (p) und Neutron (n). Eine große Zahl nach und nach entdeckter anderer stark wechselwirkender Teilchen bilden keine stabilen Atomkerne, da sie mit steigender Masse zunehmend instabil sind. Alle Teilchen die der starken Wechselwirkung unterliegen werden Hadronen genannt und in Mesonen und Baryonen unterteilt. Die Grundzustände der Mesonen sind deutlich “leichter” als die Nukleonen und besitzen einen ganzzahligen Spin. Als Baryonen werden dementsprechend Nukleonen und die schwereren, stark wechselwirkenden, Teilchen mit einem halbzahligen Spin bezeichnet. Ein System zur Klassifikation der Hadronen schlugen Gell-Mann und Ne’eman 1961 mit dem sogenannten “Achtfachen Weg“ vor, darin werden alle bekannten Mesonen und Baryonen in einer zusätzlich zum Isospin ^A erweiterten SU(3)-

^A Der Isospin ist eine Quantenzahl, die analog zum Eigendrehimpuls (Spin) eingeführt wurde, um die SU(2)-Symmetrie der Nukleonen zu beschreiben. Dazu wurden ursprünglich Proton und Neutron als zwei Zustände des Isospins I aufgefasst, wobei die dritte Komponente I_3 dessen Einstellung mit den Eigenwerten $\pm 1/2$ repräsentiert. Im Quarkmodell gilt daher für das up-Quark $I_3 = +1/2$ und für das down-Quark $I_3 = -1/2$.

1. Einleitung

Flavour-Symmetrie jeweils als Oktett geordnet. Für Baryonen mit dem Spin $3/2$ folgt daraus zusätzlich die Anordnung in einem Dekuplett und gleichzeitig die Vorhersage eines weiteren, zunächst noch unbekanntes Teilchens Ω^- . Die anschließende Entdeckung des Ω^- -Baryons [Barnes64] erbrachte folglich den Beweis für eine tiefer liegende Struktur der Materie.

Daraufhin wurde das Quark-Modell 1964 von Gell-Mann [Gell-Mann64] und Zweig [Zweig64] unabhängig voneinander vorgeschlagen, worin diese Struktur darauf begründet ist, dass die bislang als elementar betrachteten Hadronen ihrerseits aus elementaren Bausteinen - den Quarks - zusammengesetzt sind. In diesem fundamentalen Quarkmodell bestehen alle Hadronen entweder aus einem Quark-Antiquark-Paar (Mesonen), wie z.B. Pionen und Kaonen, oder aus drei Quarks (Baryonen), wie Protonen und Neutronen. Die elementaren Quarks treten dabei in drei verschiedenen Spezies auf, dem up (u), down (d) und strange (s) "Flavour" und besitzen jeweils den Spin $1/2$, die Baryonzahl $1/3$ sowie eine Farbladung, für die drei verschiedene Zustände möglich sind. Die Einführung dieser zusätzlichen Quantenzahl Farbe wurde unter anderem mit der Entdeckung des Ω^- -Baryons (sss) notwendig, sofern die Quarks als Fermionen dem Pauli-Prinzip gehorchen. Demnach können sich zwei Quarks, die sich in allen Quantenzahlen (zuvor nur Spin und Flavour) gleichen, nicht in einem Hadron befinden. Für das Auftreten von drei s -Quarks im Ω^- -Baryon ist demzufolge eine dritte Quantenzahl (Farbe) nötig. Abbildung 1.1 zeigt die entsprechende Klassifikation der Baryonen in Multiplikts. In Analogie

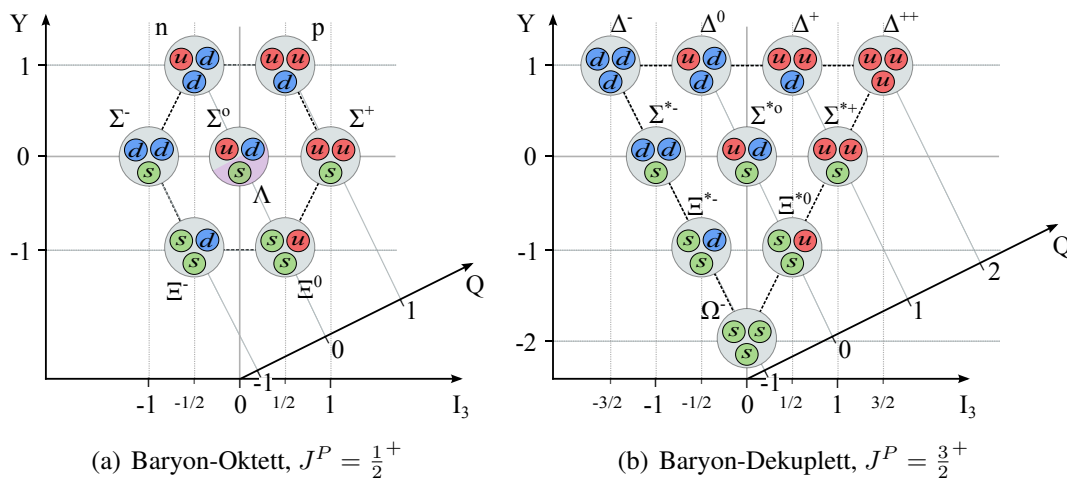


Abbildung 1.1.: SU(3)-Symmetrie der Baryonen mit Spin $J = 1/2$ dargestellt als Baryon-Oktett (a) und mit Spin $J = 3/2$ dargestellt als Baryon-Dekuplett (b). Die Abszisse repräsentiert die dritte Komponente der Isospins I_3 , die Ordinate die Hyperladung $Y = B + S$, welche eine Linearkombination der Quantenzahlen Strangeness (S) und Baryonenzahl (B) ist. Die diagonale dritte Achse bezieht die elektrische Ladung Q .

zu den sechs bekannten Leptonenarten ($e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$) wurden schließlich drei weitere Quark-Flavours charm (c), bottom (b) und top (t) postuliert. Diese Quarks besitzen je-

1.2. Schwellennahe Erzeugung von Hadronen mit Strangeness

doch im Vergleich zu den ersten drei Flavours wesentlich höhere Massen von etwa 1 bis 170 GeV [Beringer12] und konnten daher erst durch die Entwicklung leistungsfähiger Teilchenbeschleuniger mit entsprechend hohen Strahlenergien nachgewiesen werden.

Das SU(3)-Quarkmodell beschreibt nur die Flavour-Symmetrie der drei leichten Quark-Flavour up, down und strange. Bereits diese Symmetrie ist nicht exakt, da sich die Quarkmassen voneinander unterscheiden. Insbesondere die Masse des s -Quarks ($m_s \approx 95$ MeV) ist deutlich größer als die der u - ($m_u \approx 2$ MeV) und d -Quarks ($m_d \approx 5$ MeV). Für die schweren Quarks ist der Massenunterschied noch deutlich größer und somit deren Flavour-Symmetrie explizit gebrochen. Dennoch lässt sich zur Klassifikation der Hadronen mit charm-Flavour das Quarkmodell um einen weiteren Freiheitsgrad zur SU(4)-Symmetrie erweitern und entsprechende Multipletts ableiten, siehe dazu [Beringer12].

Auf Grundlage dieses Quarkmodells wurde in verschiedenen Arbeiten von Yang, Mills, Nambu, Fritsch und Gell-Mann sukzessive eine Theorie der starken Wechselwirkung entwickelt, welche nicht der gebrochenen SU(3)-Flavour-Symmetrie entspricht, sondern auf einer exakten Symmetrie bezüglich der Farbladung basiert. Dennoch beinhaltet diese lokale Eichfeldtheorie der Quarks, die heute Quantenchromodynamik (QCD) genannt wird, als vollständige Theorie der starken Wechselwirkung zugleich die bekannten Flavour-Erhaltungssätze, die damals empirisch bestimmt wurden.

Dementsprechend wurde zusätzlich zum Isospin die Erhaltungsgröße Strangeness eingeführt, um ein ursprünglich "seltsames" Phänomen in hadronischen Reaktionen zu erklären, bei dem bestimmte Teilchen stets nur paarweise und mit einer großen Lebensdauer beobachtet wurden. Die Erhaltung der Quantenzahl Strangeness in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung, wonach die Erzeugung von s (strange)-Quarks stets mit der seines Antiteilchens, des \bar{s} (antistrange)-Quarks, assoziiert ist, erklärt diese paarweise Erzeugung. Daraus folgt ebenfalls die lange Lebensdauer, da ausschließlich im Zerfall über die schwache Wechselwirkung die Strangeness nicht erhalten wird.

Zur Erforschung der Kernmaterie mittels inelastischen Kernreaktionen sind Hadronen, die Strangeness beinhalten, von besonderem Interesse, da im Eingangskanal keine seltsamen Valenzquarks vorkommen und somit diese Teilchen in der Reaktion erst erzeugt werden müssen. Sie sind daher eine geeignete Sonde um Rückschlüsse auf die Dynamik der untersuchten Reaktion zu treffen. Die Produktion von Strangeness in Hadronenreaktionen bei kinetischen Energien von 1 bis 3,5 GeV, wie sie am SIS18-Beschleuniger der GSI in Darmstadt möglich sind, ist jedoch relativ unwahrscheinlich, da sie dort meist unter bzw. nahe der Erzeugungsschwelle erfolgt.

1.2 Schwellennahe Erzeugung von Hadronen mit Strangeness

Aufgrund der Erhaltung von Strangeness in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung können Hadronen mit Strangeness-Inhalt stets nur zusammen mit solchen entgegengesetzter Strangeness erzeugt werden, wobei das s -Quark, entsprechend einer historisch bedingten Festlegung, die Strangeness $S = -1$ trägt und das \bar{s} -Quark $S = +1$

1. Einleitung

besitzt. Aufgrund dieser assoziierten Produktion^B ist die energetische Erzeugungsschwelle für Strangeness im Wesentlichen durch die Masse der beiden Hadronen bestimmt. Die leichtesten Mesonen mit Strangeness-Inhalt sind die geladenen Kaonen mit einer Masse von $(493,677 \pm 0,016) \text{ MeV}/c^2$ [Beringer12]. Unter den Strangeness tragenden Baryonen, welche allgemein als Hyperonen bezeichnet werden, besitzt das Λ -Hyperon die kleinste Masse von $(1115,683 \pm 0,006) \text{ MeV}/c^2$. Dementsprechend wird in einer Nukleon-Nukleon-Reaktion beispielsweise das Λ -Hyperon vorzugsweise gemeinsam mit einem geladenen Kaon produziert, da dafür am wenigsten Energie (1,58 GeV) aufgewendet werden muss. In Tabelle 1.1 sind für die im Energiebereich von wenigen GeV häufigsten Produktionsreaktionen die zur Erzeugung nötige Gesamtenergie im Schwerpunktsystem \sqrt{s} ^C sowie die im Nukleon-Nukleon-Stoß (bei einem stationärem Target) notwendige kinetische Energie aufgelistet.

Reaktion	\sqrt{s} [GeV]	E_{thres}^{kin} [GeV]
$N + N \rightarrow$		
$N + K^+ + \Lambda$	2,548	1,58
$N + K^0 + \Lambda$	2,552	1,59
$N + K^+ + \Sigma^0$	2,625	1,79
$N + K^0 + \Sigma^+$	2,625	1,80
$N + K^0 + \Sigma^0$	2,629	1,81
$N + N + K^+ + K^-$	2,864	2,49
$N + N + \phi$	2,896	2,59
$N + \Xi^- + K^+ + K^+$	3,247	3,74
$N + \Xi^0 + K^0 + K^0$	3,248	3,75

Tabelle 1.1.: Elementare Reaktionen zur Erzeugung von Strangeness in Nukleon-Nukleon-Stößen mit Angabe ihrer Produktionsschwelle \sqrt{s} und der entsprechenden minimal notwendigen kinetischen Strahlenergie E_{thres}^{kin} bei stationärem Target.

Neben der assoziierten Produktion von Hyperon und Meson ist unter Erhaltung der Strangeness auch die Paarerzeugung von Hyperon und Anti-Hyperon

$$N + N \rightarrow N + N + \Lambda + \bar{\Lambda} \quad (1.1)$$

eine mögliche Reaktion, die jedoch aufgrund der Baryonenzahlerhaltung in der starken Wechselwirkung ein zusätzliches Nukleon im Ausgangskanal fordert und somit eine deutlich höhere Energie von $\sqrt{s} = 4,1 \text{ GeV}$ benötigt. In Annihilationsereignissen wie Elektron-Positron- oder Antiprotonen-Proton-Reaktionen ist aufgrund der Baryonenzahl $B = 0$ im Eingangskanal die Paarproduktion $e^- + e^+ \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}$ bzw. $e^- + e^+ \rightarrow K^+ + K^-$ energetisch günstiger als die aufgelisteten Produktionskanäle mit Nukleonen und somit bevorzugt.

^B Eine Ausnahme stellen Hadronen mit einem $s\bar{s}$ -Inhalt (z.B. ϕ -Mesonen) dar.

^C Eine Definition von \sqrt{s} ist im Anhang A.1 aufgeführt.

1.3. Modellbeschreibungen der Strangeness-Produktion

In Schwerionenkollisionen wurden Hyperonen zudem bereits unter der Erzeugungsschwelle nachgewiesen, wie beispielsweise die HADES-Kollaboration in der Reaktion $\text{Ar} + \text{KCl}$ bei einer kinetischen Energie von $1,756 \text{ AGeV}$ ^D für Ξ^- -Hyperonen gezeigt hat [Agakishiev09a]. Die Tatsache, dass in Reaktionen von Kernen die Produktion von Teilchen mit einer Masse größer als \sqrt{s} möglich ist, kann durch mehrere Effekte erklärt werden. Einerseits kann die Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern ($p_F \approx 270 \text{ MeV}/c$)^E zur verfügbaren kinetischen Energie in Nukleon-Nukleon-Stößen positiv beitragen. Hierbei entscheidet jedoch die Relativorientierung der Fermi-Bewegung, ob sich dadurch die Reaktionsenergie erhöht oder verringert. Andererseits kann über Mehrstufenprozesse, z.B. die Anregung intermediärer Resonanzen, die Energie aus mehreren Nukleon-Reaktionen akkumuliert werden, sodass schließlich Teilchen mit einer Masse größer als die Energie im Schwerpunktssystem des primären Nukleon-Nukleon-Stoßes produziert werden können. Die Wahrscheinlichkeit dafür steigt mit der Anzahl der Partizipanten der Reaktion, weswegen selbst bei geringer Strahlenergie in zentralen Stößen schwerer Kerne mittels mehrerer inelastischer Kollisionen Teilchen mit großer Masse erzeugt werden können. Darüber hinaus könnte aufgrund von möglichen Medium-Effekten bei normaler oder erhöhter Kerndichte die Masse des erzeugten Teilchens reduziert sein und dessen Produktion somit ermöglicht werden. Dieser Effekt kann jedoch nur ein geringes Energiedefizit ausgleichen.

1.3 Modellbeschreibungen der Strangeness-Produktion

Zur theoretischen Betrachtung von hadronischen Prozessen in inelastischen Reaktionen auf Grundlage der Quantenchromodynamik können in harten Stößen, d.h. bei großen Impulsüberträgen q , Störungsrechnungen herangezogen werden. Dies ist für weiche Prozesse ($q^2 < \lambda^2$)^F, bei denen die starke Kopplung

$$\alpha_s(q^2) \approx \frac{12\pi}{(22 - 3n_f) \ln(q^2/\lambda^2)} \quad (1.2)$$

für kleiner werdende Impulsskalen q^2 ansteigt, nicht mehr möglich. (Hierbei ist n_f die Anzahl der beteiligten Quark-Flavours) Um diese Prozesse in Schwerionenkollisionen dennoch theoretisch zu beschreiben, wurden phänomenologische Modelle entwickelt, die in zwei wesentliche Klassen unterschieden werden können. Thermodynamische Modelle beschränken sich auf die Teilchenverteilungen eines thermischen Gleichgewichts im Endzustand der Reaktion. Sie betrachten das Kollisionssystem zunächst makroskopisch anhand äußerer Parameter wie Temperatur und Volumen und führen chemische Potentiale

^D Die Einheit AGeV bezeichnet die kinetische Energie je Nukleon des Projektilkerns in GeV .

^E Zur Darstellung von Vektoren werden in dieser Arbeit normal gedruckte Buchstaben mit Pfeil verwendet. Vektorkomponenten und Vierervektoren hingegen erhalten keine Hervorhebung. Die beschriebenen Gleichungen und Berechnungen werden in natürlichen Einheiten mit $\hbar = c = 1$ ausgeführt.

^F λ ist eine eingeführte Energie-, Impuls-, oder Massenskala, oberhalb der die Quantenchromodynamik störungstheoretisch behandelt werden kann.

1. Einleitung

zur Berücksichtigung der Erhaltungssätze bezüglich Baryonenzahl, Strangeness und elektrischer Ladung ein. Die darin enthaltenen statistischen Annahmen, wie die Verwendung eines großkanonischen Ensembles zur Berechnung der Zustandsdichte, setzen ein hinreichend großes System vieler Teilchen voraus. Diese Modelle sind daher gut geeignet, um die Teilchenproduktion in Schwerionenkollisionen zu beschreiben. Für elementare und Nukleon-Kern-Reaktionen mit geringen Teilchenmultiplizitäten, wie z.B. die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion $p + Nb$, gelten diese Voraussetzungen aber nicht. Daher werden statistische bzw. thermodynamisch Modelle hier nicht näher erläutert. Sie sind in [Becattini04, Braun-Munzinger03] ausführlich beschrieben.

Die zweite Klasse von Modellen zur Teilchenerzeugung in Schwerionenkollisionen betrachtet hingegen die elementaren Erzeugungsprozesse auf mikroskopischer Ebene. Sie simulieren die vollständige Dynamik der Kollision, indem die zeitliche Evolution der Trajektorien aller beteiligten Teilchen berechnet wird; sie werden daher auch Transportmodelle genannt. Die physikalischen Grundlagen des Transportkonzepts werden in Abschnitt 3.5 beschrieben.

Hinsichtlich der Teilchenerzeugung in mikroskopischen Modellen existieren zwei wesentliche Konzepte, die grundlegend auf unterschiedlichen Niveaus ansetzen und zudem komplementär wirken. Zum einen bilden auf dem Niveau der Hadronen die Zerfälle von Resonanzen die Grundlage der Teilchenproduktion. Zum anderen wird auf der Ebene der Quarks die Fragmentation von sogenannten Strings betrachtet.

Das Resonanzmodell

Experimente der COSY-TOF-Kollaboration am COoler-SYnchrotron (COSY) in Jülich haben gezeigt, dass in der Reaktion $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ einige Resonanzen angeregter Nukleonen, insbesondere $N(1650)$, wesentlich zur Produktion von Hyperonen beitragen

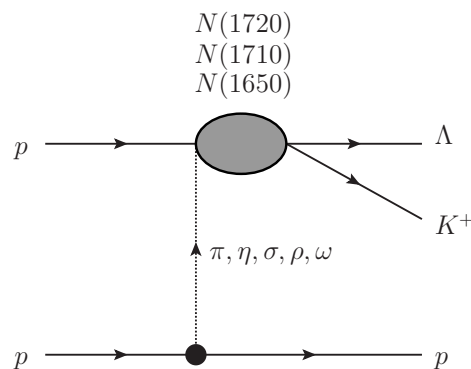


Abbildung 1.2.: Meson-Austausch-Diagramm für die Reaktion $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ im Resonanzmodell [Sibirtsev98]. Die graue Ellipse symbolisiert intermediäre Baryon-Resonanzen.

1.3. Modellbeschreibungen der Strangeness-Produktion

[El-Samad06]. Daraufhin wurden die beobachteten Beiträge bei der Teilchenerzeugung im sogenannten Resonanzmodell berücksichtigt [Tsushima94, Sibirtsev98], [Shyam99].

In diesem Modell wird die Wechselwirkung zweier Baryonen als Austausch eines Mesons betrachtet, wodurch eine intermediäre Baryonresonanz angeregt wird. Diese Resonanz zerfällt anschließend in solche Hadronen, deren Erzeugung hinsichtlich der Masse der Resonanz energetisch möglich ist. Das entsprechende Reaktionsschema ist in Abbildung 1.2 skizziert. Es zeigt, dass sowohl alle Meson-Austausch-Kanäle als auch die Prozesse über verschiedene Resonanzen einen identischen Endzustand aufweisen. Die experimentelle Separation der einzelnen Kanäle ist somit nicht einfach möglich, da die kohärente Summe der einzelnen Amplituden zum Wechselwirkungsquerschnitt beiträgt. Als Austauschmeson werden dabei zunächst die leichten Mesonen (ohne Strangeness-Inhalt) $\pi, \eta, \sigma, \rho, \omega$ betrachtet, jedoch in weiteren Ansätzen auch Kaonen herangezogen. Wie Abbildung 1.3 zeigt, konnte man jedoch feststellen, dass zur Reproduktion der experimentellen Daten der Kaon-Austausch nicht nötig war. Im Gegensatz dazu ist der Ein-Pion-

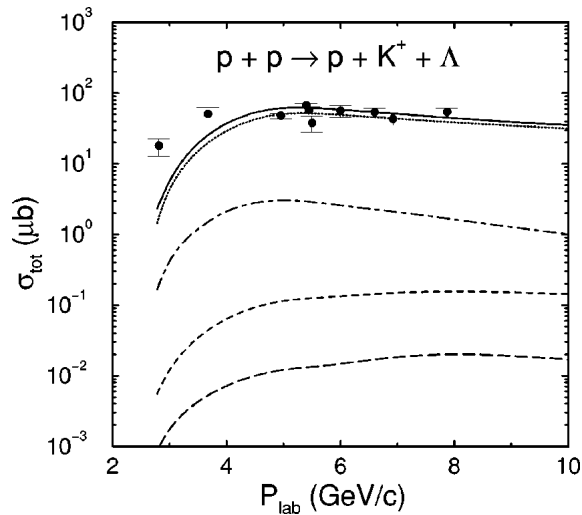


Abbildung 1.3.: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ als Funktion des Projektilimpulses. Die experimentellen Daten aus [Baldini88] sind als Symbole mit Fehlerbalken dargestellt. Die Kurven repräsentieren die im Resonanzmodell berechneten individuellen Beiträge des Meson-Austausches mittels π^- - (gepunktet), σ^- - (gestrichelt und gepunktet), ρ^- - (gestrichelt) bzw. ω^- - (lang gestrichelt) Meson, während die durchgezogene Kurve deren kohärente Summe darstellt [Shyam99].

Austausch der dominante Beitrag zum Wirkungsquerschnitt über den gesamten Energiebereich. Die Anteile der verschiedenen Resonanzen sind in Abbildung 1.4 ebenso in Form des totalen Wirkungsquerschnitts als Funktion des Protonenimpulses dargestellt. Daraus lässt sich ableiten, dass für Strahlimpulse > 3 GeV/c die Reaktion hauptsächlich über die Anregung der N(1710)-Resonanz erfolgt. Bei geringeren Impulsen wird hingegen die Resonanz N(1650) dominant, dementsprechend könnten die Messungen nahe der Produktionsschwelle selektiv auf die Beiträge der verschiedenen Resonanzen des Modells sein.

1. Einleitung

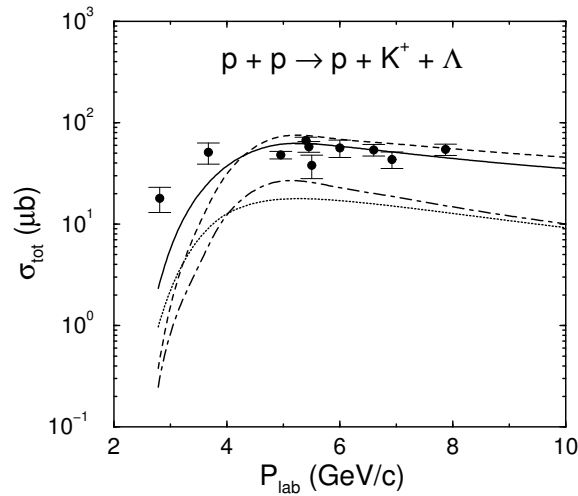


Abbildung 1.4.: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ als Funktion des Projektilimpulses. Daten wie in Abb. 1.3. Die Kurven repräsentieren die im Resonanzmodell berechneten Beiträge der einzelnen Resonanzen N(1650) (gepunktet), N(1710) (gestrichelt) und N(1720) (gestrichelt und gepunktet), während die durchgezogene Kurve deren kohärente Summe darstellt [Shyam09].

Das String-Fragmentations-Modell

Semi-mikroskopische Modelle, die den Mechanismus der String-Fragmentierung verwenden [PYTHIA06, Pi92], basieren auf dem Lund-Stringmodell [Andersson83] zur Teilchenproduktion und berechnen keine Wirkungsquerschnitte sondern ausschließlich relative Häufigkeiten der erzeugten Hadronen. Hier müssen die totalen Wirkungsquerschnitte der elementare Prozesse vorgegeben werden, um absolute Produktionsraten zu erhalten. Die Teilchenerzeugung findet dabei in zwei Schritten statt, wobei im Ersten der Impulsübertrag zwischen den einlaufenden Hadronen stattfindet. Im Quarkmodell wird der Impuls auf ein einzelnes Valenzquark übertragen, welches sich anschließend von den anderen Valenzquarks fortbewegt und dadurch ein an Energie zunehmendes Feld aus Farbladung - einen String - etabliert. Dieses Farbfeld kann im zweiten Schritt, wie in Abbildung 1.5 schematisch dargestellt, über Paarerzeugung von Quark und Antiquark aufbrechen und generiert somit zwei neue Strings, die bei ausreichender Energie erneut zu Quark-Antiquark-Paaren fragmentieren und folglich weitere Hadronen erzeugen können.

Die Enden des primären Strings sind innerhalb dieses Fragmentationsprozesses durch die Valenzquarks der einlaufenden Hadronen definiert, welche ihrerseits in diesem Modell keine Quarks untereinander austauschen. Folglich können einige Prozesse, wie die Strangeness-Produktion mit Pionen, $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$, oder die Erzeugung von ϕ -Mesonen über die Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \phi$ hiermit nicht beschrieben werden, die jedoch auch bei geringen Energien relevant sind. Die Teilchenproduktion über String-Fragmentation wird daher in Transportmodellen meist nur für Schwerpunktsenergien

1.4. Untersuchung von Kernmaterie in Nukleon-Kern-Reaktionen

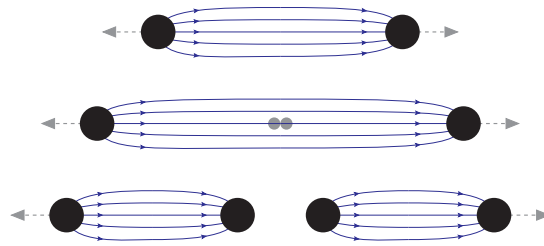


Abbildung 1.5.: Schematische Darstellung der Fragmentierung eines Farb-Strings in Quark-Antiquark-Paare in drei Schritten (von oben nach unten).

$\sqrt{s} > 2$ bis 4 GeV verwendet, welches dem Energiebereich oberhalb der Masse der schwersten Nukleonenresonanzen (N(2600)) entspricht. In elementaren Reaktionen kann damit die inklusive Teilchenproduktion sehr gut reproduziert werden.

Weisen die Prozesse der Teilchenerzeugung zusätzlich eine definierte Abhängigkeit vom Spin der einlaufenden Quarks auf, sodass beispielsweise Hyperonen polarisiert erzeugt werden, so können anhand der auftretenden Polarisation ebenfalls Eigenschaften der Produktionsmechanismen abgeleitet werden. Die Berücksichtigung dieser Spin-Effekte in den vorgestellten Modellen wird im Kapitel 2 zur Hyperonpolarisation erläutert.

1.4 Untersuchung von Kernmaterie in Nukleon-Kern-Reaktionen

Experimente zur elementaren Nukleon-Nukleon-Streuung sind dediziert, um fundamentale Eigenschaften der Erzeugung und inneren Struktur von Hadronen aufzudecken und ergänzen die Informationen aus Photon-Nukleon- und Lepton-Nukleon-Streuexperimenten. Sie liefern mit der Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten exklusiver Reaktionen sowie der Massen und Zerfallsbreiten der Hadronen grundlegende Informationen für verschiedene Bereiche der Teilchenphysik, wie relativistische Schwerionenkollisionen oder kompakte astronomische Objekte (insbesondere Neutronensterne).

Mit Schwerionenkollisionen ist zudem die Produktion von Teilchen bei großer baryonischer Dichte und hohen Temperaturen möglich. Hierbei bildet sich im Zentrum der aufeinander treffenden Atomkerne ein Raumbereich stark wechselwirkender, komprimierter Kernmaterie aus - ein sogenannter Feuerball. Dessen anschließende Expansion folgt im Wesentlichen thermodynamischen Gesetzen und wird maßgeblich durch den Druckgradienten des Systems bestimmt. Hierbei können kollektive Effekte, wie der gerichtete Fluß während der Expansion des Systems, und Medium-Modifikationen von Eigenschaften der produzierten Vektormesonen, wie deren Massen und Zerfallsbreiten, auftreten. Während eine Änderung der Zerfallsbreite nur durch leptonische Sonden, welche den Feuerball mit großer Wahrscheinlichkeit ohne sekundäre Streuung verlassen können, zugänglich zu sein scheint, kann die Modifikation von Produktionsquerschnitten im Kernmedium auch

1. Einleitung

über hadronische Freiheitsgrade studiert werden. Um diese Effekte zu erforschen, müssen verschiedene Energiebereiche und Stoßsysteme, von leichten bis schweren Kernen sowie Nukleon-Kern-Reaktionen als Zwischenstufe, untersucht werden.

Aufgrund der kleinen Grundzustandsdichte $\rho_0 = 0,16 \text{ cm}^{-3}$ und den niedrigeren Temperaturen erwartet man bei Nukleon-Kern-Reaktionen jedoch höchstens geringe Mediumeffekte. Im Gegensatz zur komplexen, kollektiven Dynamik der Schwerionenkollisionen liegen in diesen Reaktionen mit Kernmaterie im Grundzustand deutlich kontrolliertere Bedingungen vor, sodass sie sich hinsichtlich ihrer experimentellen Untersuchung durch einige Vorteile auszeichnen. Einerseits erfolgt die Entwicklung der Teilchenquelle nahezu statisch und dementsprechend findet keine Temperatur- und Dichteänderung während der Teilchenproduktion statt. Andererseits treten aufgrund der geringeren Anzahl an wechselwirkenden Teilchen deutlich weniger Untergrundreaktionen auf und die Dynamik der produzierten Teilchen wird nicht durch kollektive Effekte überlagert.

Darüber hinaus treten in Reaktionen von Nukleonen mit schweren Kernen, wie in der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion $p + \text{Nb}$, hohe Wahrscheinlichkeiten für die Mehrfachstreuung der emittierten Teilchen im Kernmedium auf. Diese Reaktionen bieten somit eine gute Möglichkeit, beispielsweise die Hyperon-Nukleon-Streuung im Detail zu studieren.

1.5 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Mit dem Dielektronen-Spektrometer HADES am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung wurden zahlreiche Experimente vorrangig zur Untersuchung der Produktion von Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) anhand ihrer leptonischen Zerfälle durchgeführt (siehe [Agakishiev11a, Agakishiev12b]). Ebenso wurden dabei verschiedene hadronische Freiheitsgrade in elementaren Nukleon-Nukleon-Reaktionen $p(3,5 \text{ GeV}) + p$ [Agakishiev12a, Agakishiev13a] sowie in der Schwerionenkollision $\text{Ar}(1,756 \text{ AGeV}) + \text{KCl}$ studiert und insbesondere die Produktion von Strangeness untersucht [Agakishiev11b, Agakishiev09a, Agakishiev10a, Agakishiev09b]. Außerdem wurde die $\text{Ar}+\text{KCl}$ -Reaktion mittels Intensitätsinterferometrie bezüglich Λ - p -Korrelationen analysiert [Agakishiev10b] und die während der Diplomarbeit begonnene intensitäts-interferometrische Untersuchung von Protonen- und Pionen-Paaren in Vorbereitung dieser Arbeit abgeschlossen und im Namen der HADES-Kollaboration veröffentlicht [Agakishiev11c].

In der vorliegenden Arbeit werden Daten des bisher einzigen mit HADES untersuchten asymmetrischen Stoßsystems, $p + \text{Nb}$ mit einer kinetischen Energie der Strahl-Protonen von $3,5 \text{ GeV}$, hinsichtlich der Produktion von Λ -Hyperonen anhand des Zerfalls

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \tag{1.3}$$

analysiert. Die Ergebnisse werden mit denen anderer Stoßsysteme verglichen und mit Hilfe von Transportmodellen näher untersucht, um so Aussagen über die Dynamik der Reaktion und die dominanten Prozesse bei der Produktion von Strangeness in Kernmaterie im Grundzustand abzuleiten.

1.5. Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Darüber hinaus können mittels Messung der Hyperonpolarisation Informationen über die innere Struktur der Hadronen, insbesondere die Verteilung der Spinausrichtungen der Konstituenten-Quarks, anhand des Vergleichs mit Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle abgeleitet werden. Da bisher jedoch keine allgemein akzeptierte Erklärung der Hyperonpolarisation existiert, welche alle beobachteten Abhängigkeiten umfasst, können über eine präzise Messung der Phasenraumabhängigkeit der Λ -Polarisation möglicherweise einzelne Annahmen der Modelle ausgeschlossen werden.

Bisherige Experimente zur Hyperonpolarisation fanden überwiegend bei hohen kinetischen Energien der Projektil-Protonen, wie 30 GeV am AGS ^G, 450 GeV am SPS ^H und 300 bis 800 GeV am Fermilab ^I, statt und verwendeten meist Spektrometer mit geringer Phasenraumakzeptanz [Bunce76, Heller78, Felix96]. Für den SIS18-Energiebereich von 1 bis 3,5 GeV existieren bislang keine Ergebnisse aus Reaktionen von Protonen mit schweren Kernen. Lediglich Experimente bei höheren Energien [Aslanyan07, Chemakin00] beziehungsweise solche ähnlicher Reaktionen mit Antiprotonen im Eingangskanal [Miyano88, Ahmad97] wurden diesbezüglich untersucht.

Aufgrund der großen Raumwinkelabdeckung und der hohen Nachweiseffizienz für Hadronen ermöglicht es HADES, Λ -Hyperonen in einem weiten Phasenraumbereich zu rekonstruieren und somit die Λ -Polarisation im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten in einer echten doppelt-differentiellen Abhängigkeit von Transversalimpuls (p_t) ^J und Rapidität (y) zu bestimmen. Diese Analyse liefert demnach einen weiteren wichtigen Beitrag zu vorhandenen Ergebnissen bezüglich der Hyperonpolarisation sowie der Strangeness-Produktion.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert. Im Kapitel 2 wird zunächst eine Einführung in das Thema der Hyperonpolarisation gegeben. Das Detektorsystem HADES wird im Kapitel 3 vorgestellt, wobei der Fokus auf die zur Hadronenidentifikation wichtigsten Komponenten gerichtet ist. Anschließend wird im Kapitel 4 die Datenanalyse zur Rekonstruktion von Λ -Hyperonen in Abhängigkeit der Phasenraumkoordinaten p_t und y , beginnend mit der Teilchenidentifikation über den Energieverlust der geladenen Spuren, dargestellt und des Weiteren die Analyse zur Extraktion der Polarisation erläutert. Im 5. Kapitel werden die ermittelten Ergebnisse dargestellt und im Vergleich zu den Resultaten anderer Experimente sowie solchen von Transportmodellen diskutiert und schließlich die zentralen Erkenntnisse im Kapitel 6 resümiert.

Die wesentlichen Resultate dieser Analyse wurden in einem Artikel zusammengefasst und sind zur Publikation eingereicht [Agakishiev14].

^G Das Alternating Gradient Synchrotron (AGS) ist ein Synchrotron-Teilchenbeschleuniger am Brookhaven National Laboratory (BNL).

^H Das Super Proton Synchrotron (SPS) ist ein Teilchenbeschleuniger am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf.

^I Das Fermi National Accelerator Laboratory ist ein Forschungszentrum für Hochenergie-Physik mit mehreren Teilchenbeschleunigern wie das Tevatron.

^JDie Definition der verwendeten kinematischen Größen, wie z.B. p_t , y , erfolgt im Anhang A.1.

Hyperonpolarisation

Das folgende Kapitel gibt eine kurze Übersicht über die Beobachtungen und die theoretischen Modelle zum Phänomen der Hyperonpolarisation in Kernreaktionen.

2.1 Experimentelle Beobachtungen

Betrachtet man die inklusive Produktion von Baryonen in trivialen Reaktionen wie $p + p \rightarrow \Lambda + X$, bei denen im Endzustand lediglich das Λ -Hyperon registriert wird und andere Teilchen (X) unbekannt bleiben, so erwartet man nicht, den Einfluss einer Polarisation messen zu können. Da aufgrund der Vielzahl an Endzuständen für die Unbekannten X deren mögliche Spinausrichtungen zufällig verteilt auftreten sollten, müsste dies auch für die Λ -Hyperonen aus der selben Reaktion gelten und folglich im Mittel eine Polarisation gleich Null ergeben. Hingegen haben G. Bunce et al. 1976 erstmalig eine Polarisation von Λ -Hyperonen in Reaktionen von unpolarisierten Protonen mit einem Target aus Beryllium bei einer Energie von 300 GeV nachgewiesen [Bunce76]. Der gemessene hohe Grad der Polarisation von über 20 % widersprach außerdem den bis dahin bekannten Modellen, da diese vorhersagten, Spin-Effekte würden sich mit steigender Energie aufgrund der steigenden Anzahl an möglichen Zuständen zunehmend aufheben, und folglich würde die Polarisation verschwinden.

Die nachgewiesene Polarisation von Λ -Hyperonen tritt auch bei unpolarisierten Projektilen und Targetkernen auf, hängt dementsprechend nicht von deren Spinausrichtung ab und wird daher oft spontane Polarisation genannt. Weiterhin wurde angenommen, dass Antihyperonen nicht polarisiert produziert werden, da für $\bar{\Lambda}$ keine Polarisation gemessen wurde [Heller78]. Jedoch konnten später deutliche Polarisationswerte für $\bar{\Xi}^+$ [Ho90] und

2. Hyperonpolarisation

$\bar{\Sigma}^-$ [Morelos93] nachgewiesen werden, sodass auch diese Modellvorstellung widerlegt wurde.

Aus theoretischer Sicht ist die Polarisation von Hyperonen folglich nicht gut verstanden, was anhand der unvollständigen Erklärung ihrer differentiellen Eigenschaften offensichtlich wird. Diese wurden durch zahlreiche Messungen empirisch bestimmt und sind im Folgenden kurz zusammengefasst.

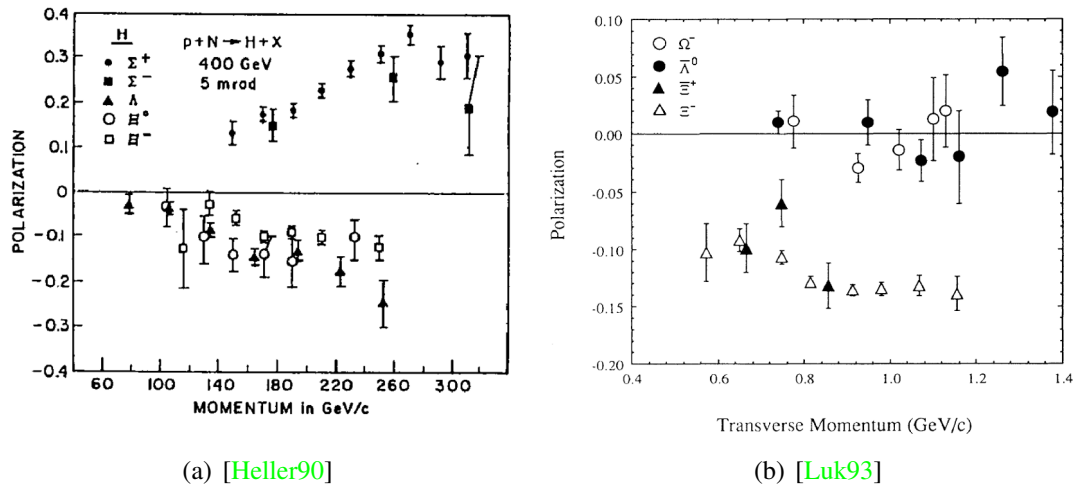
- Einige Hyperonen ($\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$) [Dukes87, Wilkinson81, Deck83] zeigen eine positive, andere (Λ, Ξ^0, Ξ^-) [Heller83, Bensinger85] eine negative Polarisation, das Ω^- besitzt keine Polarisation [Luk93], siehe Abbildung 2.1.
- Bei Antihyperonen wurde für $\bar{\Lambda}$ [Heller78] und $\bar{\Xi}^0$ [Batley09] bislang keine Polarisation nachgewiesen; für $\bar{\Xi}^+$ [Ho90] wurden negative und für $\bar{\Sigma}^-$ [Morelos93] positive Werte der Polarisation gemessen.
- Bezüglich der Targetmasse und der Strahlenergie zeigt die Hyperonpolarisation keine bemerkenswerte Abhängigkeit.
- Der Betrag der Polarisation steigt linear mit zunehmendem Transversalimpuls p_t des Hyperons bis zu $p_t \approx 1$ GeV, oberhalb dessen bleibt er konstant.
- Nahezu linear steigt der Betrag der Polarisation mit zunehmender Feynman-Skalenvariable x_F ^A des Hyperons.
- Eine endliche Polarisation wurde stets nur in der Richtung senkrecht zur Produktionsebene der Hyperonen, d.h. entlang der Richtung $\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_{Hyperon}$, gemessen.

Der letzte Punkt ist anhand des typischerweise starken Prozesses der Hyperon-Produktion leicht zu erklären. Da in der starken Wechselwirkung stets Paritätserhaltung gilt, muss auch der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion (bzw. die Übergangsmatrix) invariant unter Paritätstransformation (Raumspiegelung) sein. Die Impulsvektoren des einlaufenden Protonstrahls \vec{p}_{Strahl} sowie des auslaufenden Hyperons \vec{p}_Y ändern unter Paritätstransformation ihr Vorzeichen. Der einzige Axialvektor, bei dem dies nicht geschieht, ist der Vektor entlang $\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_Y$. Ein Vektor $\vec{\sigma} \parallel (\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_Y)$ ist somit invariant bezüglich der Paritätstransformation. Damit dieses auch für den totalen Wirkungsquerschnitt inklusive seines spinabhängigen Anteils gilt, kann der Hyperon-Spin nur entlang dieser Richtung orientiert sein. Per Definition ist die Vorzugsrichtung $\vec{\sigma}$ senkrecht zur Produktionsebene, welche durch \vec{p}_{Strahl} und \vec{p}_Y aufgespannt wird.

Wie die Kompilation von von Proton-induzierten Messungen mit unpolarisierten Projektilen und Targets in Abbildung 2.1 zeigt, stellte sich außerdem heraus, dass bis auf das offenbar unpolarisierte Ω^- die Polarisationen aller gemessenen Hyperonen in etwa gleiche Beträge sowie die gleiche Abhängigkeit vom Impuls aufweisen. Lediglich das Vorzeichen der Polarisation ist verschieden.

^AEine Definition von x_F ist im Anhang A.1 gegeben.

2.2. Modellbeschreibungen



(a) [Heller90]

(b) [Luk93]

Abbildung 2.1.: Gemessene Polarisation verschiedener Hyperonen und Antihyperonen in Abhängigkeit des Impulses im Laborreferenzsystem (a) bzw. als Funktion des Transversalimpulses (b).

Schließlich wurde die Λ -Polarisation auch in Schwerionenreaktionen von Au+Au bei 10,7 AGeV am AGS untersucht und Abhängigkeiten gemessen, die konsistent mit denen aus p+A- und elementaren p+p-Stößen sind [Bellwied02].

2.2 Modellbeschreibungen

Während der 1970er bis 1990er Jahre wurde eine Vielzahl an Hyperon- und Antihyperon-Polarisationsdaten gesammelt, überwiegend durch inklusive Messung bei hohen kinetischen Strahlenergien von einigen hundert GeV, wie sie am Fermilab typisch sind. Daraufhin wurden unterschiedliche Modelle entwickelt, deren Kerngedanken anhand der grundlegenden Konzepte nachfolgend zusammengefasst werden. Die meisten Erklärungen basieren auf dem SU(6)-Modell, wonach das Λ -Hyperon aus einem Diquark aus up- und down-Quarks von einem Strahlproton und einem zusätzlich erzeugten strange-Quark gebildet wird. Der Produktionsprozess des s -Quarks wird in den verschiedenen Modellen unterschiedlich beschrieben.

2.2.1 SU(6)-Modell

Motiviert von der Messung der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Polarisation in der Reaktion p (400 GeV) + Be wurde 1978 ein erstes Modell vorgeschlagen, das so einfach wie möglich konstruiert wurde [Heller78]. Darin wird der Spin des Λ -Hyperons aus der Summe der einzelnen Spins der drei Valenzquarks u , d , und s abgeleitet. Abbildung 2.2 zeigt den angenommenen

2. Hyperonpolarisation

Produktionsprozess über die Gluonbremsstrahlung. u - und d -Quarks stammen dabei direkt von den Valenzquarks des einlaufenden Protons ab und bilden zusammen einen Spin-Singulett-Zustand, in dem ihre einzelnen Spins entgegengesetzt ausgerichtet sind und sich somit aufheben. Das Λ -Hyperon kann seinen Spin folglich nur vom s -Quark erhalten. Dieses wird zusammen mit seinem Antiteilchen \bar{s} durch ein Gluon erzeugt, welches bei Streuung des übrigen u -Valenzquarks des Protons am Targetkern abgestrahlt wird. Wird das Gluon polarisiert erzeugt, so behält auch das $s\bar{s}$ -Paar und folglich das Λ -Hyperon diese Polarisation bei. Infolge der Streuung erhält das s -Quark eine transversale Impulskomponente, die direkt mit der Polarisation gekoppelt ist und wiederum vollständig den Transversalimpuls des Λ -Hyperons bestimmt, da das ud -Diquark unbeeinflusst aus dem longitudinal gerichteten Protonenstrahl stammt.

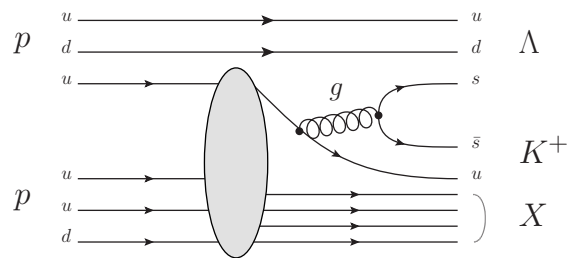


Abbildung 2.2.: Erzeugung von Λ -Hyperonen über Gluonbremsstrahlung, dargestellt als Quark-Fluss-Diagramm.

Anhand der $SU(6)$ -Symmetrie der Quark-Flavours lassen sich so auch die Polarisationen anderer Baryonen ableiten, vorausgesetzt diese werden gleichermaßen über Gluonbremsstrahlung erzeugt, wobei alle Quark-Antiquark-Paare die selbe Polarisation erhalten. Daraus folgen Vorhersagen relativ zum bekannten Wert der Λ -Polarisation \mathcal{P}_Λ für Hyperonen sowie Nukleonen, deren Polarisation folglich nicht auf den s -Quark-Spin zurückzuführen ist:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_p &= \frac{2}{5}\mathcal{P}_\Lambda, \\ \mathcal{P}_n &= \frac{1}{2}\mathcal{P}_\Lambda, \\ \mathcal{P}_{\Sigma^0} &= -\frac{1}{3}\mathcal{P}_\Lambda.\end{aligned}$$

Die späteren direkten Messungen der Polarisierungen von Σ -Hyperonen [Dukes87], [Deck83, Wilkinson81], wonach $\mathcal{P}_{\Sigma^0} \approx \mathcal{P}_{\Sigma^+} \approx \mathcal{P}_{\Sigma^-} \approx -\mathcal{P}_\Lambda$ zutrifft, entkräftigten aber umgehend diese einfache Erklärung der Polarisation. Zur Beschreibung der verschwindenden $\bar{\Lambda}$ -Polarisation postuliert dieses Modell darüber hinaus, dass diese, bei gleichem Transversalimpuls, gegenüber der Λ -Polarisation unterdrückt ist. Dies folgt aus der Annahme, dass bei der Produktion des Antihyperons $\bar{\Lambda}$ die ebenso durch Gluonbremsstrahlung erzeugten \bar{u} - und \bar{d} -Quarks zwar zum Transversalimpuls aber nicht zur Polarisation beitragen. Die dadurch gebrochene klare Symmetrie des Modells wurde später wieder hergestellt, indem der Beitrag aller erzeugten Quarks zur Polarisation einbezogen und außerdem deren Dynamik berücksichtigt wird [Heller90]. Demnach besitzt ein Antihyperon

keinerlei Information des Strahl-Protons, da jedes seiner Konstituenten-Anti-Quarks neu erzeugt wurde, wodurch die Referenz fehlt, die es erlaubt, eine eindeutige Produktionsebene zu bestimmen. Wenn also das Antihyperon keine Valenzquarks aus dem einlaufenden Proton enthält, so existiert auch keine Vorzugsrichtung, und es ist somit nicht polarisiert. Diese Aussage stimmt mit den Beobachtungen zu $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}^0$ und Ω^- überein, jedoch nicht mit der endlichen Polarisation von $\bar{\Xi}^+$ und $\bar{\Sigma}^-$. Abgesehen davon werden zumindest die Vorzeichen aller Hyperonpolarisationen in diesem erweiterten SU(6)-Modell korrekt wiedergegeben. Jedoch bleibt eine Erklärung der Abhängigkeiten von Transversalimpuls und Feynman- x aus.

2.2.2 s -Quark-Streumodell

Die beobachteten Abhängigkeiten sollen im semiklassischen Modell von J. Szwed erklärt werden, wobei die Polarisation des s -Quarks durch dessen Streuung am Quark-Gluon-Medium erzeugt wird [Szwed81]. Wie im SU(6)-Modell wird auch hier der Transversalimpuls und Spin des Λ -Hyperons ausschließlich durch das s -Valenzquark gestellt. Dabei wird keine Annahme über die Herkunft des s -Quarks gemacht. Ungeachtet dessen, ob es über die Gluonenbremsstrahlung produziert wird oder einem Seequark des einlaufenden Protons entspricht, besitzt es stets nur eine im Vergleich zum ud -Diquark geringe Energie. Die Hauptannahme ist hier, dass das s -Quark seinen Transversalimpuls anschließend durch mehrfache Streuung mit den Quarks und Gluonen des Sees erhält. Unter der Annahme, die Streuprozesse erfolgen näherungsweise nur an einem externen Gluonfeld, folgt bereits in der zweiten Ordnung der perturbativen QCD-Rechnung die Größe der Polarisation [Szwed81]:

$$\mathcal{P} = \frac{2C\alpha_s m |\vec{k}|}{E^2} \frac{\sin^3 \frac{\theta}{2} \ln(\sin \frac{\theta}{2})}{\left[1 - \frac{\vec{k}^2}{E^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right] \cos \frac{\theta}{2}} \vec{n} \quad . \quad (2.1)$$

Dabei sind folgende Variablen definiert:

$$C = \frac{\alpha_s}{2I^a I^a} \begin{array}{l} \alpha_s \quad : \text{starke Kopplungskonstante,} \\ d^{abc} I^a I^b I^c \quad : \text{Konstante aus dem Vektor } I^a \text{ des externen Gluonfeldes,} \\ m, E \quad : \text{Masse, Energie des gestreuten Quarks,} \\ \vec{k} \quad : \text{Impuls des gestreuten Quarks,} \\ \theta \quad : \text{Polarwinkel des gestreuten Quarks,} \\ \vec{n} \quad : \text{Einheitsvektor senkrecht zur Streuebene.} \end{array}$$

Demnach ist die Polarisation stets senkrecht zur Produktionsebene ausgerichtet und hängt von Masse und Energie des gestreuten Quarks ab. Die Polarisation von Baryonen, die besonders schwere Quarks (charm- oder bottom-Flavour) enthalten, wie beispielsweise das Λ_c , sollte dementsprechend stärker ausfallen. Aufgrund der Energieabhängigkeit

2. Hyperonpolarisation

($\propto E^{-2}$) ist die anfangs angenommene geringe Energie der erzeugten s -Quarks entscheidend, um in dieser Berechnung überhaupt eine Polarisation herzuleiten. Daraus ergibt sich auch gleichzeitig die Vorhersage, dass das $\bar{\Lambda}$ -Antihyperon keine Polarisation erhält, denn dafür müssen alle drei Valenzquarks in der Reaktion zunächst erzeugt werden. Dabei muss für einen messbaren Gesamtimpuls im Mittel auch das s -Quark eine beträchtliche Energie erhalten und somit verschwindet im Fall des $\bar{\Lambda}$ -Antihyperons die Polarisation.

Zur Erklärung der beobachteten Abhängigkeiten folgt nach Gleichung (2.1) eine stärkere Polarisation bei großem Polarwinkel θ (zwischen 0° und 90°), welcher gleichfalls einen hohen Transversalimpuls p_t impliziert. Die beobachtete Abhängigkeit von x_F kann anhand dieses Modells jedoch nicht nachvollzogen werden, da mit der Annahme, dass der longitudinale Λ -Impuls hauptsächlich aus dem ud -Diquark stammt, eine Korrelation des die Polarisation erzeugenden s -Quarks mit der longitudinalen Koordinate x_F des Λ -Hyperons a priori ausgeschlossen wird.

2.2.3 Lund-Modell (Farb-Flussröhre)

Ein weiteres Modell, das von einer Gruppe aus Lund [Andersson79] entwickelt wurde, nimmt an, dass während der Reaktion eines Protonenstrahls mit einem Target zwischen dem auslaufenden ud -Diquark und der zentralen Kollisionszone ein Farb-Dipol-Feld entsteht. Angenommen dieses Feld ist räumlich stark begrenzt auf eine quasi eindimensionale Flussröhre, so besitzt es folglich keine transversalen Freiheitsgrade. Innerhalb des Feldes wird, wie im String-Fragmentations-Modell (siehe Abschnitt 1.3), ein $s\bar{s}$ -Paar erzeugt, wobei beide Quarks den gleichen, aber entgegengesetzten Transversalimpuls erhalten. Somit erfährt das Paar einen Drehimpuls senkrecht zum Transversalimpuls und senkrecht zur Richtung der Flußröhre. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muss dieser Drehimpuls mit dem Spin des $s\bar{s}$ -Paares kompensiert werden, wodurch schließlich die Polarisation des Λ -Hyperons entsteht. Deren p_t -Abhängigkeit kann durch dieses Modell qualitativ wiedergegeben werden. Wegen der gemeinsamen Erzeugung von s - und \bar{s} -Quark mit derselben Spinausrichtung ist die Beschreibung jedoch völlig symmetrisch bzgl. des Quark-Antiquark-Inhalts. Dementsprechend erhält das $\bar{\Lambda}$ -Antihyperon bei Erzeugung mittels $p + p \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda} + p + p$ entgegen den experimentellen Beobachtungen eine Polarisation mit der gleichen Größe wie das Λ -Hyperon.

2.2.4 Rekombinationsmodell (Thomas-Präzession)

In einem ähnlich motivierten Modell wird die Spinausrichtung des s -Quarks durch Thomas-Präzession verursacht [DeGrand81]. Diese entsteht, wenn die mit endlichem Transversalimpuls erzeugten Quarks in der Wechselwirkung mit den einlaufenden Konstituenten-Quarks longitudinal beschleunigt werden. Der Spin des s -Quarks und somit die Λ -Polarisation ist ebenfalls entgegen der Richtung des Drehimpulses aus der Präzession

orientiert. Da die resultierende Polarisation auch hier durch den Transversalimpuls des s -Valenzquarks verursacht wird, steigt deren Wert ebenso mit zunehmendem p_t .

Die Richtung der Polarisation aller anderen Hyperonen lässt sich auf dieser Grundlage gleichermaßen korrekt ableiten. Dazu wird aus der Richtung der Beschleunigung der beteiligten Konstituenten-Quarks und der entsprechenden Thomas-Präzession eine einfache Regel abgeleitet: Langsame See-Quarks, die in Richtung des Λ -Impulses beschleunigt werden, rekombinieren mit Spin \downarrow , und schnelle Valenzquarks des einlaufenden Protons, die hingegen im Reaktionsschwerpunkt abgebremst werden, rekombinieren mit dem Spin \uparrow relativ zur Produktionsebene. Aus der Rekombination der im jeweiligen Hyperon enthaltenen Konstituenten mit ihren bevorzugten Spinausrichtungen ergibt sich die entsprechende Polarisation.

In einer aktuellen Weiterentwicklung dieses Modells werden die Hyperonen über Kaskaden von Quark- und Diquark-Rekombinationen mit angepassten Rekombinationswahrscheinlichkeiten aufgebaut [Noda12]. Mit diesem Modell können die Abhängigkeiten der Polarisation verschiedener Hyperonen und Antihyperonen von x_F und p_t bis zu 2 GeV beschrieben werden, wobei es für größere Transversalimpulse nicht anwendbar ist.

2.2.5 Quantenmechanische Modelle

Neuere Modelle zur Erklärung der Hyperonpolarisation schlagen komplexere Mechanismen auf quantenmechanischer Grundlage vor und binden gleichzeitig mehrere Erkenntnisse aus den gesammelten experimentellen Daten mit ein, wie die gemessenen Abhängigkeiten von p_t und x_F . Diese phänomenologischen Modelle betrachten beispielsweise die Fragmentation zu Hadronen über den Triple-Regge-Formalismus, wobei die Polarisation aus der Interferenz mehrerer Wechselwirkungsterme erzeugt wird.

Im darauf aufbauenden Modell von J. Soffer wird die Λ -Produktion zurückgeführt auf den Austausch eines Pions, welcher insbesondere bei kleinen Impulsüberträgen in der hadronischen Wechselwirkung dominiert [Soffer92]. Dadurch reduziert sich die $p+p$ -Reaktion zu einer einfachen Wechselwirkung $\pi + p \rightarrow K + \Lambda$ mit zwei Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal. Weiterhin wird angenommen, dass sich im Allgemeinen jede messbare Größe als eine Funktion von den drei unabhängigen kinematischen Variablen Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , SkalenvARIABLE x_F und Transversalimpuls p_t darstellt. Die daraus abgeleiteten Abhängigkeiten der Λ -Polarisation sind als Kurven in Abbildung 2.3 im Vergleich mit experimentellen Daten dargestellt. Das negative Vorzeichen Λ -Polarisation wird korrekt bestimmt und der Verlauf bzgl. x_F annähernd wiedergegeben. Hinsichtlich der Abhängigkeit vom Transversalimpuls ist jedoch keine gute Übereinstimmung festzustellen. Außerdem kann dieses Modell die Polarisation von Antihyperonen nicht beschreiben, da diese nicht in $\pi + p$ -Reaktionen bei geringem Impulsübertrag erzeugt werden und somit nicht einer zentralen Annahme des Modells genügen.

Darüber hinaus existieren noch weitere, hier nicht genannte Modelle, die im Wesentlichen quantenmechanisch motiviert sind. Jedoch kann bisher keines der Modelle zufriedenstellend alle beobachteten Eigenschaften der Hyperonpolarisation zusammenfassend

2. Hyperonpolarisation

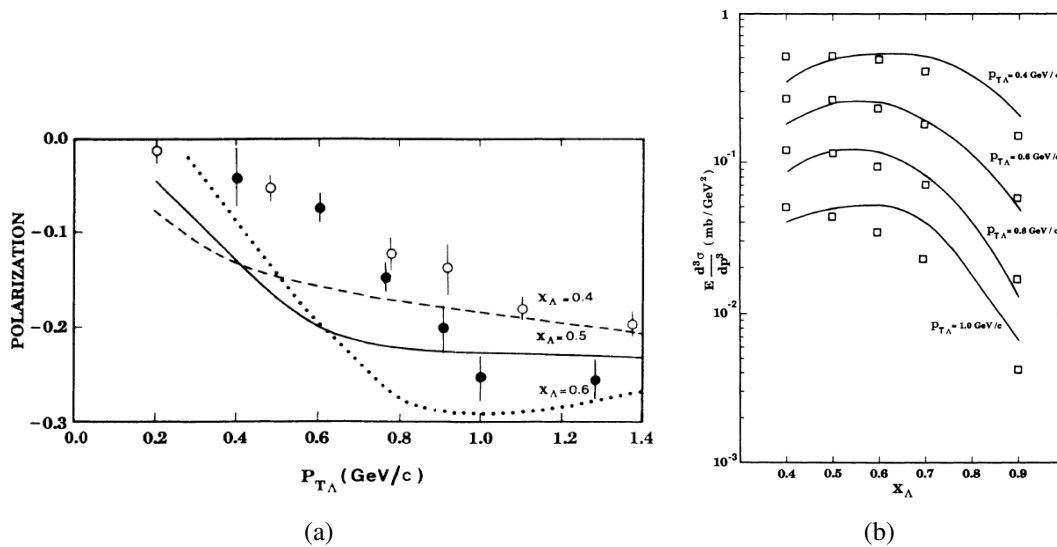


Abbildung 2.3.: Vergleich der theoretischen Vorhersagen aus dem Modell von [Soffer92] mit der gemessenen Λ -Polarisation verschiedener Experimente in Abhängigkeit von p_t (a) sowie x_F (b) (offene Kreise bzw. Quadrate [Pondrom85, Lundberg89] und volle Kreise [Smith87]).

theoretisch erklären. Ein ausführlicher Überblick über alle vorhandenen theoretischen Ansätze zur Λ -Polarisation sowie deren Vorhersagen wird in den Artikeln [Soffer99] und [Felix99a] zusammengefasst sowie in [Nurushev13, S. 125ff] umfassend erläutert.

2.3 Der selbstanalysierende Λ -Zerfall als Spin-Polarimeter

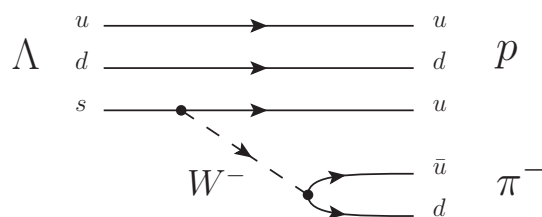


Abbildung 2.4.: Schwacher Zerfall des Λ -Hyperons, dargestellt als Quark-Fluss-Diagramm.

Im Allgemeinen ist die Bestimmung der Polarisation nicht mit einer einfachen Messung möglich, da die Verteilung der Spinausrichtung nicht direkt zugänglich ist. Jedoch gelingt dies über eine Besonderheit des schwachen Zerfalls $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Obgleich das Λ -Hyperon über die starke Wechselwirkung erzeugt wird, kann es nur schwach zerfallen,

2.3. Der selbstanalysierende Λ -Zerfall als Spin-Polarimeter

weil es das leichteste Strangeness enthaltene Baryon ist und deshalb unter Erhaltung der Strangeness nicht in ein anderes Baryon (und aufgrund seiner geringen Masse auch nicht in Mesonen mit Strangeness-Inhalt) zerfallen kann. Der Zerfall muss daher über einen flavour-ändernden Prozess der schwachen Wechselwirkung erfolgen, wie Abbildung 2.4 zeigt. Dabei wird ein Spin-1/2-Hyperon (Λ) in ein anderes Spin-1/2-Baryon (p) und ein Spin-0-Meson (π^-) überführt. Da der Gesamtdrehimpuls in der Reaktion erhalten bleiben muss, kann der Drehimpuls l der zwei Zerfallsprodukte zusammen entweder 0 oder 1 betragen. Weil der schwache Zerfallsprozess die Parität nicht erhält, sind auch beide Übergänge, d.h. sowohl die p-Welle mit $l = 1$ als auch die s-Welle mit $l = 0$, möglich. Würde Paritätserhaltung gelten, so wäre nur die p-Welle erlaubt und in der resultierenden Übergangsamplitude würde sich eine Winkelabhängigkeit aufheben. Als Ergebnis dieser zusammengesetzten Amplitude aus s- und p-Welle folgt jedoch eine Winkelverteilung des Tochterprotons im Ruhesystem des Hyperons nach der Relation

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N}{4\pi} (1 + \alpha \vec{\mathcal{P}} \cdot \vec{p}_p) . \quad (2.2)$$

Hier sind $\vec{\mathcal{P}}$ die Polarisation des Mutterteilchens, \vec{p}_p der Impulsvektor des Tochterteilchens mit Spin 1/2 im Ruhesystem des Mutterteilchens und α der Asymmetrieparameter des Zerfalls. α ist ein Maß für die Interferenz von s- und p-Welle und beschreibt anschaulich, zu welchem Umfang die Spinausrichtung des Λ -Hyperons in seinem Zerfall erhalten bleibt und folglich auf das Proton übertragen wird; sein Vorzeichen gibt die Helizität des Tochterteilchens an. Betrachtet man die Winkelverteilung in sphärischen Koordinaten und integriert gleichzeitig über den Azimutwinkel φ (da zentrale Kernreaktionen azimuthal symmetrisch sind), ergibt sich der Zusammenhang

$$\frac{dN}{d\cos\zeta} = \frac{N}{2} (1 + \alpha \mathcal{P} \cos\zeta) \quad (2.3)$$

mit ζ als dem Winkel zwischen dem Tochterproton und der Spinrichtung der Λ -Hyperons. Diese Gleichung zeigt, dass unpolarisierte Teilchen ($\mathcal{P} = 0$) isotrop zerfallen und somit eine flache Winkelverteilung hervorrufen würden. Andererseits erfahren die Tochterteilchen eine starke Asymmetrie in ihrer Winkelverteilung relativ zur Richtung des Λ -Spins, falls die Polarisation ungleich Null ist. Die Winkelverteilung der Tochterteilchen verrät also die ursprüngliche Spinausrichtung des Mutterteilchens. Diese Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung wird deshalb selbstanalysierender Zerfall genannt.

Ist der Wert von α groß, so ist der Effekt der möglichen Spinausrichtungen auf die Asymmetrie der gemessenen Winkelverteilung stärker und die Polarisation \mathcal{P} lässt sich genauer messen. Mit einem Asymmetrieparameter von

$$\alpha = 0,642 \pm 0,013 \quad (2.4)$$

[Beringer12] eignet sich der Zerfall $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ daher sehr gut zur Bestimmung der Λ -Polarisation. Gemessen wurde dieser Zerfallsparameter mit verschiedenen Methoden. Zum einen wurde α aus dem Verhältnis der ermittelten Λ -Polarisation zu der separat gemessenen Polarisation der Zerfallsprotonen berechnet, welche anhand anschließender elastischer Streuung der Protonen in einer Funkenkammer bestimmt wurde [Cronin63]. Zum

2. Hyperonpolarisation

anderen erlaubt die Messung der Polarisation von Ξ^- -Hyperonen über ihren Zerfall $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$ Kenntnis des entsprechenden Zerfallsparameters α_{Ξ} die unabhängige Bestimmung der auftretenden Λ -Polarisation [Dauber69].

Zur Bestimmung der Hyperonpolarisation wird üblicherweise nur die Winkelverteilung des Zerfallsbaryons verwendet, welches im hier betrachteten Λ -Zerfall das Proton ist. Im Folgenden werden also stets nur die Eigenschaften des Zerfallsprotons betrachtet, obwohl für die Winkelverteilung auch analog das erzeugte π^- -Meson herangezogen werden könnte, da im Ruhesystem des zerfallenden Λ -Hyperons beide Verteilungen äquivalent sind.

Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

In diesem Kapitel wird die der Analyse zugrunde liegende Hard- und Software des HADES-Experiments vorgestellt und ein kurzer Überblick zu den Grundlagen der verwendeten mikroskopischen Transportmodelle gegeben.

Das **H**igh **A**ccceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer (HADES) ist am Schwerionen-Synchrotron SIS18 des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt installiert. Das SIS18 beschleunigt Protonen bis zu einer kinetischen Energie $E_{kin} = 3,5$ GeV und stellt Ionenstrahlen aus Deuteronen bis Uran-Kernen mit $E_{kin} \leq 1-2$ GeV je Nukleon und Intensitäten bis 10^{10} Ionen je Extraktionszyklus (typische Länge 3 s) bereit.

HADES ist konzipiert, um Erkenntnisse über die Eigenschaften der leichten Vektormesonen ρ , ω und ϕ und deren Modifikation im nuklearen Medium zu erlangen. Dazu werden die leptonischen Zerfälle der Vektormesonen in e^+e^- -Paare betrachtet, da Leptonen nicht der starken Wechselwirkung im Endzustand unterliegen und somit unverfälschte Informationen aus dem Inneren der Kernreaktion bereitstellen. Zerfälle in Dileptonen sind aber aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung mit der Kopplungskonstanten $\alpha \approx \frac{1}{137}$ gegenüber den hadronischen Zerfällen der starken Wechselwirkung um einen Faktor $\alpha^2 \approx 5,33 \times 10^{-5}$ unterdrückt; dementsprechend verlangt deren Messung eine hohe Luminosität^A und Selektivität hinsichtlich Leptonen. Die daraus folgenden Hauptanforderungen an den Detektor sind die Unterdrückung von Ereignissen mit hadronischen Endprodukten mittels einer effizienten Teilchenidentifikation von Elektronen und Positronen sowie eine große geometrische Akzeptanz und hohe Impulsauflösung zur Rekonstruktion der Teilchenmassen.

^A Eine Definition der Luminosität ist im Anhang [A.1](#) dargelegt.

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

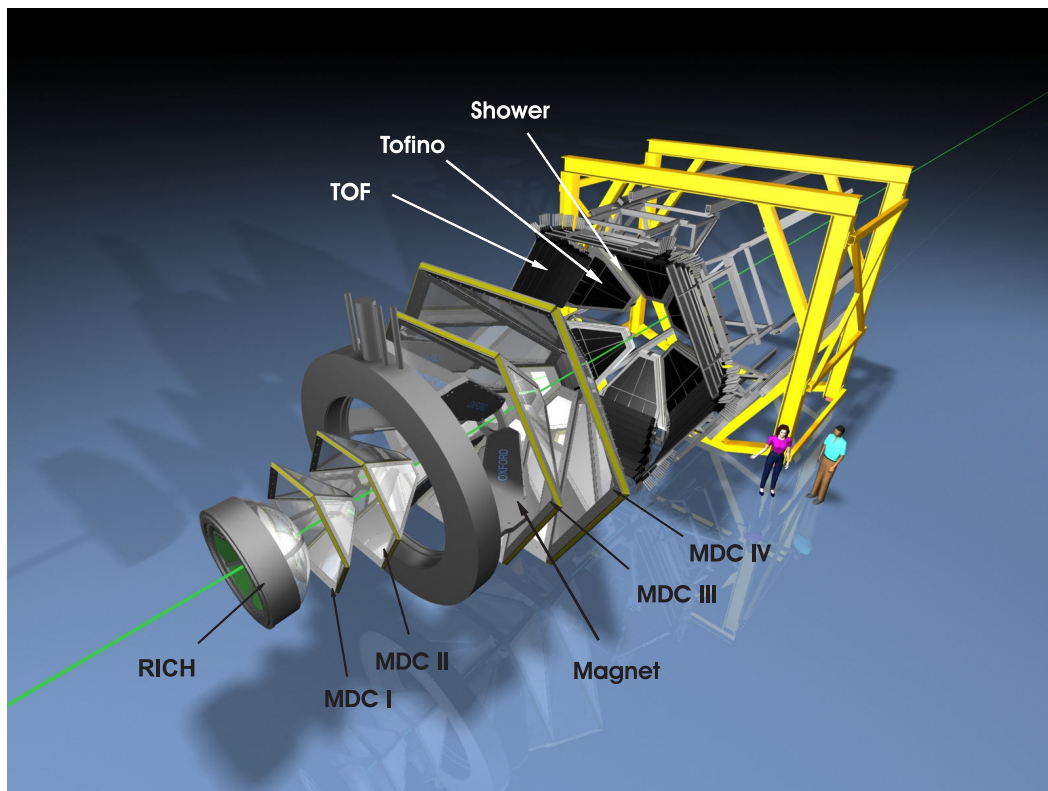


Abbildung 3.1.: Das HADES-Detektorsystem mit seinen Komponenten in gestreckter Darstellung. In Messposition befindet sich das gesamte System innerhalb des gelben Stützrahmens und erstreckt sich in Strahlrichtung über 3 m. Die Strahlachse ist als grüne Linie von links unten nach rechts oben dargestellt. Das Vorwärts-Hodoskop (Forward Wall) ist in dieser Darstellung nicht enthalten, siehe dafür Abbildung 3.2.

Da kein einzelner Detektor alle Aufgaben vereinen kann, bestehen Teilchenspektrometer meist aus mehreren Komponenten, von denen jede spezialisiert auf den Nachweis einer bestimmten Teilchensorte- oder Eigenschaft ist. HADES ist dementsprechend im Wesentlichen aus zwei Gruppen von Detektoren aufgebaut, die zum einen der Spurrekonstruktion und zum anderen der Identifikation von e^\pm dienen. Darüber hinaus erweist sich HADES aufgrund seiner guten Impulsauflösung als ebenfalls sehr gut geeignet zum Nachweis und der Charakterisierung von Hadronen. Das Spektrometer ist um die Strahlachse in sechs gleiche Sektoren symmetrisch unterteilt, siehe Abbildung 3.1. In der Azimutebene deckt jeder Sektor 60° ab, deren aktiver Bereich nur durch die schmalen Rahmen der Sektormodule reduziert ist. Somit wird eine geometrische Akzeptanz von 85 % in der Azimutebene erreicht. Die Polarwinkelakzeptanz umfasst den Bereich von 18° bis 85° , was die Querschnittszeichnung der Detektorkomponenten des Spektrometers in Abbildung 3.2 verdeutlicht.

Eine detaillierte Beschreibung des Spektrometers mit allen Subsystemen und den digi-

3.1. Komponenten zur Teilchenidentifikation

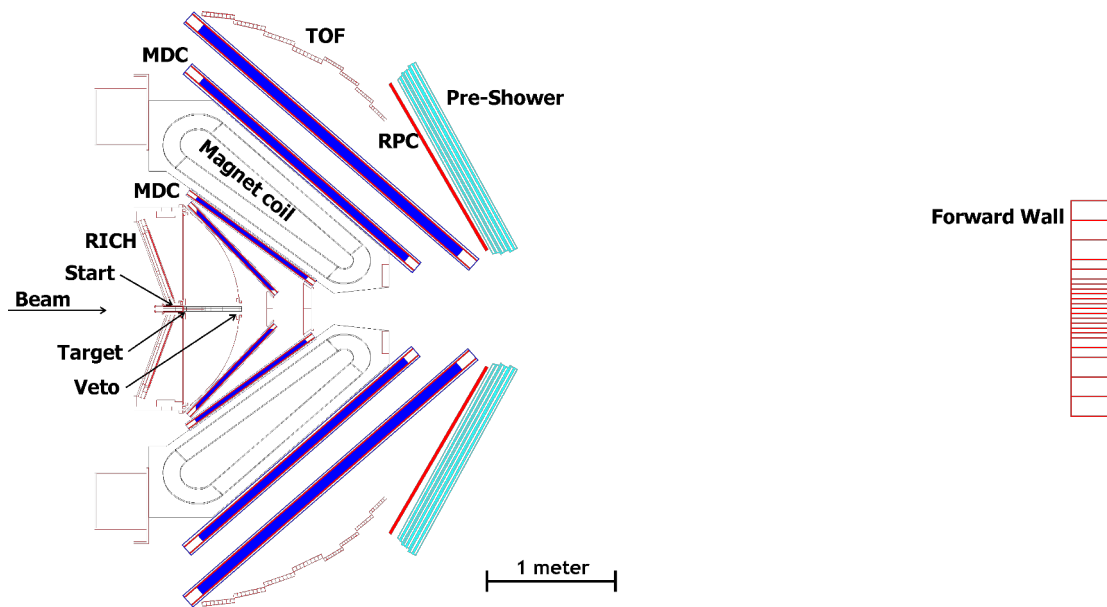


Abbildung 3.2.: Schematische Querschnittszeichnung des modernisierten HADES-Detektorsystems mit allen Detektor-Komponenten sowie dem Magneten.

talenen Methoden zur Rekonstruktion und Identifikation der Teilchenspuren enthält [Agakishiev09c]. Im Folgenden wird deshalb nur ein kurzer Überblick über die Funktionsweise der einzelnen Komponenten gegeben und die Entwicklungen zur Modernisierung des Spektrometers für nachfolgende Experimente erläutert, welche im Rahmen dieser Arbeit ausgeführt wurden.

3.1 Komponenten zur Teilchenidentifikation

Die Identifikation von geladenen Teilchen erfolgt mit Hilfe der nachfolgend beschriebenen Detektoren. Die speziell zur Selektion von e^\pm eingesetzten Komponenten RICH und PreSHOWER werden zum Nachweis der hadronischen Observablen in der, in dieser Arbeit später beschriebenen, Analyse der Λ -Hyperonen jedoch nicht verwendet.

RICH

Als primärer Detektor zur Elektron- und Positron-Identifizierung dient der **Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH)**, der nur sensitiv auf relativistische Teilchen mit Geschwindigkeiten $\beta > 0,9985$ ist, die im mit C_4F_{10} -Gas gefüllten Radiator Cherenkov-Strahlung emittieren. Somit können Elektronen und Positionen bis zu einem Impuls $\lesssim 2,0$ GeV/c von Myonen und Pionen unterschieden werden. Der Detektor unterdrückt daher nahe-

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

zu alle Pionen im SIS18-Energiebereich und ist somit praktisch “hadronenblind”. Der emittierte ultraviolette Lichtkegel der Cherenkov-Strahlung wird über einen sphärischen Spiegel auf eine CsI-beschichtete Photokathode reflektiert, wo Photoelektronen erzeugt, anschließend verstärkt und als Ringmuster registriert werden.

PreSHOWER Detektor

Für Polarwinkel zwischen 18° und 44° bildet der PreSHOWER-Detektor eine zweite Instanz zur Leptonenidentifikation. Er ist aus drei Ebenen von Drahtkammern im Streamerbetrieb aufgebaut, zwischen denen Bleikonverter die Emission von Bremsstrahlung durch die einfallenden geladenen Teilchen bewirken. Da Hadronen dabei nur wenige Signale erzeugen, Elektronen aber, aufgrund ihres höheren Energieverlustes, deutlich stärker aufschauern und mehr neue Teilchen erzeugen, kann durch den Vergleich der registrierten Gesamtladung und deren Aufteilung im Detektor zwischen den Teilchenspezies unterschieden werden.

Flugzeitdetektoren

Die Flugzeit (*time-of-flight*, TOF) wird mit verschiedenen Detektoren gemessen, die sich entlang des Polarwinkels θ in zwei Gruppen aufteilen, siehe Abbildung 3.2.

Der äußere Teil ($44^\circ < \theta < 88^\circ$) des Flugzeit-Detektors, TOF, besteht aus 64 Plastikszintillatorstreifen je Sektor sowie Sekundärelektronenvervielfachern an beiden Enden der Streifen. Die Zeitauflösung beträgt ca. 150 ps und ermöglicht dazu eine Ortsauflösung in Streifenrichtung von ca. 2,5 cm.

Der innere Teil ($18^\circ < \theta < 45^\circ$), TOFino, besteht hingegen aus nur vier Szintillatoren je Sektor mit je einem Sekundärelektronenvervielfacher. Aufgrund der geringen Granularität erreicht der TOFino-Detektor ein deutlich geringeres Zeitauflösungsvermögen von $\sigma_t \approx 400$ ps und weist in Schwerionenreaktionen eine hohe Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer auf. Aus diesem Grund wurde der TOFino-Detektor 2011 durch Resistive Plate Chambers (RPC) ersetzt, welche eine deutlich höherer Granularität (≈ 150 Kanäle je Sektor) und somit eine geringerer Anzahl von Mehrfachtreffern (mit einer Wahrscheinlichkeit unter 20 % für Au (1,25 AGeV) + Au) und eine bessere Zeitauflösung ($\sigma_t < 100$ ps) besitzen.

Die Flugzeitdetektoren werden gemeinsam mit den PreSHOWER-Detektoren im Multiplicity and Electron Trigger Array (META) zusammengefasst, dessen Zeitsignal in Bezug auf die Referenzzeit vom START-Detektor die Flugzeit der registrierten Teilchen liefert. Darüber hinaus ergibt der Durchstoßpunkt im META-Detektor zusätzlich zu den Ortsinformationen der Driftkammern eine weitere Koordinate der Teilchenflugbahn und wird daher als Ergänzung bei der Spur- und Impulsrekonstruktion verwendet.

START und VETO-Detektoren

Die Definition der Referenzzeit zur Messung der Flugzeit erfolgt mit einem $100\ \mu\text{m}$ dünnen polykristallinen Diamantdetektor, der auf der Strahlachse wenige cm vor dem Target installiert ist. Er besitzt eine sehr gute Zeitauflösung ($\approx 30\ \text{ps}$) und eine hohe Strahlhärte sowie eine Ratenfestigkeit bis $3 \times 10^6\ \text{Ionen}/(\text{s mm}^2)$. Da die verwendeten Targets üblicherweise mit rund 1 % Wechselwirkungswahrscheinlichkeit konstruiert sind, durchdringen die meisten Strahlteilchen das Target ohne eine Reaktion. Zum Nachweis dieser Teilchen ist ein weiterer Diamantdetektor (VETO) hinter dem Target positioniert. Mit Hilfe der Signale beider Diamantdetektoren kann folglich bestimmt werden, ob eine Reaktion im Target stattgefunden hat.

Diamantdetektoren sind sehr gut geeignet zur Messung von hohen Intensitäten schwerer Ionen; für minimal ionisierende Teilchen, wie Protonen, besitzen sie jedoch eine zu geringe Nachweiswahrscheinlichkeit. Daher wurden im, in dieser Arbeit untersuchten, p+Nb-Experiment keine START- und VETO-Detektoren eingesetzt.

3.2 Magnetspektrometer

Der supraleitende Magnet bildet die zentrale Komponente des Spektrometers und gibt dessen 6-Sektor-Geometrie vor. Bei einem maximalen Strom von $I \approx 3500\ \text{A}$ erzeugt er ein sehr inhomogenes Magnetfeld, das in der Azimutebene an den Sektorändern ($\phi = 0^\circ$) mit $B \approx 3,6\ \text{T}$ sein Maximum hat und zur Sektormitte ($\phi = 30^\circ$) auf $B \approx 0,9\ \text{T}$ abfällt. In Polarrichtung ist die Magnetfeldverteilung, aufgrund der näherungsweise trapezförmigen Spulen, ebenfalls asymmetrisch und für die Sektormitte in [Abbildung 3.4](#) dargestellt. Zusammen mit den inneren (MDCI, MDCII) und äußeren (MDCIII, MDCIV) Vieldrahtdriftkammern (**M**ulti**w**ire **D**rift **C**hambers) bildet er das Magnetspektrometer (siehe [Abbildung 3.1](#)).

Vieldrahtdriftkammern (MDC)

Die Spurrekonstruktion der geladenen Teilchen erfolgt in jedem der sechs Sektoren durch je zwei Ebenen von Driftkammern vor und hinter dem Magnetfeld. Jedes der 24 Module ist seinerseits aus sieben Kathoden-Ebenen sowie den jeweils dazwischen liegenden sechs Ebenen aus Signal- und Felddrähten aufgebaut und verfügt somit über rund 1100 Driftzellen. Die Ausrichtung der Signaldrahtebenen (siehe [Abbildung 3.3](#)) ist in fünf verschiedenen Stereowinkeln realisiert, um eine hohe Auflösung in Polarrichtung zu erzielen. Die Drahtebenen drei und vier ($\pm 0^\circ$) sind parallel zur x-Achse um eine halbe Driftzelle versetzt. So wird für die inneren Driftkammern eine Ortsauflösung von $60\text{-}100\ \mu\text{m}$ in Polarrichtung und $120\text{-}200\ \mu\text{m}$ in Azimutrichtung erreicht [[Markert05](#)]. Mittels einer speziellen Kalibrierung der Ausleseelektronik der Driftkammern kann anhand der Signalbreite

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

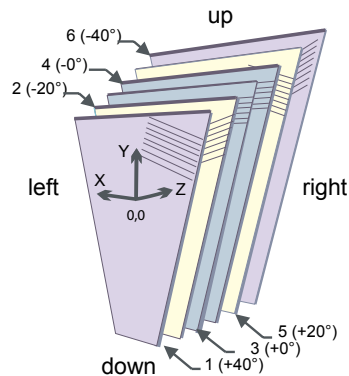


Abbildung 3.3.: Aufbau eines MDC-Moduls aus sechs Ebenen von Anoden- und Kathodendrähten. Die jeweilige Ausrichtung der Signaldrähte ist als Winkel zur x-Achse angegeben.

(time-over-threshold^B – ToT) der Energieverlust (dE/dx) der registrierten Teilchen mit einer Auflösung von $\Delta E/E \approx 7\%$ ermittelt werden [Schmah08]. Über den Vergleich mit der dE/dx -Verteilung nach Bethe-Bloch [Beringer12] können somit geladene Teilchen (insbesondere Hadronen) identifiziert werden (siehe Abschnitt 4.2.2).

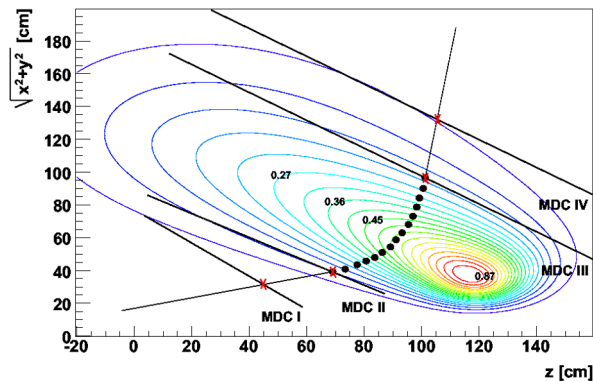


Abbildung 3.4.: Konzept der Spurrekonstruktion anhand der vier Messpunkte (rote Kreuze) der Driftkammerebenen. Die Verteilung der magnetischen Flussdichte in der Mitte eines Sektors ($\phi = 30^\circ$) ist als Konturdarstellung eingezeichnet.

Zur Spurrekonstruktion stehen aufgrund der vier Driftkammerebenen zunächst nur vier Vektoren einer Teilchenbahn durch das Magnetspektrometer zur Verfügung. Falls die

^B Die Signalbreite bezeichnet jene Zeitdifferenz, in der ein analoges Signal eine definierte Impulshöhe (Schwelle) überschreitet, und wird daher engl. als *time-over-threshold* (ToT) bezeichnet.

META-Detektoren einen passenden Treffer registrieren, wird dieser in einer anschließenden Iteration hinzugezogen. Wie in Abbildung 3.4 dargestellt ist, ergeben sich durch Verbindung der gemessenen Spurpunkte der beiden inneren bzw. der beiden äußeren Driftkammer-Ebenen für jede Teilchenspur je ein gerades Spursegment vor und hinter dem Magnetfeldbereich. Zur Interpolation der Spur zwischen den Segmenten ist eine präzise Kenntnis der Magnetfeldverteilung notwendig, die mittels Hall-Sonde mit einer Genauigkeit $\leq 0,2\%$ vermessen wurde. Anhand der Runge-Kutta-Methode wird die Ablenkung durch das Magnetfeld berechnet und damit der Teilchenimpuls über die bekannte Verteilung der magnetischen Flussdichte \vec{B} bestimmt.

Vorbereitung der MDCI für Schwerionenkollisionen mit hohen Reaktionsraten

Während des Experiments zur Reaktion p+Nb im Jahr 2009, das die Grundlage dieser Arbeit darstellt, verfügten die Driftkammern der ersten Ebene (MDCI) nicht mehr über eine ausreichende Hochspannungsstabilität. Sie wurden daher in einem speziellen Modus betrieben, wobei im Abstand von rund acht Minuten die Hochspannung für 10 s um 170 V unter den Arbeitspunkt herabgesetzt wurde, um persistente Raumladungen im Zählgas abzubauen. Als Grund für die Instabilität wurde später die nachgelassene Drahtspannung aller Aluminiumdrähte festgestellt. Da für einen stabilen Betrieb der MDCI bei deutlich höheren Teilchenmultiplizitäten (bis 200 geladene Teilchen pro Ereignis, wie sie im für 2012 geplanten Experiment zur Reaktion Au (1,25 AGeV) + Au erwartet wurden) und Ereignisraten von bis zu 15 kHz dieser Betriebsmodus nicht mehr hinreichend ist, erfolgte der Neubau aller Driftkammern der Ebene I im Detektorlabor des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf.

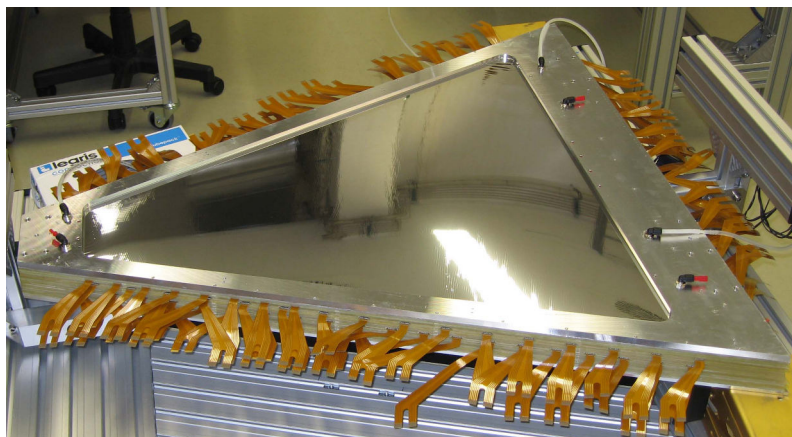


Abbildung 3.5.: Einzelnes Segment der neuen MDCI (einer von sechs Sektoren).

Ein Bestandteil dieser Arbeit war die Vorbereitung der neuen Driftkammern (Abbildung 3.5) auf die Au+Au-Strahlzeit im April 2012. Dazu wurde zunächst das Zählgas

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

von einer Mischung aus Argon (84 %) und Isobutan (16 %) auf eine Zusammensetzung mit CO₂ statt Isobutan umgestellt, um den für Drahtkammern typischen Alterungseffekt zu verringern. Die Ursache des Alterungsprozesses ist der kontinuierliche Aufbau von

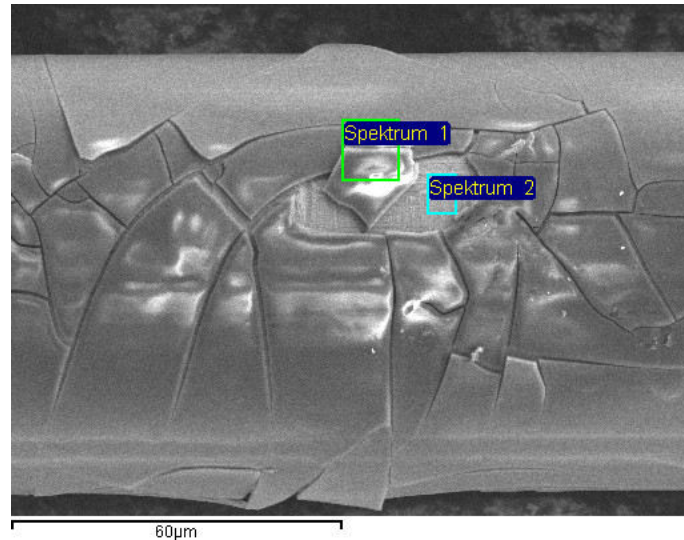


Abbildung 3.6.: Aufnahme eines Cu/Be-Drahtes mit einem Elektronenmikroskop. Die Oberfläche zeigt eine brüchige Oxidschicht (Spektrum 1), dessen atomarer Zusammensetzung anhand einer EDX-Analyse im Vergleich zu dem darunter liegenden Draht (Spektrum 2) bestimmt wurde.

isolierenden Ablagerungen auf der Drahtoberfläche, die linear mit der im Laufe des Detektorbetriebs akkumulierten Ladung pro Drahtlänge anwachsen [Blum08]. Dies kann zu durchgängigen isolierenden Schichten auf der Drahtoberfläche führen, ähnlich wie die in Abbildung 3.6 erkennbare Oxidschicht, die den Malter-Effekt^C verursachen und somit den stabilen Betrieb von Driftkammern unmöglich machen [Malter36]. Es wurde festgestellt, dass Kohlenwasserstoffe, wie Isobutan, den Alterungseffekt begünstigen [Blum08] und diese daher im Zählgas insbesondere für Experimente mit hohen Teilchenmultiplizitäten vermieden werden sollten, um einen zuverlässigen Betrieb über mehrere Jahre zu ermöglichen. Da ein Zählgas ohne Isobutan, wie die Mischung aus Argon und CO₂, für die HADES-Driftkammern vorher noch nie verwendet wurde, mussten zur Wahl des optimalen Mischungsverhältnisses entsprechende Arbeitskurven bestimmt werden, die in Abbildung 3.7 dargestellt sind. Der Übergang von Isobutan zu CO₂ bedeutet eine Verschiebung des Arbeitspunktes^D der Driftkammer von 1250 V zu 1600 V bis 1800 V. Im

^C Eine isolierende Schicht auf einem Leiter verhindert das Abfließen von Oberflächenladungen, welche daher weiter akkumulieren. Das dadurch entstehende elektrische Feld zwischen positiven Oberflächenladungen und negativ geladenem Leiter kann die Feldemission von Elektronen aus der Oberfläche bewirken. Aufgrund der Gasverstärkung werden somit bereits ohne ionisierende Strahlung Raumladungen erzeugt.

^D Als Arbeitspunkt wird die Hochspannung in der Mitte des Plateaus der normierten Zählrate als Funktion der Hochspannung (Arbeitskurve) definiert.

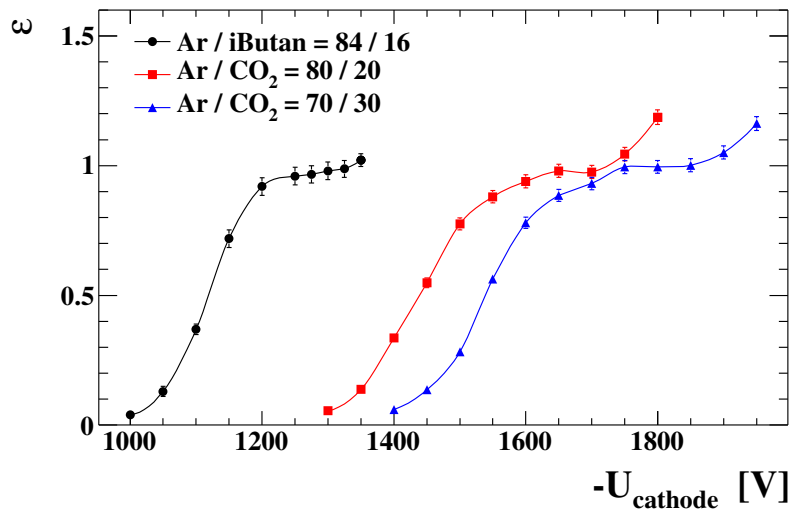


Abbildung 3.7.: Normierte Zählrate als Funktion der Hochspannung von Kathoden- und Felddrähnen der MDCI für verschiedene Gasmischungen.

Experiment wurde schließlich aufgrund des längeren Plateaus das Mischungsverhältnis $\text{Ar}/\text{CO}_2 = 70/30$ und der Arbeitspunkt $U = 1800 \text{ V}$ gewählt.

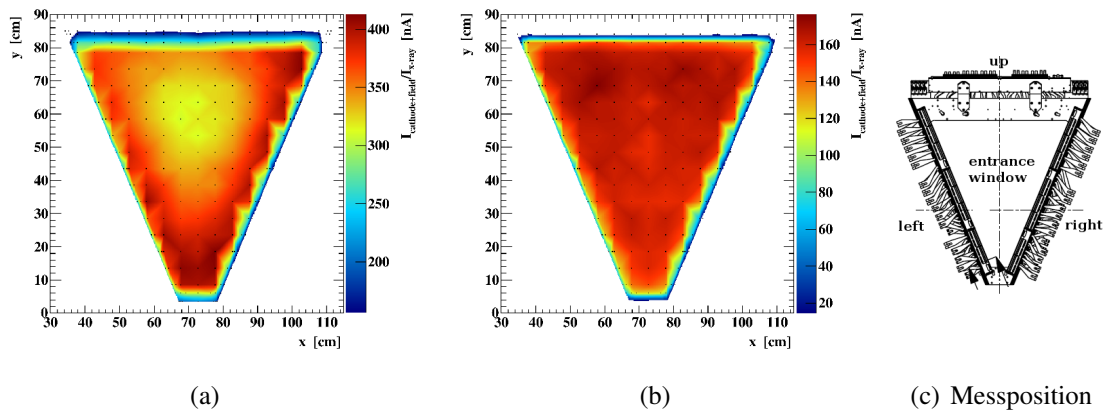


Abbildung 3.8.: Kathodenstrom (als Farbskala entlang der z-Achse) der MDCI in Abhängigkeit vom Ort der Röntgenquelle als Homogenitätstest vor (a) und nach (b) Optimierung der Gasdichtigkeit. Die Messung erfolgte in aufrechter Lage der Driftkammern (c), d.h. die Horizontale ist identisch mit der x-Achse, die Vertikale mit der y-Achse.

Des Weiteren wurde die Stabilität der Detektoren hinsichtlich der zu erwartenden Intensität an geladenen Teilchen im $\text{Au}+\text{Au}$ -Experiment getestet, indem ein äquivalenter Strom an Röntgenphotonen punktuell auf die Driftkammern gerichtet wurde. Durch kontinuier-

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

liches Abrastern der Driftkammer mit der Röntgenquelle konnte dabei auch die Homogenität der Gasverstärkung überprüft werden. Abbildung 3.8 zeigt den Kathodenstrom, der proportional zur Gasverstärkung ist, in Abhängigkeit der Position der Röntgenquelle vor der Driftkammer. Nach Optimierung der Gasdichtigkeit durch stärkere Dichtungsringe zeigen alle MDCI-Detektoren eine sehr homogene Effizienz über den gesamten aktiven Bereich (Abbildung 3.8 (b)).

Diese vorbereitenden Tests und Optimierungen sowie eine abschließende Konditionierungsphase, wobei die Detektoren bei einer Hochspannung von 200 V oberhalb des Arbeitspunktes über mehrere Wochen betrieben wurden, sorgten für einen durchgehend stabilen Betrieb der sechs MDCI während des Au+Au Experiments mit hohen Teilchenraten von ca. 2×10^5 geladenen Teilchen/s je Sektor. Dies lässt sich anhand des über die gesamte Strahlzeit konstanten Verlaufs der mittleren time-over-threshold (ToT) der Driftkammern ableiten, der in Abbildung 3.9 für alle sechs Sektoren dargestellt ist. Die Abweichungen

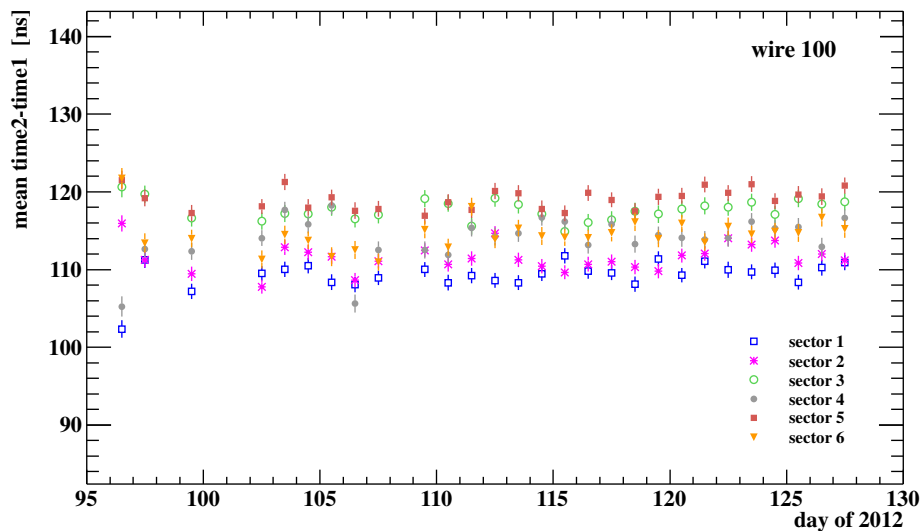


Abbildung 3.9.: Zeitlicher Verlauf der mittleren time-over-threshold (time2-time1) der sechs MDCI-Sektoren während des gesamten Experiments im April 2012, jeweils für einen einzelnen Draht (Nr. 100).

zwischen den sechs baugleichen Sektoren vom gemeinsamen Mittelwert $\langle \text{ToT} \rangle = 114$ ns sind mit $\pm 6\%$ gering und resultieren hauptsächlich aus der individuellen Kalibrierung der Messelektronik. Da die Signalbreite ToT proportional zur registrierten Ladungsmenge, d.h. zur Gasverstärkung, ist, kann deren Mittelwert über mehrere Ereignisse oder mehrere Drähte näherungsweise als Qualitätsmaß der Detektoreffizienz herangezogen werden und wird daher auch zur Online-Überprüfung der Messdaten während des Experiments verwendet, siehe Abschnitt 3.3.

Forward Wall

Mit dem 2007 installierten Vorwärts-Hodoskop wurde das Spektrometer um eine dritte Detektor-Klasse ergänzt, die zur allgemeinen Charakterisierung der Kollisions-Ereignisse eingesetzt wird. Es dient dem Nachweis der Spektator-Teilchen, wie Protonen, Deuteronen, Heliumkerne und größere Cluster, um die Lage der Reaktionsebene im Schwerionenstoß zu bestimmen. Im d+p-Experiment mit einem Deuteronen-Strahl und einem Target aus flüssigem Wasserstoff wurde es eingesetzt, um n+p-Stöße über den Nachweis eines Spektator-Protons zu selektieren. Das Vorwärts-Hodoskop befindet sich ca. 7 m hinter dem Target und deckt Polarwinkel von $0,33^\circ$ bis $7,17^\circ$ ab. Es ist aus 287 quadratischen Szintillatormodulen und zugehörigen Sekundärelektronenvervielfachern aufgebaut. Die Zeitaufösung der Module beträgt ca. 500 ps, womit eine Impulsaufösung von 11 % für Protonen erreicht wird.

3.3 Datenerfassung und -verarbeitung

Das HADES Experiment besitzt mit allen Subsystemen ca. 80000 elektronische Kanäle. Die Auslese und Verarbeitung aller Kanäle ist nicht für jede der stattfindenden Reaktionen möglich, aber zur Untersuchung einer speziellen physikalischen Fragestellung auch nicht nötig. Aus diesem Grund erfolgt bereits vor der Datenaufnahme eine Ereignisselektion durch schnelle Trigger in zwei Stufen.

1. Zur Unterdrückung von zufälligen Untergrundereignissen verlangt die erste Triggerentscheidung (*first level trigger* – LVL1) eine festgelegte Multiplizität von geladenen Teilchen, die anhand der Trefferanzahl in den TOF- und TOFino-Detektoren ermittelt wird. Außerdem wird ein Signal im START-Detektor sowie kein Signal im VETO-Detektor gefordert, falls diese im Experiment vorhanden sind.
2. Die zweite Trigger-Stufe (LVL2) selektiert Ereignisse mit e^\pm -Kandidaten. Dazu werden bei Erfüllung der LVL1-Bedingungen die Daten des Pre-Shower-, TOF- und RICH-Detektors parallel in dedizierten IPU's (*Image Processing Units*) anhand spezieller Bildverarbeitungsalgorithmen nach elektromagnetischen Schauern bzw. Ring-Mustern analysiert.

Erst bei positiver LVL2-Triggerentscheidung werden die Daten aller Detektorkomponenten vollständig ausgelesen, mittels eines *Event Builder*-Programms zu physikalischen Ereignissen zusammengefasst und anschließend gespeichert. Neben den e^\pm -Ereignissen wird zusätzlich ein Teil an LVL1-Ereignissen unabhängig von der LVL2-Entscheidung für Effizienz- und Hadronen-Untersuchungen aufgezeichnet.

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

Erneuerung des Datenerfassungssystems

Um die Anforderungen für zukünftige Experimente mit Schwerionenkollisionen und höheren Strahlenergien des geplanten Beschleunigers an FAIR^E erfüllen zu können, wurde die vollständige Hard- und Software des Trigger- und Datenerfassungssystems (DAQ) auf Grundlage aktueller elektronischer Technologien neu entworfen. Das Ziel war die Erhöhung der Geschwindigkeit der Datenaufnahme um den Faktor 20, sodass Ereignisraten von 100 kHz bei leichten und 20 kHz bei schweren Reaktionssystemen sowie Datenraten bis zu 400 MByte/s erreicht werden. Außerdem sollten die Anzeige- und Kontrollmecha-

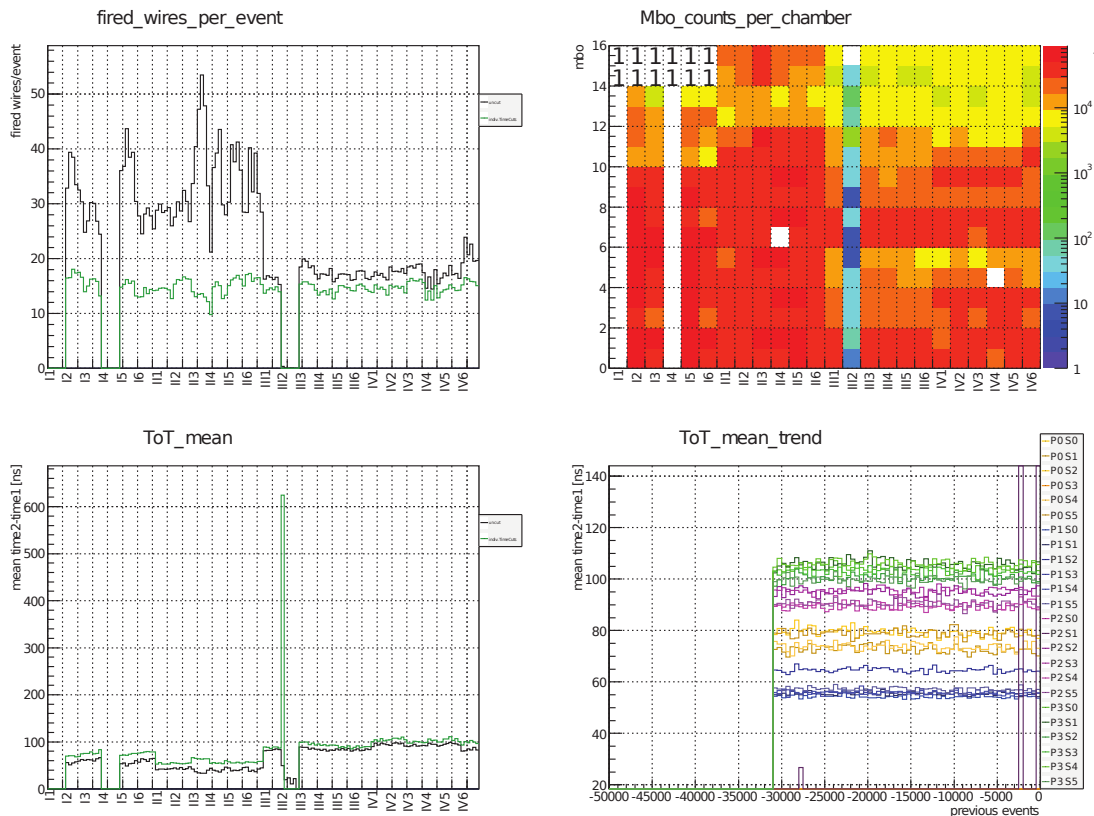


Abbildung 3.10.: Hauptansicht des MDC-Online-Monitors zur Qualitätsprüfung während des Experiments.

nismen während der Datenerfassung verbessert werden. Neben automatischen Routinen stellt, eine Anzeige zur manuellen Kontrolle der stabilen Operation aller Detektorkomponenten – der *Online-Monitor* – die wichtigsten Messwerte auf dem Niveau von Detektorsignalen bis zu hoch korrelierten Informationen, wie die Impulsverteilung identifizierter

^E Die Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) ist ein im Aufbau befindliches internationales Beschleunigerzentrum, dessen erste Ausbaustufe SIS100 das Ziel hat, Protonen- mit 2-29 GeV und Schwerionenstrahlen (Au) mit 2-11 AGeV kinetischer Energie und einer Intensität von 10^{11} Ionen/s bereitzustellen [Gutbrod06].

Teilchensorten, fortwährend dar.

Der Teil des Online-Monitors für die MDC wurde daher im Rahmen dieser Arbeit in Vorbereitung des Au+Au Experiments neu konzipiert. Abbildung 3.10 zeigt die Hauptanzeige des MDC-Online-Monitors für die Daten aus einer Teststrahlzeit im August 2011. Darin ist zum einen im Diagramm links oben die aktuelle Anzahl an Signalen je Ereignis separat für jede Drahtebene jeder Driftkammer dargestellt. Diese Signalanzahl reflektiert die Multiplizität von geladenen Teilchenspuren und sollte über die sechs Sektoren konstant sein. Die zur Gasverstärkung proportionale Größe ToT ist gemittelt über mehrere Drähte im Diagramm links unten ebenfalls je Drahtebene sowie deren zeitlicher Verlauf für jede Driftkammer rechts unten dargestellt. Aufgrund der verschiedenen Geometrien der Driftkammern der vier Ebenen unterscheiden sich deren mittlere ToT. Innerhalb einer Ebene von Driftkammern sollten sie jedoch in etwa konstante Werte aufweisen. Zur Kontrolle der MDC-Elektronik zeigt das Diagramm oben rechts außerdem die Zählrate je *Motherboard*. Der Ausfall einzelner Ausleseblöcke ist dadurch direkt sichtbar, sodass die betroffenen Elektronikmodule schnell identifiziert und neu gestartet bzw. ausgetauscht werden können. Die so auf einer Seite dargestellten wenigen Messwerte geben bereits eine komplette Übersicht über die wichtigsten Betriebsparameter aller 24 Driftkammern. Zur Kontrolle einzelner Kanäle sind in weiteren Ansichten zusätzliche Diagramme implementiert worden. Im April 2012 hat das Kontrollsystem seine vollständige Funktion über eine vierwöchige Strahlzeit bewiesen.

3.4 Analyse- und Simulationssoftware

Die Auswertung der gemessenen Daten erfolgt innerhalb der durch die HADES-Kollaboration entwickelten Softwareumgebung HYDRA (*Hades system for data reduction and analysis*) [Hydra10] in Version 8.21h. Sie wurde auf Grundlage des durch das CERN bereitgestellten Analysepakets ROOT [Brun97] entworfen, das sich inzwischen als Standardsoftware in der Kern- und Teilchenphysik etabliert hat. Alle in dieser Arbeit verwendeten Analyseprogramme basieren auf dieser Software-Umgebung und arbeiten in gleicher Weise für experimentelle und simulierte Daten.

Zur Simulation der Teilchenspuren im Detektorvolumen wird das Programmpaket GEANT 3.21 [GEANT95] verwendet, das für die spezifische HADES-Geometrie und -Funktionsweise zum eigenen Programm HGeant [HGeant04] erweitert wurde. Darin sind das Magnetfeld und die Maße aller Komponenten des Spektrometers einschließlich ihrer Materialien modelliert. Entlang der berechneten Teilchenspuren werden Detektor-Treffer entsprechend bekannter physikalischer Prozesse generiert. Anschließend erfolgt die Erzeugung analoger Detektorsignale aus den generierten Treffern innerhalb der HYDRA-Umgebung. Auf der Grundlage von aufgezeichneten Mustern aus unabhängigen Messungen erstellen dabei dedizierte Routinen realitätsnahe Signale für jeden Detektor. Diese simulierten Signale werden dann wie die echten (experimentellen) Signale digitalisiert,

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

erhalten jedoch die Parameter der entsprechenden Spur und des Treffers als zusätzliche Information aus der Simulation.

Eine zuverlässige Detektorsimulation benötigt allerdings zunächst als Input vollständige Teilchenvektoren der Reaktionsprodukte, welche für die jeweilige Untersuchung relevant sind. Sie werden typischerweise in möglichst realistischen Kollisionsereignissen modelliert, wofür verschiedene Ereignisgeneratoren existieren, die für bestimmte Anwendungsgebiete optimiert sind.

Für eine schnelle, einfache Erzeugung von hadronischen Resonanzen in elementaren Stößen oder Schwerionenreaktionen wurde der Monte-Carlo-Generator Pluto entwickelt [Fröhlich07]. Dabei werden die bekannten Verzweigungsverhältnisse, Formfaktoren sowie Spektralfunktionen der Resonanzen berücksichtigt. Die Impuls- und Energieverteilungen der erzeugten Teilchen können gemäß der Boltzmann-Statistik im thermischen Gleichgewichtszustand konstruiert werden. Die Eigenschaften der zugrunde liegenden thermischen Quelle wie die Temperatur, die kinetische Energie des Projektils, ein optionaler kollektiver Fluss oder die polare Anisotropie und die Breite der Geschwindigkeitsverteilung können über Parameter definiert werden. Eine Propagation der erzeugten Teilchen inklusive ihrer gegenseitigen Wechselwirkungen sowie der Einfluss des umgebenden nuklearen Mediums und die zeitliche Entwicklung sind jedoch nicht implementiert. Daher dient der Pluto-Ereignisgenerator in der vorliegenden Analyse nur der Überprüfung von Simulationsergebnissen.

Zur Simulation der Dynamik von Kernreaktionen werden Transportmodelle eingesetzt.

3.5 Transportmodelle

Die Kollisionen von Kernen im SIS18-Energiebereich (1 bis 3,5 GeV) sind verbunden mit vielfältigen Phänomenen, wie der Teilchenerzeugung unterhalb der Produktionsschwelle im Nukleon-Nukleon-Stoß, dem kollektiven Fluss und Medium-Effekten. Um die mit der komplexen Reaktionsdynamik verbundenen Effekte zu erklären, werden theoretische Modelle benötigt, die den zeitlichen Ablauf einer Schwerionenkollision beschreiben und Voraussagen über die Eigenschaften der emittierten Teilchen treffen.

Es existieren phänomenologische Modelle mit makroskopischem beziehungsweise mikroskopischem Ansatz. Erstere behandeln die Kollision als System variabler Teilchenzahl mit thermo- oder hydrodynamischen Methoden und setzen dabei ein thermisches und/oder chemisches Gleichgewicht voraus. Mikroskopische Modelle versuchen hingegen den Ablauf einer Kollision explizit nachzuvollziehen, indem sie ihn als Folge von unabhängigen Streuprozessen zwischen einzelnen Teilchen beschreiben. Sie berechnen schrittweise die Evolution der Teilchen und können daher Nicht-Gleichgewichtsprozesse behandeln.

Die Grundlage dieser sogenannten Transportmodelle ist die Bewegungsgleichung nach

Liouville [[Aichelin91](#)]

$$\frac{d}{dt}f^{(N)}(t) = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right] f^{(N)}(t) = 0. \quad (3.1)$$

Sie charakterisiert das zeitliche Verhalten der N -Teilchen-Verteilungsfunktion $f^{(N)}(\vec{q}_1, \dots, \vec{q}_N, \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_N, t)$ im Phasenraum der kanonischen Orts- (\vec{q}) und Impulskoordinaten (\vec{p}). Demnach verschwindet die totale Zeitableitung entlang einer Phasenraumtrajektorie, d. h. die Phasenraumdicke bleibt in diesem Bereich konstant, und es werden somit ausschließlich reversible Prozesse beschrieben. Das N -Teilchen-System ist dadurch eindeutig bestimmt, sofern dessen Hamiltonfunktion H bekannt ist, welche die Gesamtheit der Wechselwirkungen aller N Teilchen beinhaltet. Diese Vielteilchen-Wechselwirkungen sind im Allgemeinen sehr komplex, weshalb deren theoretische Berechnung nur unter vereinfachenden Annahmen gelingt. Dazu wird versucht, das Problem auf die Behandlung von Einteilchenverteilungen $f^{(1)}$ zurückzuführen, indem über $N - 1$ Freiheitsgrade integriert wird, womit nach [[Aichelin91](#)] aus Gleichung (3.1) die Boltzmann-Gleichung

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \frac{\partial}{\partial \vec{q}} \right) f^{(1)}(\vec{q}, \vec{p}, t) = I_{Koll} \quad (3.2)$$

folgt. Das Kollisionsintegral I_{Koll} enthält die Wechselwirkungen aller Teilchen und verknüpft somit alle Einteilchen-Gleichungen. Die Boltzmann-Gleichung ist daher nicht invariant unter Zeitumkehr und beschreibt demzufolge irreversible Prozesse. Zur Lösung dieser gekoppelten Integro-Differentialgleichungen werden hauptsächlich zwei verschiedene semi-klassische Ansätze verwendet. Zum einen beschreiben Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modelle (BUU) [[Buss12](#), [Kolomeitsev05](#), [Cassing99](#)] (bzw. das Vlasov-Uehling-Uhlenbeck-Modell (VUU) [[Kruse85](#)] und das Landau-Vlasov-Modell (LV) [[Remaud86](#)]) das Verhalten der Verteilungsfunktion des gesamten System, indem einzelne Teilchen in einem mittleren Feld der anderen Teilchen behandelt werden. Andererseits betrachten Modelle der Quantenmolekulardynamik (QMD) [[Hartnack98](#), [Sorge95](#), [Bass98](#)] die Verteilungsfunktionen aller Einzelteilchen des Systems separat. Diese Modelle beinhalten wesentliche Quanteneigenschaften wie die Fermibewegung und das Pauli-Prinzip, das bei geringen kinetischen Energien (unter 50 MeV je Nukleon) durch Unterdrückung von Zweiteilchen-Reaktionen die Wechselwirkungen dominiert.

Ein neuer Ansatz, das JAM Programm [[Nara00](#)], versucht beide Ansätze zu vereinen und damit eine konsistente Transportmodellbeschreibung von Kernreaktionen in allen Energiebereichen bereitzustellen. Neben der Betrachtung von Resonanzen und der Anregung von Farb-Strings bei geringen Energien ($\sqrt{s} \lesssim 10$ GeV) umfasst es daher auch die Produktion von Minijets für den Bereich höherer Energien.

In dieser Arbeit werden die experimentellen Resultate mit denen des Giessen-BUU-Modells [[Buss12](#)] und des UrQMD-Modells [[Bass98](#)] verglichen. Im Folgenden sind daher kurz deren grundsätzliche Unterschiede zusammengefasst, die im Wesentlichen auch allgemein für andere Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck- bzw. Quantenmolekulardynamik-Modelle zutreffen.

3. Experimentiersystem HADES und Analysewerkzeuge

Das Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics Modell (UrQMD)

- a) Die Grundlage ist ein Mehrteilchen-Ansatz, der die separate Betrachtung aller Einzelteilchen über gekoppelten Bewegungsgleichungen beinhaltet.
- b) Das Ziel ist die effektive Lösung eines Systems aus gekoppelten Boltzmann-Gleichungen (3.2) für die Dichtefunktionen aller Teilchenspezies in der relativistischen Verallgemeinerung.
- c) Jedes Teilchen wird durch eine Normalverteilung in Orts- und Impulsraum repräsentiert und zwischen den Wechselwirkungen auf geraden Trajektorien propagiert.
- d) Aufgrund der Beschreibung mittels gekoppelter Bewegungsgleichungen können Mehrteilchenkorrelationen behandelt werden.
- e) Die Gesamtverteilungsfunktion des System ergibt sich aus der Überlagerung der Einteilchenverteilungen.
- f) Für die Teilchenerzeugung unterhalb $\sqrt{s} = 2,0$ GeV wird das Resonanzmodell verwendet (die schwerste, im Modell berücksichtigte, Resonanz besitzt eine Masse von 2,25 GeV). Bei höheren Energien wird auch die Fragmentation von Farb-Strings mittels PYTHIA [PYTHIA06] berücksichtigt, die ab 10 GeV den dominanten Prozess darstellt.
- g) Das Modell enthält derzeit 32 verschiedene Mesonen und 55 verschiedene Baryonen.

Das Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modell (GiBUU)

- a) Es folgt einem Einteilchen-Ansatz; der Einfluss anderer Teilchen wird als mittleres Feld zusammengefasst.
- b) Die Grundlage bildet mit der Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Gleichung [Bertsch84]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \frac{\partial}{\partial \vec{q}} - \frac{\partial}{\partial \vec{q}} U(\vec{q}, \vec{p}, t) \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) f^{(1)}(\vec{q}, \vec{p}, t) = I_{Koll} \quad (3.3)$$

eine Kombination aus Vlasov- und Boltzmann-Gleichung. Sie beschreibt die zeitliche Entwicklung einer Einteilchen-Verteilungsfunktion in einem äußeren Potential $U(\vec{q}, \vec{p}, t)$, welches durch das von allen anderen Teilchen generierte mittlere Feld (*Mean-Field*) mittels Skyrme Ansatz definiert wird.

- c) Es werden Punktteilchen behandelt, deren Propagation im Mean-Field-Potential erfolgt, sodass eine Ablenkung von geraden Trajektorien auftreten kann.

- d)** Aufgrund des Einteilchen-Ansatzes muss zur konsistenten Berechnung der System-evolution in jedem Zeitintervall die Einteilchenverteilung aus dem Zustand der N Teilchen neu generiert werden. Dadurch werden Zwei- oder Mehrteilchen-Korrelationen zu jedem Zeitschritt zerstört.
- Zur Behandlung von Wahrscheinlichkeitsdichten mit Punktteilchen wird die Verteilungsfunktion einer bestimmten Teilchensorte durch ein Ensemble einer beliebigen Anzahl von sogenannten Testteilchen ersetzt. Somit sind auch für seltene Teilchen präzise Resultate möglich. Durch die Parallel-Ensemble-Methode werden die generierten Testteilchen in ebenso viele unabhängige Ensembles eingeteilt und parallel behandelt. Nach jedem Zeitschritt findet wieder eine Mittelung über die parallelen Ensembles statt.
- e)** Die Gesamtverteilungsfunktion des Systems ergibt sich über die Mittelung der unabhängigen Parallel-Ensembles.
- f)** Die Teilchenerzeugung erfolgt unterhalb von $\sqrt{s} = 3,4 \pm 0,1$ GeV (für Baryon-Baryon-Reaktionen) ausschließlich über den Zerfall von angeregten Resonanzen. Für höhere Energien wird nur die String-Fragmentation mittels PYTHIA verwendet.
- g)** Im GiBUU-Modell sind derzeit 34 verschiedene Mesonen und über 90 verschiedene Baryonen implementiert.

Gemeinsam haben beide Ansätze, dass eine Wechselwirkung stattfindet, falls zwei Teilchen i und j eine Annäherung

$$\delta(\sqrt{s}) \leq \sqrt{\frac{\sigma_{ij}^{tot}(\sqrt{s})}{\pi}} \quad (3.4)$$

im Schwerpunktsystem des Stoßes entsprechend des spezifischen totalen Wirkungsquerschnitts σ_{ij}^{tot} unterschreiten. Jedoch bestehen Unterschiede in den implementierten Parametrisierungen der elementaren Wirkungsquerschnitte, welche im Anhang [A.3.3](#) diskutiert werden. Die Verteilung der Nukleonen im Kern wird anhand einer Woods-Saxon-Funktion realisiert. Eine diffuse Kernoberfläche ergibt sich im UrQMD-Modell automatisch aufgrund der Darstellung der einzelnen Nukleonen als Gaußverteilung. In GiBUU wird diese durch eine spezifische Parametrisierung in Abhängigkeit von der Massenzahl generiert. Zudem wird jedem Nukleon eine Fermibewegung mit zufälliger Richtung zugeordnet.

Datenanalyse zur Reaktion $p + \text{Nb}$

Dieses Kapitel erläutert die Hadronenanalyse der mit dem Detektorsystem HADES aufgezeichneten Daten zur Rekonstruktion von Hyperonen. Die Korrektur hinsichtlich der Detektorakzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz wird anhand verschiedener Tests verifiziert und die Methode zur Bestimmung der Λ -Polarisation dargelegt.

4.1 Charakteristika des Experiments

Die Grundlage dieser Arbeit bilden die Daten des HADES-Experimentes aus dem Jahr 2008, in dem ein Strahl von Protonen mit einer kinetischen Energie von 3,5 GeV auf ein Target aus natürlichem Niob gerichtet wurde. Dabei entspricht die verwendete Strahlenergie der maximal möglichen Energie, die vom SIS18 Beschleuniger für Protonen im stabilen Betrieb erreicht werden kann. Niob wurde als Targetmaterial aufgrund der Maximierung erwarteter Effekte bezüglich der Elektronen-Positronen-Ausbeute gewählt. Demnach bietet es ein optimales Verhältnis zwischen einerseits einer hohen Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Vektor-Mesonen sowie deren Zerfall innerhalb des Targetmaterials und andererseits einer geringen Konversionswahrscheinlichkeit für emittierte γ -Quanten. Letztere erzeugen einen bedeutenden Beitrag zum unkorrelierten Untergrund in der Dileptonen-Analyse, der folglich zu minimieren ist. Um diese γ -Konversion zu reduzieren, wurde der Targetzylinder außerdem in 12 Segmente mit je 0,45 mm Dicke entlang der Strahlrichtung unterteilt, welche insgesamt eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 2,8 % aufweisen, siehe [Agakishiev06]. Weitere Projektil- und Targeteigenschaften sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Optische sowie Röntgenuntersuchungen des Targetzylinders nach dem Experiment haben gezeigt, dass eine geradlinige Positionierung der einzelnen Niob-Scheiben parallel zur Strahlrichtung sowie eine parallele Ausrichtung zuein-

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

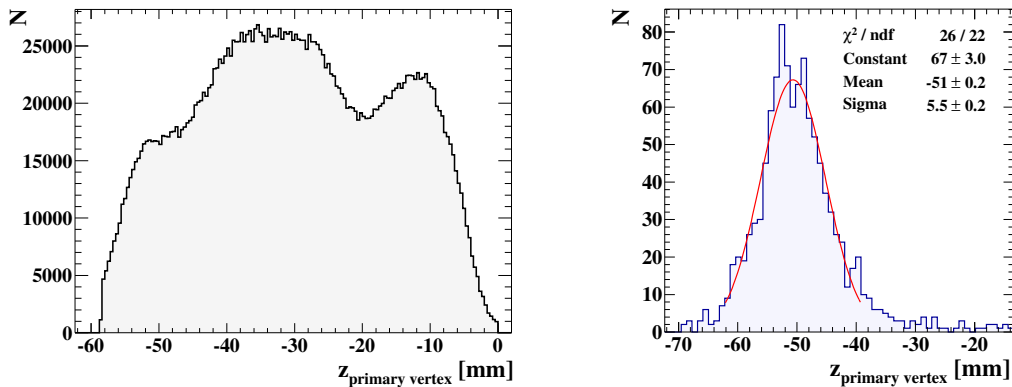
Strahl:	Projektile	Proton
	kinetische Energie	3,5 GeV
	Intensität	$1,5 - 2,5 \times 10^6$ Teilchen/s
Target:	Material	${}_{41}^{92,906}\text{Nb}$
	Dichte	8,57 g/cm ³
	Durchmesser	2,5 mm
	Dicke	0,45 mm je Segment
	Geometrie	12 Segmente, je 4,5 mm Abstand
	Wechselwirkungs- wahrscheinlichkeit	2,8 %
	Luminosität	$3,6 - 6,3 \times 10^{29}$ Teilchen/(s cm ²)
Daten:	LVL1 Rate	6-8 kHz
	LVL2 Rate	1-2 kHz
	Ereignisanzahl	$4,2 \times 10^9$ Reaktionen aufgezeichnet
	Datenmenge	13,6 TB

Tabelle 4.1.: Parameter des HADES-Experiments p (3,5 GeV) + Nb.

ander, d.h. senkrecht zum Strahl, nicht vollständig gegeben war [Weber11]. Die leichten Abweichungen der Targetanordnung bewirken eine Variation der Reaktionswahrscheinlichkeit entlang der Strahlachse und spiegeln sich im, in Abbildung 4.1(a) dargestellten, inhomogenen Verlauf der Verteilung der Reaktionsvertices in Strahlrichtung wider. Der Reaktionsvertex wird bei der Datenanalyse aus dem mittleren Kreuzungspunkt der Spuren aller rekonstruierten geladenen Teilchen für jede einzelne Kollision ermittelt und zeigt eine Häufung von Ereignissen in der Mitte und am (rechten) Ende des Targetzylinders. Außerdem zeigt die zusammenhängende Verteilung, dass die Präzision der Ortsbestimmung des Reaktionsvertex nicht ausreichend ist, um die Segmentierung des Targets aufzulösen. Die Vertexauflösung in Strahlrichtung lässt sich infolgedessen nicht direkt bestimmen, aus der Detektorsimulation ergibt sich jedoch der Wert $\sigma_z = 5,5$ mm (siehe Abbildung 4.1(b)). Die Ursache für das mäßige Auflösungsvermögen ist einerseits die Dicke der Segmente sowie die geringe Anzahl von geladenen Teilchen je Ereignis (siehe Abbildung 4.3). Senkrecht zur Strahlrichtung ist die Auflösung aufgrund der Vorwärts-Kinematik des Experiments mit festem Target deutlich besser. Sie lässt sich experimentell aus der Breite, der in Abbildung 4.2 dargestellten, Vertex-Verteilungen in x - bzw. y -Richtung zu rund 0,6 mm ermitteln.

Zur Reduktion der Datenrate wurde eine Vorauswahl der zu messenden relevanten Reaktionen anhand eines mehrstufigen Triggersystems getroffen. Die erste Stufe bildete der Level-1-Trigger (LVL1), der mindestens 3 Treffer, nachgewiesen in den Flugzeitdetektoren TOF bzw. TOFino, fordert (M3). Der Level-2-Trigger (LVL2) als zweite Stufe verlangt darüber hinaus einen Leptonkandidaten, d.h. einen erkannten Ring im RICH-Detektor. Die Datenaufnahme wurde für alle Ereignisse mit erfüllter LVL2 Bedingung

4.1. Charakteristika des Experiments



(a) Rekonstruktion aus den experimentellen Daten. (b) Rekonstruktion aus der Detektorsimulation eines einzelnen Targetsegments.

Abbildung 4.1.: Verteilung der rekonstruierten Ereignis-Vertizes in Strahlrichtung (z-Achse), für experimentelle Daten (a) und für ein simuliertes Targetsegment (b), mit Anpassung einer Normalverteilung (rote Kurve).

gestartet. Unabhängig von der LVL2-Entscheidung wurde zusätzlich jedes dritte Ereignis, welches durch den LVL1-Trigger akzeptiert wurde, erfasst. Bei der absoluten Normierung der LVL1-Ereignisse muss aufgrund dieser dreifachen Ereignisreduktion zur Bestimmung der Gesamtzahl der gemessenen (aber nicht aufgezeichneten) Ereignisse der Untersetzungsfaktor 3 (*downscaling factor*) berücksichtigt werden. Infolge dieses zweistufigen Triggers wurden aus zunächst ca. 2×10^6 Strahlteilchen je Sekunde auf dem Target im Mittel 2200 Kollisionen pro Sekunde (2,2 kHz) abgespeichert und somit die Datenrate um bis zu einen Faktor 1000 reduziert, wodurch sich außerdem die Totzeit der Detektorelektronik verringerte.

Parallel zur Datenaufnahme wurden von jeder Detektorkomponente kontinuierlich deren Arbeitsparameter, wie Hochspannung, Elektrodenstrom und Zählgasdruck, mit einer geringen Frequenz erfasst (*slow control*), um anschließend die Daten auf stabilen Detektorbetrieb zu überprüfen. Außerdem wurde die Datenqualität mittels nachträglicher Low-Level-Analyse der Detektorsignale bewertet. Des Weiteren erfolgte die Positionsbestimmung aller einzelnen Detektorkomponenten zueinander mittels Fotogrammetrie und Kalibrierungsmessungen anhand kosmischer Myonen ohne Magnetfeld im Detektor. Nach dieser Überprüfung sowie Kalibrierung der Daten wurden im ersten Analyseschritt ein kompletter Datensatz in Form sogenannter **data summary tapes** (DST) erstellt, welche bereits alle nötigen physikalischen Informationen der rekonstruierten Teilchenspuren enthalten und somit als Grundlage für die folgende Hadronenanalyse dienen.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

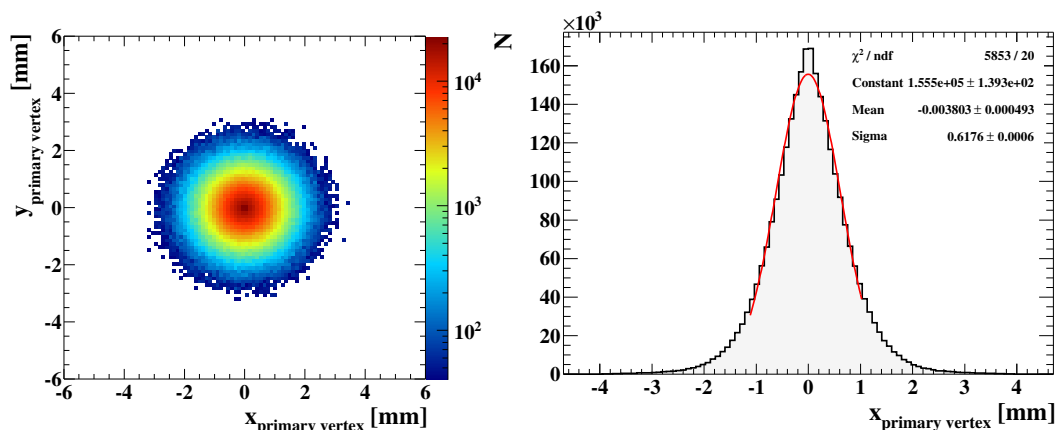


Abbildung 4.2.: Verteilung der rekonstruierten Ereignis-Vertizes senkrecht zur Strahlrichtung, links als Farbskala über der transversalen Ebene und rechts als Projektion auf die x -Achse, mit Anpassung einer Normalverteilung (rote Kurve).

Ereignis- und Spurselektion

Die Anwendung verschiedener Triggerstufen und die entsprechend separierte Speicherung der Messdaten erzeugt in einem Experiment verschiedene Datensätze, aus denen anschließend in Hinblick auf die zu untersuchenden Observablen, wie z.B. Dielektronen, passend gewählt werden muss. Ereignisse des LVL2-Triggers sind demnach dediziert für die Untersuchung von e^+e^- -Paaren, der LVL1-Trigger trifft hingegen keine Vorauswahl bestimmter Teilchensorten, sondern beinhaltet alle Ereignisse, in denen eine Kollision (mit mindestens drei nachgewiesenen geladenen Teilchen) stattgefunden hat. Um keine eventuelle Verfälschung durch die Leptonen-Selektion des LVL2-Triggers zu erhalten, beschränkt sich die hier durchgeführte Rekonstruktion von Hadronen auf alle $3,15 \times 10^9$ Ereignisse, welche nur die LVL1-Bedingung erfüllt haben und die mit dem Untersezungsfaktor 3 aufgezeichnet wurden.

Da in den Reaktionen von $p+Nb$ die Anzahl der erzeugten Teilchen (im Mittel 4,7 geladene Teilchen innerhalb der Detektorakzeptanz, siehe Abbildung 4.3) im Vergleich zu Schwerionenkollisionen (wo zum Beispiel bei der Reaktion Ar (1,756 AGeV) + KCl im Mittel 45 Spuren, d.h. 7,5 pro Sektor gemessen wurden) gering ist, ist die Strategie zur Spurauswahl nicht maßgeblich für eine präzise Analyse. Aufgrund der geringeren Teilchenmultiplizität existieren nur wenige Kombinationsmöglichkeiten in der Spurrekonstruktion und somit ist die Wahrscheinlichkeit, dass mehrere rekonstruierte Teilchen trajektorien einem gemeinsamen Treffersignal in einer Detektorkomponente zugeordnet werden, gering. Andererseits ist es grundsätzlich möglich, dass aufgrund von Vielfachtreffern in den Driftkammern und in den Flugzeitdetektoren durch die Spurrekonstruktion aus einer echten Spur zwei getrennte Spuren generiert werden. Diese falschen Spuren (*fake tracks*) können in der späteren Analyse zum Untergrund der Messung beitragen. Da die

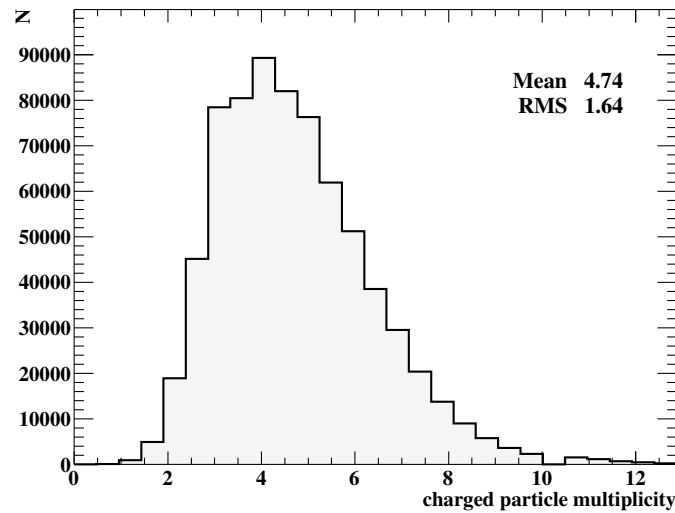


Abbildung 4.3.: Gemessene Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen in der Reaktion p (3,5 GeV) + Nb.

ser aber hier bei der Rekonstruktion des Λ -Zerfalls maßgeblich durch andere Selektionen (siehe Abschnitt 4.3.3) unterdrückt wird, ist eine detaillierte Spurauswahl dafür nicht erforderlich.

4.2 Teilchenidentifikation

Da neutrale Teilchen keine direkte Ionisation beim Durchgang durch Materie hervorrufen, erzeugen sie auch in den HADES-Detektoren keine Signale und können somit nur über Konversion oder ihren Zerfall in geladene Teilchen rekonstruiert werden. Dies wird anhand des Λ -Zerfalls in ein Proton und ein π^- -Meson in Abschnitt 4.3 erläutert.

Für die Identifikation geladener Teilchen besitzt der HADES-Detektor zwei spezielle Komponenten (RICH und PreSHOWER), die jedoch nur Elektronen und Positronen nachweisen. Die Hadronenidentifikation muss daher mittels der anderen Detektorkomponenten erfolgen. Das Magnetspektrometer liefert dafür den Impuls aus dem Spurkrümmungsradius der einfach geladenen Teilchen im Magnetfeld bekannter Stärke. Außerdem folgt aus der Richtung der Spurkrümmung direkt das Vorzeichen der Teilchenladung (Polarität), da das konstante Magnetfeld im Experiment stets positiv geladene Teilchen in Richtung der Strahlachse und negative in die Gegenrichtung nach außen ablenkt.

Ein Teilchen ist bereits durch seine Ladung und seine Masse eindeutig identifiziert. Die Masse kann indirekt über den Impuls und die Flugzeit bzw. den Energieverlust berechnet werden, wofür eine weitere Information aus den Flugzeitdetektoren bzw. den Driftkammern nötig ist.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

4.2.1 Flugzeitmethode

Die erste Methode zur Teilchenidentifikation liefert die Teilchenmasse aus den kinematischen Größen Geschwindigkeit und Impuls. Der Impuls p berechnet sich relativistisch durch

$$p = \gamma m_0 \beta c$$

mit dem Lorentzfaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und der Geschwindigkeit $\beta = v/c$. Die Teilchenmasse folgt dann aus

$$m_0 = \frac{p}{\gamma \beta c}. \quad (4.1)$$

Aus der gemessenen Ablenkung des Teilchens im bekannten Magnetfeld ermittelt das Runge-Kutta-Verfahren das Verhältnis aus Impuls und Teilchenladung p/q , die zurückgelegte Flugstrecke s und die Polarität des Teilchens. Da mehrfach geladene stabile Teilchen, wie ${}^3,4\text{He}$ und Li , in Reaktionen im GeV-Energiebereich nur selten auftreten, ergibt sich aus der gemessenen Polarität für einfach geladene Teilchen direkt ihre Ladung $q = \pm 1$. Die Teilchengeschwindigkeit kann mittels

$$\beta = \frac{s}{tc} \quad (4.2)$$

bei Kenntnis der Flugzeit t bestimmt werden, die sich aus der Zeitdifferenz $t = t_{TOF} - t_{START}$ der Signale im START-Detektor und den Flugzeitwänden TOF und TOFino ergibt. Die Teilchenidentifikation erfolgt in der Praxis durch Auswahl eines Bereiches um den idealen Verlauf, der in der Darstellung der Geschwindigkeit über dem Verhältnis aus Teilchenimpuls und Ladung in Abbildung 4.4 für verschiedene Teilchen eingezeichnet ist.

Im $p+Nb$ -Experiment war es jedoch nicht möglich, eine Startzeit zu messen, weil Protonen im rund $100 \mu\text{m}$ dünnen polykristallinen Diamanten des Start-Detektors einen zu geringen Energieverlust erfahren, sodass dieser im Mittel nicht ausreicht, um ein messbares Signal zu erzeugen. Die Effizienz für die Ladungssammlung und somit das elektrische Signal ist in einem monokristallinen Diamanten höher. Jedoch war es damit nicht möglich, den Detektor bei der vorgesehenen Protonen-Luminosität von mehr als $0,2 \times 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ mm}^{-2}$ stabil zu betreiben [Pietraszko10]. Somit wurde für dieses Experiment kein START-Detektor verwendet.

Folglich musste die Startzeit nachträglich innerhalb der Ereignisanalyse rekonstruiert werden. Dabei wird zunächst das schnellsten Teilchen im Ereignis betrachtet. Wenn ein Lepton-Kandidat registriert wurde, so ist dieser aufgrund seiner geringen Masse auch das schnellste gemessene und gleichzeitig als Elektron bzw. Positron identifizierte Teilchen. Aus dessen Flugzeit, Impuls und der Weglänge der rekonstruierten Spur wird unter Annahme, die Teilchenart und somit die Masse sei bekannt, eine Startzeit für das gesamte Ereignis entsprechend der Gleichungen (4.2) und (4.1) bestimmt. Für eine präzisere Ermittlung der Startzeit werden in einem späteren Analyseschritt zusätzlich alle Teilchen des Ereignisses verwendet, welche über ihren Energieverlust in den Driftkammern und

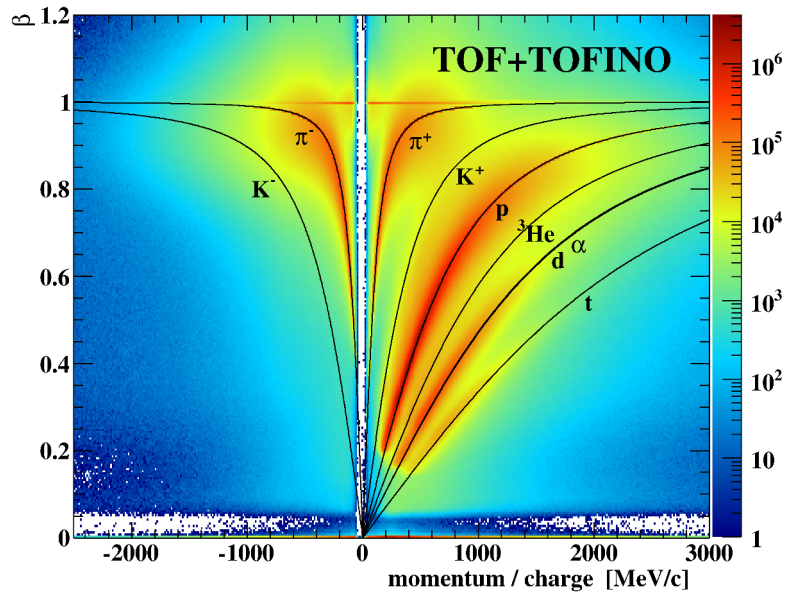


Abbildung 4.4.: Häufigkeitsverteilung von geladenen Spuren im Detektor aus der Reaktion $p(3,5 \text{ GeV}) + \text{Nb}$ als Funktion der Teilchengeschwindigkeit β und des Teilchenimpulses pro Ladung. Der theoretischen Verlauf nach Gleichung (4.1) ist je Teilchensorte als schwarze Kurve dargestellt.

parallel in den Szintillatoren der Flugzeitdetektoren als Elektron, Pion oder Proton identifiziert werden. Der Mittelwert aller so berechneten einzelnen Startzeiten im Ereignis wird dann als globale Startzeit eingesetzt. Da diese Methode der Flugzeitbestimmung dennoch deutlich ungenauer ist als die direkte Messung mittels START-Detektor, welcher typischerweise eine Zeitauflösung von $\sigma \approx 30 \text{ ps}$ erreicht, wurde bei der Rekonstruktion der Λ -Hyperonen auf die Flugzeitinformation verzichtet. Die Teilchenidentifikation wurde daher ausschließlich mit der zweiten Methode anhand des Energieverlustes der geladenen Teilchen vorgenommen.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

4.2.2 Energieverlustmethode

Geladene Teilchen erfahren beim Durchgang durch Materie einen bestimmten Energieverlust, der maßgeblich von ihrer Geschwindigkeit abhängt. Die Größe dieses Energieverlustes in den aktiven Detektorkomponenten, kann für die Plastiksintillatoren der Flugzeitwände TOF und TOFinno anhand der entsprechenden Signalhöhe bestimmt werden. Ebenso beinhalten die Signale der Driftkammern diese Energieverlustinformation. Hierbei ist eine umfangreiche Kalibrierung der Ausleseelektronik nötig, um aus der Signaltbreite (time-over-threshold) den gesuchten Energieverlust abzuleiten. Eine detaillierte Beschreibung dieser Kalibrierung ist in [Schmah08] zu finden.

Die Energieverlustinformationen werden bzgl. der Einheiten der Bethe-Bloch-Gleichung [Beringer12] normiert, welche den Energieverlust je zurückgelegter Strecke dE/dx eines geladenen relativistischen Teilchens im Medium durch Ionisation und Anregung beschreibt:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (4.3)$$

Dabei werden folgende Größen benutzt:

z	Ladungszahl des einfallenden Teilchens,	
Z, A	Ladungs-, Massenzahl des Mediums,	
K/A	Flächenbelegung	$K/A = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A$ $= 0,307 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ für ($A = 1 \text{ g/mol}$),
N_A	Avogadrozahl	$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$,
r_e	klassischer Elektronenradius	$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$,
m_e	Elektronenmasse	$m_e = 510,9989 \text{ keV}/c^2$,
I	mittleres Ionisationspotential	$I = 16 \cdot Z^{0,9} \text{ eV}$,
$\delta(\beta\gamma)$	ionisationsspezifische Dichtekorrektur.	

Der maximale Energieübertrag, den ein einfallendes Teilchen bei einem einzelnen Stoß auf ein freies Elektron abgeben kann, wird durch T_{max} beziffert und ist nur abhängig von der Masse M und der Geschwindigkeit β des durchdringenden Teilchens. Er berechnet sich aus

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}. \quad (4.4)$$

Gleichung (4.3) zeigt, dass der Energieverlust je Weglänge bzgl. der Eigenschaften des einfallenden Teilchens nur von dessen Ladung und Geschwindigkeit abhängt, jedoch nicht von der zur Identifikation gesuchten Teilchenmasse. Eine Darstellung des Energieverlustes dE/dx als Funktion von β würde daher für alle einfach geladenen Teilchen den selben Verlauf zeigen. In einer Darstellung in Abhängigkeit vom Impuls $p = m\beta\gamma c$ separieren hingegen die unterschiedlichen Teilchensorten aufgrund ihrer voneinander verschiedenen Massen. Da der Impuls aus der Spurrekonstruktion bestimmt wird, die überwiegend auf

den Ortsmessungen der Driftkammern basiert, in denen zusätzlich der Energieverlust gemessen wird, ist die Teilchenidentifikation mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung allein aus den Signalen der zentralen Detektorkomponenten - den Driftkammern - möglich.

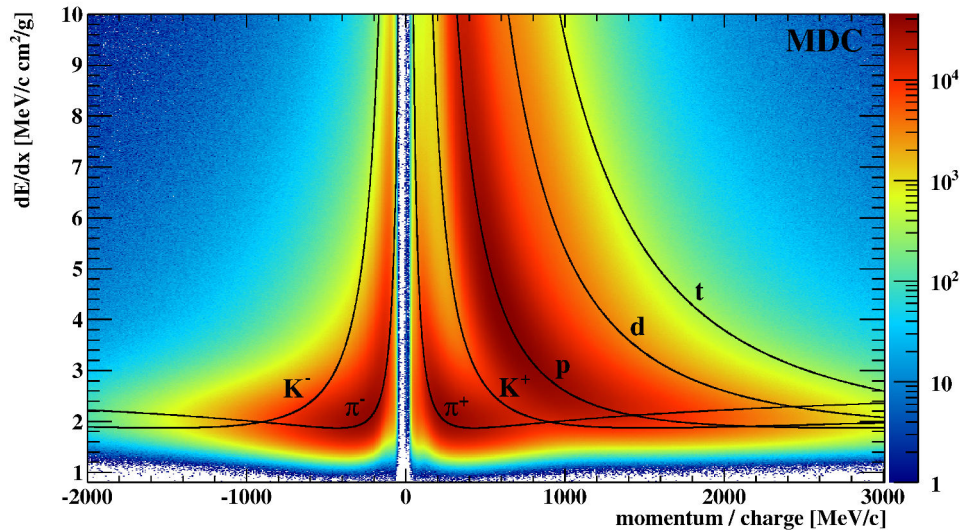


Abbildung 4.5.: Häufigkeitsverteilung von geladenen Spuren aus der Reaktion p (3,5 GeV) + Nb als Funktion des Teilchensimpulses pro Ladung in Einheiten des Energieverlustes je Flächenbelegung dE/dx in den Driftkammern. Die schwarzen Kurven kennzeichnen den jeweiligen theoretischen Verlauf nach der Bethe-Bloch-Gleichung (4.3).

Auch in dieser Methode ist eine zweidimensionale Darstellung, hier anhand des Energieverlustes dE/dx über dem Impuls p pro Ladung des Teilchens (siehe Abbildung 4.5), günstig, um die Teilchen direkt einer bestimmten Sorte zuzuordnen. Dies erfolgt analog zur Flugzeitmethode für jedes Teilchen, das sich in einem ausgewählten Bereich entlang der theoretischen Kurven befindet.

Obwohl die Energieverlustinformation des TOF-Detektors, aufgrund des größeren Produktes aus Dichte und Dicke des aktiven Detektormaterials, eine höhere Auflösung als die der Driftkammern aufweist, wird in dieser Analyse nur der Energieverlust aus den Driftkammern zur Teilchenidentifikation verwendet, da diese im Gegensatz zum TOF-Detektor den gesamten Polarwinkelbereich von HADES abdecken. Die innere Hälfte der Flugzeitwand (Polarwinkelbereich von 15° bis 45°), wird durch den TOFino-Detektor abgedeckt, der eine deutlich schlechtere Granularität sowie Zeit- und Energieverlustauflösung besitzt.

4.3 Rekonstruktion des Λ -Hyperons

Bei der Untersuchung von Strangeness-Kanälen in Kernreaktionen betrachtet man zunächst die leichtesten Strangeness-enthaltenen Hadronen, da diese am häufigsten erzeugt werden. Unter den Mesonen sind dies die geladenen Kaonen mit einer Masse von $(493,677 \pm 0,016) \text{ MeV}/c^2$ beziehungsweise die ungeladenen Kaonen mit der Masse $m_{K^0} = (497,614 \pm 0,024) \text{ MeV}/c^2$ [Beringer12]. Im Baryonensektor ist das neutrale Λ -Baryon mit $m_\Lambda = (1115,683 \pm 0,006) \text{ MeV}/c^2$ das leichteste Teilchen in der Klasse der Hyperonen, womit die Strangeness tragenden Baryonen bezeichnet werden, also Systeme aus drei Quarks, wobei mindestens eines davon den Flavour Strangeness besitzt.

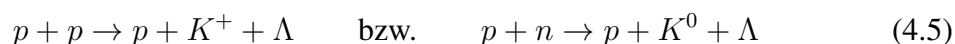
Λ Hyperon

Quarkinhalt	$u d s$
Strangeness	-1
Masse	$m = (1115,683 \pm 0,006) \text{ MeV}/c^2$
Ladung	0
Spin, Parität	$J^P = \frac{1}{2}^+$
Erzeugungsschwelle	$E_{NN}^{kin} = 1,58 \text{ GeV}$ in p+p-Stößen
Lebensdauer	$\tau = (2,632 \pm 0,020) \times 10^{-10} \text{ s}$
Zerfallslänge	$c\tau = 7,89 \text{ cm}$

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis	Asymmetrieparameter
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	$63,9\% \pm 0,5\%$	$\alpha_- = 0,642 \pm 0,013$
$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$	$35,8\% \pm 0,5\%$	$\alpha_0 = 0,65 \pm 0,04$
$\Lambda \rightarrow p + \pi^- + \gamma$	$(8,4 \pm 1,4) \times 10^{-4}$	
$\Lambda \rightarrow n + \gamma$	$(1,75 \pm 0,15) \times 10^{-3}$	

Tabelle 4.2.: Eigenschaften des Λ -Hyperons [Beringer12].

Kaonen und Λ -Hyperonen beinhalten jeweils ein Strange-Quark (K^- , Λ) bzw. ein Anti-Strange-Quark (K^+ , K^0) und werden in der Kollision zweier Nukleonen aufgrund der Strangeness-Erhaltung meist gemeinsam erzeugt. Die entsprechenden Reaktionen



zur assoziierten Erzeugung der beiden Teilchen benötigen eine kinetische Projektil-Energie von 1,58 GeV bzw. 1,59 GeV im direkten Nukleon-Nukleon-Stoß. Die Strahlenergie von 3,5 GeV im untersuchten Experiment mit festem Target liegt damit deutlich oberhalb dieser Erzeugungsschwelle, sodass eine für die Rekonstruktion ausreichende Produktionsrate zu erwarten ist. Im Vergleich zu vorherigen Experimenten mit HADES bei geringerer Strahlenergie, wie z.B. Ar + KCl bei 1,756 AGeV in dem bereits Λ -Hyperonen

untersucht wurden [Agakishiev11b], wird die Produktionsrate je Nukleon potentiell höher sein. Jedoch ist in Schwerionenkollisionen aufgrund der Summe der beschleunigten Nukleonen die Gesamtenergie vielfach größer als in Proton-induzierten Reaktionen und somit auch die totale Ausbeute der Hyperonen. Darüber hinaus spielen in Schwerionenkollisionen kooperative Prozesse eine größere Rolle.

Obwohl das Λ -Hyperon keine elektrische Ladung besitzt und daher kein direktes Signal in einer Detektor-Komponente erzeugt, lässt es sich dennoch über seine geladenen Zerfallsprodukte rekonstruieren. Zur Rekonstruktion des Λ -Impulsvektors werden die im Detektor gemessenen Spuren des Protons und des negativ geladenen Pions aus dem mit einer Wahrscheinlichkeit von 63,9 % häufigsten Zerfallskanal zusammengeführt, siehe Tabelle 4.2. Bei der absoluten Normierung der Produktionsrate muss das Verzweigungsverhältnis für jeden Zerfallskanal mit einbezogen werden. Der zweit-häufigste Zerfall in ein Neutron und ein π^0 -Meson besitzt ausschließlich neutrale Tochterpartikel, die wiederum nicht direkt nachweisbar sind. Alle weiteren Zerfallskanäle weisen eine um mehrere Größenordnungen geringere Wahrscheinlichkeit auf, sodass sie sich aufgrund der wesentlich häufigeren Untergrundreaktionen auch nicht für die Λ -Rekonstruktion eignen. Es wird daher nur der Zerfall $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ analysiert.

4.3.1 Teilchenselektion bezüglich des Energieverlustes

Die Identifikation der Tochterpartikel Proton und π^- -Meson erfolgt, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, mittels Selektion eines Bereiches des Energieverlustes in Abhängigkeit des Teilchenimpulses um den theoretischen Verlauf. Abbildung 4.6 zeigt die in der Λ -Analyse verwendeten Auswahlbereiche, welche relativ zum theoretischen Verlauf und hinsichtlich der Energieverlustauflösung gewählt wurden. Die Auflösung des Energieverlustes in den Driftkammern definiert die Breite der Energieverlustverteilung für jede Teilchensorte. Aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen der experimentellen Messgröße *time-over-threshold* (ToT) der Driftkammern und des daraus abgeleiteten Energieverlustes, werden die normalverteilten ToT auf eine asymmetrische Verteilung des Energieverlustes abgebildet. Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens der Energieverlustmessung als Funktion des Impulses ist deswegen die Betrachtung der ToT-Verteilungen besser geeignet. Aus deren Breite resultiert eine mittlere Energieverlustauflösung von ca. 7 % für Pionen und Protonen [Schmah08]. Um in der Detektorsimulation die experimentellen Energieverlustverteilungen möglichst genau reproduzieren zu können, wird die gemessene Energieverlustkalibrierung zur Generierung entsprechender ToT verwendet. In Abbildung 4.7 ist analog zu Abbildung 4.6 die Energieverlustverteilung aus der Simulation ausschließlich für Protonen und π^- -Mesonen aus dem Zerfall von Λ -Hyperonen dargestellt. Vergleicht man beide Abbildungen, so lässt sich erkennen, dass die Breite der Verteilungen im Experiment etwas größer, und folglich die Energieverlustauflösung etwas geringer, ist als in der Simulation. Dies hat seine Ursache in den Digitalisierungsparametern der Simulation bezüglich des Energieverlustes in den Detektor-Komponenten, die nicht exakt für die Reproduktion der experimentellen Daten kalibriert

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

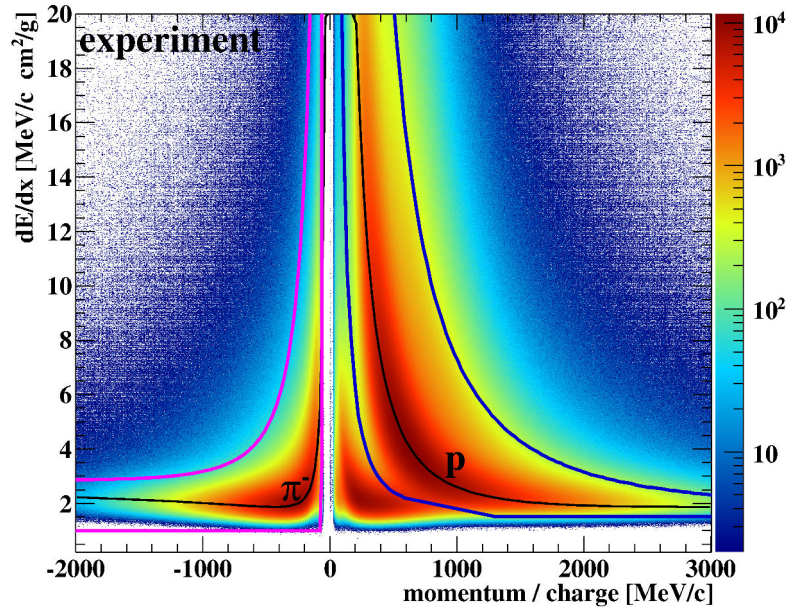


Abbildung 4.6.: Experimentelle Energieverlustverteilung in den Driftkammern, wie in Abbildung 4.5. Zur Rekonstruktion des Λ -Hyperons wurden alle Spuren im blau umrahmten Bereich als Protonen selektiert und entsprechend im pink umrahmten Bereich als π^- -Meson. Die schwarzen Kurven kennzeichnen den jeweiligen theoretischen Verlauf.

wurden. Die Selektionsbereiche wurden daher großzügig gewählt, um durch die Teilchenidentifikation die Effizienz der Λ -Rekonstruktion nicht zu beeinflussen. So entsprechen die unteren Grenzen der Auswahlbereiche, relativ zum theoretischen Verlauf, etwa einem Drittel und die obere Grenze ungefähr dem Sechsfachen der Energieverlustauflösung.

4.3.2 Invariantes Massenspektrum

Um aus der Menge aller erfassten $p\pi^-$ -Paare das gesuchte Mutterteilchen Λ zu selektieren, wird gewöhnlich die Methode der Bestimmung der invarianten Masse genutzt. Der Vergleich mit der bekannten Ruhemasse identifiziert das gesuchte Teilchen eindeutig. Mit Hilfe der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$m^2 c^4 = E^2 - (\vec{p}c)^2 \quad (4.6)$$

bestimmt man die invariante Masse m_{inv} des Mutterteilchens aus den gemessenen Impulsvektoren $\vec{p}_{1,2}$ der Tochterteilchen sowie ihrer Gesamtenergie $E_{1,2} = \sqrt{m_{1,2}^2 + (\vec{p}_{1,2})^2}$

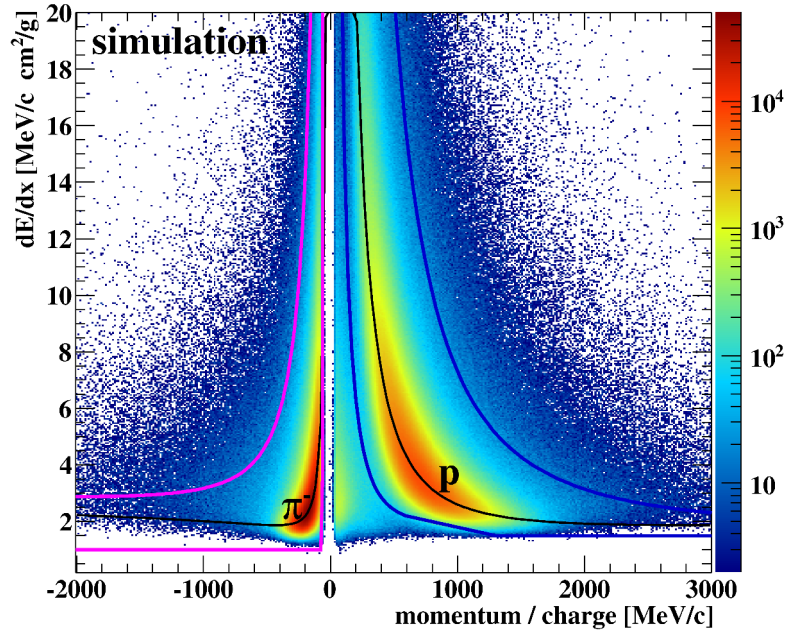


Abbildung 4.7.: Energieverlustverteilung in den Driftkammern, mit Kennzeichnungen wie in Abbildung 4.6, jedoch aus der Detektorsimulation des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

in natürlichen Einheiten ($c \equiv 1$) wie folgt:

$$m_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (4.7)$$

$$= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2\sqrt{m_1^2 + \vec{p}_1^2}\sqrt{m_2^2 + \vec{p}_2^2} - 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos\alpha} \quad (4.8)$$

Es ist folglich nur die Kenntnis der Impulsbeträge $|\vec{p}_{1,2}|$, des Relativwinkels α zwischen den Tochterteilchen sowie deren Massen $m_{1,2}$ nötig, um die invariante Masse des Mutterteilchens zu berechnen. Da die Tochterteilchen bereits über die Energieverlustmethode identifiziert sind, werden für die Einteilchenmassen die nominellen Massen von Proton und Pion statt der ungenauen Werte aus der Messung der Flugzeit genutzt.

Somit ist die resultierende invariante Masse allein durch die sehr präzise Impuls- und Relativwinkelmessung aus der Spurrekonstruktion bestimmt und wird nicht durch die Unsicherheiten in der Start- und Flugzeitmessung beeinflusst. Die Breite der invarianten Massen-Verteilung resultiert demnach lediglich aus der Detektorauflösung und der Zerfallsbreite. Ist die Zerfallsbreite klein gegenüber der Masse des Mutterteilchens, so ergibt sich eine schmale Spitze (*peak*) im Massenspektrum, deren Mittelwert Aufschluss über die Genauigkeit der Impulsmessung gibt, bzw. die Qualität der Impulskorrektur bezüglich des Energieverlustes, den geladene Teilchen in Wechselwirkungen mit dem Detektormedium erfahren, abbildet.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Neben dem Signalspektrum aus den korrekt identifizierten Zerfallsteilchen enthält das Spektrum der invarianten Masse außerdem einen großen Anteil an unkorreliertem sowie einen geringen Anteil an korreliertem Untergrund. Im Gegensatz zum Signalspektrum stammt der unkorrelierte Untergrund aus der Kombination von ebenfalls korrekt identifizierten Protonen und π^- -Mesonen, die jedoch nicht aus einem gemeinsamen Zerfall stammen und daher nicht korreliert sind. Da Protonen und Pionen bei Kollisionen mit kinetischen Energien von 1 bis 3,5 GeV (dem Bereich des SIS18-Beschleunigers) die am häufigsten vorkommenden geladenen Teilchen sind, ist es auch dementsprechend sehr wahrscheinlich, dass daraus zufällige Kombinationen gebildet werden. Man spricht daher auch von einem kombinatorischen Untergrund. Durch Fehlidentifikation unkorrelierter

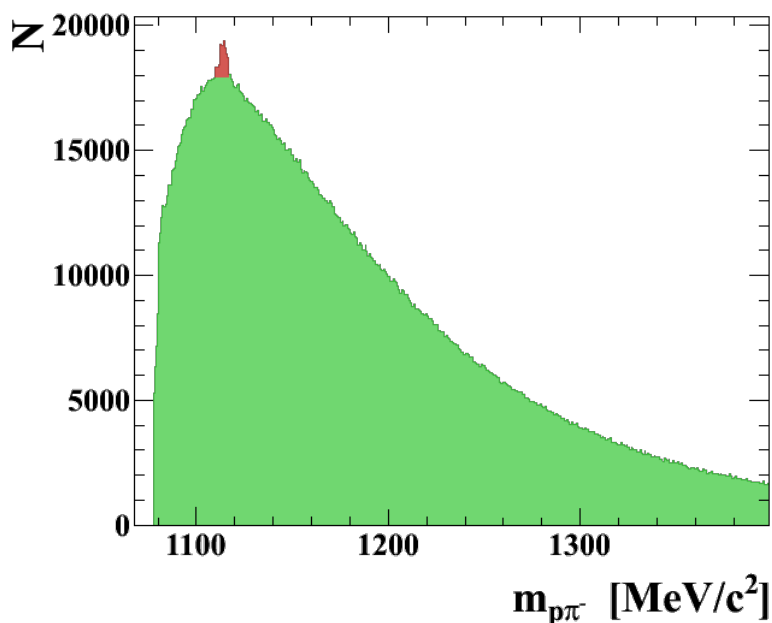


Abbildung 4.8.: Invariantes Massenspektrum von $p\pi^-$ -Paaren ohne Λ -spezifische Selektionen. Hierfür wurde nicht die vollständige Statistik analysiert. Das Λ -Signal (rot schraffiert) liegt zwischen 1100 und 1120 MeV/c^2 auf der dominanten Untergrundverteilung (grün schraffiert).

geladener Teilchen erhöht sich die Anzahl an möglichen Kombinationen. Insgesamt ergibt sich daraus ein entsprechend der Impulsverteilung der Tochterpartikel breites invariantes Massenspektrum, welches bei der Summe der Nominal-Massen der Tochterpartikel einsetzt.

Der korrelierte Untergrund hingegen ergibt sich aus der Fehlidentifikation von korrelierten Tochterpartikeln aus anderen Zerfällen, wie zum Beispiel die fälschliche Einordnung von π^+ -Mesonen aus dem Zerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$ als Protonen, die folglich eine falsche Masse erhalten und somit auch im invarianten Massenspektrum einen künstlichen Anteil generieren. Liegt dieser Korrelation ein Zerfall eines Zustands bzw. Teilchens mit

geringer Breite zugrunde, so erhält das invariante Massenspektrum einen spezifischen Untergrund, der sich in einem begrenzten Bereich konzentriert und selbst ein lokales Maximum hervorrufen kann. Für das hier rekonstruierte Λ -Massenspektrum stellt sich aber anhand der Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes im Abschnitt 4.3.5 heraus, dass der korrelierte Untergrund keinen offensichtlichen Beitrag liefert und somit für diese Analyse unerheblich ist. Wie Abbildung 4.8 zeigt, dominiert der Untergrund die Verteilung, sodass zusätzlich zur Identifikation der Tochterteilchen eine weitere Selektion nötig ist, um den unkorrelierten Untergrund zu reduzieren und das Signal zu verstärken.

4.3.3 Zerfallsgeometrie

Die effektivste Methode zur Verstärkung der Signalbeiträge über denen des Untergrundes im Fall des Λ -Hyperons ist die Nutzung der räumlichen Trennung von Zerfalls- und Produktionsvertex (primärer Vertex). Weil das Λ -Hyperon eine relativ große Lebensdauer besitzt (siehe Tabelle 4.2) und demzufolge die Zerfallslänge bei rund 8 cm liegt, ist es möglich, den Zerfallsvertex innerhalb der Ortsauflösung der Spurrekonstruktion ($\sigma_z = 5,5$ mm, siehe Abbildung 4.1(b)) vom primären Vertex der Kollision zu separieren. Unkorrelierte Protonen und Pionen werden vorwiegend im primären Vertex der Reaktion erzeugt und lassen sich somit leicht eliminieren. Dazu stehen verschiedene Größen in der Geometrie des Λ -Zerfalls zur Verfügung, die in Abbildung 4.9 skizziert sind. Die wichtigste

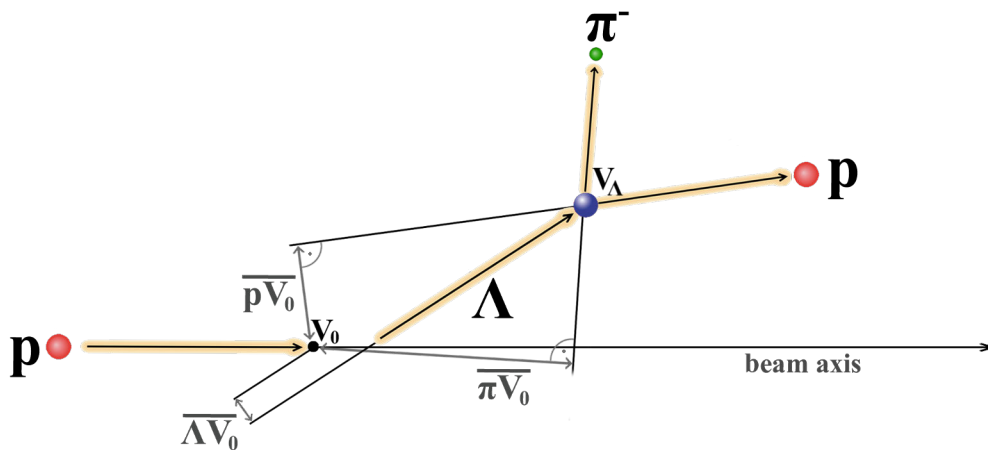


Abbildung 4.9.: Schematische Darstellung des Λ -Zerfalls mit Kennzeichnung der Abstände, die zur Separation des Zerfallsvertex (V_Λ) vom primären Vertex (V_0) verwendet werden. Weitere nicht eingezeichnete Größen sind:
 $\overline{V_\Lambda V_0}$: Abstand zwischen den Vertices V_Λ und V_0 ,
 $\overline{p\pi}$: Minimalabstand der Trajektorien von p und π^- .

Größe bildet der Abstand $\overline{V_\Lambda V_0}$ zwischen dem Λ -Zerfallsvertex (V_Λ) und dem primären

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Produktionsvertex (V_0) der Kollision, da dieser unter Berücksichtigung der Geschwindigkeit des Λ -Hyperons dessen Zerfallslänge widerspiegelt. Des Weiteren beschreibt der minimale Abstand der Tochterspuren $\overline{p\pi}$ im Zerfallsvertex ein wirkungsvolles Selektionsmaß, da sich unkorrelierte p- und π^- -Spuren selten in einem gemeinsamen Punkt kreuzen, der nicht identisch mit dem primären Vertex ist. Ebenso kann durch untere Grenzen auf die kürzesten Distanzen der Tochterspuren zum primären Vertex, $\overline{\pi V_0}$ und $\overline{p V_0}$, die Herkunft der Tochterteilchen von einem anderen Vertex sichergestellt werden. Die minimale Distanz $\overline{\Lambda V_0}$ zwischen dem primären Produktionsvertex und der rekonstruierten Λ -Spur sollte verschwinden, weil das Λ -Hyperon typischerweise im primären Vertex des Ereignisses erzeugt wird. Der Abstand $\overline{\Lambda V_0}$ stellt also kein effektives Maß für die Untergrundreduktion dar und wird somit im Folgenden nicht beschränkt, sofern der zentrale Vertex genau bestimmt ist.

4.3.4 Vertexrekonstruktion

Damit die Abstände der Zerfallsgeometrie korrekt berechnet werden, erfolgt die Rekonstruktion des primären Vertex in jedem Ereignis, das potentiell ein Λ -Hyperon enthält, noch einmal, jedoch mit einer Modifikation. Hierbei wird der potentielle Λ -Vektor an-

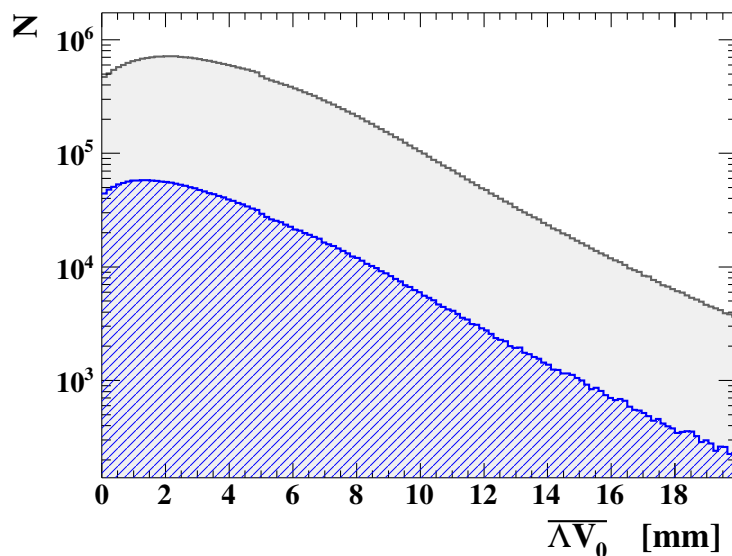
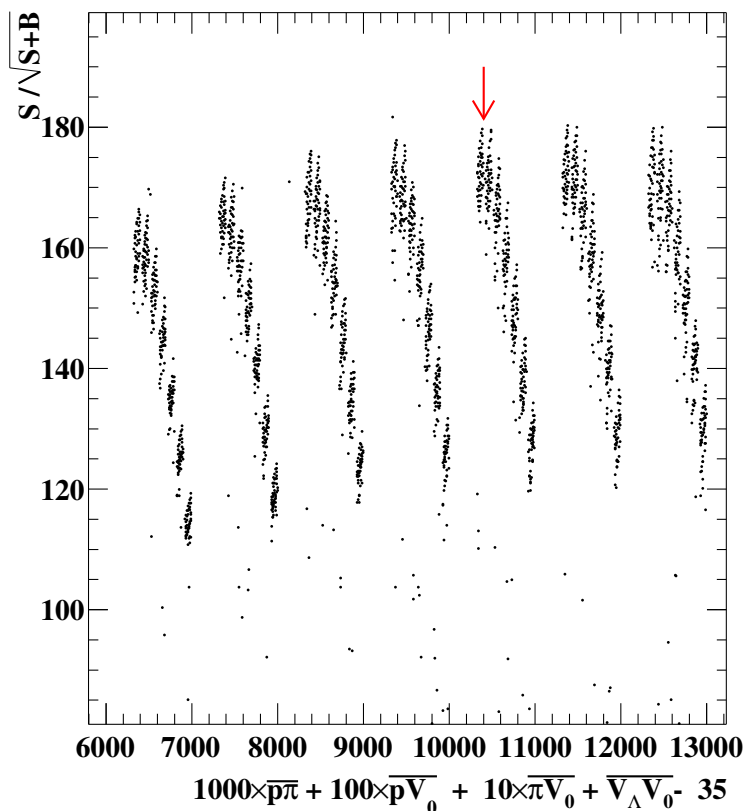


Abbildung 4.10.: Verteilung des minimalen Abstands zwischen dem primären Produktionsvertex und der rekonstruierten Λ -Spur für alle identifizierten $p\pi^-$ -Paare (graues Histogramm) und für die mittels den Bedingungen aus Tabelle 4.3 selektierten Paare mit $m_{p\pi^-} = m_\Lambda \pm 7 \text{ MeV}/c^2$ (blaues Histogramm).

4.3. Rekonstruktion des Λ -Hyperons

stelle der einzelnen Vektoren der Tochterpartikeln verwendet und weiterhin alle anderen Spuren im Ereignis.

Von den im Bereich des Magnetfeldes gekrümmten Teilchenspuren werden dabei lediglich die geraden Segmente vor dem Magnetfeld, d.h. im Bereich der inneren beiden Driftkammern, verwendet. Der aus den Tochterpartikeln zusammengesetzte Vektor des potentiellen Λ -Hyperons bildet zwangsweise auch eine Gerade, da dessen Zerfall sich bei nachgewiesenen Tochterpartikeln bereits vor dem Magnetfeld ereignet haben muss. Von den Geraden werden jene verworfen, die keinen Schnittpunkt mit der Targetregion, definiert durch einen Zylinder von 10 mm Durchmesser und 80 mm Länge entlang der Strahlachse, aufweisen und somit höchstwahrscheinlich nicht aus dem Target stammen. Unter Berücksichtigung der Ortstauflösung der Spurrekonstruktion sind die Ausmaße des Zylinders geringfügig größer gewählt als jene des tatsächlichen Targets (siehe Tabelle 4.1). Der geometrische Mittelwert aus den Punkten größter Annäherung aller im Ereignis ausgewählten Geraden zueinander definiert den primären Reaktionsvertex.



Größe	Bedingung
$\overline{V_\Lambda V_0}$	> 43 mm
$\overline{p\pi}$	< 10 mm
$\overline{pV_0}$	> 5 mm
$\overline{\pi V_0}$	> 10 mm

Tabelle 4.3.: Geometrische Auswahlkriterien optimiert bzgl. maximaler Signifikanz des Λ -Signals.

Abbildung 4.11.: Abhängigkeit der Signifikanz des Λ -Signals über dem kombinatorischen Untergrund von den Bedingungen an die beschriebenen Abstände in der Zerfallsgeometrie. Hierfür wurde nicht die vollständige Statistik analysiert. Aus dem markierten Maximum (roter Pfeil) folgen die in Tabelle 4.3 aufgeführten Werte.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Das Ergebnis dieser Λ -spezifischen Vertexrekonstruktion zeigt Abbildung 4.10. Demnach stammt der überwiegende Teil der potentiellen Λ -Hyperonen, ohne sowie solche mit gezielter Selektion, aus dem primären Vertex (d.h. 95 % haben einen Abstand von maximal 10 mm).

Der Zerfallsvertex des Λ -Hyperons wird nach der gleichen Methode, jedoch nur aus den beiden Spuren der identifizierten Tochterpartikeln, berechnet. Er ist der Punkt der größten Annäherung zwischen beiden Vektoren. Das bedeutet, er liegt exakt bei der Hälfte ihres minimalen Abstandes $\overline{p\pi}$.

Zur Trennung von primärem und sekundärem Vertex können anschließend Bedingungen auf die ermittelten Abstände in der Zerfallsgeometrie festgelegt werden. Die optimalen Werte dafür lassen sich durch weitreichende Variation derselben in Hinblick auf das Verhältnis von Signal- zu Untergrundereignissen finden; genau genommen wird die Signifikanz des Signals (siehe Abschnitt A.1) maximiert. (Die Technik zur Differenzierung von Signal und Untergrund anhand der invarianten Massenverteilung wird im nachfolgenden Abschnitt erläutert.) In Abbildung 4.11 ist das Ergebnis dieser Variation aufgezeigt. Jeder Punkt innerhalb des Diagramms repräsentiert eine bestimmte Einstellung der Auswahlbedingungen und gibt gleichzeitig die resultierende Signal-Signifikanz an. Die x-Achse

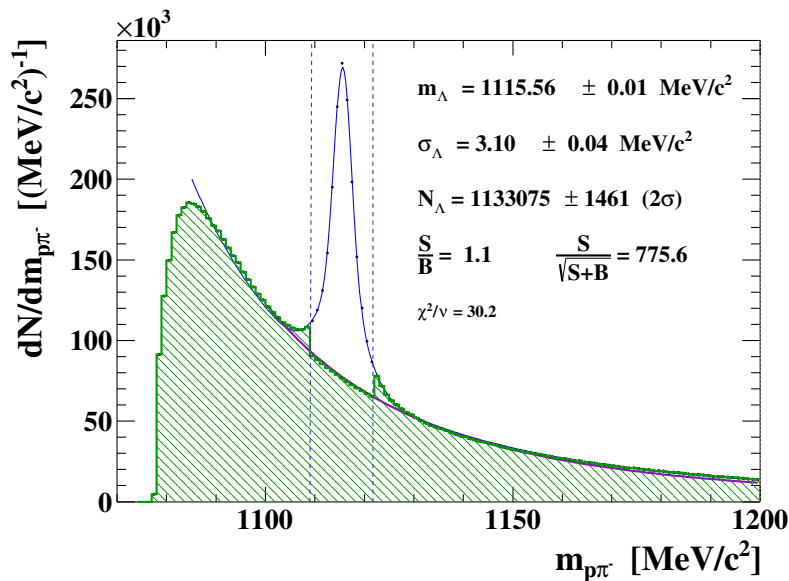


Abbildung 4.12.: Invariantes Massenspektrum der vollständigen Statistik von $p\pi^-$ -Paaren nach spezifischer Selektion bzgl. des Λ -Zerfallsvertex. Die Anpassung der Verteilung ist als blaue Kurve dargestellt, wobei für das Resonanzsignal eine doppelte Normalverteilung und für der Untergrund eine Tsallis-Verteilung (4.9) verwendet wurde. Die Parameter der Signalanpassung sind rechts oben als Masse m_Λ und Breite σ_Λ aufgeführt.

codiert die jeweiligen geometrischen Bedingungen mittels einer Zehnerpotenz für jede

Variable. Das Maximum der insgesamt 2401 Variationen ist rot markiert. Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Die resultierende invariante Massenverteilung nach der Teilchenidentifikation einschließlich der optimierten Bedingungen an die Zerfallsgeometrie zeigt Abbildung 4.12. Die im Vergleich zu Abbildung 4.8 deutlich reduzierte Untergrundverteilung (grün schraffiert) besitzt im Bereich des Resonanzsignals (zwischen den gestrichelten vertikalen Linien) etwa die gleiche Anzahl an rekonstruierten Paaren wie das Signal (weiße Histogrammfläche), das nahezu bei der nominellen Masse des Λ -Hyperons zentriert ist.

4.3.5 Determination des kombinatorischen Untergrundes

Die Zahl der tatsächlich rekonstruierten Teilchen ergibt sich aus dem Integral des Signalanteils der Verteilung. Um dieses Integral zu berechnen, muss der Anteil des Untergrundes vom Spektrum subtrahiert werden. Für die Bestimmung des Untergrundes existieren verschiedene Verfahren.

Methode der Ereignismischung

Eine übliche Methode ist das Kombinieren von Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen (*event mixing*), die folglich garantiert unkorreliert sind. Ein Paar wird dabei aus Teilchenspuren kombiniert, welche die gleichen Forderungen an die Zerfallsgeometrie sowie die Teilchensorte erfüllen wie die Paare der Signalverteilung. Aufgrund der Vielzahl an aufgezeichneten Ereignissen ist die Anzahl möglicher Kombinationen mit dieser Methode um Größenordnungen höher als die Zahl der Signalpaare und erlaubt somit eine Untergrundberechnung mit sehr geringen Unsicherheiten, welche bei der Signalbestimmung folglich unerheblich sind. Hierbei ist es nicht sinnvoll Ereignisse zu mischen, die zeitlich weit auseinander liegen, da die Eigenschaften des Strahls sowie die Betriebsparameter der Detektorkomponenten im Verlauf der Strahlzeit variieren und sich daher auch allgemeine Eigenschaften der Ereignisse ändern können. Beispielsweise müssen die Ereignisse eine ähnliche Kollisions-Zentralität aufweisen, um in beiden Ereignissen eine vergleichbare Energiedeposition und somit ähnliche Geschwindigkeitsverteilungen der einzelnen Teilchen zu gewährleisten. Infolge der eingeführten geometrischen Bedingungen an den Zerfallsvertex muss außerdem der primäre Vertex beider zu mischender Ereignisse annähernd übereinstimmen. Diese Voraussetzungen werden geschaffen, indem die Ereignisse bzgl. der Multiplizität geladener Teilchen sowie hinsichtlich der Lage des primären Vertex entlang der Strahlrichtung in verschiedene Klassen eingeteilt und anschließend nur Spuren aus der selben Klasse kombiniert werden. Die Unterteilung erfolgte in 6 Multiplizitätsklassen, wobei sich die Multiplizität innerhalb einer Klasse maximal um zwei geladene Teilchen je Ereignis unterscheiden kann (vgl. Abbildung 4.3). Innerhalb einer der 40 Vertexklassen haben die primären Vertices einen maximalen Abstand von 1,5 mm.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Insgesamt wurden die Ereignisse also in 240 verschiedene Klassen unterteilt, um die Kinematik des wahren Untergrundes möglichst korrekt zu reproduzieren.

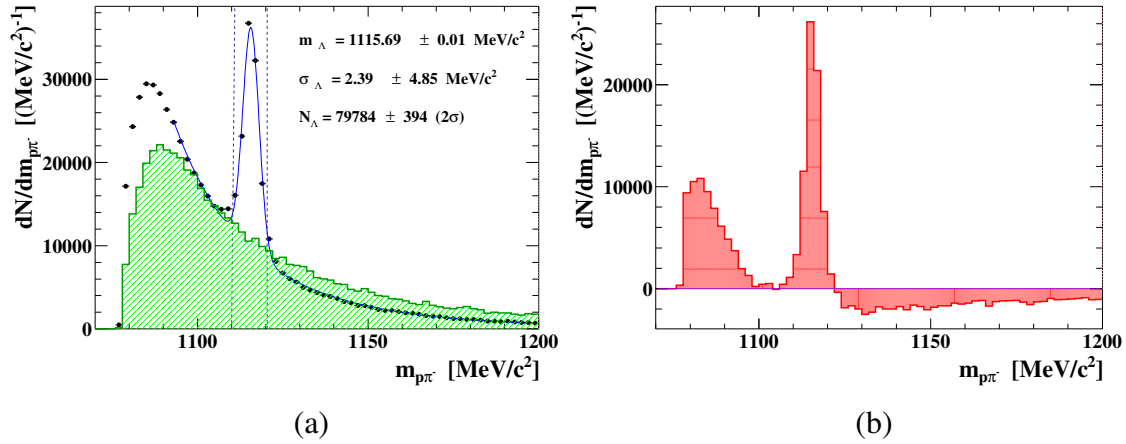


Abbildung 4.13.: (a) Das invariante Massenspektrum aus der Ereignismischung (grün schraffiertes Histogramm) normiert auf das Integral der korrelierten Verteilung von Paaren aus Proton und π^- -Meson aus dem selben Ereignis (schwarzen Punkte) außerhalb der Signalbereiche, d.h. außerhalb der gestrichelten vertikalen Linien. (b) Differenzverteilung von Signal und Untergrund aus der Ereignismischung. Hierfür wurde nicht die vollständige Statistik analysiert.

Abbildung 4.13 zeigt, dass dies nicht vollkommen gelingt, da die Verteilung aus der Ereignismischung einen flacheren Abfall als der Untergrund der Signalverteilung aufweist. Um den Untergrund korrekt wiederzugeben, sind daher noch weitere Selektionen nötig, die insbesondere die Kinematik der gemischten Teilchen betreffen. Damit auch der sekundäre Vertex aus den Spuren der Tochterteilchen genau bestimmt werden kann, ist ein großer Öffnungswinkel zwischen beiden nötig. Der Öffnungswinkel des $p\pi^-$ -Paares aus dem Λ -Zerfall liegt im Mittel bei 28° . Daher wurde für die Signal- wie Untergrundverteilung in Abbildung 4.14 ein minimaler Öffnungswinkel von 28° gefordert, wodurch die Kinematik der $p\pi^-$ -Paare signifikant beschnitten wird, wie an der im Vergleich zu Abbildung 4.13 deutlich flacheren linken Hälfte der Untergrundverteilung bei Werten unterhalb der Λ -Masse zu erkennen ist. Dennoch unterschätzt die Verteilung der Ereignismischung den wahren Untergrund bei kleinen invarianten Massen weiterhin geringfügig. Eine Ursache dafür ist wahrscheinlich die fehlende Korrelation der Teilchenimpulse zur Energieerhaltung, da bei Teilchen aus verschiedenen Ereignissen diese nicht erfüllt ist. Innerhalb eines Ereignisses ist die Gesamtenergie jedoch auf lediglich die einfache Proton-Strahlenergie (plus die Energie der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern) beschränkt, welche sich aufgrund der geringen Multiplizität (im Mittel 5 Teilchen pro Ereignis) auf wenige Teilchen verteilt und somit maßgeblich die Energieverteilung der Einzelteilchen beeinflusst.

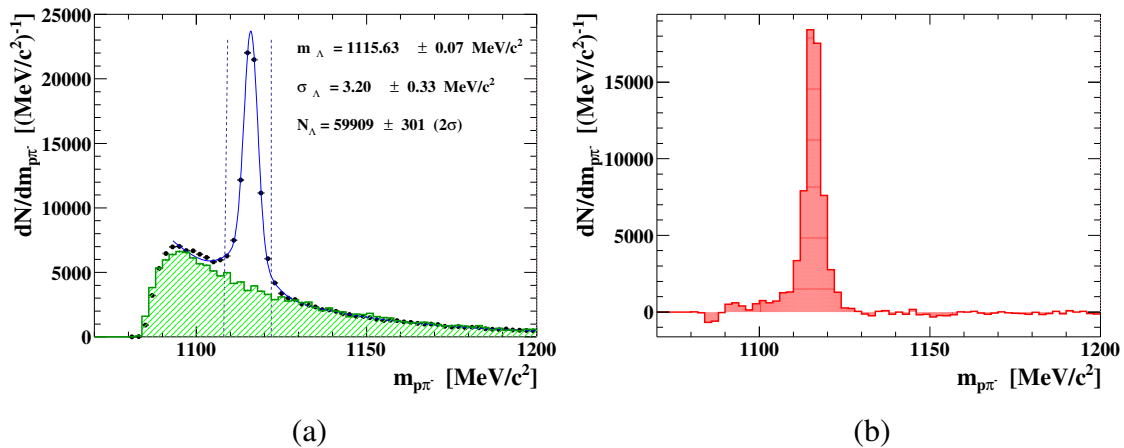


Abbildung 4.14.: Invariantes Massenspektrum wie in Abbildung 4.13, aber für Öffnungswinkel $> 28^\circ$ zwischen Proton und π^- -Meson.

Methoden der Kombination gleich-geladener Teilchen

Eine weitere Methode zur Simulation des kombinatorischen Untergrundes besteht in der Kombination zweier gleich geladener Teilchen aus demselben Ereignis zu einem Paar (*like-sign*), da diese recht unwahrscheinlich aus einem gemeinsamen Zerfall stammen und daher unkorreliert sind. Im Fall des Λ -Hyperons wird hierzu das π^- durch ein π^+ -Meson ersetzt, welches mit etwa gleicher Wahrscheinlichkeit erzeugt wird und im Detektor eine ähnliche Akzeptanz und Nachweiseffizienz besitzt. Auf dieser Grundlage erhält die generierte Untergrundverteilung etwa die gleiche Anzahl von Paaren wie die Signalverteilung und lässt sich sehr einfach innerhalb des selben Ereignisses erzeugen, ohne dass auf Observablen wie Teilchenmultiplizität oder primären Vertex geachtet werden muss. Dennoch wird dieses Verfahren nicht benutzt, da im Vergleich zur Methode der Ereignismischung eine wesentlich geringere Statistik generiert werden kann, wodurch sich die statistischen Unsicherheiten des Untergrundes maßgeblich in den Fehler des Signals fortpflanzen.

Funktionale Anpassung des Untergrundes

Weist die invariante Massenverteilung eine einfache Form auf und liegt das Resonanzmaximum nicht an dessen Rand, so ist es möglich, den kombinatorischen Untergrund mit Hilfe einer geeigneten Funktion anzupassen. Dazu sollte das Signal nicht auf einem Maximum des Untergrundspektrums liegen, sondern möglichst in einem flachen Bereich, sodass auf beiden Seiten ausreichend Datenpunkte für die Anpassung verfügbar sind, wie es für das Λ -Hyperon in Abbildung 4.12 gegeben ist. Angesichts der exponentiell abfallenden Untergrundverteilung wäre es naheliegend, zur Anpassung eine einfache Exponentialfunktion $f(m) = Ae^{-\lambda m}$ zu wählen. Deren Abfall ist jedoch bei großen invarianten Massen stärker als bei der experimentellen Verteilung. Daher wird hier die Tsallis-Verteilung

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

genutzt, die eine verallgemeinerte Exponentialverteilung darstellt und im Grenzfall des Parameters $q \rightarrow 1$ auch in diese übergeht. Die Tsallis- oder q -Exponentialfunktion ist eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, die sich aus der Maximierung der Tsallis-Entropie, einer Verallgemeinerung der Boltzmann-Gibbs-Entropie, ableitet und wie folgt definiert ist:

$$f_{Tsallis}(m) = [1 + (1 - q)m]^{\frac{1}{1-q}}. \quad (4.9)$$

Der Parameter q ist ein Maß für die Nicht-Extensivität der Verteilung und auf Werte $0 < q < 2$ beschränkt. Zur Anpassung des kombinatorischen Untergrundes werden neben diesem, für die Form der Verteilung verantwortlichen, Parameter q weitere Parameter für die Amplitude (A) und die exponentielle Steigung (λ) analog zur einfachen Exponentialfunktion sowie zwei Normalverteilungen, die das Signal sowie seine Ausläufer beschreiben, implementiert. Die resultierende Anpassungsfunktion

$$f_{Tsallis+Signal}(m) = [1 + (1 - q)(A_0 + \lambda m)]^{\frac{1}{1-q}} + A_1 e^{\frac{1}{2} \frac{m-\mu}{\sigma_1}} + A_2 e^{\frac{1}{2} \frac{m-\mu}{\sigma_2}}, \quad (4.10)$$

besitzt acht Parameter, wobei sich die beiden Normalverteilungen nur bzgl. ihrer Amplituden (A_1, A_2) und Breiten (σ_1, σ_2), nicht aber in ihrem Mittelwert μ unterscheiden, da aus diesem nur die Ruhemasse des Λ -Hyperons hervorgehen kann. Für die Breite des Signalmaximums hingegen treten zwei verschiedene Anteile auf, die einerseits das ungestörte Signal und andererseits das durch Vielfachstreuung der Tochterteilchen verbreiterte Signal repräsentieren. Das gemessene Signal ergibt sich aus der Summe beider Anteile, wobei sich die mittlere Breite σ_Λ aus dem mit der Fläche der jeweiligen Normalverteilungen gewichteten arithmetischen Mittelwert der beiden Breiten berechnet. Im Experiment sind beide Anteile zusätzlich mit der endlichen Impulsauflösung $\sigma_p = \mathcal{O}(10^6 \text{ eV})$ des Detektors gefaltet, so dass aus der Breite des ungestörten Signals nicht die um Größenordnungen kleinere Zerfallsbreite des Λ -Hyperons $\Gamma_\Lambda = 2,5 \times 10^{-6} \text{ eV}$ abgeleitet werden kann.

Abbildung 4.12 zeigt diese Anpassung als blaue Kurve, die (bis auf die kleinsten Massen) auf dem invarianten Massenspektrum liegt und somit den Untergrund sowie das Λ -Signal sehr gut beschreibt. Die Anpassung des Signals ergibt eine Λ -Masse von $(1115,56 \pm 0,01) \text{ MeV}/c^2$, die nur 0,01 % vom nominellen Wert (siehe Tabelle 4.2) abweicht. Diese Abweichung liegt aber innerhalb der systematischen Unsicherheit von $\pm 0,14 \text{ MeV}/c^2$. Die mittlere Breite bildet mit $(3,10 \pm 0,04) \text{ MeV}/c^2$ neben der Impulsauflösung hauptsächlich die Beeinflussung durch Kleinwinkel-Streuung ab. Die Anzahl der nachgewiesenen Λ -Hyperonen ergibt sich nach Abzug des durch die Tsallisverteilung ermittelten Untergrundes im Bereich von $\pm 2\sigma$ um den Mittelwert zu $1,13 \times 10^6 \pm 1461$ und ist annähernd so groß wie die Zahl der Untergrundpaare im selben Bereich, welches sich in einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von S/B 1,1 darlegt. Dieses Verhältnis kann durch eine entsprechend strengere Wahl der Bedingungen an die Zerfallsgeometrie bis über einen Wert von 5 gesteigert werden, welches jedoch auf Kosten der Λ -Ausbeute geht. Daher wurde hier maximale Signifikanz angestrebt.

Anstelle der Tsallis-Verteilung könnte auch eine andere Funktion eingesetzt werden, die den Untergrund angemessen beschreibt und möglicherweise dabei auch die kleinsten

4.3. Rekonstruktion des Λ -Hyperons

invarianten Massen mit einbezieht. Demnach wurde in Abbildung 4.15 zur Anpassung des kombinatorischen Untergrundes eine zusammengesetzte Funktion aus einem Polynom vierten Grades $p(x) = A + Bx + Cx^2 + Dx^3 + Ex^4$ und einer Landau-Verteilung

$$L(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{s \log s + xs} ds \quad (4.11)$$

verwendet, wobei über die Substitution $s = (x - x_0)/\sigma$ die zwei Anpassungsparameter x_0 und σ implementiert sind. Diese Anpassungsfunktion beschreibt auch das Maximum der Untergrundverteilung an der kinematischen Grenze bei rund 1078 MeV/c² gut. Da in

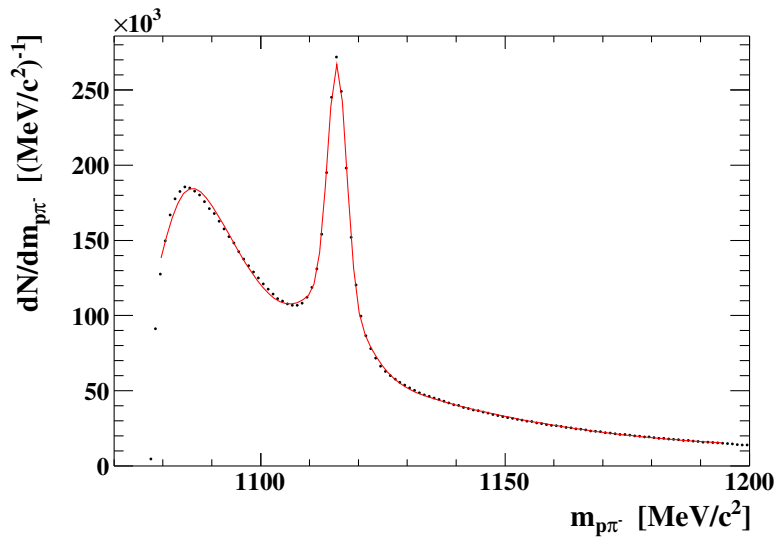


Abbildung 4.15.: Invariantes Massenspektrum von $p\pi^-$ -Paaren wie in Abbildung 4.12, wobei hier für die Anpassung des Untergrundes eine Landau- und Polynom-Verteilung sowie für das Resonanzsignal eine doppelte Normalverteilung verwendet wurde.

den weiterführenden differentiellen Analysen der Untergrund zum Teil stark variiert wird zusätzlich zur Tsallis-Anpassung außerdem die Landau-Anpassung parallel eingesetzt, um eine bestmögliche Untergrundbeschreibung zu ermöglichen.

Da HADES nur einen begrenzten Raumwinkel abdeckt, ist es für die Berechnung der Multiplizität von Λ -Hyperonen im vollständigen Phasenraum erforderlich, die gemessenen Daten über die Akzeptanzgrenzen hinaus zu extrapolieren. Die übliche Technik dafür basiert auf der Untersuchung der transversalen Impulsspektren in Abhängigkeit der Rapidität.

4.3.6 Differentielle Analyse bezüglich des Phasenraums

Zunächst wird der verfügbare Phasenraum in Intervalle bzgl. des transversalen Impulses p_t und der Rapidität y unterteilt. Die Definition dieser kinematischen Größen ist im An-

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

hang A.1 gegeben. Die Intervallbreite ist in Bezug auf die gemessene Statistik so gewählt, dass je Intervall eine individuelle Bestimmung des Untergrundes möglich ist. In Abbildung 4.16 ist die Unterteilung des Phasenraums der Λ -Hyperonen in 10×13 Intervalle über ihrer unkorrigierten Verteilung dargestellt.

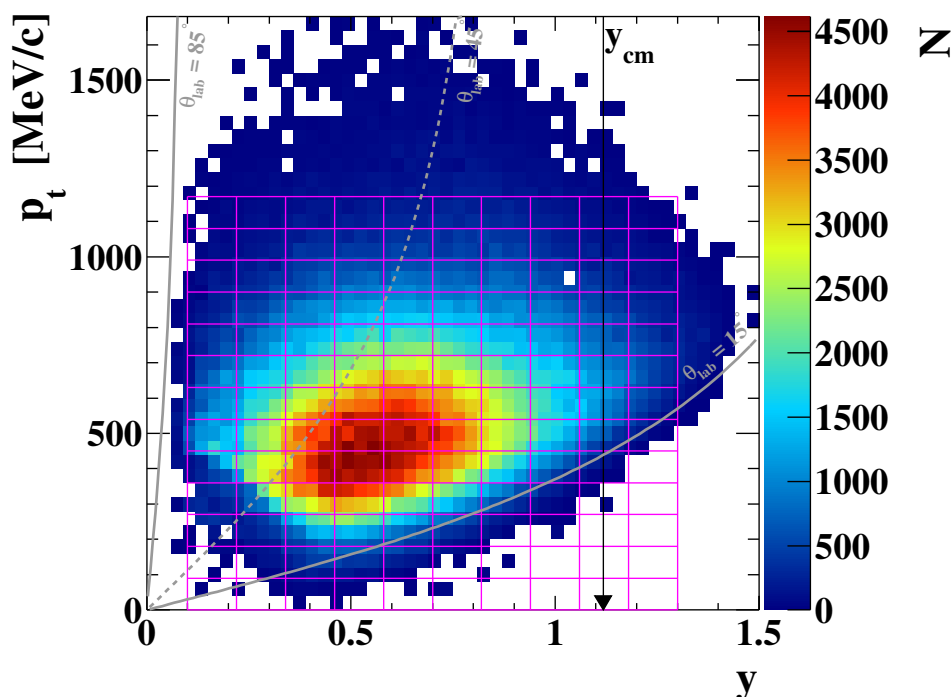


Abbildung 4.16.: Phasenraumverteilung der Λ -Hyperonen nach Abzug des Untergrundes. Die gewählte Einteilung in Intervalle bzgl. des transversalen Impulses p_t und der Rapidität y ist als pinkfarbenes Gitter eingezeichnet; die Schwerpunktsrapidität y_{cm} im Nukleon-Nukleon-Stoß bei 3,5 GeV ist durch einen schwarzen Pfeil markiert.

Abbildung 4.17 zeigt exemplarisch die invarianten Massenspektren der verschiedenen p_t -Intervalle für den Rapiditätsbereich $0,34 < y < 0,46$. Es ist klar erkennbar, dass der kombinatorische Untergrund in Abhängigkeit des transversalen Impulses teilweise deutlich verschieden ausfällt und demzufolge dessen Bestimmung unterschiedliche Approximationen erfordert. Daher wurde die Anpassung stets zweifach durchgeführt, einerseits mit der Tsallis-Verteilung und zum anderen mit der beschriebenen Landau-Polynom-Funktion für den Anteil des Untergrundes.

4.3. Rekonstruktion des Λ -Hyperons

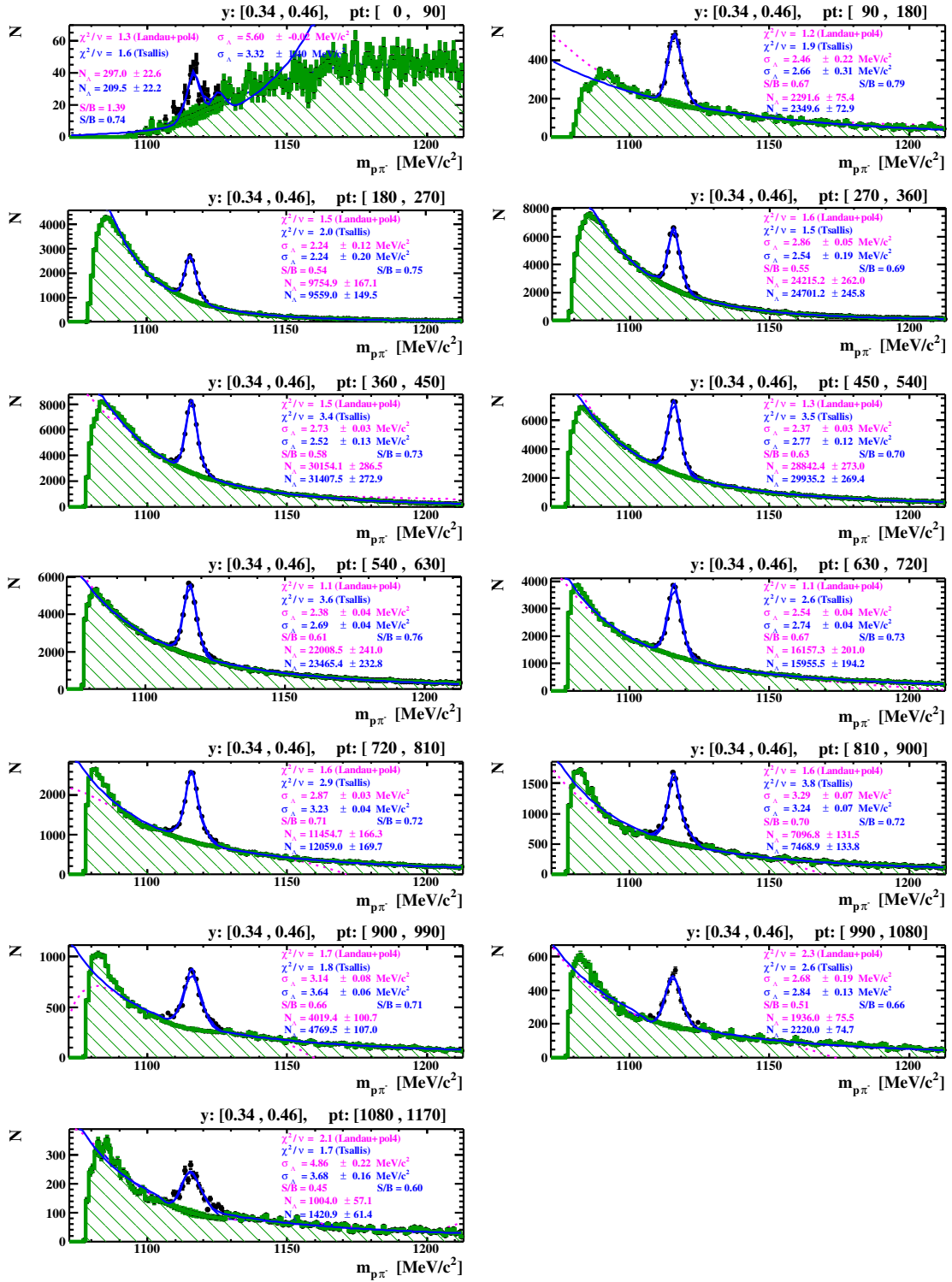


Abbildung 4.17.: Invariante Massenspektren von $p\pi^-$ -Paaren für jedes p_t -Intervall im Rapiditätsbereich $0,34 < y < 0,46$. Die Anpassungen sind als farbige Kurven dargestellt (Tsallis: blau durchgezogen, Landau + Polynom 4. Grades: pink gepunktet), für das Signal wurde stets eine doppelte Normalverteilung verwendet. Die Ergebnisse der Anpassungen sind jeweils in der entsprechenden Farbkodierung aufgelistet.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Das Signal ergibt sich in beiden Varianten aus der angepassten doppelten Normalverteilung. Schließlich folgt die Anzahl der rekonstruierten Λ -Hyperonen für jede Phasenraumzelle aus dem arithmetischen Mittelwert aus beiden, mit der Anpassungsqualität χ^2/ndf ^A gewichteten, Integralen der Signalverteilungen nach Abzug des Untergrundes. In der resultierenden Phasenraumverteilung in Abbildung 4.18 wird die so bestimmte Anzahl an rekonstruierten Λ -Hyperonen anhand der Farbskala senkrecht zur Bildebene (z-Achse) wiedergegeben.

Die Extrapolation der einzelnen p_t -Spektren auf den gesamten Bereich von $0 < p_t < \infty$ erlaubt deren vollständige Integration, wodurch die Rapidityverteilung schrittweise in Abschnitten der Rapidity rekonstruiert wird. Die Gesamtanzahl der Λ -Hyperonen im vollen Phasenraum folgt wiederum aus der Extrapolation der Rapidityverteilung im Bereich $-\infty < y < \infty$.

Um jedoch die unbeeinträchtigte Phasenraumdichte zu extrahieren, müssen diese Rohdaten hinsichtlich der Detektorakzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert werden.

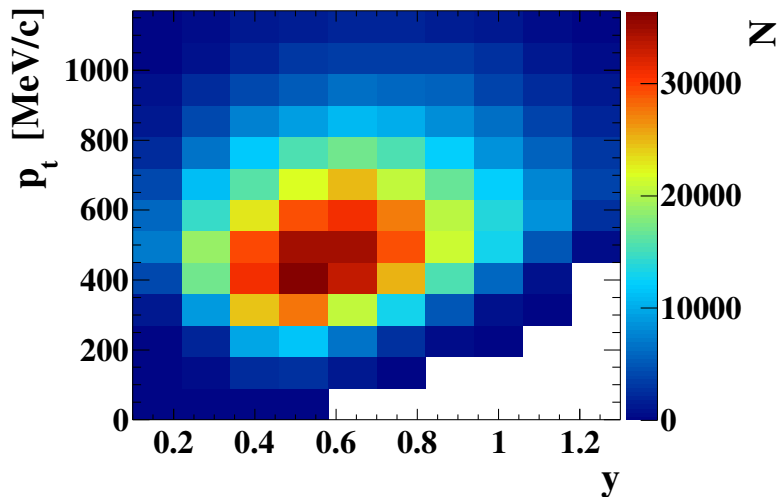


Abbildung 4.18.: Unkorrigierte Phasenraumverteilung der Λ -Hyperonen nach Abzug des Untergrundes in der gewählten Einteilung bzgl. Transversalimpuls p_t und Rapidity y .

^A χ^2 gibt die Größe der Abweichung der Anpassung von den untersuchten Daten an. Mit ndf wird die Zahl der Freiheitsgrade (*number of degrees of freedom*) bezeichnet. Das Verhältnis χ^2/ndf bildet somit ein Maß für die Übereinstimmung von Anpassungsfunktion und Daten, welches unabhängig von der Funktion und Zahl der Datenpunkte ist.

4.4 Rekonstruktion des Ξ^- -Hyperons

Das leichteste, zwei s -Quarks enthaltene Hyperon ist das neutrale Ξ^0 -Hyperon (uss) mit einer Masse von $(1314,86 \pm 0,20) \text{ MeV}/c^2$, welches zu 99,5 % in $\Lambda + \pi^0$, d.h. in zwei neutrale Teilchen, zerfällt und somit nicht direkt im Detektor nachweisbar ist. Das geladene Ξ^- -Hyperon (dss) hat mit $(1321,71 \pm 0,07) \text{ MeV}/c^2$ nur eine geringfügig höhere Masse und zerfällt fast ausschließlich in ein Λ -Hyperon und ein π^- -Meson (siehe Tabelle 4.4), welche beide im Detektor rekonstruierbar sind.

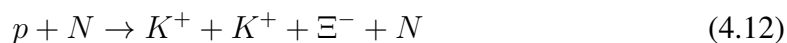
Ξ^- Baryon

Quarkinhalt	$d s s$
Strangeness	-2
Masse	$m = (1321,71 \pm 0,07) \text{ MeV}/c^2$
Ladung	-1
Spin, Parität	$J^P = \frac{1}{2}^+$
Erzeugungsschwelle	$E_{NN}^{kin} = 3,74 \text{ GeV} \quad (\sqrt{s} = 3,25 \text{ GeV})$
Lebensdauer	$\tau = (1,639 \pm 0,015) \times 10^{-10} \text{ s}$
Zerfallslänge	$c\tau = 4,91 \text{ cm}$

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis	Asymmetrieparameter
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	$99,887 \% \pm 0,035 \%$	$\alpha_- = -0,458 \pm 0,012$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda + e^- + \bar{\nu}_e$	$(5,63 \pm 0,31) \times 10^{-4}$	

Tabelle 4.4.: Eigenschaften des Ξ^- -Hyperons [[Beringer12](#)].

In elementaren Nukleon-Nukleon-Kollisionen wird es infolge der Strangeness-Erhaltung im energetisch günstigsten Fall zusammen mit zwei Kaonen erzeugt, sodass die entsprechende Reaktion



einer minimalen Strahlenergie von 3,74 GeV bedarf. Da die hier vorhandene Strahlenergie von 3,5 GeV geringfügig unterhalb dieser Erzeugungsschwelle liegt, ist die Produktion von Ξ -Hyperonen in pA-Reaktionen sehr unwahrscheinlich. Im vorangegangenen HADES-Experiment mit Kollisionen von Ar + KCl bei einer kinetischen Strahlenergie von 1,756 AGeV wurde jedoch bereits gezeigt [[Agakishiev09a](#)], dass aufgrund von kooperativen Prozessen bzw. zusätzlicher Energie aus der Fermibewegung im Targetkern dennoch eine Erzeugung weit unterhalb der Schwelle möglich ist.

Da die Zerfallslänge ähnlich wie jene des Λ -Hyperons im Bereich von wenigen cm liegt, ist es möglich den Ξ^- -Zerfallsvertex innerhalb der Ortstauflösung der Spurrekonstruktion vom primären Reaktionsvertex zu trennen und somit den kombinatorischen Untergrund effektiv zu reduzieren. Aufgrund des anschließenden Zerfalls des emittierten

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Λ -Hyperons in $p + \pi^-$ mit ähnlicher Zerfallsgeometrie entsteht eine Zerfallskette



weshalb das Ξ^- -Hyperon auch Kaskaden-Teilchen genannt wird.

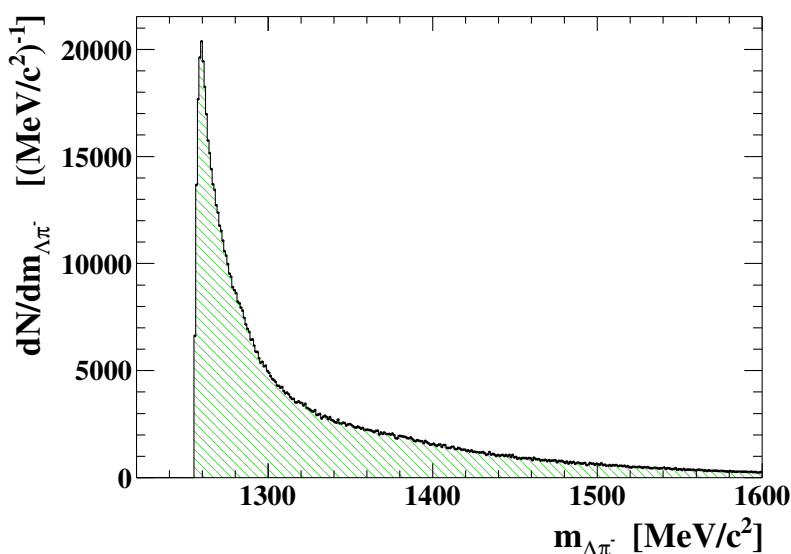


Abbildung 4.19.: Invariantes Massenspektrum von $\Lambda\pi^-$ -Paaren ohne zusätzliche Bedingungen zur Verstärkung des Ξ^- -Signals.

Die Rekonstruktion basiert daher auf dem bereits erstellten Λ -Datensatz, zudem entsprechend des Ξ^- -Zerfalls noch ein weiteres π^- -Meson im Ereignis gefordert wird. Das resultierende invariante Massenspektrum ohne zusätzliche Selektionen in [Abbildung 4.19](#) zeigt eine strukturlose Verteilung, die einer gleichmäßigen Kombinatorik von unkorrelierten Teilchen entspricht. Auch hier sind neben den Λ -Vertexbedingungen weitere Auswahlkriterien bezüglich der Ξ^- -Zerfallsgeometrie nötig, um ein Signal über dem kombinatorischen Untergrund “hervorzuheben”. Analog zu den geometrischen Abständen, wie sie für den Λ -Zerfall eingeführt wurden, können hier darüber hinaus Konditionen auf die gleichen Größen bzgl. des Ξ^- -Zerfalls getroffen werden, welche in [Abbildung 4.20](#) definiert sind. Die hinsichtlich maximaler Signal-Signifikanz optimierten Auswahlbedingungen sind in [Tabelle 4.5](#) zusammengefasst.

4.4. Rekonstruktion des Ξ^- -Hyperons

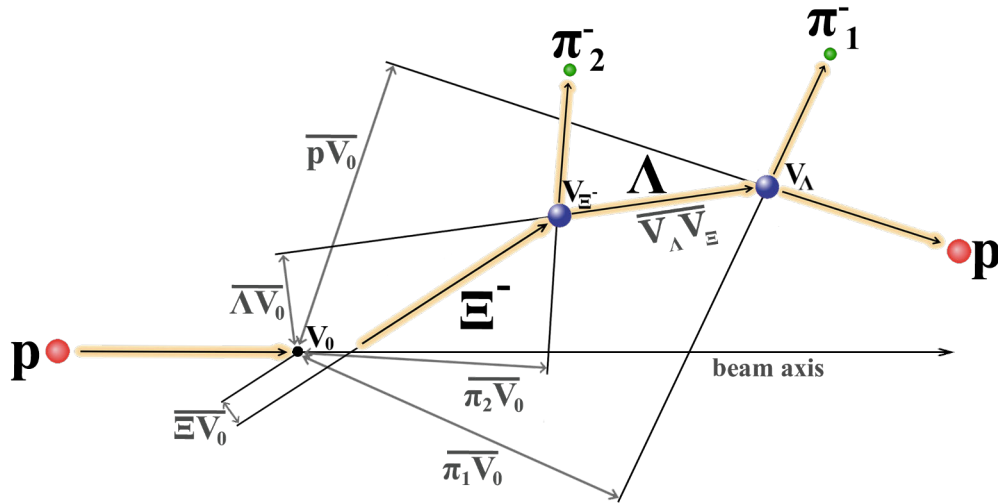


Abbildung 4.20.: Zerfallsschema des Ξ^- -Hyperons inkl. der Abstände, die zur Separation des Ξ^- - (V_{Ξ^-}) und Λ -Zerfallsvortex (V_{Λ}) vom primären Vertex (V_0) verwendet werden. Weitere nicht eingezeichnete Größen sind:

$\overline{V_{\Lambda}V_0}$: Abstand zwischen den Vertices V_{Λ} und V_0 ,
 $\overline{V_{\Xi^-}V_0}$: Abstand zwischen den Vertices V_{Ξ^-} und V_0 ,
 $\overline{p\pi_1^-}$: Minimalabstand der Trajektorien von p und π_1^- ,
 $\overline{\Lambda\pi_2^-}$: Minimalabstand der Trajektorien von Λ und π_2^- .

Größe	Bedingung
$\overline{V_{\Lambda}V_0}$	> 61 mm
$\overline{p\pi_1^-}$	< 10 mm
$\overline{pV_0}$	> 10 mm
$\overline{\pi_1^-V_0}$	> 24 mm
$\overline{\Lambda V_0}$	< 14 mm
Öffnungswinkel ($p\pi_1^-$)	> 10°, < 63°
$\overline{\pi_2^-V_0}$	> 6 mm
$\overline{\Xi^-V_0}$	< 6,5 mm
$\overline{V_{\Xi^-}V_0}$	> 4,5 mm
$\overline{\Lambda\pi_2^-}$	< 14 mm
Öffnungswinkel ($\Lambda\pi_2^-$)	> 30°, < 75°
$m_{p\pi_1^-}$	= $m_{\Lambda} \pm 7 \text{ MeV}/c^2$
m_p	= $m_p \pm 93 \text{ MeV}/c^2$
$m_{\pi_1^-}$	= $m_{\pi^-} \pm 45 \text{ MeV}/c^2$
$m_{\pi_2^-}$	= $m_{\pi^-} \pm 34 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 4.5.: Geometrische Auswahlkriterien zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes relativ zum Ξ^- -Signal.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

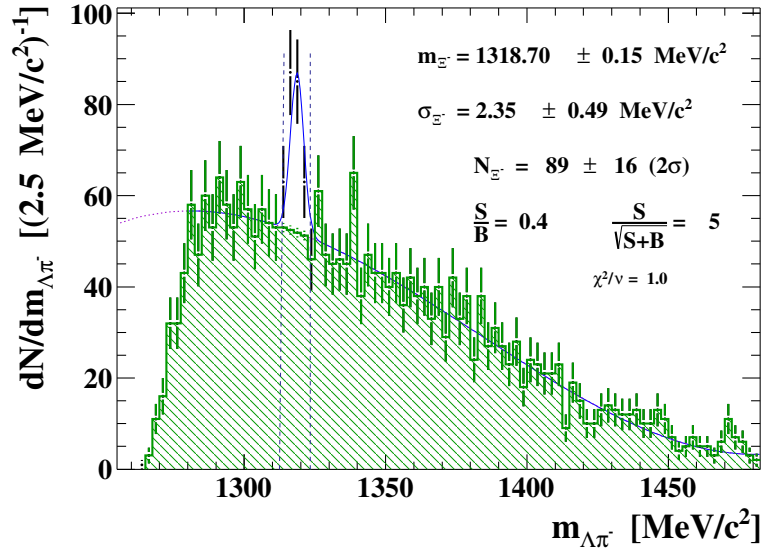


Abbildung 4.21.: Invariantes Massenspektrum von $\Lambda\pi^-$ -Paaren nach spezifischen Selektionen bzgl. des Ξ^- -Zerfallsvertex. Die Anpassung der Verteilung ist als blaue Kurve dargestellt, wobei für das Signal eine Normalverteilung und den Untergrund eine Landau- und Polynom-Verteilung (4.11) verwendet wurde. Die Parameter der Signalanpassung sind rechts oben als Masse m_{Ξ^-} und Breite σ_{Ξ^-} aufgeführt.

Außerdem wurden Λ -Untergrundereignisse verworfen, deren $p\pi^-$ -invariante Masse außerhalb eines Fensters von $\pm 2\sigma_\Lambda$ um die Masse des Λ -Hyperons liegt. Die Gesamtheit aller Auswahlkriterien liefert das in Abbildung 4.21 dargestellte Massenspektrum mit einem klaren Signal bei $1318,7 \text{ MeV}/c^2$, dessen Mittelwert nur $0,2\%$ unterhalb der nominellen Ξ^- -Masse liegt. Die geringe Breite von $2,4 \text{ MeV}/c^2$ gibt die gute Impulsauflösung des Detektors wieder. Die effektive Untergrundreduktion erzielt eine Signifikanz von $5,0$ mit einem Signal von insgesamt 89 rekonstruierten Teilchen nach Abzug des unkorrelierten Untergrundes.

Für die differentielle Analyse dieses Ξ^- -Signals in Abhängigkeit von Transversalimpuls p_t und Rapidität y wurde die *Sideband*-Methode verwendet, d.h. es wurden p_t - y -Spektren jeweils für den Signalbereich ($m_{\Xi^-} \pm 5 \text{ MeV}/c^2$) und für den Untergrund im angrenzenden Bereich der invarianten Masse von $1289 \text{ MeV}/c^2 < m_{\Lambda\pi^-} < 1309 \text{ MeV}/c^2$ und $1329 \text{ MeV}/c^2 < m_{\Lambda\pi^-} < 1349 \text{ MeV}/c^2$ extrahiert und normiert bezüglich des mittleren Signal/Untergrund-Verhältnisses. Die Differenzverteilung dieser beiden p_t - y -Spektren ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Die fragmenthafte Verteilung ist bedingt durch die geringe Gesamtstatistik und schließt weiterführende differentielle Analysen aus, da eine Extrapolation der Daten über die Akzeptanzgrenzen hinaus ohne Anzeichen auf die reale Phasenraumverteilung nicht zuverlässig möglich ist. Symmetriebetrachtungen können hierfür nicht ohne weiteres herangezogen werden. Da die untersuchte Proton-Kern-

4.4. Rekonstruktion des Ξ^- -Hyperons

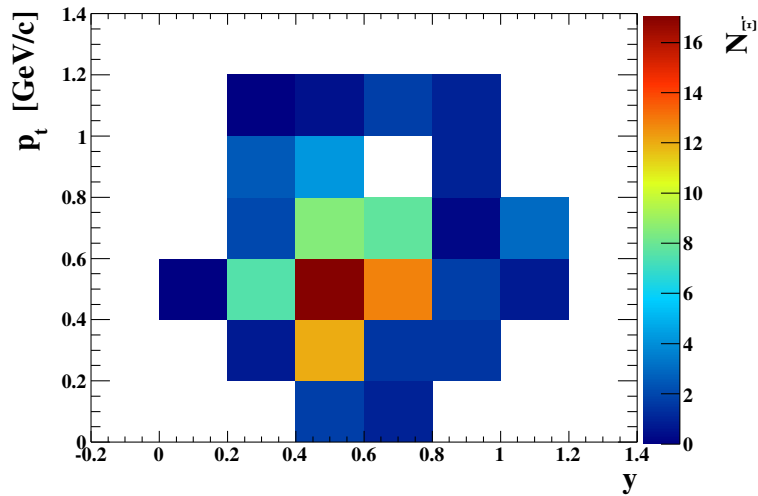


Abbildung 4.22.: Doppelt differenzielle Verteilung von Ξ^- -Hyperonen nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds. Dargestellt ist die absolute Anzahl mit HADES rekonstruierter Ξ^- -Hyperonen je Phasenraumzelle in Abhängigkeit von Transversalimpuls p_t und Rapidität y ohne Korrektur bzgl. Detektorakzeptanz und -effizienz.

Reaktion sehr asymmetrisch ist und sich auch die Λ -Rapiditätsdichteverteilung als stark asymmetrisch und relativ zur Schwerpunktsrapidität im Nukleon-Nukleon-Stoß verschoben zeigen wird (siehe Abbildung 5.3(a)), kann auch keine symmetrische Rapiditätsdichteverteilung der Ξ^- -Hyperonen erwartet werden. Angesichts der Diskrepanz der korrigierten Phasenraumverteilung des Λ -Hyperons mit den verfügbaren Transportmodellen (siehe Abschnitt 5.1.4) ist eine Verwendung dieser zur Vervollständigung der gemessenen Ξ^- -Hyperon-Verteilung ebenfalls keine zuverlässige Option.

Im weiteren wird daher nur das Λ -Hyperon vollständig rekonstruiert und dazu im nächsten Schritt der phasenraumabhängige Einfluss des Detektors korrigiert.

4.5 Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

Zur Bestimmung der wahren Teilchenverteilungen ist zunächst die genaue Kenntnis der Effizienz aller Detektorkomponenten in Abhängigkeit der Koordinaten im jeweiligen Referenzsystem erforderlich. Die vollständige Effizienz der Messung besteht aus mehreren Komponenten. Dies sind die geometrische Akzeptanz des (HADES) Detektorsystems, die Nachweiseffizienz der Einzeldetektoren, der Einfluss des Triggers und die Effizienz der Datenanalyse. Diese Hauptanteile lassen sich wiederum in verschiedene Elemente unterteilen. Beispielsweise setzt sich die Effizienz der Datenanalyse aus den separaten Effizienzen jedes einzelnen Analyseschrittes, wie z.B. die Ereignisselektion, Spurrekonstruktion, Teilchenidentifikation, Untergrund-Reduktion und -Subtraktion zusammen.

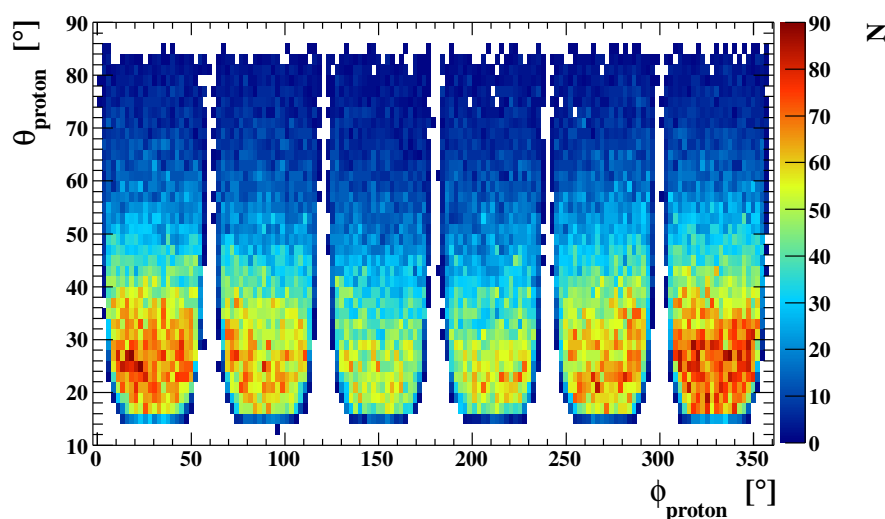


Abbildung 4.23.: Häufigkeitsverteilung der mit HADES rekonstruierten Protonen als Funktion des Azimut- (ϕ) und Polarwinkels (θ).

Um diese Effizienzen zu ermitteln, wird eine Simulation des Detektors und des gesamten Analyseverfahrens durchgeführt. Als Grundlage dafür dienen Kollisionsereignisse, die mit dem UrQMD-Transportmodell (siehe Abschnitt 3.5) speziell für die gemessene Reaktion p (3,5 GeV) + Nb generiert wurden. Dieser individuelle Eingangsdatensatz ist sinnvoll, um möglichst genau die experimentelle Verteilung der Reaktionsprodukte nachzubilden, damit die Bedingungen für die Simulation so gut wie möglich denen des Experiments, für das die Effizienz bestimmt werden soll, entsprechen. Da Transportmodelle die Multiplizitäten und Verteilungen der meisten Hadronen in elementaren sowie Schwerionenkollisionen angemessen beschreiben, wird das UrQMD-Modell als Referenz verwendet. Die verwendeten Einstellungen der UrQMD-Simulation sind im Anhang A.3.1 aufgelistet.

4.5. Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

Um die systematischen Unsicherheiten gering zu halten, bedarf es einer Anzahl an Simulationsereignissen, die mindestens in der Größenordnung derer des Experiments liegt ($3,2 \times 10^9$ LVL1-Ereignisse), um die statistische Genauigkeit der experimentellen Daten auszuschöpfen. Da die hier vorliegende Analyse die Eigenschaften der Λ -Hyperonen untersucht und somit nur Ereignisse verarbeitet, die Λ -Kandidaten enthalten, werden in der Simulation ebenfalls nur solche Ereignisse verwendet. Mit einer mittels UrQMD abgeleiteten Multiplizität von rund 0,015 erzeugten Λ -Hyperonen je Ereignis in der untersuchten Reaktion wird der Umfang der Simulation somit um einen Faktor 67 reduziert. Aus einer Menge von 1,8 Milliarden generierten p+Nb Reaktionen sind folglich nur 27×10^6 Ereignisse mit Λ -Hyperonen im Detektor vollständig zu simulieren. Die erforderliche Computerrechnung verkürzte sich ebenso proportional auf eine akzeptable Rechenzeit von insgesamt etwa 2500 Stunden und ließ sich mittels Parallelisierung auf mehr als 100 CPU innerhalb eines Tages realisieren.

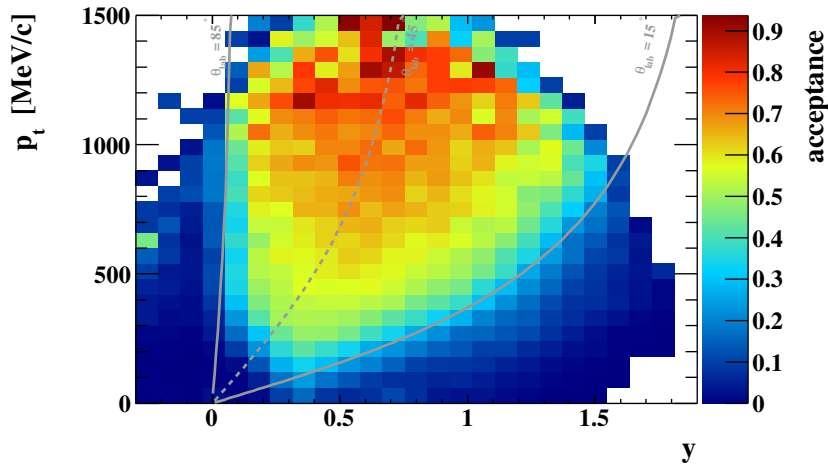


Abbildung 4.24.: Akzeptanz des HADES-Detektors als Funktion von Rapidität und Transversalimpuls $A(y, p_t)$ für Λ -Hyperonen rekonstruiert aus $p\pi^-$ -Paaren. Die Grenzen des durch HADES abgedeckten Polarwinkelbereiches $15^\circ < \theta < 85^\circ$ für den Nachweis geladener Teilchen (hier p, π^-) sind als graue Kurven eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve markiert den Übergang vom TOF- zum TOFino-Detektorsystem bei $\theta = 45^\circ$.

Die Propagation der generierten Teilchen wird mit Hilfe der Detektorsimulation HGeant (siehe Abschnitt 3.4) berechnet, wobei der geometrische Messbereich des Detektors, Energieverluste im Material und die Krümmung der Teilchentrajektorien im Magnetfeld berücksichtigt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.24 als Akzeptanzmatrix $A_\Lambda(y, p_t)$ in Abhängigkeit von Rapidität y und Transversalimpuls p_t dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass die hier betrachtete Akzeptanz keine Einteilchengröße ist, sondern sich aus der Korrelation zweier Spuren von den Λ -Zerfallsprodukten Proton und π^- -Meson ableitet. Daher liegt sie generell unter 90 %, weil zum Λ -Nachweis gleichzeitig beide Tochter-

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

teilchen in den aktiven Messbereich des Detektors emittiert werden müssen. Dieser ist in Azimutrichtung (über welche in dieser Darstellung integriert wurde) durch die Magnetspulen mit einer Breite von je $\Delta\phi \approx 10^\circ$ zwischen allen 6 Sektoren unterbrochen, wie in Abbildung 4.23 anhand der für Protonen dargestellten Akzeptanzabhängigkeit in Polarkoordinaten zu erkennen ist. Somit ist die Akzeptanz nahe den geometrischen Detektorgrenzen am geringsten und steigt zur Mitte an, da am Rand die Wahrscheinlichkeit steigt, dass eines der Teilchen nicht in den durch den Detektor abgedeckten Bereich fällt.

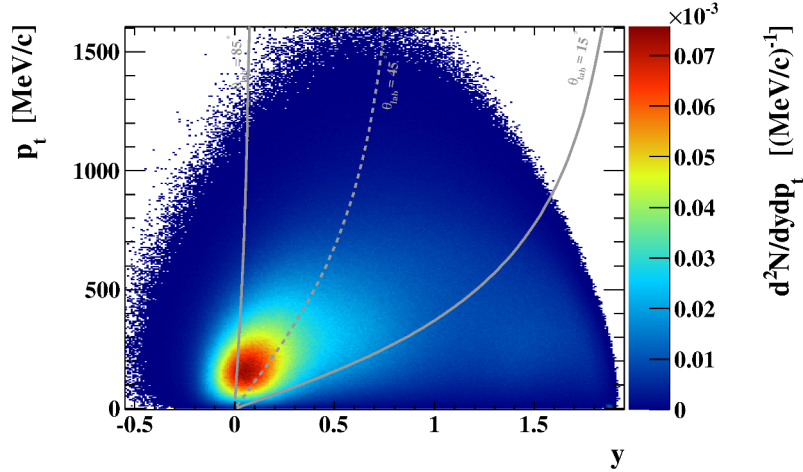


Abbildung 4.25.: Verteilung der Λ -Hyperonen aus der Reaktion p (3,5 GeV) + Nb, berechnet mit dem UrQMD-Modell als Funktion des Transversalimpulses p_t und der Rapidität y für den vollen Phasenraum. Die grauen Kurven zeigen die Polarwinkelgrenzen des Detektors, analog zu Abbildung 4.24.

Die anschließende Analyse in der HYDRA-Umgebung generiert die Detektorsignale, welche reale Teilchen anstelle der simulierten induzieren würden. Somit kann die weitere Datenverarbeitung äquivalent zur Bearbeitung der experimentellen Daten erfolgen. Da hierbei bereits die geometrische Akzeptanz des (HADES) Detektors sowie die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Detektorkomponenten und der im Experiment verwendete Multiplizitäts-Trigger berücksichtigt sind, kann die Gesamteffizienz

$$\epsilon(y, p_t) = \frac{N_{rekonstruiert}(y, p_t)}{N_{simuliert}(y, p_t)} \quad (4.14)$$

direkt aus dem Vergleich der Häufigkeiten von Simulations-Eingabe- ($N_{simuliert}$) und Ausgabe ($N_{rekonstruiert}$) bestimmt werden. Abbildung 4.25 zeigt die verwendete UrQMD-Modellverteilung, $N_{simuliert}^\Lambda(y, p_t)$, der zur Effizienzbestimmung generierten Λ -Hyperonen, welche als Eingabe der Simulation dient und somit die Referenz zur Simulationsausgabe ist.

Die so bestimmte Effizienz ist in Tabelle 4.6 differentiell für die individuellen Stufen der Datenanalyse aufgeführt. Da diese Analyse nur den Zerfallskanal $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ ein-

4.5. Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

Analyseschritt	$\epsilon_{\text{Einzelschritt}}^{4\pi}$	$\epsilon_{\text{gesamt}}^{4\pi}$	$\epsilon_{\text{gesamt}}^{\text{HADES Akzeptanz}}$
Verzweigungsverhältnis	63,9 %		
geometrische Akzeptanz	28,2 %	28,2 %	100 %
Spurrekonstruktion & Ereignisselektion	88,5 %	24,9 %	88,5 %
Teilchenidentifikation	36,5 %	9,1 %	32,3 %
Vertexselektion	26,3 %	2,5 %	9,0 %

Tabelle 4.6.: Effizienz der Λ -Rekonstruktion je Analyseschritt sowie die Gesamteffizienz nach jedem Schritt für die mittels UrQMD im vollen Phasenraum (4π) generierte Λ -Verteilung (in Abbildung 4.25) und bezüglich des durch HADES abgedeckten Winkelbereiches (HADES Akzeptanz).

bezieht, verringert sich die Zahl der Λ -Hyperonen in der Simulation von vornherein auf den entsprechenden Anteil aus dem Verzweigungsverhältnis von 63,9 %. Die in Tabelle 4.6 angegebenen Effizienzwerte beinhalten diesen Anteil nicht, sondern beziehen sich nur auf die tatsächlich nachweisbaren Zerfälle $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Bei der Effizienzkorrektur der Λ -Spektren wird das Verzweigungsverhältnis jedoch zur korrekten Ableitung des Produktionswirkungsquerschnitts mit einbezogen. Weiterhin ist zu beachten, dass bereits ein großer Teil der simulierten Λ -Phasenraumverteilung aus Abbildung 4.25, welche um die Target-Rapidity $y = 0$ zentriert ist, außerhalb der HADES-Akzeptanz liegt, die sich ausschließlich auf den Vorwärtsbereich des Phasenraums im Laborsystem beschränkt, wie es Abbildung 4.24 anhand der Polarwinkelgrenzen zeigt. Somit ist der Effizienzwert be-

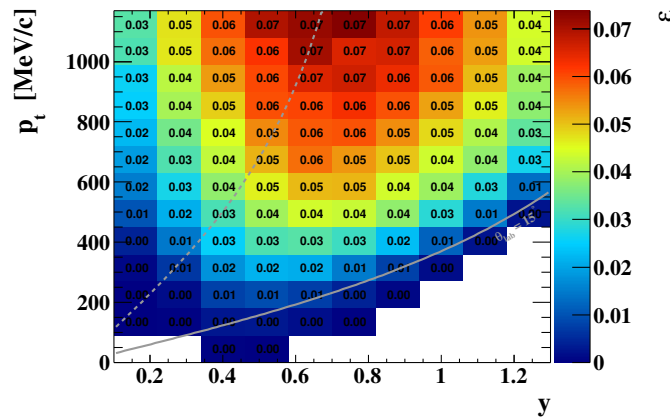


Abbildung 4.26.: Gesamteffizienz der Λ -Hyperonen-Rekonstruktion inklusive Akzeptanz und Verzweigungsverhältnis des untersuchten Zerfalls $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ als Funktion von y und p_t .

züglich des gesamten Phasenraums im ersten aufgeführten Schritt mit rund 28 % sehr

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

gering. Davon abgesehen weist insbesondere die letzte Analysestufe, welche die Selektionen zur Untergrundreduktion umfasst, eine geringe Effizienz auf. Der Grund dafür ist, die Eliminierung eines Großteils der Statistik durch die geometrischen Bedingungen an die Zerfallsprodukte, welches jedoch nötig ist, um die Signifikanz des Signals zu erhöhen.

Die Gesamteffizienz der Λ -Rekonstruktion inklusive der HADES-Akzeptanz sowie dem Verzweigungsverhältnis ist in Abbildung 4.26 als Funktion von p_t und y dargestellt und dient somit direkt als Korrekturmatrix der experimentellen Λ -Hyperon-Verteilung aus Abbildung 4.18.

4.5.1 Selbstkonsistenz der Simulation

Die Zuverlässigkeit der beschriebenen Detektorsimulation wird zuerst anhand einer weiteren unabhängigen Simulation überprüft, welche eine andere Ereignis-Grundlage besitzt, jedoch die gleichen Methoden verwendet.

Für diesen Selbstkonsistenztest werden, im Gegensatz zum vollständigen Ereignis aus der UrQMD-Simulation, nur Λ -Hyperonen generiert und anschließend in experimentelle Ereignisse implementiert. Die Simulation ist dadurch weniger rechenintensiv, da die Propagation und Signalerzeugung im Detektor von den meisten Teilchen im Ereignis nicht simuliert werden muss. Außerdem wird somit dieselbe Umgebung an einfallenden Teilchen und Untergrundereignissen wie im Experiment geschaffen. Jedoch erhöht sich die Spurdichte um die Zahl der eingebetteten Teilchen, was aber bei der geringen Multiplizität der $p+Nb$ Reaktionen keinen spürbaren Einfluss auf die Effizienz der Rekonstruktion hat. Mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators Pluto (siehe Abschnitt 3.4) wurde hierfür die in Abbildung 4.27(a) dargestellte rein thermische Verteilung von Λ -Hyperonen mit einer effektiven Temperatur $T = 50$ MeV erzeugt. Sie ist um die Rapidität $y = 0,56$ zentriert, welches der Hälfte der Schwerpunktrapidität im Nukleon-Nukleon-Stoß ($y_{cm} = 1,118$) der hier untersuchten Reaktion mit einer Strahlenergie von 3,5 GeV entspricht. Dieser Wert wurde gewählt mit dem Ziel, den Schwerpunkt der Verteilung ähnlich zu dem der experimentellen Verteilung der Rohdaten (siehe Abbildung 4.18) und innerhalb der Akzeptanz von HADES zu lokalisieren, damit die Simulation nicht die Mehrheit der generierten Teilchen verwirft.

Grundsätzlich muss die Effizienzkorrektur unabhängig von der generierten bzw. rekonstruierten Häufigkeitsverteilung des untersuchten Teilchens sein. Demzufolge könnte die Simulation mit jeder beliebigen, im einfachsten Fall beispielsweise auch mit einer isotropen, Verteilung erfolgen. Daher wurden, zum Nachweis jener Universalität der Rekonstruktionseffizienz, zwei signifikant unterschiedliche Phasenraumbelegungen für die unabhängigen Simulationen verwendet, siehe Abbildungen 4.25 und 4.27(a).

Das Ergebnis der Detektorsimulation der thermischen Λ -Verteilung zeigt Abbildung 4.27(b). Die Korrektur anhand der aus den UrQMD-Ereignissen ermittelten Effizienzmatrix (Abbildung 4.26) ergibt eine sehr gute Übereinstimmung (s. Abbildung 4.27(c)) mit der Ausgangsverteilung aus Pluto in Abbildung 4.27(d).

4.5. Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

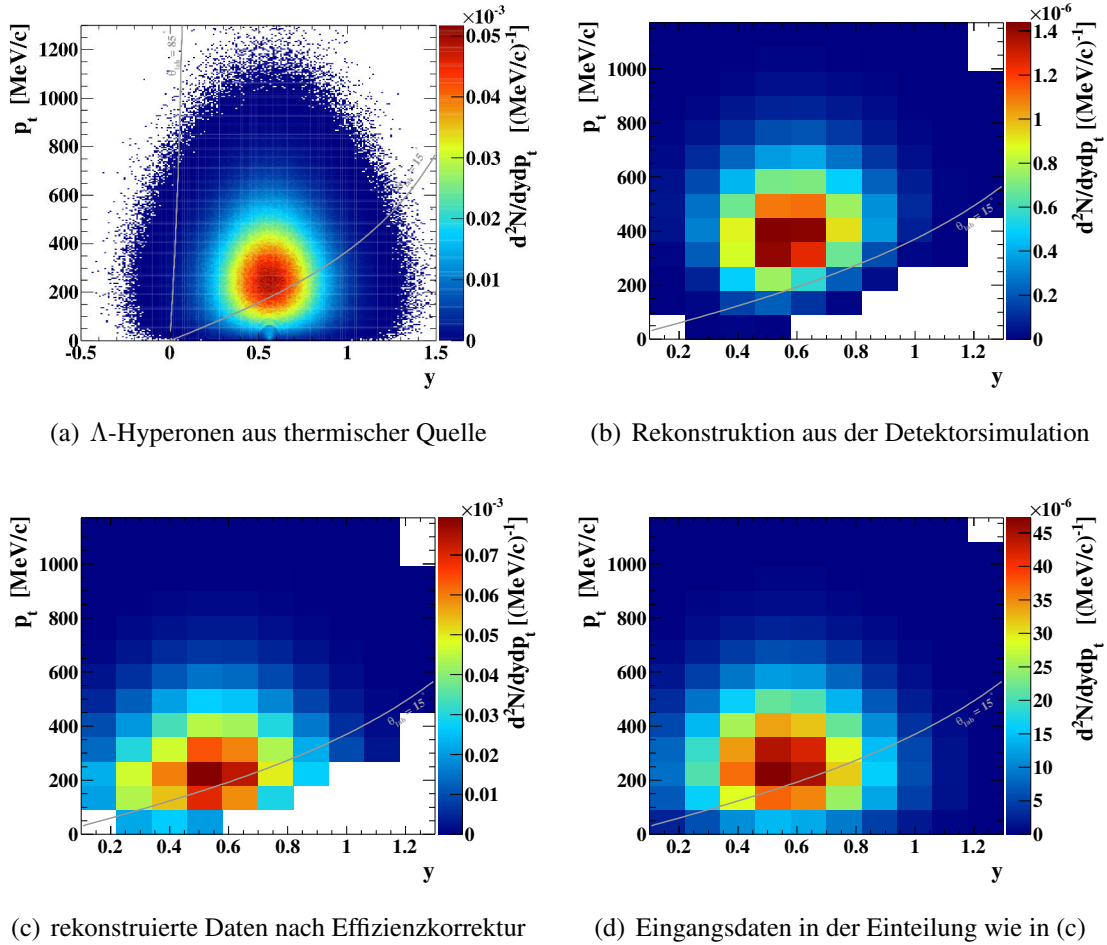


Abbildung 4.27.: Phasenraumbelugung der simulierten Λ -Hyperonen des Pluto-Ereignisgenerators (a), die daraus mittels Detektorsimulation rekonstruierten (b) und die anhand der Effizienz aus Abbildung 4.26 korrigierte Verteilung (c). Zum direkten Vergleich ist in Teilabbildung (d) der Eingangsdatensatz aus (a) in der Intervalleinteilung der Rekonstruktion dargestellt.

Deutlicher zeigt sich die Konsistenz der Simulationen bei Betrachtung der eindimensionalen Projektionen der p_t - y -Darstellung. Abbildung 4.28 zeigt die aus der Simulation rekonstruierten Transversalimpuls-Spektren zusammen mit den in Pluto generierten Ausgangsdaten. Beide sind überwiegend äquivalent; nur bei geringen Transversalimpulsen $p_t < 200$ MeV und insbesondere kleinen Rapiditäten $y < 0,5$ treten Abweichungen nahe der Nachweisgrenzen des Detektors auf. Durch die Extrapolation mittels Anpassung einer Boltzmann-Verteilung (siehe Abschnitt 5.1.2) werden diese Differenzen jedoch bei der Integration der p_t -Spektren kompensiert.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

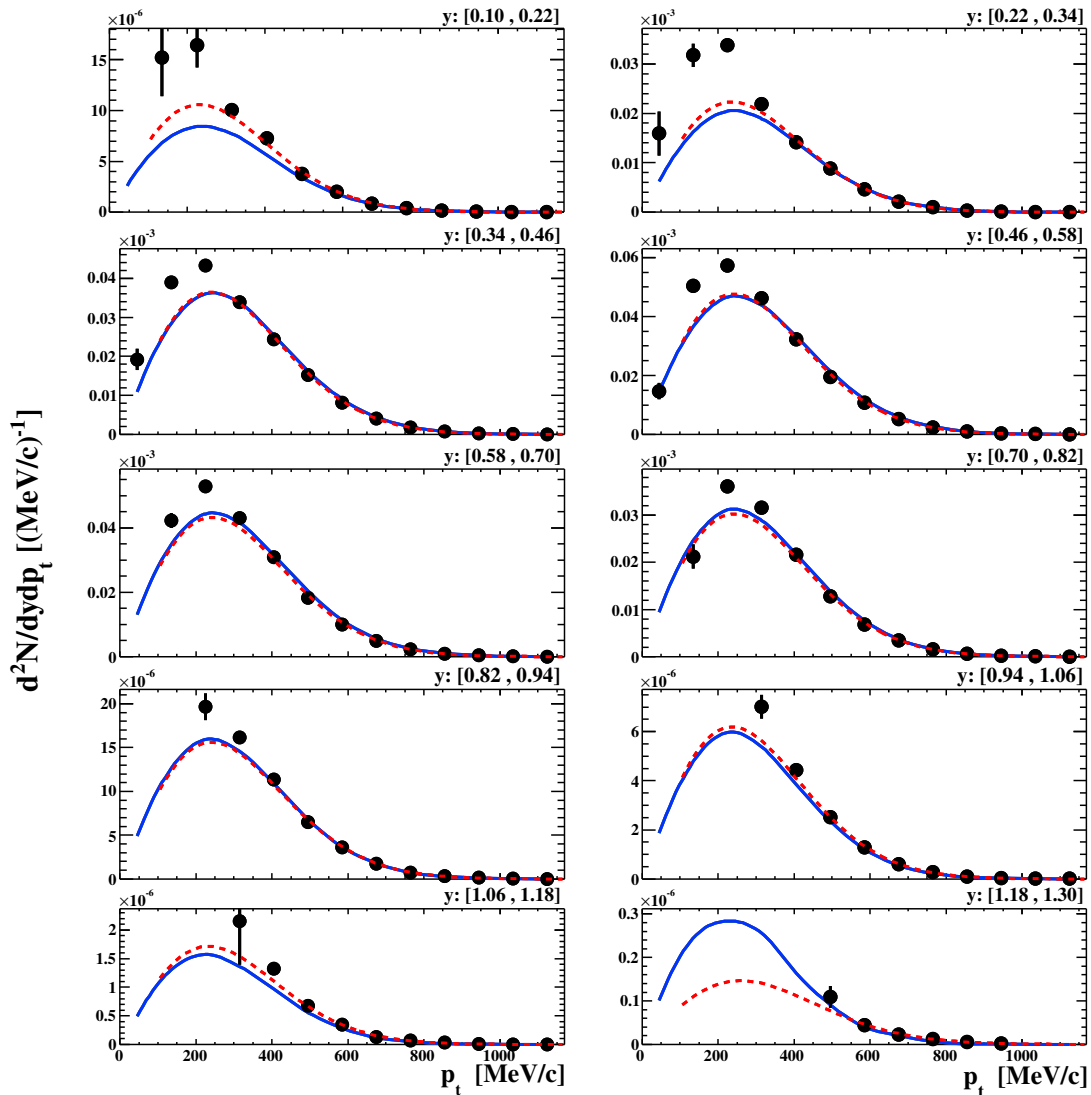


Abbildung 4.28.: Transversalimpuls-Spektren der simulierten Λ -Hyperonen (Symbole) je Rapiditätsintervall (jeweils oben rechts angegeben) mit individueller Anpassung durch eine Boltzmann-Verteilung (rot gestrichelte Kurve). Der mittels Pluto thermisch generierte Simulationsinput ist als blaue Kurve dargestellt.

Die daraus abgeleitete Rapiditätsverteilung in Abbildungen 4.29 zeigt somit nahezu keine Abweichung vom Simulationsinput. Die Detektorsimulation liefert demzufolge eine konsistente Effizienzkorrektur, die unabhängig von der vorliegenden Verteilung der Λ -Hyperonen ist.

4.5. Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

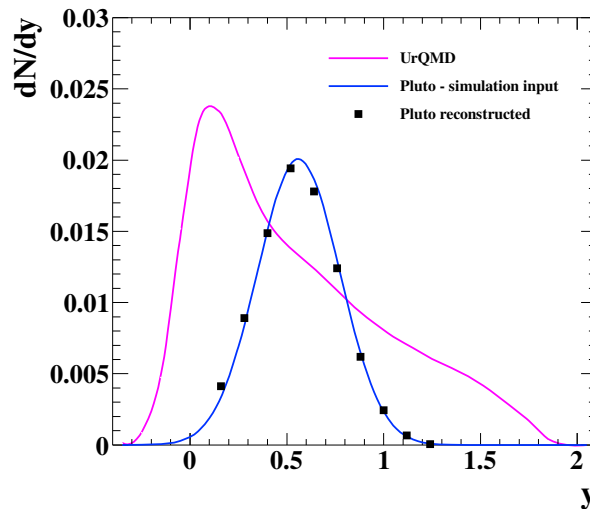


Abbildung 4.29.: Rapidityverteilung der rekonstruierten Λ -Hyperonen aus der Simulation (Symbole) im Vergleich mit dem durch Pluto thermisch generierten Input (blaue Kurve). Die pinkfarbene Kurve zeigt die zur Bestimmung der Effizienzkorrektur verwendete Rapidityverteilung aus dem UrQMD-Modell.

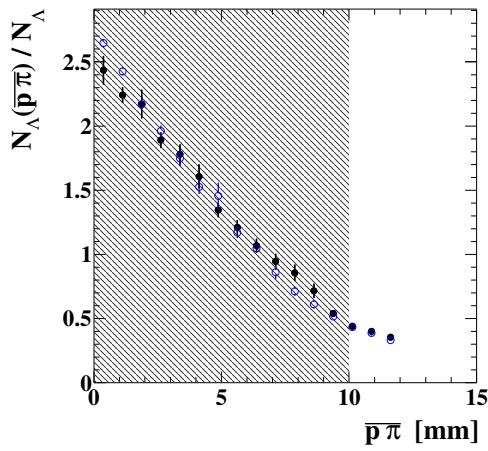
4.5.2 Überprüfung der Vertexrekonstruktion

Neben der Konsistenz der Simulation ist ein externer Test durch einen Vergleich mit experimentellen Daten nötig, um die Effizienzkorrektur aus den Simulationsdaten zu verifizieren.

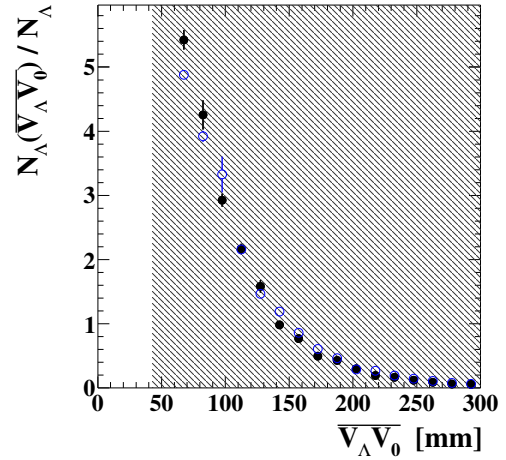
Da für die Untergrundreduktion des Λ -Signals Einschränkungen der Zerfallsgeometrie getroffen wurden, lässt sich anhand der Wirkung der Selektionsschnitte überprüfen, ob die Rekonstruktion von primärem Ereignis- und sekundärem Zerfalls-Vertex in der Simulation äquivalent zu der Analyse der experimentellen Daten erfolgt.

Zu diesem Zweck wurde die Häufigkeit der rekonstruierten Λ -Hyperonen in Abhängigkeit der vier verwendeten Vertexdistanzen (siehe Abschnitt 4.3.3) untersucht. Dafür wurde, analog zur differentiellen Λ -Analyse, in jedem Intervall des entsprechenden Vertexabstandes ein individuelles invariantes Massenspektrum erstellt und der kombinatorische Untergrund subtrahiert. Die Reduktion des Untergrundes erfolgte für die Abhängigkeit von einem Vertexabstand durch konstante Bedingungen auf die anderen drei Abstände, welche in Tabelle 4.3 definiert sind. Dementsprechend zeigt Abbildung 4.30 die auf die jeweilige Gesamtzahl normierte Anzahl der rekonstruierten Λ -Hyperonen aus dem Experiment sowie der UrQMD-Simulation. Beide Verteilungen sind nahezu deckungsgleich. Lediglich bei kleinen Werten des minimalen Abstandes von Zerfalls-Proton bzw. π^- -Meson zum primären Vertex (Abbildungen 4.30 (c) und (d)) zeigen die experimentellen und simulierten Häufigkeitsverteilungen geringfügige Unterschiede.

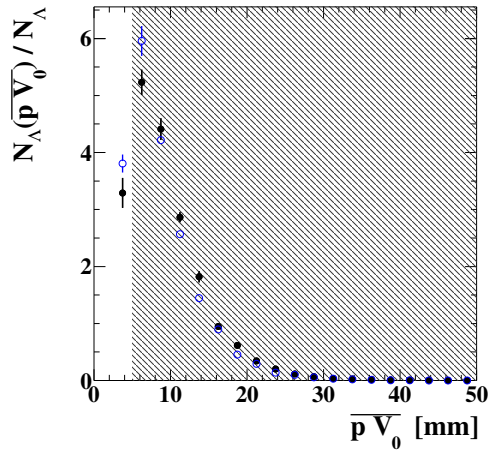
4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$



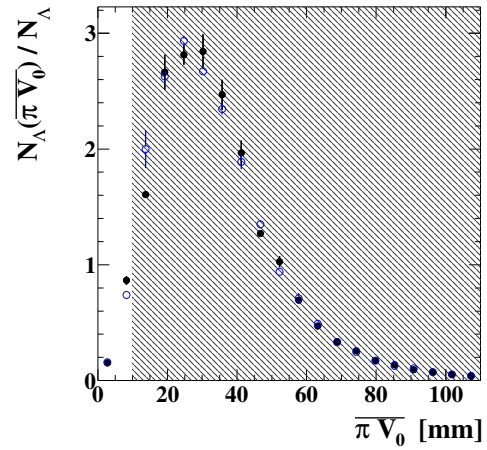
(a) minimaler Abstand der Tochterspuren



(b) Abstand zwischen Λ -Zerfallsvertex und primärem Produktionsvertex



(c) kürzeste Distanz zwischen Proton-Spur und primärem Vertex



(d) kürzeste Distanz zwischen Pion-Spur und primärem Vertex

Abbildung 4.30.: Häufigkeitsverteilungen der rekonstruierten Λ -Hyperonen nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes als Funktion der vier verschiedenen Vertexabstände, auf welche zur Untergrundreduktion Grenzen (siehe Tabelle 4.3) gesetzt wurden. Die Daten des Experiments sind als schwarze volle Symbole, die der Simulation mittels UrQMD als blaue offene Symbole und die akzeptierten Werte als grau schraffierter Bereich dargestellt.

Diese liegen jedoch im Wesentlichen außerhalb der für die Analyse gewählten Selektionsbereiche, welche durch die grau schraffierten Abschnitte der Diagramme markiert sind. Demnach funktioniert die Rekonstruktion der Zerfallsgeometrie für experimentel-

4.5. Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

le und simulierte Daten gleichartig und kann somit zur Untergrundreduktion verwendet werden.

4.5.3 Rekonstruktion der Zerfallslänge

Eine andere Überprüfung der absoluten Rekonstruktion der Vertizes kann anhand einer elementaren Eigenschaft des instabilen Λ -Hyperons erfolgen. Dessen Häufigkeitsverteilung bezüglich des Abstandes $\overline{V_\Lambda V_0}$ des Λ -Zerfallsvertex zum primären Vertex enthält die Information der mittleren Lebensdauer τ des Λ -Hyperons. Dieser Abstand entspricht genau der Distanz zwischen Erzeugung und Zerfall des Hyperons und wird daher als Zerfallslänge l_Λ bezeichnet. Er ist über die Teilchengeschwindigkeit $\beta c = \frac{l_\Lambda}{t}$ direkt mit der Lebensdauer t des einzelnen Teilchens korreliert.

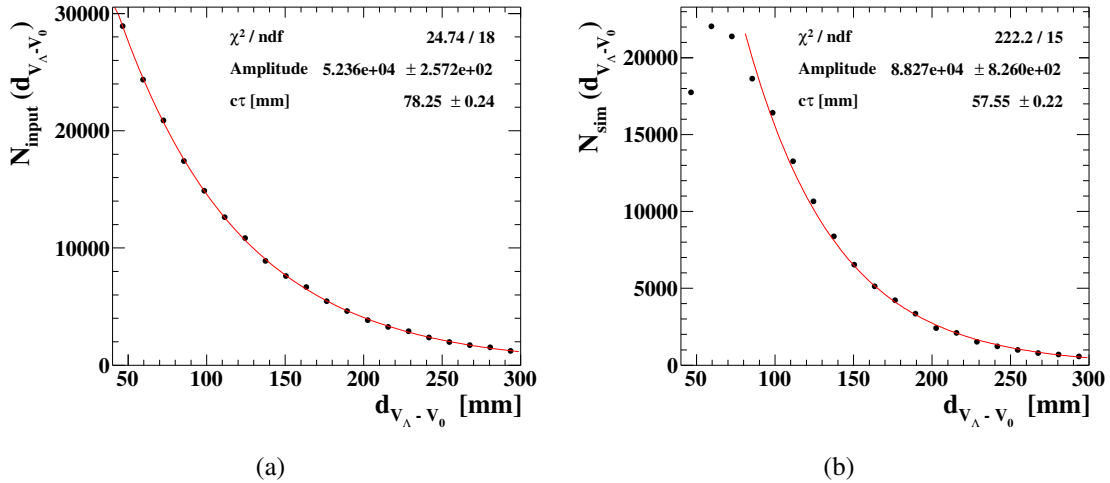


Abbildung 4.31.: Verteilung der Λ -Hyperonen in Abhängigkeit der zurückgelegten Flugstrecke bis zu ihrem Zerfall $d_{V_\Lambda - V_0} = \frac{1}{\beta\gamma} \overline{V_\Lambda V_0}$ generiert mit dem UrQMD-Modell vor (a) und nach der Detektorsimulation (b). Die rote Kurve entspricht der Anpassung mit der Exponentialverteilung (4.16).

Im Folgenden wird daraus die mittlere Zerfallslänge $c\tau$ rekonstruiert, wobei für relativistische Teilchen der Effekt der Längenkontraktion beachtet werden muss. Demnach misst ein bewegter Beobachter eine kürzere Distanz zwischen zwei Punkten im Raum, als ein relativ dazu ruhender Beobachter zwischen denselben Punkten. Da das bewegte Λ -Hyperon in seinem eigenen Ruhesystem zerfällt, misst man mit einem Detektor im Laborreferenzsystem als Zerfallslänge eine entsprechend längere Distanz. Die im Labor gemessene Distanz l_{Labor} muss folglich mittels einer Lorentz-Transformation in die Länge

$$l_\Lambda = \frac{1}{\gamma} l_{\text{Labor}} \quad (4.15)$$

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

im bewegten System umgerechnet werden. Dabei ist $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ der Lorentzfaktor, der sich zusammen mit der Teilchengeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ direkt aus dem Impuls p und der nominellen Masse des Λ -Hyperons m_Λ ergibt, d.h. es gilt $\beta\gamma = \frac{p}{m_\Lambda}$. Da der Teilchenzerfall unter der schwachen Wechselwirkung dem exponentiellen Zerfallsgesetz

$$N(t) = N(0)e^{-\frac{t}{\tau}} = N(0)e^{-\frac{tc}{c\tau}} = N(0)e^{-\frac{l_\Lambda/\beta}{c\tau}} = N(0)e^{-\frac{l_{Labor}}{\beta\gamma} \frac{1}{c\tau}} \quad (4.16)$$

folgt, muss dies auch für die Häufigkeitsverteilung $N(\overline{V_\Lambda \overline{V_0}})$ aus Abbildung 4.30 (b) gelten. Im Folgenden wird diese daher in Abhängigkeit der transformierten Distanz $d_{V_\Lambda - V_0} = \frac{1}{\beta\gamma} \overline{V_\Lambda \overline{V_0}}$ dargestellt, um aus ihrer exponentiellen Steigung nach Gleichung (4.16) direkt die mittlere Λ -Zerfallslänge $c\tau$ abzuleiten. Auch diese Verteilung ist durch die Akzeptanz und differentielle Effizienz des Detektors verzerrt und muss anhand der entsprechenden Verteilung aus der Simulation korrigiert werden. Abbildung 4.31(a) zeigt die

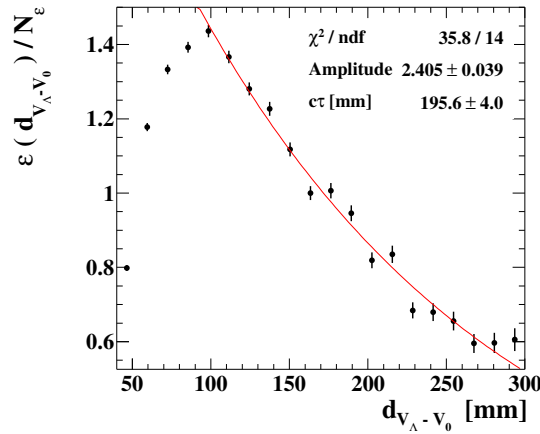


Abbildung 4.32.: Korrekturverteilung der Zerfallslängenrekonstruktion aus dem Verhältnis von Simulations-Ein- und -Ausgabe.

entsprechende Verteilung der Simulationseingabe als Funktion der transformierten Distanz $d_{V_\Lambda - V_0}$, welche eine Steigung von $c\tau = (78,25 \pm 0,24)$ mm aufweist, die konsistent mit dem erwarteten Wert der mittleren Λ -Zerfallslänge $c\tau = (78,9 \pm 0,6)$ mm [Beringer12] innerhalb seiner Messunsicherheit ist. Die entsprechende mittlere Lebensdauer beträgt $\tau = (2,632 \pm 0,020) \times 10^{-10}$ s.

Nach der Detektorsimulation ergibt sich daraus die in Abbildung 4.31(b) dargestellte rekonstruierte Verteilung mit einem deutlich steileren Abfall, der maßgeblich durch die Detektorakzeptanz beeinflusst ist und keine physikalische Bedeutung hat. Der Quotient der Verteilungen aus Ein- und Ausgabe der Simulation definiert die Korrekturverteilung für die im Experiment gemessenen Zerfallslängen, welche in Abbildung 4.32 gezeigt ist. Der exponentielle Abfall der damit korrigierten experimentellen Verteilung der rekonstruierten Λ -Hyperonen, dargestellt in Abbildung 4.33 (b) liefert eine mittlere Zerfallslänge von $c\tau = (79,17 \pm 0,63)$ mm, in guter Übereinstimmung mit dem bekannten Wert. Die

4.5. Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

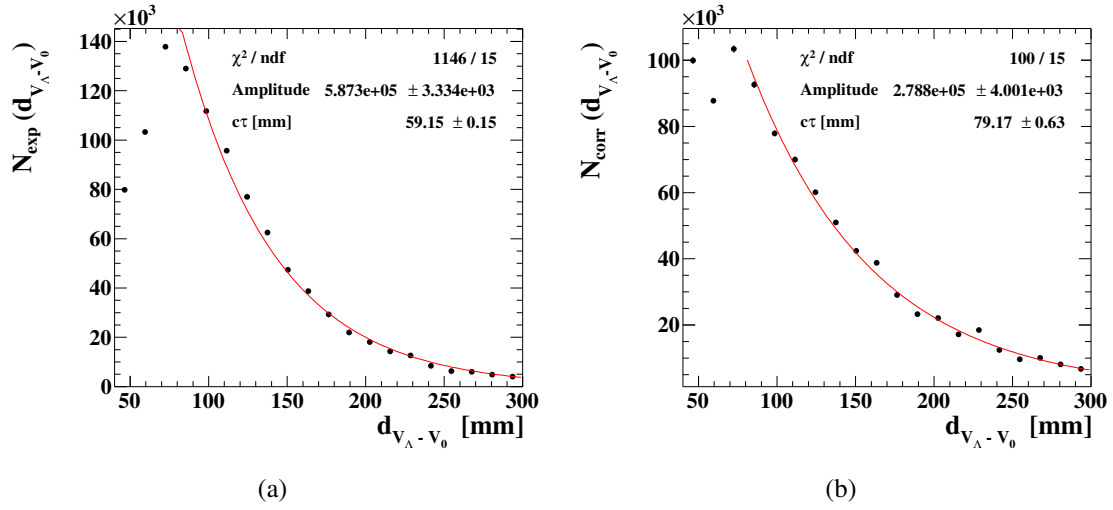


Abbildung 4.33.: Verteilung der Λ -Hyperonen in Abhängigkeit von der rekonstruierten Zerfallslänge aus den experimentellen Daten (a) sowie die entsprechend der Detektorakzeptanz korrigierte Verteilung (b). Die roten Kurven entsprechen der Anpassung der Exponentialverteilung (4.16).

ermittelte Effizienzkorrektur erlaubt somit eine korrekte Ableitung physikalischer Eigenschaften aus dem vorliegenden experimentellen Datensatz.

4.5.4 Normierung der Produktionsrate

Aufgrund der Anwendung des LVL1-Triggers, der je Ereignis mindestens drei Treffer in den META-Detektoren fordert, wurden nicht alle Reaktionen aufgezeichnet. Zur Bestimmung der Produktionsrate bzw. des Produktionswirkungsquerschnitts der rekonstruierten Teilchen müssen daher bei der Normierung der Daten die nicht gemessenen Ereignisse mit einbezogen werden. Die Gesamtanzahl der aufgezeichneten Ereignisse des LVL1-Tiggers $N_{LVL1} = 3,1533 \times 10^9$ wird auf die Anzahl der entsprechenden minimum-bias-Ereignisse $N_{min.bias}$ skaliert, die die Gesamtheit aller Ereignisse bezeichnet, bei denen eine Reaktion zwischen Projektil und Target stattgefunden hat. Der zugehörige Skalierungsfaktor

$$R_{Trigger} = \frac{N_{LVL1}}{N_{min.bias}} = 0,58 \pm 0,06 \quad (4.17)$$

wurde durch die Simulation von ungefilterten Ereignissen des UrQMD Transportmodells mit und ohne Emulation des Triggers bestimmt und entspricht dem Verhältnis der Flächenintegrale der Stoßparameterverteilungen in Abbildung 4.34 (a). Dieses Verhältnis resultiert aus der spezifischen Detektorakzeptanz in Relation zu den Verteilungen der emittierten Teilchen. Da diese Verteilungen mittels eines Ereignisgenerators simuliert werden

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

müssen, ist der abgeleitete Trigger-Faktor $R_{Trigger}$ modellabhängig und weist daher eine relativ große Unsicherheit von ca. 10% auf. Aus diesem Grund ist es essentiell, die Dynamik der untersuchten Reaktion mit der Simulation möglichst genau nachzustellen.

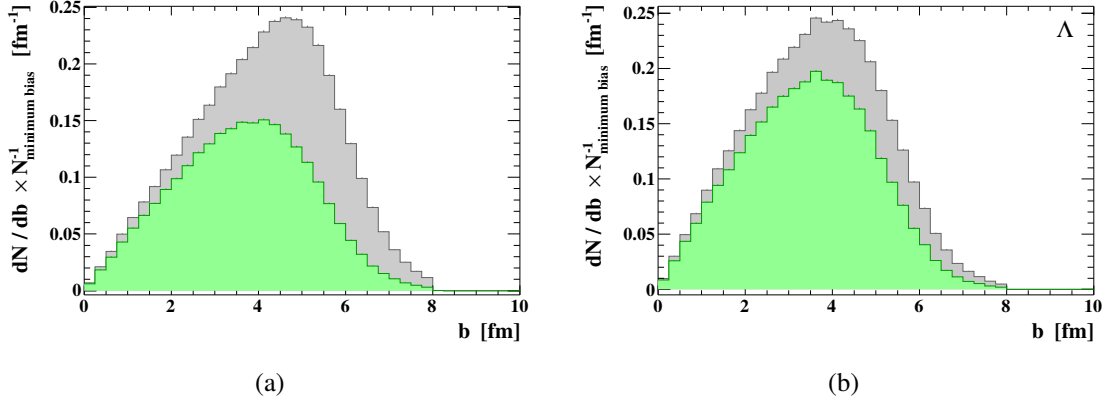


Abbildung 4.34.: (a) Stoßparameterverteilung aller $p+Nb$ Reaktionen (minimum-bias) als graues Histogramm sowie für LVL1-Trigger-Ereignisse (grünes Histogramm), simuliert mit dem UrQMD Transportmodell. (b) Die gleichen Verteilungen für Ereignisse, in denen mindestens ein Λ -Hyperon erzeugt wurde. Alle Verteilungen sind auf die Gesamtanzahl der jeweiligen minimum-bias-Ereignisse normiert.

Der Vergleich der gleichermaßen ermittelten Stoßparameterverteilung von Ereignissen mit mindestens einem Λ -Hyperon in Abbildung 4.34 (b) zeigt, dass mit den durch den Trigger verworfenen Ereignissen ebenso ein Teil der produzierten Λ -Hyperonen ausgeschlossen wird. Dieser Anteil wird jedoch bereits anhand des Trigger-Filters in der Simulation berücksichtigt und ist somit in der Effizienzkorrektur enthalten. Diesbezüglich ist folglich keine weitere Korrektur nötig.

Des Weiteren wurden im Experiment aufgrund des Triggers nicht nur Ereignisse verworfen sondern auch einige aufgezeichnet, bei denen keine Spuren im Detektor nachgewiesen wurden. Das zeigt die Verteilung der Spurmultiplicität in Abbildung 4.35, da diese nach einem Abfall zu kleinen Werten hin bei der Multiplicität Null wieder unnatürlich ansteigt. Im Vergleich zu den Ereignissen mit genau einer nachgewiesenen Spur ist die Häufigkeit der Ereignisse ohne Spuren geladener Teilchen relativ hoch. Wahrscheinlich hat bei der Mehrheit dieser Ereignisse keine Reaktion vom Projektil- mit dem Targetkern stattgefunden, der Trigger aber dennoch durch zufällige Signale in den META-Detektoren ausgelöst. Der Anteil solcher leeren Ereignisse wurde mittels Vergleich der Spurmultiplicitätsverteilung mit einer Poisson-Statistik $P_\lambda(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$, $k = 0, 1, 2, \dots$, mit dem Erwartungswert $\lambda = 3$, zu $F_{leer} = 0,17 \pm 0,009$ abgeschätzt.

Die vollständige Normierung der Λ -Multiplicität M_Λ ergibt sich schließlich als

$$\frac{dM_\Lambda}{dydp_t} = N_{\text{min.bias}}^{-1} \times \frac{dN_\Lambda}{dydp_t} = \frac{1}{N_{LVL1}} \frac{R_{Trigger}}{(1 - F_{leer})} \times \frac{dN_\Lambda}{dydp_t}. \quad (4.18)$$

4.5. Effizienz- und Akzeptanzbestimmung mittels Detektorsimulation

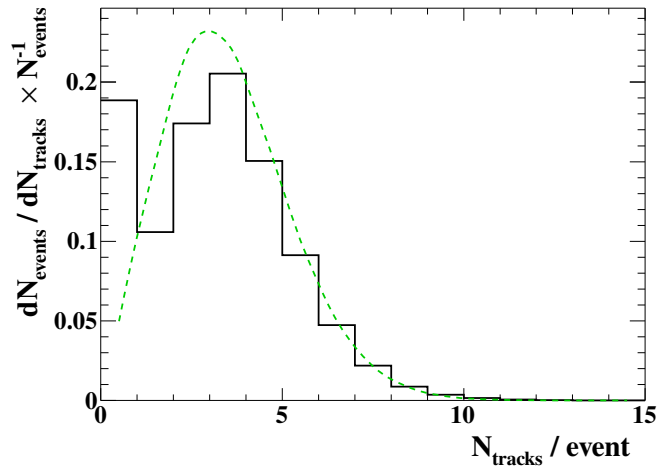


Abbildung 4.35.: Häufigkeitsverteilung der Anzahl von nachgewiesenen Spuren je Ereignis im Experiment. Die gestrichelte Kurve zeigt eine vergleichbare Poisson-Statistik mit dem Erwartungswert $\lambda = 3$.

Die im Folgenden dargestellten Λ -Häufigkeitsverteilungen sind dementsprechend normiert.

4.5.5 Differentielle Produktionsrate der Λ -Hyperonen

Nachdem die Zuverlässigkeit der Simulation und der daraus abgeleiteten Effizienzkorrektur verifiziert wurde, kann die experimentell rekonstruierte Λ -Phasenraumverteilung (Abbildung 4.18) korrigiert werden, wodurch die wahre Λ -Phasenraumbelegung innerhalb der HADES-Akzeptanz bestimmt wird. Die entsprechende differentielle Verteilung ist in Abbildung 4.36 dargestellt. Sie ist hinsichtlich des Triggereinflusses nach Gleichung (4.18) normiert und zusätzlich bezüglich der Intervallbreite der Histogrammeinteilung (“Bin-Breite“) skaliert, sodass sie die doppelt-differentielle Multiplizität, d.h. die Produktionsrate der Λ -Hyperonen je $p + \text{Nb}$ Reaktion in Abhängigkeit der Phasenraumkoordinaten y und p_t zeigt.

Nachfolgend sind alle gezeigten Multiplizitätsverteilungen, wie z.B. die Transversalimpulsspektren (Abb. 5.1) und die Rapiditätsdichteverteilung (Abb. 5.3(a)), auf diese Weise normiert. Zur Berechnung der Λ -Produktionsrate im vollen Phasenraum ist jedoch eine Extrapolation der Daten in den nicht gemessenen Bereich nötig. Dies wird in Abschnitt 5.1.2 beschrieben.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

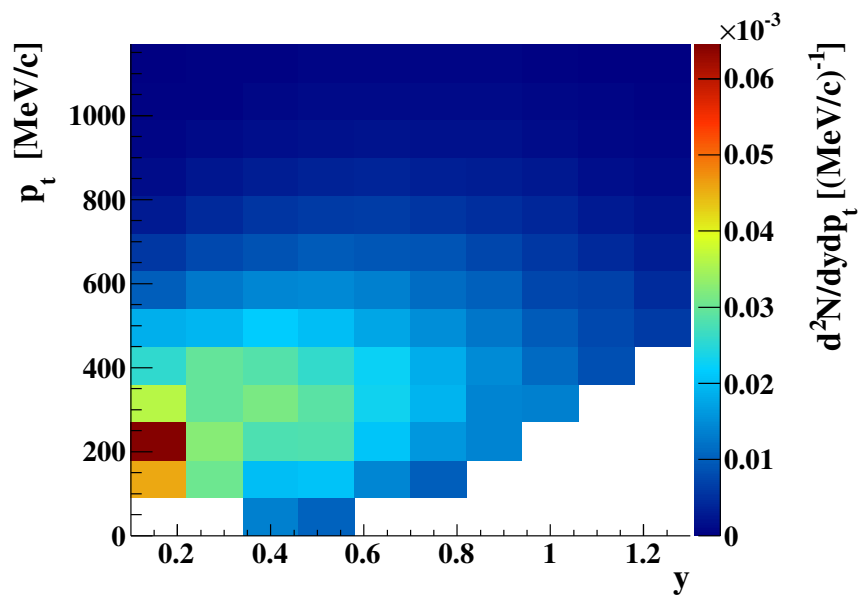


Abbildung 4.36.: Doppelt-differentielle Multiplizität der Λ -Hyperonen pro minimum-bias-Ereignis aus der Reaktionen p ($E_{kin} = 3,5$ GeV) + Nb als Funktion von Rapidität y und Transversalimpuls p_t , korrigiert bezüglich des Detektoreinflusses.

4.6 Messung der Λ -Polarisation

Zusätzlich zur Verteilung der erzeugten Teilchen im Phasenraum besitzen die rekonstruierten Λ -Hyperonen dank der zwei möglichen Ausrichtungen ihres Spins $1/2$ einen weiteren Freiheitsgrad, dessen differentielle Abhängigkeit insgesamt noch ungeklärt ist. Die resultierende Polarisation kann aufgrund des in Abschnitt 2.3 beschriebenen paritätsverletzenden schwachen Zerfalls des Λ -Hyperons direkt aus der Winkelverteilung des spinbehafteten Tochterteilchens Proton extrahiert werden. Mit den vollständig rekonstruierten Impulsvektoren des Λ -Hyperons und seiner Tochterteilchen kann die Winkelverteilung gegenüber einer geeigneten Polarisationsrichtung bestimmt werden. Die Grundlage der vorliegenden Polarisationsuntersuchung bildet der gleiche Datensatz, der für die Bestimmung der differentielle Λ -Produktionsrate verwendet wurde. Es werden die gleichen Selektionsbedingungen aus Tabelle 4.3 sowie die gleiche Methode zur Untergrundsubtraktion verwendet.

4.6.1 Referenzkoordinatensystem

Die relevante Polarisationsachse wird in jedem Ereignis durch ein Referenz-Koordinatensystem definiert, welches in Abbildung 4.37 im Laborsystem für die Λ -Erzeugung schematisch dargestellt ist. Das Λ -Hyperon wird in der Reaktion vom Strahlproton mit einem Targetnukleon gemeinsam mit nicht identifizierten Teilchen X erzeugt. Der ein-

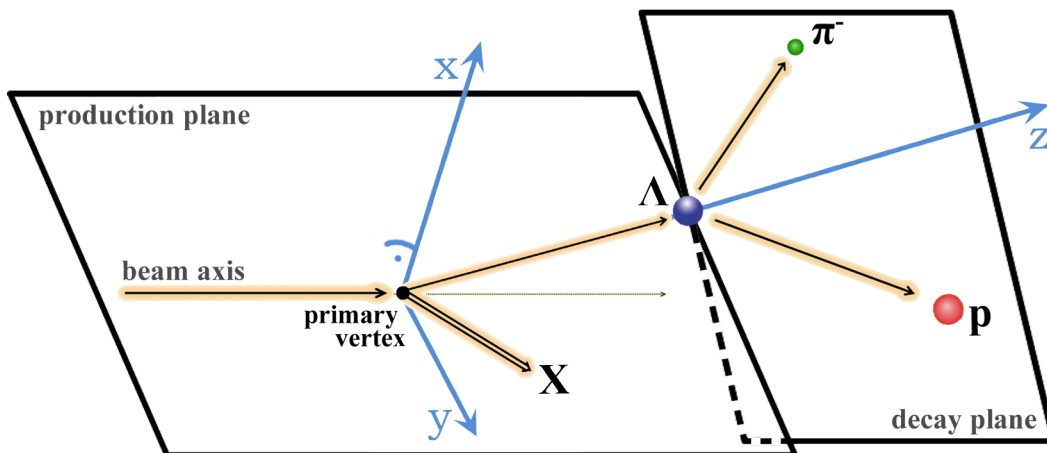


Abbildung 4.37.: Definition des Referenzsystems (blaue Pfeile x, y, z) der Λ -Polarisation im Laborsystem des Experiments. Die Quantisierungsachse x ist senkrecht zur Produktionsebene, die Achsen y und z innerhalb dieser definiert.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

laufende Protonen-Strahl und das Λ -Hyperon spannen die Produktionsebene im Labor-Referenzsystem auf. Gleichermaßen wird sie im Λ -Ruhe-system durch die Impulsvektoren des Projektilprotons und des Targetnukleons festgelegt. Die zweite Ebene wird von den beiden Zerfallsteilchen p und π^- gebildet und somit als Zerfallsebene bezeichnet. Die Achsen des gewählten Referenzsystems der Polarisation (blaue Pfeile in Abbildung 4.37) zeigen in Richtung der Produktionsebenen-Normalen (x-Achse) bzw. in Richtung des Λ -Impulses (z-Achse); die y-Achse steht zur Vervollständigung des rechtshändigen Koordinatensystems senkrecht zu den beiden anderen. Anhand der Teilchenimpulsvektoren sind die Richtungsvektoren \vec{n}_i des Referenzsystems gemäß

$$\vec{n}_x = \frac{\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_\Lambda}{|\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_\Lambda|}, \quad \vec{n}_y = \vec{n}_z \times \vec{n}_x, \quad \vec{n}_z = \frac{\vec{p}_\Lambda}{|\vec{p}_\Lambda|}, \quad (4.19)$$

definiert. Für die Polarisationsanalyse wird ausschließlich dieses Koordinatensystem verwendet, obgleich bei der Wahl des Referenzsystem auch eine Freiheit besteht. Beispielsweise wäre eine andere mögliche Wahl, die z-Achse entlang der Strahlachse zu definieren. Die relevante Spin-Quantisierungs Richtung ist ohnehin die der x-Achse, denn wie in Abschnitt 2.1 diskutiert wurde, ist eine Polarisation innerhalb der Produktionsebene durch die Paritätserhaltung in der starken Wechselwirkung ausgeschlossen.

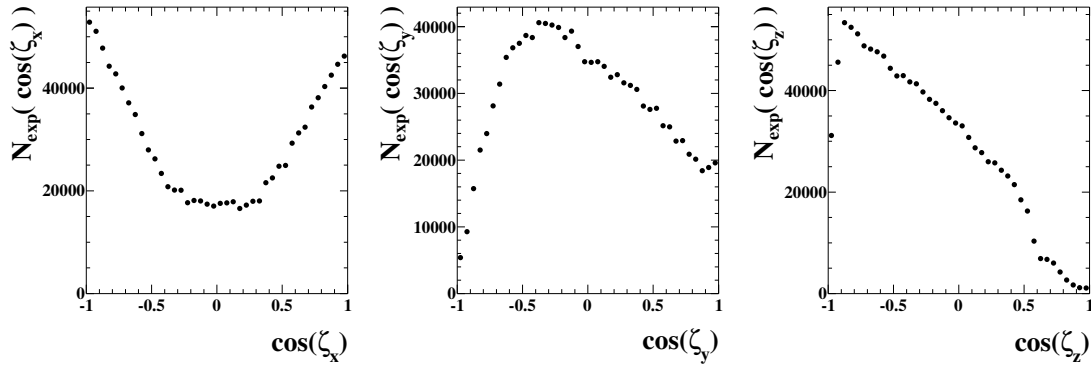


Abbildung 4.38.: Gemessene Winkelverteilung der Protonen aus dem Λ -Zerfall bzgl. der Achsen des Referenzsystems (4.19).

Folglich wird der Winkel ζ betrachtet, den das Zerfallsproton im Ruhesystem des Λ -Hyperons mit der definierten Quantisierungsachse einschließt. Nach Gleichung (2.3) kann aus der gemessenen Winkelverteilung $dN/d\zeta_i$ direkt die Polarisation bzgl. jeder Achse ($i = x, y, z$) des Koordinatensystems bestimmt werden. Jedoch ist ähnlich wie die Λ -Phasenraumverteilung auch die Winkelverteilung der Tochterprotonen maßgeblich durch die Detektorakzeptanz beeinflusst, wie die starke Abweichung von einem flachen Verlauf in Abbildung 4.38 zeigt. Dargestellt ist die Anzahl der rekonstruierten Λ -Hyperonen nach Abzug des Untergrundes als Funktion des Cosinus des Relativwinkels des Protons zur jeweiligen Koordinatenachse. Analog zur differentiellen Analyse bezüglich p_t und y erfolgte die Untergrundbestimmung in jedem Intervall von $\cos \zeta_i$ separat. Aufgrund der zur

Verfügung stehenden hohen Statistik ist in der nicht-differentiellen Analyse die gezeigte feine Intervalleinteilung mit einer Intervallbreite von $d \cos \zeta = 0,05$ möglich, welche später für die differentielle Untersuchung in der p_t - y -Ebene vergrößert wird.

Die gemessene Winkelverteilung muss hier ebenso bezüglich der endlichen Detektorakzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert werden, um die unverfälschte Polarisation zu extrahieren.

4.6.2 Akzeptanzkorrektur

Die Detektorakzeptanz charakterisiert die Abhängigkeit der mittleren Nachweiseffizienz von kinematischen Größen, der Empfindlichkeit und Totzeit einzelner Detektorkomponenten, des geometrischen Messbereichs des Detektors sowie den während der Rekonstruktion angewandten Selektionen. Die Bestimmung der Detektorakzeptanz bezüglich

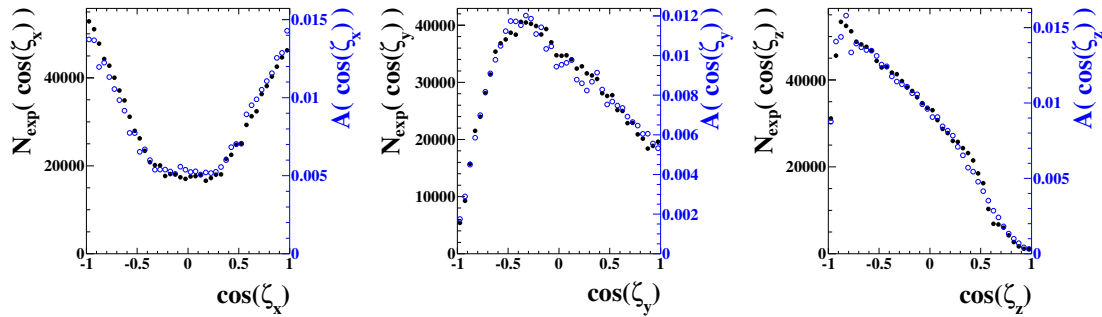


Abbildung 4.39.: Akzeptanzfunktion (blaue offene Kreise) und gemessene Winkelverteilung (schwarze Punkte) der Protonen aus dem Λ -Zerfall bzgl. den Achsen des Referenzsystems der Λ -Polarisation nach Abzug des Untergrundes.

der hier betrachteten Relativwinkel erfolgt ebenfalls mithilfe von Simulationen auf der Grundlage der mit UrQMD generierten Ereignissen, wie sie in Abschnitt 4.5 beschrieben wurde. Dabei tragen die Λ -Hyperonen aus der Simulation keine Polarisation, zerfallen demzufolge isotrop, woraus a priori eine flache Winkelverteilung hervorgeht. Die simulierte Verteilung, welche in Abbildung 4.39 den offenen blauen Symbolen entspricht, resultiert demnach ausschließlich aus der Detektorakzeptanz und gleicht der gemessenen Winkelverteilung weitgehend. Die dargestellte Akzeptanzfunktion $A(\cos \zeta_i)$ ergibt sich gerade aus dem Verhältnis der Anzahl an rekonstruierten Teilchen N_{out} und der Anzahl an der für die Simulation generierten Teilchen N_{in} in Abhängigkeit des Relativwinkels:

$$A(\cos \zeta_i) = \frac{N_{out}(\cos \zeta_i)}{N_{in}(\cos \zeta_i)} = N_{in}^{-1} \times N_{out}(\cos \zeta_i) . \quad (4.20)$$

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Da $N_{in}(\cos \zeta_i)$ eine flache Verteilung ergibt, stellt die mit der Gesamtzahl an simulierten Ereignissen N_{sim} normierte Winkelverteilung der rekonstruierten Simulationsdaten $N_{out}(\cos \zeta_i)$ nach allen verwendeten Selektionen die gesuchte Akzeptanzkorrektur dar.

Jeder der drei Winkel $\zeta_{x,y,z}$ weist eine individuelle Akzeptanzfunktion auf, die aus der Detektorgeometrie sowie der vorwärtsgerichteten Reaktionskinematik aufgrund des Experiments mit festem Target hervorgeht. In transversaler Richtung ζ_x besitzt der Detektor eine nahezu symmetrische Akzeptanz. Hingegen ist die Akzeptanzfunktion in den anderen Richtungen stark asymmetrisch und fällt beispielsweise für $\cos \zeta_z \rightarrow 1$ steil ab, was kleinen Öffnungswinkeln zwischen dem Λ -Hyperon und seinem Tochterproton entspricht. Hier zeigt sich das begrenzte Auflösungsvermögen bezüglich kleiner Öffnungswinkel zweier benachbarter Spuren, welche in diesem Fall von den Tochterteilchen stammen. Liegen zwei Teilchenspuren nahe beieinander, so können sich deren Detektorsignale überlagern und folglich bei der Spurrekonstruktion nicht voneinander getrennt werden. Dieses sogenannte "track merging" kann möglicherweise bei der künstlichen Digitalisierung der Signale innerhalb der Simulation weniger häufig als bei experimentellen Daten auftreten, sodass die Verteilungen in diesem Bereich leicht voneinander abweichen können, wie es der leichte Sprung (bei $\cos \zeta_z \approx 0,5$) in der experimentellen ζ_z -Verteilung andeutet.

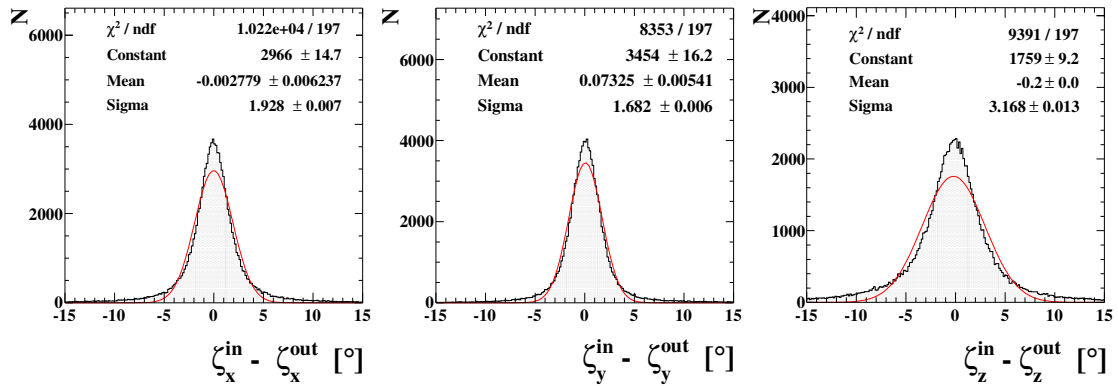


Abbildung 4.40.: Abweichung der rekonstruierten ($\zeta_{x,y,z}^{out}$) von den generierten Relativwinkeln ($\zeta_{x,y,z}^{in}$) aus der Simulation (Histogramme). Die Breite (Sigma) der eingezeichneten Anpassung mittels Normalverteilung (rote Kurven) gibt das Auflösungsvermögen bzgl. des entsprechenden Winkels wieder.

Neben der genauen Kenntnis der Detektorakzeptanz bezüglich der Relativwinkel ist ebenso ein hinreichendes räumliches Auflösungsvermögen des Detektors bezüglich der Polarisationsachse nötig, um die erwartungsgemäß kleinen Werte der Polarisation korrekt zu messen. Um das Auflösungsvermögen in den entsprechenden Relativwinkeln zu bestimmen, muss wiederum die Simulation herangezogen werden, da im Experiment keine Aussage über die wahren Relativwinkel getroffen werden kann. Abbildung 4.40 zeigt die Abweichung der aus der Simulation rekonstruierten Relativwinkel von den eingangs zufällig generierten Winkeln. Wie die Akzeptanz ist auch die Auflösung der individuellen

Winkel unterschiedlich, mit rund 2° bis 3° jedoch gering, sodass dadurch die Polarisation kaum beeinflusst wird.

4.6.3 Bestimmung der mittleren Polarisation

Die unverfälschte Winkelverteilung ergibt sich aus dem Verhältnis von gemessener Verteilung und der Akzeptanzfunktion und ist in Abbildung 4.41 aufgezeigt. Im Mittel wurde sie, analog zur Gleichung (2.3), auf Eins normiert.

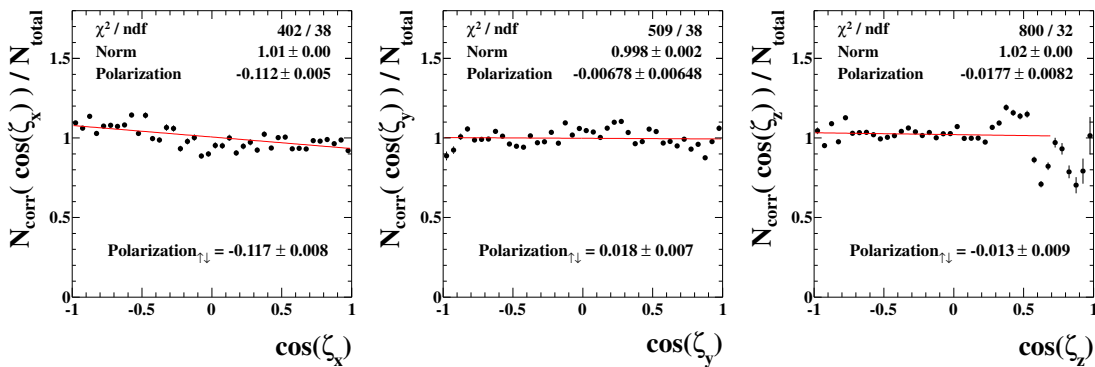


Abbildung 4.41.: Winkelverteilung der Protonen aus dem Λ -Zerfall nach der Akzeptanzkorrektur einschließlich dem Resultat der linearen Regression (rote Geraden) nach Gleichung (4.21) aufgelistet im oberen Teil der Diagramme. Das Ergebnis aus der Berechnung der Polarisation nach der Verhältnismethode (4.22) ist unterhalb der Winkelverteilungen als Polarisation $\uparrow\downarrow$ eingetragen.

Nach der Akzeptanzkorrektur ergibt sich wie erwartet eine flache Verteilung in jeder der drei Richtungen. Lediglich bei $\zeta_z \rightarrow 1$ fluktuiert die Winkelverteilung stark, was durch das bereits diskutierte begrenzte Auflösungsvermögen benachbarter Spuren verursacht wird. Daher wird der Bereich $\zeta_z > 0,7$ bei der weiteren Untersuchung ausgeschlossen, da dort außerdem größere statistische Fehler auftreten.

Zur Messung der Polarisation aus den korrigierten Winkelverteilungen bieten sich verschiedene Methoden an, von denen die erste direkt aus der theoretischen Relation (2.3) folgt.

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Anpassungsmethode

Anhand der funktionalen Anpassung der gemessenen Winkelverteilung nach dem theoretischen Zusammenhang mit der Funktion

$$\frac{dN}{d \cos \zeta_i} = \frac{N}{2} (1 + \alpha \mathcal{P}_i \cos \zeta_i) \quad (4.21)$$

wird die Polarisation bezüglich der drei unabhängigen Winkeln ζ_i ($i = x, y, z$) direkt aus dem Anpassungsparameter \mathcal{P}_i bestimmt. Der zweite Parameter N stellt lediglich die korrekte Normierung sicher und hat keine weitere Bedeutung für die Polarisationsbestimmung.

Das Ergebnis der Anpassung ist in der Abbildung 4.41 dargestellt und beträgt rund -11 % für die transversale Λ -Polarisation \mathcal{P}_x , d.h. bezüglich der Richtung senkrecht zur Produktionsebene. Hinsichtlich der anderen beiden Richtungen ergibt sich eine Polarisation, die im Rahmen der relativ großen Unsicherheiten verträglich mit Null ist und damit in Übereinstimmung mit der Erwartung aus der Paritätserhaltung des starken Produktionsprozesses ist.

Verhältnismethode

Definiert man die beiden eindeutige Spinzustände \uparrow und \downarrow des Λ -Hyperons relativ zur Quantisierungsachse \vec{n}_x , so vereinfacht sich die Berechnung der Polarisation zu

$$\mathcal{P} = \frac{2 N^\uparrow - N^\downarrow}{\alpha N^\uparrow + N^\downarrow} . \quad (4.22)$$

Hierbei werden dem Zustand \uparrow alle Teilchen zugeordnet, deren Zerfallsproton mit der Quantisierungsachse einen Winkel $< 90^\circ$ einschließt. Zum Zustand \downarrow gehören folglich die Relativwinkel $> 90^\circ$. Dass diese Berechnungsmethode konsistent mit der aus Gleichung (4.21) ist, lässt sich leicht über Integration der Winkelverteilung $\frac{dN}{d \cos \zeta}$ zeigen. N^\uparrow und N^\downarrow bezeichnen die Anzahl an Teilchen im jeweiligen Spinzustand, und lassen sich anhand der Integrale

$$N^\uparrow = \int_0^1 \frac{dN}{d \cos \zeta} d \cos(\zeta) = \int_0^1 \frac{1}{2} (1 + \alpha \mathcal{P} \cos \zeta) d \cos(\zeta) = \left[\zeta + \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P} \zeta^2 \right]_0^1 = 1 + \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P}$$

und analog

$$N^\downarrow = \int_{-1}^0 \frac{dN}{d \cos \zeta} d \cos(\zeta) = \left[\zeta + \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P} \zeta^2 \right]_{-1}^0 = 1 - \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P}$$

berechnen. Einsetzen der Integrale in Gleichung (4.22) ergibt

$$\mathcal{P}_{\uparrow\downarrow} = \frac{2 N^\uparrow - N^\downarrow}{\alpha N^\uparrow + N^\downarrow} = \frac{2 (1 + \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P}) - (1 - \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P})}{\alpha (1 + \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P}) + (1 - \frac{1}{2} \alpha \mathcal{P})} = \frac{2 \alpha \mathcal{P}}{\alpha \cdot 2} = \mathcal{P} ,$$

was den Wert der Polarisation aus der Winkelverteilung (4.21) liefert. Individuell gilt dies für alle drei unabhängigen Koordinatenachsen des Referenzsystems, daher wurde hier auf die Indexierung verzichtet. Anschaulich lässt sich aus der Verhältnismethode (4.22) folgendes feststellen: Ist die mittlere Anzahl der Λ -Spins, die in Richtung der Quantisierungsachse zeigen, verschieden von der Anzahl in die Gegenrichtung, so spricht man von einem (mit der Stärke \mathcal{P}) polarisierten Teilchen.

Die mittels Gleichung (4.22) ermittelten Werte der gemessenen Polarisation sind ebenfalls in den Diagrammen aus Abbildung 4.41 aufgelistet und in Größe sowie Unsicherheit größtenteils konsistent mit den Werten aus der ersten Methode der funktionalen Anpassung. Jedoch wird am Wert $\mathcal{P}_{y\uparrow\downarrow} = 0,018$ im Vergleich zu dem abweichenden Ergebnis der Anpassung $\mathcal{P}_y = -0,00678$ deutlich, dass für eine Polarisation nahe Null bei der Verhältnismethode geringe Fluktuationen einen stärkeren Effekt auf den resultierenden Polarisationswert haben können als bei der Anpassungsmethode, bei gleicher Unsicherheit.

In der weiteren Analyse wird demnach nur die Anpassungsmethode verwendet, da diese eine höhere Stabilität bezüglich "statistischen Ausreißern" aufweist und damit auch die Fehler der Datenpunkte, sowohl statistischer als auch systematischer Art, einbezogen werden können.

Systematische Einflüsse

Zusätzlich zu den statistischen Unsicherheiten unterliegt die Messung der Polarisation einer systematischer Beeinflussung durch Eigenschaften der Analyseprozedur. Zur Quantifizierung der systematischen Unsicherheit wurde der Einfluss der wesentlichen Freiheitsgrade des Analyseverfahrens, wie die Selektionskriterien hinsichtlich der Λ -Zerfallsgeometrie und Parameter verwendeter Anpassungen, untersucht.

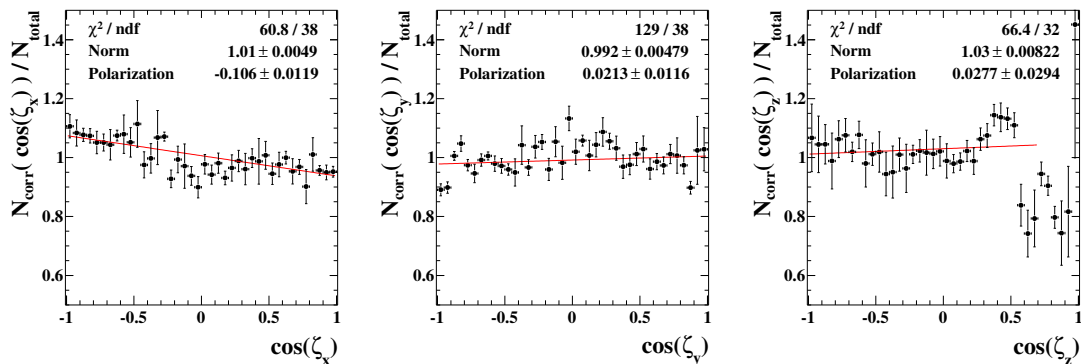


Abbildung 4.42.: Winkelverteilung der Protonen aus dem Λ -Zerfalls nach Akzeptanzkorrektur einschließlich systematischer Unsicherheiten als Fehlerbalken und einer linearer Regression (rote Geraden) nach Gleichung (4.21).

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

Dazu wurden die definierten Grenzwerte für die geometrischen Abstände aus Tabelle 4.3 um $\pm 20\%$ sowie die Grenzen zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes im großzügigen Bereich von $1077-1093 \text{ MeV}/c^2 < m_{p\pi} < 1150-1300 \text{ MeV}/c^2$ variiert. Die Werte der Polarisation sollten schließlich stabil unter solchen Variationen bleiben. Andere Analyseparameter, wie zum Beispiel der Selektionsbereich zur Teilchenidentifikation anhand des Energieverlustes, haben nur Einfluss auf einen kleinen Teil der analysierten Ereignisse und somit nur einen geringen Effekt auf das Ergebnis. Sie wurden daher nicht variiert.

Aus den Winkelverteilungen von 12 entsprechend durchgeführten Variationen wurde das arithmetische Mittel gebildet sowie dessen Standardabweichung bestimmt und in Abbildung 4.42 dargestellt, woraus sich die systematischen Unsicherheiten der Analyse ableiten. Der resultierende Mittelwert der Polarisation bezüglich der x-Richtung beträgt $-11\% \pm 1\%$ und besitzt somit eine systematische Unsicherheit von etwa 10% des Mittelwertes, die mehr als doppelt so groß ist wie der statistische Fehler (siehe Abbildung 4.41). Für die beiden anderen unabhängigen Richtungen y und z ergeben sich auch unter den systematischen Betrachtungen Unsicherheiten von 50% bis 100% der jeweiligen Mittelwerte nahe Null, wonach, wie erwartet, keine Polarisation innerhalb der Produktionsebene nachzuweisen ist.

4.6.4 Differentielle Untersuchung der Polarisation

Nachdem auch unter den wesentlichen systematischen Einflüssen die Polarisationen in y - und z -Richtung wie erwartet konsistent mit Null sind, werden die folgenden differentiellen Untersuchungen der Polarisation nur in transversaler Richtung x , d.h. senkrecht zur Produktionsebene, durchgeführt.

Die zweidimensionale Einteilung des Phasenraums gelingt hier nicht im selben Ausmaß wie bei der Analyse der Produktionsrate, da nun in jeder definierten Phasenraumzelle nicht nur die gesamte Ausbeute gezählt, sondern zusätzlich eine komplette Winkelverteilung extrahiert werden muss. Diese Untersuchung weist somit neben den zwei Phasenraumvariablen p_t und y eine dritte Differenzierung bezüglich des Winkels ζ_x auf. Aufgrund dieser dreifach differentiellen Analyse und der damit verbundenen hohen Anzahl an nötigen Ereignissen wurde die p_t - y -Ebene für die Polarisationsuntersuchung lediglich in 6×6 Intervalle aufgeteilt, damit aus der hohen, aber dennoch beschränkten Statistik von rekonstruierten Λ -Hyperonen dennoch zuverlässige Abhängigkeiten der Polarisation zu extrahieren sind. Zudem wurden die Randbereiche der verfügbaren Akzeptanz ausgeschlossen, wie das in Abbildung 4.43 eingezeichnete Gitter zeigt. Für alle 36 Intervalle wurde je eine Winkelverteilung $\cos(\zeta_x)$ rekonstruiert, die hier aufgrund der geringeren Statistik nur aus 8 statt 40 Punkten besteht und in gleicher Anordnung wie die Intervalle der p_t - y -Phasenraumeinteilung in der Abbildung 4.44 dargestellt ist. Unterhalb jeder Winkelverteilung ist der mittels Anpassung bestimmte Wert der Polarisation und seine Gesamtunsicherheit aus statistischem und systematischem Fehler angegeben. Die Fehlerbalken zeigen ebenfalls den jeweiligen Gesamtfehler der Messung je Phasen-

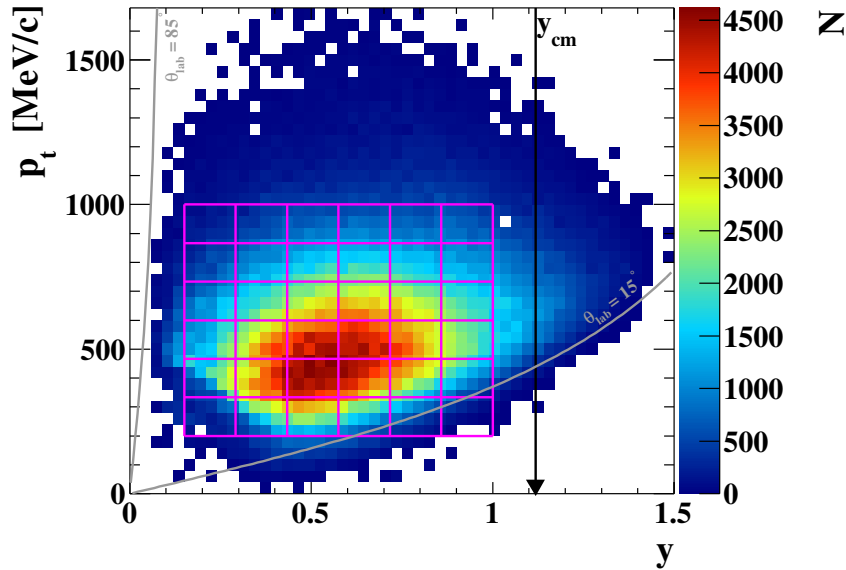


Abbildung 4.43.: Einteilung des Λ -Phasenraums für die differentielle Polarisationsbestimmung in Intervalle bzgl. des transversalen Impulses p_t und der Rapidität y , eingezeichnet als pinkfarbene Gitterlinien über der Phasenraumverteilung der Λ -Hyperonen nach Abzug des Untergrundes. Die Grenzen der HADES-Einteilchen-Akzeptanz, d.h. die minimalen und maximalen Polarwinkel θ , sind als graue Linien markiert.

raumzelle und Zerfallswinkelintervall. In einigen Winkelverteilungen aus den Randbereichen des mit HADES zugänglichen Phasenraums fehlen vorrangig in der Mitte, d.h. um $\cos \zeta_x = 0$, Datenpunkte, da die unkorrigierte Verteilung aufgrund der Detektorakzeptanz (siehe Abbildung 4.39) dort ein Minimum aufweist und demzufolge bei geringer Statistik dort zuerst ein Defizit auftritt. Folglich ist in solchen Phasenraumzellen die Polarisationsbestimmung deutlich beeinträchtigt, weshalb in den Fällen mit großer Unsicherheit in der Anpassung keine Werte für die Polarisationswerte angegeben sind.

Da in jedem p_t - y -Intervall individuell die Winkelverteilung gemessen und deren Akzeptanzfunktion bestimmt wurde, beinhaltet diese Phasenraumabhängigkeit auch für jeden Winkel ζ_x eine doppelt differentielle Akzeptanzkorrektur $A(y, p_t, \cos \zeta_x)$. Deren Effekt auf die mittlere Polarisationswerte kann anhand des Vergleichs mit dem Ergebnis aus der nicht-differentiellen Akzeptanzkorrektur erschlossen werden. Dazu werden alle einzelnen Winkelverteilungen, gewichtet mit der Λ -Häufigkeit in der entsprechenden Phasenraumzelle, integriert und daraus die mittlere Polarisationswerte bestimmt. Abbildung 4.45 zeigt die integrierte Winkelverteilung, deren resultierende Polarisationswerte von $-10\% \pm 1\%$ mit dem Ergebnis der nicht-differentiellen Korrektur (siehe Abbildung 4.42) übereinstimmt. Die Abweichungen von einer Geraden haben bei beiden Korrekturverfahren ebenfalls ein ähnliches Ausmaß. Insofern sind beide Methoden äquivalent. Die Korrektur der Winkel-

4. Datenanalyse zur Reaktion $p + Nb$

verteilung hinsichtlich der Detektorakzeptanz ist folglich nicht wesentlich abhängig vom Phasenraum.

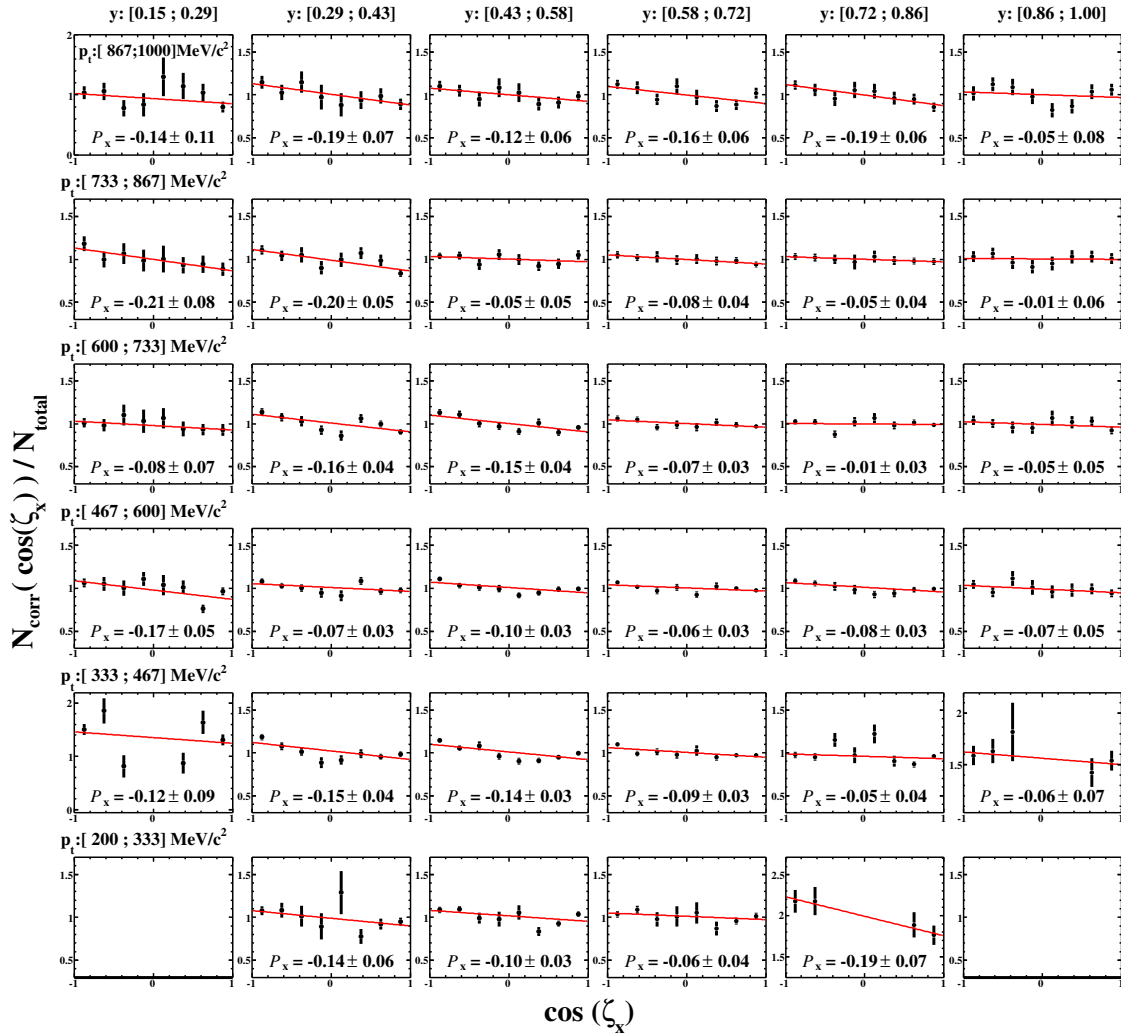


Abbildung 4.44.: Winkelverteilung der Protonen aus dem Λ -Zerfall relativ zur Produktionsebenen-Normalen in Abhängigkeit von den Phasenraumkoordinaten p_t (in Zeilen) und y (als Spalten). Der jeweilige Polarisationswert aus der linearen Regression (rote Geraden) nach Gleichung (4.21) ist unterhalb der Datenpunkte angegeben.

Die eindimensionalen Abhängigkeiten hinsichtlich Transversalimpuls und Rapidität entsprechen den Projektionen der doppelt differentiellen Abhängigkeit auf die jeweilige Achse der Phasenraumkoordinaten, jedoch entspricht die Zerlegung in 6 Intervalle je Achse nicht der möglichen Auflösung aus dem vorliegenden Λ -Datensatz hoher Statistik. Außerdem wurde gezeigt, dass keine signifikante Phasenraumabhängigkeit der Akzeptanzfunktion der Winkelverteilung besteht und somit eine eindimensionale Korrektur hinreichend ist. Daher wurde zur detaillierten Interpretation der einfach differentiellen Ab-

4.6. Messung der Λ -Polarisation

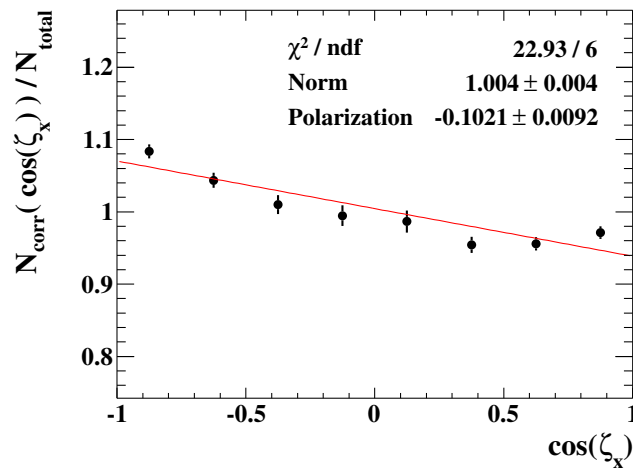


Abbildung 4.45.: Winkelverteilung der Protonen aus dem Λ -Zerfall relativ zur Produktionsebenen-Normalen nach einer Phasenraum-Wichtung der individuellen (p_t, y) -differenziellen Winkelverteilungen. Die rote Gerade zeigt eine Anpassung nach Gleichung (4.21).

hängigkeiten der verfügbare Bereich der jeweiligen Phasenraumkoordinate entsprechend der Gitter in Abbildung 4.46 vergrößert und in 11 p_t - bzw. 15 y -Intervalle deutlich feiner eingeteilt als in der zweidimensionalen Analyse.

Die daraus resultierenden Abhängigkeiten der Λ -Polarisation werden in Abschnitt 5.3.1 aufgeführt und interpretiert.

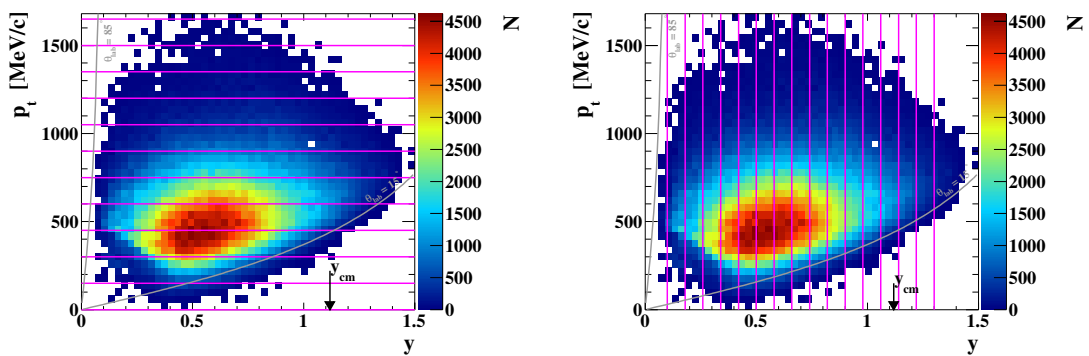


Abbildung 4.46.: Einteilung des Λ -Phasenraums für die einfach differentielle Polarisationsanalyse in Intervalle bzgl. des transversalen Impulses p_t (links) bzw. der Rapidität y (rechts) eingezeichnet als pinkfarbene Gitterlinien.

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden im ersten Teil die Ergebnisse aus der Untersuchung der Produktion von Λ -Hyperonen in der Reaktion von p (3,5 GeV) + Nb diskutiert. Dazu werden aus den ermittelten Transversalimpuls-Spektren die inversen Steigungsparameter $T_B(y)$ extrahiert und die Rapiditydichteverteilung durch Integration der p_t -Spektren bestimmt. Anschließend werden die Verteilungen mit Hilfe des Vergleichs mit Daten aus anderen Experimenten sowie den Simulationen durch mikroskopische Transportmodelle interpretiert und daraus Informationen über die Produktionsmechanismen abgeleitet.

Im zweiten Abschnitt wird die Multiplizität im gesamten Phasenraum abgeschätzt, unter anderem um zu prüfen, ob die ermittelte Λ -Produktionsrate sowie die Raten anderer seltener Teilchen mit der Erhaltung der Strangeness konsistent sind.

Im dritten Teil werden schließlich die Ergebnisse der Polarisationsanalyse zusammengefasst und deren Phasenraumabhängigkeit im Vergleich mit Daten früherer Experimente diskutiert.

5.1 Λ -Phasenraumverteilung

Bevor die Ergebnisse der Λ -Rekonstruktion dargelegt werden, muss darauf hingewiesen werden, dass die ermittelte differentielle Produktionsrate neben den Λ -Hyperonen ebenso die Gesamtheit der produzierten Σ^0 -Hyperonen mit einschließt. Da die Σ^0 -Hyperonen mit einer mittleren Lebensdauer von $7,4 \times 10^{-20}$ s über ihren Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ (BR = 100 %) nahezu instantan in Λ -Hyperonen zerfallen, können sie nicht individuell anhand einer Zerfallslänge identifiziert werden. Außerdem ist das emittierte neutrale Photon nicht im Detektor nachweisbar, sodass die Λ -Hyperonen aus dem Σ^0 -Zerfall nicht separiert werden können. Aufgrund des geringen Massenunterschieds $(m_{\Sigma^0} - m_{\Lambda})/m_{\Lambda} = 6,9\%$ und

5. Diskussion der Ergebnisse

desselben Quarkinhalts (uds) von Λ - und Σ^0 -Hyperon werden beide sehr wahrscheinlich mit nahezu der gleichen Kinematik erzeugt. Zudem besitzt das Zerfalls-Photon eine entsprechend kleine Energie ($E_\gamma = 77$ MeV), so dass die Λ -Hyperonen trotz des Rückstoßes durch das Photon im Wesentlichen die Kinematik der Σ^0 -Hyperonen behalten. Der Σ^0 -Zerfall hat somit keinen signifikanten Einfluss auf die Phasenraumverteilung der rekonstruierten Λ -Hyperonen, trägt jedoch deutlich (nach UrQMD-Simulationen mit 30 %, siehe Tabelle 5.3) zur bestimmten Produktionsrate bei. Die im Experiment bestimmte Λ -Multiplizität ist demzufolge stets als Summe von $\Lambda + \Sigma^0$ -Hyperonen zu verstehen.

Zur Interpretation der doppelt-differentiellen Phasenraumverteilung in Abbildung 4.36 wird zunächst die eindimensionale Projektion bzgl. des Transversalimpulses betrachtet. Entsprechend der Anzahl an Rapiditätsintervallen ergeben sich daraus mehrere Transversalimpuls-Spektren, welche typischerweise eine exponentielle Form mit charakteristischer Breite aufweisen und in Abbildung 5.1 dargestellt sind.

5.1.1 Transversalimpulsverteilungen

Die Verteilungen der Transversalimpulse der in der Kollision von Nukleonen produzierten Teilchen bildet im Wesentlichen die Umwandlung der ursprünglichen, ausschließlich longitudinal gerichteten, kinetischen Energie des einfallenden Teilchenstrahls in transversale Freiheitsgrade ab. Bei Reaktionen mit Kernen kann neben der zugeführten Energie auch die Fermibewegung der Nukleonen zum Transversalimpuls der emittierten Teilchen beitragen. Diese ist mit einigen 100 MeV je Nukleon jedoch gering im Vergleich zur Strahlenergie von 3,5 GeV.

Angenommen, die in der Reaktion erzeugten Teilchen befinden sich zum Zeitpunkt der letzten Wechselwirkung im thermischen Gleichgewicht, so werden sie isotrop emittiert, und die Impulsspektren folgen in Analogie zum idealen Gas (mit der Temperatur T) der Maxwell-Boltzmann-Statistik:

$$\frac{d^3 N}{dp^3} \propto e^{-\frac{E}{T}}. \quad (5.1)$$

Aufgrund der Isotropie der Quelle kann die Produktionsrate (bzw. äquivalent der häufig verwendete invariante Wirkungsquerschnitt σ) in Zylinderkoordinaten (ϕ, p_t, y) über die Beziehung $dp^3 = p_t E d\phi dp_t dy$ und durch Integration über den gesamten Azimutwinkel ϕ als Funktion des Transversalimpulses p_t und der Rapidität y als

$$\frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_t E} \frac{d^2 N}{dp_t dy} \quad (5.2)$$

formuliert werden. Über den Zusammenhang $E = m_t \cosh(y)$ von Energie E mit der transversalen Masse $m_t = \sqrt{m_0^2 + p_t^2}$ und der Rapidität folgt für die Boltzmann-Verteilung als Funktion der Phasenraumkoordinaten p_t und y :

$$\frac{d^2 N}{2\pi dp_t dy} = C p_t E e^{-\frac{E}{T}} = C \cosh(y) p_t m_t e^{-\frac{m_t \cosh(y)}{T}}. \quad (5.3)$$

Hierbei bezeichnet m_0 die Ruhemasse des betreffenden Teilchens, d. h. hier m_Λ .

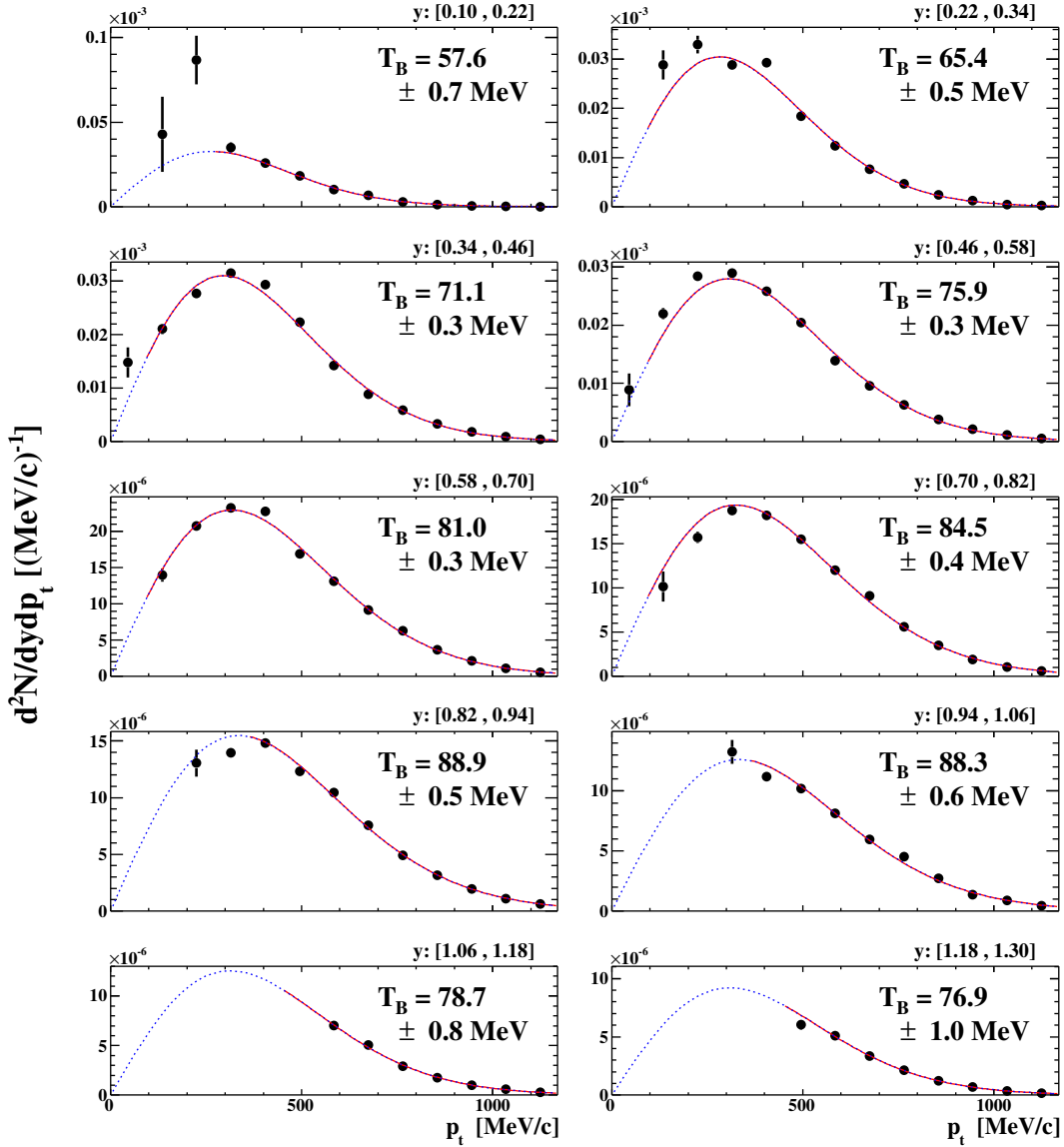


Abbildung 5.1.: Transversale Impulsspektren rekonstruierter Λ -Hyperonen inkl. statistischer Unsicherheiten (volle Kreise) mit individueller Anpassung durch eine Boltzmann-Verteilung (5.5) (rote Kurven) je Rapidityintervall. Die Extrapolation in den ungemessenen Bereich ist gepunktet dargestellt.

Zur Interpretation von Impulsabhängigkeiten im Experiment werden Transversalimpuls-Spektren $\frac{dN}{dp_t}(y)$ für individuelle Rapidityintervalle projiziert und dementsprechend der inverse Steigungsparameter

$$T_B(y) = \frac{T}{\cosh(y)} \quad (5.4)$$

5. Diskussion der Ergebnisse

bestimmt. Aus Gleichung (5.3) folgt somit für jedes Rapiditätsintervall die Boltzmann-Verteilung in Abhängigkeit von p_t :

$$\frac{dN}{dp_t}(y) = C(y) \cosh(y) p_t \sqrt{m_0^2 + p_t^2} e^{-\frac{\sqrt{m_0^2 + p_t^2}}{T_B(y)}}. \quad (5.5)$$

Eine andere übliche Darstellung in Abhängigkeit der transversalen Masse m_t ergibt sich mit der Substitution $p_t dp_t = m_t dm_t$,

$$\frac{1}{m_t^2} \frac{dN}{dm_t}(y) = C(y) e^{-\frac{m_t}{T_B(y)}}. \quad (5.6)$$

Aufgrund der Skalierung mit $\frac{1}{m_t^2}$ bietet sie den Vorteil, die m_t -Spektren verschiedener Teilchenspezies direkt miteinander zu vergleichen. Außerdem kann, wie es in Abbildung 5.2 gezeigt ist, in der halblogarithmischen Darstellung leicht der inverse Steigungsparameter T_B aus dem linearen Anstieg der Verteilung bestimmt werden. Ebenso er-

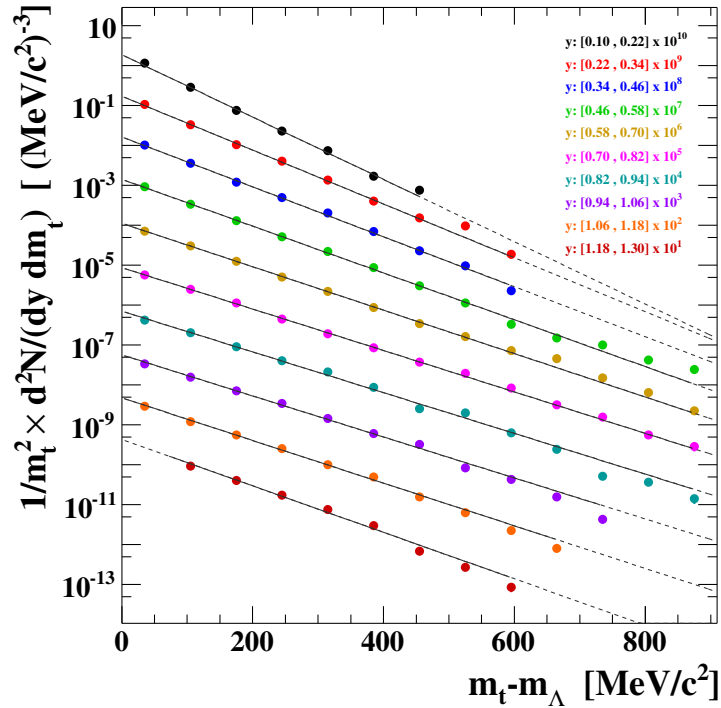


Abbildung 5.2.: Transversale Massenspektren rekonstruierter Λ -Hyperonen (volle Symbole) für alle Rapiditätsintervalle skaliert mit einer separaten Zehnerpotenz je Intervall. Die Anpassungen mittels Boltzmann-Verteilung (5.6) sind als durchgezogene Linien eingezeichnet, die Extrapolation gestrichelt.

laubt die äquivalente Anpassung der Transversalimpuls-Spektren anhand der Boltzmann-Verteilung (5.5) die Bestimmung von $T_B(y)$; sie ist in Abbildung 5.1 jeweils als rote

Kurve eingezeichnet und zeigt eine sehr gute Beschreibung der experimentellen Impulsverteilungen.

Die Abhängigkeit des daraus extrahierten inversen Steigungsparameters von der Rapidität ist in Abbildung 5.3(b) dargestellt. Es ist auffällig, dass keine symmetrische Abhängigkeit um die Schwerpunktsrapidität im Nukleon-Nukleon-Stoß ($y_{cm} = 1,118$) vorliegt, wie man es für elementare Nukleon-Nukleon-Reaktionen bzw. vollständig thermalisierte Quellen, beispielsweise in Schwerionenstößen, erwartet. Hingegen steigt die extrahierte Temperatur bis kurz unterhalb von y_{cm} an und erreicht ein Maximum von rund 90 MeV bei $y = 1$. Im Gegensatz zur guten Beschreibung in transversaler Richtung liegt somit für die Abhängigkeit des Spektrumparameters bezüglich der Rapidität $T_B(y)$ keine thermische Verteilung vor, wie der Vergleich mit einer $1/\cosh(y)$ -Verteilung nach Gleichung (5.4) (gepunktete Kurve in Abbildung 5.3(b)) zeigt. In longitudinaler Richtung werden die emittierten Λ -Hyperonen nach der Reaktion daher nicht durch eine Gleichgewichtsfunktion beschrieben.

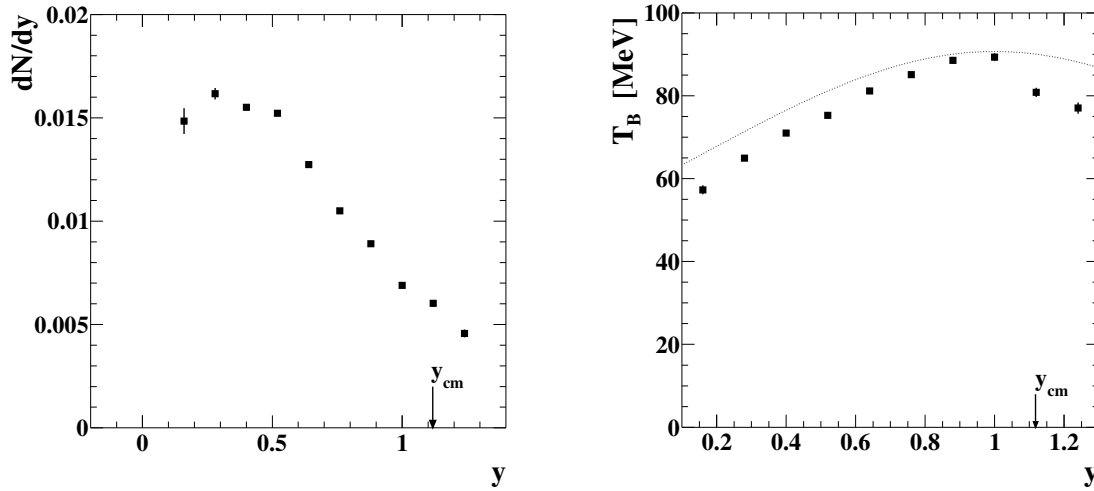
5.1.2 Extrapolation der transversalen Impulsspektren

Aufgrund der unvollständigen Phasenraumabdeckung durch den Detektor umfassen die transversalen Impulsspektren nur einen Teil des gesamten Phasenraumbereichs. Um das Integral der vollständigen p_t -Verteilungen berechnen zu können, müssen diese zu kleinen und großen Transversalimpulsen außerhalb der Detektorakzeptanz extrapoliert werden. Die Extrapolation erfolgt anhand der zur Bestimmung des inversen Steigungsparameters angepassten Boltzmann-Verteilung (5.5). Gleichermaßen kann die Extrapolation in der äquivalenten Darstellung der m_t -Spektren über die entsprechende Anpassung nach Gleichung (5.6) erfolgen. Mögliche Abweichungen aufgrund der verschiedenen Phasenraumeinteilung dieser beiden Methoden werden im nachfolgenden Abschnitt 5.1.3 bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheit herangezogen.

Zur Bestimmung der Rapiditätsdichte wurden je Rapiditätsintervall die Messdaten im Bereich der Anpassung des p_t -Spektrums summiert und im übrigen Bereich die jeweilige Boltzmann-Verteilung integriert. Der Extrapolationsanteil jeder Verteilung ist in den Abbildungen 5.1 und 5.2 durch gepunktete Kurven dargestellt. Die resultierende Multiplizitätsverteilung ist in Abbildung 5.3(a) dargestellt und weist eine bezüglich der Rapidität stark abfallende Abhängigkeit auf, die nicht bei der Schwerpunktsrapidität y_{cm} zentriert ist. Eine symmetrische Verteilung um die Schwerpunktsrapidität, wie sie bei elementaren oder Schwerionen-Reaktionen beobachtet wird, ist jedoch in der Reaktion $p + \text{Nb}$ aufgrund der sehr ungleichen Stoßpartner nicht zu erwarten.

Zur Ableitung der Λ -Multiplizität im vollen Phasenraum muss nach vollständiger Integration über den Transversalimpuls auch die Rapiditätsverteilung extrapoliert werden. Weil aufgrund des asymmetrischen Stoßsystems eine Symmetriebetrachtung nicht angemessen ist, müssen für die Extrapolation zusätzliche Annahmen getroffen bzw. geeignete Modellrechnungen herangezogen werden. Diese werden in Abschnitt 5.1.4 betrachtet, nachdem die systematischen Fehler der hier dargestellten Ergebnisse diskutiert werden.

5. Diskussion der Ergebnisse



(a) Rapiditydichte dN/dy normiert auf die Intervallbreite.

(b) Inverser Steigungsparameter $T_B(y)$, die gepunktete Kurve zeigt eine $1/\cosh(y)$ -Funktion.

Abbildung 5.3.: Multiplizität (a) und inverser Steigungsparameter T_B (b) rekonstruierter Λ -Hyperonen in Abhängigkeit der Rapidity y , aus der Anpassung der Transversalimpuls-Spektren mittels Boltzmann-Verteilungen (5.5).

5.1.3 Systematische Unsicherheiten

Bei der Betrachtung der Unsicherheit einer Messung unterscheidet man zwei grundsätzlich verschiedene Anteile, welche einerseits einen statistischen und andererseits einen systematischen Charakter aufweisen.

Da die statistische Unsicherheit allein durch statistische Fluktuationen hervorgerufen wird, ist der entsprechende Fehler sehr genau bekannt. Er beträgt $\Delta N = \sqrt{N}$ bei der Zählmessung einer normalverteilten Größe. Die statistische Gesamt-Unsicherheit der korrigierten Teilchenmultiplizität ΔM_{stat} setzt sich aus den statistischen Fehlern des Signals ΔN_S , des Untergrundes ΔN_U , sowie der Rekonstruktionseffizienz ΔN_ϵ zusammen. Unter Annahme von normalverteilten Messwerten wird die relative statistische Unsicherheit gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung mit

$$\frac{\Delta M_{stat}}{M_{stat}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_S}{N_S}(y, p_t)\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_U}{N_U}(y, p_t)\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_\epsilon}{N_\epsilon}(y, p_t)\right)^2} \quad (5.7)$$

berechnet. Aufgrund der hohen Anzahl an rekonstruierten sowie simulierten Λ -Hyperonen ist die gesamte statistische Unsicherheit jedoch relativ gering, wie es die Fehlerbalken in den Impulsspektren (aus Abbildung 5.1) zeigen. Lediglich an den Nachweisgrenzen des Detektors, insbesondere bei kleinen p_t , ist die statistische Unsicherheit signifikant.

Demgegenüber kann der systematische Teil der Unsicherheit anhand möglicher Fehlerquellen in der Analyse nur abgeschätzt werden und ist typischerweise deutlich größer

als der statistische Anteil. Zur Quantifizierung der systematischen Unsicherheit wurde der Einfluss der wesentlichen Freiheitsgrade des Analyseverfahrens, analog zur Fehlerbetrachtung der Polarisationsmessung (siehe Abschnitt 4.6.3) untersucht, indem die definierten Selektionskriterien und Anpassungsparameter um $\pm 20\%$ variiert wurden. Der

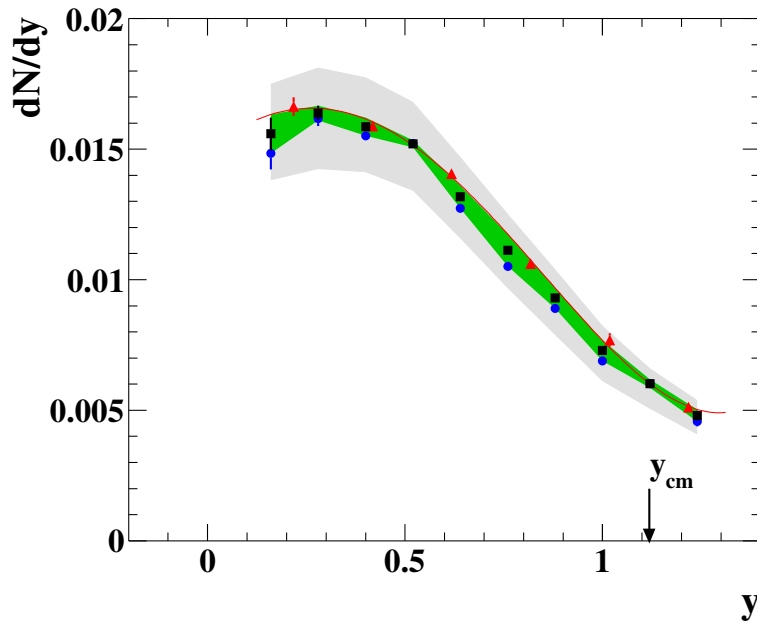


Abbildung 5.4.: Mittelwert der Rapiditydichte rekonstruierter Λ -Hyperonen (schwarze Quadrate) aus der hier vorgestellten Analyse (blaue Kreise) und einer unabhängigen Untersuchung [Arnold13] (rote Dreiecke), wobei letztere zum Vergleich mit einer als rote Kurve dargestellte Polynomfunktion $f(y) = a + by + cy^2 + dy^3 + ey^4$ angepasst wurde. Die grüne Fläche zeigt die Abweichung beider Analysen, während der grau schraffierte Bereich die gesamte systematische Unsicherheit wiedergibt.

Selektionsbereich zur Teilchenidentifikation von Proton und π^- -Meson anhand des Energieverlustes wurde hier nicht mit variiert sondern innerhalb einer unabhängigen Analyse derselben Experimentdaten modifiziert. Dabei handelt es sich ebenso um eine vollständige Rekonstruktion von Λ -Hyperonen beginnend bei der Ereignisselektion, die separat im Rahmen einer Diplomarbeit [Arnold13] durchgeführt wurde. Die Ergebnisse beider unabhängiger Analysen weisen, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, verschiedene Intervalleinteilungen bezüglich Rapidity und Transversalimpuls auf, wodurch ein direkter Vergleich der Histogramme ausgeschlossen ist. Jedoch wurden, mittels einer Anpassung der Rapiditydichteverteilung durch ein Polynom vierten Grades (rote Kurve in Abbildung 5.4) die zum Vergleich fehlenden Werte interpoliert, daraus die Differenz beider Analysen $|M_{Ana1} - M_{Ana2}|$ berechnet und somit ein Teil des systematischen Fehlers bestimmt. Der systematische Fehler enthält außerdem die Unsicherheit der Extrapolation

5. Diskussion der Ergebnisse

der Transversalimpuls-Spektren, welche aus der Differenz zweier äquivalenter Methoden, wie in Abschnitt 5.1.2 erläutert, berechnet wurde. Zum Einen wurde die Abhängigkeit der Λ -Multiplizität vom transversalen Impuls, zum anderen von der transversalen Masse, mittels Boltzmann-Verteilung angepasst und jeweils der inverse Steigungsparameter T_B extrahiert, der in Abbildung 5.5 als Funktion der Rapidität dargestellt ist. Aus

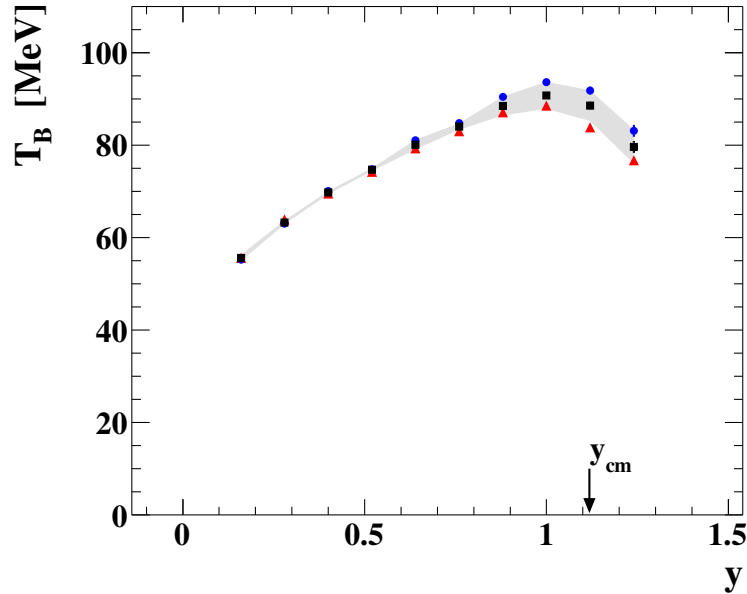


Abbildung 5.5.: Rapidityabhängigkeit des Mittelwerts (schwarze Quadrate) der inversen Steigungsparameter aus der Boltzmann-Anpassung der transversalen Impulsspektren (rote Dreiecke) bzw. der transversalen Massenspektren (blaue Kreise). Der graue Bereich zeigt die Abweichung beider Anpassungsmethoden, welche den größten Beitrag zur systematischen Unsicherheit von $T_B(y)$ liefert.

der Differenz beider Anpassungsmethoden ergibt sich für die Rapidityabhängigkeit von $T_B(y)$ der größte Beitrag zur systematische Unsicherheit. Bezüglich der Extrapolation der p_t -Verteilungen liefern diese Abweichungen nur einen geringen Beitrag zur gesamten systematischen Unsicherheit, da sie lediglich im Bereich hoher Rapidity auftreten, wo jedoch die absolute Multiplizität der Λ -Hyperonen gering ist.

Die weiteren systematischen Einflüsse aus den Variationen der Selektions- und Anpassungsgrenzen $\Delta M_{Variation}$ sind in Abbildung 5.4 als (teilweise hinter den schwarzen Datenpunkten verschwindende) Fehlerbalken eingezeichnet. Zusätzlich dazu tragen die Unsicherheiten der Normierungsgrößen, welche in Tabelle 5.1 aufgelistet sind, zum systematischen Fehler bei.

Normierungsgröße	Wert	relative Unsicherheit
$N_{LV L1}$	$3,1533 \times 10^9 \pm 5,6 \times 10^4$	$1,8 \times 10^{-5}$
$R_{Trigger}$	$0,58 \pm 0,06$	10 %
F_{leer}	$0,17 \pm 0,009$	5 %

Tabelle 5.1.: Normierungsfaktoren und ihre Unsicherheiten.

Die relative Gesamtunsicherheit der differentiellen Λ -Multiplizität $M_\Lambda(y, p_t)$ berechnet sich, inklusive der statistischen Fehler $\Delta M_{stat}(y, p_t)$, nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung durch

$$\frac{\Delta M_\Lambda}{M_\Lambda}(y, p_t) = \sqrt{\left(\frac{\Delta M_{stat}}{M_{stat}}(y, p_t)\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{Variation}}{M_{Variation}}(y, p_t)\right)^2 + \left(\frac{|M_{Ana1} - M_{Ana2}|}{2 \langle M \rangle}(y, p_t)\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{LV L1}}{N_{LV L1}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{Trigger}}{R_{Trigger}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_{leer}}{F_{leer}}\right)^2} \quad (5.8)$$

und ist als graues Band in [Abbildung 5.4](#) eingezeichnet. Insgesamt lässt sich somit die obere Grenze der Unsicherheit für die innerhalb der HADES-Akzeptanz integrierte Λ -Produktionsrate mit 12 % angeben.

5.1.4 Vergleich mit Vorhersagen von Transportmodellen

Zur Berechnung der Multiplizitätsverteilungen mittels Transportmodellen wurde die zurzeit aktuelle Version 1.6.6179 vom 1. Oktober 2013 des Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Projektes (GiBUU) [[GiBUU13](#)] verwendet sowie die Version 3.3.1 vom 9. März 2010 des Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) Modells [[UrQMD10](#)].

[Abbildung 5.6](#) zeigt die mit Hilfe dieser beiden Modelle für die Reaktion $p(3,5 \text{ GeV}) + \text{Nb}$ berechnete Λ -Rapiditätsdichteverteilung und den inversen Steigungsparameter jeweils als Funktion der Rapidität im Laborreferenzsystem. Für UrQMD wurden ausschließlich die Standardeinstellungen des Modells verwendet, während bei den Berechnungen mit dem GiBUU-Modell zwei unterschiedliche Konfigurationen im Realteilchenmodus entwickelt wurden. Zum einen wurde mit vollständigen Mean-Field-Potentialen (siehe [Abschnitt 3.5](#)) gerechnet, welche in der anderen Konfiguration komplett deaktiviert wurden. Die zur Ausführung der Simulationen verwendeten Eingangsparameter sind im [Anhang A.3](#) aufgeführt.

Der Vergleich der Rapiditätsdichteverteilungen zeigt, dass sich die beiden Konfigurationen des GiBUU-Modells deutlich unterscheiden und keinesfalls mit den experimentellen

5. Diskussion der Ergebnisse

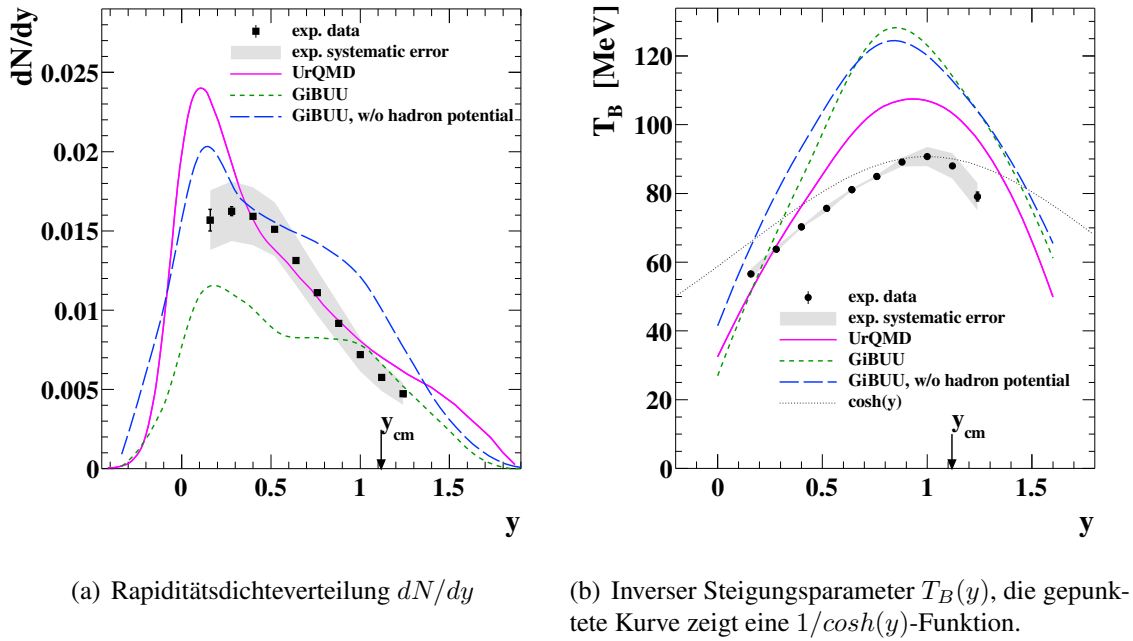


Abbildung 5.6.: Rapiditydichte (a) und inverse Steigungsparameter T_B (b) rekonstruierter Λ -Hyperonen als Funktion der Rapidity y zusammen mit den Ergebnissen aus UrQMD- (pinkfarbene Kurven) und GiBUU- (kurzgestrichelte grüne Kurven und gestrichelte blaue Kurven (ohne Potential)) Transportmodellrechnungen.

Daten übereinstimmen. Außerdem lassen sich zwei Komponenten der Geschwindigkeitsverteilung erkennen, mit einerseits dem Maximum bei Targetrapidity $y = 0$ und andererseits einem, im Vergleich zum Experiment, flachen Abfall zu höheren Rapiditäten. Das UrQMD-Modell entspricht zumindest für $y > 0,3$ annähernd dem experimentellen Verlauf und zeigt ebenfalls die zur Targetrapidity verschobene, stark asymmetrische Verteilung.

Bezüglich des inversen Steigungsparameters $T_B(y)$ weisen alle drei Modellrechnungen (insbesondere GiBUU) größere Werte als die experimentellen Spektren auf. Die Modelle erzeugen folglich härtere Impulsspektren. Darüber hinaus zeigt der Vergleich der $T_B(y)$ -Verteilungen mit einer, in Abbildung 5.6(b) exemplarisch eingezeichneten, $1/\cosh(y)$ -Abhängigkeit (nach Gleichung 5.4), dass auch die Modell-Spektren eine deutlich steilere Rapidityabhängigkeit aufweisen als Teilchen im thermischen Gleichgewicht.

Da bereits die Rapiditydichteverteilung nur für UrQMD vergleichbar mit den experimentellen Daten ist, lassen sich dementsprechend die p_t -Spektren mit den anderen Modellrechnungen nur qualitativ diskutieren (siehe Abbildung 5.7). Für Rapiditäten unterhalb $y = 0,3$, wo keines der Modelle die Λ -Rapidityverteilung reproduziert, unterschei-

den sich die p_t -Spektren der Transportmodelle deutlich von einer einfachen Boltzmann-Verteilung. Darüber zeigen die UrQMD-Simulationen Boltzmann-ähnliche Verteilungen.

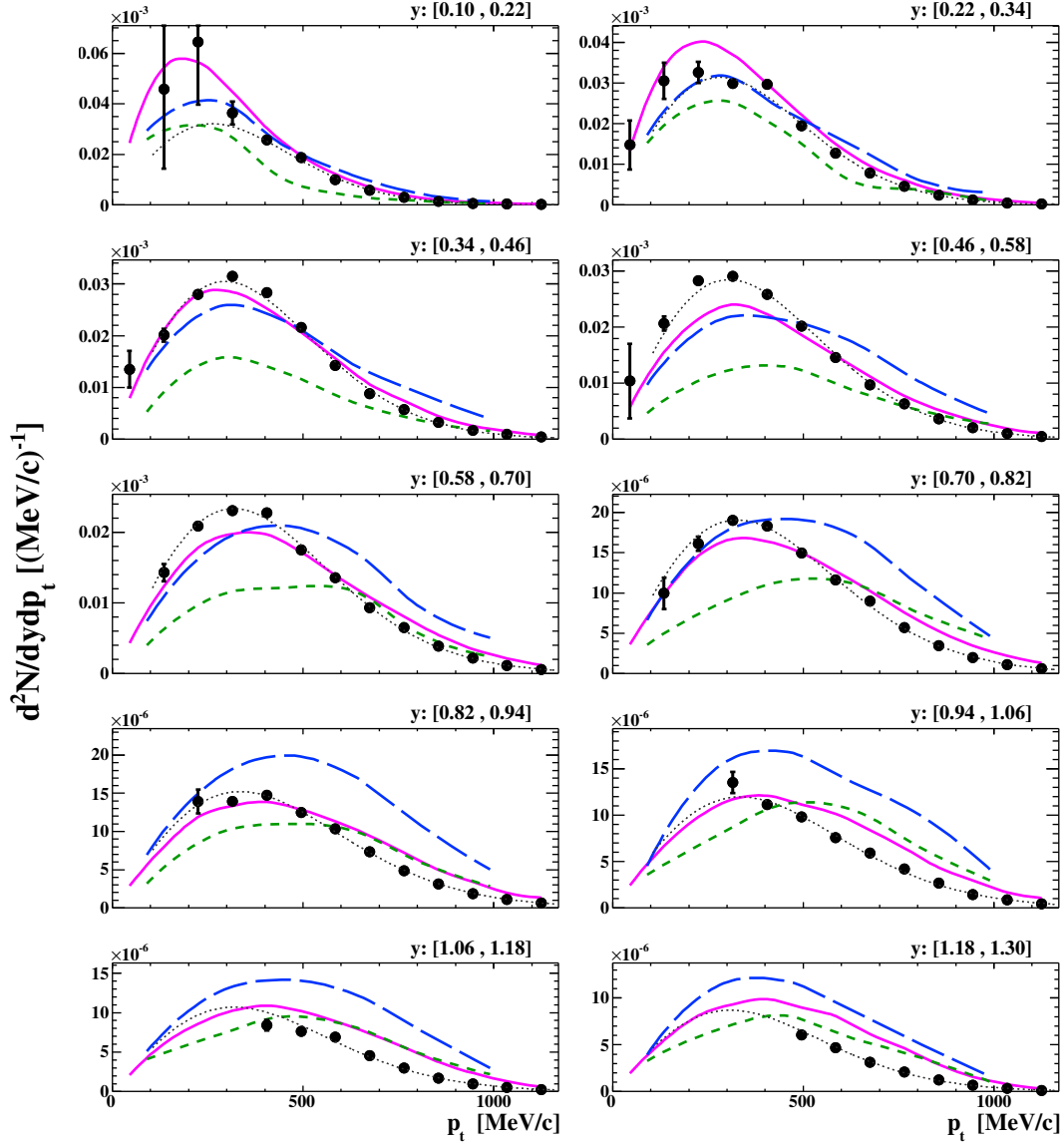


Abbildung 5.7.: Transversale Impulsspektren der Λ -Hyperonen in verschiedene Rapiditätsintervallen aus dem Experiment inkl. systematischen Unsicherheiten (Symbole) im Vergleich mit UrQMD- und GiBUU-Transportmodellrechnungen (Kurvstile wie in Abb. 5.6). Die Anpassungen der Spektren mittels Boltzmann-Verteilung sind als gepunktete Kurven dargestellt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass keine der vorgestellten Modellrechnungen die Phasenraumverteilung der Λ -Hyperonen vollständig bezüglich absoluter Multiplizität

5. Diskussion der Ergebnisse

und Form der Impulsspektren reproduziert. Lediglich in einem beschränkten Bereich von $0,3 < y < 1,3$ beschreibt das UrQMD-Modell die Λ -Rapiditätsdichteverteilung näherungsweise.

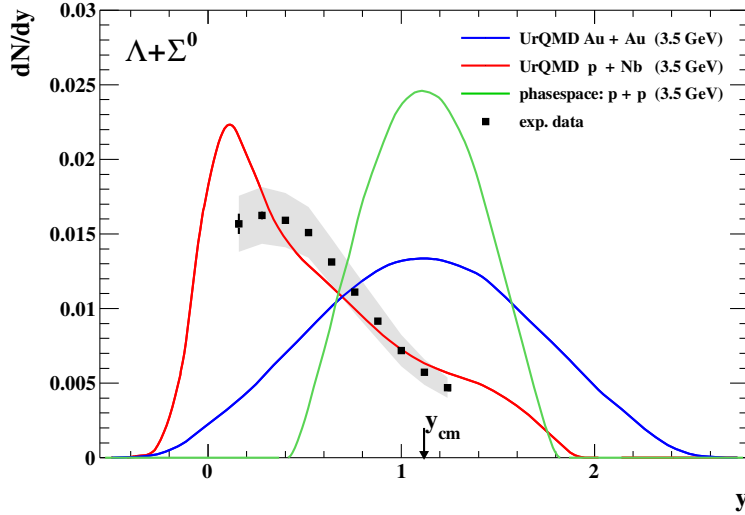


Abbildung 5.8.: Vergleich der Λ -Rapiditätsverteilungen verschiedener Stoßsysteme bei der Strahlenergie $E_{kin} = 3,5$ AGeV. Für die Reaktionen p+Nb und Au+Au sind UrQMD Simulationen (rote und blaue Kurven) gezeigt; für die elementare Reaktion $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ (grüne Kurve) wurde eine Gleichverteilung im verfügbaren Phasenraum simuliert. Experimentelle Daten wie in Abbildung 5.6(a).

Der Vergleich der rekonstruierten Rapiditätsverteilung mit entsprechenden Verteilungen für elementare Nukleon-Nukleon- sowie Schwerionenreaktionen (hier für die Kollision von Goldkernen bei der selben Strahlenergie pro Nukleon, d.h. 3,5 AGeV) ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Die simulierten Verteilungen sind für den direkten Vergleich auf die Produktionsrate der p+Nb Reaktion normiert. Die breite Rapiditätsverteilung aus dem Schwerionenstoß sowie die mittels einfacher Monte-Carlo-Simulation generierte Verteilung von Λ -Hyperonen aus einer elementaren p+p Reaktion sind beide symmetrisch um y_{cm} . Aufgrund der aus der Summe aller wechselwirkenden Nukleonen deutlich höheren verfügbaren Gesamtenergie im Schwerionenstoß sowie der größeren Teilchendichte ist die resultierende Geschwindigkeitsverteilung breiter als bei der Reaktion zweier Nukleonen. Die stark in Richtung der Targetrapidity ($y = 0$) verschobene Verteilung der hier untersuchten Proton-Kern-Reaktion, die außerdem stark asymmetrisch ist, lässt sich jedoch nicht anhand dieser einfachen Eigenschaften nachvollziehen. Daraus wird deutlich, dass das Stoßsystem aus einem Proton und einem schweren Kern, statt als direktes Bindeglied zwischen den zwei Extremen (elementare p+p- bzw. Schwerionenreaktion) zu wirken, eine eigene Dynamik aufweist und somit neue Fragestellungen aufruft, z.B. bezüglich der Abbremsung von Hyperonen in ruhender Kernmaterie bei Grundzustands-

dichte. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt anhand detaillierter Betrachtung der Simulationen im GiBUU-Transportmodell die Dynamik der Λ -Hyperonen untersucht.

5.1.5 Λ -Produktionsmechanismen im BUU-Modell

Zur Untersuchung der Erzeugungsmechanismen des Λ -Hyperons im des GiBUU-Modell wurde zunächst die Rapiditätsdichteverteilung in die einzelnen Produktionskanäle aufgliedert und in Abbildung 5.9 dargestellt. Die hier zugrunde liegende Rechnung verwendet keine hadronischen Mean-Field-Potentiale zur Propagation der Teilchen und beinhaltet im Gegensatz zu den Simulationen in den Abbildungen 5.6 und 5.7 eine statische Dichteverteilung, wodurch sich die absolute Multiplizität etwas unterscheidet, jedoch deren Ergebnisse qualitativ übereinstimmen. Daraus ist ersichtlich, dass ein großer Anteil

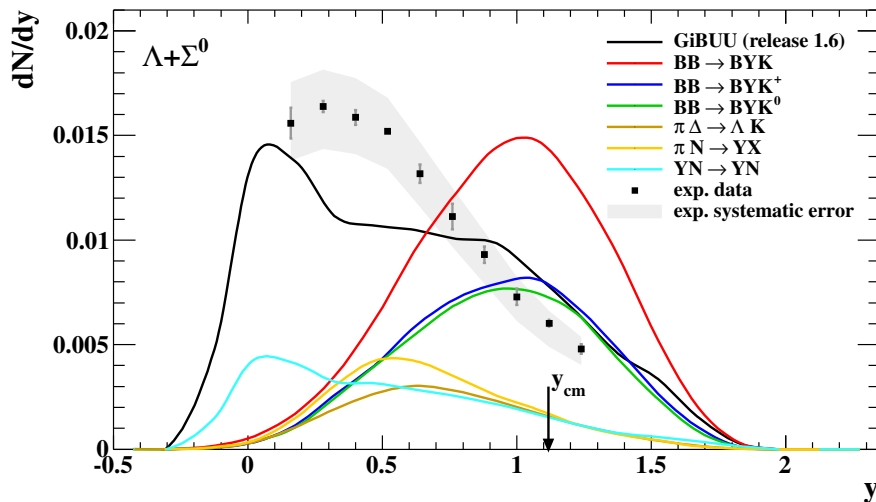


Abbildung 5.9.: Rapiditätsdichteverteilung der einzelnen Λ -Produktionskanäle im GiBUU-Modell. Die schwarze Kurve zeigt die vollständige Simulation mit allen implementierten Λ -Produktionskanälen.

(57 %) an Λ -Hyperonen über die direkten Reaktionen $N + N \rightarrow N + \Lambda + K$ (*first chance collisions*) nahe der Schwerpunktsrapidity y_{cm} erzeugt wird (rote Kurve). Nur ein kleiner Teil (26 %) entsteht in Reaktionen mit Pionen (gelbe und braune Kurven), was auch anhand der von HADES gemessenen kleinen Pionen-Häufigkeit pro Ereignis von $0,60 \pm 0,10$ für π^- und $0,66 \pm 0,09$ für π^0 [Agakishiev13b] nachvollziehbar ist. Des Weiteren wird deutlich, dass die Form der gesamten Rapiditätsverteilung maßgeblich durch Reaktionen der Hyperonen mit Nukleonen bestimmt wird, da nur diese Prozesse ein Maximum bei Targetrapidity aufweisen. Eine Analyse der Häufigkeit der sekundären Reaktionen der Λ -Hyperonen in diesem Modell zeigt, dass diese im Mittel drei bis vier Stöße durchlaufen. Als Folge dieser mehrfachen Streuung, vorwiegend an Nukleonen des

5. Diskussion der Ergebnisse

Targets, werden die ursprünglich um Schwerpunktsrapidität produzierten Λ -Hyperonen abgebremst und somit in der Rapiditätsverteilung in Richtung Target verschoben.

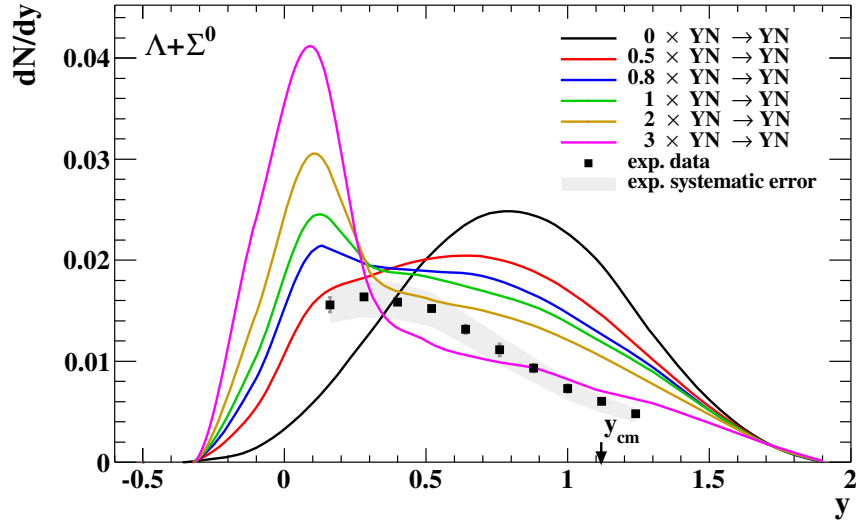


Abbildung 5.10.: Λ -Rapiditätsdichteverteilung im GiBUU-Modell bei Variation des Hyperon-Nukleon-Wirkungsquerschnitts σ_{YN} skaliert mit Faktoren von 0 bis 3.

Da offensichtlich die Mehrfachstreuung der Hyperonen ausschlaggebend für deren Phasenraumverteilung ist, wurde in einer weiteren Studie der entsprechende Hyperon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt σ_{YN} im GiBUU-Modell variiert, um somit möglicherweise die Ursache für die Diskrepanz zwischen Experiment und Modell zu finden. Abbildung 5.10 zeigt die entsprechende Systematik, wobei die Energie-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ_{YN} nicht modifiziert wurde, sondern lediglich die bereits im BUU-Code implementierte Parametrisierung um die in der Legende angegebenen Faktoren 0 bis 3 skaliert wurde. Die Parametrisierung des Hyperon-Nukleon-Wirkungsquerschnitts ist in Abbildung A.16 im Anhang A.3.3 dargestellt.

Die Variation von σ_{YN} bewirkt eine qualitative Änderung der Geschwindigkeitsverteilung, es wird das Verhältnis von schnellen zu langsamen Λ -Hyperonen umverteilt: Je größer der Wirkungsquerschnitt σ_{YN} für die Reaktion von Nukleonen mit den Λ -Hyperonen ist, desto mehr von ihnen werden in longitudinaler Richtung nahezu vollständig abgebremst. Der im Vergleich zu den experimentellen Daten deutliche Überschuss bei $y \rightarrow 0$ verstärkt sich durch die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts noch weiter, während er bei einer Reduzierung von σ_{YN} in ein Defizit von langsamen Λ -Hyperonen umschlägt. Dementsprechend scheinen geringe Modifikationen des Modells anhand der Anpassung von elementaren Wirkungsquerschnitten nicht hinreichend zu sein, um damit die experimentellen Daten zu reproduzieren.

Darüber hinaus wurde die Abhängigkeit der Rapiditätsverteilung von der Zentralität der Reaktion untersucht. Abbildung 5.11 zeigt die Korrelation von Stoßparameter b

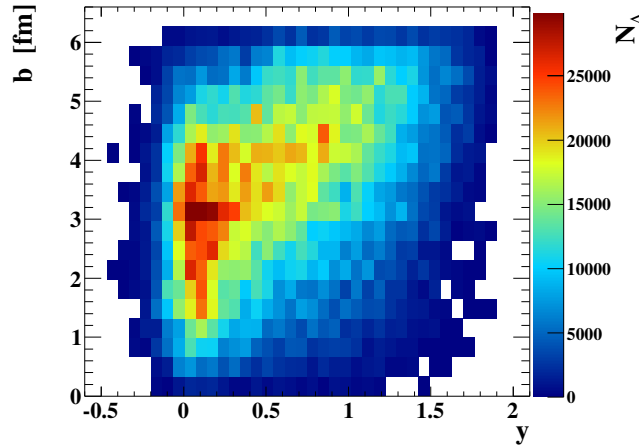


Abbildung 5.11.: Häufigkeitsverteilung der Λ -Hyperonen als Funktion des Stoßparameters b und der Rapidität y im GiBUU-Modell.

und Rapidität y der Λ -Hyperonen. Daraus lässt sich erkennen, dass bei sehr peripheren Reaktionen, d.h. bei großen Stoßparametern, Λ -Hyperonen mit überwiegend hohen Geschwindigkeiten um die Schwerpunktsrapidität ($y_{cm} = 1,12$) emittiert werden. Dort sind sekundäre Reaktionen zunehmend unwahrscheinlicher, da die Zahl der umgebenden Nucleonen mit steigendem Stoßparameter abnimmt, so dass bei maximalem Stoßparameter, $r_p + r_{Nb} \approx 6$ fm, das Projektil den Niob-Kern am (diffusen) Rand trifft. Somit können die erzeugten Teilchen nur selten durch anschließende Mehrfachstreuung abgebremst werden. Zusätzlich dazu kann das einfallende Proton mit steigender Zentralität ($b \rightarrow 0$) aufgrund von mehrfacher Streuung im Target-Kern zunehmend eine Abbremsung bereits vor der Erzeugung von Λ -Hyperonen erfahren, welche folglich geringere longitudinale Geschwindigkeiten erhalten.

Weitere Untersuchungen hinsichtlich der Wirkung der hadronischen Mean-Field-Potentiale und der analytischen bzw. dynamischen Berechnung der Teilchendichte sind im Anhang A.3.2.2 aufgeführt. Deren Resultate werden im Folgenden kurz zusammengefasst. Der Einfluss der Mean-Field-Potentiale während der Propagation der Hadronen bewirkt eine stärkere Abbremsung der Λ -Hyperonen. Bei analytischer Berechnung der Teilchendichte wird deren Produktion außerdem verstärkt. Beide Funktionen scheinen jedoch stark korreliert zu sein, da ohne Verwendung von hadronischen Potentialen eine analytisch berechnete Teilchendichte im Gegenteil eine Reduktion der totalen Λ -Produktionsrate hervorruft. Darüber hinaus sind die für die Erzeugung von Λ -Hyperonen relevanten elementaren Wirkungsquerschnitte innerhalb der zwei verschiedenen Generatoren zur Teilchenerzeugung (das Resonanzmodell und das String-Fragmentations-Modell PYTHIA) offenbar unterschiedlich implementiert. Als Folge verringert sich die totale Λ -Produktionsrate deutlich um 36 % nach Änderung der Reaktionsschwelle $\sqrt{s_{thres}}$ zwischen den beiden Generatoren bei der Aktualisierung des GiBUU-Programms von der Version 1.5 ($\sqrt{s_{thres}} = 2,6$ GeV) auf die Version 1.6 ($\sqrt{s_{thres}} = 3,4$ GeV).

5. Diskussion der Ergebnisse

5.1.6 Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente

Hinsichtlich der Strangeness-Produktion in Proton-Kern-Reaktionen bei Strahlenergien von einigen GeV existieren bisher nur wenige Datensätze zu Λ -Hyperonen, die mit den Daten des hier analysierten Experiments vergleichbar sind. Am SIS18-Beschleuniger in Darmstadt hat HADES mit dem p + Nb Experiment erstmalig eine Proton-Kern-Reaktion bezüglich der Erzeugung von Λ -Hyperonen zugänglich gemacht. Das am selben Beschleuniger installierte Spektrometer KaoS^A untersuchte ausschließlich geladene Kaonen [Scheinast06], da es speziell zu diesem Zweck konstruiert wurde. Andererseits wurden mit dem FOPI-Detektor^B meist nur symmetrische Schwerionenkollisionen analysiert [Merschmeyer07]. Experimente zur Proton-induzierten Strangeness-Produktion an anderen Beschleunigern fanden überwiegend bei deutlich höheren Projektil-Energien statt, wie zum Beispiel am AGS in Brookhaven bei 30 GeV oder am SPS-Beschleuniger des CERN in Genf bei 300 bis 800 GeV mit stationären Targets.

	Reaktion	p_{Strahl} [GeV/c]	E_{Strahl}^{kin} [GeV]	$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	y_{cm}^{NN}	$\sqrt{s_{NN}}$ $-\sqrt{s_{AX}}$ [GeV]	Referenz
0.	p + ⁹³ Nb	4,34	3,5	3,176	1,12	0,63	Abb. 5.1, 5.3,
1.	p + ¹² C	10	9,1	4,5	1,53	2,0	[Aslanyan07]
2.	p + ¹⁹⁷ Au	17,5	16,6	5,9	1,81	3,3	[Chemakin00]
3.	\bar{p} + ¹⁸¹ Ta	4,0	3,2	3,08	1,08	0,85	[Miyano88]
4.	\bar{p} + ⁶⁴ Cu	8,8	7,9	4,29	1,47	2,1	[Ahmad97]
5.	C + Ne ... Pb	je Nukleon 4,5	je Nukleon 3,7	3,2	1,14	0,68	[Anikina84]

Tabelle 5.2.: Reaktionsenergien und zur Λ -Produktion verfügbare Energien verschiedener Experimente zu Proton-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen.

Zur Einordnung der vorhandenen Datensätze sind in Tabelle 5.2 die Reaktionssysteme und deren zur Λ -Produktion verfügbare Energie der am ehesten vergleichbaren Experimente zu (Anti)Proton-Kern-Kollisionen aufgelistet. Das bezüglich Reaktionsenergie und Targetmasse mit der hier untersuchten Reaktion p (3,5 GeV) + Nb naheliegendste Experiment (Nr. 3, siehe [Miyano88]) untersuchte allerdings die Reaktion von Antiprotonen mit einem \bar{p} -Impuls von 4,0 GeV/c und einem Target aus Tantal ($A = 181$) am KEK Beschleuniger bei Tokio.

Aufgrund der Annihilation des Antiprotons im Target ist unter Erhaltung von Strangeness sowie Baryonen- und Mesonenzahl dabei die Reaktion $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda$ zur Erzeugung von Λ -Hyperonen bevorzugt und im Vergleich zur Erzeugung im Nukleon-Nukleon-Stoß über $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ energetisch etwas günstiger. Dementsprechend steht

^AKaoS war ein **Kaonen** Spektrometer am SIS18 in Darmstadt zur Untersuchung von geladenen Kaonen in dichter Kernmaterie.

^BFOPI (Akronym für **four pi**) war ein Detektor am SIS18 in Darmstadt zur Messung geladener Teilchen im nahezu gesamten Raumwinkelbereich von 4π .

bei gleicher kinetischer Energie des Strahls in der Annihilationsreaktion mit $\sqrt{s_{pK\Lambda}} - \sqrt{s_{\bar{\Lambda}\Lambda}} = 0,316$ GeV etwas mehr Energie für die erzeugten Hyperonen und folglich ein etwas größerer Phasenraumbereich zur Verfügung. Aufgrund der unterschiedlichen Erzeugungsreaktionen sind die entsprechenden Mechanismen zur Strangeness-Produktion nicht direkt vergleichbar.

Dennoch zeigt sich, dass die resultierende und in Abbildung 5.12 dargestellte Rapiditätsdichteverteilung eine zur entsprechenden Verteilung in der Reaktion p (3,5 GeV) + Nb (Abb. 5.3(a)) ähnliche Form aufweist. Sie besitzt ebenfalls ein Maximum wenig oberhalb der Targetrapidität. Das bedeutet, dass die Verteilung der erzeugten Hyperonen in erster Linie nicht durch die Produktionsprozesse direkt bestimmt wird, sondern maßgeblich aus sekundären Reaktionen resultiert. Eine nachfolgend diskutierte systematische

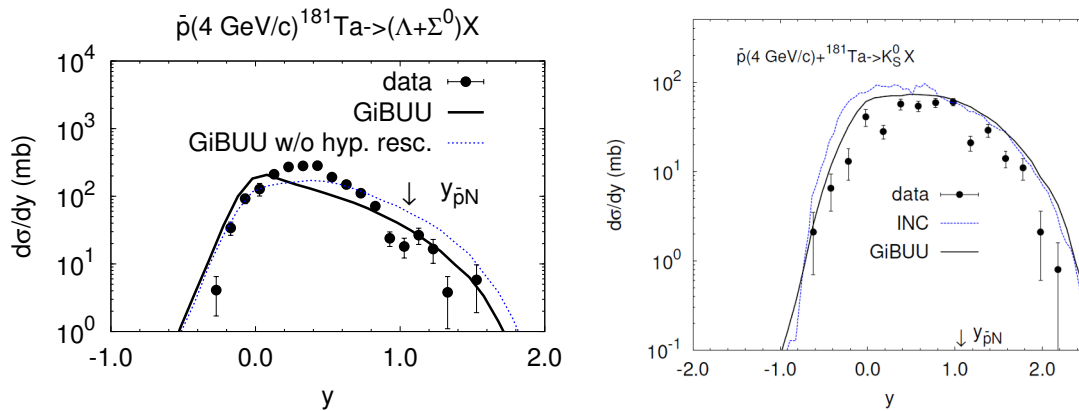


Abbildung 5.12.: Rapiditätsverteilungen von Λ -Hyperonen (links) und K_s^0 -Mesonen (rechts) aus der Reaktion \bar{p} (4 GeV/c) + Ta [Miyano88] im Vergleich mit den Ergebnissen verschiedener Transportmodellrechnungen [Larionov12]. Der Pfeil markiert die Schwerpunktsrapidität im Antiproton-Nukleon-Stoß $y_{cm} = 1,08$.

Untersuchung der Λ -Produktion in Abhängigkeit von der Targetmasse [Anikina84] zeigt, dass dabei offensichtlich das umgebene Medium entscheidend ist. Dieses Verhalten der Λ -Hyperonen wurde ebenso mittels Simulation der \bar{p} +Ta Reaktion mit dem BUU-Modell der Giessener Gruppe reproduziert [Larionov12]. Dabei stellte sich heraus, dass die direkte Erzeugung anhand der Reaktion $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda$ maximal ein Fünftel der produzierten Λ -Hyperonen erklären kann. Somit erfolgt die Hyperon-Produktion in Antiproton-Annihilationsreaktionen ebenfalls maßgeblich über Sekundärreaktionen der erzeugten Teilchen mit der umgebenden Kernmaterie (u.a. Baryonen, baryonische Resonanzen, Mesonen).

5. Diskussion der Ergebnisse

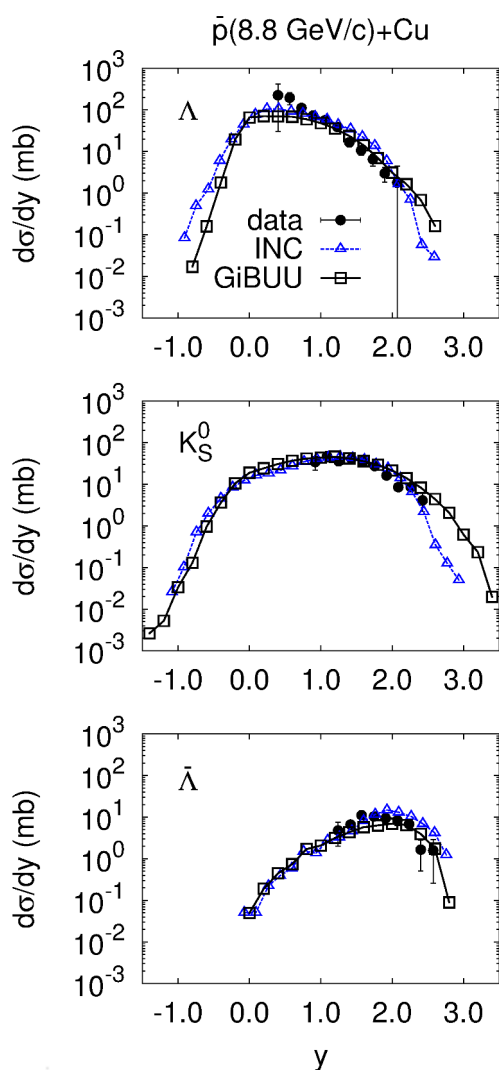


Abbildung 5.13.: Rapiditätsverteilungen von Λ - (oben) und $\bar{\Lambda}$ - (unten) Hyperonen sowie neutralen Kaonen (Mitte) aus der Reaktion \bar{p} (8,8 GeV/c) + Cu [Ahmad97], sowie die entsprechenden Ergebnisse verschiedener Transportmodellrechnungen [Larionov12]. Die Schwerpunktsrapidity im Anti-Nukleon-Nukleon-Stoß beträgt $y_{cm} = 1,47$.

Abbildung 5.12 zeigt des Weiteren, dass das GiBUU-Modell sowie das intranukleare Kaskaden-Modell (INC)^c die Rapiditätsverteilung der neutralen Kaonen annähernd, doch die der Λ -Hyperonen nur ungenügend, reproduzieren. Die Ursache für diese Abweichung wird in der Unterschätzung der Beiträge von Zerfällen angeregter Hyperonen Y^* und der unsicheren Parametrisierung des Wechselwirkungsquerschnitts der Hyperon-

^cDas intranukleare Kaskaden-Modell beschreibt die inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkung mittels Monte-Carlo-Simulation als eine Folge von einander unabhängigen Reaktionen der primär und sekundär erzeugten Teilchen mit den Nukleonen des Kerns.

Nukleon-Streuung $Y + N \rightarrow Y + N$ bei geringen Impulsen ($p < 0,5 \text{ GeV}/c$) vermutet [Larionov12].

Die Rapiditätsverteilungen aus der Reaktion \bar{p} (8,8 GeV/c) + Cu (Abb. 5.13) zeigen, dass bei höherer Strahlenergie die Verteilungen beider Modelle nahezu übereinstimmen, da die implementierten elementaren Wirkungsquerschnitte sich für größere Impulse vorwiegend gleichen. Für die elastische Hyperon-Nukleon-Streuung nimmt beispielsweise das verwendete INC-Modell einen konstanten Wirkungsquerschnitt von 14 mb an, der sich bei kleinen Impulsen deutlich von den gemessenen Daten und der Parametrisierung in GiBUU unterscheidet, die in Abbildung A.16 des Anhangs dargestellt sind.

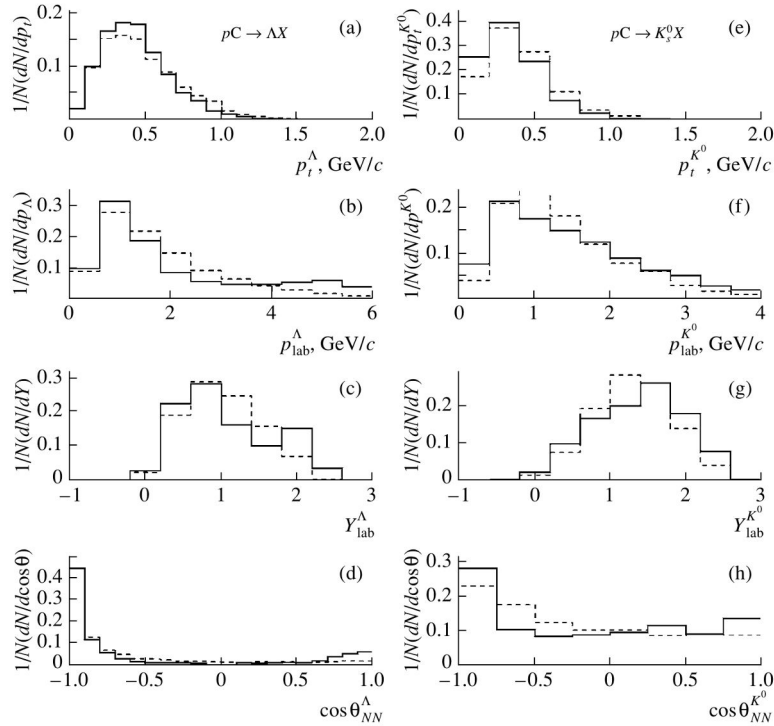


Abbildung 5.14.: Verteilungen des Transversal- (p_t)- und Gesamtimpulses (p_{lab}), der Rapidität (Y_{lab}) sowie des Polarwinkels im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystems (θ_{NN}) von Λ -Hyperonen (links) und K_s^0 -Mesonen (rechts) aus der Reaktion p (10 GeV/c) + C ($y_{cm} = 1,53$) [Aslanyan07]. Das durchgezogene Histogramm zeigt die experimentellen Daten, die gestrichelte Linie die simulierten Verteilungen des FRITIOF-Modells [Pi92].

In Bezug auf Nukleon-Kern-Reaktionen ist das in Dubna durchgeführte Blasenkammer-Experiment der Reaktion p (10 GeV/c) + C [Aslanyan07] am ehesten mit der hier untersuchten Reaktion vergleichbar. Die entsprechende kinetische Energie des Protonenstrahls beträgt 9,11 GeV. Dies ergibt somit einen deutlich höheren Energieüberschuss von 2,0 GeV für die Erzeugung von Λ -Hyperonen als in der Reaktion $p + \text{Nb}$ ($\sqrt{s_{NN}} -$

5. Diskussion der Ergebnisse

$\sqrt{s_{pK\Lambda}} = 0,63$ GeV) verfügbar ist. Die rekonstruierten Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen sind in Abbildung 5.14 dargestellt und zeigen einen zur vorliegenden Analyse äquivalenten Verlauf. Hinsichtlich des Transversalimpulses besitzt die Λ -Multiplizität auch hier eine exponentielle Abhängigkeit. Aufgrund der höheren Reaktionsenergie ist das p_t -Spektrum aber etwas härter als im vorliegenden Experiment. Die Rapiditätsdichte verhält sich ebenfalls asymmetrisch mit einem Maximum um $y \approx 0,8$, das deutlich unterhalb der entsprechenden Schwerpunktsrapidität von $y_{cm} = 1,53$ liegt.

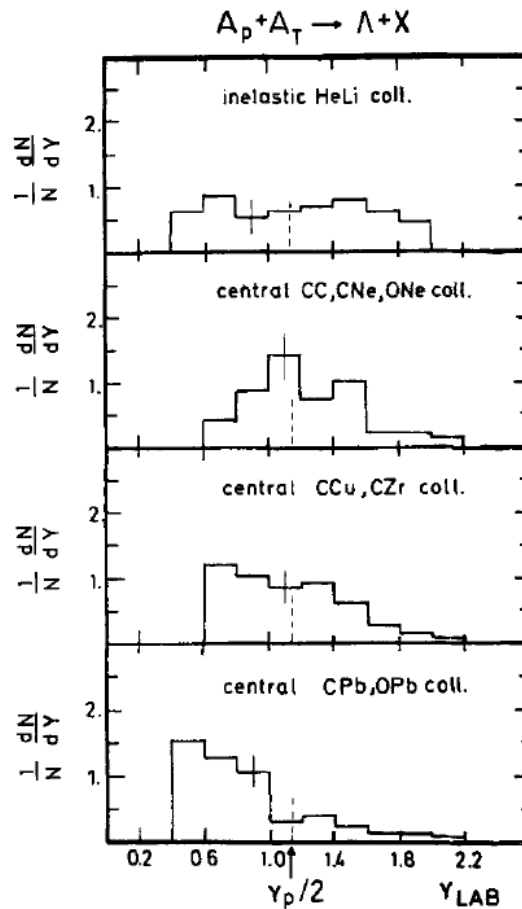


Abbildung 5.15.: Rapiditätsverteilungen von Λ -Hyperonen aus Reaktionen verschiedener asymmetrischer Stoßsysteme (wie in jedem Histogramm gekennzeichnet) bei einem Strahlimpuls von $4,5$ GeV/c je Nukleon. Die Schwerpunktsrapidität im Nukleon-Nukleon-Stoß beträgt $y_{cm} = 1,14$ [Anikina84].

Eine ähnliche Rapiditätsabhängigkeit wurde bereits bei der Analyse der Λ -Hyperon- und Kaon-Produktion in zentralen Kollisionen von leichten mit schweren Kernen in Abhängigkeit der Targetmasse entdeckt [Anikina84]. Dazu wurde am Synchrophasotron in Dubna mit Hilfe der Streamer-Kammer SKM-200 eine systematische Untersuchung von

verschiedenen asymmetrischen Stoßsystemen durchgeführt, wobei ein Strahl aus Kohlenstoff- (C) bzw. Sauerstoff- (O) Ionen mit dem Impuls von 4,5 GeV/c je einlaufendem Nukleon auf Targets aus Kohlenstoff (C), Neon (Ne), Kupfer (Cu), Zirkonium (Zr), und Blei (Pb) gerichtet wurde. Es zeigte sich, dass bei Erhöhung der Masse des Targetkerns die Λ -Rapiditätsverteilung zunehmend asymmetrischer wird und sich zur Rapidität des Targets ($y = 0$) verlagert, wie die Histogrammfolge in Abbildung 5.15 von oben nach unten verdeutlicht. Beim größten Ungleichgewicht zwischen Projektil und Targetmasse (hier C+Pb) weist die Rapiditätsverteilung somit die größte Asymmetrie auf, was auch in der vorliegenden Arbeit im extremen Fall der p+Nb Reaktion beobachtet wurde.

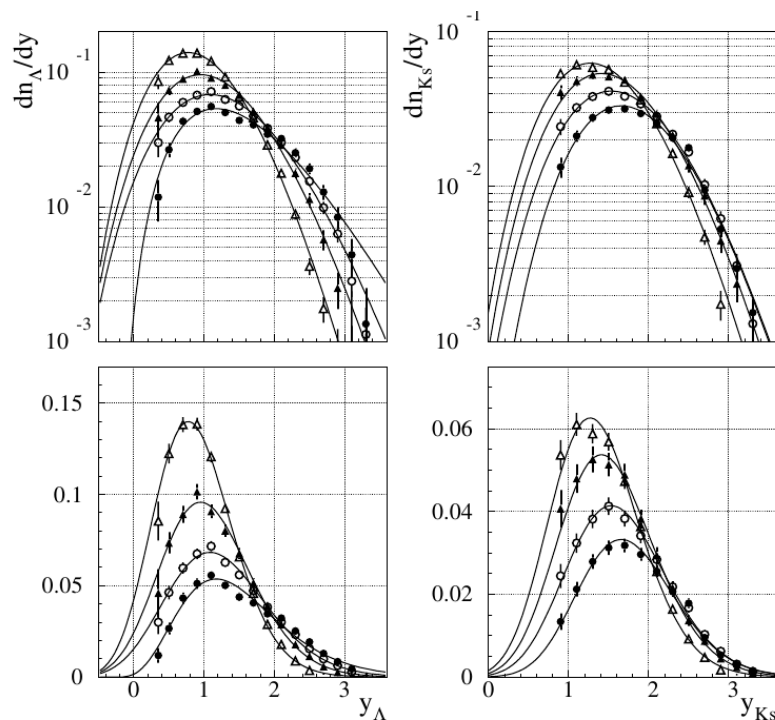


Abbildung 5.16.: Rapiditätsverteilung von Λ -Hyperonen (links) und K_s^0 -Mesonen (rechts) in logarithmischer (oben) und linearer Darstellung (unten) in der Reaktion p (17,5 GeV/c) + Au ($y_{cm} = 1,81$). Verschiedene Selektionen bzgl. der speziellen Spurmultiplicität N_{grey} sind anhand unterschiedlicher Symbole dargestellt: $N_{grey} = 0$ (volle Kreise), $N_{grey} = 1$ (leere Kreise), $N_{grey} = 2$ (volle Dreiecke), $N_{grey} = 4$ (leere Dreiecke) [Chemakin00].

Schließlich wurde auch bei höheren Strahlenergien ein ähnliches Verhalten der Λ -Hyperonen in Proton-Kern-Reaktionen gefunden. Die vom Experiment E910 am AGS des BNL^D in der Reaktion p (17,5 GeV/c) + Au [Chemakin00] gemessenen m_t -Spektren weisen ebenso eine exponentielle Form entsprechend der Boltzmann-Verteilung (5.6) auf

^DBrookhaven National Laboratory.

5. Diskussion der Ergebnisse

und besitzen inverse Steigungsparameter zwischen 50 und 140 MeV. Wie Abbildung 5.16 zeigt, liegt das Maximum der Rapiditätsverteilung bei $y \approx 1,0$ deutlich zwischen Target- und Schwerpunktsrapidity ($y_{cm} = 1,8$) und verschiebt sich mit zunehmender Zentralität der Reaktion leicht in Rückwärtsrichtung.

Hierbei ist die Zentralitätsabhängigkeit anhand einer speziellen Spurmultiplicitätsgröße N_{grey} dargestellt, welche ihren Ursprung in Blaskammer-Experimenten hat, wobei eine hohe Anzahl von "grauen Spuren" der Indikator für zentrale Stöße war, da sie überwiegend langsame, einfach geladene Kern-Fragmente repräsentierten. Eine exakte Erläuterung dieser Methode zur Zentralitätsbestimmung ist in [Chemakin99] dargelegt. Diese Abhängigkeit gilt auch für die neutralen Kaonen aus der selben Reaktion, deren Rapiditätsverteilung ebenfalls in Abbildung 5.16 dargestellt ist und im Vergleich zu den Λ -Hyperonen ein Maximum bei einer höheren Rapidity von etwa 1,5 aufweist. Außerdem zeigt die K_s^0 -Rapiditydichteverteilung eine schwächere Asymmetrie und eine größere Breite, was ebenfalls in der hier untersuchten Reaktion p (3,5 GeV) + Nb festgestellt wurde und im folgenden Abschnitt 5.2 anhand Abbildung 5.17 diskutiert wird. Die Abnahme der Λ -Multiplizität bei hohen Rapiditäten mit steigender Zentralität der p+Au Reaktion wurde als direkte Auswirkung der zunehmenden Abbremsung des Projektil-Protons infolge der Mehrfachstreuung im Target-Kern interpretiert [Chemakin00]. Dies ist konsistent mit dem Resultat der im Abschnitt 5.1.5 diskutierten Simulationen anhand des GiBUU-Transportmodells, wonach die Λ -Hyperonen mit steigendem Stoßparameter größere longitudinale Geschwindigkeiten zeigen (siehe dazu Abbildung 5.11). Außerdem gibt der steile Anstieg der Λ -Multiplizität bei kleiner Rapidity einen Hinweis auf die Teilchenproduktion in sekundären Reaktionen, wie sie bereits in pA-Kollisionen bei hohen Energien ($p_p = 200$ GeV/c) beobachtet wurden [De Marzo84].

5.2 Strangeness-Erhaltung

Die Konsistenz der hier vorgestellten Analyse wurde zum einen bereits anhand der Bestimmung der korrekten Lebensdauer bzw. Zerfallslänge der Λ -Hyperonen bestätigt. Ein weiterer Test erfolgt anhand der Erhaltung der Quantenzahl Strangeness.

Da in normaler Kernmaterie keine seltsamen Teilchen explizit vorkommen, besitzt der Ausgangszustand von Projektil und Target die Strangeness $S = 0$. Weil die Zeitskala der schwachen Wechselwirkung für Zerfälle mit rund 10^{-10} s um Größenordnungen länger ist als die der starken Wechselwirkung von etwa 10^{-23} s sowie der elektromagnetischen Wechselwirkung von 10^{-16} s, sind hinsichtlich der Teilchenproduktion in relativistischen Kernreaktionen nur die beiden letzteren relevant. In deren Prozessen stellt neben der Baryonenzahl und der elektrischen Ladung auch die Strangeness eine Erhaltungsgröße dar. Somit sollte auch nach der Reaktion die Gesamtstrangeness Null betragen. Falls seltsame Teilchen erzeugt werden, muss demnach die Anzahl der strange- und antistrange-Quarks identisch sein, $N(s) = N(\bar{s})$. Diese lassen sich im Mittel aus den Multiplizitäten der seltsamen Teilchen mit

$$N(s) = N_{\Sigma^+} + N_{\Sigma^-} + N_{\Sigma^0} + N_{\Lambda} + N_{\bar{K}^0} + N_{K^-} + 2N_{\Xi^0} + 2N_{\Xi^-} + 3N_{\Omega^-} \quad (5.9)$$

$$N(\bar{s}) = N_{K^0} + N_{K^+} + 2N_{\Xi^0} + 2N_{\Xi^+} + 3N_{\Omega^+} \quad (5.10)$$

berechnen.

Zur Überprüfung des Erhaltungssatzes $N(s) - N(\bar{s}) = 0$ ist folglich die Kenntnis der Produktionsraten aller dieser Hadronen nötig. Das ϕ -Meson ist dabei nicht inbegriffen, da es sowohl ein s - als auch ein \bar{s} -Quark enthält und daher ohnehin die Gesamtstrangeness $S = 0$ besitzt. Es wird daher als Teilchen mit versteckter Strangeness (engl. *hidden strangeness*) bezeichnet, was ebenso für die η -Mesonen zutrifft.

Da die Erzeugungsschwelle der Ξ -Hyperonen mit $E_{NN}^{kin} = 3,74$ GeV über der Strahlenergie von 3,5 GeV im untersuchten Experiment liegt, ist deren erwartete Multiplizität so gering, dass sie vernachlässigt werden kann. Das gilt ebenso für Ω -Baryonen, welche mit Strangeness = 3 eine noch deutlich höhere Erzeugungsschwelle besitzen.

Damit reduzieren sich die Gleichungen (5.9) und (5.10) auf

$$N_{\Sigma^+} + N_{\Sigma^-} + N_{\Sigma^0} + N_{\Lambda} + N_{\bar{K}^0} + N_{K^-} = N_{K^0} + N_{K^+}. \quad (5.11)$$

Die neutralen Kaonen werden durch ihre schwachen Zerfälle identifiziert und treten daher nur als Linearkombination der zwei Zustände K_s^0 (*short*) und K_l^0 (*long*) auf. Aufgrund ihrer großen Zerfallslänge von $c\tau = 15,34$ m [Beringer12] werden nahezu keine K_l^0 im Detektor nachgewiesen, sodass die Gesamtmultiplizität der neutralen Kaonen nur über den Zerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ gemessen wird. Es gilt $N_{\bar{K}^0} + N_{K^0} = N_{K_s^0} + N_{K_l^0} = 2N_{K_s^0}$, womit sich die Erhaltungsgleichung in Abhängigkeit der nachweisbaren Teilchen $\Sigma^0 + \Lambda, K_s^0, K^+$ und K^- darstellen lässt als

$$N_{\Sigma^+} + N_{\Sigma^-} + N_{\Sigma^0} + N_{\Lambda} + \underbrace{N_{\bar{K}^0} + N_{K^-}}_{\approx 3N_{K^-}} - \underbrace{N_{\bar{K}^0} + N_{K^0}}_{= 2N_{K_s^0}} - N_{K^+} = 0. \quad (5.12)$$

5. Diskussion der Ergebnisse

Neben der in dieser Arbeit bestimmten Λ -Multiplizität wurde im selben Experiment von HADES die Produktion der K_s^0 -Mesonen untersucht. Da der HADES-Detektor nicht den vollen Phasenraum abdeckt, müssen zur Bestimmung der vollständigen Produktionsraten die gemessenen Rapiditydichteverteilungen über die Akzeptanzgrenzen hinaus extrapoliert werden. Abbildung 5.17(b) zeigt die K_s^0 -Rapiditydichteverteilungen [Lapidus13] sowie deren Anpassung anhand einer Normalverteilung, welche im Vergleich zu den Daten, zur Modellrechnung (GiBUU als blaue Kurve in Abb. 5.17(b)) sowie zu vorangegangenen Experimenten [Merschmeyer07, Aslanyan07] den Verlauf angemessen beschreibt.

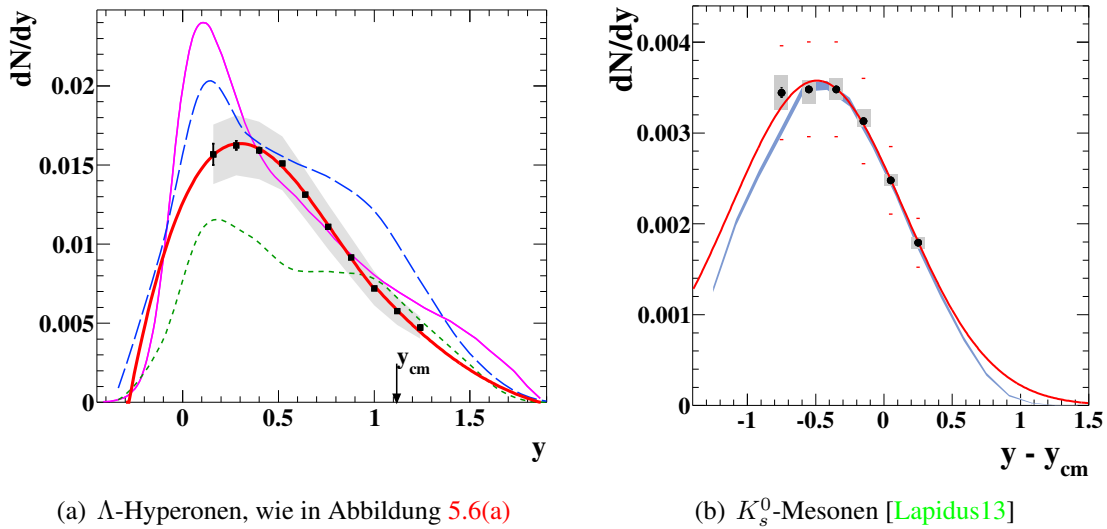


Abbildung 5.17.: Extrapolation der gemessenen Rapiditydichteverteilungen über die HADES-Akzeptanz hinaus. Die breite rote Kurve zeigt die Anpassung der experimentellen Daten, wobei für Λ -Hyperonen (a) eine zusammengesetzte Funktion aus einem Polynom 5. Grades ($y < 1$) und einem Polynom 2. Grades ($y \geq 1$) und für die K_s^0 -Mesonen (b) eine Normalverteilung verwendet wurde. Die blaue Kurve in (b) zeigt die K_s^0 -Rapidityverteilung nach dem GiBUU-Modell.

Aus der Integration der gemessenen Daten im Bereich der Detektorakzeptanz sowie der angepassten Normalverteilung im übrigen Phasenraum erhält man die Multiplizität des kurzlebigen Zustandes der neutralen Kaonen zu $N_{K_s^0} = 0,0057 \pm 0,0011$. Da für Λ -Hyperonen die Modellrechnungen die Daten nur ungenügend beschreiben, wurde aufgrund ihrer asymmetrischen Rapidityverteilung eine zusammengesetzte Funktion angepasst, siehe Abbildung 5.17(a). Die Extrapolation zu kleinen Rapidityen $y < 0,1$ wurde dabei mit einer Polynomfunktion fünften Grades bestimmt, für $y > 1,3$ wurde eine Parabel verwendet. Die resultierende Multiplizität $N_{\Lambda+\Sigma^0} = 0,0179 \pm 0,0036$ beinhaltet gleichzeitig die Gesamtheit der Σ^0 -Hyperonen, aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Λ -Tochter-Hyperonen aus dem Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$. Der Anteil der Extrapolation umfasst

rund 24 % und dessen Unsicherheit wurde aufgrund der ungenügenden Modellbeschreibung auf maximal 50 % abgeschätzt.

Meson	K_s^0	K_l^0	K^+	K^-		
Multiplizität	0,0070	0,0070	0,0172	0,00017		
Hyperon	Λ	Σ^0	Σ^+	Σ^-	Ξ^{0-}	Ω^-
Multiplizität	0,0150	0,0063	0,0057	0,0035	$< 10^{-8}$	$< 10^{-8}$

Tabelle 5.3.: Multiplizitäten von Hadronen mit Strangeness in der Reaktion p (3,5 GeV) + Nb, nach dem UrQMD-Transportmodell.

Da geladene Σ -Hyperonen ein neutrales Teilchen in jedem Zerfallskanal aufweisen, können sie nicht direkt mit HADES nachgewiesen werden. Ferner ist die Identifikation geladener Kaonen aufgrund der beschränkten Flugzeitauflösung im p+Nb Experiment nicht möglich. Zur Bestimmung der fehlenden Multiplizitäten müssen daher weitere Annahmen getroffen werden.

In einem bezüglich des Isospins symmetrischen Kollisions-System erwartet man aufgrund der nahezu identischen Massen der Σ -Hyperonen, dass diese auch mit der gleichen Häufigkeit erzeugt werden. Da die hier untersuchte Reaktion von Protonen mit Niobkernen jedoch diesbezüglich sehr asymmetrisch ist, sollten somit negativ geladene Σ -Hyperonen seltener produziert werden. Zur Abschätzung der Produktionsraten von Σ -Hyperonen können daher keine einfachen Symmetriebetrachtung herangezogen werden, wie es in Schwerionenkollisionen isospin-symmetrischer Kerne legitim ist. Deswegen wird aus Modellrechnungen der Anteil der nicht gemessenen Strangeness anhand von Erzeugungs-Verhältnissen zu den rekonstruierten Multiplizitäten von Λ -Hyperonen und K_s^0 -Mesonen abgeschätzt. Mit den aus dem UrQMD-Modell bestimmten Multiplizitäten in Tabelle 5.3 ergeben sich die Zusammenhänge zwischen Λ - und Σ -Hyperonen

$$\frac{N_{\Sigma^+} + N_{\Sigma^-} + N_{\Sigma^0} + N_{\Lambda}}{N_{\Sigma^0} + N_{\Lambda}} = 1,43 \quad (5.13)$$

und zwischen den Kaonen

$$\frac{N_{K^+}}{N_{K_s^0}} = 2,46, \quad (5.14)$$

$$\frac{N_{K^-}}{N_{K_s^0}} = 0,024. \quad (5.15)$$

Damit folgt nach Gleichung (5.12)

$$\underbrace{N_{\Sigma^+} + N_{\Sigma^-} + N_{\Sigma^0} + N_{\Lambda}}_{1,43 \times 0,0179} + \underbrace{3N_{K^-}}_{3 \times 0,024 \times 0,0057} - \underbrace{2N_{K_s^0}}_{2 \times 0,0057} - \underbrace{N_{K^+}}_{2,46 \times 0,0057} = 0,0006 \quad (5.16)$$

Zieht man die Annahmen und Unsicherheiten der Messungen in der Größenordnung $\mathcal{O} = 0,003$ in Betracht, so sind die gemessenen Multiplizitäten konsistent mit der erwarteten Erhaltung der Strangeness.

5.3 Λ -Polarisation

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Untersuchung zur Λ -Polarisation zusammenfassend dargestellt und interpretiert.

Ebenso wie die Λ -Produktionsrate, welche die Erzeugung von Σ^0 -Hyperonen beinhaltet, so ist auch (die bereits separat beobachtete [Dukes87]) Polarisation der Σ^0 -Hyperonen in der gemessenen Λ -Polarisation enthalten.

Nach den verbreiteten Modellbeschreibungen auf Basis der SU(6)-Symmetrie, in denen die Polarisation ausschließlich aus der Spineinstellung des s -Quarks hervorgeht, sollte das Σ^0 -Hyperon zu einem Drittel der Λ -Polarisation in entgegengesetzter Richtung polarisiert sein (siehe Abschnitt 2.2.1). Jedoch wurde eine tatsächliche Σ^0 -Polarisation von $+28\% \pm 13\%$ gemessenen [Dukes87]. Sie ist demnach vergleichbar mit den Werten der geladenen Σ -Hyperonen, siehe [Deck83] und [Wilkinson81], und sogar etwas größer als die des Λ -Hyperons. Abgesehen davon entspricht das entgegengesetzte Vorzeichen der beobachteten Polarisationen der Λ - und Σ^0 -Hyperonen der einfachen Modellvorstellung, wonach das s -Quark ausschließlich für die Polarisation des Hyperons verantwortlich ist, denn aus den jeweiligen Isospinzuständen (Triplet ($u \uparrow d \uparrow s \downarrow$) für das Σ^0 -Hyperon sowie Singulett ($u \uparrow d \downarrow s \downarrow$) beim Λ) ergeben sich entgegengesetzte Einstellungen des s -Quark-Spins.

Aufgrund der geringen Lebensdauer des Σ^0 -Hyperons kann es vor seinem Zerfall keine ausweichende Rotation (Präzession) der Spinausrichtung vollziehen und überträgt dementsprechend einen Teil seiner ursprünglichen Polarisation relativ zur Produktionsebene auf seine Tochterteilchen. Mittels Berechnung der Übergangsmatrix des Zerfalls $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ und Integration über alle γ -Polarisationen lässt sich zeigen [Gatto58], dass das entstehende Λ -Hyperon entlang seiner Emissionsrichtung \vec{n}_Λ im Σ^0 -Ruhesystem (longitudinal) und entgegengesetzt zur entsprechenden Komponente der Σ^0 -Polarisation $\vec{P}_{\Sigma^0} \cdot \vec{n}_\Lambda$ polarisiert ist. Gemittelt über jede Emissionsrichtung resultiert für die Λ -Hyperonen aus dem Σ^0 -Zerfall die Polarisation

$$\vec{P}_{\Lambda \text{ aus } \Sigma^0} = \left\langle -(\vec{P}_{\Sigma^0} \cdot \vec{n}_\Lambda) \vec{n}_\Lambda \right\rangle_{\vec{n}_\Lambda} = -\frac{1}{3} \vec{P}_{\Sigma^0} \quad (5.17)$$

mit entgegengesetztem Vorzeichen zur ursprünglichen Σ^0 -Polarisation \mathcal{P}_{Σ^0} . Da die Tochterhyperonen dementsprechend nur ein Drittel der erzeugten Polarisation \mathcal{P}_{Σ^0} erhalten, misst man eine verringerte Gesamtpolarisation $\mathcal{P}_{\Lambda \text{ mess}}$ der gemeinsam rekonstruierten Λ - und Σ^0 -Hyperonen im Vergleich zu ihren wahren Polarisationsbeträgen:

$$\mathcal{P}_{\Lambda \text{ mess}} = (1 - R_{\Sigma^0/\Lambda}) \mathcal{P}_{\Lambda \text{ wahr}} + R_{\Sigma^0/\Lambda} \mathcal{P}_{\Lambda \text{ aus } \Sigma^0}, \quad (5.18)$$

$$\Leftrightarrow \mathcal{P}_{\Lambda \text{ wahr}} = \frac{\mathcal{P}_{\Lambda \text{ mess}} - (-\frac{1}{3} \mathcal{P}_{\Sigma^0} R_{\Sigma^0/\Lambda})}{1 - R_{\Sigma^0/\Lambda}}. \quad (5.19)$$

Angenommen Σ^0 - und Λ -Hyperonen besitzen näherungsweise die gleichen Phasenraumbelegungen und werden folglich mit einem konstanten Verhältnis $R_{\Sigma^0/\Lambda} = \frac{N_{\Sigma^0}}{N_\Lambda}$

zueinander produziert, das z.B. in einem Experiment der Σ^0 -Polarisationsmessung in der Reaktion $p(28,5 \text{ GeV}) + \text{Be}$ zu rund 0,28 bestimmt wurde, so wird die reine Λ -Polarisation in dieser Reaktion um rund 25 % unterschätzt [Dukes87]. Für die hier untersuchte Reaktion $p(3,5 \text{ GeV}) + \text{Nb}$ liefern Berechnungen nach dem UrQMD-Modell das Produktionsverhältnis $R_{\Sigma^0/\Lambda} = 0,42$ (siehe Tabelle 5.3). Unter der Annahme, die Polarisation des Σ^0 -Hyperons besitzt etwa den gleichen Betrag wie die des Λ -Hyperons jedoch mit umgekehrten Vorzeichen $\mathcal{P}_{\Sigma^0} = -\mathcal{P}_{\Lambda \text{ wahr}}$, folgt für die Reaktion $p(3,5 \text{ GeV}) + \text{Nb}$

$$\frac{\mathcal{P}_{\Lambda \text{ wahr}}}{\mathcal{P}_{\Lambda \text{ mess}}} = (1 - \frac{2}{3} R_{\Sigma^0/\Lambda})^{-1} = 1,39. \quad (5.20)$$

Das bedeutet, die wahre Λ -Polarisation ist 39 % größer als der gemessene Wert.

Obwohl die Unterschätzung somit ungefähr bekannt ist, wird im Weiteren dennoch stets die tatsächlich gemessene Polarisation der Kombination aus Λ - und Σ^0 -Hyperonen diskutiert, da die vergleichend aufgeführten Daten anderer Experimente die Λ -Polarisation ebenso angeben.

Aus der Anpassung der Verteilungen der Relativwinkel $\zeta_{x,y,z}$ der Λ -Tochterprotonen mit den drei Quantisierungsachsen relativ zur Produktionsebene des Λ -Hyperons resultieren die über den verfügbaren Phasenraum gemittelten Werte der Λ -Polarisation einschließlich ihrer statistischen und systematischen Unsicherheiten

$$\mathcal{P}_x = (-10,6 \pm 0,5 \pm 1,2) \%, \quad (5.21)$$

$$\mathcal{P}_y = (-2,2 \pm 0,6 \pm 1,2) \%, \quad (5.22)$$

$$\mathcal{P}_z = (-2,8 \pm 0,8 \pm 3,0) \%. \quad (5.23)$$

Die Ergebnisse zeigen, dass entlang der die Produktionsebene aufspannenden Koordinatenrichtungen y und z keine Polarisation existiert, die innerhalb der Gesamtunsicherheit signifikant verschieden von Null ist. Dies entspricht vollkommen der Erwartung aus der Symmetriebetrachtung zur Erzeugung der Λ -Hyperonen mittels starker Wechselwirkung unter Paritätserhaltung. Infolgedessen sind Spinausrichtungen innerhalb der Produktionsebene ausgeschlossen.

Hingegen zeigt das Λ -Hyperon senkrecht zur seiner Produktionsebene mit $\mathcal{P}_x \approx -11 \%$ eine deutlich negative Polarisation. Das bedeutet, dass in der untersuchten Proton-Kern-Reaktion bei einer kinetischen Energie des Projektils von 3,5 GeV der Spin des Λ -Hyperons signifikant häufiger entgegengesetzt zur Normalen der Produktionsebene (definiert durch $\vec{p}_{\text{Strahl}} \times \vec{p}_{\Lambda}$) ausgerichtet ist als umgekehrt.

5.3.1 Phasenraumabhängigkeit der Polarisation

Abbildung 5.18 zeigt die Abhängigkeit der Λ -Polarisation von Transversalimpuls p_t und Rapidität y senkrecht zur Produktionsebene. Im Vergleich zu bisher erfolgten Messungen der Hyperon-Polarisation ist dies eine echte doppelt-differentielle Abhängigkeit ohne

5. Diskussion der Ergebnisse

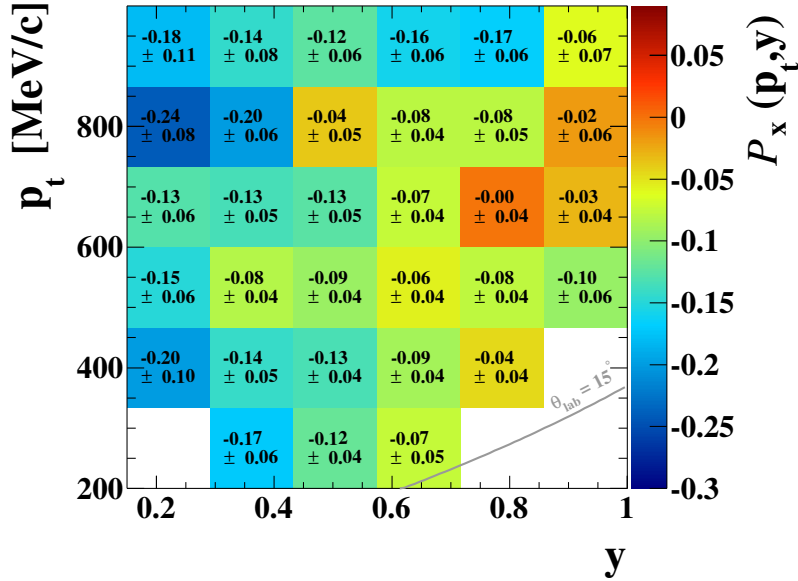


Abbildung 5.18.: Polarisation der rekonstruierten Λ -Hyperonen in Abhängigkeit von den Phasenraumkoordinaten p_t und y einschließlich der gemeinsamen statistischen und systematischen Unsicherheiten.

Korrelation zwischen p_t und y . Bisherige Daten wurden fast ausschließlich mittels Spektrometern an Hochenergiebeschleunigern aufgezeichnet. Diese Experimente decken oft nur einen kleinen Polarwinkelbereich ab und registrieren daher nur ein schmales Band im Phasenraum, wodurch die Messungen von p_t und y stark korreliert sind.

In der hier gemessenen Abhängigkeit ist ein leichter Trend von zunehmenden Polarisationsbeträgen bei sinkender Rapidity sowie steigendem Transversalimpuls zu erkennen. Eine einfache Parametrisierung der zweidimensionalen Abhängigkeit, die den linearen Anstieg der Polarisation bezüglich p_t und y wiedergibt, ist die Linearkombination beider Koordinaten mit einem gemeinsamen Parameter C :

$$\mathcal{P}_x(p_t, y) \simeq C p_t (y_{cm} - y) . \quad (5.24)$$

Eine Anpassung mittels dieser Relation bestimmt den einzigen Parameter als $C = (-0,28 \pm 0,06) (\text{GeV}/c)^{-1}$. Die gleiche Funktion wurde auch zur Beschreibung der Polarisation in symmetrischen Proton-Proton Reaktionen in [Felix99b] verwendet, wobei statt der Rapidity die in Hochenergieexperimenten übliche SkalenvARIABLE x_F (siehe Abschnitt A.1) als longitudinale Koordinate gewählt wurde, die jedoch im betrachteten Energiebereich nahezu linear mit der Rapidity korreliert.

Eine differenziertere empirische Parametrisierung mittels dreier Parameter wird im Rahmen der Zusammenfassung der Polarisationsdaten vom Fermilab [Pondrom85] vorgeschlagen. Sie bildet die wesentlichen Beobachtungsergebnisse ab, nämlich den nahezu linearen Anstieg des Betrages der (negativen) Λ -Polarisation mit steigenden p_t und

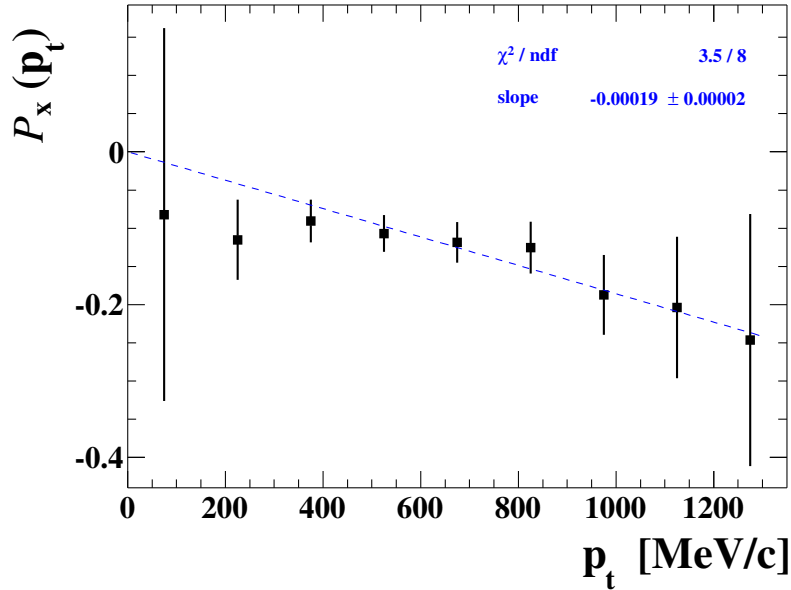


Abbildung 5.19.: Polarisation der rekonstruierten Λ -Hyperonen (Symbole) als Funktion des Transversalimpulses. Die Abhängigkeit ist mit einer linearen Funktion $f(p_t) = C_{p_t} p_t$ als blau gestrichelte Kurve angepasst.

x_F sowie den konstanten Verlauf für $p_t > 1$ GeV/c dessen Niveau abhängig von x_F ist. Darüber hinaus existieren weitere analytische Funktionen, welche versuchen, die Abhängigkeiten der Polarisation auf theoretischer Grundlage des Quark-Rekombinationsmodells von DeGrand-Miettinen [DeGrand81] (siehe Abschnitt 2.2.4) zu beschreiben. Jedoch werden auch damit nicht alle experimentellen Daten erklärt, wie im Lehrbuch von Nurushev, Runtso und Strikhanov [Nurushev13, S. 343ff.] erläutert wird. Eine detaillierte Abhängigkeit kann jedoch nicht anhand des einzelnen hier ermittelten Datensatzes, nicht zuletzt aufgrund der geringen Granularität von 6×6 Intervallen und der relativ großen Unsicherheiten, aufgelöst werden. Daher liegt die Betrachtung der eindimensionalen Abhängigkeiten nahe, die in Abbildungen 5.19 und 5.20 dargestellt sind.

Bezüglich des Transversalimpulses wird durch die eindimensionale Darstellung in Abbildung 5.19 der lineare Trend $\mathcal{P}_x = f(p_t) = C_{p_t} p_t$ wiedergegeben. Die Anpassung einer Geraden ergibt einen Abfall von $C_{p_t} = (-0,19 \pm 0,02) (\text{GeV}/c)^{-1}$ und bestätigt den allgemein beobachteten Zusammenhang der linearen Zunahme der (negativen) Polarisation mit steigendem p_t .

Hinsichtlich der Rapidität bestätigt sich die oft beobachtete lineare Abhängigkeit (siehe Abbildung 5.22) nicht. Wie die hinterlegte Kurve in Abbildung 5.20 andeutet, weist die gemessene Polarisation eher eine quadratische Abhängigkeit auf und verringert sich zudem mit steigender Rapidität. Die geringste Polarisation wird demnach am Maximum der Kurve bei $y \approx 0,8$, d.h. deutlich unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsrapidität

5. Diskussion der Ergebnisse

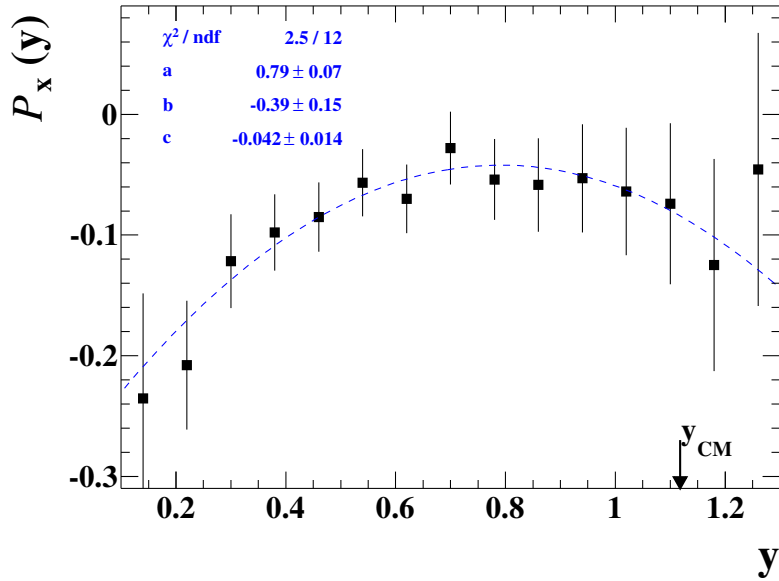


Abbildung 5.20.: Abhängigkeit der Polarisation rekonstruierter Λ -Hyperonen (Symbole) von der Rapidity inkl. statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die blau gestrichelte Kurve zeigt die Anpassung einer Parabel, $f(y) = c + b(y - a)^2$.

y_{cm} erreicht, wobei die Daten rechts von diesem Scheitelpunkt aufgrund der großen Unsicherheiten auch mit einem konstanten Verlauf vereinbar sind. Dieser Zusammenhang entspricht nicht den bisherigen Beobachtungen bei hohen Strahlenergien, bei denen die Polarisation ebenso linear mit steigendem x_F zunimmt. Jedoch ist zu beachten, dass die hier gemessenen Daten fast ausschließlich in der rückwärtigen Hemisphäre des Phasenraums, $y < y_{cm}$, liegen und die bisherigen Experimente (u.a. [Lundberg89, Ramberg94, Fanti99]) zur Λ -Polarisation hauptsächlich in der Vorwärtsrichtung gemessen haben.

Die signifikante Polarisation bei Targetrapidity $y \rightarrow 0$ könnte bedeuten, dass die bei $y \approx y_{cm}$ in direkten Stößen erzeugten Λ -Hyperonen über die Abbremsung durch mehrfache Streuung mit anderen Baryonen (N, Δ) der Reaktion, wie bereits in Abschnitt 5.1.5 diskutiert wurde, zwar ihre Geschwindigkeit deutlich verringern, nicht aber ihre Polarisation verlieren, sofern diese während der Produktion generiert wird.

Des Weiteren könnte der Anstieg des Betrages der Polarisation für $y \rightarrow 0$ den von J. Szwed vorgeschlagenen Modellansatz unterstützen, nachdem die Polarisation durch mehrfache Quark-Quark-Streuung entsteht (siehe dazu Abschnitt 2.2.2). Darin ist die Polarisation unter anderem antiproportional zur Energie des streuenden Quarks ($\mathcal{P} \propto \frac{m_p}{E^2}$ nach Gleichung (2.1)) und würde dementsprechend bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten ansteigen.

5.3.2 Einordnung der Ergebnisse in den vorhandenen Weltdatensatz

Da in den Hochenergieexperimenten zur Darstellung der longitudinalen Phasenraumabhängigkeit üblicherweise die Skalenvariable x_F anstelle der im Energiebereich von einigen GeV sinnvollen Variablen Rapidität verwendet wird, ist in der Abbildung 5.21 zum Vergleich die Abhängigkeit der gemessenen Polarisation von x_F dargestellt.

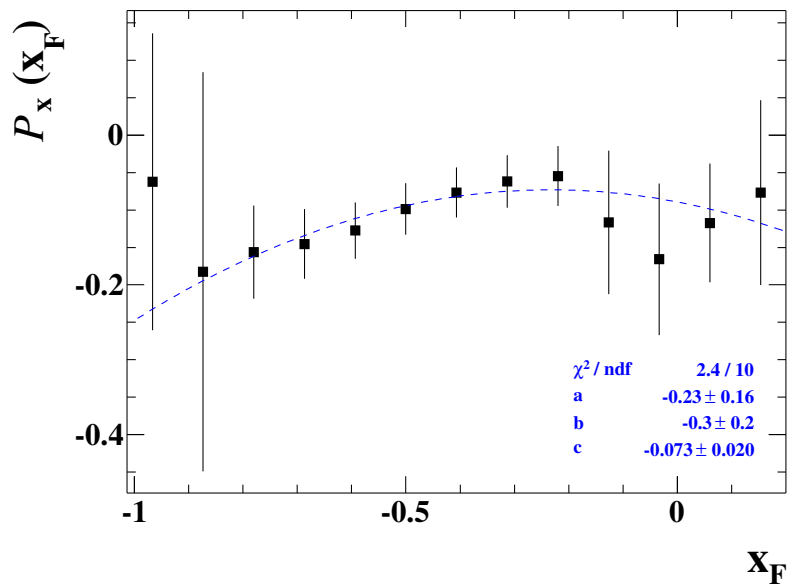
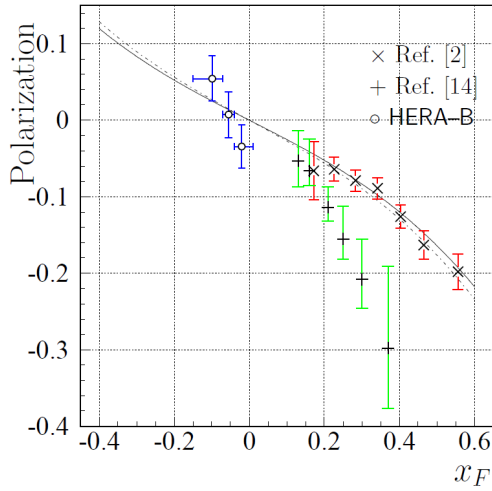


Abbildung 5.21.: Abhängigkeit der Polarisation rekonstruierter Λ -Hyperonen (Symbole) von der Feynman-Skalenvariable x_F mit statistischen und systematischen Unsicherheiten und einer angepassten Parabel, $f(x_F) = c + b(x_F - a)^2$ (blau gestrichelte Kurve).

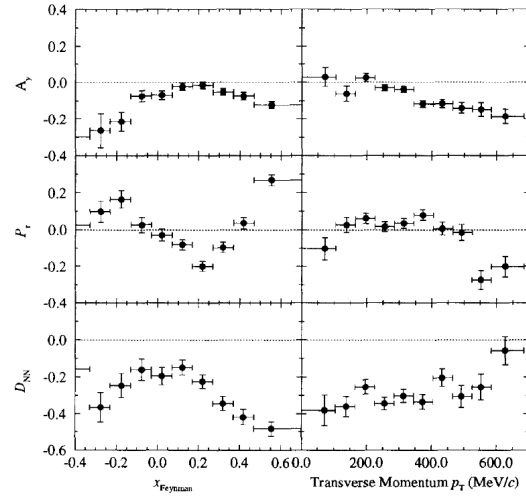
Die Daten bei hohen Strahlenergien von mehreren 100 GeV in Abbildung 5.22(a) zeigen den beschriebenen deutlichen Anstieg der Polarisation mit $|x_F|$, welcher auch durch Messungen der DISTO-Kollaboration (s. Abbildung 5.22(b)) bei weit geringeren Energien von einigen GeV bestätigt wurde [Choi98].

Außerdem offenbaren diese Daten, dass die Λ -Polarisation bei $x_F = 0$ ihr Vorzeichen wechselt, da in der Rückwärtsrichtung ($x_F < 0$) überwiegend positive Polarisationen gemessen wurden. Dieses symmetrische Verhalten der Polarisation hinsichtlich der Emissionsrichtung relativ zum Reaktionsschwerpunkt gilt für symmetrische p+p-Kollisionen; für \bar{p} +p-Reaktionen können Asymmetrien bezüglich der Rapiditätsabhängigkeit auftreten. Die Untersuchungen von Nukleon-Kern-Kollisionen erfolgte meist an Spektrometern mit stark eingeschränkter Akzeptanz, welche hingegen nur die Reaktionsprodukte in der Vorwärts-Hemisphäre der Reaktion detektierten. Eine Ausnahme dazu stellt die Messung des HERA-B-Experiments dar (siehe Abbildung 5.22(a)), welches, wie in dem

5. Diskussion der Ergebnisse



(a) [Abt06]



(b) [Choi98]

Abbildung 5.22.: Abhängigkeit der Λ -Polarisation von x_F , gemessen in den Experimenten HERA-B in Reaktionen von p (920 GeV)+ W und p (920 GeV)+C (a) (inklusive [Ramberg94] - Ref.[2], [Fanti99] - Ref.[14]) sowie die Daten der DISTO-Kollaboration für Reaktionen mit polarisiertem Strahl, \vec{p} (3,67 GeV) + p (b) linke Spalte, mittlere Zeile).

hier analysierten Experiment, die Daten fast ausschließlich in Rückwärtsrichtung aufgenommen hat und ebenso ein Vorzeichenwechsel der Polarisation zeigt. Da die dort untersuchten Kollisionen von $p+C$ und $p+W$ mit einer sehr hohen Strahlenergie von 920 GeV stattfanden, unterscheidet sich dessen Reaktionsdynamik aber deutlich von der hier studierten Reaktion bei 3,5 GeV. Während in Reaktionen bei hohen Energien die erzeugten Hadronen mit großen Geschwindigkeiten nur selten mit anderen langsamen Baryonen oder Partonen wechselwirken, sind bei geringer kinetischer Energie auch die umgebenden Nukleonen und Resonanzen beteiligt. Daher erfahren die produzierten Λ -Hyperonen bei geringeren Strahlenergien vermutlich Mehrfachstreuung innerhalb der Kollisionsregion und werden somit hauptsächlich longitudinal abgebremst. Möglicherweise verschiebt sich dadurch auch die gesamte Abhängigkeit der Λ -Polarisation in Rückwärtsrichtung. Unter dieser Annahme würden die ursprünglich in der rückwärtigen Hemisphäre erzeugten Λ -Hyperonen bei Rapiditäten um Null ($x_F \approx -1$) akkumulieren und somit aus der Akzeptanz des Detektors fallen, und deren vermutlich positive Polarisation wäre folglich in diesem Experiment nicht messbar. Da jedoch nicht bekannt ist, wie sich die Polarisation der Λ -Hyperonen unter Einfluss ihrer angenommenen Abbremsung verhält, kann ein Vergleich der hier gemessenen Abhängigkeit von x_F aus Abbildung 5.21 mit den bereits vorhandenen Daten nur mit zusätzlichen Modellannahmen getroffen werden.

In Abbildung 5.23 ist die bisher gemessene Abhängigkeit der Λ -Polarisation vom Transversalimpuls p_t über einen weiten Energiebereich anhand der Daten anderer Experimente sowie der in dieser Arbeit dargelegten Messung zusammengefasst. Im Gegensatz zur

5.3. Λ -Polarisation

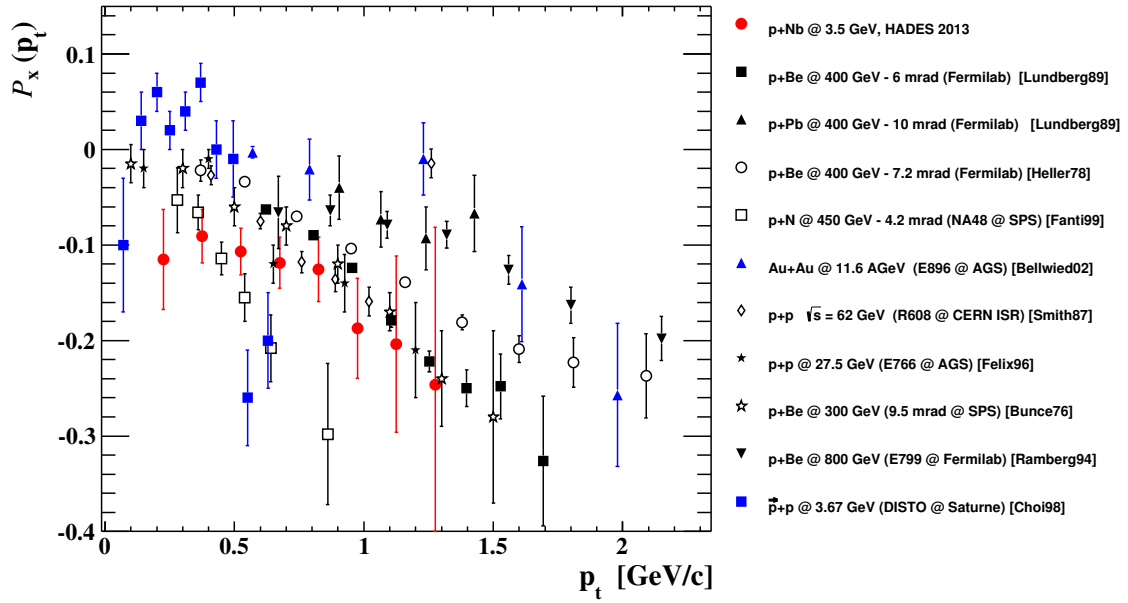


Abbildung 5.23.: Kompilation der Λ -Polarisation in Abhängigkeit des Transversalimpulses aus verschiedenen Experimenten unterschiedlicher Energiebereiche inklusive der HADES Daten aus dieser Arbeit (rote volle Kreise).

x_F -Abhängigkeit fügen sich die HADES-Daten (rote volle Kreise) als Funktion von p_t konsistent in den vorhandenen Datensatz von Experimenten mit hauptsächlich sehr hohen Strahlenergien ein. Offenbar bleibt unter den in longitudinaler Richtung einflussreichen Prozessen der Transversalimpuls und diesbezüglich auch die Polarisation weitgehend erhalten.

Die Daten der Hochenergieexperimente und daran angelehnte Modellbeschreibungen anhand von umkreisten Valenzquarks [Troshin95] deuten auf einen stagnierenden Abfall der Polarisation für $p_t > 1,5-2$ GeV hin, wie es in Abbildung 5.23 insbesondere die Datensätze von [Heller78] und [Ramberg94] zeigen. Anhand der in dieser Arbeit bestimmten Daten kann jener Effekt allerdings nicht überprüft werden, da die vergleichsweise geringe Reaktionsenergie die Dynamik der Λ -Hyperonen auf kleinere Transversalimpulse beschränkt.

Zusammenfassung und Ausblick

Zur Untersuchung des Verhaltens von hadronischen Freiheitsgraden in Kollisionen von Nukleonen mit schweren Kernen wurde in dieser Arbeit die Reaktion $p + \text{Nb}$ mit einer kinetischen Energie der Strahl-Protonen von 3,5 GeV hinsichtlich der Produktion von Λ -Hyperonen studiert. Mit den Ergebnissen dieser Analyse konnte gezeigt werden, dass das HADES-Experiment neben der Identifikation von Leptonen und Hadronen aufgrund seiner guten Ortsauflösung und seiner großen geometrischen Akzeptanz ebenfalls die Voraussetzungen für eine differentielle Untersuchung der Hyperonpolarisation bietet.

Dafür wurde über eine Korrelationsanalyse der Zerfall $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ rekonstruiert, wobei aufgrund der fehlenden Startzeitmessung während des Experiments die Identifikation der Tochterteilchen anhand von deren Impulsen und Energieverlusten in den Driftkammern erfolgte. Der kombinatorische Untergrund wurde mit Hilfe von geometrischen Bedingungen an die rekonstruierte Zerfallsgeometrie relativ zum Erzeugungsververtex unterdrückt, auf maximale Signifikanz des Signals optimiert und über funktionale Anpassungen subtrahiert. Insgesamt wurden bei der Auswertung von 3,15 Milliarden aufgezeichneten LVL1-Trigger-Ereignissen unter den gewählten Selektionsbedingungen rund 1,1 Millionen Λ -Hyperonen mit einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 1,1 rekonstruiert. Die Korrektur bezüglich der Detektorakzeptanz und Rekonstruktionseffizienz wurde in Abhängigkeit von verschiedenen Observablen wie Rapidität y , Transversalimpuls p_t sowie dem Abstand zwischen primärem und sekundärem Vertex durchgeführt und anhand mehrerer Tests verifiziert. Eine grundlegende Kontrolle stellte die Bestimmung der mittleren Zerfallslänge des Λ -Hyperons anhand des Vertexabstands dar. Es wurde eine Zerfallslänge ermittelt, die mit dem bekannten Wert von $c\tau = 79$ mm [[Beringer12](#)] übereinstimmt.

Phasenraumbelugung der Λ -Hyperonen

Hinsichtlich der Phasenraumbelugung der Λ -Hyperonen wird eine Boltzmann-Verteilung bezüglich der Transversalimpulse p_t beobachtet, deren inverser Steigungsparameter $T_B(y)$ eine asymmetrische Abhängigkeit von der Rapidity mit einem Maximum von rund 90 MeV bei $y = 1$, etwas unterhalb der Schwerpunktrapidity in Nukleon-Nukleon-Stoß ($y_{cm} = 1,118$), aufweist. Daraus lässt sich ableiten, dass sich die emittierten Λ -Hyperonen nach der Reaktion in longitudinaler Richtung nicht im thermischen Gleichgewicht befinden. Dieses wird auch nicht in den Simulationen mit Transportmodellen (UrQMD, GiBUU) erreicht, wobei zudem deutlich härtere Impulsspektren mit bis zu $T_B^{max} \approx 130$ MeV generiert werden.

Auch die Λ -Rapiditydichte zeigt eine asymmetrische Verteilung, die deutlich zur Targetrapidity ($y = 0$) verschoben ist und vergleichbar in ähnlichen Reaktionen von Antiprotonen mit schweren Targetkernen [Miyano88] beobachtet wurde. Der Grund für diese Verschiebung ist die Mehrfachstreuung der Λ -Hyperonen hauptsächlich an Nukleonen des Targetkerns, welche eine mit der Anzahl an Streuprozessen zunehmende Abbremsung und somit die Häufung von Λ -Hyperonen mit geringen Geschwindigkeiten nahe der Targetrapidity bewirkt. Die primäre Produktion von Strangeness, die in Proton-induzierten Kernreaktionen überwiegend durch Nukleon-Nukleon-Stöße an der Kernoberfläche erfolgt, wird folglich durch sekundäre Reaktionen der emittierten Teilchen beim anschließenden Durchdringen der Kernmaterie, insbesondere bei schweren Targets (wie Niob), überlagert. Für leichte Targets wurde dementsprechend eine geringere Abbremsung beobachtet [Anikina84]. Diesen Zusammenhang zeigen auch Untersuchungen mit Transportmodellen, wonach eine Zunahme der Abbremsung der Λ -Hyperonen zu geringen Stoßparametern der Kollisionen auftritt. Anschaulich bedeutet das, dass Teilchen nach der Erzeugung in longitudinaler Richtung umso mehr Kernmaterie durchdringen je zentraler der Stoß ist, womit die Wahrscheinlichkeit für sekundäre Streuung steigt. Daher ist insbesondere die präzise Simulation der Hyperon-Nukleon-Streuung essentiell zur Beschreibung der Hyperonen aus Nukleon-Kern-Reaktionen mit mikroskopischen Modellen.

Die Transportmodelle UrQMD und GiBUU können in den aktuell verfügbaren Versionen die Phasenraumverteilung der Λ -Hyperonen nicht vollständig reproduzieren; allein UrQMD beschreibt in einem beschränkten Bereich von $0,3 < y < 1,3$ annähernd den Abfall der Rapiditydichte zu hohen longitudinalen Geschwindigkeiten. Die Ursache für die Abweichungen der Modelle liegt wahrscheinlich in der unzureichenden Implementierung der elementaren Wirkungsquerschnitte von Prozessen der Streuung von Hyperonen $Y + N \rightarrow Y + N$ sowie deren Anregungen Y^* mit anschließendem Zerfall $\rightarrow Y\pi$, wodurch die Λ -Produktion tendenziell unterschätzt wird [Larionov12].

Die Extrapolation der Λ -Multiplizität auf den vollständigen Phasenraum ergibt eine Produktionsrate von $0,018 \pm 0,004$ Λ -Hyperonen je Ereignis, bzw. einen totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}^\Lambda = (15,2 \pm 3,3)$ mb^A. Dieser erfüllt zusammen mit dem, in einer anderen Analyse [Lapidus13] bestimmten, Wert für K_s^0 -Mesonen $\sigma_{tot}^{K_s^0} = (4,7 \pm 0,9)$ mb

^ADer totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p(3,5 \text{ GeV}) + \text{Nb}$ wurde mittels Vergleich der π^- -Phasenraumverteilung mit Daten anderer Experimente zu $848 \text{ mb} \pm 15\%$ bestimmt [Tlusty12].

die Strangeness-Erhaltung im Mittel der gemessenen Reaktionen, unter Berücksichtigung der mittels UrQMD abgeleiteten Erzeugungsverhältnisse zu den nicht nachweisbaren Hadronen mit Strangeness-Inhalt.

Hyperonpolarisation

Die Polarisation der erzeugten Λ -Hyperonen wurde anhand des selbstanalysierenden Zerfalls $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ bestimmt, wobei aufgrund der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung eine mögliche Spinausrichtung des Λ -Hyperons in eine asymmetrische Winkelverteilung der Tochterpartikel übertragen wird. Aus den gemessenen Winkelverteilungen des Zerfallsprotons im Ruhesystem des Λ -Hyperons wurde dementsprechend die Λ -Polarisation in drei Raumrichtungen bestimmt. Senkrecht zur Produktionsebene der Λ -Hyperonen wurde eine signifikant negative Polarisation $\mathcal{P}_x = (-10,6 \pm 1,3) \%$ ermittelt, während in den beiden anderen Richtungen keine Polarisation beobachtet wurde, was konsistent mit der Paritätserhaltung im starken Produktionsprozess der Λ -Hyperonen ist. Für die transversale Λ -Polarisation \mathcal{P}_x wurde eine doppelt-differentielle Phasenraumabhängigkeit bezüglich der p_t - y -Ebene bestimmt. Die eindimensionale Projektion auf p_t zeigt, dass die Λ -Polarisation einen nahezu linearen Anstieg mit zunehmendem Transversalimpuls aufweist, der die Ergebnisse vorangegangener Experimente mit unter anderem deutlich verschiedenen Stoßsystemen und höheren Strahlenergien bestätigt und sich über $\mathcal{P}_x(p_t) = (-0,19 \pm 0,02) (\text{GeV}/c)^{-1} p_t$ parametrisieren lässt. Hinsichtlich der Rapidität besteht eine umgekehrte Abhängigkeit, die maßgeblich durch die Abbremsung der Λ -Hyperonen im Targetkern beeinflusst ist. Die Zunahme der Polarisation zu kleinen Rapiditäten zeigt dennoch, dass die Spinausrichtung der erzeugten Λ -Hyperonen offensichtlich auch über mehrfache Streuung erhalten bleibt. Die Strangeness-Produktion ist folglich auch in stark asymmetrischen Stoßsystemen stets verbunden mit der Polarisation von Hyperonen. Da diese durch die Dynamik der Reaktion beeinflusst wird, könnten Transportmodelle ein wichtiges Hilfsmittel zur Erklärung der Abhängigkeiten darstellen. Dazu muss in den derzeit verfügbaren Modellen jedoch zunächst eine polarisierte Erzeugung von Hyperonen implementiert werden.

Ausblick

Die aktuell fortschreitende Entwicklung der Transportmodelle bezüglich der Beschreibung des Verhaltens von Strangeness im SIS18-Energiebereich gibt die Perspektive, künftig auch die Dynamik von Hyperonen in Nukleon-Kern-Stößen nachvollziehen zu können. Neben der korrekten Reproduktion der Λ -Geschwindigkeitsverteilungen wird dann vermutlich auch eine realistische Phasenraumextrapolation der Multiplizität des in dieser Arbeit rekonstruierten Ξ^- -Hyperons möglich. In diesem Zusammenhang stellt die HADES-Kollaboration mittels exklusiver Analyse der K^0 -Mesonen und Λ -Hyperonen in der Reaktion $p(3,5 \text{ GeV}) + p$ im Vergleich mit den Ergebnissen aus der Reaktion $p(3,5 \text{ GeV})$

6. Zusammenfassung und Ausblick

+ Nb wichtige Informationen zum mittleren Kaon-Nukleon-Potential bereit. Außerdem sollen anhand einer Partialwellenanalyse die Wirkungsquerschnitte einzelner Produktionsprozesse extrahiert werden.

Des Weiteren werden in der untersuchten Reaktion $p + \text{Nb}$ auch ϕ -Mesonen anhand ihres Zerfalls in zwei geladene Kaonen ($\phi \rightarrow K^+ + K^-$) rekonstruiert. Trotz der geringen Energieverlust- und Flugzeitauflösungen im $p+\text{Nb}$ -Experiment, die zur direkten Identifikation der geladenen Kaonen nicht ausreichen, gelingt deren Nachweis über die Zweiteilchenkorrelation mit einem deutlichen ϕ -Signal im invarianten Massenspektrum, siehe Abbildung 6.1. In Kombination mit den Ergebnissen der Dielektronenanalyse kön-

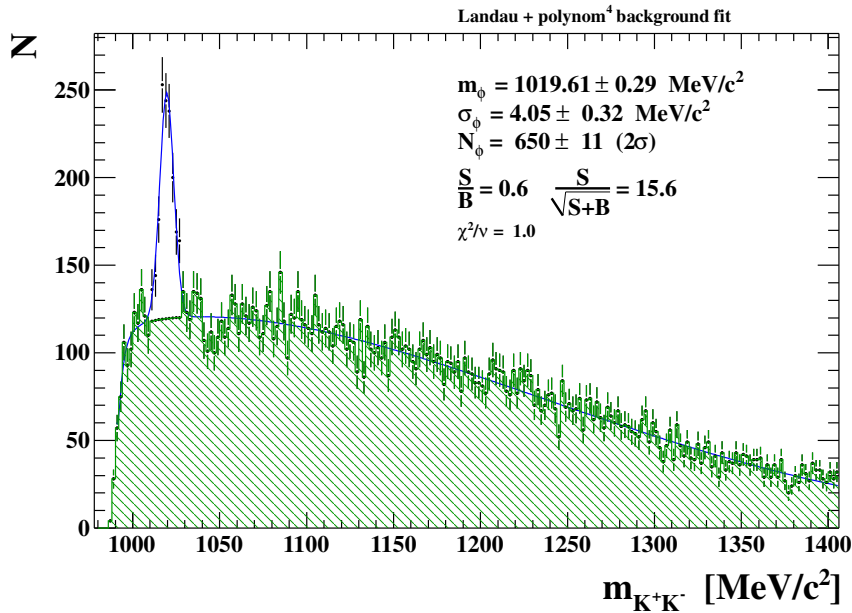


Abbildung 6.1.: Invariantes Massenspektrum von K^+K^- -Paaren. Zur Verstärkung des ϕ -Signals wurden Kaon-Kandidaten mit einer rekonstruierten Masse $m_K = 493,677 \pm 50 \text{ MeV}/c^2$ selektiert sowie eine obere Grenze auf den minimalen Abstand der beiden Teilchenspuren $\overline{K^+K^-} < 10 \text{ mm}$ verwendet. Der Untergrund wurde mit einer Landau-Verteilung + einem Polynom 4. Grades, das Signal mit einer Normalverteilung approximiert.

nen somit z.B. das Produktionsverhältnis von ϕ/ω -Mesonen bestimmt und damit direkt, ohne weitere Annahmen, Modellvorhersagen zur Mesonenproduktion überprüft werden.

Darüber hinaus bieten mehrere Neuentwicklungen von HADES-Detektorkomponenten für nachfolgende Experimente erweiterte Möglichkeiten für die Hadronen-Analyse. Einerseits wurden die TOFino-Flugzeitdetektoren durch hochauflösende *resistive plate chambers* ersetzt, wodurch im unteren Polarwinkelbereich ($\theta < 45^\circ$) deutlich genauere Flugzeit- und Ortsinformationen zur Verfügung stehen. Somit können beispielsweise geladene Kaonen im gesamten Akzeptanzbereich des Spektrometers effizient nachgewiesen werden. Eine Erneuerung der Datenerfassung auf aktuelle Hard- und Software ermöglicht

die Steigerung der Ereignisrate um einen Faktor 20, sodass eine deutlich höhere Statistik erreicht werden kann und dadurch auch die Rekonstruktion seltener Hadronen begünstigt wird. Zukünftige Experimente mit Pionen-Strahlen erzeugen Hadronen mit geringeren Impulsen und erlauben die exklusive Analyse elementarer Prozesse. Schließlich wird der Umzug des HADES-Detektors an den SIS100-Beschleuniger des FAIR-Projekts Experimente bei Strahlenergien bis zu 8 AGeV und somit auch die Untersuchungen schwererer Hadronen ermöglichen.

Anhang

A.1 Definition teilchenphysikalischer Variablen

Energie im Schwerpunktsystem \sqrt{s}

Die Mandelstamm-Variable s ist definiert als Skalarprodukt des Gesamt-Viererimpulses $p^\mu = (E/c, p_x, p_y, p_z)$ und berechnet sich in einem System zweier Teilchen A und B zu

$$s = (p^\mu \cdot p_\nu) = (p_A^\mu + p_B^\mu)^2 = m_A^2 c^4 + m_B^2 c^4 + 2E_A E_B - 2\vec{p}_A \vec{p}_B c^2. \quad (\text{A.1})$$

\sqrt{s} ist lorentzinvariant und stellt die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Gesamtenergie dar.

Luminosität \mathcal{L}

Die Luminosität ist eine Kenngröße von Teilchenbeschleunigern und beschreibt deren Leistungsvermögen. Sie ist definiert als die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche und steht in folgender Relation zur Ereignis- oder Wechselwirkungsrate \dot{N} im Experiment:

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} = \sigma_{tot} \mathcal{L}, \quad (\text{A.2})$$

A. Anhang

wobei σ_{tot} den totalen Wirkungsquerschnitt der kollidierenden Teilchen bezeichnet. Für ein Experiment mit festem Target berechnet sich die Luminosität nach

$$\mathcal{L} = \frac{dN/dt}{\sigma_{tot}} = \frac{N_{Strahl}}{\Delta T_{Strahl} A_{Strahl}} N_{Target} = \frac{N_{Strahl}}{\Delta T_{Strahl}} \frac{\rho_{Target}}{m_u} l_{Target}. \quad (\text{A.3})$$

Dabei werden folgende Eigenschaften von Teilchenstrahl und Target verwendet:

N_{Strahl}	Anzahl der Teilchen je Strahlpaket,
ΔT_{Strahl}	zeitliche Ausdehnung des Strahlpakets,
A_{Strahl}	Querschnittsfläche des Teilchen-Strahls,
N_{Target}	Anzahl der Targetteilchen,
ρ_{Target}	Dichte des Targetmaterials,
l_{Target}	Targetdicke in Strahlrichtung,
m_u	atomare Masseneinheit $m_u = 1,660\,538\,921 \times 10^{-27}$ kg.

Lebensdauer τ , Zerfallslänge $c\tau$ und Zerfallsbreite Γ

Ein Hinweis auf eine teilchenphysikalische Resonanz ist durch ein lokales Maximum bei einer bestimmten Energie im Spektrum differentieller Wirkungsquerschnitte oder Produktionshäufigkeiten gegeben. Diese Maxima lassen sich häufig Teilchen bzw. ihren Anregungen zuordnen. Deren Resonanzbreite Γ (Zerfallsbreite) kann verknüpft werden mit der Lebensdauer τ bzw. der sogenannten Zerfallslänge $c\tau$ über den Zusammenhang

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar c}{c\tau} = \frac{197,326 \text{ MeV fm}}{c\tau}, \quad (\text{A.4})$$

mit dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum $\hbar \equiv \frac{h}{2\pi}$.

Signifikanz \mathcal{S}

Die statistische Signifikanz \mathcal{S} eines Messsignals ist definiert anhand der jeweiligen Anzahl an Ereignissen des Signals N_{Signal} und des Untergrundes $N_{Untergrund}$ nach

$$\mathcal{S} = \frac{N_{Signal}}{\Delta N_{Signal}} \simeq \frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Signal} + N_{Untergrund}}}. \quad (\text{A.5})$$

Phasenraumkoordinaten

Polarwinkel θ

Der Polarwinkel ist der Winkel im Polarkoordinatensystem zwischen der Strahlrichtung (z) und dem Impulsvektor \vec{p} . Er wird in der Regel direkt gemessen und definiert demnach die transversale (t) sowie longitudinale (z) Komponente des Impulses p nach

$$p_t = p \sin \theta, \quad p_z = p \cos \theta. \quad (\text{A.6})$$

Transversalimpuls p_t

Der Transversalimpuls eines Teilchens ist dessen Impulsbetrag in der Ebene senkrecht (transversal) zur Strahlachse (z -Achse). Experimentell wird er nach Gleichung (A.6) meist über den Polarwinkel θ bestimmt. Die Impulskomponenten innerhalb der transversalen Ebene sind darüber hinaus durch den Azimutwinkel ϕ entsprechend

$$p_x = p_t \cos \phi, \quad p_y = p_t \sin \phi \quad (\text{A.7})$$

definiert.

Rapidity y

Die Rapidity ist ein Maß für die Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung bezüglich des Strahls und wird definiert durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} \right) = \tanh^{-1}(\beta_z) \quad (\text{A.8})$$

mit $\beta_z = \frac{v_z}{c}$. Diese dimensionslosen Größe verhält sich additiv unter Lorentztransformation und bietet somit z.B. eine einfache Methode zur Berechnung der Geschwindigkeit des Reaktionsschwerpunktes y_{cm} . Sie berechnet sich im symmetrischen Nukleon-Nukleon-Stoß aus dem Mittel der Rapiditäten der Reaktionspartner

$$y_{cm} = \frac{1}{2}(y_1 + y_2). \quad (\text{A.9})$$

Für Fixed-Target-Experimente ergibt sich aufgrund des ruhenden Targets für die Schwerpunktsrapidity $y_{cm} = \frac{1}{2}y_{Strahl}$, also die Hälfte der Rapidity der Strahlteilchen. Im nicht-relativistischen Grenzfall, d.h. für $y \ll 1$, geht die Rapidity in die Geschwindigkeit β_z über.

A. Anhang

Feynman-Skalenvariable x_F

Da sich der Wirkungsquerschnitt der Teilchenproduktion in Hochenergieexperimenten näherungsweise unabhängig von deren Energie im Schwerpunktsystem \sqrt{s} zeigte, führte Feynman [Feynman69] eine energieunabhängige Skalierungsvariable ein:

$$x_F = \frac{p_z^{CM}}{p_{zmax}^{CM}} \simeq \frac{2p_z^{CM}}{\sqrt{s}}. \quad (\text{A.10})$$

Sie entspricht dem Anteil des longitudinalen Impulses des einlaufenden Teilchenstrahls im Schwerpunktsystem (p_{zmax}^{CM}), der auf das betrachtete Teilchen (zu p_z^{CM}) übertragen wurde.

Für die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion bei 3,5 GeV kinetischer Energie gilt die Hochenergie-Näherung $x_F \simeq \frac{2p_z^{CM}}{\sqrt{s}}$ nicht, hier entspricht p_{zmax} dem Impuls des Strahlteilchens. Den Zusammenhang zwischen den zwei longitudinalen Teilchenkoordinaten x_F und Rapidität y zeigt Abbildung A.1.

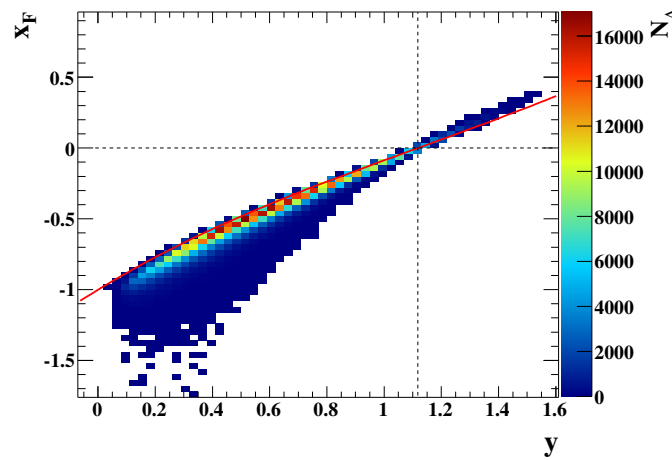
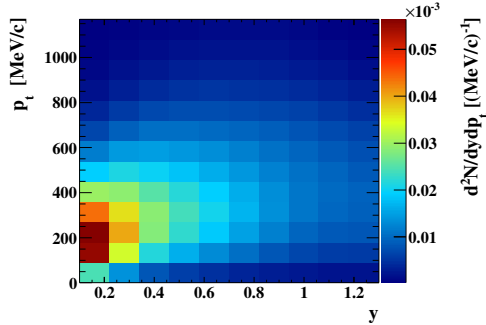
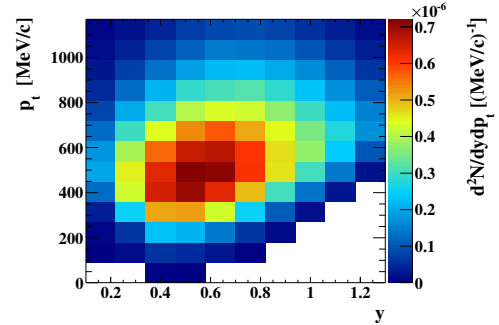


Abbildung A.1.: Korrelation von x_F mit der Rapidität y für rekonstruierten Λ -Hyperonen, deren Anzahl $N_\Lambda(x_F, y)$ als Farbskala dargestellt ist. Für den Hauptanteil mit $p_t \ll p_z$ ergibt sich ein nahezu linearer Zusammenhang (gelb-rote Farbcodierung). Die rote Kurve zeigt den Grenzfall $p_t = 0$.

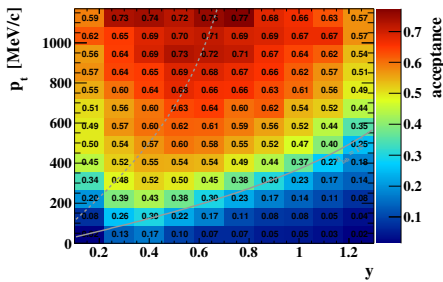
A.2 Effizienzkorrektur für Λ -Hyperonen



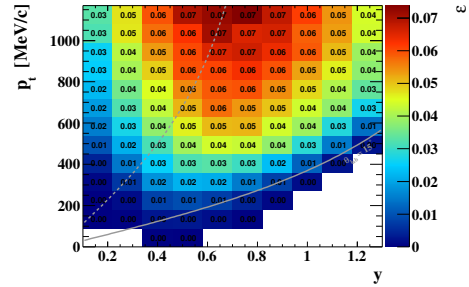
(a) Λ -Hyperonen aus der UrQMD-Simulation



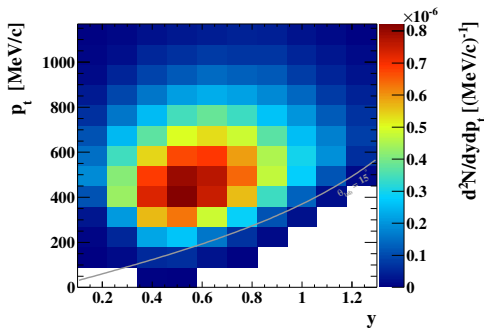
(b) Rekonstruktion der UrQMD-Daten mittels Detektorsimulation



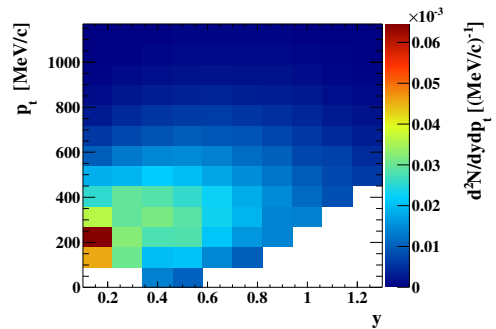
(c) Akzeptanz aus der Detektorsimulation



(d) Rekonstruktionseffizienz + Akzeptanz



(e) experimentelle Daten unkorrigiert



(f) experimentelle Daten nach der Effizienzkorrektur mittels (d)

Abbildung A.2.: Die Phasenraumbelegung der simulierten Λ -Hyperonen aus der UrQMD-Simulation (a) der Reaktion p (3,5 GeV) + Nb, die mittels Detektorsimulation rekonstruierte Verteilung (b) und deren Verhältnis (d) – die Effizienzkorrektur (inklusive Triggereinfluss), sowie die geometrische Detektorakzeptanz für Λ -Hyperonen (c). Die unterste Zeile zeigt die aus dem Experiment rekonstruierte Verteilung mit (f) und ohne (e) Korrektur bezüglich Detektorakzeptanz und Rekonstruktionseffizienz.

A.3 Simulationen mit Transportmodellen

A.3.1 Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)

Eingangsparameter

Die Simulation mit dem UrQMD-Modell (Version 3.3.1 vom 9. März 2010 [UrQMD10]) erfolgte mit den folgenden Parametern:

inputfile-pNb

```
pro 1 1
tar 93 41
elb 3.5

nev 1000000
imp -8.00

eos 0
tim 100 100

xxx
```

Darin sind in Zeile eins und zwei Projektil ${}^1_1\text{Proton}$ und Target ${}^{93}_{41}\text{Nb}$ der simulierten Reaktion sowie in der dritten Zeile die kinetische Energie des Projektils von 3,5 GeV definiert. Je Einzelrechnung wurden 1 Millionen Ereignisse (`nev 1000000`) (insgesamt 1,8 Milliarden) simuliert, wobei Stoßparameter von 0 bis 8 fm nach einer Stoßparameterverteilung $f(b) \propto b \cdot db$ (Dreiecksverteilung) verwendet werden (`imp -8.00`). Die Evolution der Teilchen wird standardmäßig im Kaskaden-Modus berechnet (`eos 0`) statt eine hydrodynamische Zustandsgleichung zu verwenden, wie es für die heiße und dichte Phase von Schwerionenkollisionen möglich ist. Alle Teilchen werden bis zu einem Zeitpunkt von 100 fm/c nach der Reaktion propagiert (`tim 100 100`) und deren Vektoren anschließend ausgegeben (`tim 100 100`).

Multiplizität der emittierten Hadronen

Abbildung A.3 stellt die Häufigkeiten verschiedener Hadronen je Ereignis in Abhängigkeit ihrer Rapidity aus dieser UrQMD-Simulation dar und zeigt, dass die Kinematik der Λ -Hyperonen näherungsweise der der emittierten Protonen folgt. Da die Protonen-

Kinematik in der Reaktion von Protonen mit einem schweren Target hauptsächlich durch die elastische und inelastische Streuung an den Target-Nukleonen bestimmt ist, gilt dies infolge der ähnlichen Rapiditätsverteilungen für die Λ -Hyperonen möglicherweise auch.

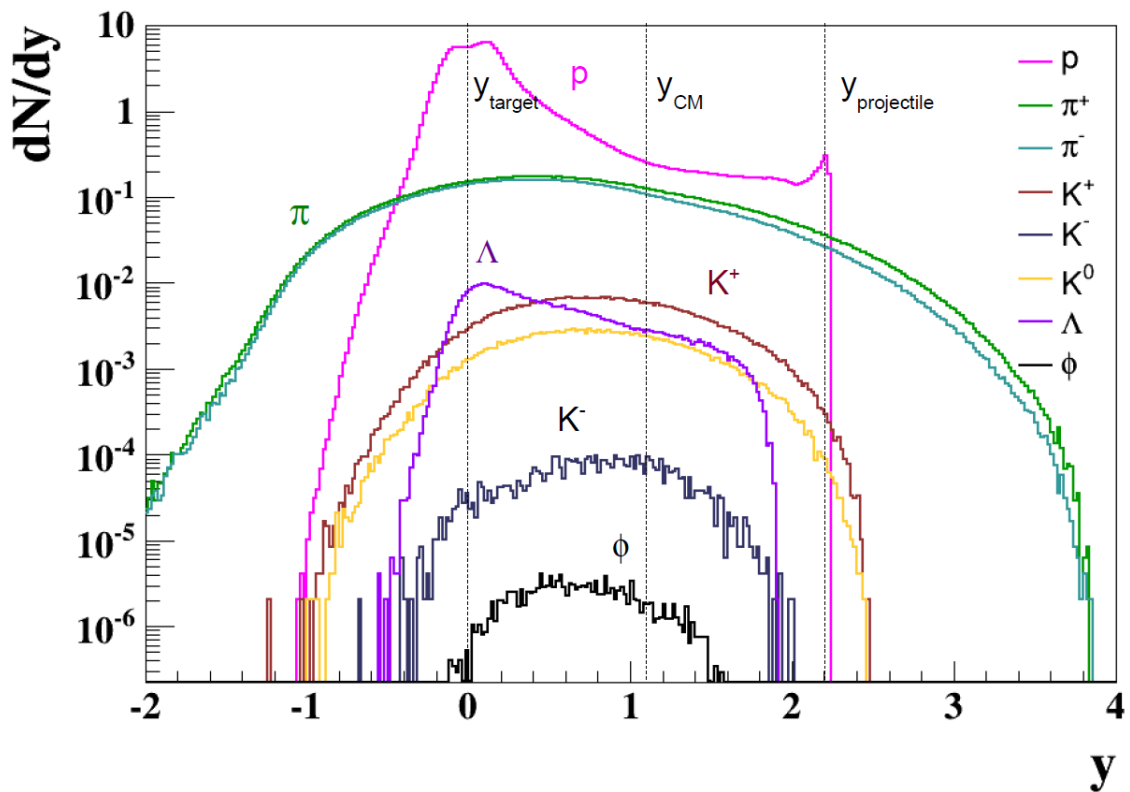


Abbildung A.3.: Rapiditätsdichteverteilungen von Hadronen (siehe Legende für die Farbcodierungen) aus der UrQMD-Simulation der Reaktion p ($E_{kin} = 3,5$ GeV) + Nb. Die gestrichelten Linien markieren die Geschwindigkeiten von Target und Projektile bzw. die Schwerpunktsrapazität im Nukleon-Nukleon-Stoß y_{cm} .

Korrelation der Λ -Rapiditäten mit Zentralitätsmerkmalen

Abbildung A.4(a) zeigt den Zusammenhang der Λ -Rapiditätsdichteverteilung mit der Anzahl an Kollisionen im Verlauf der UrQMD-Simulation und verrät, dass die Λ -Hyperonen im Transportmodell vorwiegend mindestens zwei Streu-Reaktionen durchführen und damit teilweise bereits auf $y = 0,6$ (etwa die halbe Schwerpunktsrapazität) abgebremst werden. Mit steigender Anzahl an Kollisionen, d.h. mehrfache Streuung, werden die Λ -Hyperonen zunehmend abgebremst, sodass sich deren überwiegender Teil mit vier und mehr Kollisionen um Targetrapazität $y = 0$ häuft.

A. Anhang

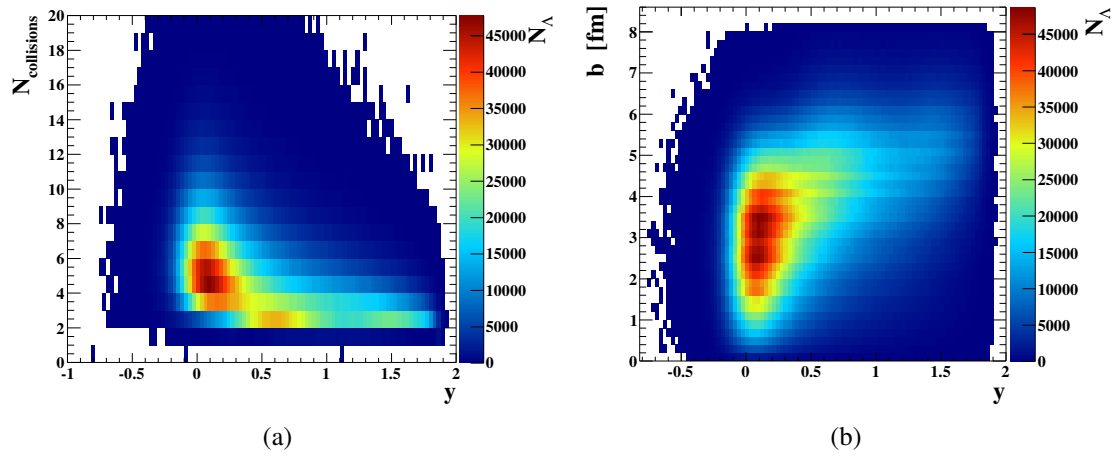


Abbildung A.4.: Korrelation der Rapiditätsverteilung (x-Achse) mit (a) der Anzahl an Kollisionen der Λ -Hyperonen $N_{collisions}$ und mit (b) dem Stoßparameter b aus der UrQMD-Simulation.

Abbildung A.4(b) verdeutlicht die stärkere Abbremsung bei zunehmender Zentralität der Reaktion bzw. die höheren longitudinalen Geschwindigkeiten für periphere Stöße und bestätigt somit das Ergebnis aus der GiBUU-Simulation in Abbildung 5.11, das in Abschnitt 5.1.5 diskutiert wurde.

A.3.2 Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (GiBUU)

Die Transportrechnungen mit dem GiBUU-Modell erfolgten zunächst mit der Version 1.5.6020 vom 11. Juli 2013 [GiBUU13]. Im Laufe der in dieser Arbeit durchgeführten Analysen wurde eine neue Version des Modells veröffentlicht, sodass für spätere Berechnungen die Version 1.6.6179 vom 1. Oktober 2013 verwendet wurde. Bei den im Folgenden dargelegten Resultaten von verschiedenen Simulationen mit Variation der Modellparameter ist daher stets die verwendete Version angegeben.

Beide Versionen unterscheiden sich hinsichtlich der Λ -Hyperon-Produktion hauptsächlich in der als Standard definierten Schwelle $\sqrt{s_{thres}}$ bezüglich der Schwerpunktsenergie des binären Einzelstoßes für den Übergang zwischen dem Resonanzmodell ($\sqrt{s} < \sqrt{s_{thres}}$) und dem String-Fragmentations-Modell PYTHIA ($\sqrt{s} > \sqrt{s_{thres}}$). Die grundlegenden Unterschiede dieser beiden Modelle zur Teilchenerzeugung sind in Abschnitt 1.3 erläutert. Für Baryon-Baryon-Reaktionen wurde diese Schwelle in den Versionen 1.5.x zu $2,6 \pm 0,2$ GeV gewählt, ab Version 1.6 ist sie mit $\sqrt{s_{thres}} = 3,4 \pm 0,1$ GeV definiert. Die Varianz von $\pm 0,2$ bzw. $0,1$ GeV gibt dabei den Umfang des linearen Übergangsbereiches zwischen beiden Modellen an, wie Abbildung A.5 schematisch veranschaulicht. Für beide Versionen wurde die gleiche Parameterdatei verwendet, die im Folgenden angefügt ist.

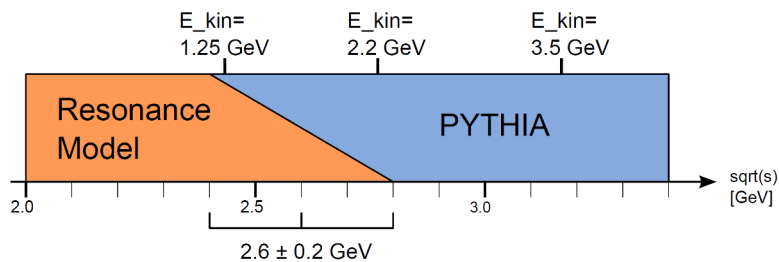


Abbildung A.5.: Schematische Darstellung der Anteile der in GiBUU verwendeten Modelle zur Teilchenerzeugung in Abhängigkeit des \sqrt{s} von Baryon-Baryon-Reaktionen [Weil11]. Die markierte Schwelle von $\sqrt{s_{thres}} = 2,6 \pm 0,2$ GeV entspricht dem Standard der GiBUU-Version 1.5.

A.3.2.1 Eingangsparmeter

Für die im Vergleich mit den rekonstruierten experimentellen Daten in den Abbildungen 5.6 und 5.7 als “GiBUU” bezeichnete Berechnung, deren Resultate als grün gestrichelte Kurve eingezeichnet sind, wurden folgende Eingangsparmeter in einer Parameterdatei (*JobCard*) definiert.

A. Anhang

jobCard-pNb-real

```
!*****
!      General Input :
!*****
&Input
  numEnsembles = 10          ! number of ensembles
  eventtype    = 300
  ! 2=PionA, 3=photon A, 12=HiPion A, 300=Hadron-nucleus
  numTimeSteps = 200        ! number of time steps
  delta_T      = 0.2        ! time step size
  num_runs_SameEnergy = 10000 ! number of runs
  num_Energies = 1
  path_to_input = "/home/wendischn/pnb/gibuu/buinput/"
/
&Target
  target_Z = 41, target_A = 93
/
&LesHouches
  LesHouchesFinalParticles_Pert = .false.
  LesHouchesFinalParticles_Real = .false.
/
&HICanalysis_Input
  flag_outputDetailed=.false.
  flag_outputPert=.false.
  flag_outputReal=.true.
/
!*****
! Input specific for pion/proton-induced reactions
!*****
&hadron
  ekin_lab=3.5          ! beam energy (GeV)
  impactParameter=-100. ! negative value--random choice
  particleId=1,
  particleCharge=1,
  iniType=0,
  zChoice=2,
  delta=1.,
  deltaZ=1.
/
!*****
!      Collision Term :
!*****
&Pythia
  PARP(91) = 0.44      ! width intrinsic kT
/
!*****
! Ground State (Frozen Nucleus, Analytic Density, Zero Temperature)
!*****
&InitDensity
  densitySwitch = 1
  !1=dynamic density according to testparticle density,
  !2=analytic density prescription, 0=no density
/
&InitPauli
  pauliSwitch = 1
  !1=dynamic, 2=analytic, 0=no pauli blocking
/
```

Die wesentlichen Merkmale der Simulation sind die Propagation im Realteilchen-Modus (eventtype = 300 und flag_outputReal=.true.) anstelle des oft verwend-

ten Einsatzes von perturbativen Teilchen^A und die dynamische Berechnung der Teilchendichte (`densitySwitch = 1`).

Berechnung ohne Mean-Field-Potentiale

Für die GiBUU-Simulation ohne Berücksichtigung von Mean-Field-Potentiale für die Propagation der Teilchen, die in den Abbildungen 5.6 und 5.7 als “w/o hadron potential” bezeichnet und als blau gestrichelte Kurve eingezeichnet ist, wurde die Parameterdatei `jobCard-pNb-real` (siehe oben) mit folgenden Erweiterungen modifiziert:

```
$propagation
  predictorCorrector=.false.
  UseCoulomb=.false.
  UseHadronic=.false.
$end

$coulomb
  coulombFLAG=.false.
$end

$baryonPotential
  symmetriePotFlag=.false.
  HypPot=0
$end
```

A.3.2.2 Systematische Untersuchung der Λ -Produktion

Zur Untersuchung der Λ -Produktionsprozesse innerhalb des GiBUU-Modells wurden neben dem, im Abschnitt 5.1.5 diskutierten, Studium der einzelnen Produktionskanäle weitere Eigenschaften des Modells analysiert, die im Folgenden zusammengefasst dargelegt werden.

Übergang zwischen Resonanz- und String-Fragmentations-Modell

Aufgrund der Änderung der Reaktionsschwelle $\sqrt{s_{thres}}$ bezüglich Baryon-Baryon-Reaktionen für den Übergang zwischen dem Resonanz- und dem String-Fragmentations-Modell von Version 1.5 zu 1.6, wurde der Einfluss dieses Parameters auf die Rapiditätsverteilung und die Transversalimpuls-Spektren der Λ -Hyperonen näher untersucht.

^AEin perturbatives Teilchen ist ein Testteilchen, dessen Propagation von den realen Teilchen beeinflusst wird, das aber selbst keine Rückwirkung auf die realen Teilchen ausübt. Die perturbativen Teilchen spüren das von den realen Teilchen erzeugte mittlere Feld, wechselwirken jedoch nicht untereinander und werden für die Produktion seltener Teilchenspezies verwendet.

A. Anhang

Die hier zugrunde liegenden Simulationen beinhalten keine hadronischen Mean-Field-Potentiale und, im Gegensatz zu den bisherigen Berechnungen, eine statische Dichteverteilung (`densitySwitch = 1` und `pauliSwitch = 1`), die den relativen Unterschied durch Variation der Reaktionsschwelle jedoch nicht beeinflusst.

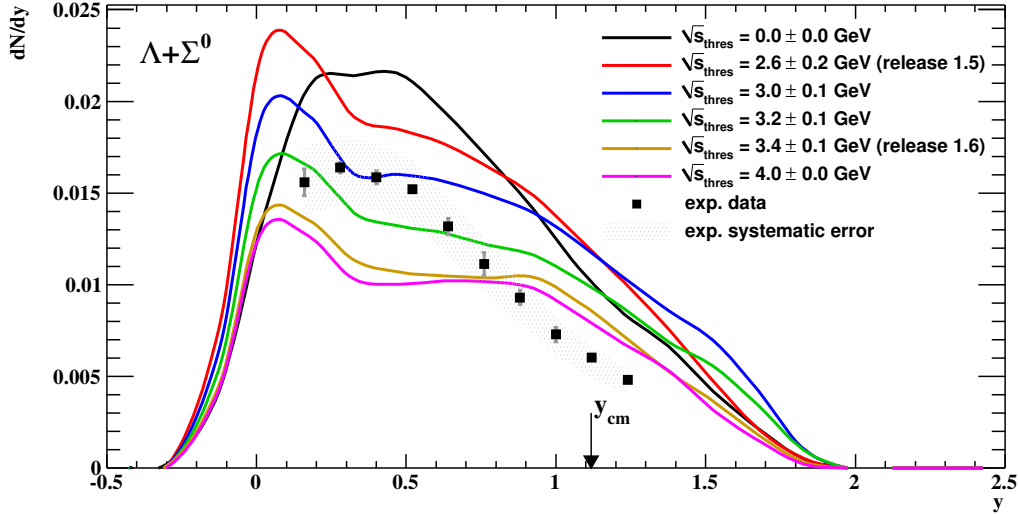


Abbildung A.6.: Rapiditydichteverteilung für verschiedene Werte der Reaktionsschwelle $\sqrt{s_{thres}}$ zwischen den Resonanzmodell und dem String-Fragmentations-Modell (PYTHIA) im GiBUU-Modell (Version 1.5.6020).

Abbildung A.6 zeigt die Änderung der Λ -Rapiditydichteverteilung unter Variation dieser Schwelle $\sqrt{s_{thres}}$ von 0 GeV bis 4 GeV. Eine Reaktionsschwelle von 0 GeV bedeutet, dass die Teilchenproduktion vollständig über das String-Fragmentations-Modell PYTHIA erfolgt, welches jedoch bei geringen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} < 4$ GeV für einige Prozesse, wie die Strangeness-Produktion mit Pionen ($\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$, siehe Abschnitt 1.3), nicht geeignet ist. Die Teilchenproduktion bei diesen geringen Energien kann in phänomenologischen Modellen durch Nukleon-Resonanzen parametrisiert werden [Shyam99], weshalb in Transportmodellen wie GiBUU das Resonanzmodell gegenüber PYTHIA als bevorzugte Quelle zur Teilchenerzeugung eingesetzt wird. Die Erhöhung der Reaktionsschwelle und dementsprechend der zunehmende Einsatz des Resonanzmodells bewirkt im Wesentlichen eine stetige Abnahme der absoluten Häufigkeit der erzeugten Λ -Hyperonen während der Abfall der Rapidityverteilung zu hohen y flacher wird. Bei einer Schwelle von $\sqrt{s_{thres}} = 4,0$ GeV ist für die hier untersuchte Strahlenergie von 3,5 GeV PYTHIA komplett deaktiviert, sodass allein das Resonanzmodell für die Teilchenproduktion aufkommt und insgesamt 36 % weniger Λ -Hyperonen erzeugt als PYTHIA ($\sqrt{s_{thres}} = 0$ GeV). Der Unterschied in der absoluten Produktionsrate deutet auf eine unterschiedliche Parametrisierung der elementaren Wirkungsquerschnitte zur Teilchenerzeugung innerhalb der beiden Modelle hin und wird in der nachfolgenden Systeme-

matik zur Hyperon-Produktion in PYTHIA untersucht. Außerdem zeigt die Abhängigkeit

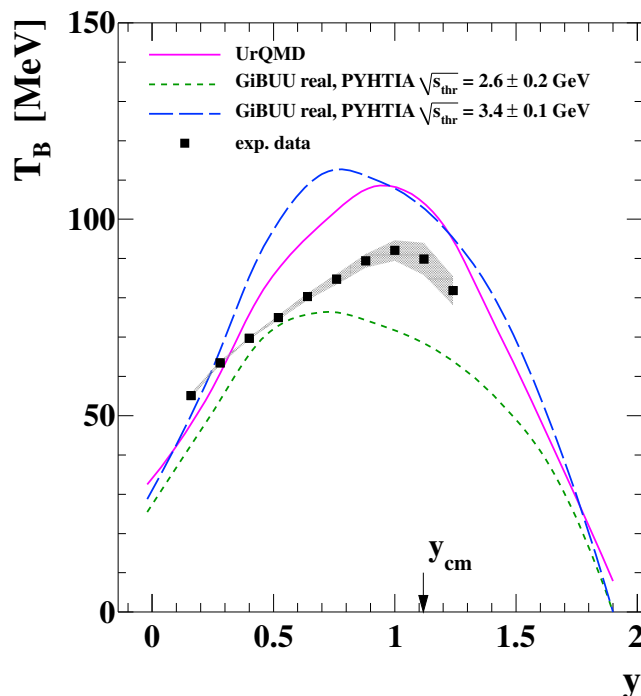


Abbildung A.7.: Inverser Steigungsparameter $T_B(y)$ als Funktion der Rapidität in Abhängigkeit der im GiBUU-Modell (Version 1.5.6020) definierten Reaktionsschwelle $\sqrt{s_{thres}}$ zwischen dem Resonanzmodell und PYTHIA. Zum Vergleich sind zusätzlich UrQMD-Resultate gezeigt.

der inversen Steigungsparameter der Transversalimpuls-Spektren von der Rapidität in Abbildung A.7, dass mit zunehmenden Einfluss des Resonanzmodells die Λ -Impulsspektren härter werden.

Hyperon-Produktionsrate innerhalb PYTHIA

Die Hyperon-Produktion mittels PYTHIA wird im GiBUU-Modell über den Parameter `PARJ(2)` gesteuert, der standardmäßig den Wert 0,3 besitzt. Zur Aufklärung der Diskrepanz zwischen den verschiedenen Produktionshäufigkeiten aus Resonanzmodell und PYTHIA wurde dieser Parameter variiert. Dessen entsprechender Wert wird in der GiBUU-Parameterdatei über den Zusatz

```
&Pythia
  PARJ(2) = 0.2
/
```

A. Anhang

definiert. Auch bei diesen systematischen GiBUU-Simulationen wurden keine hadronischen Mean-Field-Potentiale und eine statische Dichteverteilung verwendet.

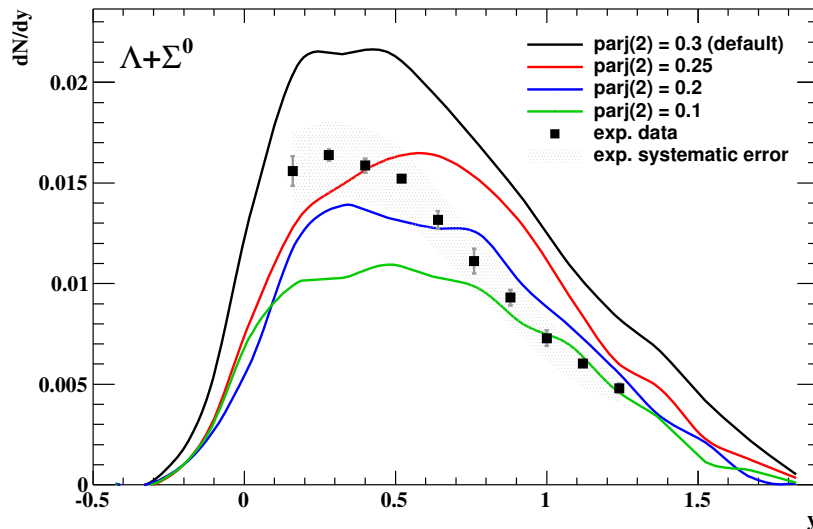


Abbildung A.8.: Rapiditydichteverteilung der Λ -Hyperonen für verschiedene Werte des PYTHIA Hyperon-Produktions-Parameters $\text{PARJ}(2)$ im GiBUU-Modell (Version 1.5.6020) für die Teilchenproduktion exklusiv über PYTHIA ($\sqrt{s_{thres}} = 0,0 \pm 0$ GeV).

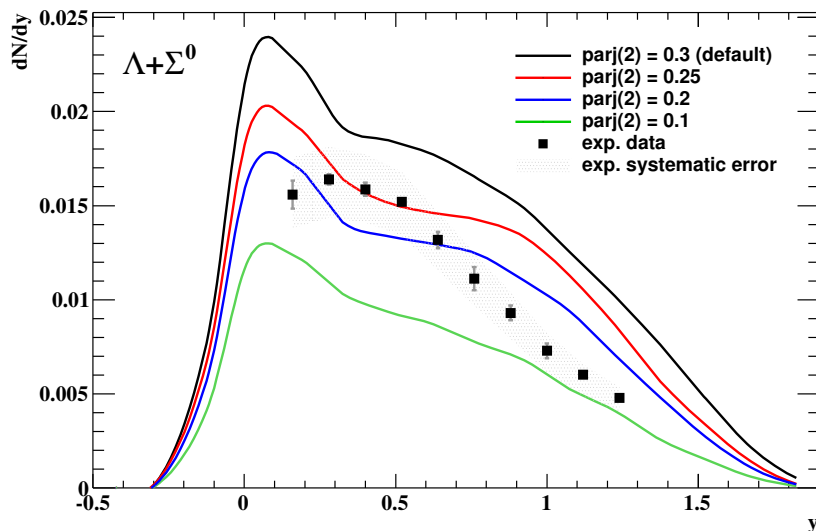


Abbildung A.9.: Rapiditydichteverteilung wie in Abbildung A.8, aber für $\sqrt{s_{thres}} = 2,6 \pm 0,2$ GeV, d.h. das Resonanzmodell und PYTHIA werden zur Parametrisierung der Teilchenreaktionen eingesetzt.

Abbildung A.8 zeigt, dass durch Herabsetzen des Parameters $\text{PARJ}(2)$ die Produktionsrate der Λ -Hyperonen in PYTHIA absolut reduziert wird, während sich die Form der Verteilung der Rapiditäten nicht signifikant ändert. Zur Angleichung der Λ -Produktionsraten in PYTHIA an die des Resonanzmodells, d.h. für eine Reduktion um 36 %, müsste nach dieser Systematik $\text{PARJ}(2)$ auf etwa 0,15 herab gesetzt werden. Dies würde den Einfluss von PYTHIA gegenüber dem Resonanzmodell in der Standardkonfiguration mit $\sqrt{s_{thres}} = 2,6 \pm 0,2$ GeV deutlich reduzieren und ist somit nahezu äquivalent zur Erhöhung der Reaktionsschwelle $\sqrt{s_{thres}}$ auf etwa $3,4 \pm 0,1$ GeV. Anhand der in Abbildung A.9 dargestellten Rapiditätsverteilungen unter Variation von $\text{PARJ}(2)$ für die Standardkonfiguration wird diese Analogie zur Änderung der Reaktionsschwelle (siehe Abbildung A.6) deutlich.

Einfluss von hadronischen Mean-Field-Potentialen

Die Propagation der Teilchen erfolgt in BUU-Modellen standardmäßig im mittleren Feld der umgebenden Teilchen, deren Einfluss durch sogenannte Mean-Field-Potentiale für jede Teilchenspezies individuell beschrieben wird. Die Trajektorien der Teilchen erfahren

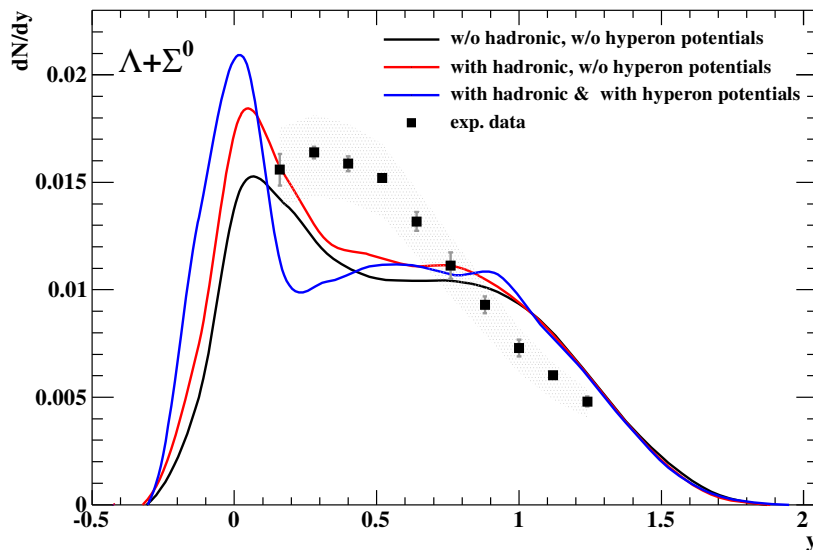


Abbildung A.10.: Rapiditysdichteverteilung der Λ -Hyperonen aus der GiBUU-Rechnung (Version 1.6.6179) mit und ohne Einfluss von mittleren hadronischen Potentialen (wie in der Legende angegeben).

somit eine Ablenkung entsprechend der Stärke des Gradienten des jeweiligen Potentials. Die Wirkung dieser Potentiale auf die Λ -Produktion und -Dynamik wurde durch deren Deaktivierung in der Simulation untersucht. Dabei wurden in der GiBUU - Parameterdatei wie oben beschrieben im Wesentlichen anhand der Zeile `UseHadronic=.false.`

A. Anhang

alle hadronischen Potentiale deaktiviert, bzw. mit $\text{HypPot}=0$ lediglich die Potentiale der Hyperonen vernachlässigt. Es wurde eine statische Dichteverteilung verwendet.

Die resultierenden Rapiditydichteverteilungen der Λ -Hyperonen sind in Abbildung A.10 dargestellt. Der Einfluss des Hyperon-Potentials sowie aller hadronischen Potentiale bewirkt eine stärkere Abbremsung der Hyperonen, sodass sich das Maximum nahe Targetrapidity $y = 0$ weiter in Rückwärtsrichtung verschiebt. Außerdem erhöht sich der Anteil an langsamen Λ -Hyperonen deutlich, während die Multiplizität für $y > 0,5$ praktisch konstant bleibt. Dementsprechend steigt die totale Produktionsrate der Λ -Hyperonen unter der Wirkung der insgesamt attraktiven hadronischen Mean-Field-Potentiale leicht an.

Dynamische Berechnung der Teilchendichte

Die Definition der Teilchendichte innerhalb der Reaktionszone kann im Modell durch verschiedene Methoden realisiert werden. Das GiBUU-Modell erlaubt einerseits die analyti-

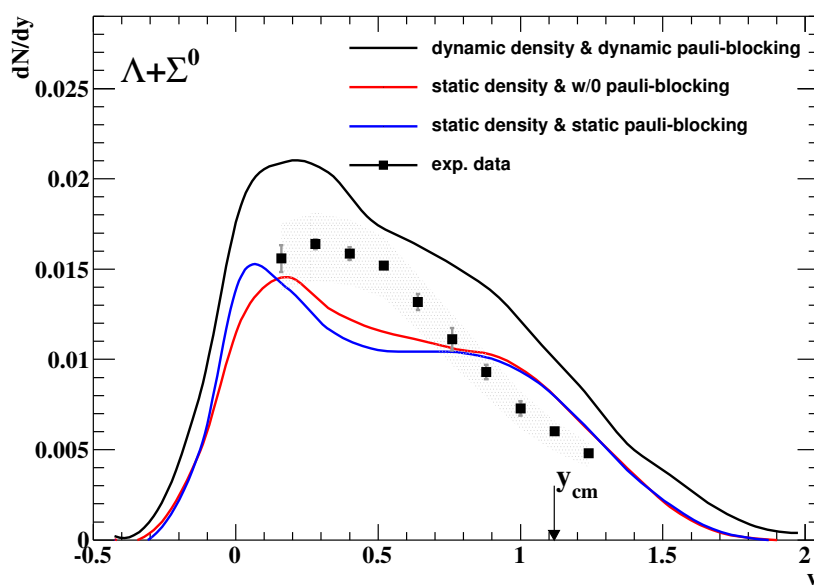


Abbildung A.11.: Einfluss der dynamischen Berechnung der Teilchendichte und des Pauli-Prinzips auf die Λ -Rapiditydichteverteilung im GiBUU-Modell (Version 1.6.6179) ohne Einfluss hadronischer Potentiale.

sche Berechnung (in der Parameterdatei: `densitySwitch = 2`), womit eine statische Teilchendichte erzeugt wird. Andererseits wird die Dichte standardmäßig dynamisch aus der Anzahl der umgebenden Teilchen berechnet (`densitySwitch = 1`). Sie spielt eine bedeutende Rolle für die Teilchenproduktion, da bei höherer baryonischer Dichte die

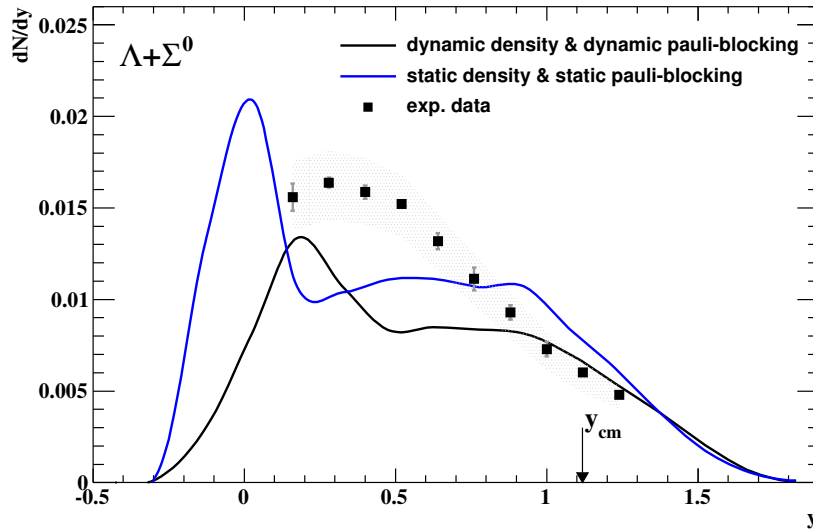


Abbildung A.12.: Einfluss der dynamischen Berechnung der Teilchendichte wie in Abbildung A.11, jedoch inklusive hadronischer Potentiale.

Wahrscheinlichkeit für Reaktionen unter Baryonen steigt und somit auch die Möglichkeit der Erzeugung von Teilchen.

Abbildung A.11 zeigt den Einfluss der unterschiedlichen Methoden zur Berechnung der Dichte auf die Λ -Rapidityverteilung ohne die Wirkung von hadronischen Potentialen. Im Vergleich zur analytischen Methode (blaue Kurve) bewirkt die dynamische Berechnung (schwarze Kurve) der Teilchendichte eine deutliche Verstärkung der Λ -Produktion, was darauf hindeutet, dass die analytische Berechnung die Teilchendichte unterschätzt. Mit dem Einfluss von hadronischen Potentialen (siehe Abbildung A.12) bewirkt die dynamische im Vergleich zur statischen Methode hingegen eine deutliche Reduktion der totalen Λ -Produktionsrate und eine Verschiebung der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung zu höheren Rapiditäten. Das Maximum verlagert sich von der Targetrapidity zu $y \approx 0,2$. Die Separation des Anteils der schnellen Λ -Hyperonen aus der direkten Produktion bei Schwerpunktrapidity, $y_{cm} = 1,12$, und des Anteils der abgebremsten Hyperonen bei Targetrapidity wird durch die analytische Methode verstärkt. Die Korrelation von Teilchendichte und Mean-Field-Potentiale ist möglicherweise im GiBUU-Modell implizit verankert, sodass die Optionen bezüglich dieser Modelleigenschaften nicht unabhängig gewählt werden können. Der Vergleich mit den experimentellen Daten gibt jedoch keinen Hinweis auf die korrekte Einstellung, da keine der Simulationen die Daten hinreichend gut reproduziert.

Verwendung perturbativer Testteilchen

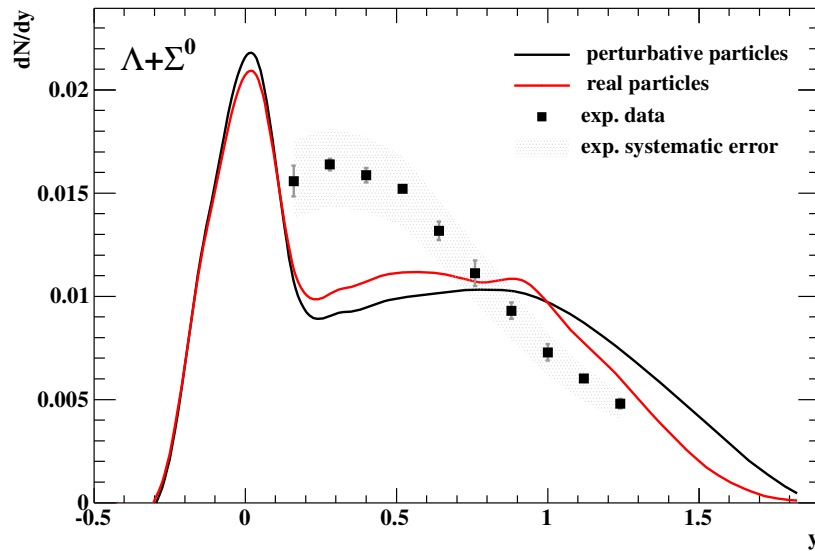


Abbildung A.13.: Rapiditätsdichte der Λ -Hyperonen bei Verwendung von Perturbativ- bzw. Real-Teilchen-Modus im GiBUU-Modell (Version 1.6.6179, mit Mean-Field-Potentialen und statischer Teilchendichte).

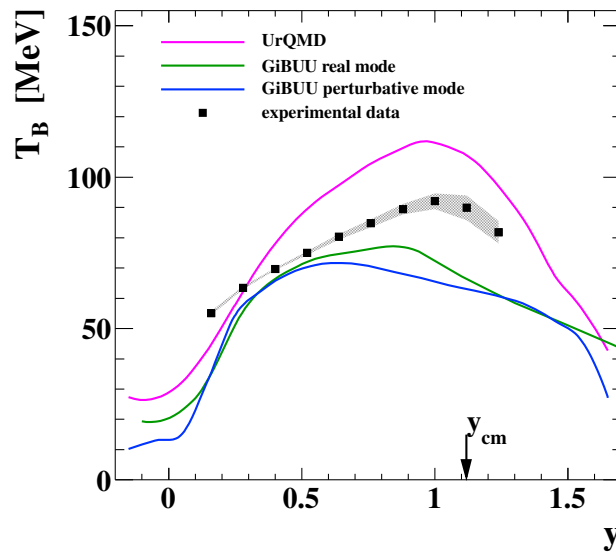
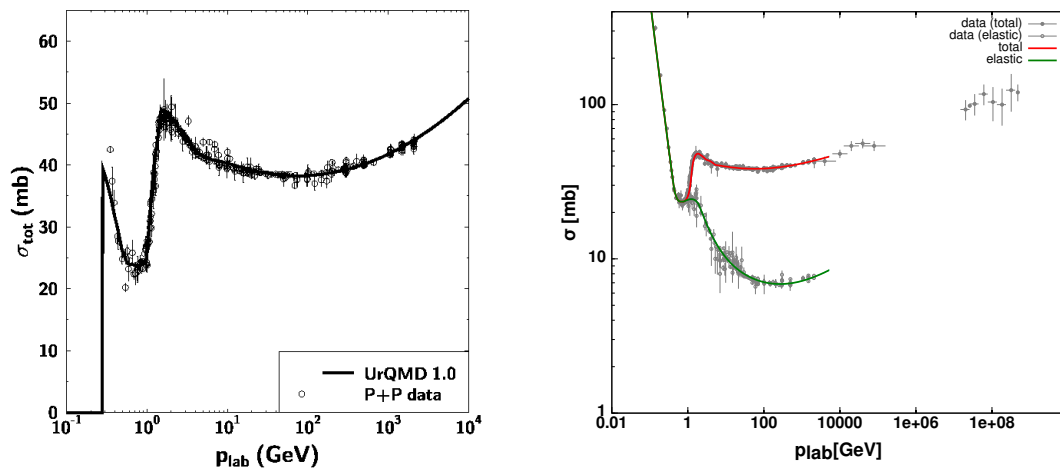


Abbildung A.14.: Inverser Steigungsparameter $T_B(y)$ der Transversalimpuls-Spektren als Funktion der Rapidität y für Perturbativ- und Real-Teilchen-Modus im GiBUU-Modell (Version 1.5.6020). Zum Vergleich sind zusätzlich UrQMD-Resultate gezeigt.

Selten erzeugte Teilchen, wie beispielsweise Strangeness beinhaltende Hadronen, werden in BUU-Modellen oft als perturbative Testteilchen definiert, welche keine Rückwirkung auf andere Teilchen ausüben. Die Simulation kann dadurch beschleunigt werden, da die Zahl der zu berechneten Wechselwirkungen gering bleibt, während die Anzahl an perturbativen Testteilchen erhöht werden kann. Der Unterschied zwischen der Verwendung von perturbativen beziehungsweise realen Teilchen ist für die Produktion von Λ -Hyperonen jedoch gering, wie Abbildungen A.13 und A.14 anhand der nahezu kongruenten Verteilungen von Rapiditätsdichte und inversem Steigungsparameter als Funktion der Rapidität zeigen.

A.3.3 Implementierung elementarer Wirkungsquerschnitte

Die Parametrisierung des elementaren Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt erfolgt im UrQMD- und im GiBUU-Modell nahezu äquivalent. Die implementierten Funktionen in Abhängigkeit des Proton-Impulses im Laborreferenzsystem sind in Abbildung A.15 zusammen mit den experimentell bestimmten Daten dargestellt. Während in GiBUU der



(a) UrQMD-Modell [Bleicher99]

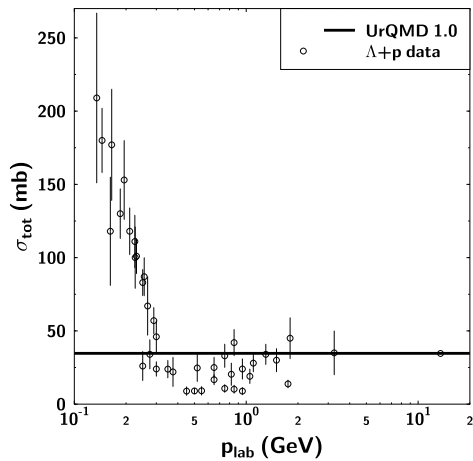
(b) GiBUU-Modell [GiBUU13]

Abbildung A.15.: Experimentell bestimmter totaler Wirkungsquerschnitt elementarer p+p-Reaktionen als Funktion des Proton-Impulses im Laborreferenzsystem sowie dessen in den Transportmodellen UrQMD (a) und GiBUU (b, mit elastischen Kanälen) implementierte Parametrisierungen.

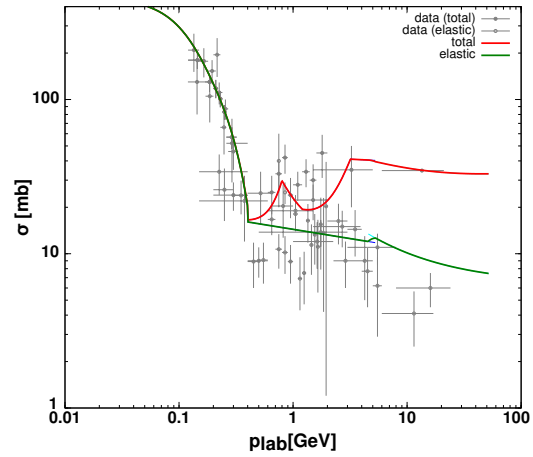
Wirkungsquerschnitt zu kleineren Impulsen < 300 MeV/c extrapoliert wird, erfolgt in UrQMD die Behandlung der p+p-Reaktionen in diesem Bereich, durch Potential-Wechselwirkungen, da hier hauptsächlich weiche Coulomb-Wechselwirkungen stattfinden.

A. Anhang

Der totale Λ +p-Wechselwirkungsquerschnitt wird im UrQMD-Modell mit Hilfe des *Additiven Quark Modells* [Perkins82] berechnet und als unabhängig vom Relativimpuls angenommen [Bleicher99], wie in Abbildung A.16 (a) dargestellt ist. Für $p > 300$ MeV ergibt der bestimmte Wert von $\sigma = 30$ mb eine gute Übereinstimmung mit den Daten, während für kleinere Impulse der Wirkungsquerschnitt deutlich unterschätzt wird. Im Gegensatz dazu ist er im GiBUU-Modell nach [Rijken99] parametrisiert, wie Abbildung A.16 (b) zeigt. Da für Impulse < 100 MeV keine experimentellen Daten vorhanden sind, ist die Extrapolation gegen Null jedoch sehr unsicher. Weitere mögliche Parametrisierungen auf Grundlage der effektiven Feldtheorie im Vergleich zu Berechnungen mit dem konventionellen Meson-Austausch-Modell werden in [Haidenbauer07] im Detail diskutiert.



(a) UrQMD-Modell [Bleicher99]



(b) GiBUU-Modell [GiBUU13]

Abbildung A.16.: Experimentell bestimmter totaler Λ +p-Wirkungsquerschnitt als Funktion des Λ -Impulses im Laborreferenzsystem sowie dessen in den Transportmodellen UrQMD (a) und GiBUU (b, mit elastischen Kanälen) implementierte Parametrisierungen.

Abbildungsverzeichnis

	Seite
Abb. 1.1 Oktett und Dekuplett der SU(3)-Symmetrie der Baryonen	12
Abb. 1.2 Meson-Austausch-Diagramm im Resonanzmodell	16
Abb. 1.3 Beiträge des Mesonenaustauschs im Resonanzmodell	17
Abb. 1.4 Beiträge der Nukleonenresonanzen im Resonanzmodell	18
Abb. 1.5 Schema der String-Fragmentation	19
Abb. 2.1 Messwerte der Polarisierung verschiedener Hyperonen	25
Abb. 2.2 Quark-Fluss-Diagramm der Λ -Erzeugungsreaktion	26
Abb. 2.3 Abhängigkeiten der Λ -Polarisation im Modell von Soffer	30
Abb. 2.4 Quark-Fluss-Diagramm der Λ -Zerfalls	30
Abb. 3.1 Explosivzeichnung des HADES-Detektorsystems	34
Abb. 3.2 Querschnittszeichnung des HADES-Detektorsystems	35
Abb. 3.3 Aufbau eines Driftkammermoduls	38
Abb. 3.4 Schema der Spurverfolgung im Magnetspektrometer	38
Abb. 3.5 Foto eines Sektors der neuen MDCI	39
Abb. 3.6 Elektronenmikroskopaufnahme eines MDC-Drahtes	40
Abb. 3.7 MDCI-Zählrate in Abhängigkeit der Hochspannung und Gasmischung	41
Abb. 3.8 Flächenscan des Kathodenstroms der MDCI	41
Abb. 3.9 Strahlzeitverlauf der time-over-threshold der 6 MDCI-Sektoren. . . .	42
Abb. 3.10 Hauptansicht des MDC-Online-Monitors	44
Abb. 4.1 Ereignis-Vertex-Verteilung in longitudinaler Richtung	53
Abb. 4.2 Ereignis-Vertex-Verteilung in transversaler Ebene	54
Abb. 4.3 Multiplizität geladener Teilchen in der Reaktion p+Nb	55
Abb. 4.4 Prinzip der Flugzeit-Teilchenidentifikation	57
Abb. 4.5 Prinzip der Energieverlust-Teilchenidentifikation	59
Abb. 4.6 Selektionsbereiche der Energieverlust-Teilchenidentifikation	62
Abb. 4.7 Energieverlustverteilung aus der Detektorsimulation	63
Abb. 4.8 Invariantes Massenspektrum von $p\pi^-$ -Paaren	64

Abbildungsverzeichnis

Abb. 4.9	Geometrie der Λ -Zerfalls	65
Abb. 4.10	Entfernung zwischen primärem Vertex und der Λ -Spur	66
Abb. 4.11	Λ -Signal-Signifikanz unter Selektionen bzgl. der Zerfallsgeometrie	67
Abb. 4.12	Invariantes Massenspektrum von $p\pi^-$ -Paaren mit Vertexselektion	68
Abb. 4.13	Invariantes Massenspektrum aus der Ereignismischung	70
Abb. 4.14	Massenspektrum der Ereignismischung beschränkter Öffnungswinkel	71
Abb. 4.15	$p\pi^-$ -invariantes Massenspektrum mit Landau-Anpassung	73
Abb. 4.16	Λ -Phasenraumeinteilung in 10×13 Intervalle	74
Abb. 4.17	$p\pi^-$ -invariante Massenspektren für $0,34 < y < 0,46$	75
Abb. 4.18	Unkorrigierte Λ -Phasenraumverteilung	76
Abb. 4.19	Invariantes Massenspektrum von $\Lambda\pi^-$ -Paaren ohne Vertexselektion	78
Abb. 4.20	Geometrie der Ξ^- -Zerfalls	79
Abb. 4.21	Invariantes Massenspektrum von $\Lambda\pi^-$ -Paaren mit Vertexselektion	80
Abb. 4.22	Unkorrigiert Ξ^- -Phasenraumabhängigkeit	81
Abb. 4.23	Häufigkeitsverteilung für Protonen in Abhängigkeit von ϕ, θ	82
Abb. 4.24	Detektorakzeptanz für Λ -Hyperonen $A(y, p_t)$	83
Abb. 4.25	UrQMD Λ -Phasenraumverteilung	84
Abb. 4.26	Rekonstruktionseffizienz für Λ -Hyperonen $\epsilon(y, p_t)$	85
Abb. 4.27	Selbstkonsistenztest: Λ -Phasenraumverteilung der Simulationen	87
Abb. 4.28	p_t -Spektren des Selbstkonsistenztests	88
Abb. 4.29	Rapiditätsdichteverteilung des Selbstkonsistenztests	89
Abb. 4.30	Vergleich der Vertexrekonstruktion in Experiment und Simulation	90
Abb. 4.31	Bestimmung der Λ -Zerfallslänge aus der Simulation	91
Abb. 4.32	Akzeptanzkorrektur der Λ -Zerfallslänge	92
Abb. 4.33	Bestimmung der Λ -Zerfallslänge im Experiment	93
Abb. 4.34	Simulierte Stoßparameterverteilung mit und ohne LVL1-Trigger	94
Abb. 4.35	Spurmultiplizitätsverteilung im Experiment	95
Abb. 4.36	Korrigierte Λ -Multiplizität als Funktion von y und p_t	96
Abb. 4.37	Referenz-Koordinatensystem der Λ -Polarisation	97
Abb. 4.38	Winkelverteilungen der Tochterprotonen bzgl. der Polarisationsachsen	98
Abb. 4.39	Experimentelle und simulierte Proton-Winkelverteilungen	99
Abb. 4.40	Auflösung der Proton-Relativwinkel-Messung	100
Abb. 4.41	Korrigierte Proton Winkelverteilungen	101
Abb. 4.42	Korrigierte p-Winkelverteilungen inkl. systemtischen Unsicherheiten	103
Abb. 4.43	Λ -Phasenraumeinteilung in 6×6 Intervalle	105
Abb. 4.44	Phasenraum-abhängige Winkelverteilung der Tochterprotonen	106
Abb. 4.45	Integrierte Winkelverteilung der Tochterprotonen	107
Abb. 4.46	Eindimensionale Λ -Phasenraumeinteilungen für die Polarisation	107
Abb. 5.1	Transversale Impulsspektren rekonstruierter Λ -Hyperonen	111
Abb. 5.2	Transversale Massenspektren rekonstruierter Λ -Hyperonen	112
Abb. 5.3	Λ -Rapiditätsdichte und $T_B(y)$ -Verteilung	114
Abb. 5.4	Fehlerbetrachtung anhand der Λ -Rapiditätsdichte	115
Abb. 5.5	Fehlerbetrachtung anhand des inversen Steigungsparameters	116

Abb. 5.6	Λ -Rapiditätsdichte und $T_B(y)$ im Vergleich mit Modellrechnungen	118
Abb. 5.7	Transversale Λ -Impulsspektren im Vergleich mit Modellrechnungen	119
Abb. 5.8	Vergleich der Λ -Rapiditätsverteilungen simulierter Stoßsysteme	120
Abb. 5.9	dN/dy einzelner Λ -Produktionskanäle in GiBUU	121
Abb. 5.10	dN/dy mit Variation des Y+N-Wirkungsquerschnitts in GiBUU	122
Abb. 5.11	Stoßparameterabhängigkeit der Λ -Rapiditätsdichte in GiBUU	123
Abb. 5.12	Rapiditätsdichteverteilungen aus \bar{p} +Ta Reaktionen	125
Abb. 5.13	Rapiditätsdichteverteilungen aus \bar{p} (8,8 GeV/c) + Cu Reaktionen	126
Abb. 5.14	Rapiditätsdichteverteilungen aus p (10 GeV/c) + C Reaktionen	127
Abb. 5.15	Λ -Rapiditätsdichteverteilungen aus C+Ne,Cu,Pb Reaktionen	128
Abb. 5.16	Rapiditätsdichteverteilungen aus p (17,5 GeV/c) + Au Reaktionen	129
Abb. 5.17	Λ - und K_s^0 -Rapiditätsdichte in der Reaktion p (3,5 GeV) Nb	132
Abb. 5.18	Λ -Polarisation als Funktion des Phasenraums (p_t, y)	136
Abb. 5.19	Λ -Polarisation als Funktion des Transversalimpulses p_t	137
Abb. 5.20	Λ -Polarisation als Funktion der Rapidität y	138
Abb. 5.21	Λ -Polarisation als Funktion von x_F	139
Abb. 5.22	Λ -Polarisation als Funktion von x_F aus anderen Experimenten	140
Abb. 5.23	Λ -Polarisation als Funktion von p_t aus anderen Experimenten	141
Abb. 6.1	Invariantes Massenspektrum von $K^+ K^-$ -Paaren	146
Abb. A.1	Korrelation zwischen Rapidität und Feynmann-Skalenvariable	152
Abb. A.2	Phasenraumverteilung der Effizienzkorrektur für Λ -Hyperonen	153
Abb. A.3	dN/dy der häufigsten Hadronen aus p(3,5 GeV)+Nb in UrQMD	155
Abb. A.4	Stoßparameterabhängigkeit der Λ -Rapiditätsdichte in UrQMD	156
Abb. A.5	Schema der Definition der Reaktionsschwelle in GiBUU	157
Abb. A.6	dN/dy in Abhängigkeit der String-Schwelle in GiBUU	160
Abb. A.7	$T_B(y)$ in Abhängigkeit der String-Schwelle in GiBUU	161
Abb. A.8	dN/dy in Abhängigkeit der Hyperon-Produktionsrate in PYTHIA	162
Abb. A.9	dN/dy in Abhängigkeit der Hyperon-Produktionsrate in GiBUU	162
Abb. A.10	dN/dy : Einfluss der hadronischen Potentiale in GiBUU	163
Abb. A.11	dN/dy , mit dynamischer Teilchendichte, ohne Potentiale in GiBUU	164
Abb. A.12	dN/dy , mit dynamischer Teilchendichte, inkl. Potentiale in GiBUU	165
Abb. A.13	dN/dy für perturbativ- und real-Teilchen-Modus in GiBUU	166
Abb. A.14	$T_B(y)$ für perturbativ- und real-Teilchen-Modus in GiBUU	166
Abb. A.15	p+p-Wirkungsquerschnitt in Transportmodellen	167
Abb. A.16	p+ Λ -Wirkungsquerschnitt in Transportmodellen	168

Tabellenverzeichnis

	Seite
Tabelle 1.1 Erzeugungsschwellen für die Produktion von Strangeness	14
Tabelle 4.1 Parameter der untersuchten p + Nb Kollisionen	52
Tabelle 4.2 Eigenschaften des Λ -Hyperons	60
Tabelle 4.3 Geometrische Auswahlkriterien der Λ -Rekonstruktion	67
Tabelle 4.4 Eigenschaften des Ξ^- -Hyperons	77
Tabelle 4.5 Geometrische Auswahlkriterien der Ξ^- -Rekonstruktion	79
Tabelle 4.6 Effizienz der Λ -Rekonstruktion je Analyseschritt	85
Tabelle 5.1 Unsicherheiten der Normierungsfaktoren	117
Tabelle 5.2 Reaktionsenergien verschiedener Proton-Kern-Kollisionen	124
Tabelle 5.3 Hadronen-Multiplizitäten aus UrQMD für p (3,5 GeV) + Nb	133

Literaturverzeichnis

- [Abt06] I. ABT ET AL. (HERA-B Collaboration), *Polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ in 920-GeV fixed-target proton-nucleus collisions*, Phys. Lett. B 638, 415 (2006), [arXiv:hep-ex/0603047](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0603047).
- [Agakishiev06] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Vector meson production in pA and π A collisions*, Tech. rep., GSI, URL <http://www.hzdr.de/pls/rois/Cms?pOid=39703> (2006).
- [Agakishiev09a] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES collaboration), *Deep sub-threshold Xi-production in Ar+KCl reactions at 1.76A-GeV*, Phys. Rev. Lett. 103, 132301 (2009), [arXiv:0907.3582](https://arxiv.org/abs/0907.3582).
- [Agakishiev09b] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Phi decay: A Relevant source for K^- production at SIS energies?*, Phys. Rev. C 80, 025209 (2009), [arXiv:0902.3487](https://arxiv.org/abs/0902.3487).
- [Agakishiev09c] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES*, Eur. Phys. J. A 41, 243 (2009), [arXiv:0902.3478](https://arxiv.org/abs/0902.3478).
- [Agakishiev10a] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *In-Medium Effects on K^0 Mesons in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. C 82, 044907 (2010), [arXiv:1004.3881](https://arxiv.org/abs/1004.3881).
- [Agakishiev10b] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Λ -p femtoscopy in collisions of Ar+KCl at 1.76 AGeV*, Phys. Rev. C 82, 021901 (2010), [arXiv:1004.2328](https://arxiv.org/abs/1004.2328).
- [Agakishiev11a] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Dielectron production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV*, Phys. Rev. C 84, 014902 (2011), [arXiv:1103.0876](https://arxiv.org/abs/1103.0876).
- [Agakishiev11b] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Hyperon production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV*, Eur. Phys. J. A 47, 21 (2011), [arXiv:1010.1675](https://arxiv.org/abs/1010.1675).
- [Agakishiev11c] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *p p and pi pi intensity interferometry in collisions of Ar + KCl at 1.76A-GeV*, Eur. Phys. J. A 47, 63 (2011), URL <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2011-11063-x>.

Literaturverzeichnis

- [Agakishiev12a] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Baryonic resonances close to the $\bar{K} N$ threshold: The Case of $\Sigma(1385)^+$ in pp collisions*, Phys. Rev. C 85, 035203 (2012), [arXiv:1109.6806](https://arxiv.org/abs/1109.6806).
- [Agakishiev12b] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *First measurement of low momentum dielectrons radiated off cold nuclear matter*, Phys. Lett. B 715, 304 (2012), [arXiv:1205.1918](https://arxiv.org/abs/1205.1918).
- [Agakishiev13a] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Baryonic resonances close to the \bar{K} - N threshold: the case of $\Lambda(1405)$ in pp collisions*, Phys. Rev. C 87, 025201 (2013), [arXiv:1208.0205](https://arxiv.org/abs/1208.0205).
- [Agakishiev13b] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Inclusive pion and η production in $p+Nb$ collisions at 3.5 GeV beam energy*, Phys. Rev. C 88, 024904 (2013), [arXiv:1305.3118](https://arxiv.org/abs/1305.3118).
- [Agakishiev14] G. AGAKISHIEV ET AL. (HADES Collaboration), *Λ hyperon production and polarization in collisions of p (3.5 GeV) + Nb* , Eur. Phys. J. A 50, 81 (2014), [arXiv:1404.3014](https://arxiv.org/abs/1404.3014).
- [Ahmad97] S. AHMAD, B. BONNER, J. BUCHANAN, P. CARTER, C. CHAN ET AL., *Strangeness production in antiproton nucleus interactions*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 56, 118 (1997), URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632\(97\)00262-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0920-5632(97)00262-4).
- [Aichelin91] J. AICHELIN, 'Quantum' molecular dynamics: A Dynamical microscopic n -body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions, Phys. Rept. 202, 233 (1991), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(91\)90094-3](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(91)90094-3).
- [Andersson79] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON and G. INGELMAN, *A semiclassical model for the polarization on inclusively produced Λ^0 -particles at high energies*, Phys. Lett. B 85, 417 (1979), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(79\)91286-3](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(79)91286-3).
- [Andersson83] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON, G. INGELMAN and T. SJOSTRAND, *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rept. 97, 31 (1983), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(83\)90080-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(83)90080-7).
- [Anikina84] M. K. ANIKINA, V. AKSINENKO, E. DEMENTEV, M. GAZDZICKI, N. GLAGOLEVA ET AL., *Characteristics of Λ and K^0 particles produced in central nucleus nucleus collisions at a 4.5-GeV/c momentum per incident nucleon*, Z. Phys. C 25, 1 (1984), URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01571951>.
- [Arnold13] O. ARNOLD, *Inclusive $\Lambda(1116)$ production in $p + Nb$ reactions at 3.5 GeV with HADES*, Diplomarbeit, Technische Universität München (2013).
- [Aslanyan07] P. Z. ASLANYAN, V. EMELYANENKO and G. RIKHKVITZKAYA, *Λ and K_s^0 production in pC collisions at 10-GeV/c*, Phys. Part. Nucl. Lett. 4, 60 (2007), [arXiv:hep-ex/0501019](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0501019).
- [Baldini88] A. BALDINI, V. FLAMINIO, W. MOORHEAD, D. R. MORRISON and H. SCHOPPER, *Total Cross-Sections for Reactions of High Energy Particles*, vol. I/12 b of LANDOLT-BÖRNSTEIN, Springer-Verlag (1988), ISBN 3-540-18412-0, URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-23053-0>.

- [Barnes64] V. E. BARNES, P. L. CONNOLLY, D. J. CRENNELL, B. B. CULWICK, W. C. DELANEY, W. B. FOWLER ET AL., *Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three*, Phys. Rev. Lett. 12, 204 (1964), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.204>.
- [Bass98] S. BASS, M. BELKACEM, M. BLEICHER, M. BRANDSTETTER, L. BRAVINA ET AL., *Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys. 41, 255 (1998), [arXiv:nucl-th/9803035](http://arxiv.org/abs/nucl-th/9803035).
- [Batley09] J. BATLEY, G. KALMUS, C. LAZZERONI and OTHER, *Measurement of the polarization of the $\Xi^0(\Xi^0)$ hyperon beam by the NA48/I experiment*, Phys.Lett. B 681, 406 (2009), URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2009.10.054>.
- [Becattini04] F. BECATTINI and L. FERRONI, *Statistical hadronization and hadronic microcanonical ensemble*, Eur. Phys. J. C 35, 243 (2004), [arXiv:hep-ph/0307061](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0307061).
- [Bellwied02] R. BELLWIED (E896 Collaboration), *The measurement of transverse polarization of Λ hyperons in relativistic heavy ion collisions*, Nucl. Phys. A 698, 499 (2002), URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01413-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01413-0).
- [Bensinger85] J. BENSINGER, L. KIRSCH, F. LOMANNO, W. MORRIS, R. POSTER ET AL., *Measurement of decay parameters and polarization in inclusive Ξ^- production from K^-p interactions*, Nuc. Phys. B 252, 561 (1985), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(85\)90462-6](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(85)90462-6).
- [Beringer12] J. BERINGER ET AL. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D 86, 010001 (2012), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [Bertsch84] G. BERTSCH, H. KRUSE and S. GUPTA, *Boltzmann Equation For Heavy Ion Collisions*, Phys. Rev. C 29, 673 (1984), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.33.1107>.
- [Bleicher99] M. BLEICHER, E. ZABRODIN, C. SPIELES, S. BASS, C. ERNST ET AL., *Relativistic hadron hadron collisions in the ultrarelativistic quantum molecular dynamics model*, J. Phys. G 25, 1859 (1999), [arXiv:hep-ph/9909407](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9909407).
- [Blum08] W. BLUM, W. RIEGLER and L. ROLANDI, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag (2008), ISBN 978-3-540-76684-1, URL <http://www.springer.com/physics/particle+and+nuclear+physics/book/978-3-540-76683-4>.
- [Braun-Munzinger03] P. BRAUN-MUNZINGER, K. REDLICH and J. STACHEL, *Particle production in heavy ion collisions*, GSI-PREPRINT-2003-13 (2003), [arXiv:nucl-th/0304013](http://arxiv.org/abs/nucl-th/0304013).
- [Brun97] R. BRUN and F. RADEMAKERS, *ROOT: An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instr. Meth. A 389, 81 (1997), URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
- [Bunce76] G. BUNCE, R. HANDLER, R. MARCH, P. MARTIN, L. PONDROM ET AL., *Λ^0 Hyperon Polarization in Inclusive Production by 300-GeV Protons on Beryllium*, Phys. Rev. Lett. 36, 1113 (1976), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.1113>.

Literaturverzeichnis

- [Buss12] O. BUSS, T. GAITANOS, K. GALLMEISTER, H. VAN HEES, M. KASKULOV ET AL., *Transport-theoretical Description of Nuclear Reactions*, Phys. Rept. 512, 1 (2012), [arXiv:1106.1344](https://arxiv.org/abs/1106.1344).
- [Cassing99] W. CASSING and E. BRATKOVSKAYA, *Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter*, Phys. Rept. 308, 65 (1999), URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(98\)00028-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(98)00028-3).
- [Chemakin99] I. CHEMAKIN ET AL. (E910 Collaboration), *Measuring centrality with slow protons in proton nucleus collisions at the AGS*, Phys. Rev. C 60, 024902 (1999), [arXiv:nucl-ex/9902003](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/9902003).
- [Chemakin00] I. CHEMAKIN, V. CIANCIOLO, B. COLE, R. FERNOW, A. FRAWLEY ET AL., *Semiinclusive Λ and K_s^0 production in p Au collisions at 17.5-GeV/c*, Phys. Rev. Lett. 85, 4868 (2000), [arXiv:nucl-ex/0003010](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0003010).
- [Choi98] S. CHOI (DISTO Collaboration), *Strangeness production with polarized protons at Saturne*, Nucl. Phys. A 639, 1c (1998), URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00246-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00246-2).
- [Cronin63] J. W. CRONIN and O. E. OVERSETH, *Measurement of the decay parameters of the Λ particle*, Phys. Rev. 129, 1795 (1963), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.129.1795>.
- [Dauber69] P. M. DAUBER, J. P. BERGE, J. R. HUBBARD, D. W. MERRILL and R. A. MULLER, *Production and Decay of Cascade Hyperons*, Phys. Rev. 179, 1262 (1969), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.179.1262>.
- [De Marzo84] C. DE MARZO, M. DE PALMA, A. DISTANTE, FAVUZZI ET AL., *Dependence of multiplicity and rapidity distributions on the number of projectile collisions in 200-GeV/c proton-nucleus interactions*, Phys. Rev. D 29, 2476 (1984), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.29.2476>.
- [Deck83] L. L. DECK, A. BERETVAS, T. DEVLIN, K. LUK, R. RAMEIKA ET AL., *Polarization and magnetic moment of the Σ^- hyperon*, Phys. Rev. D 28, 1 (1983), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.28.1>.
- [DeGrand81] T. A. DEGRAND and H. I. MIETTINEN, *Models for polarization asymmetry in inclusive hadron production*, Phys. Rev. D 24, 2419 (1981), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.24.2419>.
- [Dukes87] E. DUKES, O. OVERSETH, G. BUNCE, Y. MAKDISI, P. YAMIN ET AL., *Polarization of Σ^0 hyperons in inclusive production from 28.5-GeV/c protons on beryllium*, Phys. Lett. B 193, 135 (1987), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(87\)90471-0](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(87)90471-0).
- [El-Samad06] S. A. EL-SAMAD, R. BILGER, A. BÖHM, K.-T. BRINKMANN ET AL., *Hyperon production in the channel $pp \rightarrow K^+\Lambda p$ near the reaction threshold*, Phys. Lett. B 632, 27 (2006), URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.09.086>.
- [Fanti99] V. FANTI, A. LAI, L. MUSA, A. NAPPI, M. SETZU ET AL., *A Measurement of the transverse polarization of Λ hyperons produced in inelastic pN reactions at 450-GeV proton energy*, Eur. Phys. J. C 6, 265 (1999), URL <http://dx.doi.org/10.1007/s100520050337>.

- [Felix96] J. FELIX, C. AVILEZ, G. MORENO, E. P. HARTOUNI, D. JENSEN ET AL., *Study of Λ^0 polarization in $pp \rightarrow p\Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ at 27.5-GeV*, Phys. Rev. Lett. 76, 22 (1996), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.22>.
- [Felix99a] J. FELIX, *On theoretical studies of Λ polarization*, Modern Physics Letters A 14, 827 (1999), URL <http://dx.doi.org/10.1142/S0217732399000870>.
- [Felix99b] J. FELIX, C. AVILEZ, D. CHRISTIAN, M. CHURCH, M. FORBUSH ET AL., *Study of Λ^0 polarization in four different exclusive pp reactions at 27.5-GeV/c*, Phys. Rev. Lett. 82, 5213 (1999), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.5213>.
- [Feynman69] R. P. FEYNMAN, *Very high-energy collisions of hadrons*, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.1415>.
- [Fröhlich07] I. FRÖHLICH, L. CAZON, T. GALATYUK, V. HEJNY, R. HOLZMANN ET AL., *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*, PoS ACAT2007, 076 (2007), [arXiv:0708.2382](https://arxiv.org/abs/0708.2382).
- [Gatto58] R. GATTO, *Relations between the Hyperon Polarizations in Associated Production*, Phys. Rev. 109, 610 (1958), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.610>.
- [GEANT95] GEANT, *Detector Description and Simulation Tool*, Version 3.21, URL <http://consult.cern.ch/writeup/geant/> (1995).
- [Gell-Mann64] M. GELL-MANN, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. 8, 214 (1964), URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [GiBUU13] GiBUU, *The Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Project*, Version 1.6, URL <https://gibuu.hepforge.org> (2013).
- [Gutbrod06] H. GUTBROD, K.-D. G. I. AUGUSTIN, H. EICKHOFF ET AL., *FAIR - Baseline Technical Report*, vol. 1, FAIR GmbH Darmstadt (2006), ISBN 3-9811298-0-6, URL http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications_FAIR/FAIR_BTR_1.pdf.
- [Haidenbauer07] J. HAIDENBAUER, U.-G. MEISSNER, A. NOGGA and H. POLINDER, *The Hyperon-nucleon interaction: Conventional versus effective field theory approach*, Lect. Notes Phys. 724, 113 (2007), [arXiv:nucl-th/0702015](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0702015).
- [Hartnack98] C. HARTNACK, R. K. PURI, J. AICHELIN, J. KONOPKA, S. BASS ET AL., *Modeling the many body dynamics of heavy ion collisions: Present status and future perspective*, Eur. Phys. J. A 1, 151 (1998), [arXiv:nucl-th/9811015](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9811015).
- [Heller78] K. J. HELLER, P. COX, J. DWORKIN, O. OVERSETH, P. SKUBIC ET AL., *Polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ Produced by 400-GeV Protons*, Phys. Rev. Lett. 41, 607 (1978), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.607>.
- [Heller83] K. J. HELLER, P. COX, J. DWORKIN, O. OVERSETH, L. PONDROM ET AL., *Polarization of Ξ^0 and Λ Hyperons Produced by 400-GeV/c Protons*, Phys. Rev. Lett. 51, 2025 (1983), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.2025>.

Literaturverzeichnis

- [Heller90] K. J. HELLER, *Hyperon polarization at high energy: A tool to investigate the strong interaction*, J. Phys. Colloq. 51, 163 (1990), URL <http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1990613>.
- [HGeant04] HGEANT, *HADES simulation package*, URL <http://web-docs.gsi.de/~holzmann/hadsimul.html> (2004).
- [Ho90] P. M. HO, M. J. LONGO, A. NGUYEN, K. B. LUK, C. JAMES, R. RAMEIKA ET AL., *Production polarization and magnetic moment of Ξ^+ antihyperons produced by 800-GeV/c protons*, Phys. Rev. Lett. 65, 1713 (1990), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.65.1713>.
- [Hydra10] HYDRA, *HADES analysis framework*, URL <http://web-docs.gsi.de/~halo/docs/hydra/classDocumentation/hydra-8.21/> (2010).
- [Kolomeitsev05] E. E. KOLOMEITSEV, C. HARTNACK, H. W. BARZ, M. BLEICHER, E. BRATKOVSKAYA, W. CASSING ET AL., *Transport theories for heavy-ion collisions in the 1 A GeV regime*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31, S741 (2005), URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/31/i=6/a=015>.
- [Kruse85] H. KRUSE, B. V. JACAK, J. J. MOLITORIS ET AL., *Vlasov-Uehling-Uhlenbeck theory of medium energy heavy ion reactions: Role of mean field dynamics and two body collisions*, Phys. Rev. C 31, 1770 (1985), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.31.1770>.
- [Lapidus13] K. LAPIDUS, *Recent results on dilepton and strangeness production with HADES*, FAIRNESS 2013, Berlin, Germany, J. Phys. Conf. Series, in print (2013).
- [Larionov12] A. LARIONOV, T. GAITANOS and U. MOSEL, *Kaon and hyperon production in antiproton-induced reactions on nuclei*, Phys. Rev. C 85, 024614 (2012), [arXiv:1107.2326](https://arxiv.org/abs/1107.2326).
- [Luk93] K. LUK, C. JAMES, R. RAMEIKA, H. DEIHL, S. TEIGE ET AL., *Polarization of omega-hyperons produced in 800-GeV proton - beryllium collisions*, Phys. Rev. Lett. 70, 900 (1993), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.900>.
- [Lundberg89] B. LUNDBERG, R. HANDLER, L. PONDROM, M. SHEAFF, C. WILKINSON ET AL., *Polarization in Inclusive Λ and $\bar{\Lambda}$ Production at Large p_T* , Phys. Rev. D 40, 3557 (1989), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.40.3557>.
- [Malter36] L. MALTER, *Thin Film Field Emission*, Phys. Rev. 50, 48 (1936), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.50.48>.
- [Markert05] J. MARKERT, *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*, Ph.D. thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, URL <http://www2.uni-frankfurt.de/46491559/MarkertJochen.pdf> (2005).
- [Merschmeyer07] M. MERSCHMEYER, X. LOPEZ, N. BASTID, P. CROCHET, N. HERRMANN, A. ANDRONIC, V. BARRET, Z. BASRAK, BENABDERRAHMANE ET AL. (FOPI Collaboration), *K^0 and Λ production in Ni*

- + *Ni collisions near threshold*, Phys. Rev. C 76, 024906 (2007), [arXiv:nucl-ex/0703036](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0703036).
- [Miyano88] K. MIYANO, Y. NOGUCHI, Y. YOSHIMURA, M. FUKAWA ET AL., *Neutral strange particle production and inelastic cross section in p+Ta reaction at 4 GeV/c*, Phys. Rev. C 38, 2788 (1988), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.38.2788>.
- [Morelos93] A. MORELOS, I. F. ALBUQUERQUE, N. F. BONDAR, R. A. CARRIGAN, CHEN ET AL., *Polarization of Σ^+ and $\bar{\Sigma}^-$ hyperons produced by 800-GeV/c protons*, Phys. Rev. Lett. 71, 2172 (1993), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.2172>.
- [Nara00] Y. NARA, N. OTUKA, A. OHNISHI, K. NIITA and S. CHIBA, *Study of relativistic nuclear collisions at AGS energies from p + Be to Au + Au with hadronic cascade model*, Phys. Rev. C 61, 024901 (2000), [arXiv:nucl-th/9904059](https://arxiv.org/abs/nucl-th/9904059).
- [Noda12] H. NODA, T. TASHIRO and S.-I. NAKARIKI, *Anti-hyperon Polarization in pA and Σ^- A Collisions and Intrinsic Antidiquark State in Incident Baryon*, Int. J. Mod. Phys. E 21, 1250001 (2012), [arXiv:1105.1588](https://arxiv.org/abs/1105.1588).
- [Nurushev13] S. B. NURUSHEV, M. F. RUNTSO and M. N. STRIKHANOV, *Introduction to polarization physics*, Lect. Notes Phys. 859 (2013), URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-32163-4>.
- [Perkins82] D. PERKINS, *Introduction to high energy physics*, Cambridge University Press (1982), ISBN 978-0521621960.
- [Pi92] H. PI, *An event generator for interactions between hadrons and nuclei - (FRITIOF) version 7.0*, Computer Physics Communications 71, 173 (1992), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655\(92\)90082-A](http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655(92)90082-A).
- [Pietraszko10] J. PIETRASZKO, L. FABBIIETTI and W. KOENIG (HADES Collaboration), *Diamonds as timing detectors for MIP: The HADES proton-beam monitor and start detectors*, Nucl. Instrum. Meth. A 618, 121 (2010), [arXiv:0911.0337](https://arxiv.org/abs/0911.0337).
- [Pondrom85] L. PONDROM, *Hyperon Experiments at Fermilab*, Phys. Rept. 122, 57 (1985), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(85\)90049-3](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(85)90049-3).
- [PYTHIA06] PYTHIA, *Eventgenerator auf Grundlage des Parton-Fragmentierungsmodells*, Version 6.4, URL <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html> (2006).
- [Ramberg94] E. RAMBERG, G. BOCK, R. COLEMAN, M. CRISLER, J. ENAGONIO ET AL., *Polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ produced by 800-GeV protons*, Phys. Lett. B 338, 403 (1994), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(94\)91397-8](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(94)91397-8).
- [Remaud86] B. REMAUD, F. SEBILLE, C. GREGOIRE ET AL., *Semi-classical approaches to the phase space evolutions in intermediate energy heavy ion collisions*, Nucl. Phys. A 447, 555 (1986), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(86\)90631-7](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(86)90631-7).

Literaturverzeichnis

- [Rijken99] T. A. RIJKEN, V. G. J. STOKS and Y. YAMAMOTO, *Soft-core hyperon-nucleon potentials*, Phys. Rev. C 59, 21 (1999), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.59.21>.
- [Scheinast06] W. SCHEINAST ET AL. (KaoS Collaboration), *First observation of in-medium effects on phase space distributions of antikaons measured in proton-nucleus collisions*, Phys. Rev. Lett. 96, 072301 (2006), [arXiv:nucl-ex/0512028](http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0512028).
- [Schmah08] A. SCHMAH, *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES*, Ph.D. thesis, Technische Universität Darmstadt, URL <http://www.gsi.de/documents/DOC-2008-May-84-1.pdf> (2008).
- [Shyam99] R. SHYAM, *pp → pK⁺Λ reaction in an effective Lagrangian model*, Phys. Rev. C 60, 055213 (1999), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.60.055213>.
- [Shyam09] R. SHYAM, *Open and Hidden Strangeness Production in Nucleon-Nucleon Collisions*, Int. J. Mod. Phys. E 18, 1359 (2009), [arXiv:0807.3244](http://arxiv.org/abs/0807.3244).
- [Sibirtsev98] A. SIBIRTSEV, K. TSUSHIMA and A. W. THOMAS, *A Clue to the mechanism of Λ K⁺ production in pp reactions*, Phys. Lett. B 421, 59 (1998), [arXiv:nucl-th/9711028](http://arxiv.org/abs/nucl-th/9711028).
- [Smith87] A. SMITH ET AL. (R608 Collaboration), *Λ⁰ Polarization in Proton Proton Interactions From √s = 31 GeV to 62 GeV*, Phys. Lett. B 185, 209 (1987), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(87\)91556-5](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(87)91556-5).
- [Soffer92] J. SOFFER and N. A. TÖRNQVIST, *Origin of the polarization for inclusive Λ production in pp collisions*, Phys. Rev. Lett. 68, 907 (1992), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.907>.
- [Soffer99] J. SOFFER, *Is the riddle of the hyperon polarizations solved?*, Hyperon 99, Hyperon Physics Symposium, Batavia, Illinois (1999), [arXiv:hep-ph/9911373](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9911373).
- [Sorge95] H. SORGE, *Flavor production in Pb(160 A GeV) on Pb collisions: Effect of color ropes and hadronic rescattering*, Phys. Rev. C 52, 3291 (1995), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.52.3291>.
- [Szwed81] J. SZWED, *Hyperon polarization at high energies*, Phys. Lett. B 105, 403 (1981), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(81\)90788-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(81)90788-7).
- [Tlusty12] P. TLUSTY ET AL. (HADES Collaboration), *Study of hadron properties in cold nuclear matter with HADES*, PoS BORMIO2012, 019 (2012), URL http://pos.sissa.it/archive/conferences/160/019/Bormio2012_019.pdf.
- [Troshin95] S. TROSHIN and N. TYURIN, *Spin content of constituent quarks and one spin asymmetries in inclusive processes*, Phys. Rev. D 52, 3862 (1995), [arXiv:hep-ph/9503275](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9503275).

- [Tsushima94] K. TSUSHIMA, S. HUANG and A. FAESSLER, *The role of the Δ (1920) resonance for kaon production in heavy ion collisions*, Phys. Lett. B 337, 245 (1994), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(94\)90971-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(94)90971-7).
- [UrQMD10] URQMD, *The Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics model*, Version 3.3.1 (20. März 2010) , URL <http://urqmd.org/download/> (2010).
- [Weber11] M. WEBER, *Dielektronen Spektroskopie in kalter Kernmaterie*, Ph.D. thesis, Technische Universität München, URL <https://www.gsi.de/documents/DOC-2011-May-66-1.pdf> (2011).
- [Weil11] J. WEIL, *Dilepton Production in $p+p$ with the GiBUU model*, Ad-hoc Workshop on NN collisions with HADES, GSI Darmstadt, 12. August (2011), URL <https://indico.gsi.de/conferenceDisplay.py?confId=1308>.
- [Wilkinson81] C. WILKINSON, R. HANDLER, B. LUNDBERG, L. PONDROM, M. SHEAFF ET AL., *Polarization of Σ^+ Hyperons Produced by 400-GeV Protons*, Phys. Rev. Lett. 46, 803 (1981), URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.46.803>.
- [Zweig64] G. ZWEIG, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking*, Tech. Rep. CERN-TH-401, CERN, Geneva (1964), URL <http://cds.cern.ch/record/352337/files/CERN-TH-401.pdf>.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Burkhard Kämpfer möchte ich für die Möglichkeit danken auf dem Gebiet der experimentellen Hadronenphysik mit dem Ziel der Promotion forschen zu können. Seine theoretische Sichtweise auf experimentelle Probleme hat mir oft wertvolle Anregungen vermittelt und überaus hilfreich zum Erstellen dieser Arbeit beigetragen. Die ausgezeichnete wissenschaftliche Betreuung gab mir stets viel Zuversicht.

Herrn Prof. Dr. Roland Sauerbrey und Herrn Prof. Dr. Thomas E. Cowan danke ich für die Aufnahme in das Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, wo mir am Institut für Strahlenphysik stets ein konzentriertes Arbeiten ermöglicht wurde. Dem ehemaligen Institutsdirektor Herrn Prof. Dr. Eckart Grosse danke ich insbesondere für seinen Einsatz das Forschungsgebiet der Hadronenphysik mit der Beteiligung am HADES-Experiment im Forschungszentrum zu etablieren.

Der größte Dank gilt Herrn Dr. Roland Kotte für die ausdauernd intensive und dennoch entspannte Betreuung seit der Diplomphase. Seine große Erfahrung auf dem Gebiet der Strangeness half mir oft Probleme oder Fragestellungen während der Analyse und Interpretation der seltsamen Daten effizient zu lösen. Unsere überaus effektive Zusammenarbeit beim Verfassen von Publikationen hat mich fortwährend motiviert und mir viel Freude bereitet.

Der gesamten HADES-Kollaboration danke ich für die stets professionelle und zudem familiäre Atmosphäre, die mir gezeigt hat, wie viel Spaß die wissenschaftliche Arbeit machen kann. Ein großer Dank gilt Dr. Kirill Lapidus, Dr. Janus Weil und Oliver Arnold für die zahlreichen schriftlichen Diskussionen über die theoretischen und nahezu alle technischen Aspekte der Analyse. Auch möchte ich mich für die freundliche und engagierte Zusammenarbeit mit dem Ziel der Lösung aller Driftkammerprobleme bei Dr. Christian Müntz, Dr. Jerzy Pietraszko, Erwin Schwab und Dr. Thierry Hennino bedanken. Diesbezüglich danke ich vor allem meinen Kollegen aus Rossendorf Dr. Lothar Naumann, Dr. Jörn Wüstenfeld, Liane Heinrich und insbesondere Jochen Hutsch, ohne ihn wäre die erste Ebene der HADES Driftkammern möglicherweise nicht rechtzeitig zur Gold-Strahlzeit 2012 einsatzbereit gewesen.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei Virginie für ihre Unterstützung vor allem bei der grafischen Gestaltung und vieles mehr. Schließlich gilt ein besonders herzlicher Dank meiner Familie für ihren ermunternden Rückhalt und besonders das beharrliche Aufrechterhalten des anregenden Erwartungsdrucks durch meinen Opa Max.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Dissertation wurde am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e.V. unter der wissenschaftlichen Betreuung von Herrn Prof. Dr. Burkhard Kämpfer angefertigt. Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden vom 23. Februar 2011 an und habe bisher an keiner Institution, weder im Inland noch im Ausland, einen Antrag auf die Eröffnung eines Promotionsverfahrens gestellt.

Christian Wendisch
Dresden, 26. Februar 2014