



Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Physik Department E62

Σ^0 -Produktion in p+Nb-Reaktionen bei $E = 3,5$ GeV

Tobias Kunz





FAKULTÄT FÜR PHYSIK

DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN

FACHBEREICH: DENSE AND STRANGE HADRONIC MATTER (E62)

Σ^0 -Produktion in p+Nb-Reaktionen bei $E = 3,5$ GeV

Tobias Kunz

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. Laura Fabbietti
2. Univ.-Prof. Dr. Stefan Schönert

Die Dissertation wurde am an der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am angenommen.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Produktion und dem erstmaligen Nachweis ungeladener Σ -Hyperonen über die Zerfallskanäle $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ (BR = 100 %) und $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ (BR = 5×10^{-3}) in Proton-Niob-Kollisionen bei $E = 3,5$ GeV Einschussenergie. Die Reaktion wurde mit dem HADES-Experiment untersucht, das sich an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt befindet und auf die Untersuchung von e^+/e^- -Paar- und Strangenessproduktion in pion-, proton- und schwerioneninduzierten Kernreaktionen spezialisiert ist.

Durch verschiedene Experimente wird dort versucht, Rückschlüsse auf Mediummodifikationen von Hadronen in baryonischer Materie zu ziehen. Der im Vergleich zu anderen Experimenten sehr niedrige Energiebereich, die Möglichkeit, Daten bei sehr hohen Ereignisraten aufzuzeichnen, und die hohe Auflösung und Raumwinkelakzeptanz erlauben einen in der Welt einzigartigen Zugang zur Hyperon- und Dielektronproduktion in baryondominierter Kernmaterie.

Im Zuge eines Ausbaus wurde die Elektronik des ringabbildenden Cherenkov-Detektors ausgetauscht, der für die e^+/e^- -Identifikation verwendet wird. Um die Auswirkungen auf die Signale des Photonendetektors zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst dessen Ansprechverhalten für Einzelphotonen charakterisiert. Hierzu wurden mit einer speziell entwickelten Lampe Photonen im Wellenlängenbereich von $\lambda \approx 170$ nm ($E \approx 6,6$ eV) erzeugt und in der Vieldrahtproportionalkammer nachgewiesen. Die Simulationsparameter der HADES-Simulations- und Analyseumgebung wurden angepasst und mit Signalen von Dielektronen aus π^0 -Dalitz-Zerfällen ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$), die in Ni+Au- und Au+Au-Kollisionen bei $E = 1,23$ AGeV erzeugt wurden, verglichen.

Für den Nachweis der Σ^0 -Hyperonen wurden Λ -Hyperonen über ihren geladenen Zerfall $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ identifiziert. Das koinzident erzeugte γ konnte wegen des fehlenden elektromagnetischen Kalorimeters nicht direkt, sondern lediglich über externe Konversion $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ nachgewiesen werden. Außerdem wurden so auch die Signale aus dem Dalitz-Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ registriert. Durch die vergleichsweise niedrige Massendifferenz von Σ^0 und Λ ($m_{\Sigma^0-\Lambda} \approx 77$ MeV/c²) haben das Elektron und Positron relativ kleine Impulse und konnten nicht gleichzeitig vollständig rekonstruiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Methode zur Rekonstruktion dieser γ und e^+/e^- vorgestellt. Mit Hilfe einer Seitenband-Methode wurde der Untergrund modelliert und subtrahiert. Es wurden insgesamt ≈ 220 Σ^0 -Kandidaten identifiziert. Nach Akzeptanz- und Effizienzkorrektur wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt zu $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Sigma^0) = 2,3 \pm (0,2)^{\text{stat}} \pm ({}^{+0,6}_{-0,6})^{\text{sys}} \pm (0,2)^{\text{norm}}$ mb bestimmt. Durch eine Extrapolation wurde das $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ -Verhältnis zu $\frac{\Lambda}{\Sigma^0} = 1,6 \pm 0,7$ und der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Σ^0 -Hyperonen in $p + \text{Nb}$ zu $\sigma_{\text{total}}^{\Sigma^0} = (5,8 \pm (0,5)^{\text{stat}} \pm ({}^{+1,4}_{-1,4})^{\text{sys}}) \pm (0,6)^{\text{norm}} \pm (1,7)^{\text{extrapol}}$ mb berechnet. Vergleiche mit Transport- und thermischen Produktionsmodellen zeigen eine Übereinstimmung im Rahmen der Unsicherheiten und erste Hinweise auf Effekte der baryonischen Umgebung.

Abstract

This work describes the experimental search for uncharged Σ^0 -Hyperons via their decay channels $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ (BR = 5×10^{-3}) and $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ (BR = 100 %) in proton induced reactions on a nuclear target (Nb) at an incident kinetic beam energy of $E = 3.5$ GeV. The HADES experiment is located at the Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), a heavy ion research facility in Darmstadt. The experiment is dedicated to the investigation of e^+/e^- pair and strangeness production in pion, proton and heavy ion induced nuclear reactions. Its prior goal is to study in-medium modifications of hadrons in baryonic matter. Due to the capability of measurements in a low energy regime as compared to other experiments, the ability to handle highest event rates and its high momentum resolution and angular acceptance, a unique access to hyperon and dielectron production in baryon dominated matter is offered.

After a major electronic upgrade on the ring imaging cherenkov detector the behavior of the photon detector is investigated for the impact of single photons. A dedicated lamp has been used to generate photons in the wavelength area of $\lambda \approx 170$ nm ($E \approx 6.6$ eV), which are sent to the multiwire proportional chamber, where they were detected. The digitisation parameters of the HADES simulation and analysis framework have been adapted and compared to signals from dielectrons stemming from π^0 Dalitz decays ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$) produced in Ni+Au and Au+Au collisions at $E = 1.23$ AGeV.

For the identification of the Σ^0 hyperons Λ hyperons have been identified via their decay $\Lambda \rightarrow p \pi^-$. The coincidentally emitted γ could not be measured due to the lack of an electromagnetic calorimeter but have been identified using external conversion $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ in the same way as the dielectron pair stemming from the Σ^0 Dalitz decay ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$). The relatively small mass difference of Σ^0 and Λ ($m_{\Sigma^0-\Lambda} \approx 77$ MeV/ c^2) led to small momenta for the conversion partners which therefore could not be fully reconstructed. This work presents a method to reconstruct those γ particles. Using a dedicated sideband technique the background is modelled and subtracted. A total of ≈ 220 Σ^0 candidates could be identified. After acceptance and efficiency correction the differential cross section of $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Sigma^0) = 2.3 \pm (0.2)^{\text{stat}} \pm ({}^{+0.6}_{-0.6})^{\text{sys}} \pm (0.2)^{\text{norm}}$ mb has been extrated. With an extrapolation to the whole phase space also the $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ ratio has been calculated to $\frac{\Lambda}{\Sigma^0} = 1.6 \pm 0.7$. The total cross section for the inclusive production of Σ^0 hyperons in p + Nb reactions has been calculated to $\sigma_{\text{total}}^{\Sigma^0} = (5.8 \pm (0.5)^{\text{stat}} \pm ({}^{+1.4}_{-1.4})^{\text{sys}}) \pm (0.6)^{\text{norm}} \pm (1.7)^{\text{extrapol}}$ mb. A comparison with transport and thermal production models shows a reasonable agreement within the uncertainties and gives first hints of nuclear medium effects.

“But in the end the journey’s brought joys that outweigh the pain.”

Frank Turner

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Verwendete Modellbeschreibungen	11
2	Das HADES-Experiment	17
3	Kalibration des RICH-Photondetektors	23
3.1	Lichtmessung mit einer VUV-Lampe	26
3.2	Untergrund im RICH-Photonenzähler	33
3.3	Simulation des Ansprechverhaltens	36
3.4	Nachweis von $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ in Au+Au-Kollisionen	42
4	Nachweis von Σ^0-Produktion in p + Nb	47
4.1	Methode zum Nachweis von Photonen und $e^\pm$ mit niedrigem Impuls	48
4.2	Ereignisauswahl	51
4.3	Λ -Identifikation durch $\Lambda \rightarrow p \pi^-$	54
4.4	Konversion $\gamma \rightarrow e^+ e^-$	57
4.5	Bestimmung des fehlenden $e^\pm$ -Impulses	61
4.6	Bestimmung des Untergrunds	66
4.7	Das Σ^0 -Signal	71
4.8	Ausbeute	74
4.9	Rapiditätsverteilungen	76
4.10	Akzeptanz- und Effizienzkorrektur	78
4.11	Extrapolation zu kleinen Transversalimpulsen	80
4.12	Abschätzung der Unsicherheiten und Fehlerbetrachtung	83
5	Ergebnisse und Diskussion	87
5.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt für Σ^0	87
5.2	Vergleich mit Transportrechnungen	88
5.3	Extrapolation zum vollen Phasenraum	89
5.4	Vergleich mit dem statistischen Modell THERMUS	92
5.5	Das Λ/Σ^0 -Verhältnis	94
5.6	Vergleich mit anderen Experimenten	97
5.7	Physikalische Interpretation	98
5.8	Ausblick	100
A	Lichtmessung mit einer VUV-Lampe	101
B	Untergrund geladener Teilchen	109

1

Einleitung

Ein essentieller Bestandteil der Kern-, Teilchen- und Astrophysik ist die Frage nach der Zusammensetzung und dem Aufbau der Materie. Kernreaktionen mit schweren Ionen oder durch Protonen induzierte Reaktionen auf verschiedenen schweren Kernen bieten eine gute Möglichkeit, das Verhalten von Kernmaterie unter extremsten Bedingungen zu untersuchen. Dabei werden die möglichen Systemparameter wie die Strahlenergie, das Targetmaterial und auch das Strahlteilchen variiert, um so die Einflüsse und die Eigenschaften des in den Kollisionen entstehenden, stark wechselwirkenden Mediums zu studieren. Die experimentell zugänglichen Zustände der produzierten Sekundärteilchen werden dabei näher betrachtet. Hierzu gehören zum Beispiel die Masse, die Zerfallsbreite und die daraus berechenbaren Formfaktoren von Hadronen [1, 2, 3, 4], die mit Hilfe der Zerfallsprodukte der Teilchen gemessen werden können. Beim Zusammenstoß von Proton-Proton, Proton-Kern oder Kern-Kern wird die Kollisionszone komprimiert und somit auch aufgeheizt. In dieser Umgebung können auch neue Zustände mit einer sehr kurzen Lebensdauer ($\tau \approx 40$ fm/c) entstehen. Diese zerfallen innerhalb oder in der Nähe der Reaktionszone. Um die Eigenschaften dieser Vektormesonen oder kurzlebigen Hadronen zu spektroskopieren, werden ihre Zerfälle in Dielektronen oder virtuelle Photonen untersucht, da diese nicht stark wechselwirken und somit die aufgeheizte Umgebung der Kollision nahezu ungestört verlassen können.

Neben der Produktion von Dielektronen spielt aber auch die Untersuchung von strangenesshaltiger¹ Materie eine große Rolle. Seit der Postulierung des s-Quarks

¹engl. Seltsamkeit enthaltende

	Λ	Σ^0	Ξ^0
Masse [$1/\text{MeV}/c^2$]	$1115,683 \pm 0,006$	$1192,642 \pm 0,024$	$1314,86 \pm 0,20$
Lebensdauer [$1/10^{-10}\text{s}$]	$2,631 \pm 0,020$	$7,4 \pm 0,7$	$2,90 \pm 0,09$
Zerfallslänge $c\tau$	7,89 cm	$22,2 \cdot 10^{-11}\text{m}$	8,71 cm
Quarkinhalt	uds	uds	uss
Strangeness	-1	-1	-2
Ladung	0	0	0
Spin und Parität J^P	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$
Isospin I	0	1	$1/2$
Produktionsschwelle in NN	2,518 GeV	2,623 GeV	3,240 GeV

Tabelle 1.1: Eigenschaften der beiden leichtesten Hyperonen Λ und Σ und des doppelt seltsamen Ξ [8].

durch Gell-Mann und Zweig 1964 [5, 6] und die darauf folgende experimentelle Entdeckung² am SLAC 1968 [7] wurde die Wechselwirkung von strangenesshaltigen Teilchen mit Kernmaterie untersucht. Experimentell können aufgrund der Strangenesserhaltung der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung Hadronen mit $s/\bar{s}$ immer nur paarweise bzw. gemäß der Erhaltung der Gesamtstrangeness erzeugt werden. Dabei trägt ein Teilchen mit einem s -Quark historisch bedingt die Strangeness $S = -1$, ein Teilchen mit $\bar{s}$ -Quark $S = 1$. Aus diesem Grund liegt die Erzeugungsschwelle für Strangeness oberhalb der Masse der einzelnen beteiligten Hadronen. Die leichtesten strangenesshaltigen Hadronen sind die geladenen Kaonen mit einer Masse von $m_K^\pm = (493,677 \pm 0,016 \text{ MeV}/c^2)$ [8]. Sie zerfallen nur über die schwache Wechselwirkung und sind daher vergleichsweise langlebig ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}\text{s}$) [8]. Für das K^- wurde im Gegensatz zum K^+ eine Absorption im Medium gemessen. Hinzu kommt ein sogenanntes In-Medium-Kaon-Potential, das die Wechselwirkung von Kaonen mit dem umgebenden Material bei der Kollision beschreibt [9]. Neben den Kaonen werden auch Baryonen mit Strangeness $S \neq 0$, sogenannte Hyperonen, erzeugt. Die Eigenschaften der drei leichtesten, des Λ s, des Σ^0 s und des Ξ^0 s, sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

Sie lassen sich gemeinsam mit den Nukleonen in das sogenannte erste Baryonen-Oktett einordnen. Dabei werden Spin- (S), Ladungs- (Q) und Isospin- (I_3) Komponenten der einzelnen Teilchen gegeneinander aufgetragen. Eine grafische Darstellung des Oktetts wird in Abbildung 1.1 gezeigt. Das Λ und Σ haben dabei denselben Quarkinhalt, das Ξ trägt den doppelten s -Quarkinhalt.

Die einzelnen Massen der Teilchen und damit die Massenunterschiede werden

²Das Kaon enthält ebenfalls ein s -Quark und wurde bereits 1947 entdeckt. Der eigentliche Nachweis des s -Quarks wurde aber erst 1968 durchgeführt.

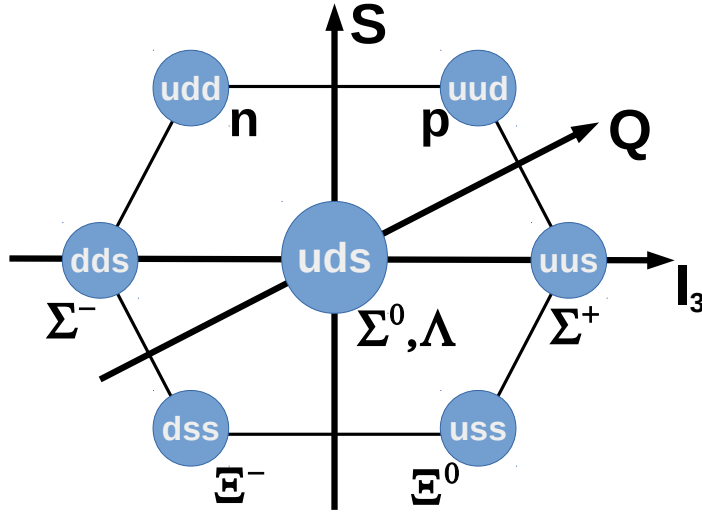


Abbildung 1.1: Erstes Baryonen-Oktett. Die Achsen Ladung (Q), Isospin (I_3) und Spin (S) legen die Position der einzelnen Teilchen fest.

mit der Gell-Mann-Okubo-Massenformel [5] beschrieben durch

$$M = a_0 + a_1 S + a_2(I(I+1) - 1/4 S^2) \quad (1.1)$$

mit den freien Parametern a_0 , a_1 und a_2 . S beschreibt die Strangeness und I den Isospin des jeweiligen Teilchens. Für das Λ gilt $I(J^P) = 0(1/2^+)$, die Spins der u- und d-Quarks sind somit parallel, die Spin-Spin-Kraft ist anziehend. Der Spin des s-Quarks ist umgekehrt orientiert, um $J^P = 1/2^+$ zu erfüllen. Für das Σ gilt $I(J^P) = 1(1/2^+)$. In diesem Fall sind die Spins der u- und d-Quarks entgegengesetzt, der s-Quark-Spin ist somit entweder gleich dem des u- oder dem des d-Quarks. Dies zeigt, dass die Anregung von Λ zu Σ eine Spinanregung ist. Die magnetischen Momente μ der Hyperonen, abgesehen von Λ , können experimentell nicht direkt bestimmt werden. Die Ergebnisse einer Modellrechnung auf Grundlage der experimentell bestimmten Momente für p, n, Λ und Σ [10] sind in Tabelle 1.2 dargestellt.

Der Unterschied in μ zwischen Λ und Σ beträgt 1,404. Dies kann durch ein Umklappen eines der Spins erreicht werden. Bei Σ^+ (uus) kann nur das s umklappen, da die anderen beiden Spins festgelegt sind. Für den Fall $\Lambda \rightarrow \Sigma$ muss dies durch eine Kombination aus den verschiedenen Spin-Bahn-Kopplungen bewerkstelligt werden.

Teilchen	magn. Moment μ	Wert / μ_N
p	$\mu_p = (4\mu_u - \mu_d)/3$	+2,793
n	$\mu_n = (4\mu_d - \mu_u)/3$	-1,913
Λ	$\mu_\Lambda = \mu_s$	-0,613
Σ^+	$\mu_{\Sigma^+} = (4\mu_u - \mu_s)/3$	+1,439
Σ^-	$\mu_{\Sigma^-} = (2\mu_d - \mu_s)/3$	-1,311
Σ^0	$\mu_{\Sigma^0} = (2\mu_u + 2\mu_d - \mu_s)/3$	+0,791

Tabelle 1.2: Mit einer Modellrechnung auf Basis der experimentell gemessenen magnetischen Momente für p, n und Λ bestimmte magnetische Momente μ . Dabei sind $\mu_u = +1,852\mu_N$, $\mu_d = -0,972\mu_N$ und $\mu_s = -0,613\mu_N$ mit dem Wert für das Kernmagneton $\mu_N = \frac{e}{2m_p}\hbar$.

Wechselwirkung von Nukleonen und Hyperonen

Die Wechselwirkung von Nukleonen untereinander und mit Hyperonen kann im Medium selbst studiert werden. Durch das Ersetzen eines Nukleons durch ein Hyperon im Kern sind diese nicht länger ununterscheidbar und die Wechselwirkung des “getaggtten” Hyperons mit den anderen Nukleonen kann untersucht werden. Beinhaltet ein Atomkern neben Nukleonen mindestens ein Hyperon, so nennt man diesen Hyperkern. Hyperkerne können mit einem Kaonenstrahl durch Austauschreaktionen erzeugt werden, bei denen ein Pion freigesetzt wird:



Der Index des Kerns gibt dabei an, um welche Art von Hyperkern es sich handelt. Die Lebensdauer τ für leichte Elemente, die ein ungeladenes Λ -Baryon enthalten, liegt bei $\tau \approx 10^{-10}$ s, denn das Λ kann nur über die Schwache Wechselwirkung zerfallen. Diese relativ hohe Lebensdauer erlaubt scharfe Kernenergieniveaus, die mit Hilfe von Kernspektroskopie untersucht werden können. Das Λ stellt dabei die unterscheidbare Sonde im Kern dar. Bereits in den 1950er Jahren wurden Hyperkerne mit Λ als Hyperoneninhalt nachgewiesen [11, 12], einige Jahre später wurde mit Kaonenstrahl auf ${}^9\text{Be}$ auch nach ${}^9_{\Sigma^0}\text{Be}$, einem Σ -Hyperkern, gesucht. Es wurden zwar bereits erste Hinweise darauf gefunden [13], ein Nachweis oder eine Untersuchung von Σ -Hyperkernen konnte bisher aber nicht durchgeführt werden. Die genaue Wechselwirkung von Σ mit den Nukleonen im Kern bleibt somit weitestgehend unerforscht. Hyperonen unterscheiden sich von normalen Kernen vor allem durch ihre s-Quantenzahl, denn sie enthalten mindestens ein s-Quark³. Das Hyperon wird somit nicht durch die Pauli-Auswahlregeln beschränkt und kann dieselben Orts-

³Dies führt zu einer Seltsamkeit < 0 .

und Impulskoordinaten wie Nukleonen annehmen, die sich nur in Spin und Isospin unterscheiden. Damit sind Ein-Teilchen-Zustände im Kern möglich. Aus diesem Grund ähnelt ein ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ eher einem ${}^4\text{He}$ als ein normales ${}^5\text{He}$ und ist deshalb stabil.

Strangenessinhalt kann nicht nur im Atomkern auftreten, sondern spielt auch für verschiedene Modelle zur Beschreibung von Neutronensternen eine wichtige Rolle. Einfache Modellrechnungen für ein freies Hadronengas [14] sagen voraus, dass Λ -Hyperonen erst ab einer gewissen Dichte auftreten. Diese Schwelle wird durch das Berücksichtigen von Kernkräften um einen Faktor vier heruntergesetzt [15]. Für eine korrekte Beschreibung von Systemen, die diese Schwelle überschreiten, muss somit neben der starken Wechselwirkung zwischen Nukleonen auch eine Komponente für Nukleon-Hyperon-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Das Auftreten von Hyperonen ist allgemein immer dann möglich, wenn ihre Energie im Medium ihrem chemischen Potential entspricht. Dies bedeutet, dass es Fälle geben kann, in denen es energetisch günstig ist, Hyperonen durch den schwachen Zerfall von Neutronen zu erzeugen. Diese Hyperonen bevölkern dann neue Fermizustände und verringern damit die gesamte Fermienergie. Dies führt wiederum direkt zu einer Verminderung des Drucks des Systems, da die Baryonen und Leptonen so auch einen niedrigeren Impuls tragen. Im Vergleich zu einem Fall mit reinen Nukleonen (ein dichtes System nur aus Protonen und Neutronen) führt dies zu einer weicheren Zustandsgleichung. Mit Hilfe von verschiedenen Modellen kann durch die Zustandsgleichung die Masse-Radius-Beziehung von Neutronensternen beschrieben werden [16]. Es ist daher von Interesse, die Produktion und Identifikation von seltsamen Hyperonen in kalter Kernmaterie bei verschiedenen Dichten zu untersuchen und ihre Wechselwirkung mit der Umgebung zu studieren.

Strangeness-Produktion in kalter Kernmaterie

Die Erzeugung von Σ^0 und Λ bei niedrigen Energien nahe der Nukleon-Nukleon-Produktionsschwelle erfordert wegen der Strangenesserhaltung eine gleichzeitige Produktion eines Kaons, das Ξ erfordert durch seinen doppelten Strangenessinhalt "dss" sogar ein koinzidentes Kaonenpaar. In Nukleon-Nukleon-Stößen bei ruhendem Target ergibt sich so für die Reaktion $p + N \rightarrow N + \Sigma^0 + K^+$ eine Schwellwertenergie $E_{\text{Schwell}}^{\text{kin}} = 1,79 \text{ GeV}$ für die Produktion eines K^+ und eines Σ^0 . Hinzu kommt die Masse des Nukleons, was zu einer Gesamtenergie im Schwerpunktsystem von $\sqrt{s} = 2,623 \text{ GeV}$ führt. Die Schwellwertenergie des Λ s liegt wegen seiner geringeren Masse etwas niedriger. Durch die Berücksichtigung des Fermi-Impulses in Proton-Kern-Stößen von ca. 300 MeV/c und durch Mehrstufenprozesse können Hyperonen auch unterhalb der Schwelle erzeugt werden [17, 18]. Die Abbildung 1.2 zeigt die Messung von Λ - und Ξ -Hyperonen mit dem HADES-Experiment für p+Nb-Kollisionen bei $E = 3,5 \text{ GeV}$. Die Schwerpunktenenergie für dieses Experiment $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 3,18 \text{ GeV}$ liegt dabei weit oberhalb der Produktionsschwelle des Λ s, jedoch unterhalb der für das Ξ^- .

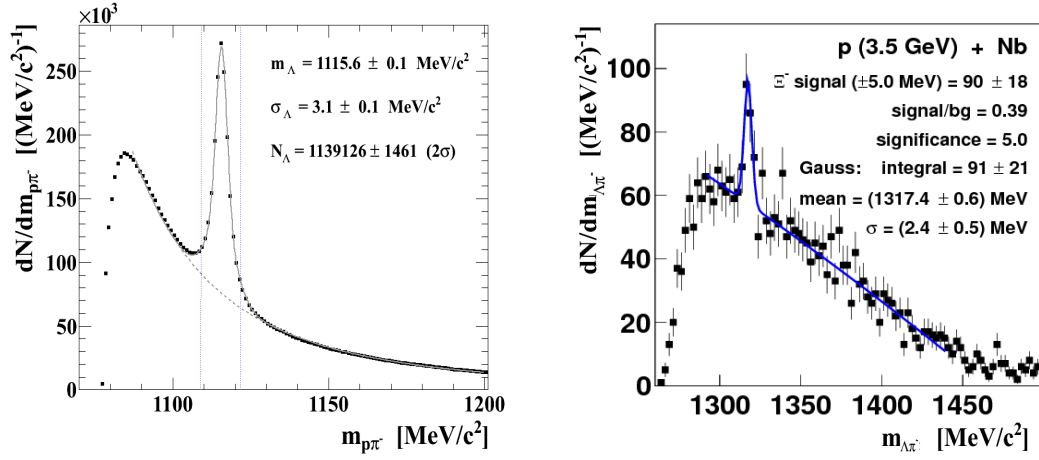


Abbildung 1.2: Invariante Masse von Proton-Pion-Paaren für die Produktion von Λ -Hyperonen (**links**) und von Λ -Pion-Paaren (**rechts**) für die Produktion von Ξ^- -Hyperonen bei Energien unterhalb (für Ξ) und oberhalb (für Λ) der Schwelle mit dem HADES-Spektrometer. Beide Verteilungen wurden für p+Nb-Kollisionen bei $E = 3,5 \text{ MeV}$ aufgenommen [19, 18].

Die Frage nach dem Produktionsprozess der Σ - und Λ -Hyperonen in p+A-Reaktionen bietet zwei Möglichkeiten: Zum einen können die Teilchen in direkten p+p- oder p+n-Reaktionen erzeugt werden und im weiteren Verlauf mit dem Kern oder anderweitig reagieren. Dies würde sich durch eine Häufung in der p_t -y-Verteilung bei mittlerer p+p/p+n-Rapidität direkt äußern. Zum anderen können die Hyperonen auch durch sekundäre Zwei-Stufen-Prozesse erzeugt werden. Dabei werden zunächst im Kern Δ -Resonanzen erzeugt, die wiederum in Pionen zerfallen, die ihrerseits mit den übrigen Nukleonen dann Σ und Λ produzieren können. Dieser Produktionsprozess verlangt nach einer thermisch-artigen Rapiditätsverteilung, das heißt hier wäre eine Häufung bei Targetrapidität zu erwarten.

Λ -Produktion und Fütterung aus Σ^0 -Zerfällen

Die Untersuchung der Λ -Produktion in p+p-Reaktionen zeigt [20], dass bei niedrigen Strahlenergien von $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ unterschiedliche Kanäle zur Gesamtproduktion beitragen. In verschiedenen Analysen wurde bereits die exklusive Produktion von K_S^0 [21, 9], K^* [22], Λ [23], $\Sigma(1385)^+$ [21, 24, 25] und $\Lambda(1405)$ [24, 26] untersucht. Für das Λ -Hyperon konnte eine Partialwellenanalyse für den Kanal $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ durchgeführt werden, um die Beiträge der einzelnen Resonanzen $N^*(1650, 1710, 1720, 1850, 1900, 1950)$ zu bestimmen. Neben den Resonanzen für den $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ Kanal tragen viele weitere Kanäle zur inklusiven Λ -Produktion bei.

Kanal ($p + p \rightarrow X$)	Wirkungsquerschnitt [μb]	Quelle
$\Lambda p K^+$	$36,26 \pm 0,43^{+3,55}_{-2,83}$	[27, 23]
$\Sigma^0 p K^+$	$16,5 \pm 20\%$	[28] + Rechnung
$\Lambda \Delta^{++} K^0$	$29,45 \pm 0,08^{+1,67}_{-1,46} \pm 2,06$	[21]
$\Sigma^0 \Delta^{++} K^0$	$9,26 \pm 0,05^{+1,41}_{-0,31} \pm 0,65$	[21]
$\Lambda \Delta^+ K^+$	$9,82 \pm 20\%$	Resonanzmodell
$\Sigma^0 \Delta^+ K^+$	$3,27 \pm 20\%$	Resonanzmodell

Tabelle 1.3: Übersicht über die wichtigsten 3-Teilchen-Kanäle für die Produktion von Λ s im HADES-Energiebereich für p+N Reaktionen. Eine detaillierte Aufstellung befindet sich in [20].

Hyperon	Zerfallsprodukte	Verzweigungsverhältnis Γ_i/Γ
Λ	$p\pi^-$	$(63,9 \pm 0,5)\%$
	$n\pi^0$	$(35,8 \pm 0,5)\%$
	$n\gamma$	$(1,75 \pm 0,15) \times 10^{-3}$
Σ^0	$\Lambda\gamma$	100%
	$\Lambda\gamma\gamma$	$< 3\%$
	$\Lambda e^+ e^-$	5×10^{-3}

Tabelle 1.4: Zerfallskanäle von ungeladenen Λ - und Σ -Hyperonen und ihre Anteile [8].

In einem Modell werden in [27] und [20] die Ergebnisse aus Partialwellenanalyse und den exklusiven Kanälen kombiniert und für die noch unbekannten Beiträge Abschätzungen gemacht. Die wichtigsten Kanäle sind in Tabelle 1.3 aufgeführt, dabei werden nur 3-Teilchen-Kanäle berücksichtigt.

Neben der direkten Produktion in Kollisionen oder dem Zerfall aus Resonanzen wird ein großer Teil der Λ -Hyperonen auch im Zerfall von Σ^0 -Hyperonen erzeugt. Das Verzweigungsverhältnis in den Kanal $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ beträgt beinahe 100 %. Die Zerfallsprodukte und Verzweigungsverhältnisse von Λ und Σ aus [8] sind in Tabelle 1.4 zusammengefasst.

Anders als die Zerfälle des Λ in ein Pion-Nukleon-Paar oder ein Neutron-Gamma-Paar sind die Zerfallskanäle des Σ^0 im Energiebereich von einigen GeV Strahlenergie bisher wenig bis kaum untersucht worden.

Die Unterscheidung von Λ und Σ^0 ist aufgrund der kurzen Lebensdauer des Σ^0 und seines Zerfalls in ausschließlich $\Lambda + X$ nicht trivial. Abbildung 1.3 zeigt ein Zerfallsschema der für die Strahlenergie $E = 3,5$ GeV relevanten Teilchen und ihrer

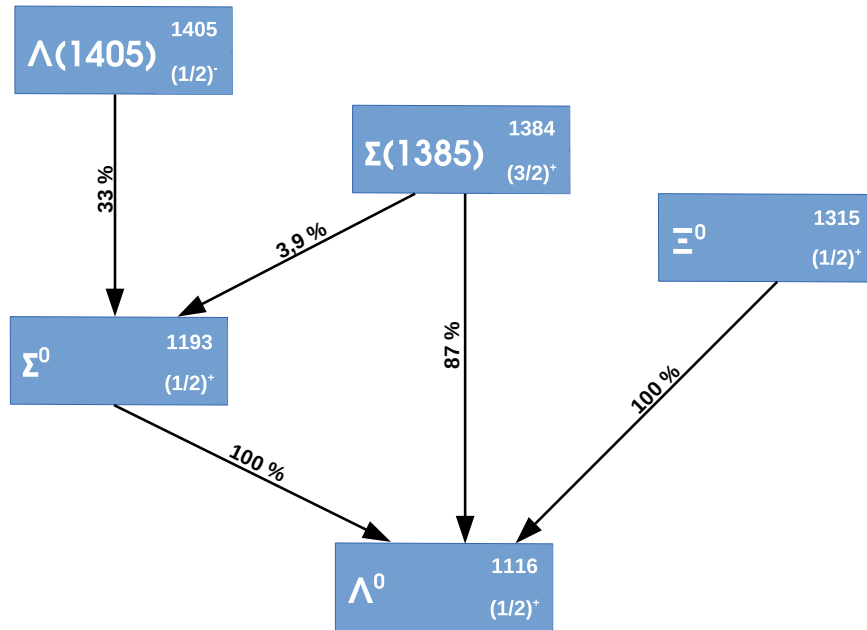


Abbildung 1.3: Zerfallsschema der für die Strahlenergie $E = 3,5 \text{ GeV}$ relevanten Teilchen mit einem Λ als “Endzustand”. In den einzelnen Blöcken ist rechts oben die Masse in MeV/c^2 und das J^P der Teilchen aufgelistet.

Verknüpfungen. Das Σ^0 ist durch seine Zerfälle in $\Lambda\gamma$ und $\Lambda e^+ e^-$ eindeutig identifizierbar. Für ein inklusiv gemessenes Λ ist aber a priori nicht klar, ob es aus einem Fütterungszerfall wie z.B. $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ oder $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda\pi$ oder direkt aus der Phasenraumproduktion stammt. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit für die Ergebnisse die Verhältnisse $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ und $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ betrachtet. Der erste Quotient bietet sich für den experimentellen Nachweis von Λ -Hyperonen an, da diese inklusiv bestimmt werden. Der Zähler enthält hier alle Λ s aus Phasenraumproduktion (Λ_{dir}) und Fütterungszerfällen (Λ_{Σ^0}), im Energiebereich von $E = 3,5 \text{ GeV}$ im Wesentlichen aus Σ -Zerfällen. Für die in dieser Arbeit gewonnenen Daten wird im weiteren Verlauf auf $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ zurückgegriffen. Dies hat den Vorteil, dass exklusive Kanäle und Messungen direkt durcheinander geteilt werden. Bei den Λ s in diesem Zähler handelt es sich nur um die primär produzierten Teilchen. Diejenigen aus Fütterung gehen nicht in die Berechnung ein.

Für Exzessenergien ε von nur wenigen MeV oberhalb der Produktionsschwelle des Σ^0 [29, 30] in Elementarreaktionen, bei $\varepsilon \approx 1 \dots 5 \text{ GeV}$ [31] und bei Energien von

mehreren hundert GeV [32, 33] existieren bereits Datensätze, für die sowohl der Wirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow \Lambda p K^+)$ als auch $\sigma(pp \rightarrow \Sigma^0 p K^+)$ gemessen wurde. Hieraus lässt sich ein Verhältnis

$$R_{\Lambda/\Sigma^0} = \frac{\sigma(pp \rightarrow \Lambda p K^+)}{\sigma(pp \rightarrow \Sigma^0 p K^+)} \quad (1.3)$$

bestimmen. Der Energiebereich von $50 \text{ MeV} < \varepsilon < 1000 \text{ MeV}$ wird dabei aber weder von Schwerionenkollisionen noch von Proton-Nukleus- oder Elementarreaktionen abgedeckt.

Mit dem HADES-Experiment wurden nun Experimente mit p+p- und p+Nb-Kollisionen bei einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ (Exzessenergie $\varepsilon_{\text{HADES}} = 555 \text{ MeV}$) durchgeführt. In beiden Datensätzen konnte aufgrund des fehlenden Kalorimeters bisher kein Σ^0 nachgewiesen und somit das Verhältnis von Λ zu Σ nicht bestimmt werden. Vor allem der Datensatz der p+Nb-Kollisionen mit seiner großen Anzahl an identifizierten Λ s legt nahe, hier nach einer Methode zur Σ^0 -Rekonstruktion zu suchen. Andere Experimente lieferten bereits für p+p-Reaktionen einige Messpunkte für $\frac{\Lambda}{\Sigma}$ -Verhältnisse [29, 30, 31]. Sie sind in Abbildung 1.4 gemeinsam mit dem für HADES am SIS18/SIS100 zugänglichen Bereich dargestellt.

Aufteilung der Arbeit

In dieser Arbeit wird der erstmalige experimentelle Nachweis von Σ^0 -Hyperonen in Proton-Niob-Kollision bei einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ behandelt. Nach dem kurzen Überblick über die verwendeten Modelle zur Beschreibung von seltsamen Teilchen bei Energien um 1 GeV oberhalb der Produktionsschwelle und dem konkreten Vergleich zweier Transportmodelle (UrQMD und GiBUU) wird im zweiten Teil der experimentelle Aufbau beschrieben. Das HADES-Experiment an der GSI und seine Detektorkomponenten werden dort mit Schwerpunkt auf den Ringabbildenden Cherenkov-Detektor vorgestellt. Im dritten Kapitel wird eine Kalibrationsmethode für den Ringabbildenden Cherenkov-Detektor beschrieben und die Ergebnisse mit Cherenkov-Licht aus π^0 -Dalitz-Zerfällen verglichen. Im vierten Teil wird eine Methode entwickelt, bei der in Ereignissen mit geringer Spurdichte ein Photon über Konversion auch dann nachgewiesen werden kann, wenn das Dielektronenpaar nicht vollständig rekonstruiert werden kann. Mit der Anwendung dieser Methode werden im System p + Nb gefundene Λ -Hyperonen mit γ s zu Σ s kombiniert und der Untergrund diskutiert. Das erhaltene Signal und die systematischen Fehler werden mit verschiedenen Analysen genauer untersucht. Im letzten Kapitel wird der differentielle Wirkungsquerschnitt der Σ -Produktion und das Σ - Λ -Verhältnis berechnet. Die Ergebnisse werden mit einem statistischen Modell und mit Transportrechnungen verglichen. In einem Ausblick wird anschließend die Möglichkeit der Bestimmung von Übergangsformfaktoren erörtert.

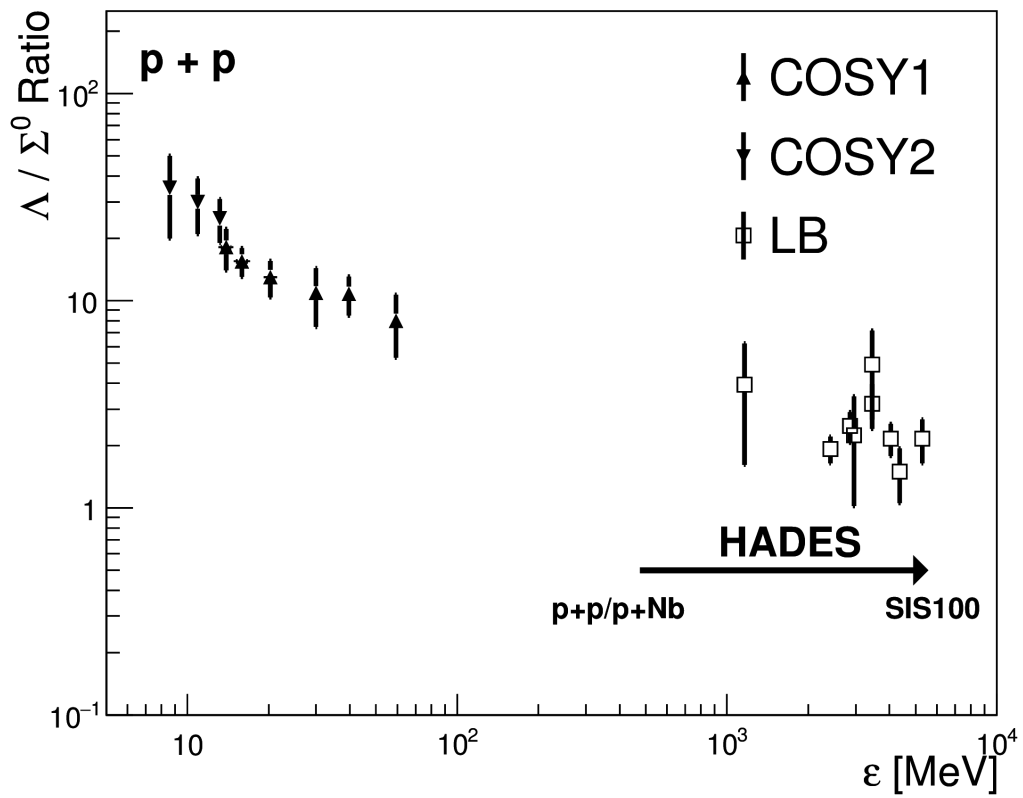


Abbildung 1.4: $\frac{\Lambda}{\Sigma}$ -Verhältnis für verschiedene Exzessenergien. Der eingezeichnete Pfeil zeigt den für HADES bei SIS18 zugänglichen Bereich mit p+p- und p+Nb-Experimenten mit einer möglichen Expansion zu höheren Energien am SIS100.

1.1 Verwendete Modellbeschreibungen

Da im weiteren Verlauf der Arbeit die Ergebnisse mit verschiedenen Modellen verglichen werden, wird im Folgenden ein qualitativer Überblick dargestellt. Die Produktion von seltsamen Teilchen und das Verhalten hadronischer Materie in Schwerionenkollisionen können für große Impulsüberträge mit einem Ansatz der Störungsrechnung theoretisch beschrieben werden. Für Prozesse mit kleinem Impulsübertrag q gegenüber der Massenskala λ entfällt dieser Ansatz für die Beschreibung der starken Kopplung. Um diese Prozesse dennoch theoretisch beschreiben zu können, wurden aus den experimentellen Daten motivierte, phänomenologische Modelle entwickelt. Man unterscheidet zwischen zwei wesentlichen Ansätzen für diese Modelle: dem Transportkonzept [34, 35, 36] und statistischen, thermodynamisch motivierten Modellen [37, 34]. Letztere versuchen, Teilchenraten und Verteilungen des thermischen Gleichgewichts im Endzustand der Reaktion zu beschreiben. Das System wird makroskopisch betrachtet und seine Parameter Temperatur T , Volumen V und chemisches Potential μ_b werden analog zur Thermodynamik untersucht [38]. Thermische Teilchenraten N ergeben sich zu

$$N \propto \exp(-(E - \mu_B)/T). \quad (1.4)$$

Die grundlegenden Erhaltungssätze für die Baryonenzahl, Strangeness und elektrische Ladung werden dabei nicht verletzt [34]. Für das Verhältnis zweier Teilchensorten kürzen sich alle Parameter des Modells außer T und μ_B heraus [38]. Resonanzen, die wiederum in einen anderen Endzustand fallen (z.B. $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$), können hier aber das Verhältnis noch etwas verschieben. Das Modell kann dann an bestehende Daten angepasst werden. Hierzu werden die Produktionsraten von gemessenen Teilchen wie Pionen, Protonen und an der Reaktion beteiligte Nukleonen der Simulation gleichzeitig an die gemessenen Raten angepasst. Man erhält global gültige Parameter für die gesamte Reaktion. Für Nukleon-Kern-Reaktionen mit geringen Teilchenmultiplizitäten ist diese Anpassung nicht trivial, vor allem die beteiligten Nukleonen und die ungeladenen Hadronmultiplizitäten sind nur sehr schwer zu bestimmen. Optimale Ergebnisse liefern statistische Modelle bei der Beschreibung von Schwerionenkollisionen [37]. Ebenfalls problematisch bei der statistisch-thermodynamischen Beschreibung ist, dass die Teilchen isotrop von einer thermischen Quelle ausgehen. Für asymmetrische Systeme wie $p + \text{Nb}$, bei denen die mittlere Rapiditätsverteilung bei $y_0 = 1,118$ für $N+N$ -Stöße liegt, können zwar Multiplizitäten von Teilchen und deren Relation zueinander beschrieben werden, man erhält aber keine kinematische Information. Somit kann für einen eingeschränkten Effizienz- und Akzeptanzbereich kein direkter Vergleich mit thermischen Modellen durchgeführt werden.

Einen anderen Ansatz liefern sogenannte Transportmodelle wie UrQMD⁴ [36]

⁴Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics Modell

oder GiBUU⁵ [35]. Diese betrachten die Erzeugungsprozesse für einzelne Teilchen auf mikroskopischer Ebene. Die Komplexität von Kollisionen bei wenigen GeV Strahlenergie beinhaltet Produktion von Teilchen unterhalb der Schwelle, Medium-Effekte und Effekte durch kollektiven Fluss. Die Dynamik der Kollision kann so nur beschrieben werden, wenn für jedes beteiligte Teilchen die zeitliche Entwicklung seiner Eigenschaften verfolgt wird. Um diese Trajektorie zu erhalten, wird die Liouvillesche Bewegungsgleichung als Ansatz für die Teilchen verwendet [39]:

$$\frac{d}{dt}f^N(t) = \sum_N \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right) f^N(t) = 0 \quad (1.5)$$

Diese charakterisiert die zeitliche Veränderung der Verteilungsfunktion f^N für ein System aus N Teilchen im Phasenraum aus Ortskoordinaten q_i und Impulskoordinaten p_i . H ist dabei die Hamiltonfunktion. Da sie zeitlich umkehrbar ist, beschreibt sie ausschließlich umkehrbare Prozesse. Da im Allgemeinen Vielteilchenfunktionen $f^N(t)$ sehr kompliziert sind, wird mit Transportmodellen versucht, das Problem auf viele unabhängige Einteilchenverteilungen f^1 herunterzuberechnen. Durch die Integration über die $N-1$ -Freiheitsgrade erhält man die Boltzmann-Gleichung

$$I_K = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \frac{\partial}{\partial \vec{q}} \right) f^1(\vec{q}, \vec{p}, t). \quad (1.6)$$

Das Kollisionsintegral I_K enthält alle Wechselwirkungen aller Teilchen und verbindet so alle Einteilchenverteilungen miteinander. Diese Verknüpfung bricht die zeitliche Umkehrbarkeit, die Boltzmann-Gleichung ist unter Zeitumkehr invariant und beschreibt damit anders als die Liouvillesche Gleichung irreversible Prozesse. Die Lösung dieser Gleichungen kann mit zwei unterschiedlichen Ansätzen, vertreten durch GiBUU und UrQMD, bestimmt werden. Die Unterschiede und Eigenschaften der beiden Transportmodelle GiBUU und UrQMD sind in Tabelle 1.5 aufgelistet.

Die Teilchenerzeugung in Transportmodellen wird durch zwei komplementäre Ansätze realisiert. Das Resonanzmodell generiert Hadronen nur durch Zerfälle aus Resonanzen. Das String-Fragmentationsmodell erzeugt auf Quarkebene Teilchen durch das Auseinanderbrechen von Strings.

Das String-Fragmentationsmodell

Im String-Fragmentationsmodell wird die Teilchenproduktion nicht durch die Berechnung der Wirkungsquerschnitte, sondern nur durch die Anpassung der relativen Häufigkeiten der erzeugte Hadronen realisiert. Die bekanntesten Ereignisgeneratoren sind PYTHIA [42] und das FRITIOF-Modell [43]. Beide basieren auf dem

⁵Giessen-Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modell

UrQMD		GiBUU
Mehrteilchen-Ansatz	$\Leftrightarrow$	Einteilchen-Ansatz
Separate Betrachtung der Einzelteilchen durch Kopplung der Bewegungsgleichungen	$\Leftrightarrow$	Wechselwirkungen der Teilchen miteinander als mittleres Feld
Lösung der Boltzmann-Gleichung	$\Leftrightarrow$	Lösung der Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Gleichung
Mehrteilchenkorrelationen möglich	$\Leftrightarrow$	Berechnung der Einteilchenverteilungen zu jedem Zeitschritt aus Zustand aller Teilchen. Mehrteilchenkorrelationen nicht möglich.
Überlagerung der Einteilchenverteilungen $\rightarrow$ Gesamtverteilungsfunktion	$\Leftrightarrow$	Mittelung des Parallel-Ensembles $\rightarrow$ Gesamtverteilungsfunktion
$\sqrt{s} < 2,0$ GeV: Resonanzmodell	$\Leftrightarrow$	$\sqrt{s} < 3,4$ GeV: Zerfall von Resonanzen
$\sqrt{s} > 2,0$ GeV: PYTHIA-Ereignisgenerator	$\Leftrightarrow$	$\sqrt{s} > 3,4$ GeV: PYTHIA-Ereignisgenerator
32 Mesonen	$\Leftrightarrow$	34 Mesonen
55 Baryonen	$\Leftrightarrow$	90 Baryonen

Tabelle 1.5: Eigenschaften und Unterschiede zwischen den Lösungsansätzen für GiBUU und UrQMD zu den Vielteilchenfunktionen [40, 41, 35].

Lund-Stringmodell [44]. Aus den totalen Wirkungsquerschnitten der einzelnen elementaren Prozesse werden die Produktionsraten bestimmt. Für die Teilchenproduktion wird zunächst ein einlaufendes Hadron betrachtet, das durch Impulsübertrag mit den anderen Hadronen interagiert. Der Impuls wird auf Quarkebene auf ein einzelnes Valenzquark übertragen, das sich durch diese Änderung von den anderen Quarks fortbewegt und so ein Feld aus Farbladung erzeugt. Dieses Feld nennt man String. Die auseinanderlaufenden Valenzquarks können aufbrechen und ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen. Dieses enthält seinerseits ebenfalls wieder zwei neue Strings, die ab einer gewissen Energie wiederum fragmentieren und neue Hadronen bilden können. Für niedrige Schwerpunktenergie $\sqrt{s} < 2 \text{ GeV}$ können sich für die Strangeness-Produktion Probleme ergeben, denn die primären Strings werden direkt durch das einlaufende und das Target-Hadron definiert. In diesem Modell tauschen diese keine Quarks untereinander aus. Somit ist die direkte Produktion von beispielsweise $p + p \rightarrow p + p + \Phi$ oder $\pi^- + p \rightarrow \Lambda K^0$ (mit $\Lambda \rightarrow \pi^- p$) nicht möglich.

Das Resonanzmodell

Ein wesentlicher Anteil an der Hyperonproduktion in elementaren Reaktionen $p + p \rightarrow \Lambda p K^+$ stammt aus Zerfällen der angeregten Resonanzen N(1720), N(1710) und N(1650) [45]. Dabei werden zwischen den beiden einlaufenden Protonen Mesonen ausgetauscht und eine intermediäre Baryon-Resonanz erzeugt. Diese zerfällt dann in ein Λ und ein K^+ . Allgemein kann die Resonanz nur in diejenige Teilchensorte zerfallen, die in Bezug auf die Masse der Resonanz und der auslaufenden Teilchen energetisch möglich ist. Der Feynman-Graph für den Pion- und Kaonaustausch ist in Abbildung 1.5 dargestellt.

Neben dem dominanten 1-Pion-Austausch können auch alle anderen leichten Mesonen (η, ρ, ω) als Austauscheteilchen fungieren. Kaonen dagegen werden nicht benötigt, um die experimentellen Daten zu reproduzieren. Für große Strahlenergien wird der Beitrag der schwereren Resonanz N(1710) dominant, in der Nähe der Schwelle ist der Beitrag der jeweiligen Resonanz modellabhängig, eine Differenzierung direkt im Experiment ist nicht möglich. Der Feynmangraph für die Produktion von Hyperonen über eine Resonanz R ist in Abbildung 1.6 dargestellt.

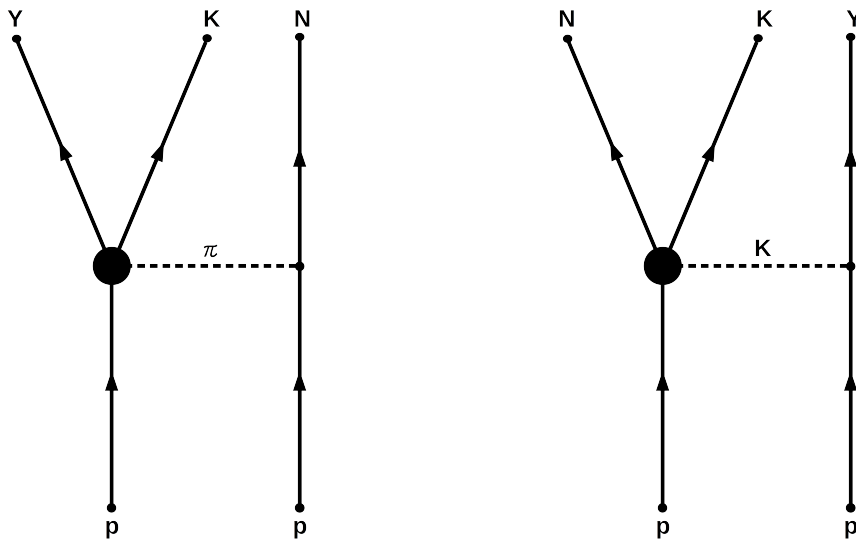


Abbildung 1.5: Feynmangraph für die Reaktion $pp \rightarrow YKN$ mit Pion- und Kaon-Austausch.

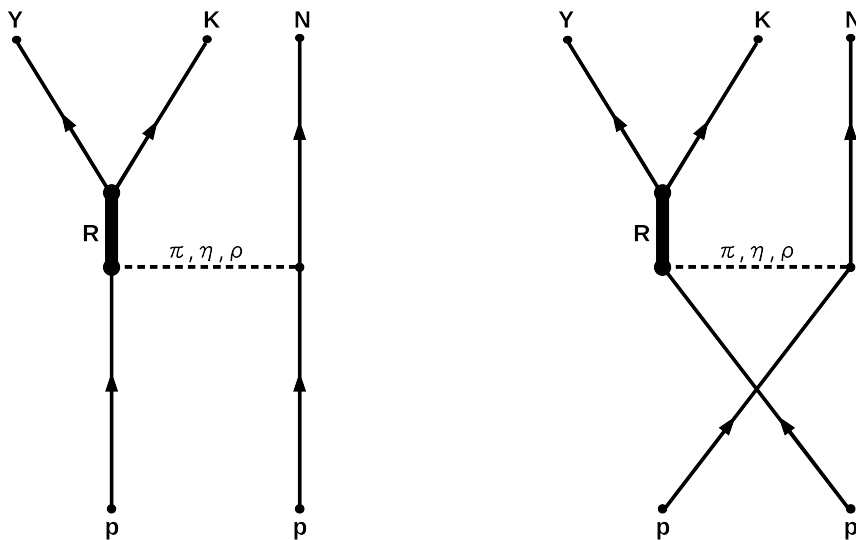


Abbildung 1.6: Feynmangraph für die Reaktion $pp \rightarrow YKN$ mit Erzeugung der Hyperonen durch die Resonanz R.

2

Das HADES-Experiment

Im folgenden Kapitel werden der technische Aufbau und die Eigenschaften des **High Acceptance Di-Electron Spectrometers** (HADES) vorgestellt und ein Überblick über die einzelnen Komponenten gegeben. Dabei wird besonders auf den Ringabbildenden Cherenkov-Detektor¹ eingegangen, da er im weiteren Verlauf eine zentrale Rolle für die Auswertung der Experimentdaten spielt.

Das HADES-Experiment befindet sich am Schwerionensynchrotron SIS18 des Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt (GSI) und ist in [46] detailliert beschrieben. Durch den speziellen Aufbau des SIS18 können am Messplatz für HADES verschiedenste Strahlen zur Verfügung gestellt werden. Ein Strahl kann sowohl aus Protonen mit einer maximalen kinetischen Energie von $E_{\text{kin}} = 4,5$ GeV als auch aus Schwerionen von Deuteronen bis Uran-Kernen mit einer kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = 1,0 - 2,0$ AGeV erzeugt werden. Die maximal erreichbare Intensität liegt dabei bei etwa 10^{10} Ionen pro 3s-Extraktionszyklus. Durch das Einbringen eines Sekundärtargets können auch Pionen mit einem maximalen Impuls von $p_{\text{max}} = 1,7$ GeV/c zum HADES-Target transportiert werden. Die Intensität wird hierbei wesentlich durch Strahlenschutzmaßnahmen begrenzt. Das Spektrometer ist in sechs Sektoren unterteilt, die jeweils einen Winkel von 60° abdecken und strahlabwärts² größer werden. So kann HADES einen geometrischen Akzeptanzbereich von 85 % in der Azimutebene und einen Polarwinkelbereich von 18° bis 85° abdecken.

¹Ringabbildenden Cherenkov-Detektor

²Entlang des Strahls in positiver Richtung

Für die Bestimmung der Flug- und T0-Ereigniszeit wird das START bzw. TOF³/RPC⁴-System verwendet. Es besteht aus einem Diamant-Detektor als Startzeitgeber und einer Szintillator- oder Parallelplattenzählerwand am hinteren Ende des Experiments.

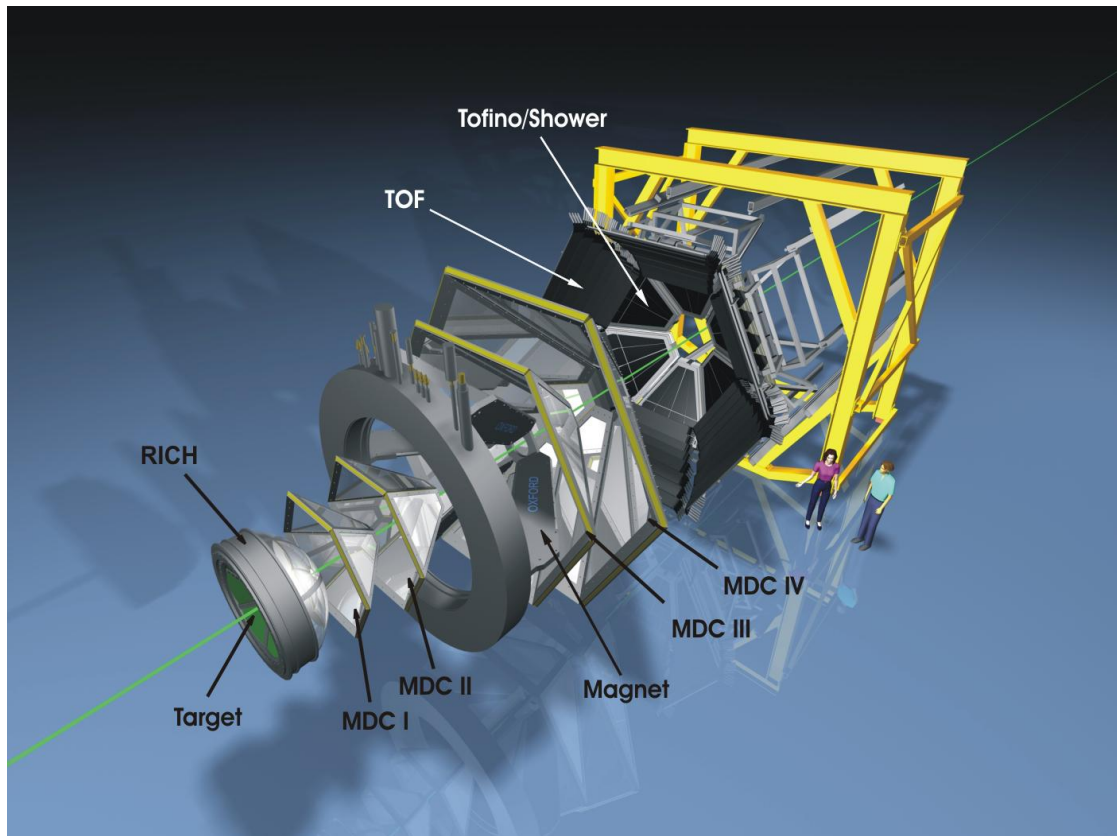


Abbildung 2.1: Gestreckte Darstellung des HADES-Detektorsystems. In der Messposition hat das Experiment in Strahlrichtung (grüne Linie) eine Ausdehnung von etwa 3 m. Der Strahl trifft von links auf das sich im RICH-Detektor-Strahlrohr befindliche Target.

Die eindeutige Identifizierung von Elektronen wird zusätzlich zur Rekonstruktion durch einen Ringabbildenden Cherenkov-Detektor realisiert. Der RICH ist im Detail in [47] beschrieben. Ein schematischer Aufbau des aus Radiator und Gasdetektor bestehenden Systems ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Ein im Targetbereich erzeugtes Teilchen durchläuft je nach Winkel zur Strahlachse einen etwa 36-60 cm langen Bereich des mit Dekafuorbutan (C_4F_{10}) gefüllten Radiators. Dabei erzeugen die

³Time of Flight, Flugzeitdetektoren

⁴Resistive Plate Chamber, Widerstandsplattenzähler

Elektronen und Positronen mit einem Impuls $p_{\text{lep}} > 15 \text{ MeV}/c$ Cherenkov-Strahlung, die sich kegelförmig in Flugrichtung des Leptons ausbreitet. Der Schwellwert γ hängt dabei nach $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$ direkt von der Geschwindigkeit (und dem Impuls) ab, der in β eingeht. Hadronen im Impulsbereich von $p_{\text{had}} < 1500 \text{ MeV}/c$ liegen weit unterhalb des Schwellwerts von $\gamma_{\text{min}} = 18$ und erzeugen kein Cherenkov-Licht. Der Öffnungswinkel θ des Cherenkov-Lichtkegels berechnet sich über den Brechungsindex n des zu durchfliegenden Materials mit $\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n}$. Je nach durchlaufener Radiatorlänge werden bis zu 100-200 Photonen pro Elektron/Positron im sensitiven Wellenlängenbereich erzeugt, die dann auf einen segmentierten, sphärischen VUV-Spiegel treffen. Dort werden sie auf die unter Rückwärtswinkel angebrachte, ebenfalls segmentierte Detektorebene reflektiert und dabei auf die gekippt angebrachte Ebene fokussiert. Bei der Detektorebene handelt es sich um eine Vieldrahtproportionalkammer, auf der mit einer dünnen Cäsiumjodid-Kathode die Photonen in Photoelektronen konvertiert werden. Diese werden dann auf der aus mehr als 28.000 Pads bestehenden Detektorebene registriert. Die Größe der Pads nimmt mit steigendem Polarwinkel zu, um die durch den Spiegel hervorgerufene, gekrümmte Fokalebene für die Analyse auszugleichen. Als Detektorgas wird Methan (CH_4) verwendet. Dieses wird durch ein Quarzglasfenster (CaF_2), das auch für Photonen im VUV-Bereich transparent ist, vom Radiatorgas getrennt.

Die Auswahl des Materials des gesamten Aufbaus wurde auf eine maximale freie mittlere Weglänge für durchfliegende Teilchen optimiert, da der RICH durch seine Positionierung alle produzierten Teilchen beeinflusst. So können diese den Detektor fast unbeeinflusst durchqueren und mit den nachfolgenden Spurdetektoren rekonstruiert werden. Kleinwinkelstreuung und die Generierung von Untergrund sind durch diese Optimierung minimiert worden. Der ursprüngliche Ansatz, den RICH-Detektor zur Echtzeit-Identifikation von e^+/e^- -Paaren zu verwenden, ist prinzipiell möglich, denn die Ringe aus Elektronen können mit Hilfe einer einfachen Ringmaske (Abbildung 2.3, links), die auf die Padebene angewendet wird, gefunden und dann mit der Ringmatrix (Abbildung 2.3, rechts) qualitativ bewertet werden. Hierzu werden jeweils die Werte der ansprechenden Pads aufaddiert und bewertet. Für die Identifikation eines guten Rings und damit eines Elektrons/Positrons werden nur wenige ansprechende Pads benötigt. Wegen der verbesserten Datenaufnahme bis hin zu 20 kHz ist diese Art von Vorselektion aber nicht länger notwendig und wird daher bei aktuellen Experimenten nicht eingesetzt.

Geladene Teilchen werden bei HADES durch die Rekonstruktion ihrer Spur identifiziert und vermessen. Kernkomponente ist dabei der supraleitende Magnet ILSE⁵. Er liefert ein toroidales Feld bis zu 0,8 T. Der Radiator des RICH-Detektors, die ersten beiden MDC⁶-Ebenen und die TOF-Detektoren bleiben geometrisch bedingt nahezu

⁵IronLess Superconducting Electron Magnet

⁶Multiwire Drift Chambers, Vieldrahtproportionalkammern

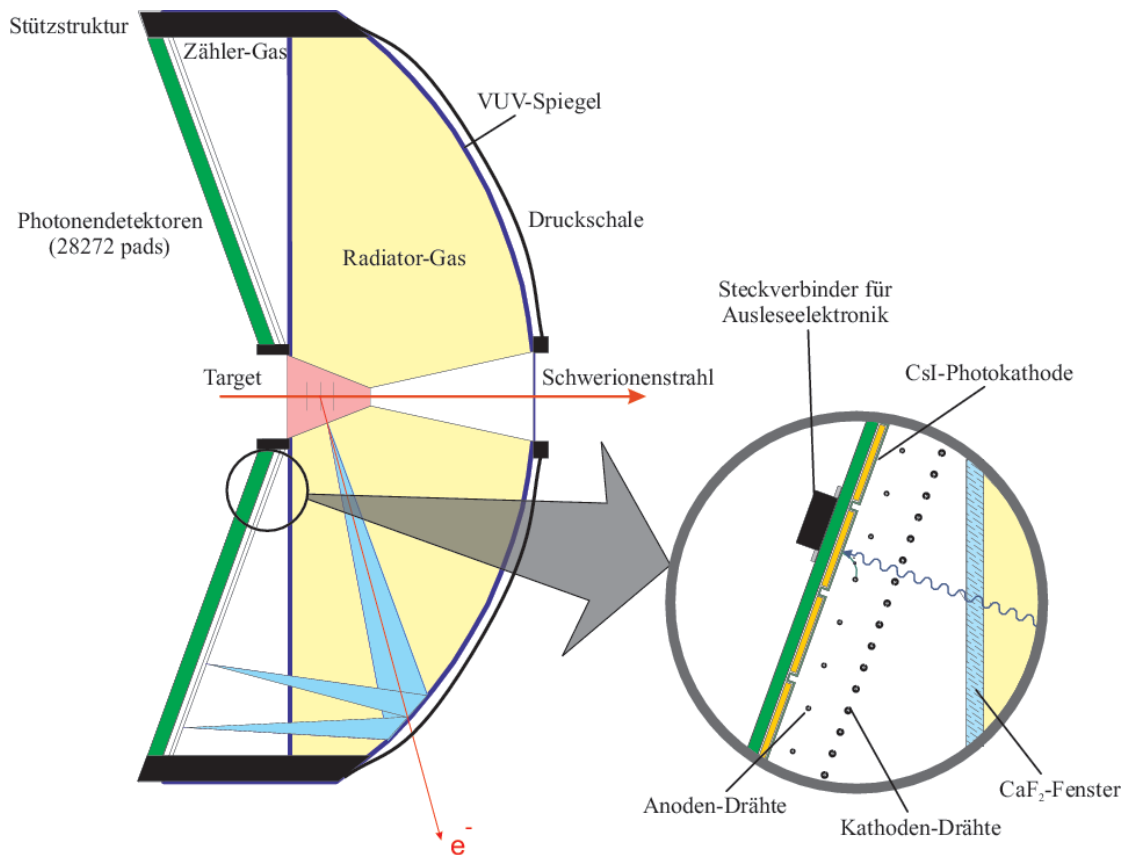


Abbildung 2.2: Schematische Abbildung des Ringabbildenden Cherenkov-Detektors mit Vergrößerung des Photonendetektors [47].

feldfrei. Vor und hinter dem Magneten befinden sich jeweils zwei Einheiten von Vieldrahtdriftkammern. Jede dieser Kammern besteht aus sechs Einzelmodulen, die trapezförmig leicht strahlaufwärts gekippt angebracht werden. Ein Sektor setzt sich so aus jeweils einem Modul aus den Detektoren I bis IV zusammen. Durch die Kombination der Messung von Signalen in verschiedenen MDC-Ebenen und dem dazwischenliegenden Magnetfeld kann der Impuls geladener Teilchen bestimmt werden. Die Auflösung für Elektronen liegt dabei bei $\sigma p/p = 1,5 - 2,0 \%$. Zusätzlich zur Impulsinformation können verschiedene Hadronen auch anhand ihres Energieverlusts dE/dx in den Driftkammern identifiziert werden. Eine weitere Möglichkeit der Elektronenidentifikation für den Bereich von $300 \text{ MeV}/c < p_e < 1200 \text{ MeV}/c$ bietet der PreSHOWER-Detektor. Er besteht aus drei Drahtkammerebenen, zwischen denen sich zwei Lagen Blei befinden. Diese dienen dazu, Elektronen und Positronen zu konvertieren und einen elektromagnetischen Schauer auszulösen.

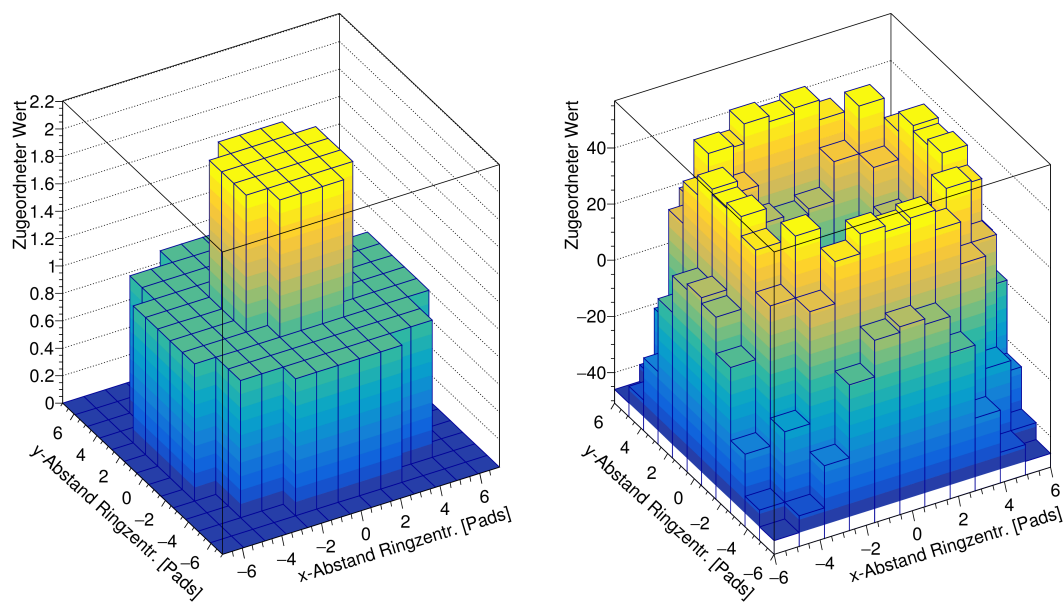


Abbildung 2.3: Links: Ringmaske als Funktion des x- und y-Abstands vom Ringzentrum. Jedem ansprechenden Pad wird der Wert aus der Ringmaske zugeordnet. **Rechts:** Ring-Pattern-Matrix-Wert als Funktion des Padabstands in x- und y-Richtung zum designierten Ringmittelpunkt.

3

Kalibration des RICH-Photondetektors

Für die Messung von Reaktionen bei Nukleon-Nukleon-Stößen und Kollisionen von leichten Ionen werden die 28.272 Kanäle des RICH-Detektors mit einer Frontend-Elektronik ausgelesen, die sogar die direkte Verarbeitung und Ringerkennung erlaubt [48]. Für die Verarbeitung von analogem Pulshöhensignal und Ringerkennung steht pro Ereignis nur ein Zeitfenster von etwa $10 \mu\text{s}$ zur Verfügung. Realisiert wurde die Frontend-Elektronik bisher mit direkt an der Rückseite der Kathode angebrachten ladungsintegrierenden Vorverstärkern (GASSIPLEX [49]), Analog-zu-Digital-Konvertern, Diskriminatoren und Zwischenspeicher. Von dort aus wurde das Signal zur weiteren Verarbeitung, wie zum Beispiel zur erweiterten Ringerkennung, zur zentralen Datenaufnahme weitergeleitet [47].

In Vorbereitung auf Kollisionen mit schweren Ionen, vor allem Au+Au-Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 1,25 \text{ AGeV}$ und im späteren Verlauf sogar Experimente beim SIS100-Beschleuniger bei FAIR mit bis zu $E_{\text{kin}} = 8 \text{ AGeV}$, wurde das mehr als zehn Jahre alte Datenaufnahmesystem erneuert [50]. Dies betraf auch den RICH-Detektor und seine Frontend-Elektronik, dessen Karten durch Neuentwicklungen mit dem APV25S1-Chip [51] ersetzt wurden. Im Vergleich zur GASSIPLEX-basierten Auslese konnte in einem dedizierten Testaufbau das Rauschen von $990 e^-$ auf $840 e^-$ gesenkt werden [52]. Die typische Signalthöhe liegt bei $< 10^5 e^-$. Die Wahrscheinlichkeit, ein einzelnes Photoelektron nachzuweisen, erreicht bei der nominellen Betriebsspannung von $U_{\text{Anode}} = 2450 \text{ V}$ einen mit GASSIPLEX übereinstimmenden Wert von $\epsilon_{\text{Det}} \approx 90 \%$. Das Kopplungsverhalten und Übersprechen zwischen benachbarten Pads wurde für die alte Ausleseelektronik bereits in [53] und [54] untersucht und es wurde eine Simulationssoftware entwickelt. Die Auswirkungen des Upgrades und

mögliche Alterungsprozesse von älteren Komponenten konnten bisher aber noch nicht näher untersucht werden. Aus diesem Grund wurde im Zuge dieser Arbeit eine Methode zur Kalibration des RICH-Detektors an Ort und Stelle mit Hilfe einer Einzelphotonenlampe entwickelt und angewendet. Darüber hinaus wurden die in Experimenten mit Schwerionen (Ni + Au, Au + Au) gewonnenen Daten verwendet, um die Simulationsparameter des sogenannten Digitizers¹ anzupassen. Dieser wandelt die mit Hilfe von GEANT durch Radiator, Spiegel und Quarzglasfenster propagierten Photonen, die auf dem Photonenzähler auftreffen, in Signale um, wie sie von der Ausleseelektronik ausgegeben werden. Die in GEANT eingepflegten Parameter für die wellenlängenabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit für verschiedene Gase und das Fenster sowie die Quanteneffizienz und deren Korrekturwerte bei der Erzeugung der Signale sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

Die so geeichte Simulation wurde mit den Signalen von aus Schwerionenkollisionen stammenden Dielektronen aus $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ Zerfällen verifiziert.

Im folgenden Kapitel werden Untersuchungen zum Ansprechverhalten des gesamten RICH-Detektors vorgestellt. Der Detektor ist aus sechs Sektoren aufgebaut. Für eine bessere Übersicht werden die Ergebnisse jeweils nur für einen Sektor exemplarisch abgebildet. Die vollständige Sammlung aller Spektren befindet sich im Anhang.

¹engl. Digitalisierers

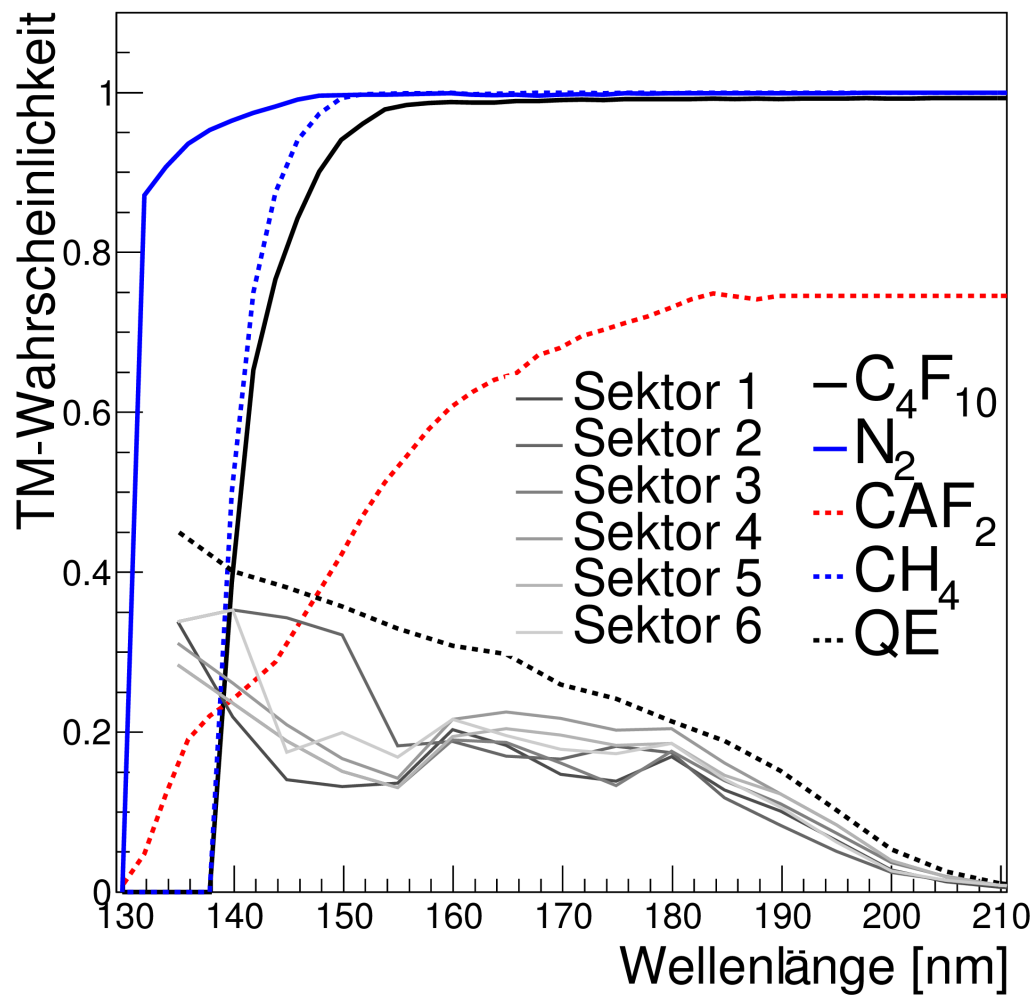


Abbildung 3.1: Wellenlängenabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit, Korrekturwerte und Quanteneffizienz für die Implementierung in der Simulation.

3.1 Lichtmessung mit einer VUV-Lampe

Das Signal zur Kalibration des RICH-Detektors wurde von einer speziell für diesen Zweck entwickelten Lampe generiert [55]. Eine schematische Zeichnung der Lampe ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Diese besteht aus einem Flansch, der genau an die Target-Öffnung des RICH-Detektors angepasst wurde. In dieses Volumen können über ein Ventil verschiedene Gase gegeben werden. Für die Kalibrationsmessung wurde hochreines Xenon 5.0 verwendet. An der einen Seite befindet sich eine ^{241}Am -Quelle. Diese strahlt α -Teilchen mit einer Energie um $E = 5,49 \text{ MeV}$ ab, die den mit Gas gefüllten Innenraum durchlaufen. Durch Exzimeranregung werden so wiederum Photonen mit einer Wellenlänge um $\lambda = 176 \text{ nm}$ ($E \approx 6,6 \text{ eV}$) erzeugt und homogen in alle Raumrichtungen abgestrahlt. Das α -Teilchen wird schließlich auf einer beweglichen Pindiode gegenüber detektiert. Durch Variation des Abstands der Pindiode zur Quelle wird die Multiplizität pro α -Teilchen der erzeugten Szintillationsphotonen verändert. Das Signal des α -Teilchens an der Diode wird als Trigger verwendet. Das so erzeugte Licht kann die Lampe durch ein Quarzglasfenster verlassen und gelangt so über den Radiator auf den Spiegel, wo es wie Cherenkov-Photonen auf die Vieldrahtkammer reflektiert und nachgewiesen wird.

Kalibration der Lampe

Da für die in-situ-Messung am RICH-Detektor die genaue Zahl der von der Lampe ausgehenden Photonen benötigt wird, muss diese in Abhängigkeit von ihrer α -Triggerrate kalibriert werden. Hierzu wurden mit zwei unterschiedlichen Photomultipliern (Hamamatsu R1459 und Hamamatsu mit S20-Bialkali-Photokathode, im folgenden HS20) und verschiedenen Gasen die Koinzidenzraten von Photonensignal und Triggersignal bestimmt. Tabelle 3.1 zeigt die Zählraten für verschiedene Konfigurationen. Dabei wurde ein fester Abstand der α -Quelle zur Pindiode von $d = 9 \text{ mm}$ gewählt. Zusätzlich wurde in verschiedenen Konfigurationen des Versuchsaufbaus ein BoSi-Fenster zwischen Photomultiplier und Lampe eingebracht, um den kurzwelligen VUV-Bereich ($\lambda < 200 \text{ nm}$) abzuschneiden. Die so aufgenommenen Daten werden mit einer Simulation verglichen, in der die unterschiedlichen Quanteneffizienzen der Photoelektronenvervielfacher, die Szintillationseigenschaften der verschiedenen Gase, die Transmission der Einzelkomponenten und die komplexe Geometrie des Aufbaus berücksichtigt werden. Diese beschreibt die unterschiedlichen Gas- und Experimentkonfigurationen im Rahmen der statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die Anzahl der koinzident zu einem α -Triggersignal registrierten Photonen ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Dabei wurden alle nachgewiesenen Photonen mit einem Signal im Photomultiplier unabhängig von ihrer Wellenlänge gezählt. Für die statistischen Fehler wurde eine Gaußverteilung angenommen. Der systematische Fehler setzt sich aus einer quadratischen Addition

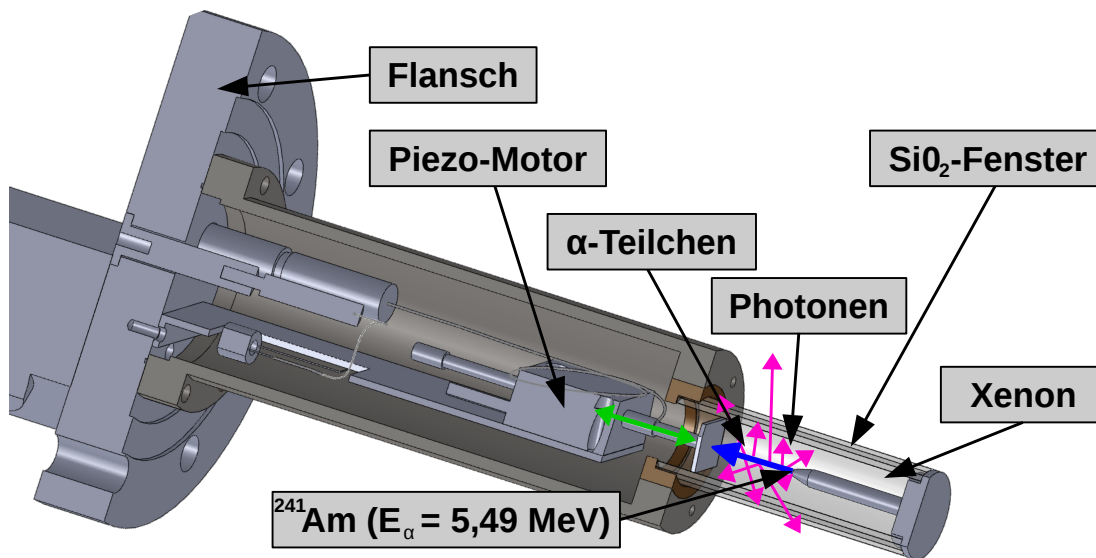


Abbildung 3.2: Schema der Einzel-VUV-Photonenlampe [55]. Das vom ^{241}Am emittierte α -Teilchen mit $E = 5,49 \text{ MeV}$ erzeugt durch Exzimeranregung Photonen im Bereich von $\lambda = 176 \text{ nm}$.

der Fehler auf die Quanteneffizienzbestimmung der Photomultiplier (10 %), der Einstellgenauigkeit der Trigger-Schwelle (8 %) und der Bestimmung der Geometrie (10 %) zusammen und ergibt sich zu $\sigma_{\text{tot}}^{\text{sys}} = 16 \text{ \%}$.

Die aus Stickstoff [56, 57, 58] und Argon [59] bekannten Photonemissionen wurden als feste Parameter in die Simulation eingegeben. Die Anzahl der von Xenon emittierten Photonen wurde angepasst und in die Geant4-Simulation übertragen. Durch die Simulation und Messung verschiedener Geometrien mit den angepassten Parametern konnten diese fixiert und somit die Anzahl der Photonen auf dem RICH-Spiegel (und damit auf dem Photonenzähler)² in Abhängigkeit der Triggerrate bestimmt werden.

Untersuchung des Ansprechverhaltens des RICH-Detektors

Die eigentliche Messung des Ansprechverhaltens des Photonendetektors wurde in einer dedizierten Messreihe ohne Strahl durchgeführt. Um möglichst viele Detektoreffekte und Aspekte der Signalbildung abzudecken, wurde eine Vielzahl an Parametern variiert. Für die Trennung von Signal und Untergrund wurden Datensätze ohne Licht aus der Lampe genommen. Diese wurden anschließend von denen mit Licht abgezogen. Datenpunkte, Signal und elektrisches Rauschen sind in Abbildung 3.5 für

²Durch das Einbringen der Lampe in das Zentrum des Detektors wird sichergestellt, dass alle Photonen, die vom Spiegel reflektiert wurden, auch auf dem Photonendetektor auftreffen.

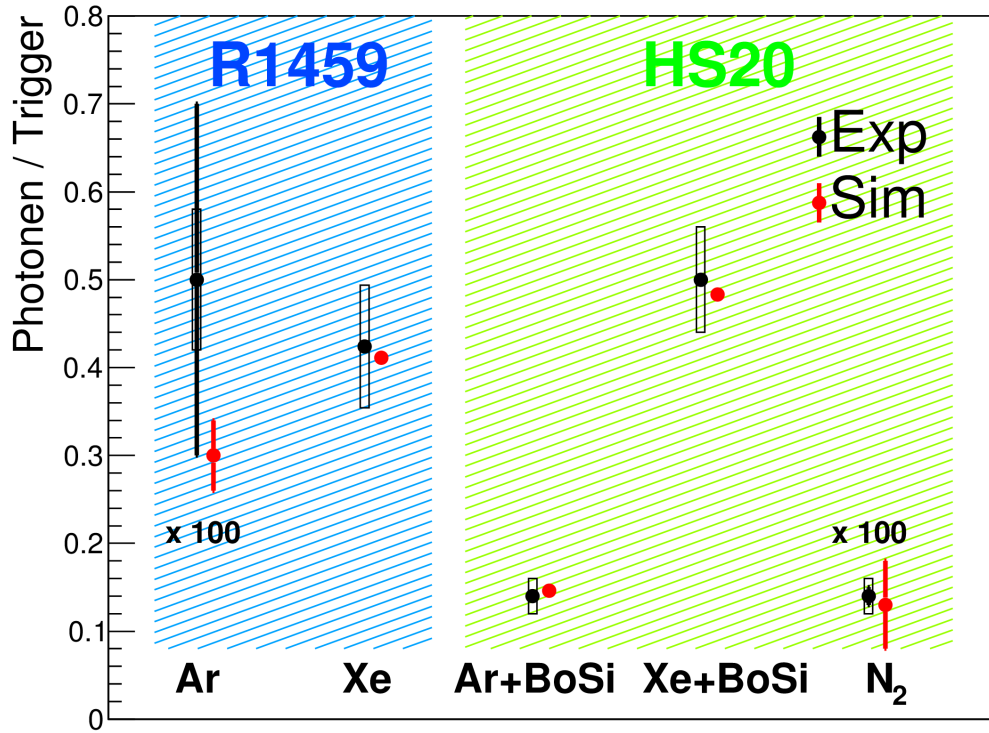


Abbildung 3.3: Anzahl der koinzident zu einem α -Triggersignal registrierten Photonen pro Trigger für die beiden Photomultiplier R1459 und HS20 für unterschiedliche Gase. Die statistischen Fehler (Linien) sind teilweise kleiner als die Punktgröße. Systematische Fehler sind als Boxen dargestellt. Die Werte für Argon und Stickstoff sind wie markiert um den Faktor 100 hochskaliert.

Photomultiplier	Gas	Exp [$\cdot 10^{-3}$]	Sim [$\cdot 10^{-3}$]
R1459	Ar	$5 \pm 2^{\text{stat}} \pm 0,8^{\text{sys}}$	$3 \pm 0,4^{\text{stat}}$
R1459	Xe	$424 \pm 1^{\text{stat}} \pm 70^{\text{sys}}$	$411 \pm 1^{\text{stat}}$
HS20	Ar (BoSi)	$140 \pm 1^{\text{stat}} \pm 20^{\text{sys}}$	$146 \pm 8^{\text{stat}}$
HS20	Xe (BoSi)	$500 \pm 1^{\text{stat}} \pm 60^{\text{sys}}$	$483 \pm 5^{\text{stat}}$
HS20	N ₂	$14 \pm 0,1^{\text{stat}} \pm 0,2^{\text{sys}}$	$1,3 \pm 0,5^{\text{stat}}$

Tabelle 3.1: Anzahl der koinzident zu einem α -Trigger registrierten Photonen-Ereignisse normiert auf die gesamte Anzahl der Trigger im Vergleich zur Simulation. Als Abstand der Pindiode zur Quelle wurde $d = 9$ mm gewählt.

einen Datensatz exemplarisch dargestellt. Außerdem wurde die Anodenspannung am Detektor variiert, um den Einfluss verschiedener Gasverstärkungen genauer zu untersuchen. Abbildung 3.5 zeigt die Pulshöhenverteilungen für verschiedene Anodenspannungen.

Der Detektor bildet Signale mit einem Analog-zu-Digital-Konverter (ADC) in Kanälen ab. Zur Unterdrückung von elektronischem Rauschen wird direkt in der Elektronik eine Schwelle, ab der die betroffenen Kanäle aufgezeichnet werden, gesetzt. Für die Bestimmung dieser Schwellen wird eine sogenannte Pedestal-Datei erzeugt, bei der ohne Schwellen und Verschiebungen die Breite σ und der Mittelwert durch die Anpassung einer Gaußverteilung für jeden Kanal einzeln bestimmt wird. Der Mittelwert wird dann durch eine Konstante kanalweise auf den Wert 0 verschoben und, um das elektronische Rauschen zu unterdrücken, eine Schwelle σ_{Thr} in ganzen Vielfachen von der Breite σ gesetzt.³

Ein großer Vorteil der Lampe gegenüber Signalen aus Dielektronen war, dass kein Cherenkov-Licht mit Hilfe des Radiators erzeugt werden musste. Damit konnte das Ansprechverhalten des Detektors sowohl mit N_2 als auch mit C_4F_{10} als Radiatorgas untersucht werden, um so ein Maß für die Transmission zu erhalten. In Abbildung 3.6 ist die Anzahl der ansprechenden Pads im Photonendetektor für N_2 und C_4F_{10} als Radiatorgas abgebildet. Sowohl für die Experiment- als auch die Simulationsdaten wurde ein Teil des Lichts aus der Lampenmessung durch das C_4F_{10} absorbiert, N_2 ist hierfür jedoch transparent. Dieser Effekt wird von der Simulation gut beschrieben.

Die Photonenstatistik war dabei um Größenordnungen besser als durch Elektronenemission in Kernreaktionen erreichbar. Die Anzahl der gemessenen Photonen ist sektorabhängig für unterschiedliche Spannungen in Tabelle 3.2 aufgetragen. Mit Dielektronen aus π^0 -Dalitz-Zerfällen erhält man beispielsweise pro Strahlzeit (in der Regel in mehreren Wochen) und Sektor bis zu 10^5 Photonen.

Photoelektronennachweiswahrscheinlichkeit

Die Photoelektronennachweiswahrscheinlichkeit wurde unabhängig von der Quanteneffizienz des Konvertermaterials bestimmt. Dazu wurde die Pulshöhe von auf dem Detektor identifizierten einzelnen Photonen aufgetragen. Die Wahrscheinlichkeit für sogenannte Doppeltreffer, bei denen mehrere Photonen zum Ansprechen eines oder mehrerer Pads in derselben Umgebung führen, wurde durch eine sehr niedrige Rate ausgehender Photonen aus der Lampe stark reduziert. Somit wurde sichergestellt, dass für die Pulshöhenverteilung im Wesentlichen Treffer einzelner Photonen vorlagen. Diese Verteilung wurde mit einer Polynomfunktion angepasst und so der durch Elektronik- und Schwelleneffekte weggeschnittene Teil wie in

³In den Experimenten mit Strahl wird dieser Parameter konstant gehalten, aber kann in verschiedenen Experimenten unterschiedlich gewählt werden.

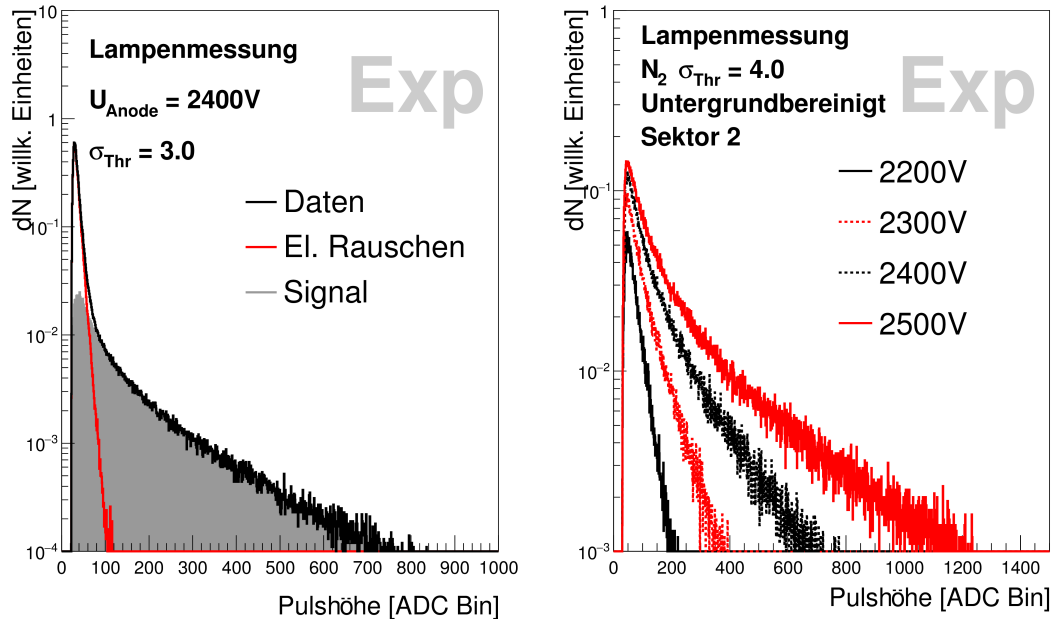


Abbildung 3.5: Links: Pulshöhenverteilung bei einer typischen Messung mit und ohne VUV-Photonen aus der Lampe. Das resultierende Signal (grau) ist die Differenz aus Signal mit Lampe (schwarz) und ohne (rot). **Rechts:** Pulshöhenverteilung der Signale in Sektor 2 bei einer Messung mit N_2 als Radiatorgas und einer Schwelle von $\sigma_{\text{Thr}} = 4,0$ für verschiedene Anodenspannungen. Die Signale sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Spannung	Sektor 1	Sektor 2	Sektor 3	Sektor 4	Sektor 5	Sektor 6
2200 V	117	97	116	201	129	130
2250 V	148	123	148	255	168	165
2300 V	169	139	168	283	194	186
2350 V	193	157	190	307	223	205
2400 V	2178	2043	2185	2560	2376	2255
2420 V	224	184	218	333	265	230
2450 V	2928	2684	2894	3532	3253	2989
2470 V	3140	2613	2996	4418	2770	3178
2500 V	147	122	141	206	174	146

Tabelle 3.2: Sektorabhängige Anzahl der gemessenen Photonen ($\times 10^3$) für verschiedene Anodenspannungen. Die fett markierten Zahlen sind die Messpunkte für die Betriebsspannung analog zur Au+Au-Strahlzeit.

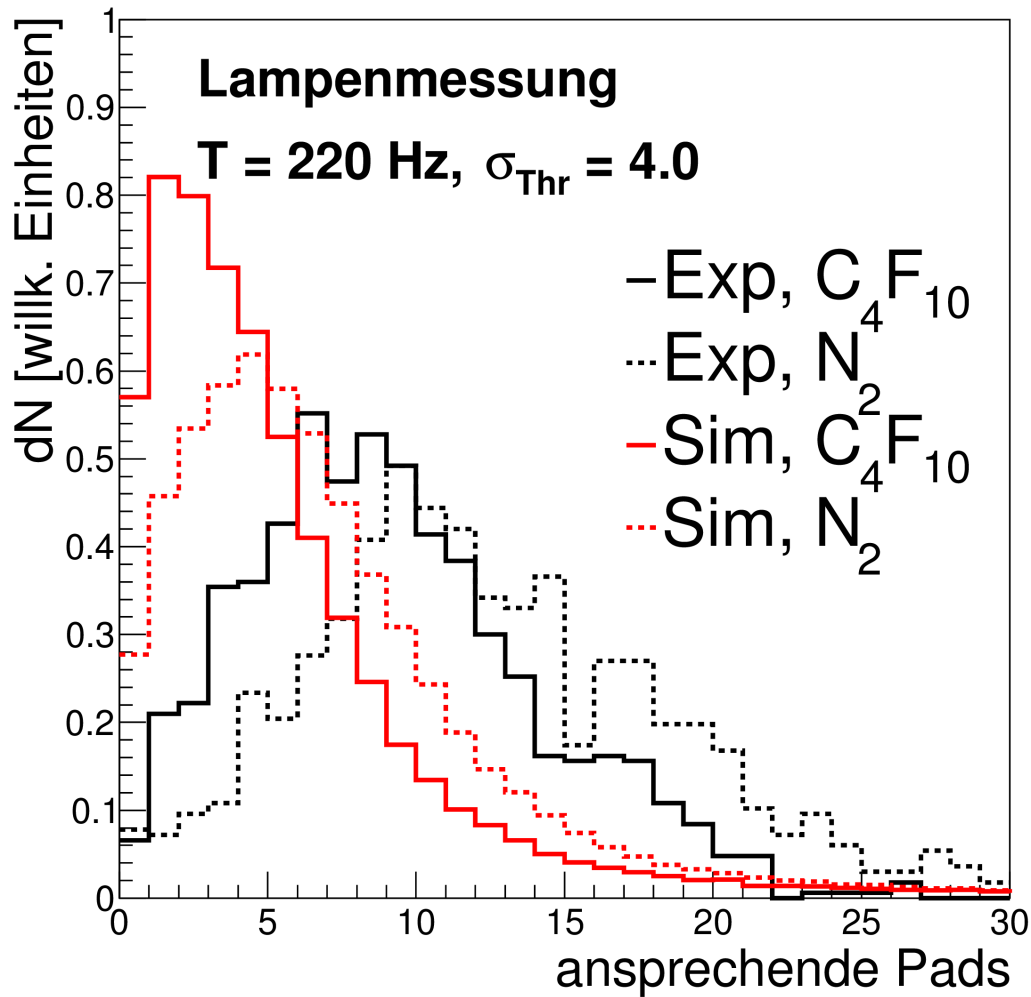


Abbildung 3.6: Anzahl der ansprechenden Pads im Photonendetektor für die Radiatorgase C_4F_{10} (durchgehende Linie) und N_2 (gestrichelt). Für die Simulation wurden keine angepassten QE-Kurven verwendet, daher ist die Anzahl an ansprechenden Pads niedriger als im Experiment.

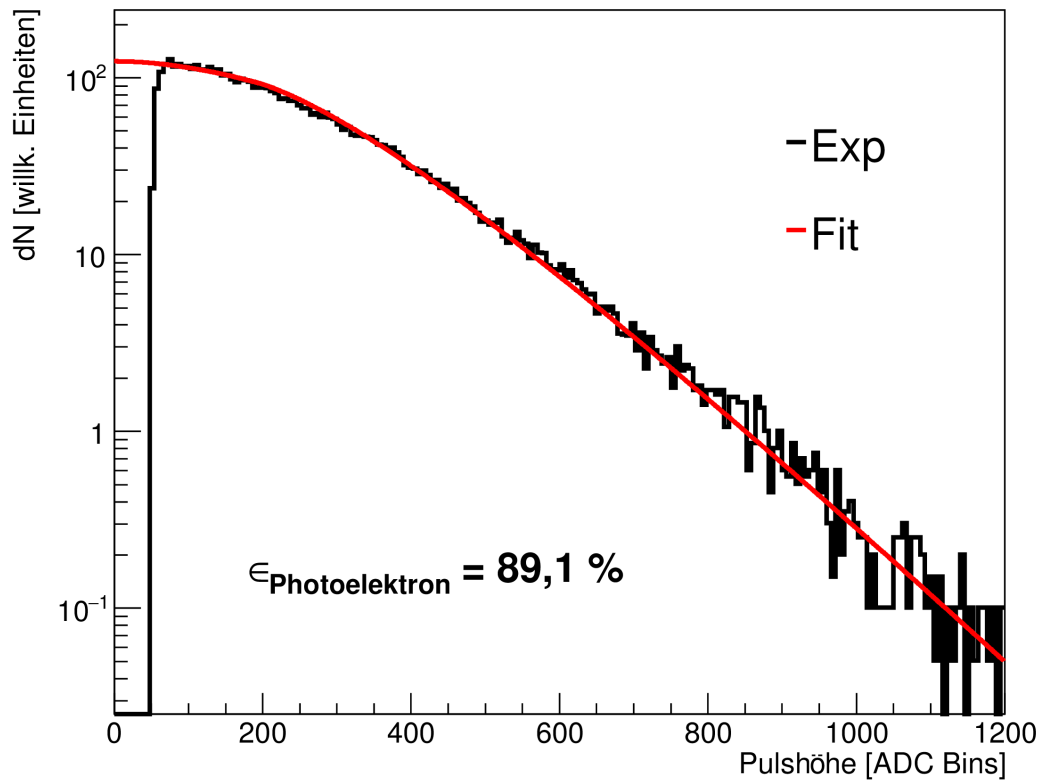


Abbildung 3.7: Pulshöhenverteilung für Photonensignale auf der Drahtkammer. Der Fit (rot) erlaubt die Bestimmung der Photoelektronennachweiswahrscheinlichkeit.

Abbildung 3.7 extrapoliert.

Durch einen Vergleich von integrierter Polynomfunktion mit dem tatsächlich aufgenommenen Spektrum wurde die Nachweiswahrscheinlich berechnet. Die Ergebnisse für die unterschiedlichen Sektoren sind in 3.3 abgebildet. Obwohl die Gasverstärkung für Sektor 4 stark vermindert war,⁴ liegt seine totale Photoelektronennachweiswahrscheinlichkeit nur wenige Prozent unter denen der anderen Sektoren.

Die Photoelektronennachweiswahrscheinlichkeit aller Vieldrahtproportionalkammern liegt bei den typischen Betriebsspannungen somit um 90 %.

⁴In der Au+Au-Strahlzeit musste die Spannung an Sektor 4 reduziert werden, da er sonst zu Kurzschlüssen neigte.

Sektor	PE-NW [%]	A_0
1	89,1	140,3
2	89,0	140,3
3	89,0	138,9
4	84,8	82,9
5	89,4	150,3
6	89,7	159,1

Tabelle 3.3: PE-Nachweiswahrscheinlichkeiten (PE-NW) und Gasverstärkungsparameter A_0 für die unterschiedlichen Sektoren bei Betriebsspannung. Bei Sektor 4 wurde die Spannung analog zur Strahlzeit reduziert.

3.2 Untergrund im RICH-Photonenzähler

Die strahlungsfreien Kalibrationsmessungen mit der Lampe eignen sich zwar dazu, das Ansprechverhalten für Photonen im Detektor zu untersuchen, enthalten aber keine Informationen über durch geladene Teilchen hervorgerufene Effekte wie Cherenkov-Photonen aus dem CaF_2 -Fenster oder direkt auf die Drahtkammer auftreffende, geladene Teilchen. In Schwerionenkollisionen wie $\text{Au} + \text{Au}$ und $\text{Ni} + \text{Au}$ oder elementaren Reaktionen wie $p + \text{Nb}$ treten geladene Teilchen in Rückwärtsrichtung aus dem Targetbereich aus und fliegen somit durch die Vieldrahtkammer. Auch andere Sekundärteilchen können in Kollisionsexperimenten im weiteren Verlauf im Spektrometer erzeugt werden und auf den Photonendetektor gelangen. Dort können sie entlang ihrer Spur das Detektorgas CH_4 ionisieren oder beim Auftreffen auf Materie δ -Elektronen ausschlagen, die auf der Anode detektiert werden.

Direkte Treffer geladener Teilchen

In einem Experiment mit Nickel-Strahl ($\text{Ni} + \text{Au}$, $E = 1,23 \text{ AGeV}$) wurden auch Daten mit N_2 anstatt C_4F_{10} als Radiatorgas aufgenommen. So wurden Ereignisse im Photonendetektor erzeugt, die zwar aus physikalischen Kollisionen stammen, aber das Cherenkov-Signal von Elektronen und Positronen nicht beinhalteten. Der Detektor blieb durch das Einbringen von N_2 als Radiatorgas aber weiterhin transparent für alle konvertierbaren Photonen. In diesem Fall stammten alle auf dem Detektor generierten Signale aus direkten Treffern geladener Teilchen oder anderen hadronischen Prozessen in der Nähe des Photonendetektors. Das Pulshöhensignal der direkt im Photonenzähler ankommenden geladenen Teilchen war in der Messung wesentlich höher als das vom Cherenkov-Licht erzeugte Signal und musste separat beschrieben werden. Abbildung 3.8 zeigt die neue Anpassung der Simulation an die im Experiment gewonnenen Daten. Die Simulation wurde an das Detektorver-

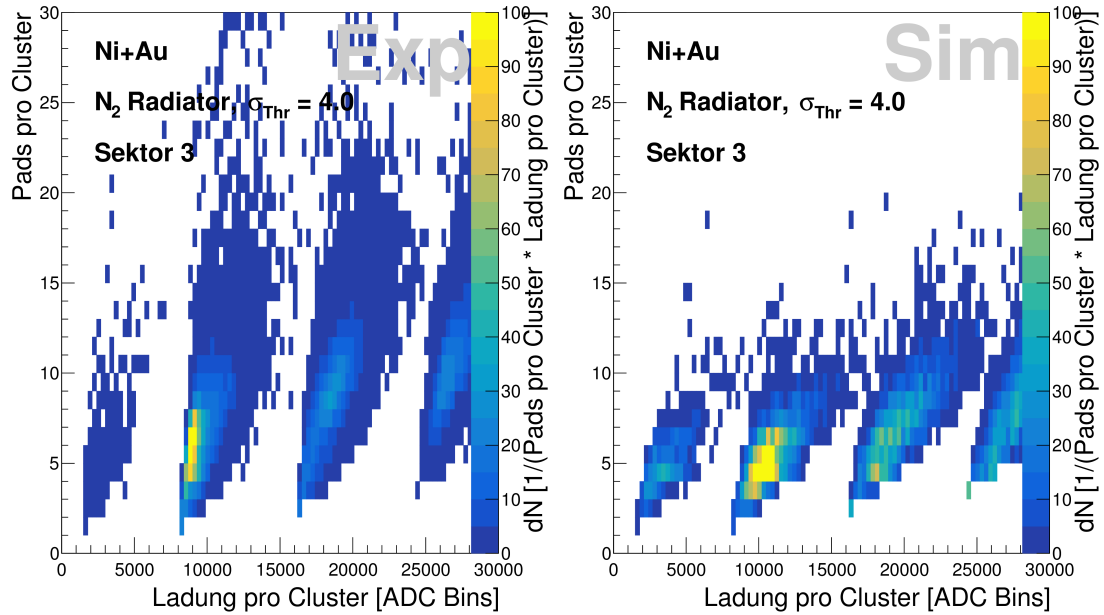


Abbildung 3.8: Von geladenen Teilchen induzierte Pad-Cluster-Ladung in Abhängigkeit der Anzahl der ansprechenden Pads pro Cluster für Experiment (**links**) und Simulation (**rechts**).

halten im Experiment angepasst. Die Sprünge in der Ladungsmenge stammen aus der Sättigung des maximalen Werts für einen ADC-Kanal. Die Pads mit maximaler Ladungsmenge bilden “quantisiert” Werte ab.

Photonen aus dem CaF_2 -Fenster

Neben den direkten Treffern können auch im CaF_2 -Fenster durch geladene Teilchen erzeugte Cherenkov-Photonen ansprechende Pads erzeugen. Wie in Abbildung 3.9 gezeigt können diese auch als Ringe fehlinterpretiert werden. Dabei werden aus dem Fenster stammende Photonen gemeinsam mit “echten” Cherenkov-Photonen oder rauschenden Pads gemeinsam als Ring interpretiert. Diese Ereignisse finden in der Nähe von Spuren statt, die Clustern aus geladenen Teilchen zugewiesen werden.

Eine detaillierte Simulationsstudie zeigt, dass diese kaum vom Signal unterschieden werden können und in der Analyse bei der Bestimmung des Untergrunds berücksichtigt werden müssen. In Abbildung 3.10 wird die Multiplizität der ohne Radiatorgas registrierten Ringe dargestellt. Da ohne C_4F_{10} im Radiatorvolumen keine Cherenkov-Photonen erzeugt wurden, handelte es sich hierbei ausschließlich um fälschlicherweise als Ringe identifizierten Untergrund. Dieser bildete allerdings nur

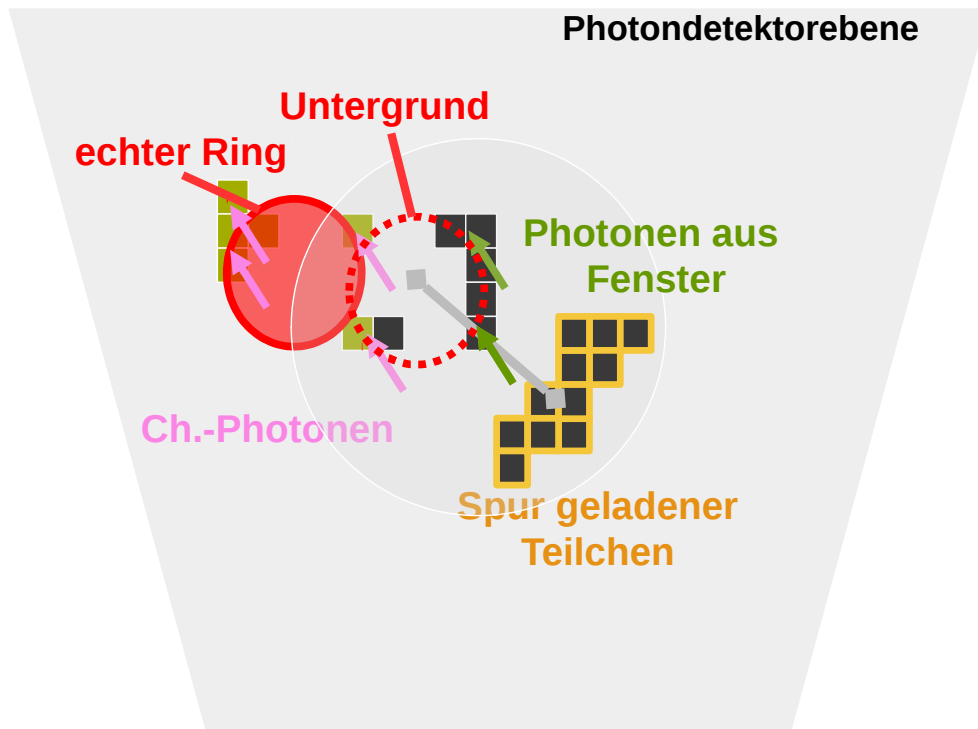


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung für die mögliche Bildung von Ringen aus einer Kombination von Photonen auf der Padebene, die im Fenster erzeugt werden, und geladenen Teilchen, die direkt Pads ansprechen. Die Pfeile stellen die Photonen aus unterschiedlichen Quellen dar (rosa = Cherenkov, grün = Fensterphotonen). In der Nähe eines Clusters aus geladenen Teilchen treten unter einem bestimmten Abstand (graue Linie) Photonen auf, die mit anderen ansprechenden Pads zu Ringen kombiniert werden können.

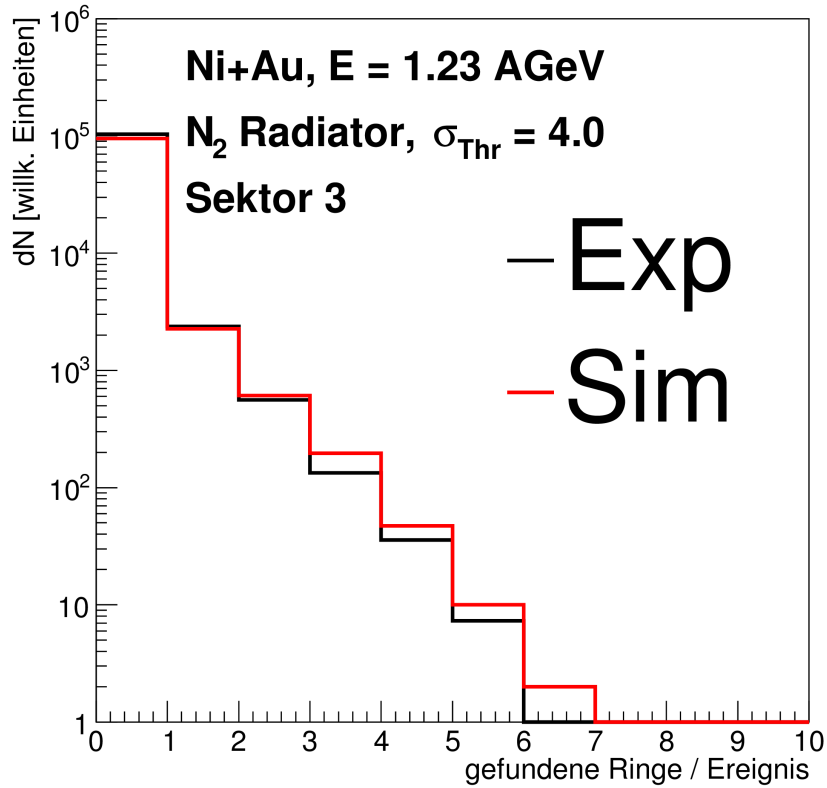


Abbildung 3.10: Anzahl der gefundenen Ringe pro Ereignis aus Ni+Au-Kollisionen mit N₂ als Radiatorgas. Die gefundenen Ringe tragen zum Untergrund bei.

einen sehr kleinen Anteil im Bereich von $\approx 1\%$ an der Gesamtanzahl der gefundenen Ringe.

3.3 Simulation des Ansprechverhaltens

Die Erzeugung von Simulationssignalen findet in mehreren Schritten statt. Zunächst werden alle Teilchen mit Hilfe von GEANT durch den Detektor propagiert. Die am Photonendetektor ankommenden Teilchen werden im nächsten Schritt im Digitizer weiterverarbeitet. Das Erzeugen von Detektorsignalen setzt sich aus mehreren, nicht unabhängigen Komponenten zusammen: die Pulshöhenverteilung, das Übersprechverhalten und der Untergrund durch geladene Teilchen.

Für die genauere Untersuchung wurden die unterschiedlichen, durch Photonen

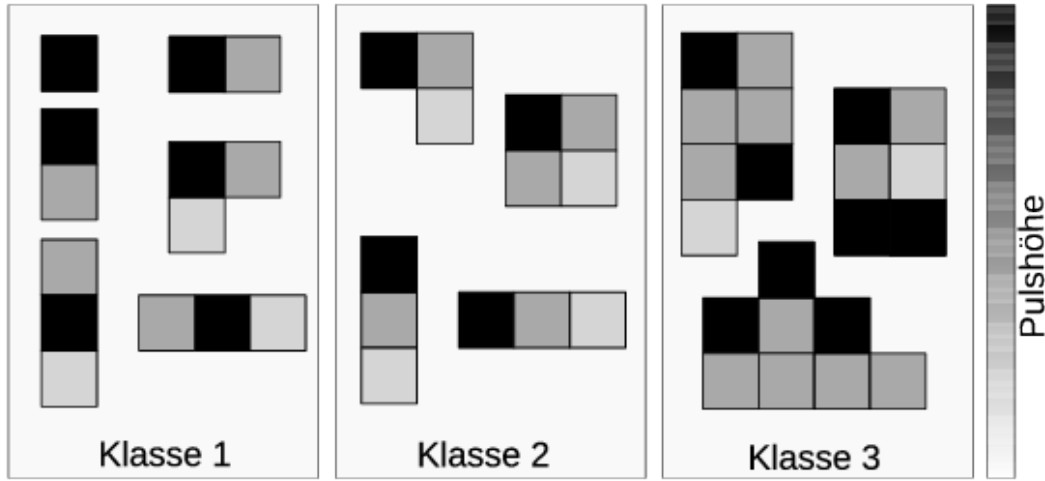


Abbildung 3.11: Aufteilung der verschiedenen Pad-Treffer-Möglichkeiten in drei Klassen. Für Klasse 1 wird genau ein Photon konvertiert, für Klasse 2 genau zwei. Bei Klasse 3 werden zwei und mehr Photonen dem gleichen Cluster zugeordnet [54].

induzierten Cluster in drei Gruppen eingeteilt. Sie sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Klasse-1-Cluster bestehen dabei aus ansprechenden Pads, die genau einem Photon zugeordnet werden können. Bei Klasse 2 handelt es sich um Pad-Cluster, die von genau zwei Photonen induziert werden. Klasse 3 beinhaltet alle Signale, die von zwei und mehr Photonen verursacht werden. Ansprechende Pads, die durch geladene Teilchen getroffen oder durch andere Arten von Untergrund angesprochen werden, werden hierbei nicht berücksichtigt. Zur vollständigen Beschreibung der Daten mit einer Simulation wird das bereits existierende Verfahren aus [54] zur Berechnung der Pulshöhe und des Übersprechverhaltens angepasst und erweitert.

Pulshöhenverteilung

Die Pulshöhenverteilung gibt an, wieviel Ladung pro Pad-Cluster auf der Detektorebene induziert wird. Sie ist unabhängig von der Energie des Photons. Ein ankommendes und nach der Quanteneffizienz-Simulation akzeptiertes Photon erzeugt auf dem Draht eine zufällige Ladung gemäß der Polynomialverteilungsfunktion

$$f_{\text{charge}}(x) = \frac{10 \cdot (1 + \theta)}{2 \cdot A_0 \Gamma(1 + \theta)} \frac{x}{2A_0} (1 + \theta)^\theta \cdot \exp\left(-\left(\frac{x}{2A_0} \cdot (1 + \theta)\right)\right), \quad (3.1)$$

die auf dem Draht gespeichert wird [54]. Dabei steht der Parameter A für die Amplitude der Pulshöhe und θ für die Abweichung einer Exponentialverteilung.

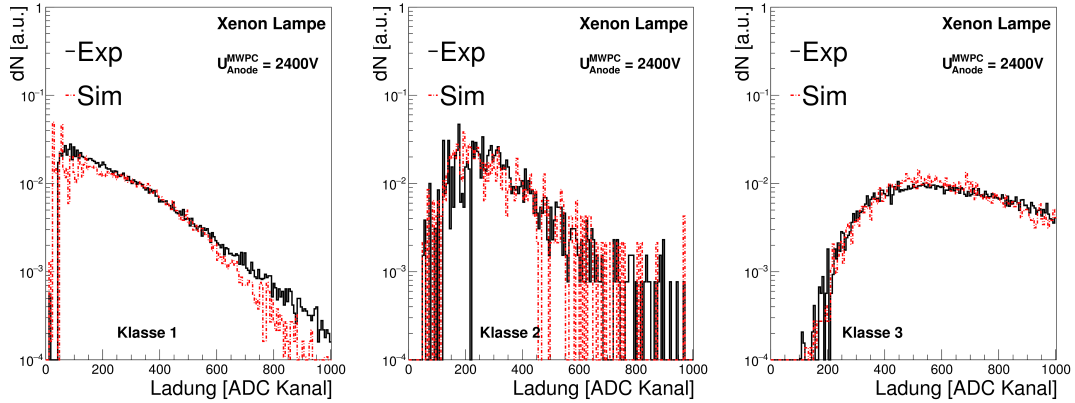


Abbildung 3.12: Pulshöhenverteilung für Sektor 3. Die Einträge zeigen die Summe der Ladung der Pads eines Clusters für die Daten aus dem Experiment (schwarz) und der angepassten Simulation (rot).

Nachdem alle Photonen so prozessiert wurden, wird diese Ladung wie im nächsten Abschnitt beschrieben auf die umliegenden Pads verteilt und anschließend ausgegeben. In Abbildung 3.12 werden exemplarisch für Sektor 3 die Pulshöhen für die unterschiedlichen Klassen aus dem Experiment mit der neuen Simulation verglichen.

Kopplung und Übersprechen

Der Photonendetektor ist aus jeweils zwei parallel über den Pads gespannten Drähten aufgebaut. Ein Teil der Ladung, die zuvor an einem Punkt des Drahts bestimmt wurde, wird auch auf die benachbarten Pads durch Übersprechen verteilt. Wie in Abbildung 3.13 gezeigt, wird hierbei zwischen vertikaler Kopplung (1, entlang des Drahts), horizontaler Kopplung (2, senkrecht zum Draht) und diagonaler Kopplung (3) unterschieden. Die erzeugte Ladung am Draht ist in der Abbildung als blaue Wolke dargestellt.

Die Kopplung in Fall 1 wird durch eine mit zunehmender Entfernung kontinuierlich abfallende Funktion beschrieben. Für Fall 2 wird berücksichtigt, welcher von beiden Drähten des Pads angesprochen wurde und eine entsprechende, landau-ähnliche Verteilungsfunktion angewendet. Dabei werden auch Abschirmeffekte durch den zweiten Draht berücksichtigt. Die Kopplung auf diagonal liegende Pads in Fall 3 wird durch das Anwenden beider Funktionen berechnet. Durch eine Auswahl von Doppelpads⁵ mit horizontaler und vertikaler Ausrichtung wurde die Kopplung untersucht. Abbildung 3.16 zeigt die addierten Pulshöhen beider Partner.

⁵Pads, die genau nebeneinander liegen und außerhalb keine weiteren Pads angesprochen haben

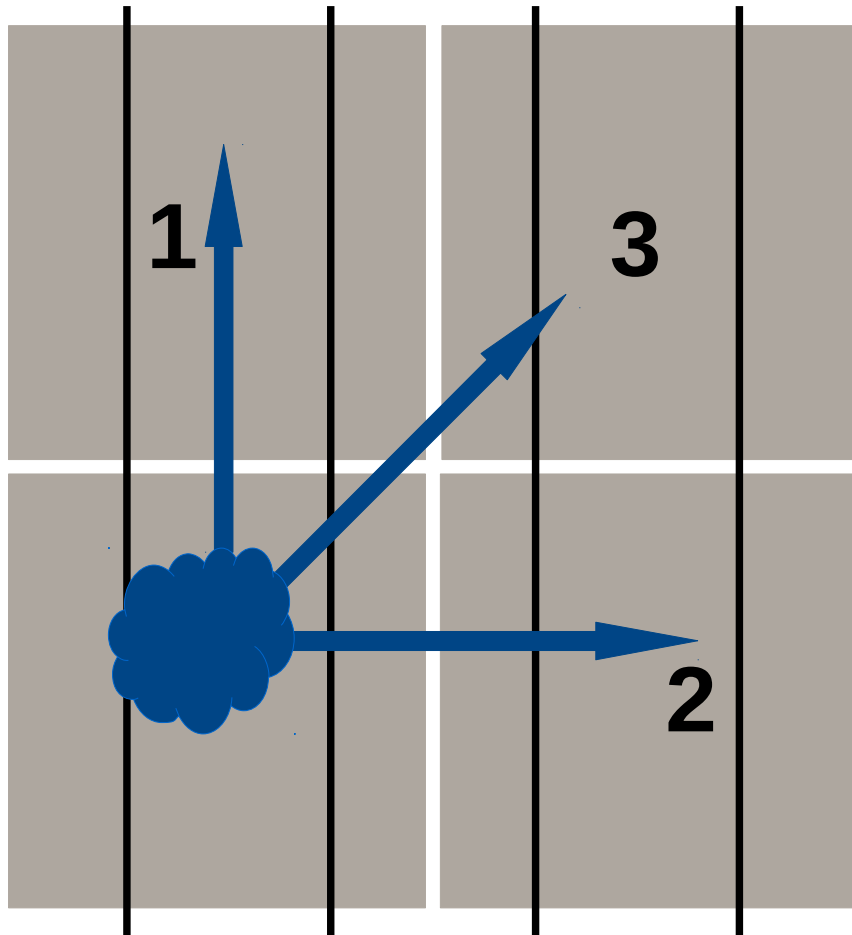


Abbildung 3.13: Photonendetektor mit Drähten (schwarz) und Pads (grau). Die möglichen Kopplungen sind mit blauen Pfeilen dargestellt, das auftreffende Photon als Wolke.

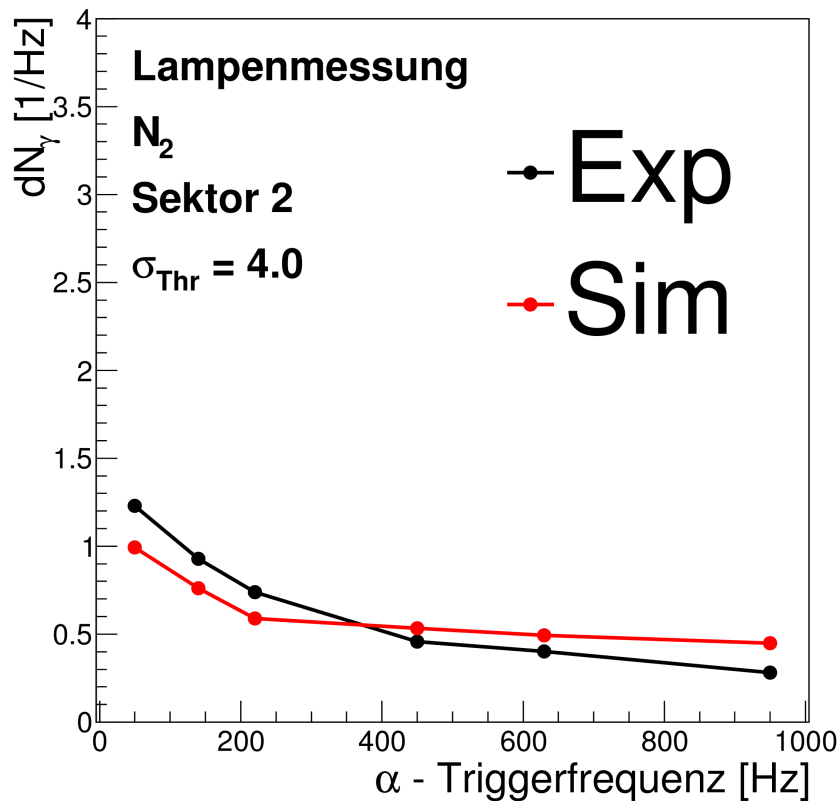


Abbildung 3.14: Anzahl der gemessenen Photonen pro α -Trigger in Abhängigkeit der Triggerfrequenz.

Nach der Anpassung des Digitizers bildet die Simulation sowohl das Verhältnis von Klasse 1, 2 und 3 zueinander als auch die Untergruppierungen in Klasse 1 wie in Abbildung 3.16 gezeigt, richtig ab. Das Kopplungsverhalten wird somit sowohl für einzelne Photonen als auch für ihre Superposition richtig beschrieben. Mit der vollständig angepassten Funktion werden für verschiedene Triggerraten der Lampe⁶ mit Hilfe der Klassifizierung die Anzahl der Photonen pro α -Trigger in Abbildung 3.14 aufgetragen. Die Simulation gibt für die unterschiedlichen Photonmultiplizitäten die Experimentdaten gut wieder.

⁶Diese entsprechen direkt unterschiedlichen Photonmultiplizitäten.

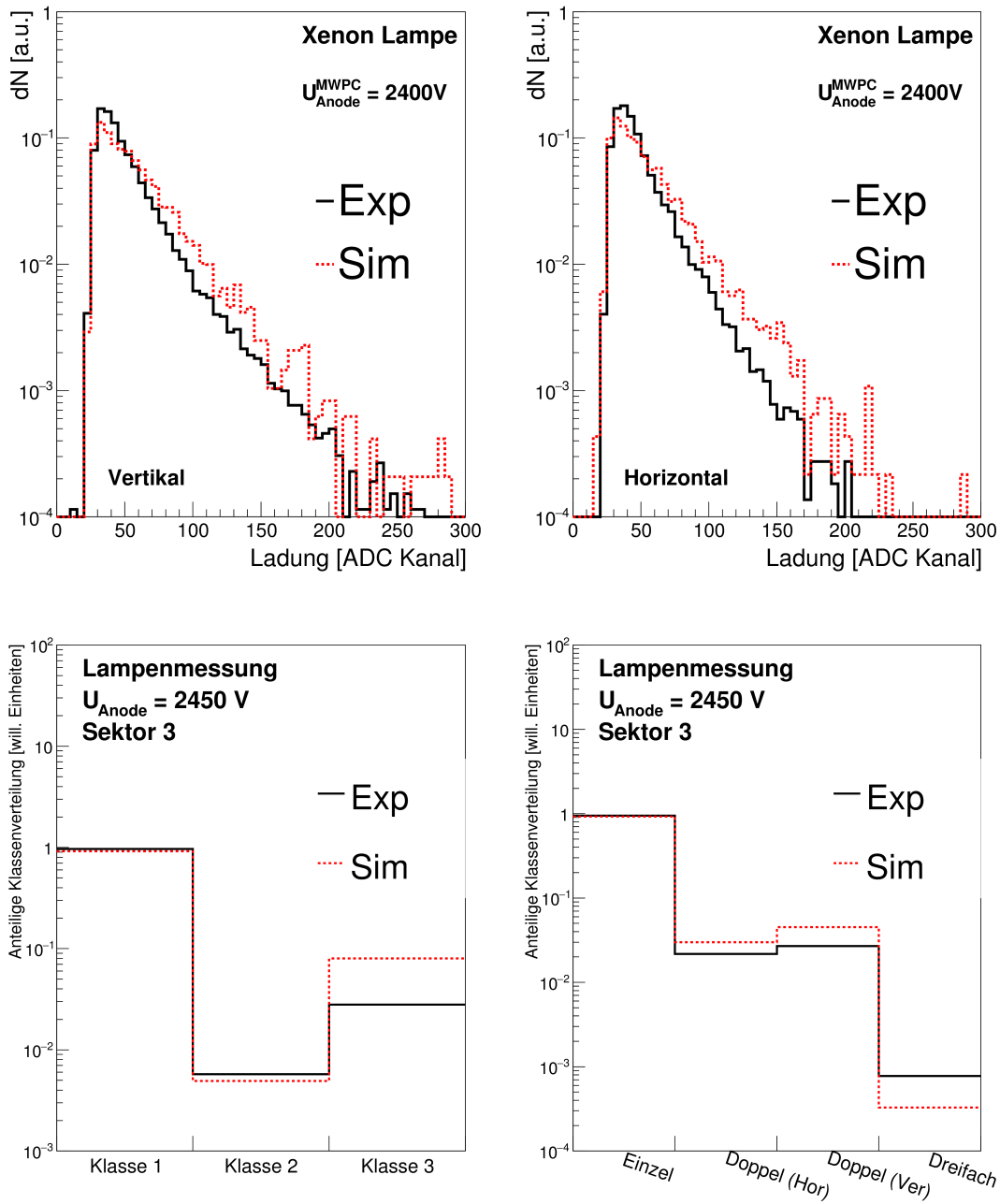


Abbildung 3.16: Oben: Pulshöhenverteilung für Doppelpads (Summe der Einzelpads). **Links unten:** Multiplizität der einzelnen Klassen exemplarisch für Sektor 3. **Rechts unten:** Multiplizitätsverteilung für eine detailliertere Aufspaltung von Klasse 1 in Einzel-, Doppel- und Dreifach-Pads.

3.4 Nachweis von $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ in Au+Au-Kollisionen

Die Zuverlässigkeit der mit Hilfe der VUV-Lampe und den Ni+Au-Ereignissen angepassten Simulation wurde in einem Experiment mit Schwerionenstrahl verifiziert. Hierfür benötigt man eine Quelle, deren Signale sowohl in sehr hoher Statistik auftreten als auch durch die Identifikation im Spektrometer klar und sauber von möglichen Untergrundquellen unterscheidbar sind. Aus dem Datensatz der Au+Au-Kollisionen wurden daher diejenigen Ereignisse ausgewählt, in denen ein π^0 -Dalitz-Zerfall ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$) nachgewiesen wurde.

Das verhältnismäßig eindeutige Signal dieses Zerfalls erlaubte es, direkt Cherenkov-Ringe aus Dielektronenpaaren zu untersuchen. Anders als bei der Lampe treffen bei den Dalitz-Zerfällen aber durch die große Anzahl an Photonen pro Ring mehrere Photonen auf ein Pad auf, was zu Doppel- und Mehrfachtreffern führen kann. Für die Auswahl der Dielektronenpaare wurden die Schnitte so gewählt, dass sie sowohl die Detektorgegebenheiten als auch die physikalischen Eigenschaften des Zerfalls berücksichtigen. Sie sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Um den Konversionsanteil zu verringern, bei dem Elektronen und Positronen mit sehr kleinen Öffnungswinkeln erzeugt werden, wurde ein Schnitt auf den Öffnungswinkel der e^+/e^- von $> 8^\circ$ gewählt. Zusätzlich werden noch grafische Schnitte auf die dE/dx -Verteilung in den MDC- und TOF-Detektoren und auf die β -p-Verteilungen angelegt und es wurde ferner verlangt, dass beide Elektronen im selben Sektor liegen.

Aus den identifizierten $e^+ e^-$ -Paaren wurde ein invariantes Massenspektrum erzeugt. Dieses erhält man allgemein aus der Addition der Vierervektorkomponenten der Elektronen $P^- = (E^-, \vec{p}^-)$ und Positronen $P^+ = (E^+, \vec{p}^+)$:

$$m_{inv} = \sqrt{(E^- + E^+)^2 - (\vec{p}^- + \vec{p}^+)^2}. \quad (3.2)$$

Das Spektrum in Abbildung 3.17 zeigt den typischen exponentiellen Verlauf mit dem Abfall hin zur nominellen Pionenmasse bei $m_\pi \approx 140 \text{ MeV}/c^2$. Unterhalb von etwa $m_{inv} \approx 20 \text{ MeV}/c^2$ können wegen der physikalischen Akzeptanz (langsame geladene Teilchen wurden vom Magnetfeld aus der Akzeptanz gebogen) keine Dielektronenpaare mehr detektiert werden. Die gewonnene Statistik ist aber mit einigen tausend Paaren ausreichend, um das Ansprechverhalten des RICH-Detektors in einem Experiment mit Strahl zu verifizieren. Der Untergrund wurde mit der Like-Sign⁷-Methode abgezogen. Hierbei werden im selben Datensatz unphysikalische Paare aus $e^+ e^+$ und $e^- e^-$ gebildet und ihr Signal nach einer Normierung vom physikalisch sinnvollen Unlike-Sign⁸-Signal abgezogen.

Für die Signale der gefundenen Elektronen und Positronen der π^0 -Dalitz-Zerfälle wurden analog zur Lampenmessung die Pulshöhenspektren und das Kopplungs-

⁷engl. gleiches Vorzeichen

⁸engl. ungleiches Vorzeichen

Schnitt	Wert
Trigger	PT3 (M > 20)
Vertex	Innerhalb des Targets
Azimutwinkel θ	$8^\circ < \theta < 85^\circ$
Impuls p	$70 \text{ MeV}/c < p < 700 \text{ MeV}/c$
RICH Amplitude A	$60 < A < 4000$
RICH Zentroid C	$C < 2,5$
RICH Pads pro Ring P	$4 < P < 30$
RICH Mittlere Ladung L	$60 < L$
Winkeldifferenz RICH-Tracking $d\theta$	$d\theta < 2^\circ$
Winkeldifferenz RICH-Tracking $d\phi$	$d\phi < 2^\circ$
Öffnungswinkel oA	$oA > 8^\circ$
Invariante Masse m_{inv}	$0 \text{ MeV}/c^2 < m_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 3.4: Angewendete Schnitte auf den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$.

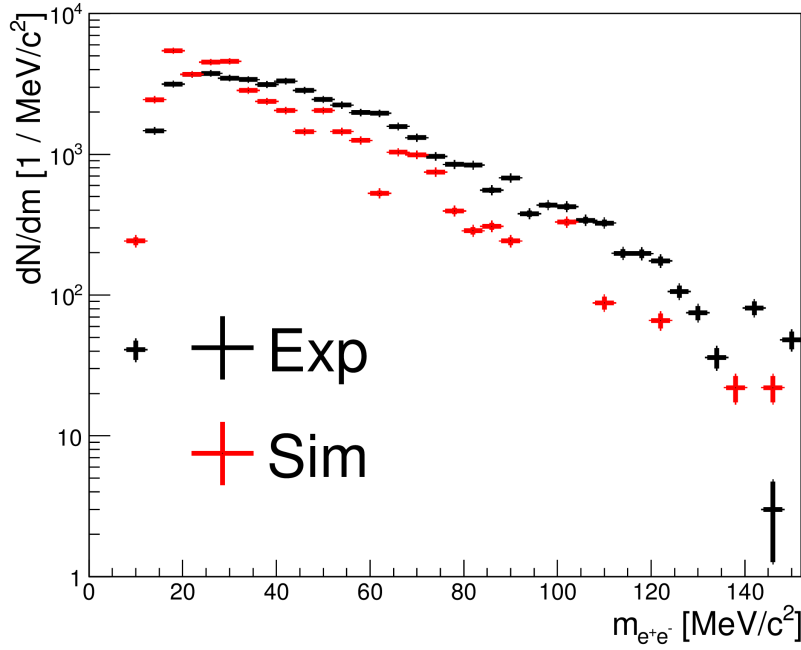


Abbildung 3.17: Untergrundbereinigte invariante Masse der e^+e^- -Paare mit Schnitten auf die Eigenschaften von π^0 -Dalitz-Zerfällen.

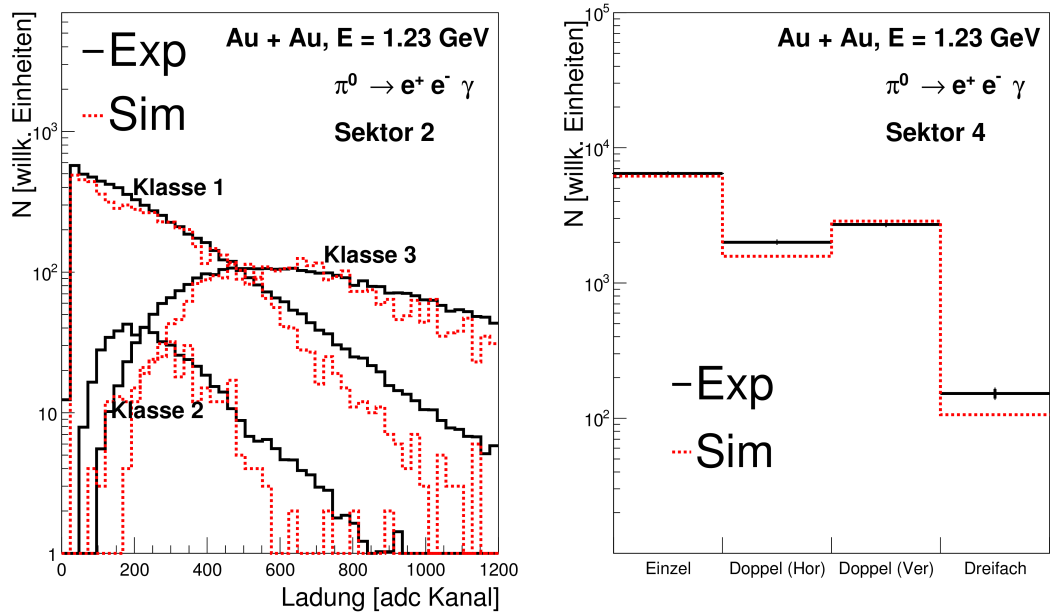


Abbildung 3.18: Pulshöhenverteilung für die unterschiedlichen Klassen von Pad-Clustern (**links**). Multiplizitätsverteilung für Cluster mit einem Photon (**rechts**).

verhalten im Photonendetektor ermittelt. Bei einer mittleren Anzahl von etwa 140 produzierten Cherenkov-Photonen pro Elektron werden bei einem Ringradius von vier Pads und einer Ringbreite von einem Pad etwa fünf bis sechs Photonen pro Pad erwartet. Dies führt zu Doppel- und Mehrfachtreffern auf einzelnen Pads und so auch zu größeren Ladungsmengen, die auf die umliegenden Pads übersprechen. Im Vergleich zum Signal von Einzelphotonen werden hier wesentlich mehr größere Cluster (Klasse 3) erwartet. Die Aufteilung der ansprechenden Pads in unterschiedliche Klassen wird mit den identifizierten Dielektronen ebenfalls genauer betrachtet. Die Verteilungen für die Pulshöhe und die Multiplizität der Klasse-1-Cluster werden in Abbildung 3.18 gezeigt. Sie werden von der angepassten Simulation gut beschrieben.

Bei der Identifikation von e^+e^- werden vier wesentliche Parameter zur Qualitätsbestimmung der Ringe verwendet. Die Pattern-Matrix ist die Summe von Werten, bei der jedem ansprechenden Pad gemäß der Maske aus Abbildung 2.3 ein fester Zahlenwert zugeordnet wird. Das Centroid gibt die Zentralität und Form des Rings an. Die Anzahl von Pads pro Ring und die mittlere Ladung pro Pad geben ebenfalls ein Maß für die Qualität des Ringes. Für Experimentdaten aus Au+Au-Kollisionen bei $E = 1,23$ AGeV wurden diese Parameter mit einer voll prozessierten UrQMD-Transport-Code-Simulation verglichen. Die Spektren sind in Abbildung 3.19 dargestellt.

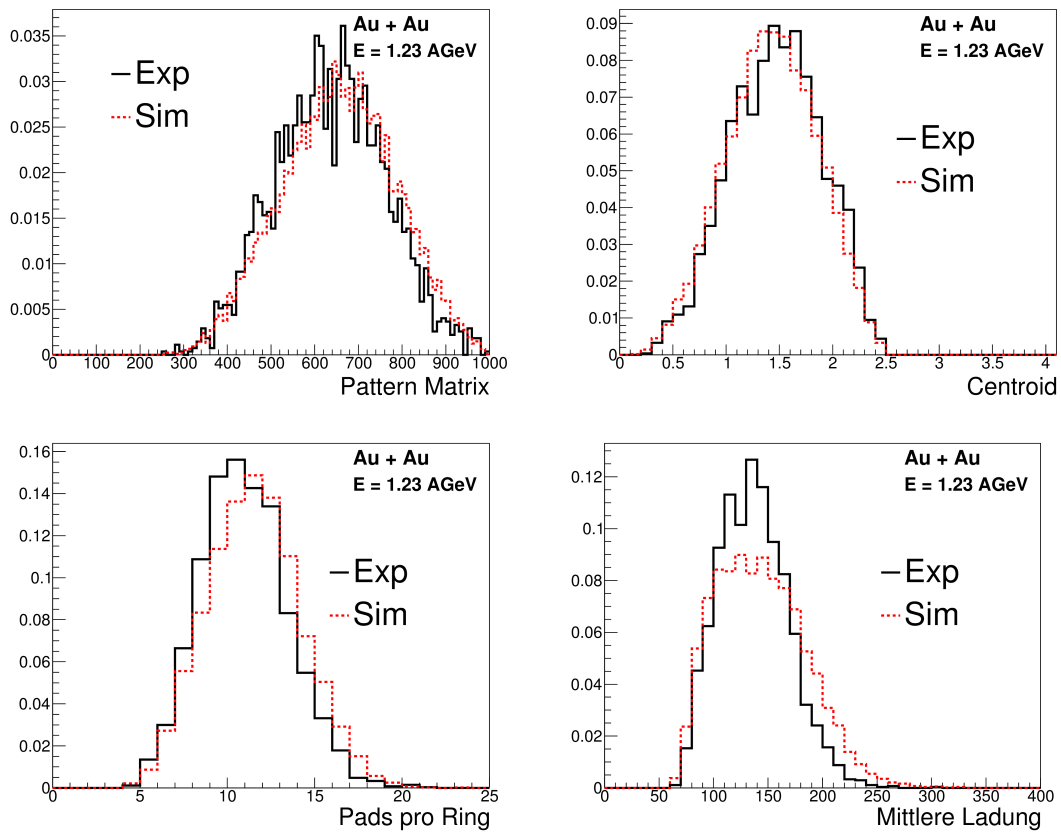


Abbildung 3.19: Verschiedene Ringeigenschaften für Dielektronenpaare aus π^0 -Dalitz-Zerfällen aus Experiment (schwarz) und Simulation (rot).

4

Nachweis von Σ^0 -Produktion in $p + \text{Nb}$

In proton-induzierten Reaktionen mit einem Niob-Target konnten am HADES-Experiment bereits eine Vielzahl von Fragestellungen untersucht werden. Hierbei wurden für den Strangeness-Bereich unter anderem die in-Medium-Effekte bei der K^0 -Produktion [9] und die inklusive π - und η -Produktion [60] untersucht. Dies erlaube es, die Hadronmultiplizitäten für $p + \text{Nb}$ und in Schwerionenkollisionen $\text{Ar} + \text{KCl}$ mit einem thermischen Modell zu vergleichen [61]. Die große Statistik für Λ -Hyperonen erlaubte auch eine Femtoskopie-Analyse zur Untersuchung von Λ -Proton-Wechselwirkung [62]. Der Nachweis von Ξ^- weit unterhalb der Produktionsschwelle [18] zeigte die Möglichkeit auf, in diesem Datensatz auch nach sehr seltenen Kanälen zu suchen. Um ein besseres Bild der Strangeness-Produktion in diesem Energiebereich zu erhalten, wurde nach einem ungeladenen Σ -Hyperon gesucht. Besonders die im Vergleich zu Schwerionenkollisionen niedrigen Spurdichten und die oberhalb der Produktionsschwelle von Σ liegende Strahlenergie ($E = 3,5$ GeV) eignen sich gut für die Suche nach Σ -Teilchen. Die wichtigsten Strahl-, Target- und Experimentparameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Größe	Wert
Projektil	Proton
E_{Kin}	3,5 GeV
Intensität	$1,5 - 2,5 \cdot 10^6$ Teilchen/s
Targetmaterial	$^{92,9}_{41}\text{Nb}$
Dichte	$8,57 \text{ g/cm}^3$
Durchmesser	2,4 mm
Dicke	0,45 mm (pro Segment)
Geometrie	12 Segmente, Abstand jeweils 4,5 mm
Wechselwirkungswahrscheinlichkeit	2,8 %
Luminosität	$3,6-6,3 \cdot 10^{29}$ Teilchen/cm ² s
Anzahl der Ereignisse	$4,2 \cdot 10^9$
Gesamtdatenmenge (DST)	13,6 TB

Tabelle 4.1: Strahl- und Targetparameter für $p + Nb$.

4.1 Methode zum Nachweis von Photonen und $e^\pm$ mit niedrigem Impuls

Das HADES-Experiment bietet durch die Eigenschaften seiner Einzeldetektoren nicht die Möglichkeit, Photonen direkt zu messen und neutrale Hadronen mit hoher Effizienz nachzuweisen.¹ Diese können aber, sofern sie im weiteren Verlauf im Spektrometer zerfallen, indirekt durch ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Ungeladene Pionen zerfallen beispielsweise mit einem Verzweungsverhältnis von $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1,174 \pm 0,035)\%$ [8] in ein Dielektronenpaar und ein Photon. Durch die hohe Effizienz und Akzeptanz für e^+/e^- können diese nachgewiesen werden. Das fehlende γ kann ohne elektromagnetisches Kalorimeter nicht direkt gemessen werden, jedoch durch externe Paarkonversion in e^+e^- .

Der Nachweis von ungeladenen Σ -Hyperonen wird durch die Zerfallskanäle $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ ($BR = 100\%$) und $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+e^-$ ($BR < 5 \cdot 10^{-3}$) ermöglicht. Der Zerfallskanal $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma\gamma$ wird nicht berücksichtigt, da er bislang noch nicht beobachtet wurde.² Somit sind in der Analyse alle bekannten Zerfallskanäle des Σ^0 beinhaltet. Das ebenfalls ungeladene Λ kann dabei durch seinen Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ mit $BR(\Lambda \rightarrow p\pi^0) = (63,9 \pm 0,5)\%$ nachgewiesen werden. Der neutrale Zerfallskanal $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ kann nicht im Spektrometer nachgewiesen werden. Ist der Zerfallspartner des Λ ein γ , so muss dieses über Konversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ in ein Dielektronenpaar umgewandelt werden,

¹Neutronen können zwar durch ihr Signal in den TOF-Szintillatoren nachgewiesen werden, die Effizienz ist hierfür aber $< 10^{-4}$

²Die Verzweungsverhältnisse von Σ^0 wurden bisher nicht gemessen, sondern können nur durch Modellrechnungen abgeschätzt werden [8].

damit es nachweisbar wird. Für den Dalitz-Zerfall ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$) entfällt dieser Schritt. Die beiden Zerfallskanäle des Σ^0 s können nicht unterschieden werden, da sie in die selben Endzustände $p\pi e^+ e^-$ zerfallen. Aus der Massendifferenz von Σ^0 zu Λ ergibt sich für den Zerfallspartner γ bzw. $e^+ e^-$ lediglich eine Energie von $E_{\text{ges}} = 77$ MeV, die sich auf das Elektron und Positron im Endzustand aufteilt. Eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der beiden Zerfälle ergibt für den Dalitz-Zerfall etwa $P(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-) = 1$ % und für den Zerfall über Konversion etwa $P(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma) = 3$ %.³ Für das Energiespektrum der invarianten Masse $m_{e^+ e^-}$ wird für den Dalitz-Zerfall ein breiter und für den Konversions-Zerfall ein eher scharfer Peak erwartet. Durch ihr vergleichbar häufiges Auftreten wird der Dalitz-Zerfall das invariante Massenspektrum des rekonstruierten Σ^0 verbreitern.

Für die Identifikation von Σ^0 und insbesondere der e^+/e^- -Kandidaten muss vor allem auf die Spurrekonstruktion zurückgegriffen werden. Neben einem $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ wird auch ein vollständig rekonstruiertes Elektron/Positron (Track T) gefordert. Somit bleibt für den Konversionspartner nur ein sehr geringer Impulsbeitrag mit $p_\tau < 40$ MeV/c übrig. Elektronen und Positronen mit sehr kleinen Impulsen von $p_e^\pm < 60$ -80 MeV/c werden jedoch entweder aus dem Spektrometer herausgebogen oder aber im Magnetfeld selbst "aufgewickelt". Diese langsamen Elektronen hinterlassen jedoch ein Signal in den beiden vorderen MDCs und, sofern ihr Impuls größer als 15 MeV/c ist,⁴ einen Ring im RICH-Detektor. Die gerade Spur aus inneren MDC-Treffern und RICH-Ring reichen nicht aus, um den Impuls zu rekonstruieren, da hierfür die gekrümmte Bahn im Magnetfeld mit äußeren MDC-Detektortreffern fehlen. Aus den vorhandenen Fragmenten kann aber eine eingeschränkte Teilspur, ein sogenanntes Tracklet τ , gebildet werden. Ein Schema zur Rekonstruktion von Σ^0 ist in Abbildung 4.1 dargestellt und zeigt ein im Target produziertes Σ^0 (weiß), das in Λ (gelb) und γ (rosa) zerfällt. Das Λ zerfällt wiederum in p^+ (grün) und π^- (orange). Das durch Konversion entstehende e^+/e^- -Paar (rot) kann nicht voll rekonstruiert werden, da wegen fehlender Energie einer der beiden Partner im Magnetfeld abgelenkt wird (e_2).

Im Folgenden werden zwei Verfahren vorgestellt, wie im speziellen Fall des Σ^0 die Impulsinformation des Tracklets durch eine Monte-Carlo-Methode und eine Ereignishypothese bestimmt wird.

³Dabei wurde für die Konversion ein Wert von $P_{\text{Konversion}} = 3$ % angenommen.

⁴Bei diesem Impuls überschreiten die Elektronen/Positronen den Cherenkov-Schwellwert und erzeugen Licht.

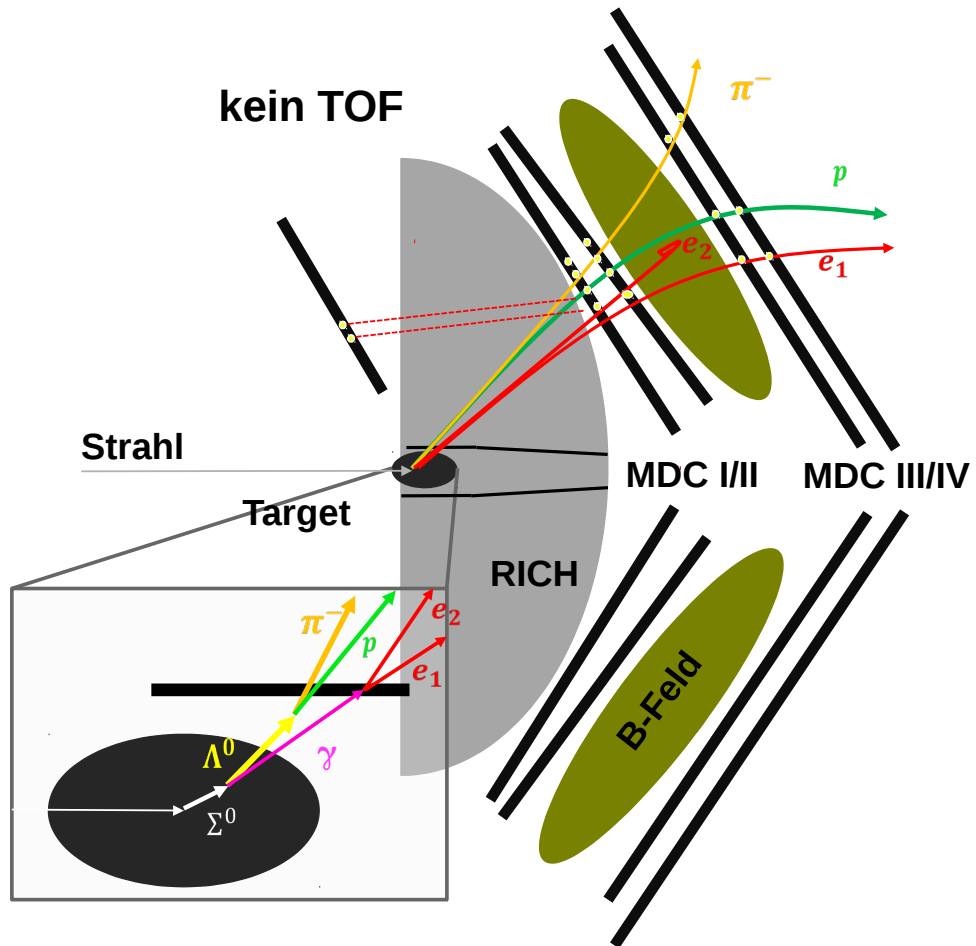


Abbildung 4.1: Schema des Nachweises von ungeladenen Σ -Hyperonen ohne Kalorimeter.

4.2 Ereignisauswahl

Für die Analyse wurde die neueste Generation der p+Nb-Experimentdaten verwendet, in der bereits alle notwendigen Spektrometer-Kalibrationen und Effekte berücksichtigt sind. Die Teilchenidentifikation mittels Flugzeit (TOF) war nicht möglich, da für die Strahlzeit p + Nb kein START-Detektor zur Verfügung stand und die Flugzeit somit nur durch eine gesonderte Ereignishypothese bestimmt werden konnte. Die selektierten Ereignisse wurden auf diejenigen begrenzt, welche einen LVL1-Trigger mit einer geringen Spurdichte und einem rekonstruierten Primärvertex innerhalb der Targetregion beinhalten. Die Spurdichte wurde durch die Anzahl der voll rekonstruierten Tracks $3 < M_T < 5$ pro Ereignis begrenzt.

Der Primärvertex im Targetbereich wurde mit Hilfe aller im Spektrometer identifizierten Spuren rekonstruiert. Die Röntgenaufnahme in Abbildung 4.2 zeigt die Geometrie des 12-fach segmentierte Targets. Die Primärvertex-Schnitte wurden mit $-3,0 \text{ mm} < x < 7,0 \text{ mm}$, $-5,0 \text{ mm} < y < 5,0 \text{ mm}$ und $-65,0 \text{ mm} < z < 3,0 \text{ mm}$ an die zylindrische Form des Targets angepasst. Die in Abbildung 4.3 gezeigte Verteilung der Vertexrekonstruktion aus den geladenen Spuren kann die einzelnen in der Röntgenaufnahme sichtbaren Scheiben nicht auflösen. In den Projektionen auf die x-, y- und z-Achse lässt sich eine kleine Verschiebung der x-Position gegenüber $x = 0$ und einen Einbruch bei $z \approx -20 \text{ mm}$ feststellen. Dies lässt sich durch eine nicht parallele Ausrichtung von Strahl- und Targetachse zueinander erklären, bei der die betroffenen Scheiben leicht versetzt liegen und so nicht voll beleuchtet werden.

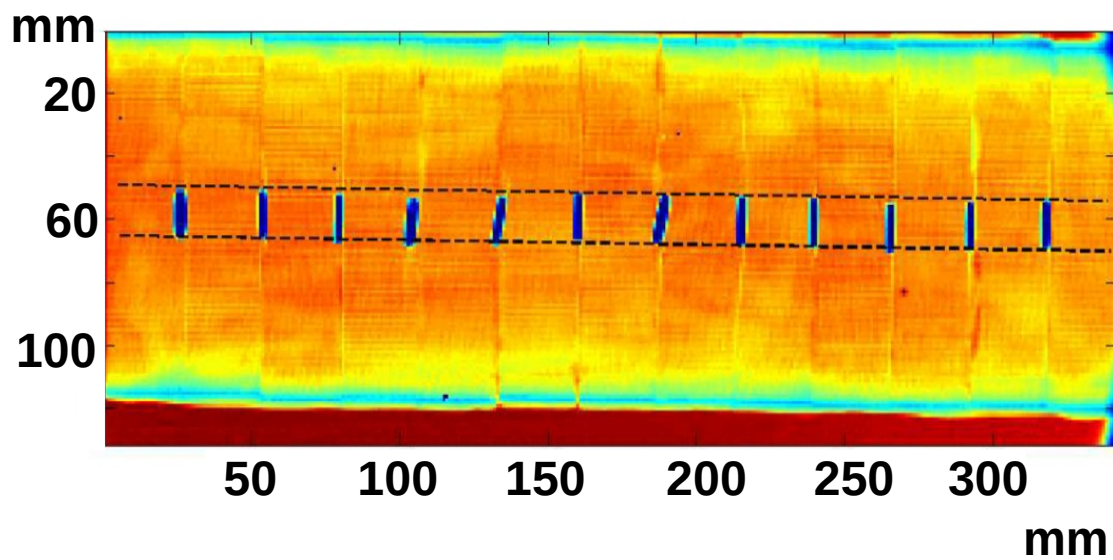


Abbildung 4.2: Röntgenaufnahme des Targets aus [63]. Die zwölf Niob-Scheiben sind blau dargestellt, die gestrichelte Linie zeigt die Abweichung einzelner Scheiben zu einer linearen Anordnung.

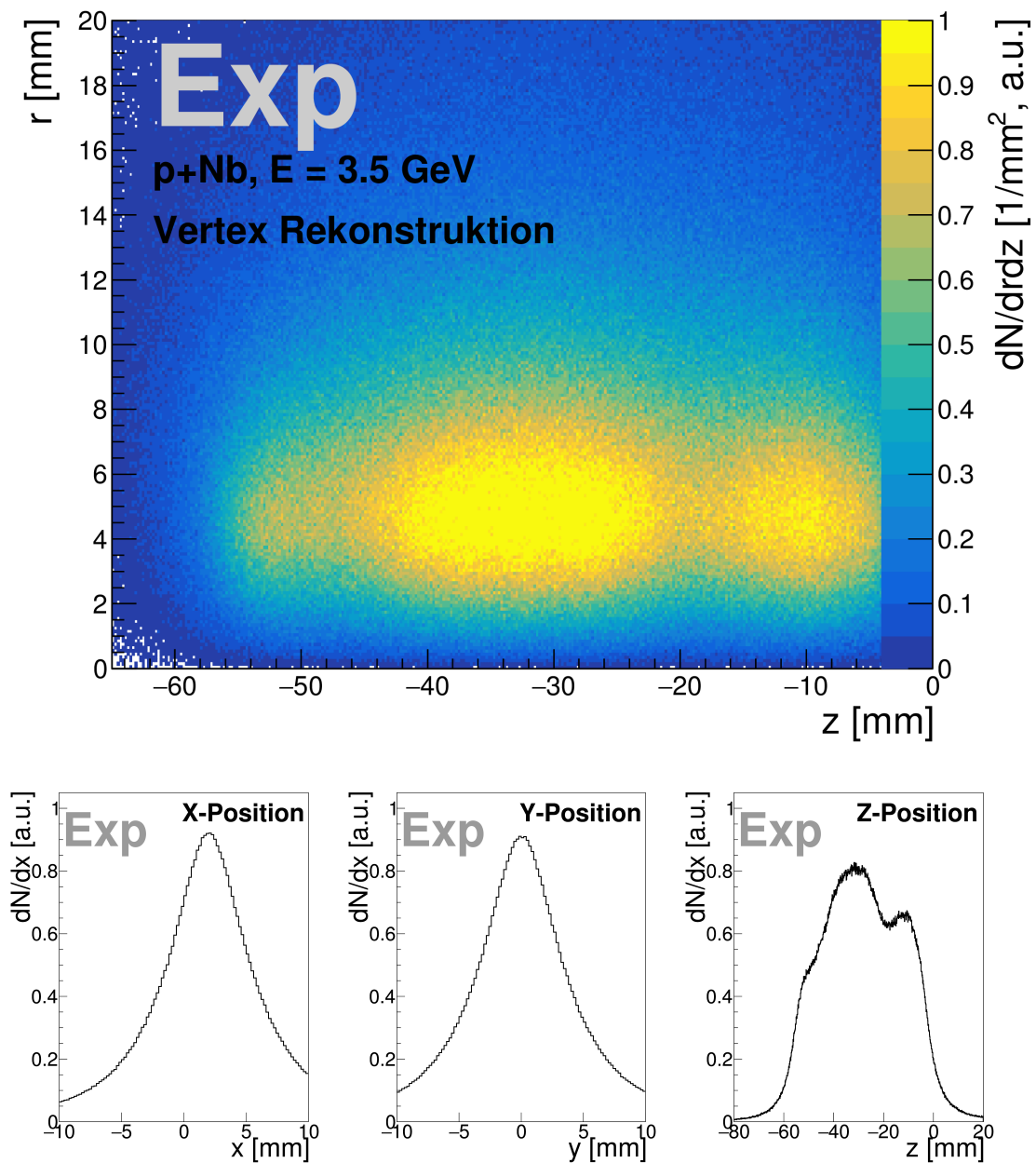


Abbildung 4.3: Rekonstruierter Primärvertex aus geladenen Spuren für p + Nb (**oben**) und Projektion der rekonstruierten Primärvertexposition auf die x -, y - und z -Achse (**unten**).

4.3 Λ -Identifikation durch $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

Das Λ -Hyperon wurde durch seinen Zerfall in geladene Teilchen ($\Lambda \rightarrow \pi p$) identifiziert. Protonen und Pionen wurden durch ihren Energieverlust nach Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.1)$$

in den MDC- und TOF-Detektoren identifiziert. Dabei ist $\beta = v/c$ für ein Teilchen mit der Geschwindigkeit v , dem Energieverlust dE und dem zurückgelegten Weg x . Die Ladung des Teilchens wird durch $z \cdot e$ und die Anzahl seiner Ladungsträger n beschrieben. I stellt das mittlere Anregungspotential des Materials dar und m_e die Elektronenmasse. Die Breite und der an die Detektoreigenschaften angepasste Verlauf der graphischen Schnitte wurden sowohl für die experimentellen Daten (siehe Abbildung 4.4) als auch die simulierten Ereignisse aus [40] übernommen. Sie wurden für die Analyse der Λ -Polarisation angepasst [19].

Den identifizierten Teilchen innerhalb dieser graphischen Schnitte wurde ihre nominelle Masse von $m_p = 938,272 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $m_\pi = 139,570 \text{ MeV}/c^2$ [8] zugeordnet. Für Ereignisse, in denen sowohl Protonen als auch Pionen nachgewiesen wurden, wurde ein Sekundärvertex aus den Spuren der beiden Hadronen rekonstruiert. Durch weitere topologische Schnitte auf die Eigenschaften der beiden Teilchen, wie beispielsweise ihr jeweiliger Abstand zum Primär- und Sekundärvertex, den Abstand ihrer Spuren zueinander und ihren Öffnungswinkel, wurde der Anteil an Λ -Kandidaten im ausgewählten Datensatz erhöht. Die bestimmenden Größen sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Nach dem Schnitt auf den Sekundärvertex wird wie in Abbildung 4.6 gezeigt ein deutliches Signal der Λ -Hyperonen auf einem kontinuierlichen Untergrund beobachtet.

Verschiedene Kombinationen und verschieden starke topologische Schnitte führen zu unterschiedlicher Signalreinheit und einer unterschiedlichen Gesamtausbeute an Λ -Hyperonen. Für die Suche nach Σ^0 -Hyperonen wurden die topologischen Schnitte offener gewählt als für die Λ -Polarisationsanalyse [19], da im weiteren Verlauf noch weitere Teilchenspuren für die Rekonstruktion vorausgesetzt wurden und somit die Signalreinheit erhöht wurde. Der Gewinn an Λ -Ausbeute ging dabei auf Kosten von Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Die beiden unterschiedlichen Schnittsätze sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

Die Verwendung der offeneren Schnitte hat die Anzahl der rekonstruierten Λ -Hyperonen signifikant erhöht. Die Invariante-Masse-Spektren für die unterschiedlichen Schnittsätze sind in Abbildung 4.6 links dargestellt. Der verwendete, offene Schnittsatz ist ein guter Kompromiss aus Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und Λ -Ausbeute. Nach Abzug des Untergrunds mit dem Standard-Verfahren, bei dem der Untergrund an den Seitenbändern wie in Abbildung 4.6 rechts dargestellt mit einer

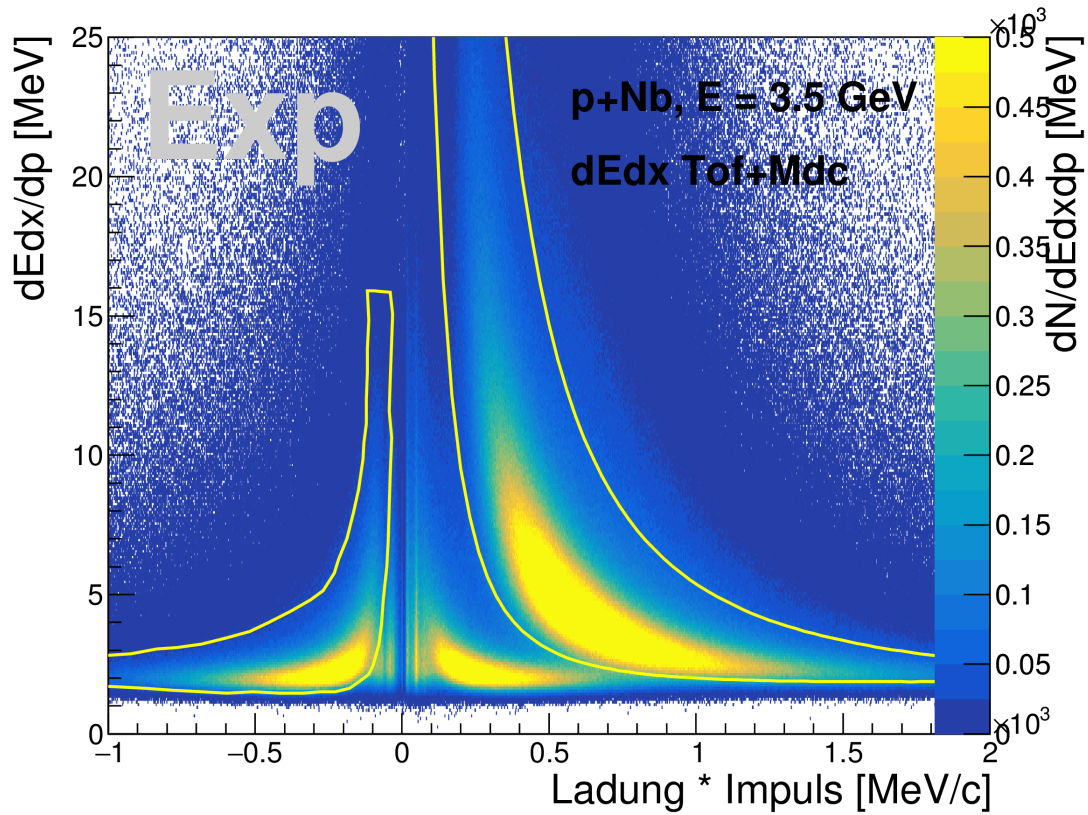


Abbildung 4.4: Energieverlust dE/dx geladener Teilchen in TOF + MDC in Abhängigkeit ihres Impulses. Gelb dargestellt sind die angelegten Schnitte für Protonen und negativ geladene Pionen.

Schnitt	Eng	Offen
MTD [mm]	10,0	20,0
VD π [mm]	4,0	3,0
VD p [mm]	6,0	10,0
VDX [mm]	35,0	43,0
ϕ_A [deg]	4,0	5,0

Tabelle 4.2: Vergleich von engen und offenen Schnitten für die Auswahl der Λ -Kandidaten. MTD ist der minimale Abstand der Spuren zueinander, VD p und VD π der Abstand der jeweiligen Teilchen zum Primärvertex und VDX beschreibt den Abstand zwischen Primär- und Sekundärvertex. ϕ_A legt den Öffnungswinkel zwischen den beiden Teilchenspuren fest.

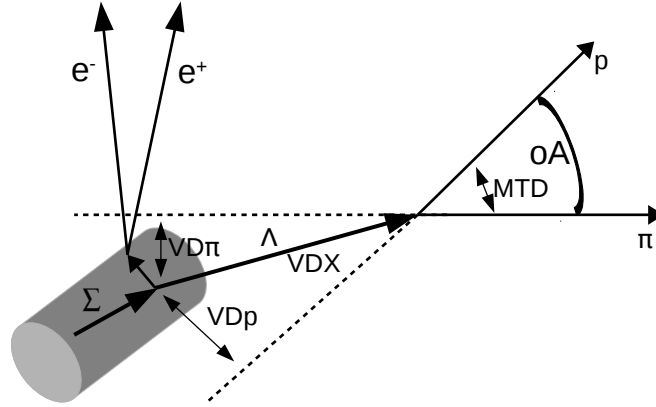


Abbildung 4.5: Topologische Schnitte für p - π -Paare aus Λ -Zerfällen.

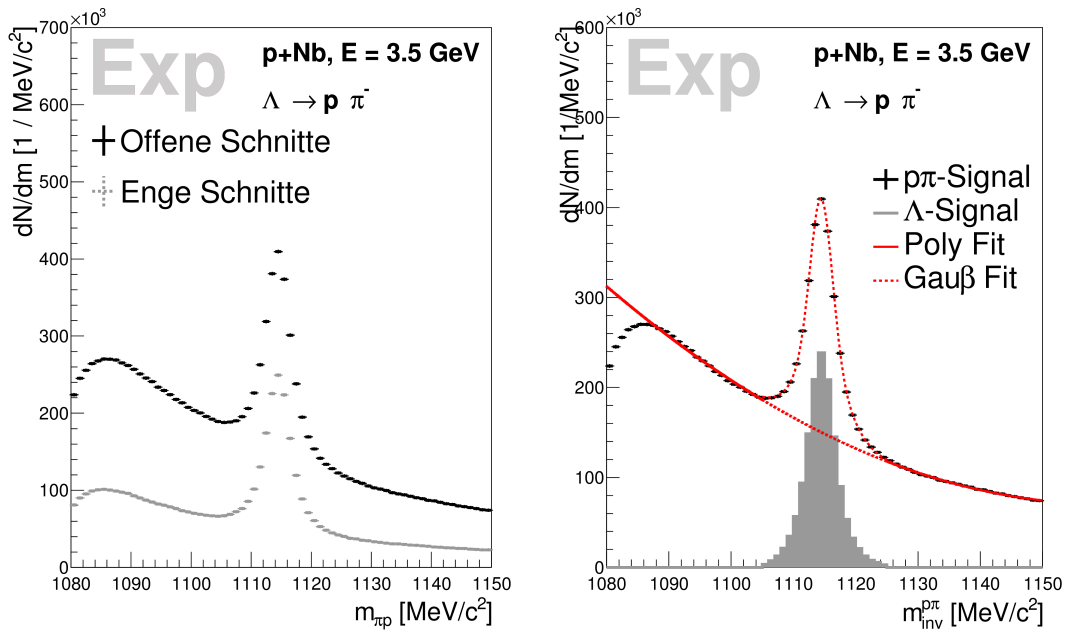


Abbildung 4.6: Links: Invariantes Massenspektrum für Proton-Pion-Paare für lose (durchgehend) und enge (gestrichelt) topologische Schnitte um den Sekundärvertex. **Rechts:** Invariantes Massenspektrum der im Experiment gemessenen Pion-Proton-Paare (schwarz). Die aus dem Fit erhaltene Funktion (rot) diente zur Extraktion des Nettosignals (grau).

Polynomfunktion angepasst wurde, bleiben etwa 1,35 Millionen Λ -Kandidaten übrig. Mit einem Doppelgaußfit wird eine Masse von $m_\Lambda = 1115,4 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$ bei einem Sigma von $\sigma_\Lambda = 3,3 \pm 0,1$ und ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis $S/B = 0,73$ in einem $\pm 2\sigma$ -Fenster um die Polmasse bestimmt.

4.4 Konversion $\gamma \rightarrow e^+ e^-$

Das Spektrometer wurde bei seiner Konzeption auf die Minimierung von Konversion für alle Komponenten nach dem Targetbereich optimiert. Um die korrelierten γ -Photonen aus dem Zerfall von Σ^0 -Hyperonen über Konversion nachzuweisen, wurde für beide $e^\pm$ -Konversionspartner ein klares RICH-Ringsignal benötigt. Da die Anzahl an nachgewiesenen Cherenkov-Photonen direkt von der zurückgelegten Weglänge des Teilchens im Radiator abhängt, wird erwartet, dass nur diejenigen Dielektronenpaare beitragen, deren Konversionsvertex innerhalb oder in unmittelbarer Nähe zum Target liegt. Für die Simulation wurden Photonen mit einer Energie von $E_\gamma = 80 \text{ MeV}$ generiert und mit GEANT prozessiert. Der Konversionsvertex wurde dann direkt aus der Simulation ausgelesen. Die daraus resultierende Konversionswahrscheinlichkeit in der Targetregion beträgt $\approx 3 \%$. In Abbildung 4.7 ist die simulierte Verteilung der Konversionsvertices im HADES-Experiment dargestellt. In der Simulation sind die einzelnen Spektrometerkomponenten ähnlich zu einer Tomographie gut erkennbar. Der Bereich um ($z = 0 \text{ mm}$, $r = 0 \text{ mm}$) stellt die Targetregion mit etwa 3% Konversionswahrscheinlichkeit dar. Bis ($z = 300 \text{ mm}$, $r = 700 \text{ mm}$) ist der Radiator des RICH-Detektors und der Spiegel gut erkennbar. Im weiteren Verlauf des Spektrometers sind ebenfalls die MDC-Detektoren mit ihrer Materialbelegung gut sichtbar.

Ringqualitätsparameter und Paaridentifikation

Die Qualitätsparameter für identifizierte Cherenkov-Ringe dominieren die $e^\pm$ -Nachweiseffizienz und die Signalreinheit. Für die Identifikation der Konversionspartner wurden die in Tabelle 4.3 aufgeführten Schnitte für die ausgewählten Ringe verwendet. Das Verfahren zur Ringsuche und -erkennung ist in [54, 64, 53] beschrieben. Der dabei ausschlaggebende Schnitt ist die Anzahl der ansprechenden Pads pro Ring, denn er bestimmt maßgeblich die Effizienz der Ringerkennung. Fällt die Anzahl ansprechender Pads pro Ring unter fünf Pads, so sinkt auch die Wahrscheinlichkeit, einen Ring zu identifizieren, exponentiell ab. Weitere Qualitätsparameter wie der Wert der sogenannten Pattern-Matrix oder die Gesamtamplitude aus der Summe der gemessenen Signalamplituden aller Pads in der Ringerkennung wurden ebenfalls berücksichtigt. Desweiteren wurden Spuren außerhalb der Akzeptanz

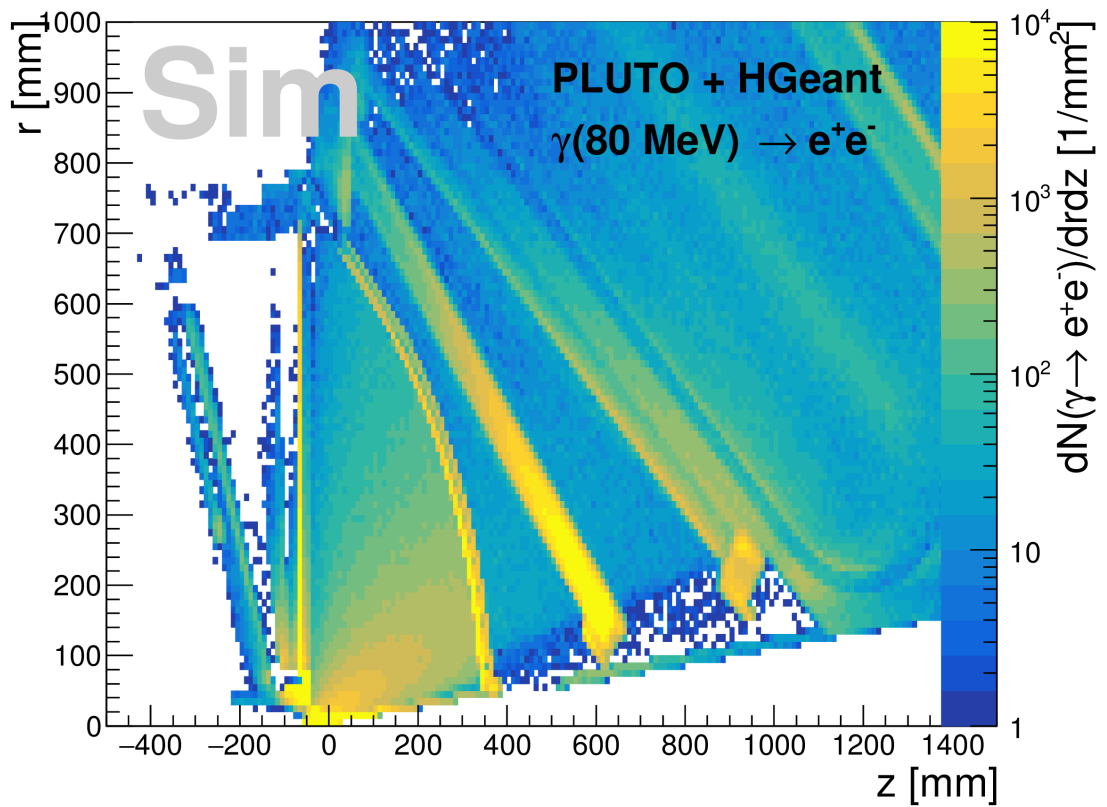


Abbildung 4.7: Konversionsvertizes der aus $\gamma \rightarrow e^+e^-$ stammenden Dielektronen. Der Bereich der Targetregion hat eine Konversionswahrscheinlichkeit von etwa 3 %.

Schnitt	Wert
Pads pro Ring PpR	$7 < \text{PpR}$
Pattern Matrix PM	$50 < \text{PM}$
Ring-Zentralität CEN	$0,0 < \text{CEN} < 2,5$
Ring-Amplitude AMP	$50 < \text{AMP}$
Azimutwinkel θ	$9,0^\circ < \theta < 85^\circ$
Öffnungswinkel oA	$2,8^\circ < \text{oA} < 8,0^\circ$

Tabelle 4.3: Schnitte für die Elektron/Positron- und Paaridentifikation.

im Azimutwinkelbereich ($9^\circ < \theta < 85^\circ$) ebenfalls ausgeschlossen. Da Konversions-elektronen in diesem Energiebereich unter einem sehr kleinen Öffnungswinkel erzeugt werden, wurde ferner verlangt, dass sich beide Signale im selben Sektor befinden und der Öffnungswinkel nicht größer als 8° ist. Der minimale mit dem RICH-Detektor trennbare Öffnungswinkel zwischen zwei Ringen liegt bedingt durch die Pad-Geometrie und die Laufwege im Radiator bei $2,8^\circ$.

Um Fehlidentifikationen und zusätzliche Halo-Ringe zu vermeiden, wurden außerdem nur Ereignisse mit einer Ringmultiplizität $M_{\text{Ring}} < 4$ in jedem Sektor verwendet. Ereignisse mit höherer Spurdichte, wie beispielsweise bei Schwerionenkollisionen, enthalten auch eine sehr hohen Anzahl an produzierten Konversions-elektronen, die dann fälschlicherweise kombiniert werden können.

Nachweisgrenze für Konversionsdielektronenpaare

Die Kinematik des Dielektronenpaars wird durch seine Energie $E_\gamma \approx 80 \text{ MeV}$ aus dem Zerfall $\Sigma \rightarrow \Lambda \gamma$ festgelegt. Für die γ in diesem Energiebereich ist die Situation sehr gut vergleichbar mit den aus interner Konversion in π^0 -Dalitz Zerfällen ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$) stammenden Dielektronen. Die experimentellen Ergebnisse für die π^0 -Produktion in p+Nb-Kollisionen wurden daher verwendet, um die polarwinkelabhängige Nachweisgrenze für niederenergetische $e^\pm$ zu bestimmen. Abbildung 4.8 zeigt die winkelabhängige Impulsverteilung einzelner Elektronen und Positronen für vollständig rekonstruierte Dielektronenpaare aus π^0 -Dalitz-Zerfällen.

In der vorliegenden Analyse der γ -Konversion im $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ Zerfall wurde zunächst nur ein vollständig rekonstruiertes $e^\pm$ benötigt, um das γ zu rekonstruieren. Dieses wurde sowohl durch einen Ring im Cherenkov-Detektor als auch durch Treffer in allen vier MDC-Detektoren qualifiziert. Es trägt als erster Konversionspartner bereits einen Großteil der verfügbaren γ -Energie von etwa 80 MeV und lässt für den zweiten Partner daher nur $E < 40 \text{ MeV}$ übrig. Die Nachweisgrenze in Abbildung 4.8 zeigt, dass, sofern Paare überhaupt nachweisbar sind, dies nur im oberen Azimutwinkelbereich

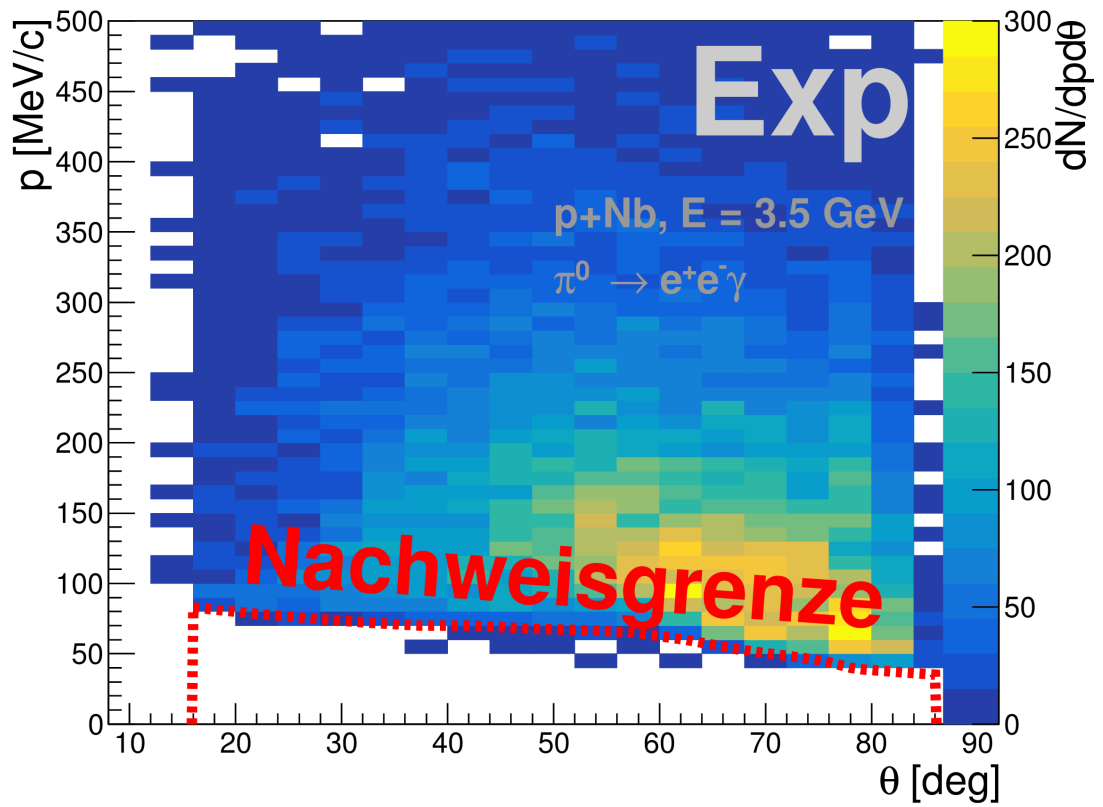


Abbildung 4.8: Vom Azimutwinkel θ abhängige Impulsverteilung rekonstruierter e^+/e^- aus Dielektronen. Die Nachweisgrenze (rot) wurde mit einer Schwelle angepasst.

$\Theta > 65^\circ$ der Fall sein kann. Da Konversion von Paaren mit kleinen Öffnungswinkeln dominiert wird, ist davon auszugehen, dass der zweite Partner einen RICH-Ring und ein Signal in den inneren MDCs in der Nähe des ersten Partners hat. Für diesen zweiten Partner musste wegen des quasi-feldfreien Raums im RICH-Bereich nur die Cherenkov-Schwelle von $E_{e^\pm} > 15$ MeV überwunden werden. Das Vorzeichen der Ladung und der Impuls des zweiten Partners, das heißt des Tracklets, kann nicht bestimmt werden und muss durch eine Ereignis-Hypothese oder eine Monte-Carlo-Methode abgeschätzt werden.

4.5 Bestimmung des fehlenden $e^\pm$ -Impulses

Für die Bestimmung des Impulses des $e^\pm$ -Tracklets τ wurden zwei verschiedene Methoden angewendet. Bei der ersten Methode wurde zunächst der Polarwinkel θ aus RICH-Ringmittelpunkt und einem passenden MDC-Treffer bestimmt. Eine Abschätzung für den Impuls wurde vorgenommen, indem ein gleichverteilter Zufallswert (MC) zwischen der durch den RICH-Schwellenwert gegebenen unteren und für den jeweiligen Polarwinkel oberen Grenze wie in Abbildung 4.8 erzeugt wurde. Der Schwellenwert für Cherenkov-Licht $\gamma_T = 18$ liegt bei $p_e > 15$ MeV/c, der polarwinkelabhängige obere Wert variiert zwischen $40 \text{ MeV/c} < p_e < 100 \text{ MeV/c}$. Bei der zweiten Methode wurde der Impuls auf Basis einer externen Konversionsereignis-Hypothese (EH) berechnet. Das Dielektronenpaar aus dem Dalitz-Zerfall wurde nicht explizit berücksichtigt und gleich behandelt, was im weiteren Verlauf zu einer Verbreiterung im invarianten Massenspektrum führt. Zur Bestimmung des Impulses wurden nur Tracklets verwendet, in deren Nähe sich eine vollständig rekonstruierte $e^\pm$ -Spur befand. Deren Spurinformaton (Impuls, Azimut- und Polarwinkel) wurde verwendet, um mit Hilfe des gegebenen Öffnungswinkels einen möglichen Impuls zu bestimmen. Dieser wurde innerhalb einer von einer Pluto-Simulation vorgegebenen Energieverteilung für das γ berechnet.

Um die Ansätze zu verifizieren, wurden die experimentell zugänglichen Observablen einzelner Tracks T und Tracklets τ und ihre kinematischen Zusammenhänge sowie ihre Öffnungswinkel aus Experiment und Simulation verglichen. Hierzu wurden mit dem UrQMD-Transport-Code Ereignisse mit $\Sigma \rightarrow \Lambda \gamma$ erzeugt und durch das gesamte Simulations- und Analysenetzwerk prozessiert. Für die UrQMD-Simulation wurden Ereignisse mit Σ -Hyperonen um einen Faktor 60 erhöht, alle anderen Quellen für γ wurden nicht verändert, um kombinatorischen Untergrund mit Konversionsprodukten von anderen Photonen zu erlauben. Für den Ereignis-Hypothesen-Ansatz werden die Impulsverteilungen der Tracks und Tracklets sehr gut reproduziert. Sie sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

Auch die erwartete Antikorrelation zwischen den jeweiligen T - τ -Paar-Partnern wird mit dem in Abbildung 4.10 gezeigten Impuls-Impuls-Spektrum bestätigt. Für

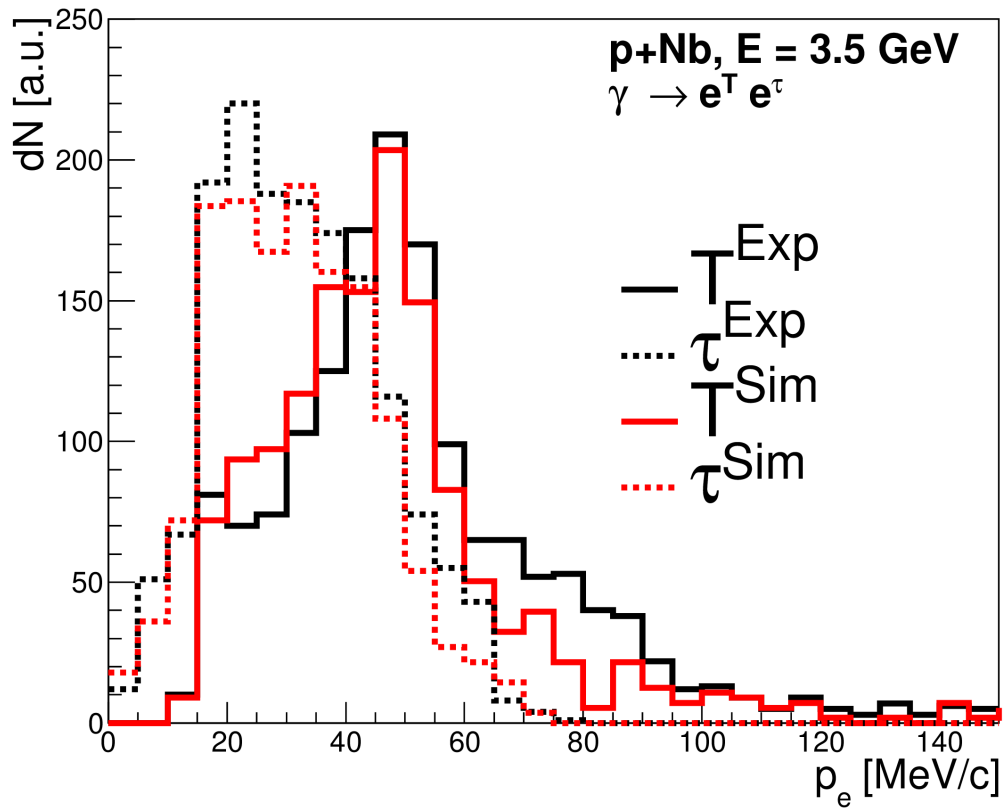


Abbildung 4.9: Impulsverteilung für Track T (durchgehend) und Tracklet τ (gestrichelt) für Experiment (schwarz) und UrQMD-Simulation (rot). Bestimmung der τ -Momenta mit der EH-Methode (siehe Text).

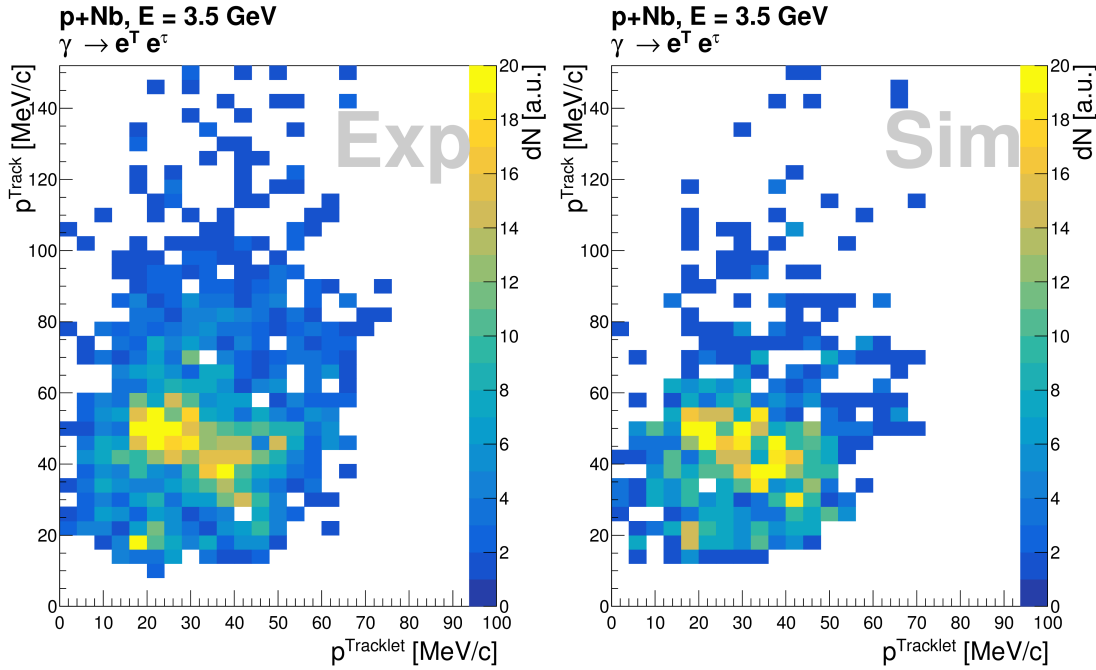


Abbildung 4.10: Impulse der Tracks (p^T) aufgetragen gegen ihren Tracklet- (p^τ)-Partner aus γ -Konversion. Der Impuls des Tracklets wird mit Hilfe der EH bestimmt.

den MC-Ansatz wird ein ähnliches Verhalten erkennbar und bestätigt somit einen dominierenden Anteil an γ -Konversion. Vollständig prozessierte UrQMD-Simulation und Experiment zeigen ein vergleichbares Verhalten. Der direkte Vergleich für die Ereignis-Hypothese zwischen voll prozessierten Ereignissen aus UrQMD und Experimentdaten erlaubt auch die Abschätzung der erreichten Impulsauflösung zu $\text{FWHM} = 40 \pm 5 \text{ MeV/c}$. Abbildung 4.9 zeigt eine gute Übereinstimmung der Impulsrekonstruktion für Track T und Tracklet τ . Wie erwartet, ist der mittlere Impuls der voll rekonstruierten Teilchen höher als der der Tracklets. Die Verteilungen von Simulation und Experiment stimmen qualitativ gut überein.

Zusätzlich wurden für die EH-Methode die Azimut-, Polar- und Öffnungswinkelverteilungen näher untersucht. Dazu wurden die Informationen der primären Elektronen und Positronen aus γ -Konversion bei einer Energie von $E \approx 80 \text{ MeV}$ mit denen von rekonstruierten Tracks und Tracklets verglichen. Um die Ereignisstatistik zu erhöhen, wurde bei dieser Analyse auf eine UrQMD-Simulation verzichtet und stattdessen mit dem Pluto-Ereignisgenerator ein Datensatz mit ausschließlich $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ Zerfällen erzeugt. Alle γ -Teilchen wurden mit HGeant und HYDRA prozessiert, um die Akzeptanz und Effizienz der Detektoren zu berücksichtigen. Durch

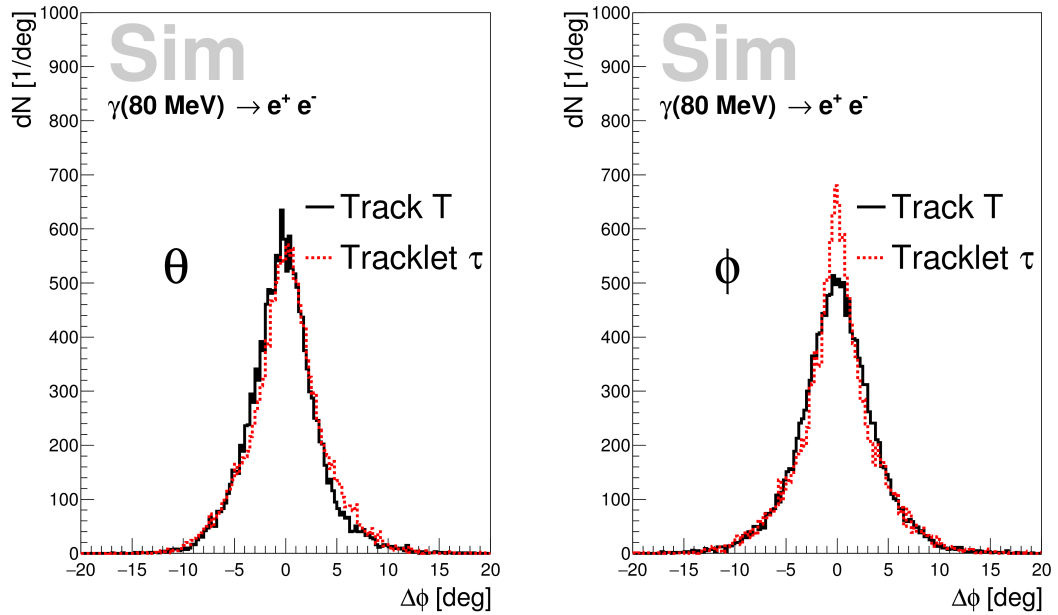


Abbildung 4.11: Differenz zwischen primärem und rekonstruiertem Polar- (ϕ) und Azimutwinkel (θ) für $e^\pm$ -Tracks (schwarz) und -Tracklets (rot).

die in GEANT implementierten physikalischen Prozesse⁵ werden auch Effekte wie Vielfachstreuung der Konversionselektronen und die Erzeugung von δ -Elektronen berücksichtigt. Die Primärinformation (Teilchen ID, Impuls, Ladung usw.) der Teilchen vor der Verarbeitung in der Simulationskette wurde dann mit den Ergebnissen nach der Rekonstruktion verglichen. Durch den quasi-feldfreien Raum zwischen Target und den inneren MDC-I/II-Detektoren werden auch sehr langsame Elektronen in diesem Bereich auf ihrer Spur nicht signifikant gebogen. Als Folge daraus stimmen die in Abbildung 4.11 dargestellten Differenzen zwischen Primär- und rekonstruiertem Winkel für ϕ und θ sehr gut überein. Die Auflösung wird für das Tracklet in ϕ zu $3,8^\circ$ und in θ zu $3,6^\circ$ bestimmt.

Eine zweidimensionale Darstellung der Winkeldifferenzen $\Delta\phi$ und $\Delta\theta$ ist im linken Panel von Abbildung 4.12 dargestellt. Die rechte Seite in Abbildung 4.12 zeigt die Differenz zwischen den Öffnungswinkeln Ω der primären und rekonstruierten Track-Tracklet-Paare. Die Auflösung liegt hier im Bereich einiger Grad und somit deutlich unter dem erlaubten Öffnungswinkelbereich von $2,8^\circ < \Omega < 8,0^\circ$.

Die Berechnung der Paarenergie aus den kinematischen Variablen ergibt die Energie des γ und ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Beide Methoden zeigen ein ver-

⁵Dies wird in der sogenannten "Physik-Liste" verwaltet.

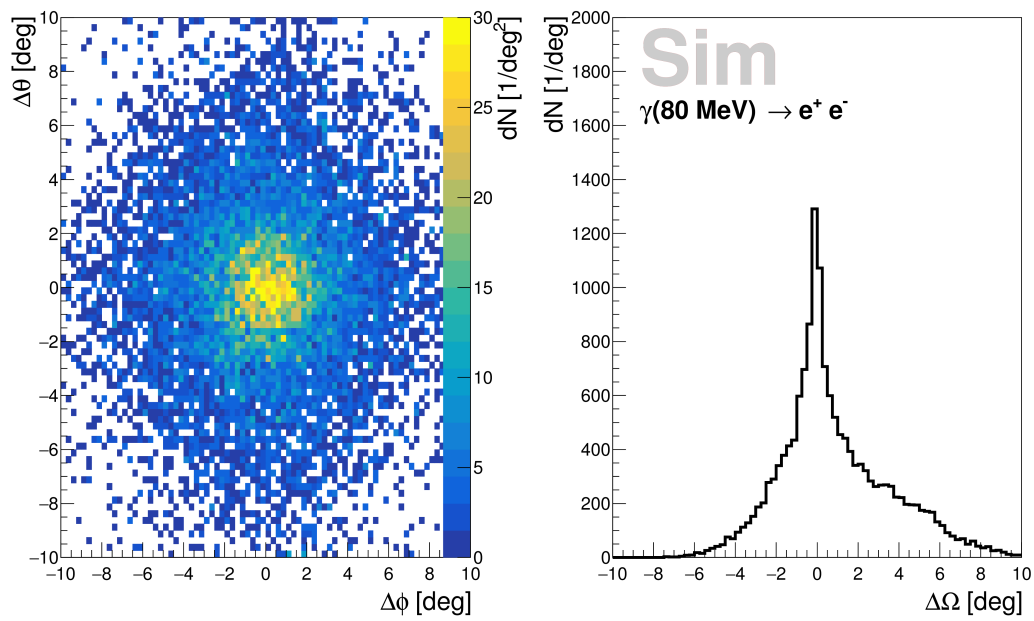


Abbildung 4.12: Links: Differenz zwischen primären und rekonstruierten Winkeln θ und ϕ . **Rechts:** Differenz der Öffnungswinkel zwischen primären und rekonstruierten Track-Tracklet-Paaren.

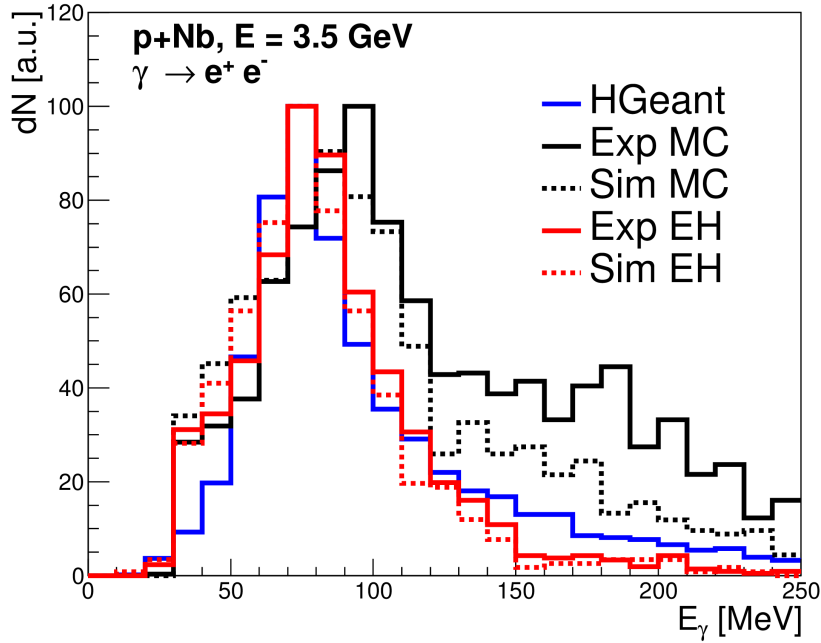


Abbildung 4.13: Energieverteilungen der konvertierten Photonen für beide Impulsrekonstruktionsmethoden (MC, EH). Das UrQMD-Quellspektrum (HGeant) ist zum Vergleich dargestellt.

gleichbares Verhalten. Sowohl experimentelle als auch simulierte Ereignisse (MC und EH) ergeben Energien im zu erwartenden Bereich und haben einen ähnlichen Verlauf. Das Maximum bei $E_\gamma \approx 80\text{-}90$ MeV ist für beide Ansätze gut erkennbar. Bei der MC-Methode verbleibt im Bereich von $E_\gamma > 120$ MeV ein Überschuss in den Experimentdaten, der höherenergetischen T - τ -Paaren aus anderen Quellen oder kombinatorischem Untergrund entspricht. Dieser Anteil weist jedoch keine klare Peakstruktur auf und bildet nur einen sehr geringen Teil der Gesamtstatistik. Aus den EH-Energiespektren ergeben sich durch die Anpassung einer Kombination aus Exponential- und Gaußfunktion Energieauflösungen von $\Delta E_{\text{Exp}} = 57 \pm 2$ MeV/ c^2 und $\Delta E_{\text{Sim}} = 53 \pm 2$ MeV/ c^2 . Im Folgenden wird nur noch die EH-Methode zur Bestimmung des fehlenden Impulses verwendet.

4.6 Bestimmung des Untergrunds

Nach der Identifikation von Λ -Kandidaten über ihren Zerfallskanal $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ aus dem Datensatz für Multiplizität $M > 3$ wurden Ereignisse ausgewählt, in denen zusätz-

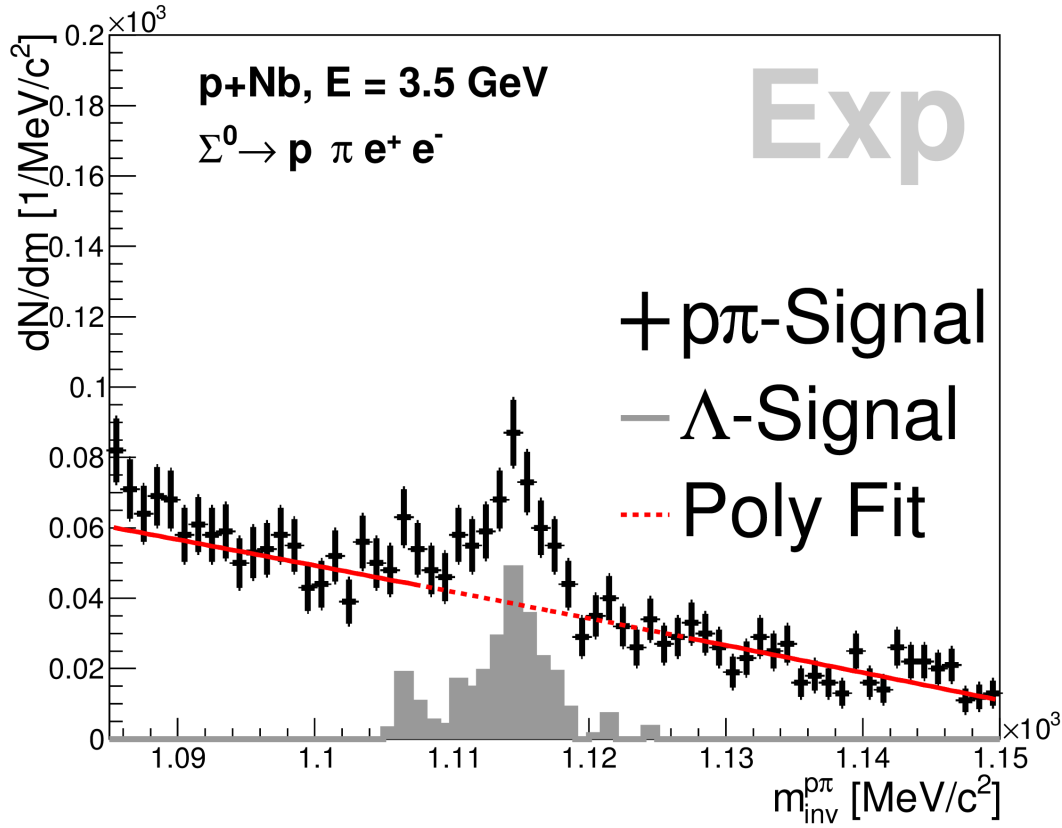


Abbildung 4.14: Invariante Masse von Proton-Pion-Paaren mit einem koinzidenten γ im selben Ereignis. Der rote Fit beschreibt durch ein Polynom den Untergrund. Die graue Fläche zeigt das verbleibende Signal nach Untergrundabzug. Insgesamt wurden ca. 220 Σ^0 -Kandidaten identifiziert.

lich ein T - τ -Paar mit kleinem Öffnungswinkel nachgewiesen wurde. Die durch das Magnetfeld bedingte geringe Akzeptanz und die niedrige Konversionswahrscheinlichkeit ($\approx 3\%$ aus Abschnitt 4.4) reduzieren die Anzahl der verbleibenden Ereignisse signifikant.

Die Verteilung der invarianten Masse für alle Proton-Pion-Paare, die den angelegten Schnitten genügen und bei denen im selben Ereignis ebenfalls ein T - τ -Paar nachgewiesen wird, ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Im Bereich der Λ -Polmasse von $m_\Lambda = 1115,683 \pm 0,006 \text{ MeV}/c^2$ verbleibt eine klare Struktur oberhalb des Untergrunds. Paare außerhalb eines $5\text{-}\sigma$ -Fensters um die Polmasse müssen dementsprechend kombinatorische Untergrund $p\pi^-$ -Paare sein. Das Signal wurde mit einer Gaußfunktion angepasst. Man erhält $m_\Lambda = 1114 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ und liegt somit im Bereich der nominellen Masse aus [8].

Um den Untergrund im Λ -Bereich zu bestimmen, wurde sowohl eine Seitenband-Technik mit einer Anpassung der spektralen Verteilung als auch eine Methode, bei der die Impulse der Konstituenten verschmiert wurden, verwendet.

Seitenband-Methode

Durch das Anpassen einer Polynomfunktion an das Kontinuum wurde der Untergrund im Bereich des Signals abgeschätzt. Das invariante Massenspektrum wurde in drei Bereiche unterteilt: SB1 umfasst alle Paare mit $1090 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}}^{p\pi} < 1105 \text{ MeV}/c^2$, SB2 diejenigen mit $1125 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}}^{p\pi} < 1140 \text{ MeV}/c^2$ und der Signalbereich S beinhaltet die Paare mit $1105 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}}^{p\pi} < 1125 \text{ MeV}/c^2$. Die Polynomfunktion wurde so angepasst, dass sie gleichzeitig den Inhalt der spektralen Verteilungen von SB1 und SB2 beschreibt. Die Ausbeute in Region S wurde durch die Annahme bestimmt, dass die spektrale Verteilung der Proton-Pion-Paare derselben Verteilung wie in SB1 und SB2 folgt. Nach Untergrundabzug bleiben etwa 220 Ereignisse im Λ -Polmassenbereich übrig.

Impulsverschmierung

Neben der spektralen invarianten Massenanalyse müssen auch die kinematischen Observablen der einzelnen Protonen und Pionen im Untergrund richtig beschrieben werden, um künstliche Strukturen und zufällig erzeugte Peaks zu vermeiden. Analog zur Seitenband-Methode wurde das invariante Massenspektrum in drei Bereiche S, SB1 und SB2 aufgeteilt. Grundlage für diese Methode ist die Annahme, dass die Protonen und Pionen aus Paaren des kombinatorischen Untergrunds dieselbe Transversalimpulsverteilung p_t

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (4.2)$$

in den Bereichen ohne Signal SB1 und SB2 aufweisen wie im Signalbereich S. Im ersten Schritt wurde die Impulsverteilung von Untergrund-Protonen und -Pionen in allen drei Regionen durch Verschmierung von 2 % ihrer gemessenen Impulse nachgebildet. Die sich daraus ergebende Verteilung für die invariante Masse zeigt keinen Λ -Peak mehr. Sie bleibt auch im Bereich der Λ -Polmasse flach und kontinuierlich. Die rekonstruierten, unverschmierten p_t -Verteilungen für SB1 und SB2 sowie der verschmierte Anteil aus dem Signalband S sind im linken Panel von Abbildung 4.15 dargestellt. Im zweiten Schritt wurden die Ausbeuten der unverschmierten Seitenbänder SB1 und SB2 unter Berücksichtigung ihrer spektralen Verteilung an den Signalanteil S der verschmierten Verteilung angepasst (rechtes Panel in Abbildung 4.15). Der Untergrund UG im Signalband wurde dabei zu

$$UG = a \cdot SB1 + b \cdot SB2 \quad (4.3)$$

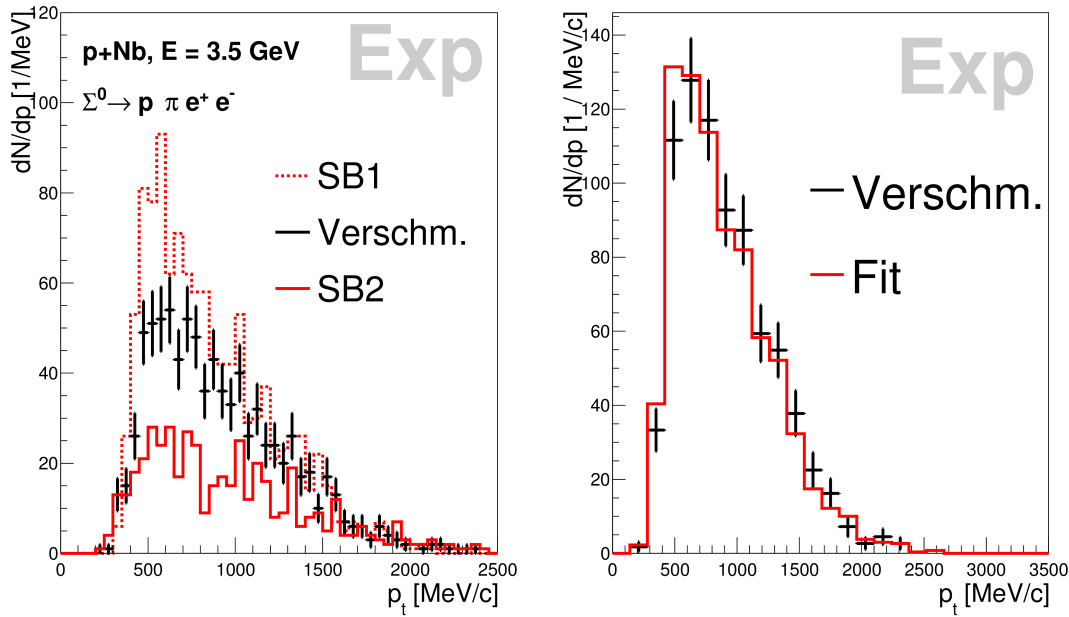


Abbildung 4.15: Links: Transversalimpuls-Verteilungen p_t für $p\text{-}\pi^-$ -Paare in Regionen unterhalb (SB1, rot, gestrichelt) und oberhalb (SB2, rot, durchgehend) der Λ -Polmasse sowie für die Signalregion S (schwarze Datenpunkte) mit verschmierten Einzelimpulsen. **Rechts:** Gewichtete Kombination von p_t -Verteilungen in SB1 und SB2, die an die verschmierte Verteilung im Signalband S angepasst ist.

mit $a = 0,38$ und $b = 0,55$ bestimmt. Wegen der sehr geringen Statistik mussten für die Anpassung einige Bins zusammengefasst werden, um eine gute Fit-Qualität zu gewährleisten. Aufgrund der unterschiedlichen Bandbreite von SB1 bzw. SB2 und S ist die Summe der beiden Faktoren nicht 1.

Die spektrale Verteilung der invarianten Masse der mit der Impulsverschmierungsmethode gewonnenen Untergrundpaare verhält sich wie in Abbildung 4.16 gezeigt vergleichbar zum Polynomfit. Das Signal auf dem kontinuierlichen Untergrund wurde an eine Gaußverteilung angepasst und so die Masse $M_\Lambda = 1114 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ mit einer Breite von $\sigma_\Lambda = 2,23 \pm 0,16$ bestimmt. Der Unterschied in der Ausbeute der beiden Methoden wurde bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnittberechnung berücksichtigt. Als Ergebnis ist festzuhalten, dass die Anwendung zweier unterschiedlicher, unabhängiger Methoden der Untergrundbestimmung die künstliche Erzeugung einer Peakstruktur bei der nominellen Λ -Masse ausschließt.

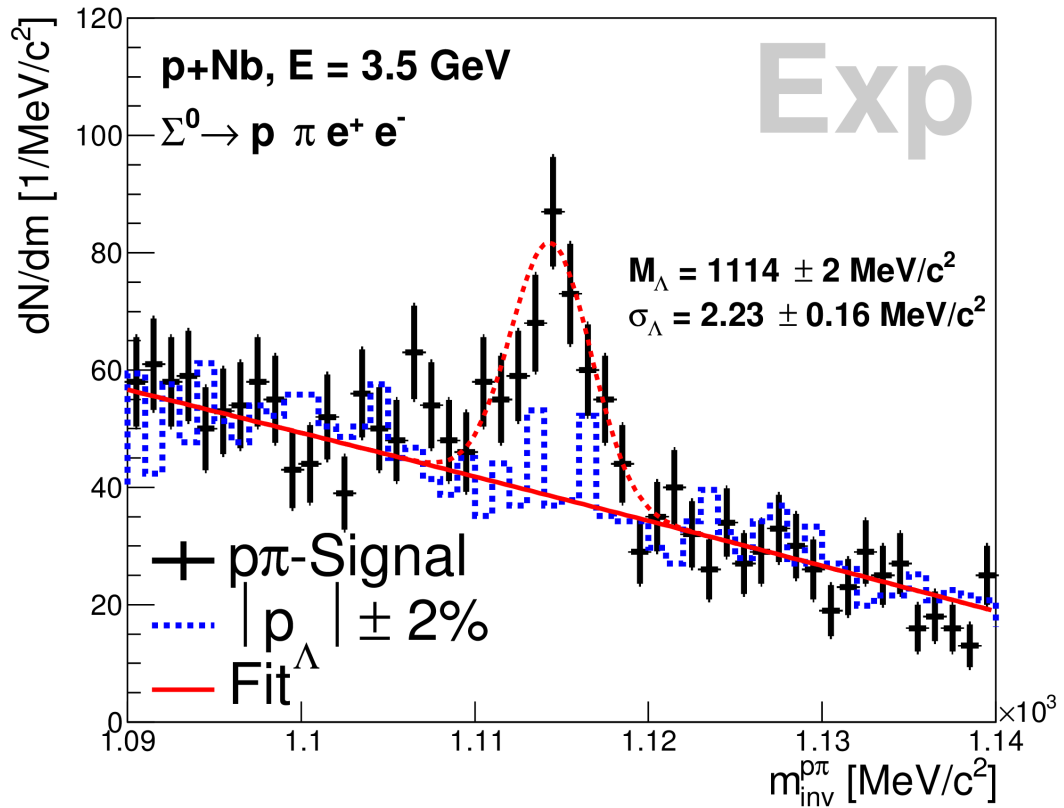


Abbildung 4.16: Invariantes Massenspektrum für p - π -Paare mit einem zusätzlichen $e^\pm$ -Paar im selben Ereignis. Polynomfit (rot) und impulsverschmierte Datenpunkte (blau) beschreiben den Untergrund der Datenpunkte (schwarz) auf vergleichbare Weise. Das Signal wird mit einer Gaußfunktion beschrieben.

4.7 Das Σ^0 -Signal

Die Spektren der erhaltenen invarianten Masse aller vier Teilchen für Experimentdaten und für UrQMD/HGeant sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Beide zeigen eine Maximumstruktur um den Bereich der nominellen Σ^0 -Polmasse von $m_{\Sigma^0} = 1192 \text{ MeV}/c^2$. Da die Massendifferenz der beiden schweren Teilchen im Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ mit $m_{\Sigma} - m_{\Lambda} = 76,95 \text{ MeV}/c^2$ sehr gering ausfällt und somit das γ nur einen kleinen Teil der insgesamt verfügbaren Energie trägt, ist zu erwarten, dass der verfügbare Phasenraum für die Σ^0 -Produktion vergleichbar zu dem für freie Λ -Produktion ist. Dies gilt auch für Untergrund-Paare. Daraus lässt sich direkt ableiten, dass die Seitenbänder der invarianten Masse für $p\pi e^+e^-$ durch das p - π -Paar dominiert werden und nur ein kleiner Beitrag durch die endliche Auflösung der γ -Rekonstruktion hinzukommt. Analog zu den Λ -Seitenbändern wurde daher der Vierteilchenuntergrund bestimmt durch $UG = a \cdot SB1 + b \cdot SB2$. Die Parameter a und b sind dieselben wie bereits zuvor für die Seitenbänder des Λ . Die Anzahl aller Σ^0 -Kandidaten ist in Abbildung 4.17 grau dargestellt und beträgt $N_{\Sigma^0} \approx 220$.

Für die Verifizierung des experimentell gewonnenen Signals wurden mit dem UrQMD-Transport-Code Ereignisse für p +Nb-Kollisionen bei $E = 3,5 \text{ GeV}$ erzeugt. Diese wurden vorgefiltert, um die Rechenzeit für die Detektorsimulation massiv zu verkürzen. Die verbliebenen Ereignisse mit Λ s und Σ s wurden mit HGeant und Hydra prozessiert und so Akzeptanz und Effizienz berücksichtigt. Im Anschluss wurden sie analog zu den experimentellen Daten analysiert. Die invariante Masse von p , π^- , e^+ und e^- ist im rechten Panel von Abbildung 4.17 dargestellt. Durch die Filterung auf Λ - und Σ -Inhalt wurde der kombinatorische Untergrund von anderen physikalischen und unphysikalischen Quellen drastisch reduziert. Die erhaltenen Nettosignalspektren für experimentelle und simulierte Σ^0 -Kandidaten werden in Abbildung 4.18 verglichen. Die Simulation wurde dabei auf das Integral des Experiments skaliert.

In den Analysen für Experiment- und Simulationsdaten wurden den identifizierten Teilchen ($p, \pi, e^\pm$) ihre jeweiligen nominellen Massen zugewiesen. Sowohl die Verteilung der Experimentdaten als auch die der Simulation haben ihr Maximum bei der nominellen Σ -Polmasse $m_{\Sigma} = 1192,642 \pm 0,024 \text{ MeV}/c^2$. Für die im Experiment gemessenen Verteilungen kann abhängig von der invarianten Masse ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und eine Signifikanz nach

$$\text{Signifikanz} = \frac{N^{\text{Signal}}}{\sqrt{N^{\text{Signal}} + N^{\text{Untergrund}}}} \quad (4.4)$$

bestimmt werden [65]. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liegt im beobachteten Bereich um einen Wert von etwa 2,2. Die Signifikanz erreicht um die Σ -Polmasse einen Wert von Signifikanz $\approx 15 \sigma$, im gesamten wesentlichen Signalbereich liegt sie oberhalb von 5σ . Beide Verteilungen sind in Abbildung 4.19 dargestellt.

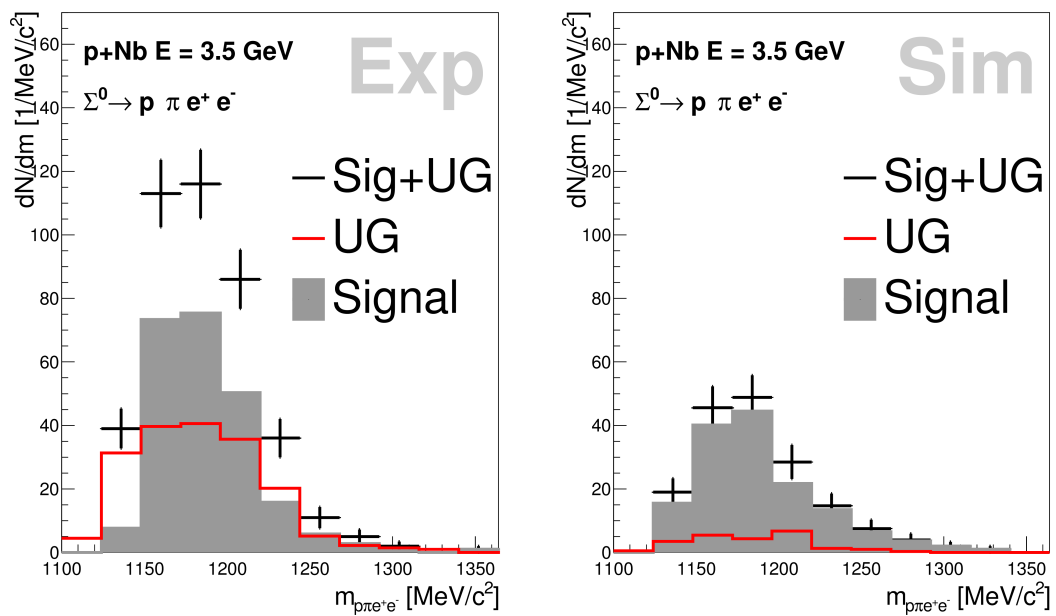


Abbildung 4.17: Invariante Masse der Teilchen p, π^-, e^+ und e^- . Das Nettosignalspektrum (grau) ergibt sich aus der Differenz zwischen dem totalen Signal am Detektor (schwarz) und dem Untergrund (rot).

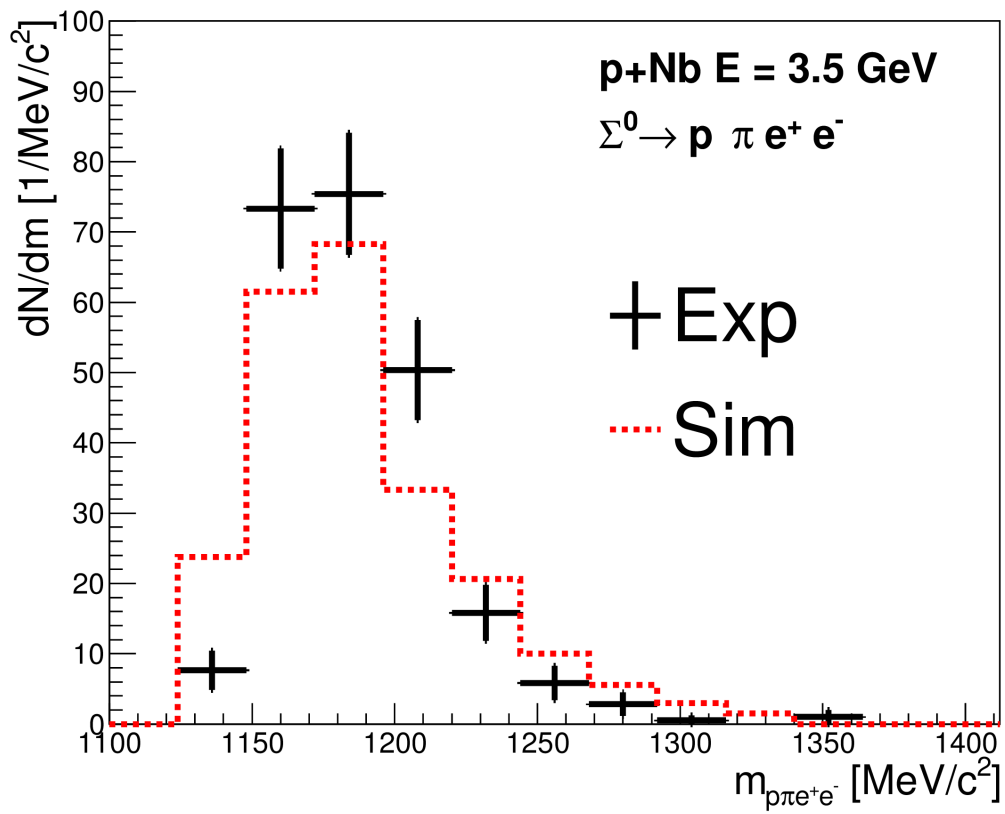


Abbildung 4.18: Invariantes Massenspektrum von koinzidenten Proton-Pion- und Dielektronenpaaren nach Abzug des Untergrunds für experimentelle (schwarz) und mit UrQMD/HGeant simulierte (rot) Ereignisse.

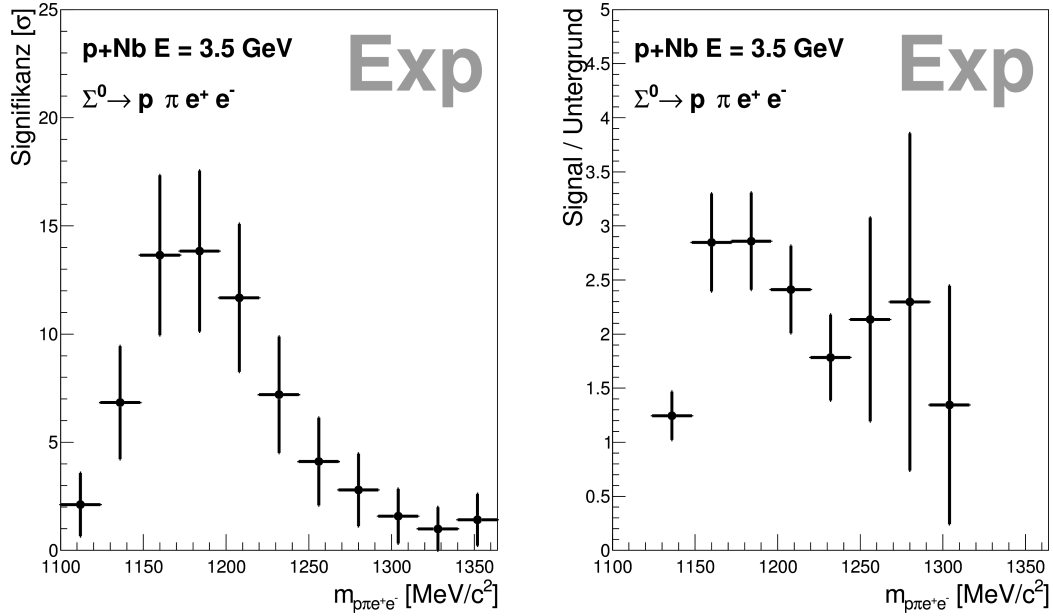


Abbildung 4.19: Links: Massenabhängige Signifikanz des Signals. **Rechts:** Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der invarianten Masse der vier Teilchen.

Die in den invarianten Massenspektren beobachtete Breite der Verteilungen ist nicht durch die Lebensdauer von $\tau = 7,4 \cdot 10^{-20}$ s dominiert. Sowohl in den experimentellen als auch in den simulierten Ereignissen wird die Breite der Σ -Verteilung durch die Auflösung der γ -Rekonstruktion dominiert. Es wird daher keine Breite angegeben.

4.8 Ausbeute

Für einen direkten Vergleich von Simulation und Experiment wurde der Einfluss der ausgewählten Triggereinstellungen auf die Simulation untersucht. In der Strahlzeit des $p+Nb$ -Experiments wurden Ereignisse nur bei Erfüllung des “Minimum Bias”-Triggers von drei oder mehr Teilchentreffern (M3) im TOF/RPC-(META)-System gespeichert. Um die Gesamtanzahl von Ereignissen, bei denen eine Reaktion stattfand, zu bestimmen, wurde in einer UrQMD-Simulation der Stoßparameter b im Bereich $0 < b < 8$ variiert und durch HGeant propagiert. Nach der Rekonstruktion mit dem HYDRA-Framework wurden zwei Szenarien erstellt. Im ersten Teil wurden alle registrierten Ereignisse ohne weiteren Filter gezählt (M0). Für den zweiten Fall

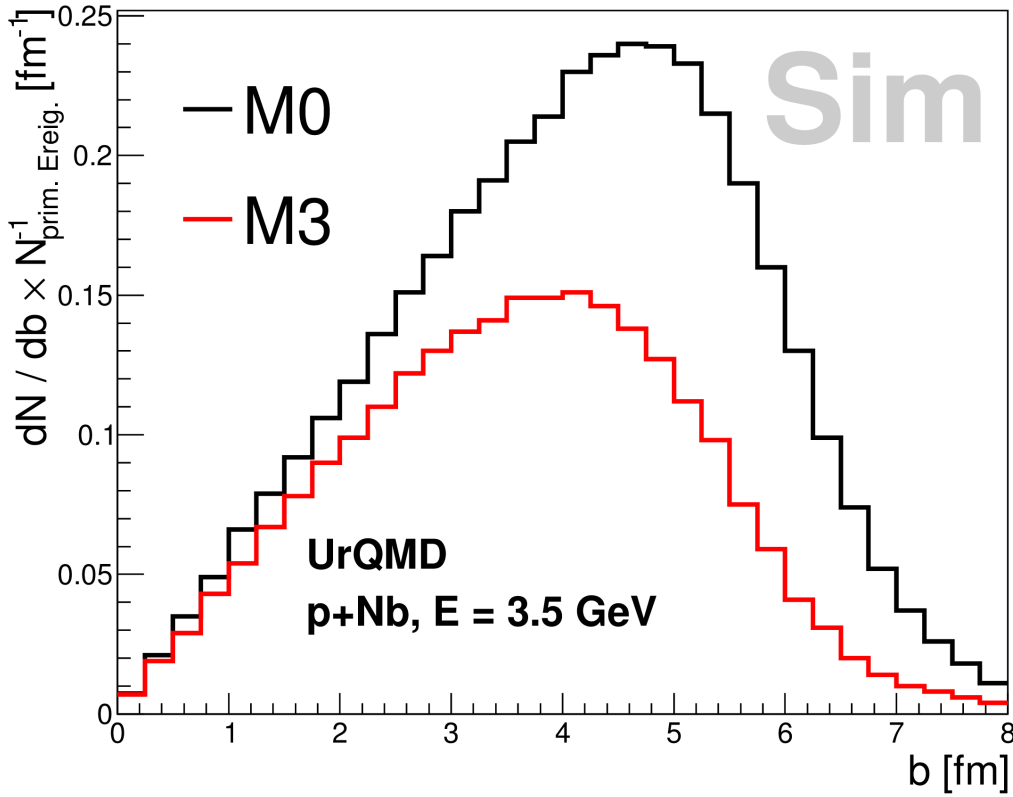


Abbildung 4.20: Rekonstruktionswahrscheinlichkeit aller geladener Teilchen pro Ereignis für verschiedene Stoßparameter b . Die Verteilungen zeigen die ungefilterte Verteilung (M0) und die Verteilung für den emulierten Trigger mit $M_{\text{META}} = 3$ geladene Teilchen/Ereignis (M3).

wurden die Triggerbedingungen des Experiments (M3)⁶ emuliert und diese dann mit den Ergebnissen von M0 verglichen. Die stoßparameterabhängige Verteilung für M0 und M3 Trigger ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Eine Integration der jeweiligen Verteilungen führt zum Verhältnis $\frac{M3}{M0} = 0,58 \pm 0,06$. Wegen des geringen Anteils an Konversionselektronen im Gesamtensemble sollten die Elektronen und Positronen keinen wesentlichen Einfluss auf dieses Verhältnis für die Σ^0 -Ausbeute haben. Die gemessenen Multiplizitäten wurden daher im Folgenden mit diesem Wert korrigiert, um eine Gesamtmultiplizität pro primärem Ereignis zu erhalten.

⁶Das System aus TOF+RPC-Detektoren wird META genannt. Ist dessen Multiplizität $M \geq 3$, wird die Datennahme getriggert.

4.9 Rapiditätsverteilungen

Mit den erhaltenen Σ^0 -Kandidaten wurden p_t - y -Verteilungen erzeugt, um die Abdeckung des Phasenraums zu untersuchen. Dabei ist die Rapidität y des Σ^0 gegeben durch

$$y = 1/2 \cdot \ln(E + p_z/E - p_z) = 1/2 \cdot \ln(1 + \beta \cos(\theta)/1 - \beta \cos(\theta)) \quad (4.5)$$

mit der Energie des Teilchens E , dem Impuls in Strahlrichtung p_z und dem Azimutwinkel θ . Mit Ereignissen aus den Seitenbändern SB1 und SB2 wurde jeweils ein p_t - y -Spektrum erzeugt und der Untergrund im Signalbereich dann als Linearkombination $UG = a \cdot SB1 + b \cdot SB2$ generiert. Das Nettosignalspektrum $NS = S - UG$ für die p_t - y -Variablen ist in Abbildung 4.21 sowohl für die experimentellen Daten (links) als auch für die Simulation (rechts) dargestellt. Wegen der begrenzten Signalstatistik wurde ein grobes "Bining" gewählt. Für beide Fälle ist eine Ansammlung im Rapiditätsbereich um $0,5 < y < 1,1$ sichtbar. Für die weitere Analyse wurden Bins mit weniger als vier Einträgen entfernt.

Aufgrund der sehr geringen Ereignisstatistik und der begrenzten Phasenraumabdeckung können an dieser Stelle keine tieferen Schlüsse gezogen werden. Ein Vergleich zeigt aber, dass die experimentellen Daten das vom Ereignisgenerator erzeugte Szenario für die Produktion und das kinematische Verhalten von Σ^0 zumindest teilweise widerspiegeln.

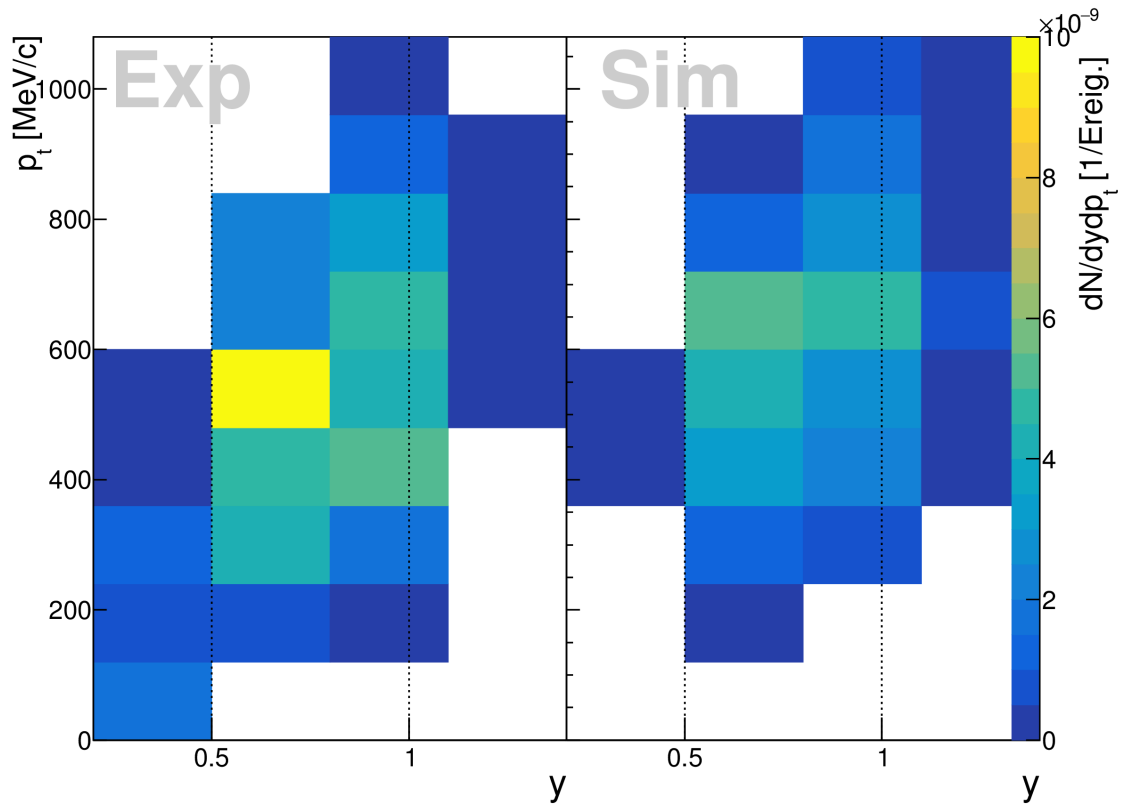


Abbildung 4.21: Transversalimpuls-Rapidityverteilung für Σ^0 -Kandidaten aus Experimentdaten (**links**) und mit UrQMD erzeugte Ereignisse (**rechts**). Der Untergrund wurde mit der Seitenband-Technik bestimmt und ist bereits abgezogen.

4.10 Akzeptanz- und Effizienzkorrektur

Die Akzeptanz- und Effizienzmatrix für den Nachweis von Σ^0 -Hyperonen wurde durch die allgemein übliche Methode

$$\text{ACCEFF} = \text{Ausbeute}/\text{Primärspektrum} \quad (4.6)$$

bestimmt. Für diese Analyse wurden die bereits publizierten und in der Simulationssoftware einglegten Akzeptanzen und Effizienzen für Hadronen und Leptonen für das $p+Nb$ -System verwendet [19, 60]. Als Eingabe-Datensatz wurden mit UrQMD produzierte Ereignisse ausgewählt, die ein Σ^0 -Hyperon enthalten. Diese wurden über ihre Teilchen-ID (PID) ausgewählt und ihre Teilcheninformation ausgelesen. Das sich ergebende p_t - y -Spektrum für den gesamten Phasenraum ist im linken Panel von Abbildung 4.22 dargestellt. Der dominante Anteil der Produktion bleibt bei sehr kleinen Transversalimpulsen und Targetrapidität, also im für HADES experimentell nicht zugänglichen Bereich. Der mit HGeant simulierte Datensatz enthält die untergrundbereinigten und rekonstruierten Σ^0 -Kandidaten. Vergleicht man diese beiden Datensätze, folgt daraus die kombinierte Akzeptanz-Effizienzmatrix. Eine Trennung ist aufgrund der Rekonstruktionsmethode von $\gamma \rightarrow e^+e^-$ mit Track und einem Tracklet nicht mehr möglich, da deren Akzeptanz und Effizienz nicht voneinander unabhängig sind. Das Verhältnis von Eingabe- zum rekonstruierten UrQMD-Datensatz ist die ACCEFF-Matrix und ist im rechten Panel von Abbildung 4.22 dargestellt. Typische Werte für die Akzeptanz und Effizienz liegen im Bereich von $\epsilon \approx 5 \cdot 10^{-5}$. Die fehlenden Bereiche bei Targetrapidität und kleinen Transversalimpulsen sowie die niedrige Konversionswahrscheinlichkeit sind die Hauptgründe für die geringe experimentelle Ausbeute an Σ^0 -Kandidaten. Bins mit weniger als vier Einträgen wurden aus der Berechnung entfernt.

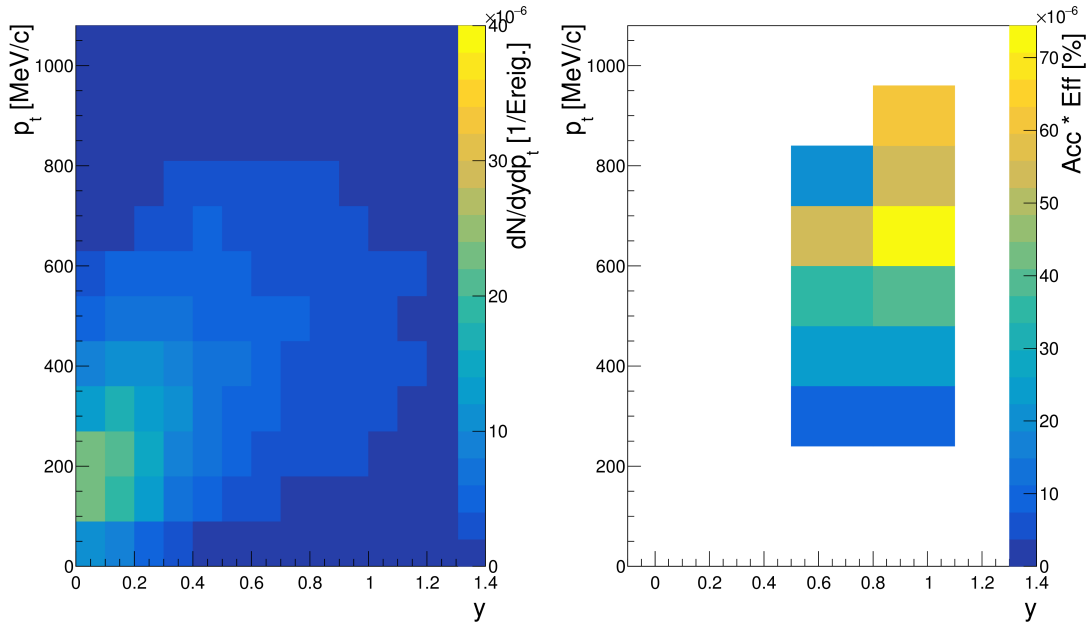


Abbildung 4.22: Links: Transversalimpuls-Rapidityverteilung von Σ^0 aus UrQMD-Ereignissen. Die Σ -Kandidaten wurden direkt durch ihre Teilchen-ID gefiltert. **Rechts:** Akzeptanz- und Effizienzmatrix (ACCEFF) aus vollständig rekonstruierten $\Sigma \rightarrow \Lambda \gamma \rightarrow p \pi e^+ e^-$ Ereignissen, die mit dem UrQMD-Eingabe-Datensatz verglichen werden.

4.11 Extrapolation zu kleinen Transversalimpulsen

Das experimentell gemessene p_t - y -Spektrum wurde mit der ACCEFF-Matrix auf Akzeptanz- und Effizienzeffekte korrigiert. Die Spektren vor und nach der Anwendung der Korrekturmatrix sind in Abbildung 4.23 dargestellt. Im ursprünglichen, unkorrigierten Spektrum wurden Bins mit weniger als vier Einträgen entfernt, um die Fit-Qualität zu gewährleisten. Dies kann zum einen mit ihrer niedrigen statistischen Relevanz und zum anderen mit der Lage der ACCEFF-Matrix begründet werden. Diese ist aus der UrQMD-Simulation nur für einen spezifischen y -Bereich definiert und kann daher die übrigen Bins nicht korrigieren. Die Spektren zeigen die Anzahl der Σ^0 -Hyperonen pro primär einlaufendem Teilchen korrigiert für den Einfluss des M3-Multiplizitätstriggers. Die korrigierte Verteilung im rechten Panel von Abbildung 4.23 zeigt ein ähnliches Verhalten wie die des Λ s aus [19]. Das Maximum befindet sich im niedrigen p_t -Bereich am Rande der Akzeptanz.

Mit der korrigierten p_t - y -Verteilung wurde eine doppelt differentielle Analyse durchgeführt. Das gesamte Spektrum wurde in zwei Rapiditätsintervalle $0,5 < y_1 < 0,8$ und $0,8 < y_2 < 1,1$ unterteilt, um eine ausreichende Ereigniszahl pro Bin zu erhalten. Auf der Transversalimpulsachse wurden ebenfalls einige Bins zusammengefasst. Eine Extrapolation der Datenpunkte in den vom Spektrometer nicht abgedeckten Phasenraum für Transversalimpulse unterhalb von $p_t < 200$ MeV/c erhält man üblicherweise durch die Anpassung einer Boltzmannverteilung

$$\frac{dN}{dy dp_t} = A(y) p_t \sqrt{p_t^2 + m^2} \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{p_t^2 + m^2}}{T_B(y)}\right) \quad (4.7)$$

mit $A(y)$ als rapiditätsabhängigem Skalierungsparameter. Dem liegt die Annahme zu Grunde, dass die Emission der Σ^0 -Hyperonen aus einem thermisch equilibrierten Feuerball erfolgte. Der inverse Steigungsparameter $T_B(y)$ ist ein Maß für die "Temperatur" dieses Feuerballs. Beide Parameter wurden unabhängig voneinander durch eine ROOT-Fit-Funktion angepasst. Die gewählte Masse war dabei die Σ^0 -Polmasse $m_{\Sigma^0} = 1192,642 \pm 0,024$ MeV/ c^2 [8]. In beiden Rapiditätsintervallen y_1 und y_2 wurden die Fit-Funktionen für Simulation und Experimentdaten angepasst. Sie sind in Abbildung 4.24 dargestellt. Die angegebenen Fehlerbalken beschreiben die statistischen Unsicherheiten. Die systematischen Unsicherheiten sind als Boxen und die angepassten Boltzmannfunktionen als gestrichelte Linien abgebildet.

Die aus den Boltzmannfunktionen gewonnenen Steigungsparameter T_B und differentiellen Σ^0 -Hyperon-Multiplizitäten sind in Tabelle 4.4 aufgeführt. Die extrahierten Temperaturen stimmen im Rahmen der Unsicherheiten mit den in [19] ermittelten Werten für Λ - und η von $T_B = 55$ -92 MeV überein. Eine Extrapolation in den gesamten Rapiditätsbereich erfordert ein Modell und wird in Abschnitt 5.3 diskutiert.

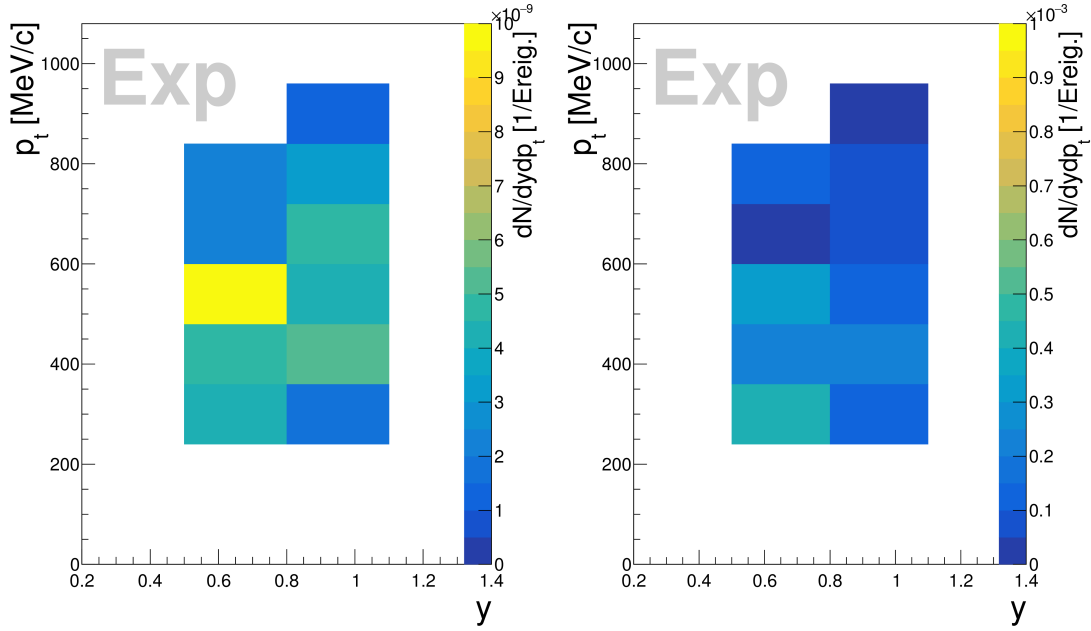


Abbildung 4.23: Im Experiment gemessene p_t - y -Verteilung für Σ^0 -Hyperonen (**links**). Das Spektrum **rechts** zeigt die mit der ACCEFF-Matrix korrigierte Verteilung.

Parameter	Experiment		Simulation	
	T_B [MeV]	$\Delta N/\Delta y [\cdot 10^{-5}]$	T_B [MeV]	$\Delta N/\Delta y [\cdot 10^{-5}]$
$0,5 < y < 0,8$	82 ± 23	8,71	95 ± 5	6,23
$0,8 < y < 1,1$	78 ± 22	5,22	70 ± 7	3,31

Tabelle 4.4: Steigungsparameter T_B und Σ^0 -Multiplizität dN/dy für $p + Nb$.

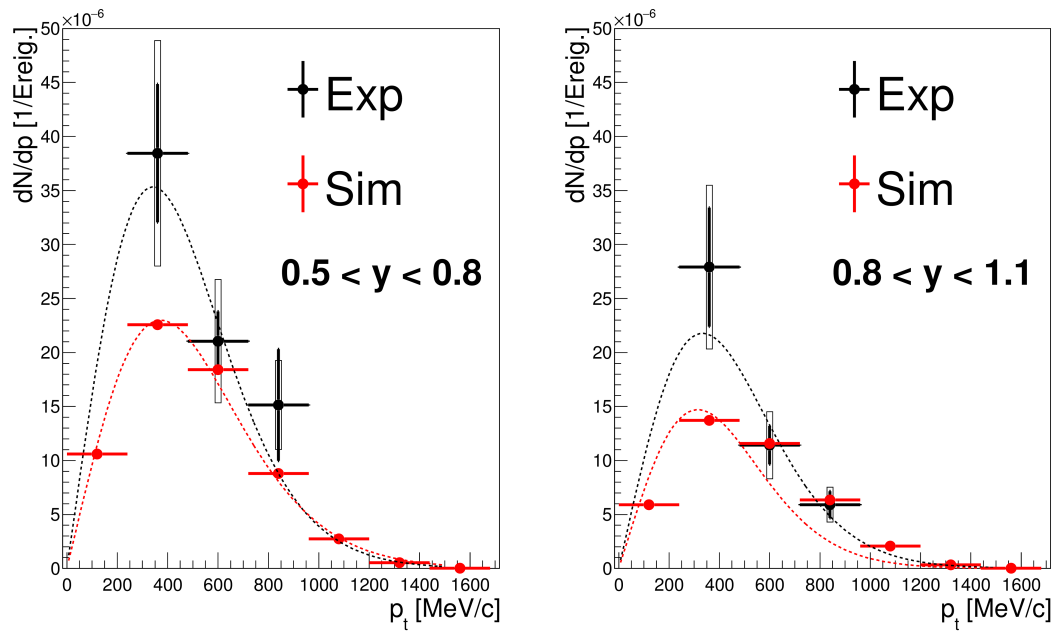


Abbildung 4.24: Akzeptanz- und effizienzkorrigierte p_t -Verteilungen für Experiment (schwarz) und Simulation (rot) in zwei Rapiditätsbins $0,5 < y_1 < 0,8$ (**links**) und $0,8 < y_2 < 1,1$ (**rechts**). Die punktierten Linien stellen Boltzmannfits dar (siehe Text).

4.12 Abschätzung der Unsicherheiten und Fehlerbetrachtung

Statistische Unsicherheiten

Anders als bei der Untersuchung des Λ -Signals mit vielen Ereignissen ($> 10^6$) spielen bei der Σ^0 -Analyse statistische Effekte eine größere Rolle. Der statistische Fehler der Ereigniszahl wird gemäß einer Gaußverteilung berechnet zu

$$\sigma_{\text{stat}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (4.8)$$

mit dem statistischen Fehler σ_{stat} auf die Zählrate N der Σ^0 -Ereignisse. Die Abweichung zu einer Poissonverteilung der Fehler ist dabei vernachlässigbar. Obwohl die Ereigniszahl in der Simulation wesentlich größer war als im Experiment,⁷ ergibt sich mit der Zählrate eine Unsicherheit für die ACCEFF-Matrix. Es wurden dafür ebenfalls Gaußverteilungen angenommen und die jeweiligen Einzelunsicherheiten zu einer Gesamtunsicherheit σ_{ges} quadratisch addiert. Es gilt dabei

$$\sigma_{\text{ges}} = \sqrt{(\sigma_{\text{stat}}^{\text{ACCEFF}})^2 + (\sigma_{\text{stat}}^{\text{Exp}})^2}. \quad (4.9)$$

Die Unsicherheit bei der Zusammenfassung zweier Bins ergibt sich zu $\sigma_{\text{stat}}^{A+B} = \frac{1}{\sqrt{N_A + N_B}}$. Die statistische Unsicherheit auf einen einzelnen Punkt im korrigierten p_t -Spektrum liegt zwischen 10 % und 30 %. Die Unsicherheit der mit dem UrQMD-Transport-Code erzeugten Ereignisse konnte vernachlässigt werden, da die Anzahl an produzierten Ereignissen sehr groß war und alle Teilchen direkt durch ihre Teilchen-ID ausgewählt wurden, sodass alle primär produzierten Ereignisse verwendet werden konnten.

Systematische Unsicherheiten

Die Abschätzung der systematischen Fehler gestaltete sich wesentlich schwieriger, da die einzelnen Effekte teilweise nicht unabhängig voneinander sind. Die Unsicherheit auf die Identifikation der Protonen und Pionen wurde bereits in [19] ausgiebig untersucht. Hierfür wurden die dE/dx -Schnitte variiert und ihre Auswirkung auf die Multiplizität und die Ausbeute beobachtet. Da dieselben Schnitte angewendet wurden, können die bereits bestimmten Unsicherheiten für die Hadronenidentifikation für die jeweiligen Datenpunkte übernommen werden. Da die Aufteilung der Bins für die Σ -Analyse wesentlich gröber gewählt wird, wurden die Unsicherheiten für

⁷Im gesamten Datensatz der Simulation wurden etwa 2000 rekonstruierte Σ^0 behandelt.

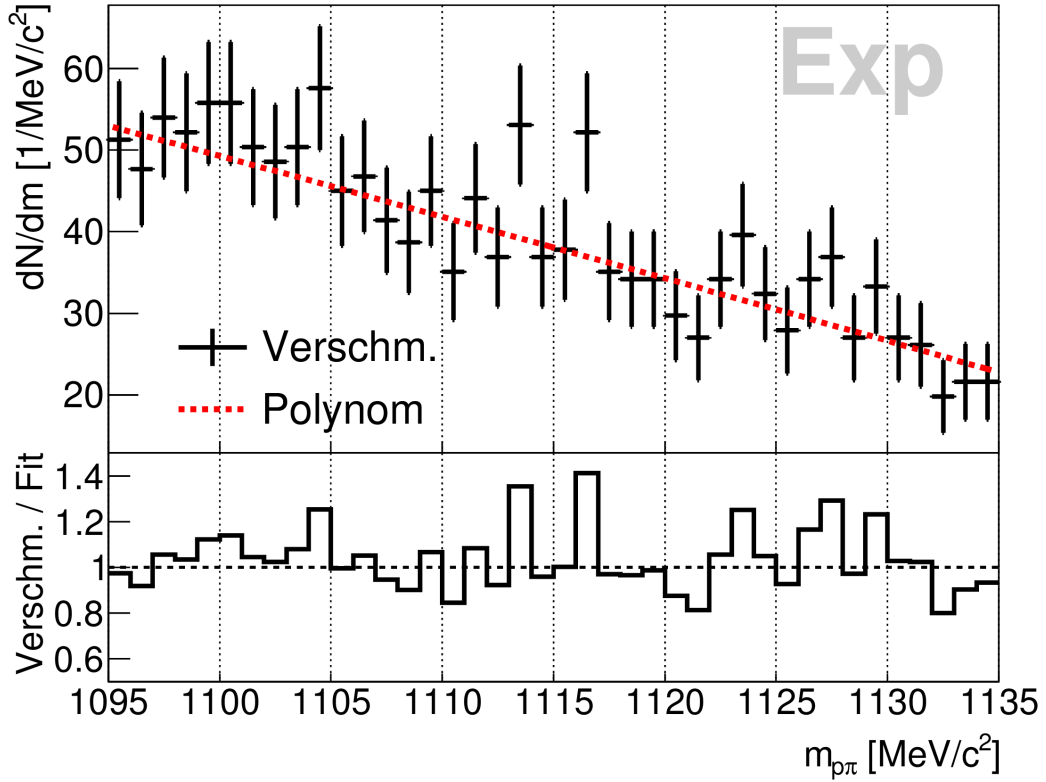


Abbildung 4.25: Invariante Masse für Λ -ähnliche Proton-Pion-Paare aus kombinatorischem Untergrund für die verschmierten Impulse von p und π (schwarze Datenpunkte) und für einen an SB1 und SB2 angepassten Polynomfit (rot).

den entsprechenden Bereich des Λ s gemittelt. Die Unsicherheiten aus der Anzahl der registrierten LVL1-Ereignisse $N_{\text{LVL1}} = 3,1533 \cdot 10^9 \pm 5,6 \times 10^4$, der “Triggerbias”-Korrektur $K = 1/R_{\text{Trigger}}$ mit $R_{\text{Trigger}} = 0,58 \pm 0,06$ sowie dem Auftreten sogenannter “leerer” Ereignisse $F_{\text{leer}} = 0,17 \pm 0,01$ wurden aus [40] übernommen und sind im oberen Teil von Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Die systematischen Unsicherheiten für die Dielektronenpaare wurden aus der bereits abgeschlossenen Analyse, bei der nach dunklen Photonen gesucht wurde, übernommen [66]. Bei dieser Suche wurden die Konversion von $\gamma \rightarrow e^+e^-$ und die vollständige Paarrekonstruktion systematisch untersucht. In der Veröffentlichung wird die systematische Unsicherheit der Rekonstruktion mit $\sigma_{e^+e^-} = 25\%$ angegeben.

In einem weiteren Schritt wurde die Unsicherheit, die durch den Abzug des Untergrunds hervorgerufen wird, abgeschätzt. Hierzu wurde die invariante Masse von

4.12. Abschätzung der Unsicherheiten und Fehlerbetrachtung

Unsicherheit	Unsicherheit [%]	Quelle/Methode
Normierungsgrößen		
N_{LVL1}	$1,8 \cdot 10^{-3}$	[40]
R_{Trigger}	10	[40]
F_{leer}	5	[40]
Unsicherheit (Normierung)	11,2	Quadratische Summe
Systematische Fehler		
e^+/e^- -ID	25	[66]
Λ -ID	4,4 - 4,9	[19]
Untergrundabzug	7,7	Vgl. von Verschm. und Polynomfit
Unsicherheit (systematisch)	26,5 - 26,6	Quadratische Summe
Gesamtunsicherheit	28,8 - 28,9	Quadratische Summe

Tabelle 4.5: Normierungsgrößen und ihre Unsicherheiten für LVL1-Trigger, den Unterschied zwischen M0 und M3 Trigger, die Korrektur für leere Ereignisse aus [40] und systematische Unsicherheiten für die Identifikation von $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma \rightarrow p \pi^- e^+ e^-$.

Protonen und Pionen, bei der ein koinzidentes γ im selben Ereignis nachgewiesen wird, für die Verschmierungs- und Polynomanpassungsmethode betrachtet. Abbildung 4.25 zeigt diejenigen Λ -Kandidaten, die nach Anwenden aller Schnitte übrig geblieben sind. Das Verhältnis $\frac{\text{Verschmierung}}{\text{Polynomfit}}$ der beiden Methoden ist im unteren Bereich dargestellt. Der kombinatorische Untergrund wird durch die Polynomfunktion beschrieben, die an die Seitenbereiche SB1 und SB2 angepasst wird. Der gemittelte Unterschied der beiden Methoden ergibt eine Unsicherheit von $\sigma_{\text{UG}} = 7,7 \%$.

Im späteren Verlauf der Arbeit wurden bei der Bestimmung des Verhältnisses $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ die Normierungsunsicherheiten nicht berücksichtigt, da diese sowohl in die Bestimmung des Λ als auch des Σ^0 mit einfließen. Sie werden bei der Bildung des Quotienten gekürzt. Eine Zusammenfassung aller systematischen Unsicherheiten ist in Tabelle 4.5 dargestellt.

5

Ergebnisse und Diskussion

5.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt für Σ^0

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Σ^0 -Hyperonen wurde durch eine Normierung der bestimmten Σ^0 -Multiplizitäten auf den gesamten Wirkungsquerschnitt in p+Nb-Reaktionen berechnet. Der totale Wirkungsquerschnitt wurde durch einen Vergleich von π^- -Multiplizitäten in HADES und von Pionproduktion bei p+A-Reaktionen bei der HARP-CDP-Kollaboration zu $\sigma_{\text{pNb}} = 848 \pm 126$ mb bestimmt [67, 60]. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dy}(X_i)$ für die Produktion des Teilchens X_i ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma}{dy}(X_i) = N_i \times \sigma_{\text{pNb}} \quad (5.1)$$

mit der Anzahl der X-Teilchen pro Ereignis N_i . Die Anzahl der Σ^0 - und Λ -Hyperonen wurde für die beiden Rapiditätsbins durch Aufsummieren ihrer Werte im betrachteten Rapiditätsbereich ermittelt.

In Tabelle 5.1 ist die erhaltene Multiplizität für Σ^0 - und Λ -Hyperonen aufgeführt. Wegen der inklusiven Messung kann für Λ [19] nicht zwischen den Anteilen aus direkter Phasenraumproduktion (Λ_{dir}) und Σ^0 -Fütterung (Λ_{Σ^0}) unterschieden werden und nur ihre Summe $\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}$ angegeben werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus Gleichung 5.1 zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Sigma^0) = 2,3 \pm (0,2)^{\text{stat}} \pm \begin{pmatrix} +0,6 \\ -0,6 \end{pmatrix}^{\text{sys}} \pm (0,2)^{\text{norm}} \text{ mb} \quad (5.2)$$

	Wert	sys. Fehler	stat. Fehler	norm. Fehler
$\Sigma^0 / 10^3$ Ereignisse	2,7	$^{+0,7}_{-0,7}$	$\pm 0,2$	0,2
$\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0} / 10^3$ Ereignisse [19]	6,1	$^{+0,3}_{-0,3}$	≈ 0	0,8

Tabelle 5.1: Gemessene Hyperonmultiplizitäten innerhalb der Akzeptanz $0,5 < y < 1,1$ pro 1.000 Ereignisse und ihre Unsicherheiten.

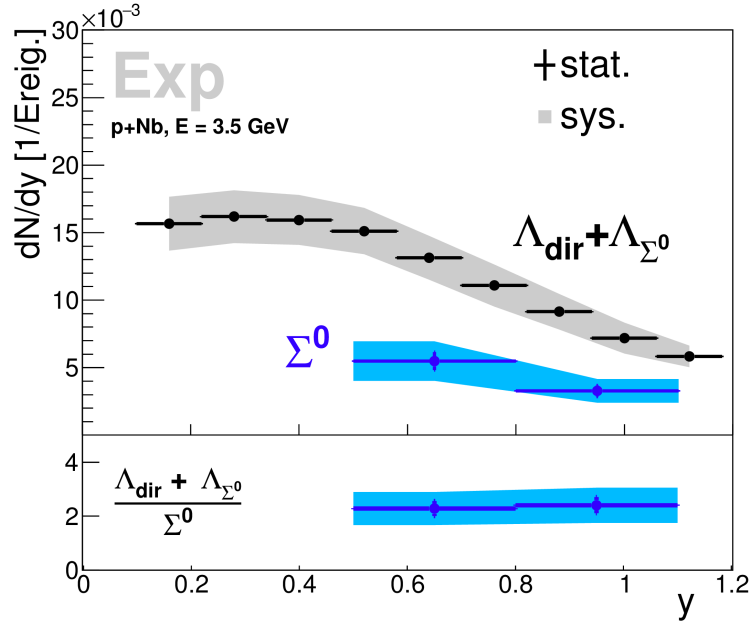


Abbildung 5.1: Rapidityverteilung für die Anzahl der Λ - und Σ^0 -Hyperonen pro Primäreignis und deren Verhältnis.

integriert über den Akzeptanzbereich von $0,5 < y < 1,1$. Die Multiplizitäten in Abhängigkeit der Rapidity dN/dy für Λ und Σ^0 sind gemeinsam mit dem Verhältnis $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Werte und Unsicherheiten für Λ wurden aus [19] übernommen. Für das im unteren Teil dargestellte Verhältnis $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ kürzen sich die Unsicherheiten auf die Normierung heraus.

5.2 Vergleich mit Transportrechnungen

Die Produktionsrate von Σ^0 -Hyperonen innerhalb der Akzeptanz wurde zunächst mit Transportrechnungen bestimmt. Hierfür wurden GiBUU und UrQMD verwendet. Durch eine PID-Selektierung wurden die Ereignisse mit Σ^0 ausgewählt und so die

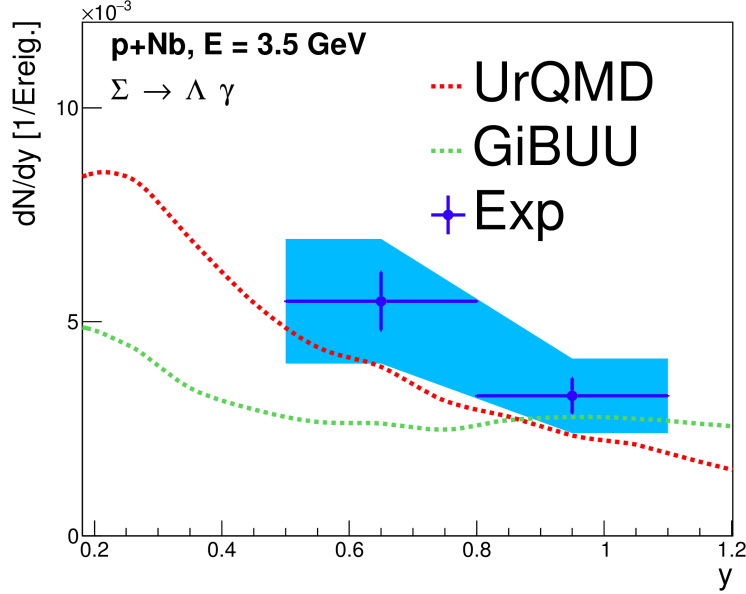


Abbildung 5.2: Vergleich der Anzahl der Σ^0 pro Ereignis aus dem Experiment mit den Transport-Modellen GiBUU und UrQMD. Die Werte für GiBUU wurden analog zu [19] skaliert.

Raten bestimmt. Sie werden sowohl für die experimentellen Daten als auch für die Transportmodelle in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Produktionsraten aus GiBUU wurden analog zu [19] skaliert. Sowohl UrQMD als auch GiBUU unterschätzen die experimentell gefundenen Produktionsraten leicht, sind aber im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler in Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

5.3 Extrapolation zum vollen Phasenraum

Zur Abschätzung des gesamten Σ^0 -Produktionsquerschnitts ist eine Extrapolation der Rapidityverteilung in den vollen Phasenraum notwendig. Hierfür wurden verschiedene Ansätze verfolgt. Die theoretischen Verläufe aus UrQMD und GiBUU für die rapiditätsabhängigen Σ^0 -Verteilungen wurden mit einem χ^2 -Fit auf die beiden gemessenen Datenpunkte skaliert.

Die Skalierungsparameter S_1 (UrQMD) und S_2 (GiBUU) wurden zur Anpassung der Kurvenverläufe verwendet. Zusätzlich wurde der Verlauf der gemessenen Λ -Hyperonen analog zu [19] extrapoliert und ebenfalls durch einen χ^2 -Fit an die bei-

Verlaufskurve	Σ^0 -Ausbeute / 10^3 prim. Ereignisse	Skalierung S_i
UrQMD	8,6	$S_1 = 1,404$
GiBUU	7,3	$S_2 = 1,622$
Λ (Exp)	5,2	$S_3 = 0,414$

Tabelle 5.2: Integrale Σ^0 -Ausbeute für die mit dem Parameter S_i skalierten Modelle GiBUU und UrQMD. Außerdem wurde der Verlauf der experimentell bestimmten Λ s skaliert und als möglicher Verlauf für Σ^0 angenommen.

den Σ^0 -Datenpunkte angepasst. Für diesen Fall wurde der Skalierungsparameter S_3 verwendet. Die so erhaltenen Verteilungen werden in Abbildung 5.3, die Skalierungsparameter S_i sowie die totale Σ^0 -Ausbeute in Tabelle 5.2 dargestellt.

In Abbildung 5.3 ist gut zu erkennen, dass wie auch in der Analyse der Λ s [19] der rapiditätsabhängige Verlauf für das Kollisionssystem $p + \text{Nb}$ durch GiBUU nicht gut wiedergegeben wird. Für den niedrigen Rapiditätsbereich $-0,3 < y < 0,4$ zeigen die Λ -ähnliche Verteilung und UrQMD eine große Diskrepanz, stimmen aber oberhalb von $y > 0,4$ gut überein. In der Extrapolation für den gesamten Rapiditätsbereich der gemessenen Σ^0 -Punkte wurde der aus GiBUU ermittelte Wert wegen seines stark abweichenden Verlaufs nicht berücksichtigt. Es wurde ein Mittelwert aus dem mit UrQMD gewonnenen Verlauf und der skalierten Λ -Verteilung verwendet. Der Unterschied der beiden Integrale zum Mittelwert wurde als weiterer systematischer Fehler σ^{extrapol} behandelt. Analog zum differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man somit den totalen Wirkungsquerschnitt mit

$$\sigma_{\text{total}}^{\Sigma^0} = (5,8 \pm (0,5)^{\text{stat}} \pm (1,4)_{1,4}^{\text{sys}} \pm (0,6)^{\text{norm}} \pm (1,7)^{\text{extrapol}}) \text{ mb.} \quad (5.3)$$

Eine quadratische Addition aller Unsicherheiten liefert $\sigma_{\text{total}}^{\Sigma^0} = 5,8 \pm 2,3 \text{ mb}$. Die Unsicherheit liegt somit insgesamt bei etwa 40 %.

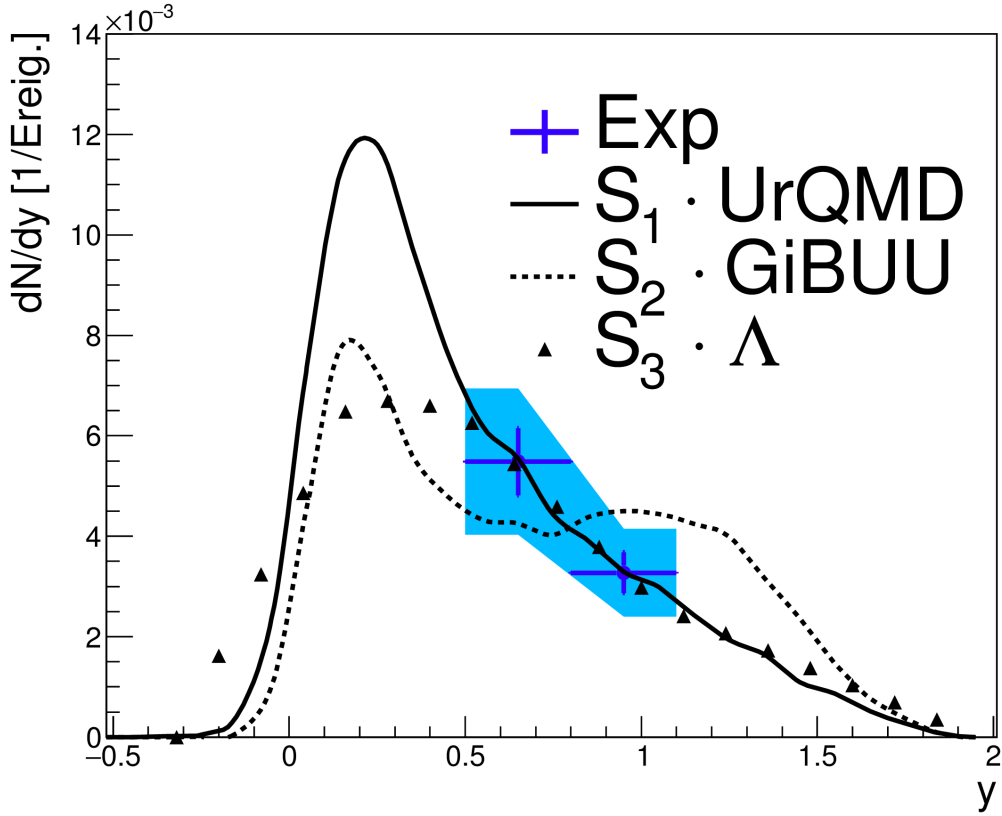


Abbildung 5.3: Rapiditätsabhängige Σ^0 -Ausbeute. Die verschiedenen Verläufe für UrQMD (durchgehend schwarz), GiBUU (gestrichelt schwarz) und Λ -Exp (Dreiecke) wurden an die beiden gemessenen Datenpunkte (blau) mit einem χ^2 -Fit angepasst.

5.4 Vergleich mit dem statistischen Modell THERMUS

Im statistischen Modell THERMUS werden Hadronen unter der Annahme produziert, sie kondensieren oder hadronisieren aus einem sich im thermischen Gleichgewicht befindlichen Feuerball. Die Teilchenraten N folgen einer zu $e^{-(E-\mu_B)/T}$ proportionalen Verteilung. Dabei sind sie sensitiv auf den Steigungsparameter T und das baryochemische Potential μ_B . Für das Verhältnis zweier Teilchenraten kürzen sich alle anderen Parameter heraus. Der THERMUS-Fit ergibt für das p+Nb-System bei $E = 3,5$ GeV eine Temperatur von $T = 100$ MeV und ein Potential von $\mu_B = 620$ MeV. Der vorausgesagte exponentielle Abfall der Teilchenanzahl mit steigender Teilchen-Ruhemasse wird durch die Resonanzproduktion und deren Zerfall in Λ als Endzustand modifiziert. Der Effekt ist ebenfalls für Σ^0 vorhanden, allerdings wesentlich schwächer.

Anders als bei Transportmodellen werden bei THERMUS nur Produktionsraten für den gesamten Phasenraum berechnet. Informationen über Eigenschaften wie Impuls, Energie und Rapidität der auslaufenden Teilchen werden nicht berücksichtigt, eine Filterung auf diese und somit eine Einschränkung auf einen bestimmten Akzeptanzbereich ist nicht möglich.

Der Vergleich aller mit HADES in der Reaktion p + Nb bei $E = 3,5$ GeV gemessenen und untersuchten Hadronen mit THERMUS [61] wurde mit dieser Analyse um einen weiteren Datenpunkt erweitert. Wie in Abbildung 5.4 gezeigt, stimmt der gemessene Anteil an Σ^0 -Teilchen innerhalb von weniger als zwei Standardabweichungen mit den von THERMUS extrahierten Werten überein. Dabei bezeichnet A die Anzahl an der Reaktion beteiligter Nukleonen¹. Der Wert des Verhältnisses zwischen Experiment und THERMUS für das Ξ^- wurde mit dem Faktor 10^- skaliert, um ihn sinnvoll darstellen zu können. Es ist der einzige Wert in Abbildung 5.4, der außerhalb von zwei Standardabweichungen von der THERMUS-Vorhersage liegt. Für die Berechnung mit THERMUS wurden die in Tabelle 5.3 aufgeführten Parameter verwendet. Neben der Temperatur T und dem baryochemischen Potential μ_B gehen auch der Strangeness-Korrelations-Radius R_C und das chemische Potential der Ladung μ_Q in die Berechnung der Produktionsraten mit ein. Die Raten wurden gleichzeitig für alle Teilchensorten berechnet.

¹Dieser Parameter wird oft auch als A_{Part} bezeichnet, um die teilnehmenden Nukleonen als Partizipanten zu bezeichnen.

Parameter	Wert
T	99 ± 11 MeV
μ_B	619 ± 34 MeV
R_C	$1,5 \pm 0,8$ fm
R_V	$2,0 \pm 0,6$ fm
μ_Q	18 ± 18 MeV
χ^2/ndof	2,9

Tabelle 5.3: Für die THERMUS-Rechnungen verwendete Parameter [61].

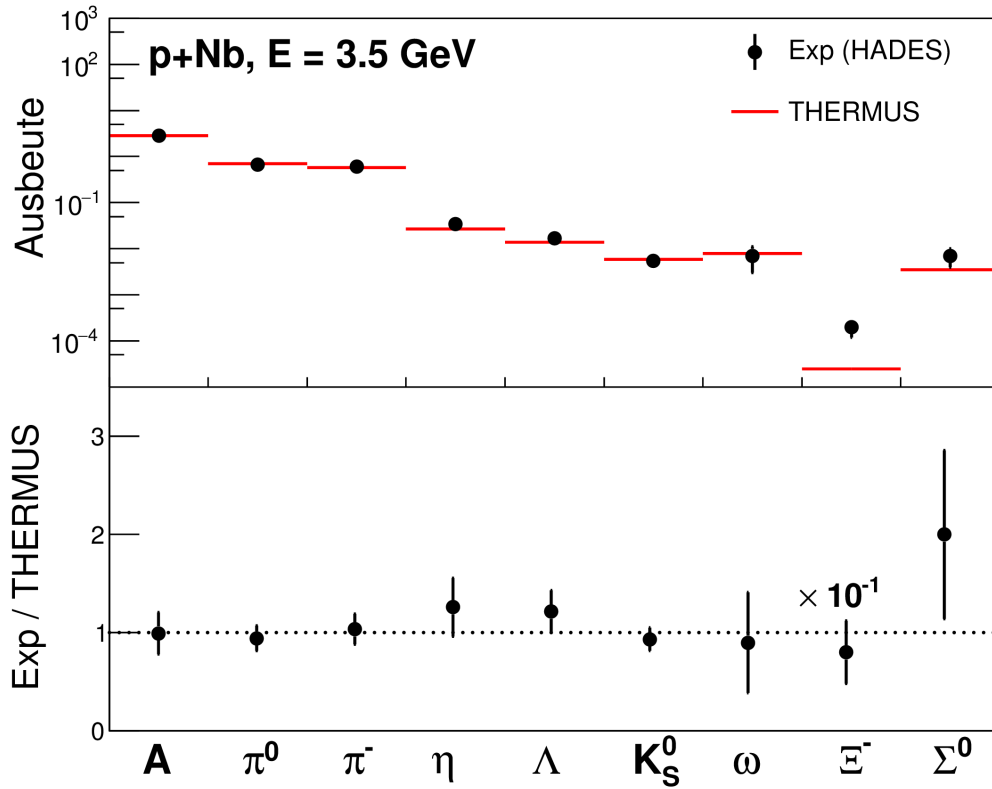


Abbildung 5.4: Hadronenausbeute in p+Nb-Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV (schwarze Punkte) und der zugehörige THERMUS-Fit (rote Linie). Der untere Teil zeigt das Verhältnis der aus dem Experiment extrahierten Werte zu den THERMUS-Rechnungen. Die bereits extrahierten Datenpunkte aus [61] werden mit dieser Arbeit um den Wert für Σ^0 erweitert.

5.5 Das Λ/Σ^0 -Verhältnis

Mit den in Tabelle 5.1 gemessenen Werten für die inklusive Λ - und Σ^0 -Produktion kann zunächst das Verhältnis $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ innerhalb der Akzeptanz bestimmt werden zu

$$\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0} = 2,3 \pm (0,2)^{\text{stat}} \pm (0,6)^{\text{sys}}. \quad (5.4)$$

Die Unsicherheit durch die Normalisierung kürzt sich dabei heraus. Für die Transportmodelle wurde zunächst eine Filterung auf den gleichen Rapiditätsbereich durchgeführt. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

Für den gesamten Phasenraum ergibt sich mit der Extrapolation aus Abschnitt 5.3 ein Verhältnis von

$$\left(\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0} \right)^{\text{Exp}} = 2,6 \pm (0,2)^{\text{stat}} \pm ({}^{+0,8}_{-0,8})^{\text{sys}} \pm (0,7)^{\text{extrapol}}. \quad (5.5)$$

Eine quadratische Addition der Unsicherheiten liefert den Wert $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0} = 2,6 \pm 1,1$. Berechnungen mit THERMUS liefern mit den in Tabelle 5.3 gegebenen Parametern einen Wert von

$$\left(\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0} \right)^{\text{THERMUS}} = 3,9. \quad (5.6)$$

Aus den in [31] aufgeführten, experimentell gemessenen Werten für p+p-Reaktionen kann durch Interpolation ein Verhältnis von

$$\left(\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0} \right)^{\text{Landolt-Boernstein}} = 3,2 \quad (5.7)$$

ermittelt werden. Die Verhältnisse innerhalb der Akzeptanz ($0,5 < y < 1,1$) und im gesamten Phasenraum ($-0,5 < y < 2,0$) sind für die Transportmodelle GiBUU und UrQMD, das statistische Modell THERMUS, die Interpolation aus experimentellen Daten “Landolt-Boernstein” und für diese Arbeit in Tabelle 5.4 aufgelistet.

Abbildung 5.6 zeigt die Werte für UrQMD, GiBUU, THERMUS und Landolt-Boernstein im Vergleich zur Messung dieser Arbeit mit 1- und 2- σ -Bändern. Die Transportmodelle und die Interpolation aus den Landolt-Boernstein-Daten werden innerhalb des 1- σ -Bands beschrieben. Für THERMUS liegen die Werte knapp außerhalb des 1- aber noch innerhalb des 2- σ -Bands.

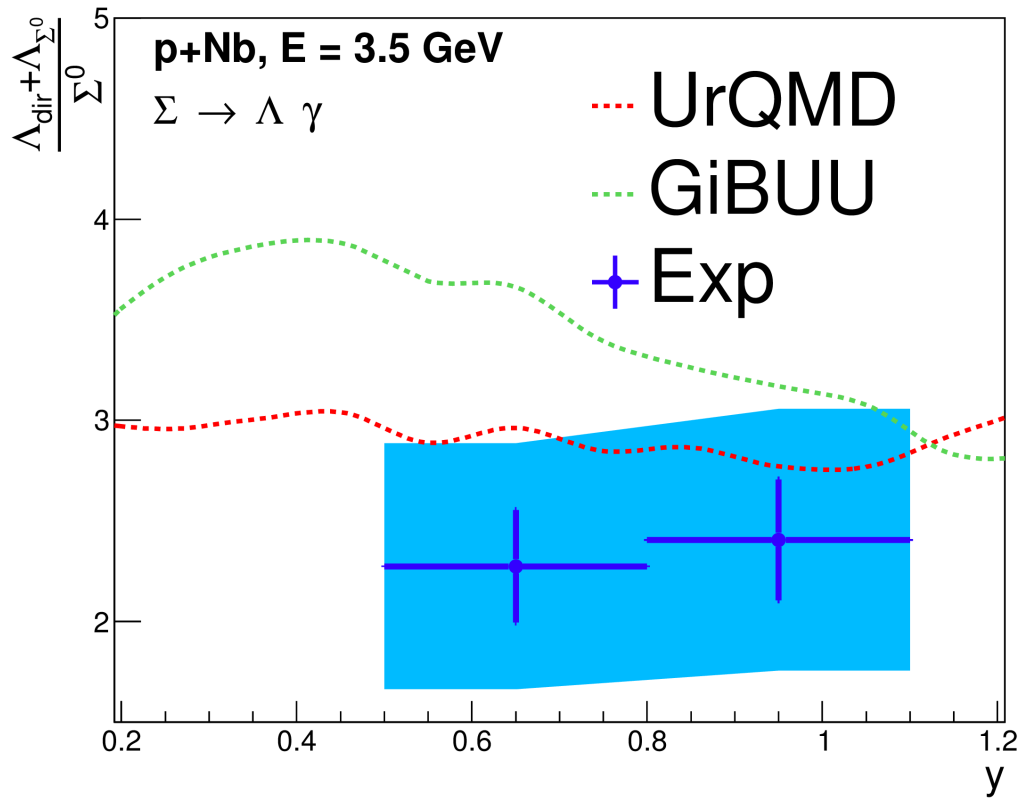


Abbildung 5.5: Das Verhältnis von $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ für das Experiment, UrQMD und GiBUU innerhalb des Akzeptanzbereichs.

	$\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$	
	$0,5 < y < 1,1$	$-0,5 < y < 2,0$
Landolt-Boernstein	–	3,2
GiBUU	3,3	3,4
UrQMD	2,8	3,0
THERMUS	–	3,9
Diese Arbeit	$2,3 \pm 0,6$	$2,6 \pm 1,1$

Tabelle 5.4: Verhältnis $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ für GiBUU, UrQMD, THERMUS, eine Interpolation aus experimentellen Werten (Landolt-Boernstein) und diese Arbeit innerhalb der HADES-Akzeptanz von $0,5 < y < 1,1$ und für den vollen Phasenraum ($-0,5 < y < 2,0$).

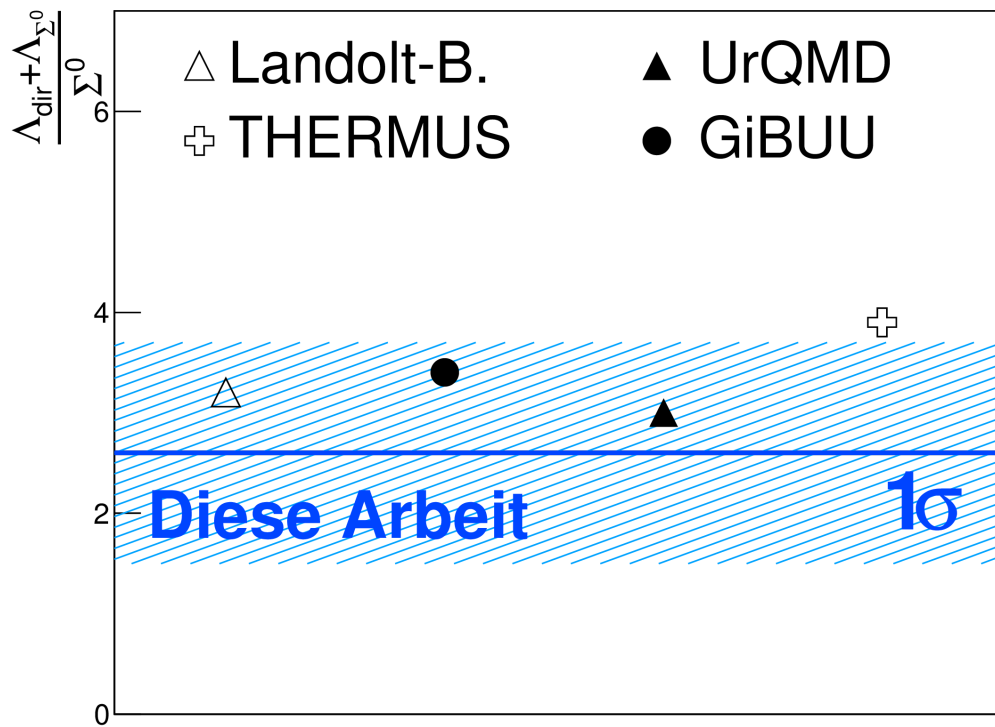


Abbildung 5.6: $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Lambda_{\Sigma^0}}$ -Verhältnis für unterschiedliche Modelle und Experimente aus [31]. Die blaue Linie zeigt die vollständige, extrapolierte Phasenraumproduktion mit einem ebenfalls blauen 1- bzw. 2- σ -Band dieser Arbeit.

5.6 Vergleich mit anderen Experimenten

Messungen der Wirkungsquerschnitte der Kanäle $p + p \rightarrow p K \Sigma^0$ und $p + p \rightarrow p K \Lambda$ wurden für verschiedene Energiebereiche in Proton-Proton-Kollisionen bereits von anderen Experimenten durchgeführt. Für Proton-Kern-Reaktionen konnten bisher nur bei sehr hohen Energien und leichten Kernen als Target Daten aufgenommen werden [32]. Der Energiebereich zwischen 60 MeV und 1 GeV Exzessenergie ϵ ist bislang nur exklusiv durch diese Arbeit experimentell zugänglich. Dabei beschreibt die Exzessenergie ϵ die Energie oberhalb der Produktionsschwelle binärer Nukleon-Nukleon-Stöße. Da der Wirkungsquerschnitt für Λ und Σ^0 in Elementarreaktionen direkt durch das Verhältnis der beiden Zerfallskanäle und nicht als Summe von Λ_{dir} und Λ_{Σ^0} angegeben wird, ist in Abbildung 5.7 der Quotient $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ angegeben. Dieses Verhältnis erhält man durch die Umformung von

$$\frac{\Lambda}{\Sigma^0} = \frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0} - 1,0 = 1,6 \pm 0,7 \quad (5.8)$$

mit der Bedingung, dass alle Σ^0 in Λ zerfallen. Somit wird nur das Verhältnis aus direkt im Phasenraum produzierten Λ s zu Σ^0 betrachtet. Für die Ergebnisse im Bereich von $1100 < \epsilon < 5300$ MeV sowie für den in dieser Arbeit gemessenen Datenpunkt wird in Abbildung 5.7 die Exzessenergie oberhalb der Λ -Produktionsschwelle verwendet. Anders als bei den Ergebnissen für COSY wurde hier nicht direkt an der Schwelle für das jeweilige Teilchen Σ^0 oder Λ gemessen, sondern für dieselbe Einschussenergie. Aufgrund des großen Abstands zur Produktionsschwelle kann dieser Unterschied vernachlässigt werden. Außerdem wurde die Fermibewegung im Kern nicht berücksichtigt.

ϵ [MeV]	$\sigma(pp \rightarrow \Lambda p K^+)$	$\sigma(pp \rightarrow \Sigma^0 K^+)$	$\frac{\sigma(pp \rightarrow \Lambda p K^+)}{\sigma(pp \rightarrow \Sigma^0 p K^+)}$
1163	51 ± 12	13 ± 7	4 ± 2
2413	48 ± 4	25 ± 3	$1,9 \pm 0,3$
2855	67 ± 5	27 ± 4	$2,5 \pm 0,4$
2954	$35,8 \pm 9,9$	16 ± 8	$2,2 \pm 1,2$
3448	59 ± 11	12 ± 5	5 ± 2
3448	54 ± 4	17 ± 3	$3,2 \pm 0,8$
4041	54 ± 7	25 ± 3	$2,2 \pm 0,4$
4358	$43,3 \pm 8$	$28,9 \pm 6,6$	$1,5 \pm 0,4$
5300	$54,4 \pm 7,3$	25 ± 5	$2,2 \pm 0,5$

Tabelle 5.5: Messungen für die Wirkungsquerschnitte σ von Λ - und Σ^0 -Hyperonen für verschiedene Exzessenergien ϵ . Alle Daten wurden aus [31] entnommen. Die Wirkungsquerschnitte σ sind in 10^{-30} cm^2 angegeben.

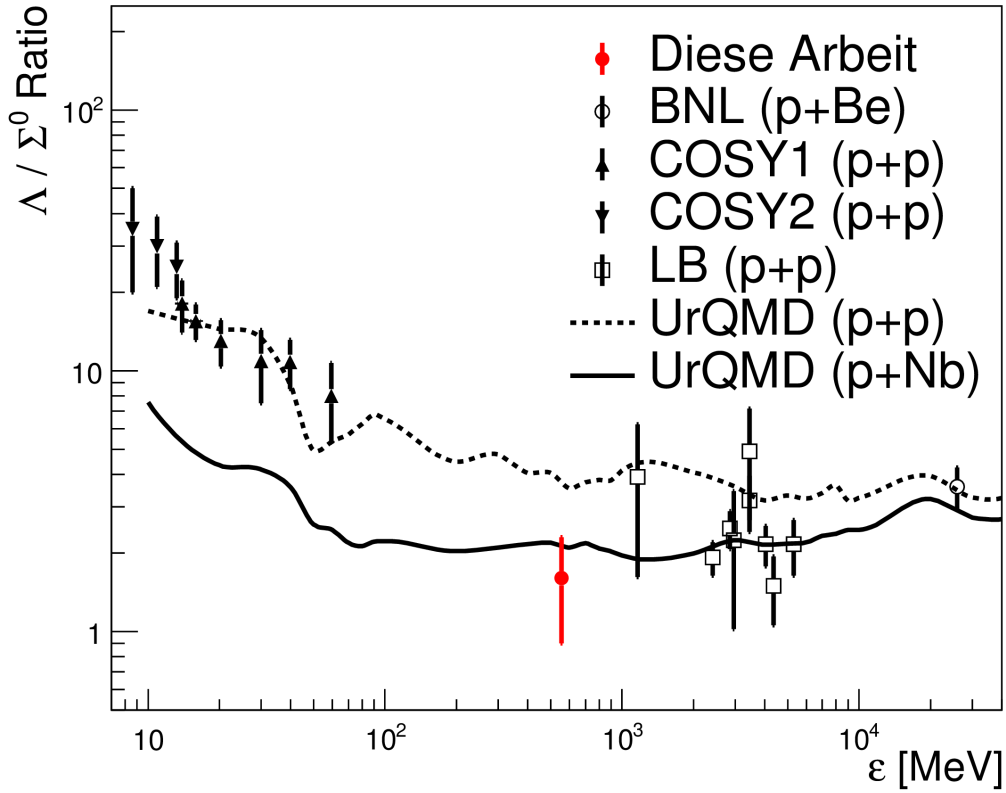


Abbildung 5.7: Das Verhältnis $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ in Abhängigkeit der Exzessenergie ϵ . Die geschlossenen Dreiecke sind Ergebnisse aus [29] und [30], die offenen sind aus [32]. Die restlichen Punkte stammen aus Tabelle 5.5.

In den bisher verfügbaren Daten gab es abgesehen von p+Be-Messungen am BNL [32] keinen Zugang zum Verhältnis $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ in Proton-Kern-Reaktionen. Für den Energiebereich bei wenigen MeV bis hin zu einigen GeV existieren nur p-p-Reaktionen, in denen sowohl Λ - als auch Σ^0 -Wirkungsquerschnitte gemessen wurden. Mit einer UrQMD-Simulation wurde sowohl für p + p als auch für p + Nb der Energiebereich von $\epsilon = 10$ MeV bis hin zu $\epsilon = 30$ GeV simuliert. Die Ergebnisse wurden ebenfalls in Abbildung 5.7 eingetragen.

5.7 Physikalische Interpretation

Für eine physikalische Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit wurden die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Λ - und Σ^0 -Hyperonen für Elementarre-

	HADES p + p	HADES p + Nb	HADES p + Nb / A
$\sigma(\Lambda)$	$207,3 \pm 8,5 \mu\text{b}$	$(14 \pm 3) \text{ mb}$	$(150 \pm 32) \mu\text{b}$
$\sigma(\Sigma^0)$	–	$(6 \pm 4) \text{ mb}$	$(65 \pm 43) \mu\text{b}$

Tabelle 5.6: Wirkungsquerschnitte für Λ und Σ^0 gemessen in p + p [68] und p + Nb [19] bei einer Energie von $E = 3,5 \text{ GeV}$.

System	$M(\Lambda) / 10^{-3}$	$M(\Sigma^0) / 10^{-3}$	$\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$
p + n (UrQMD)	2,7	1,2	2,2
p + p (UrQMD)	3,3	0,9	3,9
p + Nb (Exp)	17 ± 3	7 ± 3	$1,6 \pm 0,7$

Tabelle 5.7: Multiplizitäten von Σ^0 - und Λ -Hyperonen für p+p-, p+n- und p+Nb-Kollisionen bei $E = 3,5 \text{ GeV}$.

aktionen in p + p mit den Reaktionen von p+A jeweils bei $E = 3,5 \text{ GeV}$ verglichen. Sie sind in Tabelle 5.6 dargestellt. Das verwendete Niob-Target besteht aus 52 Neutronen und 41 Protonen, die Massenzahl liegt bei $A = 93$. Diese Information erlaubt es auch, die Angabe der Wirkungsquerschnitte für die Reaktion p+A pro Nukleon anzugeben (Abbildung 5.6). Der Wirkungsquerschnitt für Λ in p+Nb/A stimmt im Rahmen der Unsicherheit mit den Werten für p + p beinahe überein. Für p + p konnte kein Σ^0 -Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.

Aus Abbildung 5.7 geht klar hervor, dass für alle Energiebereiche das Verhältnis $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ bei Kernreaktionen sowohl im Experiment als auch im Transportmodell UrQMD mit zunehmender Energie stark abnimmt. Um diese Diskrepanz näher zu untersuchen, wurde für den Energiebereich $E = 3,5 \text{ GeV}$ eine UrQMD-Simulation für p+p und p+n erstellt, um auf Unterschiede der Wechselwirkung zwischen Neutronen und Protonen sensitiv zu sein. Dabei wurden die Multiplizitäten der Hyperonen und deren Verhältnisse aufgetragen (Tabelle 5.7).

Für beide Elementarreaktionen ist das Verhältnis signifikant höher als in Proton-Kern-Reaktionen. Vor allem in Proton-Proton-Reaktionen ist eine klare Überhöhung erkennbar, wohingegen das Verhältnis $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ im Rahmen der Unsicherheiten mit dem in Proton-Niob übereinstimmt. Ein auf Protonen- und Neutronenzahl gewichtetes Mittel des $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ -Verhältnisses für die Reaktionen aus p + p und p + n aus den UrQMD-Simulationen ergibt

$$\frac{N_p \cdot \left(\frac{\Lambda}{\Sigma^0}\right)^{pp} + N_n \cdot \left(\frac{\Lambda}{\Sigma^0}\right)^{pn}}{N_p + N_n} = 2,9. \quad (5.9)$$

Dieser Wert liegt außerhalb der Unsicherheit des gemessenen Wertes. Somit können

die vorliegenden Verhältnisse von Λ und Σ^0 nicht durch reine Nukleon-Nukleon-Stöße erklärt werden und geben einen Hinweis auf mögliche Mediumeffekte.

5.8 Ausblick

Nach den Erweiterungen am HADES-Experiment kann mit Hilfe des neuen elektromagnetischen Kalorimeters direkt der Wirkungsquerschnitt für den Kanal $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ gemessen werden. Gemeinsam mit der in dieser Arbeit vorgestellten Technik zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts $\sigma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma) + \sigma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-)$ kann das Verzweigungsverhältnis des Σ^0 -Hyperons bestimmt werden. Bisher konnte dies lediglich über QED-Rechnungen angenähert werden [8].

Durch das Einbringen eines Vorwärtszählers, mit dessen Hilfe auch die in Strahlrichtung emittierten Λ -Hyperonen detektiert werden können, wird die Akzeptanz und damit auch die Statistik für identifizierte Hyperonen signifikant erhöht. Gemeinsam mit der wesentlich höheren Effizienz des RICH-Photonendetektors nach dem Austausch der Drahtkammer gegen MAPMTs² führt dies zu einer um Größenordnungen höheren Gesamteffizienz für Hyperonen in den Kanälen mit Dielektronen. Auf diese Weise kann erstmals das Invariante-Masse-Spektrum des Σ^0 -Dalitz-Zerfall mit hoher Statistik untersucht werden. In [69] wurde bereits versucht, durch die Verbindung von chiraler Perturbationstheorie [70, 71] mit bereits aus Experimenten bekannten Formfaktoren für Pionen und ρ -Mesonen [72, 73, 74] ein Zugriff auf die Übergangsformfaktoren von Σ^0 und Λ zu erhalten. Die offen bleibenden Parameter können durch eine genaue Messung von $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ festgesetzt werden.

Die Bereitstellung der neuen FAIR³-Einrichtung mit ihrem zentralen Beschleunigerring SIS100 [75] wird in der Lage sein, Protonen- und Schwerionenstrahl weit oberhalb der Ξ -Produktionsschwelle mit sehr hohen Intensitäten zu liefern. Dies erlaubt Experimente zur Hyperonproduktion in p+p-, p+A- und A+A-Kollisionen bei hoher Statistik und damit auch die Untersuchung von Mediumeffekten bei unterschiedlichen Energien und Kollisionssystemen. Das HADES-Experiment wird dabei von Beginn an in der Lage sein, Experimente durchzuführen und so einen Einblick in die bisher nicht zugänglichen Bereiche zu schaffen.

²engl. Mehrfachanoden-Photoelektronenvervielfacher

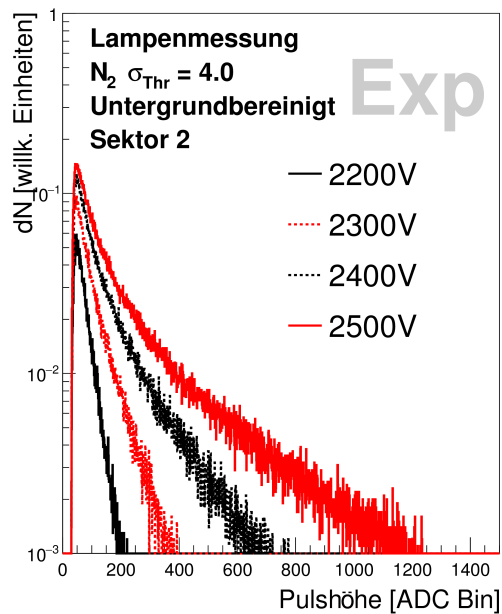
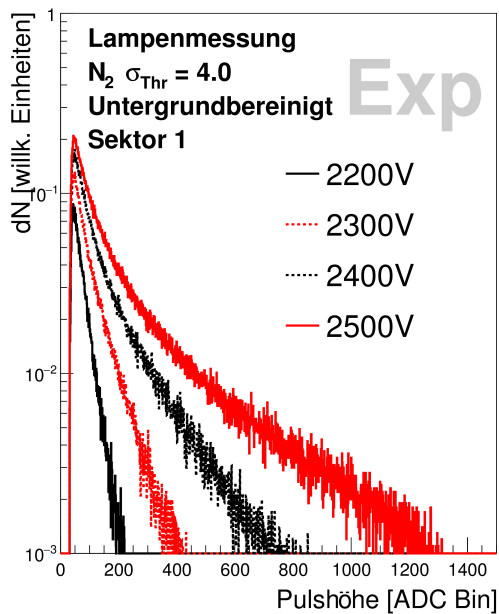
³Facility for Antiproton and Ion Research

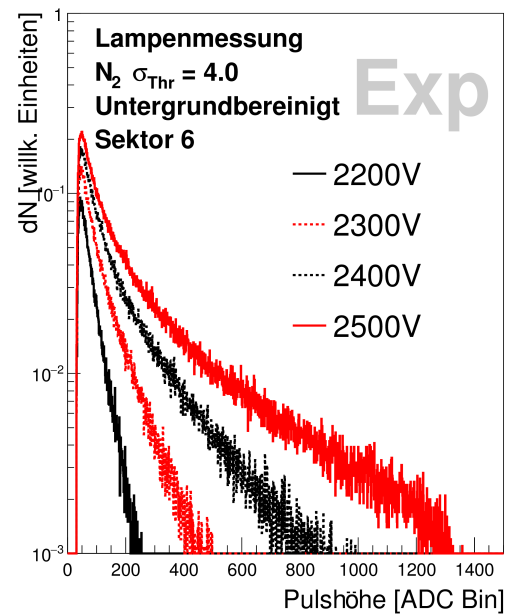
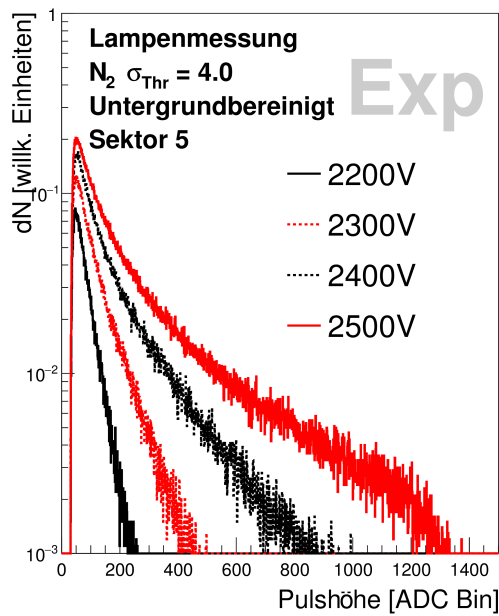
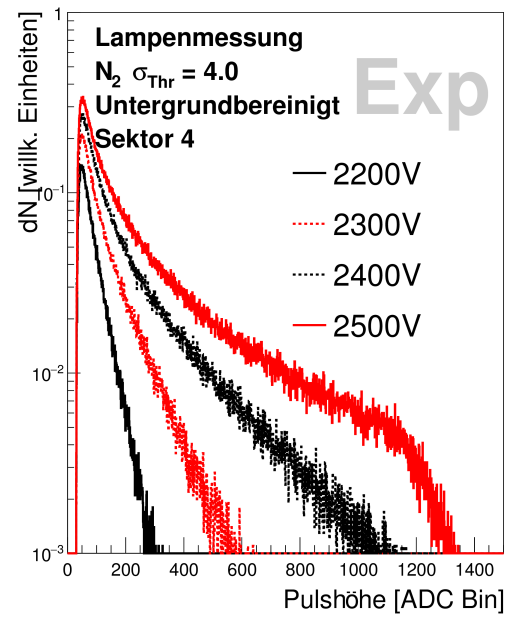
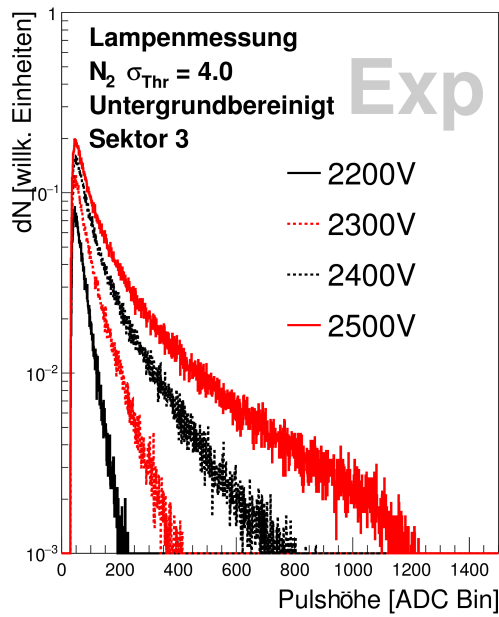


Lichtmessung mit einer VUV-Lampe

Spannungs-Scan

Pulshöhenverteilungen für unterschiedliche Spannungen bei einer festen Schwelle und Stickstoff als Radiatorgas.

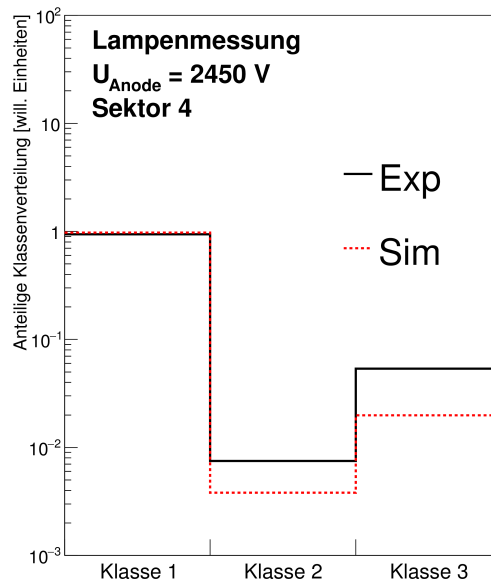
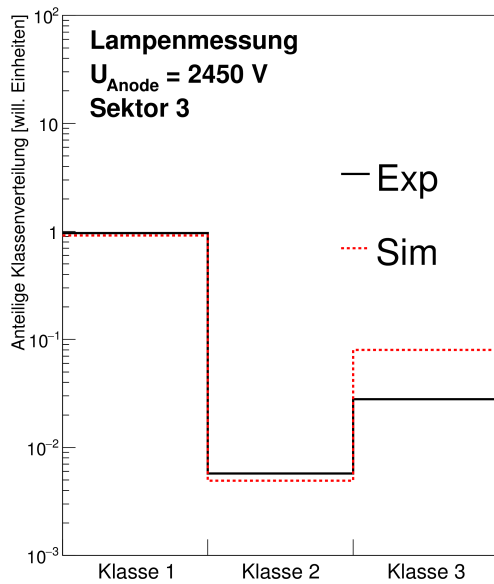
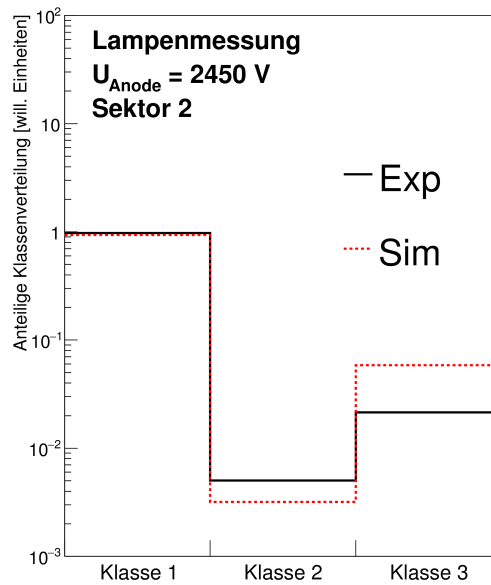
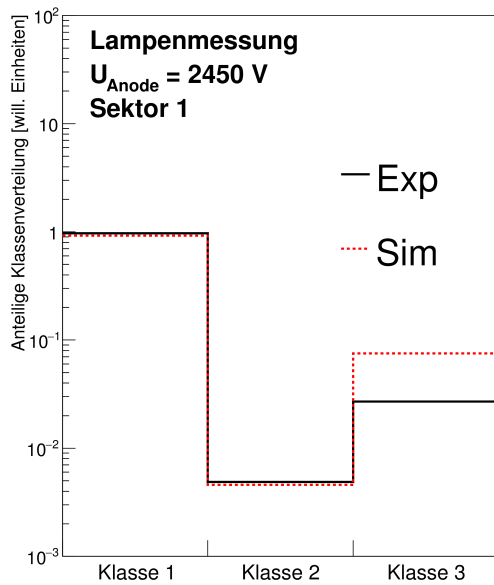


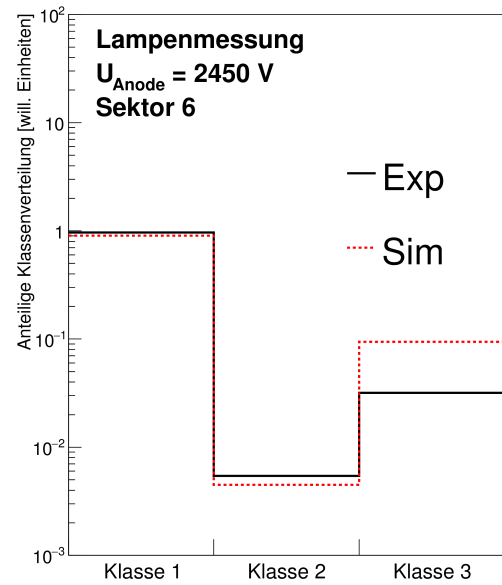
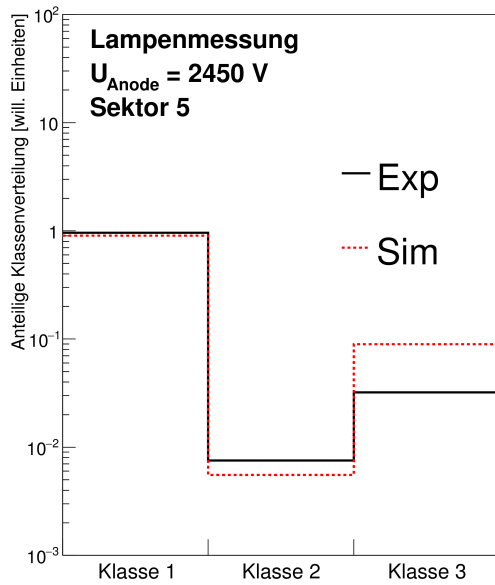


Übersprechen

Klassenweise

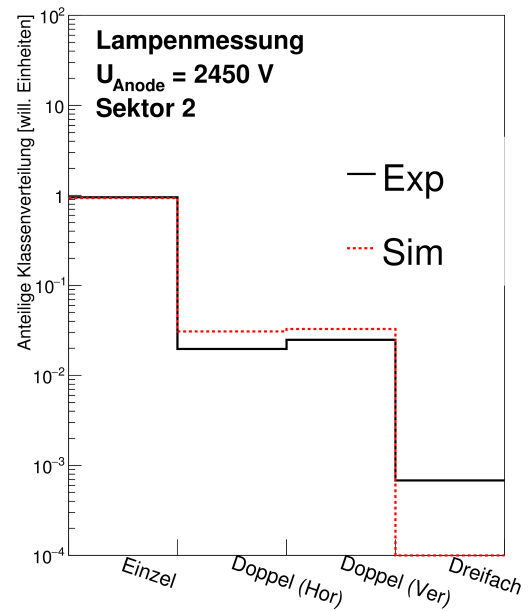
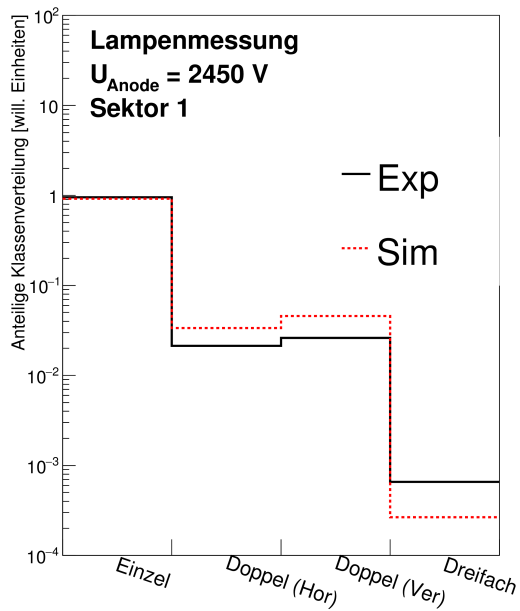
Normierte Multiplizität der verschiedenen Photon-Cluster-Klassen.

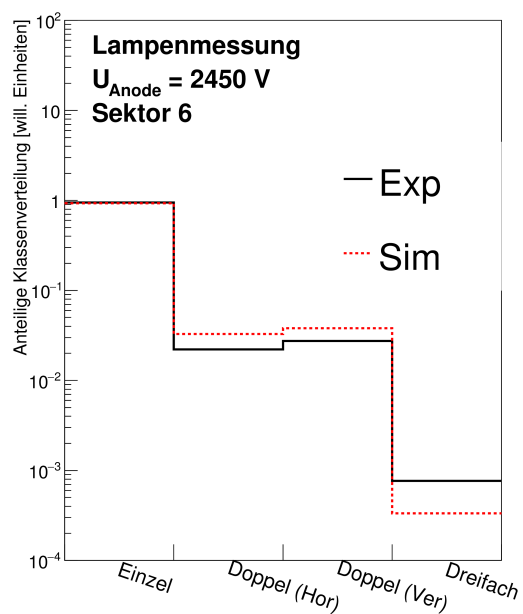
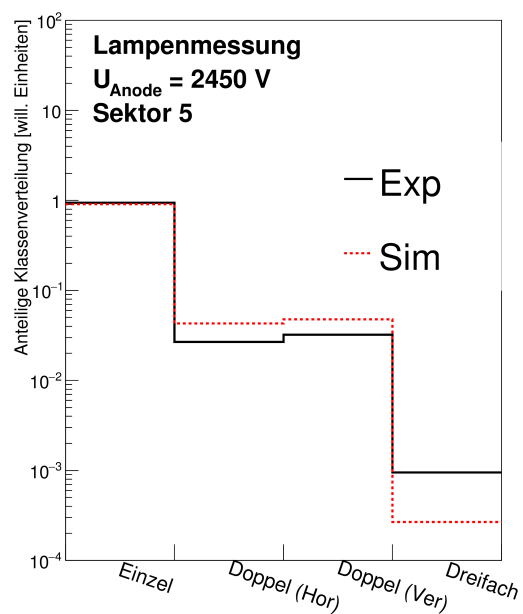
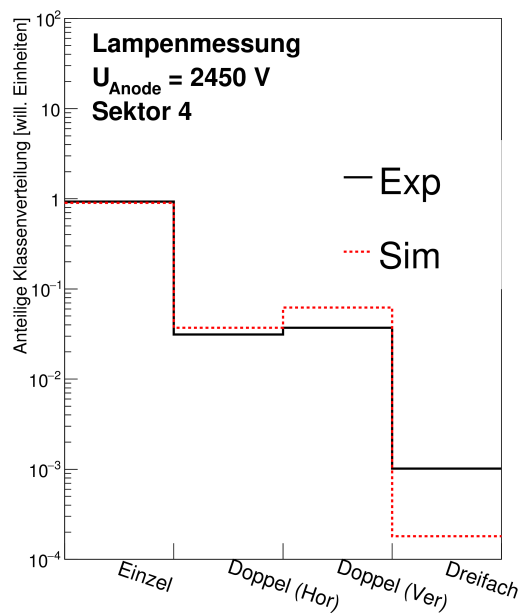
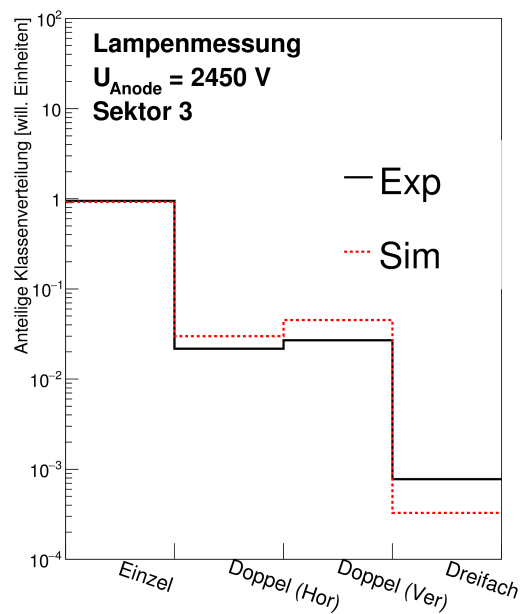




Klasse 1

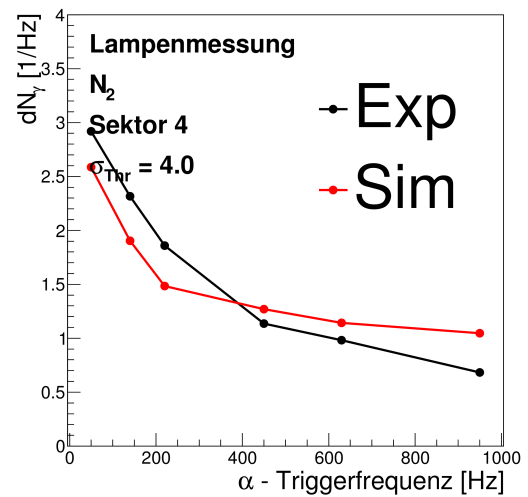
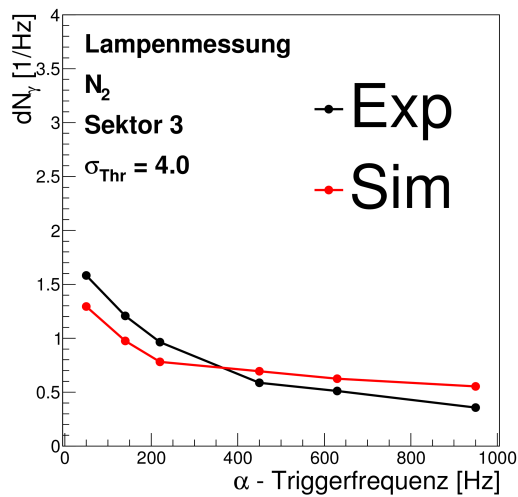
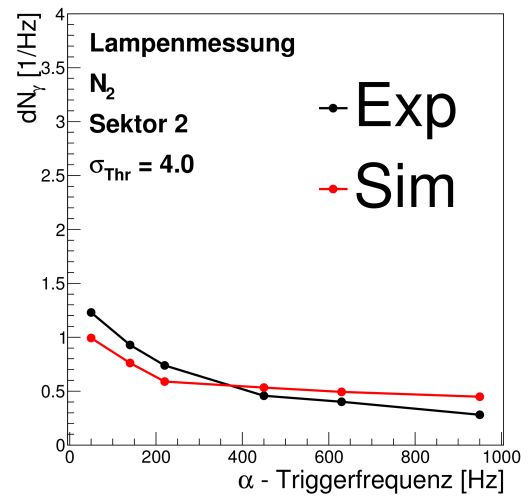
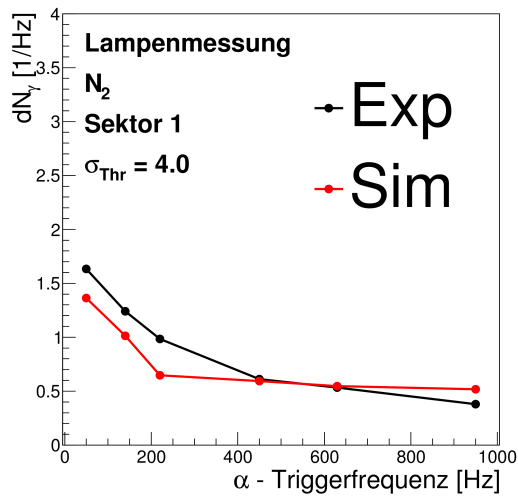
Normierte Multiplizität unterschiedlicher Klasse-1-Cluster.

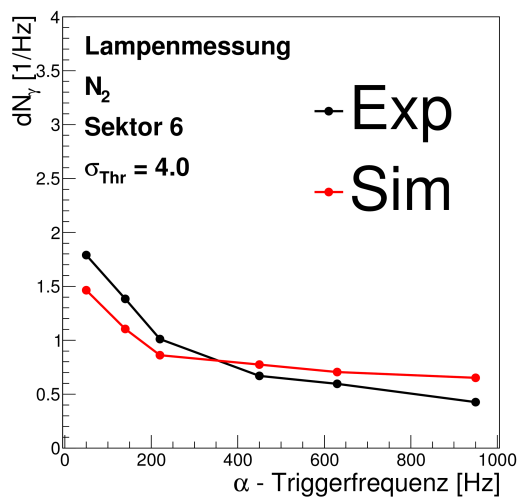
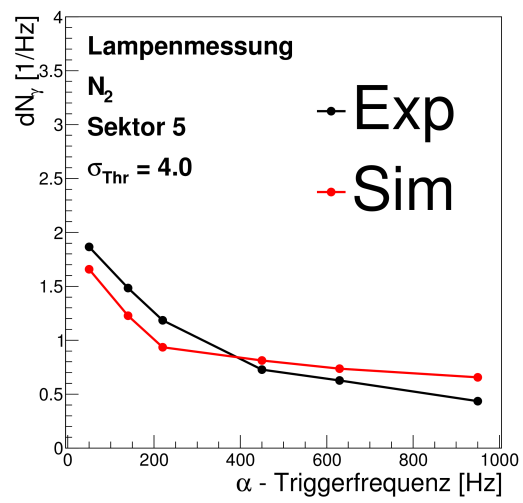




Vergleich der angepassten Simulation mit Daten aus der Messung

Anzahl der Photonen pro Trigger aufgetragen gegen die α -Triggerfrequenz.



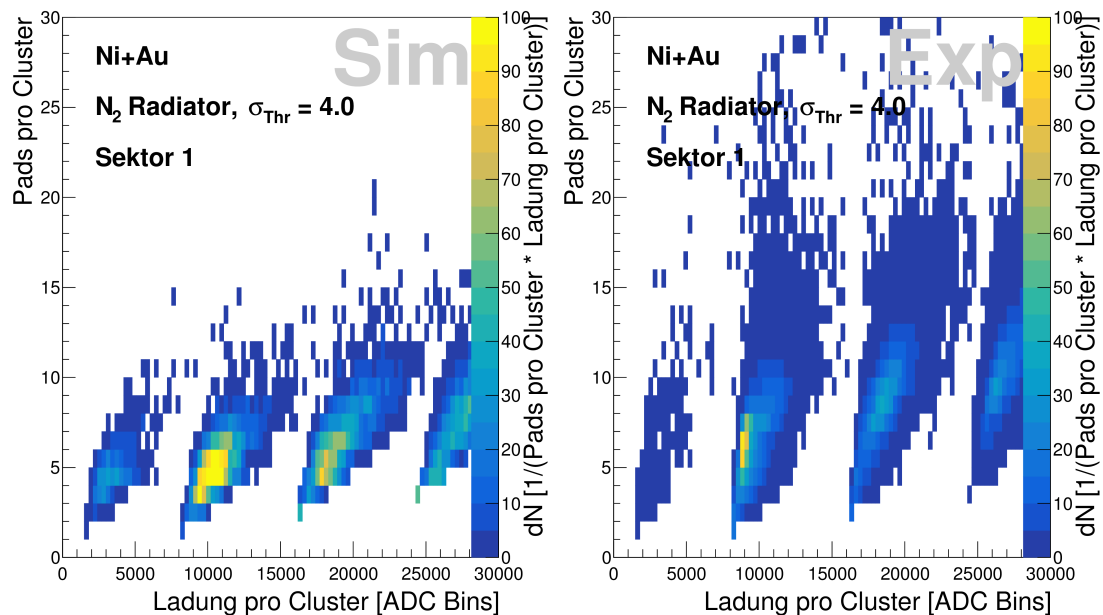


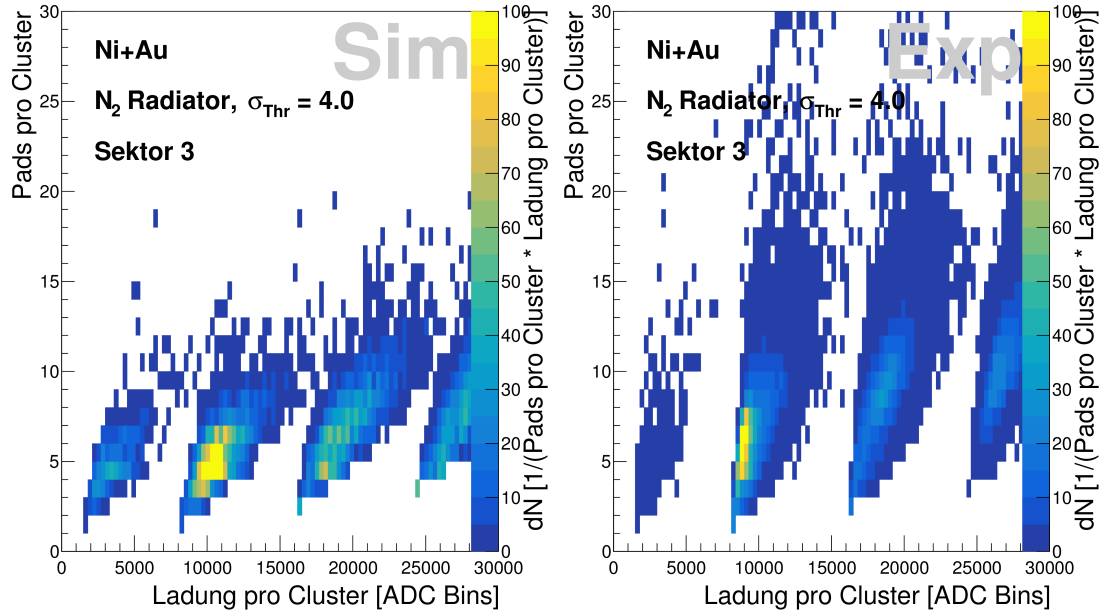
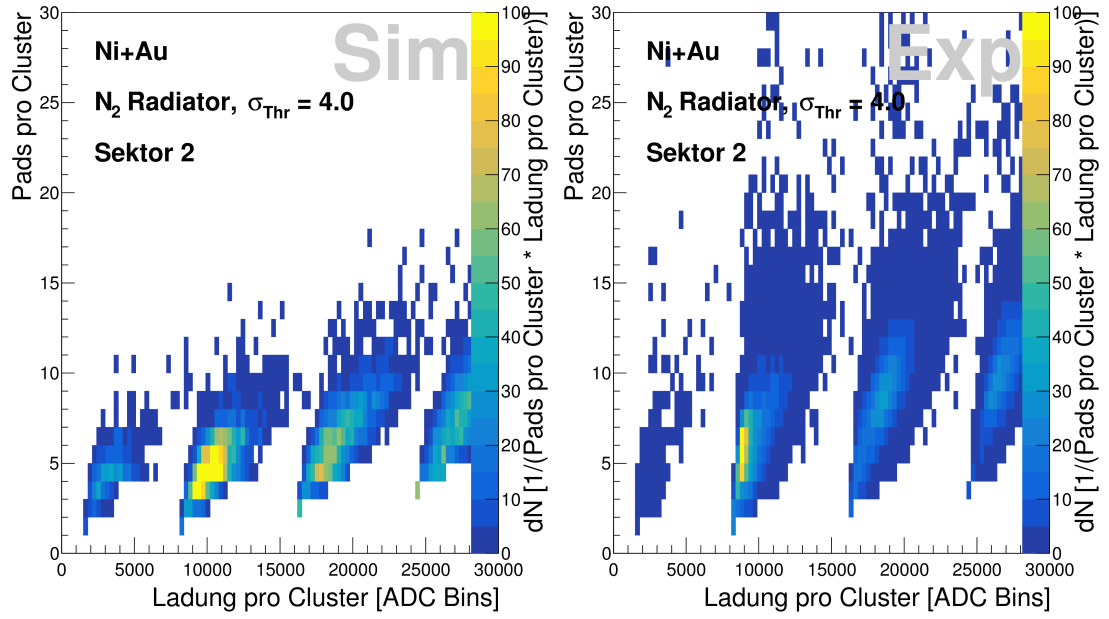
B

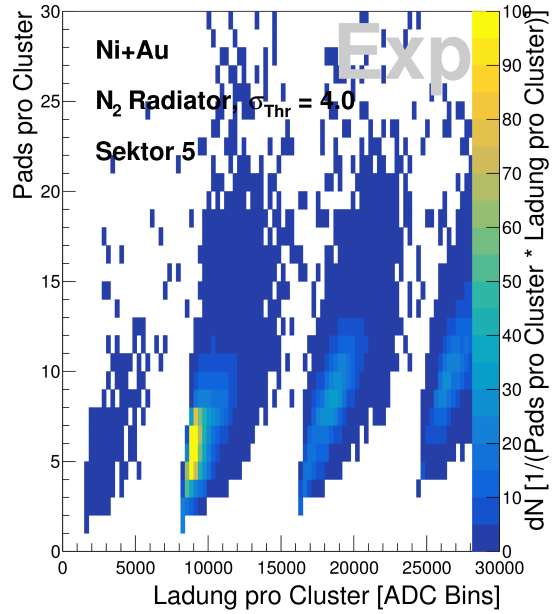
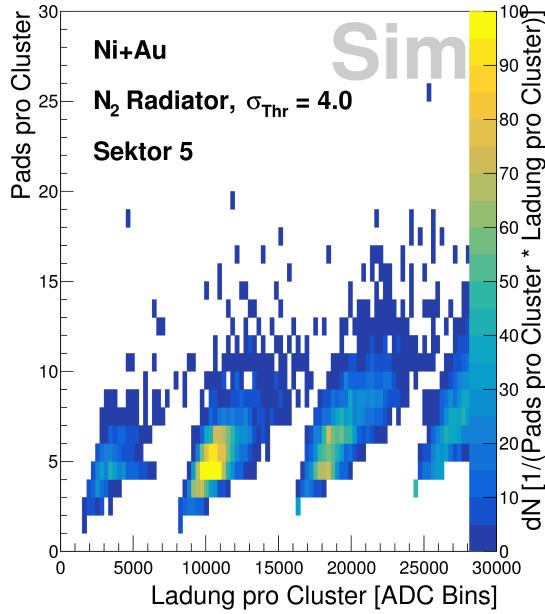
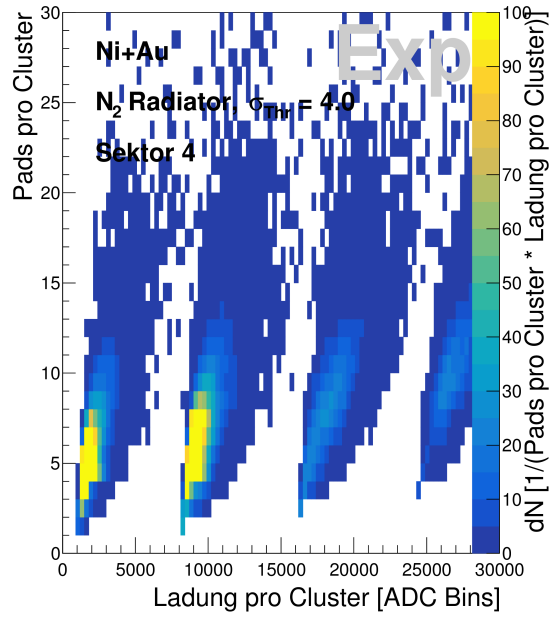
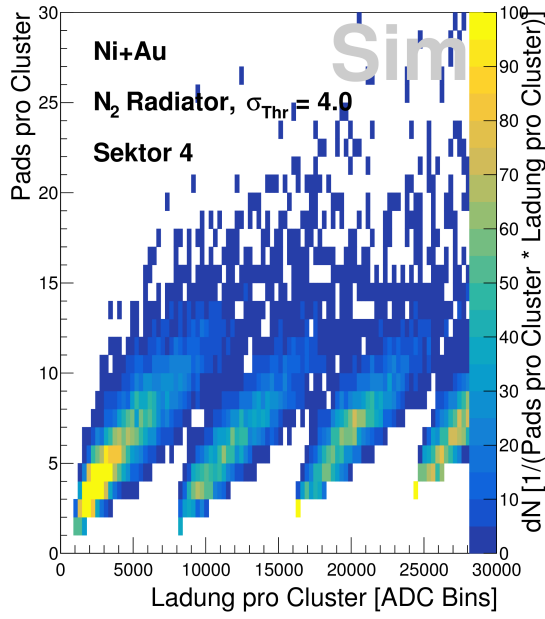
Untergrund geladener Teilchen

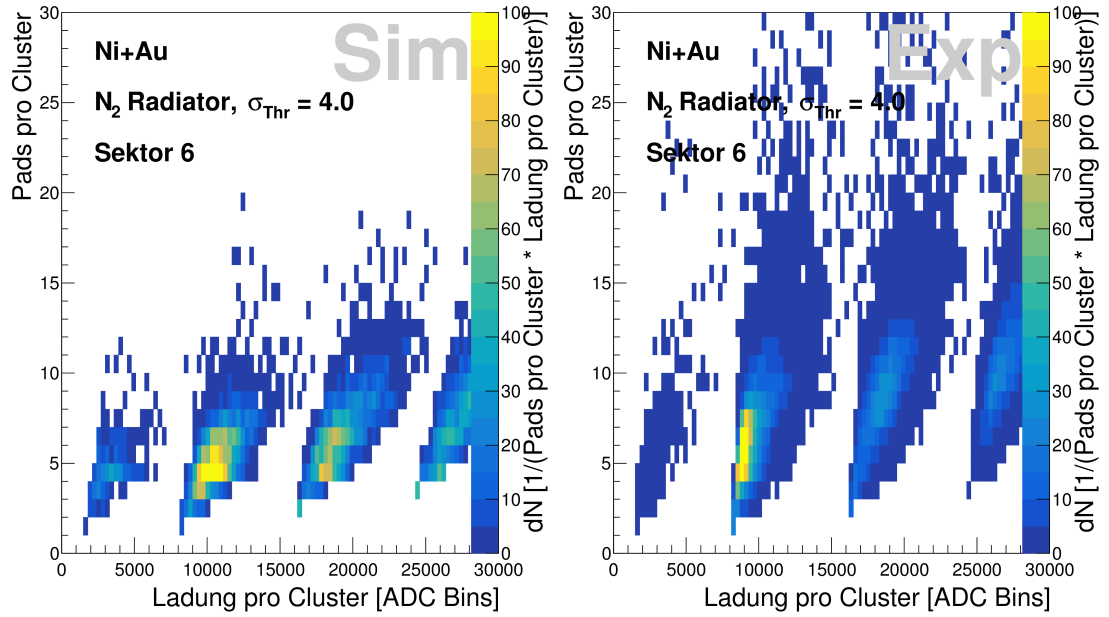
Clusterladung geladener Teilchen

Ladung pro Cluster für Ereignisse mit Stickstoff als Radiator. Bei den gemessenen Clustern handelt es sich nur um direkte Treffer und Photonen aus anderen Quellen.



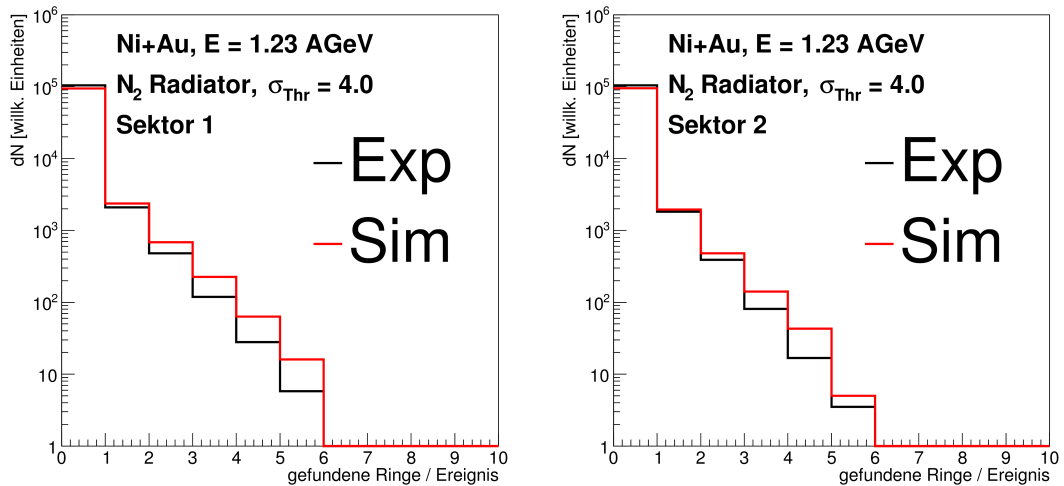


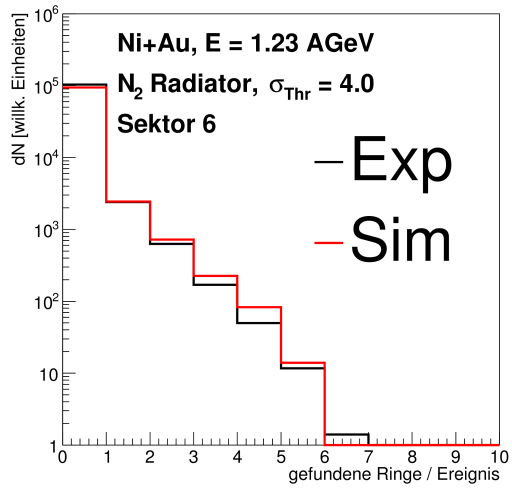
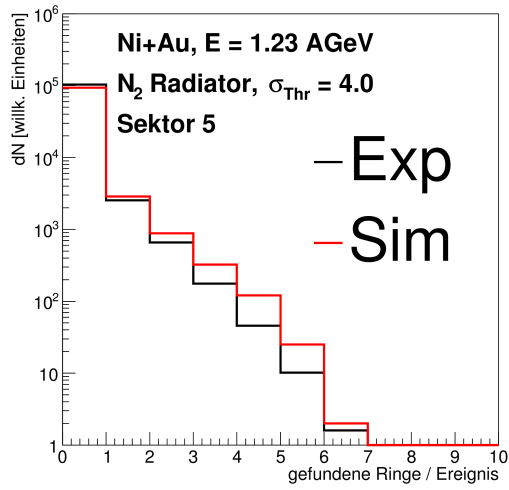
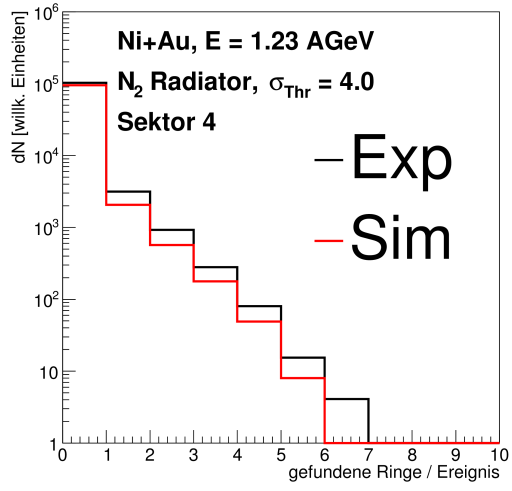
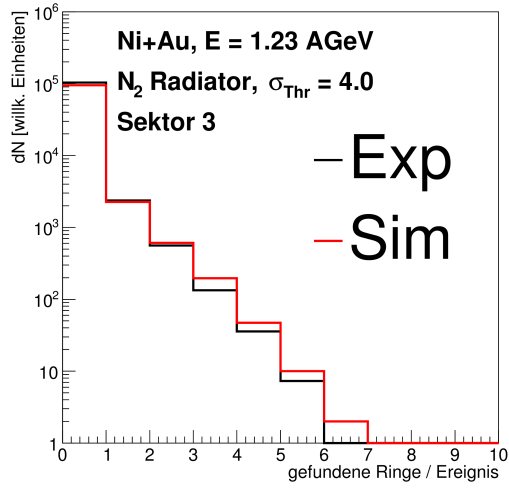




Ringe von geladenen Teilchen-Clustern

Multiplizität der nicht aus Cherenkov-Quellen stammenden, gefundenen Ringe auf dem Photonenzähler.





Abbildungsverzeichnis

1.1	Erstes Baryonen-Oktett. Die Achsen Ladung (Q), Isospin (I_3) und Spin (S) legen die Position der einzelnen Teilchen fest.	3
1.2	Invariante Masse von Proton-Pion-Paaren für die Produktion von Λ -Hyperonen (links) und von Λ -Pion-Paaren (rechts) für die Produktion von Ξ^- -Hyperonen bei Energien unterhalb (für Ξ) und oberhalb (für Λ) der Schwelle mit dem HADES-Spektrometer. Beide Verteilungen wurden für p+Nb-Kollisionen bei $E = 3,5$ MeV aufgenommen [19, 18].	6
1.3	Zerfallsschema der für die Strahlenergie $E = 3,5$ GeV relevanten Teilchen mit einem Λ als "Endzustand". In den einzelnen Blöcken ist rechts oben die Masse in MeV/c^2 und das J^P der Teilchen aufgelistet.	8
1.4	$\frac{\Lambda}{\Sigma}$ -Verhältnis für verschiedene Exzessenergien. Der eingezeichnete Pfeil zeigt den für HADES bei SIS18 zugänglichen Bereich mit p+p- und p+Nb-Experimenten mit einer möglichen Expansion zu höheren Energien am SIS100.	10
1.5	Feynmangraph für die Reaktion $pp \rightarrow YKN$ mit Pion- und Kaon-Austausch.	15
1.6	Feynmangraph für die Reaktion $pp \rightarrow YKN$ mit Erzeugung der Hyperonen durch die Resonanz R.	15
2.1	Gestreckte Darstellung des HADES-Detektorsystems. In der Messposition hat das Experiment in Strahlrichtung (grüne Linie) eine Ausdehnung von etwa 3 m. Der Strahl trifft von links auf das sich im RICH-Detektor-Strahlrohr befindliche Target.	18
2.2	Schematische Abbildung des Ringabbildenden Cherenkov-Detektors mit Vergrößerung des Photonendetektors [47].	20
2.3	Links: Ringmaske als Funktion des x- und y-Abstands vom Ringzentrum. Jedem ansprechenden Pad wird der Wert aus der Ringmaske zugeordnet. Rechts: Ring-Pattern-Matrix-Wert als Funktion des Padabstands in x- und y-Richtung zum designierten Ringmittelpunkt. .	21

3.1	Wellenlängenabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit, Korrekturwerte und Quanteneffizienz für die Implementierung in der Simulation.	25
3.2	Schema der Einzel-VUV-Photonenlampe [55]. Das vom ^{241}Am emittierte α -Teilchen mit $E = 5,49$ MeV erzeugt durch Exzimeranregung Photonen im Bereich von $\lambda = 176$ nm.	27
3.3	Anzahl der koinzident zu einem α -Triggersignal registrierten Photonen pro Trigger für die beiden Photomultiplier R1459 und HS20 für unterschiedliche Gase. Die statistischen Fehler (Linien) sind teilweise kleiner als die Punktgröße. Systematische Fehler sind als Boxen dargestellt. Die Werte für Argon und Stickstoff sind wie markiert um den Faktor 100 hochskaliert.	28
3.5	Links: Pulshöhenverteilung bei einer typischen Messung mit und ohne VUV-Photonen aus der Lampe. Das resultierende Signal (grau) ist die Differenz aus Signal mit Lampe (schwarz) und ohne (rot). Rechts: Pulshöhenverteilung der Signale in Sektor 2 bei einer Messung mit N_2 als Radiatorgas und einer Schwelle von $\sigma_{\text{Thr}} = 4,0$ für verschiedene Anodenspannungen. Die Signale sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.	30
3.6	Anzahl der ansprechenden Pads im Photonendetektor für die Radiatorgase C_4F_{10} (durchgehende Linie) und N_2 (gestrichelt). Für die Simulation wurden keine angepassten QE-Kurven verwendet, daher ist die Anzahl an ansprechenden Pads niedriger als im Experiment.	31
3.7	Pulshöhenverteilung für Photonensignale auf der Drahtkammer. Der Fit (rot) erlaubt die Bestimmung der Photoelektronennachweiswahrscheinlichkeit.	32
3.8	Von geladenen Teilchen induzierte Pad-Cluster-Ladung in Abhängigkeit der Anzahl der ansprechenden Pads pro Cluster für Experiment (links) und Simulation (rechts).	34
3.9	Schematische Darstellung für die mögliche Bildung von Ringen aus einer Kombination von Photonen auf der Padebene, die im Fenster erzeugt werden, und geladenen Teilchen, die direkt Pads ansprechen. Die Pfeile stellen die Photonen aus unterschiedlichen Quellen dar (rosa = Cherenkov, grün = Fensterphotonen). In der Nähe eines Clusters aus geladenen Teilchen treten unter einem bestimmten Abstand (graue Linie) Photonen auf, die mit anderen ansprechenden Pads zu Ringen kombiniert werden können.	35
3.10	Anzahl der gefundenen Ringe pro Ereignis aus Ni+Au-Kollisionen mit N_2 als Radiatorgas. Die gefundenen Ringe tragen zum Untergrund bei.	36

3.11	Aufteilung der verschiedenen Pad-Treffer-Möglichkeiten in drei Klassen. Für Klasse 1 wird genau ein Photon konvertiert, für Klasse 2 genau zwei. Bei Klasse 3 werden zwei und mehr Photonen dem gleichen Cluster zugeordnet [54].	37
3.12	Pulshöhenverteilung für Sektor 3. Die Einträge zeigen die Summe der Ladung der Pads eines Clusters für die Daten aus dem Experiment (schwarz) und der angepassten Simulation (rot).	38
3.13	Photonendetektor mit Drähten (schwarz) und Pads (grau). Die möglichen Kopplungen sind mit blauen Pfeilen dargestellt, das auftreffende Photon als Wolke.	39
3.14	Anzahl der gemessenen Photonen pro α -Trigger in Abhängigkeit der Triggerfrequenz.	40
3.16	Oben: Pulshöhenverteilung für Doppelpads (Summe der Einzelpads). Links unten: Multiplizität der einzelnen Klassen exemplarisch für Sektor 3. Rechts unten: Multiplizitätsverteilung für eine detailliertere Aufspaltung von Klasse 1 in Einzel-, Doppel- und Dreifach-Pads. . . .	41
3.17	Untergrundbereinigte invariante Masse der e^+e^- -Paare mit Schnitten auf die Eigenschaften von π^0 -Dalitz-Zerfällen.	43
3.18	Pulshöhenverteilung für die unterschiedlichen Klassen von Pad-Clustern (links). Multiplizitätsverteilung für Cluster mit einem Photon (rechts).	44
3.19	Verschiedene Ringeigenschaften für Dielektronenpaare aus π^0 -Dalitz-Zerfällen aus Experiment (schwarz) und Simulation (rot).	45
4.1	Schema des Nachweises von ungeladenen Σ -Hyperonen ohne Kalorimeter.	50
4.2	Röntgenaufnahme des Targets aus [63]. Die zwölf Niob-Scheiben sind blau dargestellt, die gestrichelte Linie zeigt die Abweichung einzelner Scheiben zu einer linearen Anordnung.	52
4.3	Rekonstruierter Primärvertex aus geladenen Spuren für p + Nb (oben) und Projektion der rekonstruierten Primärvertexposition auf die x-, y- und z-Achse (unten).	53
4.4	Energieverlust dE/dx geladener Teilchen in TOF + MDC in Abhängigkeit ihres Impulses. Gelb dargestellt sind die angelegten Schnitte für Protonen und negativ geladene Pionen.	55
4.5	Topologische Schnitte für p- π -Paare aus Λ -Zerfällen.	56
4.6	Links: Invariantes Massenspektrum für Proton-Pion-Paare für lose (durchgehend) und enge (gestrichelt) topologische Schnitte um den Sekundärvertex. Rechts: Invariantes Massenspektrum der im Experiment gemessenen Pion-Proton-Paare (schwarz). Die aus dem Fit erhaltene Funktion (rot) diente zur Extraktion des Nettosignals (grau). .	56

4.7	Konversionsvertizes der aus $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ stammenden Dielektronen. Der Bereich der Targetregion hat eine Konversionswahrscheinlichkeit von etwa 3 %.	58
4.8	Vom Azimutwinkel θ abhängige Impulsverteilung rekonstruierter e^+/e^- aus Dielektronen. Die Nachweisgrenze (rot) wurde mit einer Schwelle angepasst.	60
4.9	Impulsverteilung für Track T (durchgehend) und Tracklet τ (gestrichelt) für Experiment (schwarz) und UrQMD-Simulation (rot). Bestimmung der τ -Momenta mit der EH-Methode (siehe Text).	62
4.10	Impulse der Tracks (p^T) aufgetragen gegen ihren Tracklet- (p^τ)-Partner aus γ -Konversion. Der Impuls des Tracklets wird mit Hilfe der EH bestimmt.	63
4.11	Differenz zwischen primärem und rekonstruiertem Polar- (ϕ) und Azimutwinkel (θ) für $e^\pm$ -Tracks (schwarz) und -Tracklets (rot).	64
4.12	Links: Differenz zwischen primären und rekonstruierten Winkeln θ und ϕ . Rechts: Differenz der Öffnungswinkel zwischen primären und rekonstruierten Track-Tracklet-Paaren.	65
4.13	Energieverteilungen der konvertierten Photonen für beide Impulsrekonstruktionsmethoden (MC, EH). Das UrQMD-Quellspektrum (HGeant) ist zum Vergleich dargestellt.	66
4.14	Invariante Masse von Proton-Pion-Paaren mit einem koinzidenten γ im selben Ereignis. Der rote Fit beschreibt durch ein Polynom den Untergrund. Die graue Fläche zeigt das verbleibende Signal nach Untergrundabzug. Insgesamt wurden ca. 220 Σ^0 -Kandidaten identifiziert.	67
4.15	Links: Transversalimpuls-Verteilungen p_t für p - π^- -Paare in Regionen unterhalb (SB1, rot, gestrichelt) und oberhalb (SB2, rot, durchgehend) der Λ -Polmasse sowie für die Signalregion S (schwarze Datenpunkte) mit verschmierten Einzelimpulsen. Rechts: Gewichtete Kombination von p_t -Verteilungen in SB1 und SB2, die an die verschmierte Verteilung im Signalband S angepasst ist.	69
4.16	Invariantes Massenspektrum für p - π -Paare mit einem zusätzlichen $e^\pm$ -Paar im selben Ereignis. Polynomfit (rot) und impulsverschmierte Datenpunkte (blau) beschreiben den Untergrund der Datenpunkte (schwarz) auf vergleichbare Weise. Das Signal wird mit einer Gaußfunktion beschrieben.	70
4.17	Invariante Masse der Teilchen p , π^- , e^+ und e^- . Das Nettosignalspektrum (grau) ergibt sich aus der Differenz zwischen dem totalen Signal am Detektor (schwarz) und dem Untergrund (rot).	71

4.18	Invariantes Massenspektrum von koinzidenten Proton-Pion- und Dielektronenpaaren nach Abzug des Untergrunds für experimentelle (schwarz) und mit UrQMD/HGeant simulierte (rot) Ereignisse.	72
4.19	Links: Massenabhängige Signifikanz des Signals. Rechts: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit der invarianten Masse der vier Teilchen.	73
4.20	Rekonstruktionswahrscheinlichkeit aller geladener Teilchen pro Ereignis für verschiedene Stoßparameter b . Die Verteilungen zeigen die ungefilterte Verteilung (M_0) und die Verteilung für den emulierten Trigger mit $M_{\text{META}} = 3$ geladene Teilchen/Ereignis (M_3).	75
4.21	Transversalimpuls-Rapidityverteilung für Σ^0 -Kandidaten aus Experimentdaten (links) und mit UrQMD erzeugte Ereignisse (rechts). Der Untergrund wurde mit der Seitenband-Technik bestimmt und ist bereits abgezogen.	77
4.22	Links: Transversalimpuls-Rapidityverteilung von Σ^0 aus UrQMD-Ereignissen. Die Σ -Kandidaten wurden direkt durch ihre Teilchen-ID gefiltert. Rechts: Akzeptanz- und Effizienzmatrix (ACCEFF) aus vollständig rekonstruierten $\Sigma \rightarrow \Lambda \gamma \rightarrow p \pi e^+ e^-$ Ereignissen, die mit dem UrQMD-Eingabe-Datensatz verglichen werden.	79
4.23	Im Experiment gemessene p_t -y-Verteilung für Σ^0 -Hyperonen (links). Das Spektrum rechts zeigt die mit der ACCEFF-Matrix korrigierte Verteilung.	81
4.24	Akzeptanz- und effizienzkorrigierte p_t -Verteilungen für Experiment (schwarz) und Simulation (rot) in zwei Rapiditybins $0,5 < y_1 < 0,8$ (links) und $0,8 < y_2 < 1,1$ (rechts). Die punktierten Linien stellen Boltzmannfits dar (siehe Text).	82
4.25	Invariante Masse für Λ -ähnliche Proton-Pion-Paare aus kombinatorischem Untergrund für die verschmierten Impulse von p und π (schwarze Datenpunkte) und für einen an SB1 und SB2 angepassten Polynomfit (rot).	84
5.1	Rapidityverteilung für die Anzahl der Λ - und Σ^0 -Hyperonen pro Primäreignis und deren Verhältnis.	88
5.2	Vergleich der Anzahl der Σ^0 pro Ereignis aus dem Experiment mit den Transport-Modellen GiBUU und UrQMD. Die Werte für GiBUU wurden analog zu [19] skaliert.	89
5.3	Rapidityabhängige Σ^0 -Ausbeute. Die verschiedenen Verläufe für UrQMD (durchgehend schwarz), GiBUU (gestrichelt schwarz) und Λ -Exp (Dreiecke) wurden an die beiden gemessenen Datenpunkte (blau) mit einem χ^2 -Fit angepasst.	91

5.4	Hadronenausbeute in p+Nb-Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV (schwarze Punkte) und der zugehörige THERMUS-Fit (rote Linie). Der untere Teil zeigt das Verhältnis der aus dem Experiment extrahierten Werte zu den THERMUS-Rechnungen. Die bereits extrahierten Datenpunkte aus [61] werden mit dieser Arbeit um den Wert für Σ^0 erweitert.	93
5.5	Das Verhältnis von $\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ für das Experiment, UrQMD und GiBUU innerhalb des Akzeptanzbereichs.	95
5.6	$\frac{\Lambda_{\text{dir}} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ -Verhältnis für unterschiedliche Modelle und Experimente aus [31]. Die blaue Linie zeigt die vollständige, extrapolierte Phasenraumproduktion mit einem ebenfalls blauen 1- bzw. 2- σ -Band dieser Arbeit.	96
5.7	Das Verhältnis $\frac{\Lambda}{\Sigma^0}$ in Abhängigkeit der Exzessenergie ϵ . Die geschlossenen Dreiecke sind Ergebnisse aus [29] und [30], die offenen sind aus [32]. Die restlichen Punkte stammen aus Tabelle 5.5.	98

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der beiden leichtesten Hyperonen Λ und Σ und des doppelt seltsamen Ξ [8].	2
1.2	Mit einer Modellrechnung auf Basis der experimentell gemessenen magnetischen Momente für p, n und Λ bestimmte magnetische Momente μ . Dabei sind $\mu_u = +1,852\mu_N$, $\mu_d = -0,972\mu_N$ und $\mu_s = -0,613\mu_N$ mit dem Wert für das Kernmagneton $\mu_N = \frac{e}{2m_p}\hbar$	4
1.3	Übersicht über die wichtigsten 3-Teilchen-Kanäle für die Produktion von Λ s im HADES-Energiebereich für p+N Reaktionen. Eine detaillierte Aufstellung befindet sich in [20].	7
1.4	Zerfallskanäle von ungeladenen Λ - und Σ -Hyperonen und ihre Anteile [8].	7
1.5	Eigenschaften und Unterschiede zwischen den Lösungsansätzen für GiBUU und UrQMD zu den Vielteilchenfunktionen [40, 41, 35].	13
3.1	Anzahl der koinzident zu einem α -Trigger registrierten Photonen-Ereignisse normiert auf die gesamte Anzahl der Trigger im Vergleich zur Simulation. Als Abstand der Pindiode zur Quelle wurde $d = 9$ mm gewählt.	28
3.2	Sektorabhängige Anzahl der gemessenen Photonen ($\times 10^3$) für verschiedene Anodenspannungen. Die fett markierten Zahlen sind die Messpunkte für die Betriebsspannung analog zur Au+Au-Strahlzeit.	30
3.3	PE-Nachweiswahrscheinlichkeiten (PE-NW) und Gasverstärkungsparameter A_0 für die unterschiedlichen Sektoren bei Betriebsspannung. Bei Sektor 4 wurde die Spannung analog zur Strahlzeit reduziert.	33
3.4	Angewendete Schnitte auf den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$	43
4.1	Strahl- und Targetparameter für p + Nb.	48

4.2	Vergleich von engen und offenen Schnitten für die Auswahl der Λ -Kandidaten. MTD ist der minimale Abstand der Spuren zueinander, VDp und $VD\pi$ der Abstand der jeweiligen Teilchen zum Primärvertex und VDX beschreibt den Abstand zwischen Primär- und Sekundärvertex. ϕ_A legt den Öffnungswinkel zwischen den beiden Teilchenspuren fest.	55
4.3	Schnitte für die Elektron/Positron- und Paaridentifikation.	59
4.4	Steigungsparameter T_B und Σ^0 -Multiplizität dN/dy für $p + Nb$	81
4.5	Normierungsgrößen und ihre Unsicherheiten für LVL1-Trigger, den Unterschied zwischen M0 und M3 Trigger, die Korrektur für leere Ereignisse aus [40] und systematische Unsicherheiten für die Identifikation von $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma \rightarrow p\pi^-e^+e^-$	85
5.1	Gemessene Hyperonmultiplizitäten innerhalb der Akzeptanz $0,5 < y < 1,1$ pro 1.000 Ereignisse und ihre Unsicherheiten.	88
5.2	Integrale Σ^0 -Ausbeute für die mit dem Parameter S_i skalierten Modelle GiBUU und UrQMD. Außerdem wurde der Verlauf der experimentell bestimmten Λ s skaliert und als möglicher Verlauf für Σ^0 angenommen.	90
5.3	Für die THERMUS-Rechnungen verwendete Parameter [61].	93
5.4	Verhältnis $\frac{\Lambda_{dir} + \Lambda_{\Sigma^0}}{\Sigma^0}$ für GiBUU, UrQMD, THERMUS, eine Interpolation aus experimentellen Werten (Landolt-Boernstein) und diese Arbeit innerhalb der HADES-Akzeptanz von $0,5 < y < 1,1$ und für den vollen Phasenraum ($-0,5 < y < 2,0$).	95
5.5	Messungen für die Wirkungsquerschnitte σ von Λ - und Σ^0 -Hyperonen für verschiedene Exzessenergien ϵ . Alle Daten wurden aus [31] entnommen. Die Wirkungsquerschnitte σ sind in 10^{-30} cm^2 angegeben.	97
5.6	Wirkungsquerschnitte für Λ und Σ^0 gemessen in $p + p$ [68] und $p + Nb$ [19] bei einer Energie von $E = 3,5 \text{ GeV}$	99
5.7	Multiplizitäten von Σ^0 - und Λ -Hyperonen für $p+p$ -, $p+n$ - und $p+Nb$ -Kollisionen bei $E = 3,5 \text{ GeV}$	99

Literaturverzeichnis

- [1] G.E. Brown and M. Rho. On the manifestation of chiral symmetry in nuclei and dense nuclear matter. *Phys. Rept.*, 363:85–171, 2002.
- [2] T. Hatsuda and L. Su Houng. QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium. *Phys. Rev.*, C46(1):R34, 1992.
- [3] N. Kaiser F. Klingl and W. Weise. Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter. *Nucl. Phys.*, A624:527–563, 1997.
- [4] M. Urban, M. Buballa, R. Rapp, and J. Wambach. Momentum dependence of the pion cloud for rho mesons in nuclear matter. *Nucl. Phys.*, A641:433–460, 1998.
- [5] M. Gell-Mann. The Eightfold Way: A Theory of Strong Interaction Symmetry. *Synchrotron Laboratory Report CTSL-20. California Institute of Technology*.
- [6] G. Zweig. An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking. *CERN Report No.8182/TH.401*, 1964.
- [7] J.I. Friedman and H.W. Kendall. Deep inelastic electron scattering. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 22:203–254, 1972.
- [8] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [9] G. Agakishiev et al. Medium effects in proton-induced K^0 production at 3.5 GeV. *Phys. Rev.*, C90:054906, 2014.
- [10] D. H. Perkins. *Introduction to high energy physics*. 1982.
- [11] G. D. Rochester and C. C. Butler. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles. *Nature*, 160:855–857, 1947.
- [12] Jerzy Pniewski. Discovery of hypernuclei : The beginnings.
- [13] CERN Courier. Hypernuclei with sigma particles. *CERN Courier Volume 19, Number 9, December (pp. 405-406)*, 1979.

- [14] G. S. Ambartsumyan, V. A.; Saakyan. The degenerate superdense gas of elementary particles. *Soviet Astronomy*, 4:187.
- [15] G. S. Sahakian Yu. L. Vartanian. On the possible phase states of matter at extremely high densities. 1963.
- [16] J. Schaffner-Bielich. Hypernuclear Physics for Neutron Stars. *Nucl. Phys.*, A804:309–321, 2008.
- [17] A. Förster et al. Production of K^+ and of K^- Mesons in Heavy-Ion Collisions from 0.6 to 2.0 A GeV Incident Energy. *Physical Review C* C75, 2007, 2007.
- [18] G. Agakishiev et al. Subthreshold Ξ^- Production in Collisions of $p + \text{Nb}$. *Phys. Rev. Lett.*, 114(21):212301, 2015.
- [19] G. Agakishiev et al. Lambda hyperon production and polarization in collisions of $p(3.5 \text{ GeV}) + \text{Nb}$. A50:81, 2014.
- [20] J. Adamczewski-Musch et al. Inclusive Λ production in proton-proton collisions at 3.5 GeV. 2016.
- [21] G. Agakishiev et al. Associate K^0 production in $p + p$ collisions at 3.5 GeV: The role of $\Delta(1232)^{++}$. C90:015202, Jul 2014.
- [22] G. Agakishiev et al. $K^*(892)^+$ production in proton-proton collisions at $E_{beam} = 3.5 \text{ GeV}$. *Phys. Rev.*, C92(2):024903, 2015.
- [23] G. Agakishiev et al. Partial Wave Analysis of the Reaction $p(3.5 \text{ GeV}) + p \rightarrow p K^+ \Lambda$ to Search for the $pp K^-$ Bound State. *Phys. Lett.*, B742:242–248, 2015.
- [24] G. Agakishiev et al. Baryonic resonances close to the $\bar{K}N$ threshold: The case of $\Sigma(1385)^+$ in pp collisions. C85:035203, Mar 2012.
- [25] G. Agakishiev et al. Baryonic resonances close to the $\bar{K}N$ threshold: The case of $\Lambda(1405)$ in pp collisions. C87:025201, Feb 2013.
- [26] J. Siebenson and L. Fabbietti. Investigation of the $\Lambda(1405)$ line shape observed in pp collisions. C88(5):055201, 2013.
- [27] R. Lalik. *A beam detector for pion experiments and analysis of the inclusive Λ production in proton-proton reactions with HADES*. PhD thesis, 2016.
- [28] M. Abdel-Bary et al. Production of Λ and Σ^0 hyperons in proton-proton collisions. *Eur. Phys. J.*, A46:27–44, 2010. [Erratum: *Eur. Phys. J.* A46,435(2010)].

-
- [29] P. Kowina et al. Energy dependence of the Lambda / Sigma0 production cross-section ratio in p p interactions. *Eur. Phys. J.*, A22:293–299, 2004.
- [30] S. Sewerin et al. Comparison of Λ and Σ^0 threshold production in proton proton collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 83:682–685, 1999.
- [31] A. Baldini. Numerical data and functional relationships in science and technology. *Springer 409 P, Landolt-Boernstein, New Series 1/128*), 12, 1988.
- [32] M.W. Sullivan et al. Measurement of the Ratio of Σ^0 to Λ^0 Inclusive Production From 28.5-GeV/c Protons on Beryllium. *Phys. Rev.*, D36:674, 1987.
- [33] G. Van Buren. The Ratio Sigma0 / Lambda at RHIC. *Rom. Rep. Phys.*, 58:069–074, 2006.
- [34] F. Becattini and L. Ferroni. Statistical hadronization and hadronic microcanonical ensemble. 1. *Eur. Phys. J.*, C35:243–258, 2004.
- [35] O. Buss, T. Gaitanos, K. Gallmeister, H. van Hees, M. Kaskulov, O. Lalakulich, A. B. Larionov, T. Leitner, J. Weil, and U. Mosel. Transport-theoretical Description of Nuclear Reactions. *Phys. Rept.*, 512:1–124, 2012.
- [36] S. A. Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41:255–369, 1998. [Prog. Part. Nucl. Phys.41,225(1998)].
- [37] K. Redlich P. Braun-Munzinger and J. Stachel. Particle production in heavy ion collisions. 2003.
- [38] S. Wheaton and J. Cleymans. THERMUS: A Thermal model package for ROOT. *Comput. Phys. Commun.*, 180:84–106, 2009.
- [39] 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.*, 202:233–360, 1991.
- [40] C. Wendisch. *Hyperon-Produktion und -Polarisation in der Reaktion p (3,5 GeV) + Nb mit HADES*. PhD thesis, Technische Universität Dresden, 2014.
- [41] G. F. Bertsch, H. Kruse, and S. D. Gupta. Boltzmann Equation For Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev.*, C29:673–675, 1984. [Erratum: Phys. Rev.C33,1107(1986)].
- [42] S. Mrenna T. Sjostrand and P.Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [43] H. Pi. An Event generator for interactions between hadrons and nuclei: FRITIOF version 7.0. *Comput. Phys. Commun.*, 71:173–192, 1992.

- [44] G. Ingelman B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31–145, 1983.
- [45] S. Abdel-Samad et al. Hyperon production in the channel $p p \rightarrow K^+ \Lambda p$ near the reaction threshold. *Phys. Lett.*, B632:27–34, 2006.
- [46] G. Agakishiev et al. The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES. A41:243–277, 2009.
- [47] K. Zeitelhack et al. The HADES RICH detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A433:201–206, 1999.
- [48] A. Kastenmuller et al. Fast detector readout for the HADES-RICH. *Nucl. Instrum. Meth.*, A433:438–443, 1999.
- [49] W. Beusch et al. *Internal note 4, CERN/ECP/MIP*, 1993.
- [50] M. Palka et al. The new data acquisition system for the HADES experiment. In *Proceedings, 2008 IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and 16th International Workshop on Room-Temperature Semiconductor X-Ray and Gamma-Ray Detectors (NSS/MIC 2008 / RTSD 2008): Dresden, Germany, October 19-25, 2008*, pages 1398–1404, 2008.
- [51] L. L. Jones, M. J. French, Q. Morrissey, A. Neviani, M. Raymond, G. Hall, P. Moreira, and G. Cervelli. The APV25 deep submicron readout chip for CMS detectors. *Conf. Proc.*, C9909201:162–166, 1999.
- [52] R. Gernhäuser L. Maier M. Böhmer, J. Friese and M. Weber. Performance of the new readout frontend for the HADES RICH. *MLL Jahresbericht*, 2007.
- [53] L. Fabbietti, T. Eberl, J. Friese, R. Gernhauser, J. Homolka, H. J. Korner, M. Munch, and B. Sailer. Photon detection efficiency in the CsI based HADES RICH. *Nucl. Instrum. Meth.*, A502:256–260, 2003.
- [54] L. Fabbietti. *Study of the $e^+ e^-$ pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*. PhD thesis, 2003.
- [55] J. Friese and P. Huck. Eine neue VUV Lampe zur Messung einzelner Photonen mit dem HADES RICH. *DPG-Tagung, Poster*, 2011.
- [56] M. M. Fraga, A. Onofre, L. Pereira, N. Castro, F. Veloso, F. Fraga, R. Ferreira Marques, M. Pimenta, and A. Policarpo. Temperature-dependent quenching of UV fluorescence of N-2. *Nucl. Instrum. Meth.*, A597:75–82, 2008.

- [57] H. Morii, K. Mizouchi, T. Nomura, N. Sasao, T. Sumida, M. Kobayashi, Y. Murayama, and R. Takashima. Quenching Effects in Nitrogen Gas Scintillation. *Nucl. Instrum. Meth.*, A526:399–408, 2004.
- [58] T. Dandl, T. Heindl, and A. Ulrich. Fluorescence of nitrogen and air. *Journal of Instrumentation*, 7(11):P11005, 2012.
- [59] K. Schmidt-Sommerfeld. Konzeptstudie für eine Photomultiplierauslese des Tscherenkowdetektors im HADES Experiment. Master’s thesis, TUM, 2014.
- [60] G. Agakishiev et al. Inclusive pion and η production in p +Nb collisions at 3.5 GeV beam energy. C88:024904, Aug 2013.
- [61] G. Agakishiev et al. Statistical hadronization model analysis of hadron yields in $p + \text{Nb}$ and $\text{Ar} + \text{KCl}$ at SIS18 energies. *Eur. Phys. J.*, A52(6):178, 2016.
- [62] J. Adamczewski-Musch et al. The Λp interaction studied via femtoscopy in $p + \text{Nb}$ reactions at $\sqrt{s_{NN}} = 3.18$ GeV. *Phys. Rev.*, C94(2):025201, 2016.
- [63] M. Weber. *Dielektronen Spektroskopie in kalter Kernmaterie*. PhD thesis, 2011.
- [64] T. Eberl. *Untersuchung π^0 Mesonen induzierter $e+e^-$ Paare in $C+C$ Stoessen*. PhD thesis, 2004.
- [65] S. I. Bityukov. Signal significance in the presence of systematic and statistical uncertainties. *JHEP*, 09:060, 2002. [Nucl. Instrum. Meth.A502,795(2003)].
- [66] G. Agakishiev et al. Searching a dark photon with hades. 731:265–271, 2014.
- [67] P. Salabura et al. P. Tlustý, M. Weber. Multiplicity and Scaling to HARP Data. 2016.
- [68] J. Adamczewski-Musch et al. Inclusive Λ production in proton-proton collisions at 3.5 GeV. *Phys. Rev.*, C95(1):015207, 2017.
- [69] S. Leupold C. Granados and E. Perotti. The electromagnetic Sigma-to-Lambda hyperon transition form factors at low energies. 2017.
- [70] S. Weinberg. Phenomenological Lagrangians. *Physica*, A96:327–340, 1979.
- [71] S. Scherer. Introduction to chiral perturbation theory. *Adv. Nucl. Phys.*, 27:277, 2003.
- [72] G. Colangelo, J. Gasser, and H. Leutwyler. $\pi\pi$ scattering. *Nucl. Phys.*, B603:125–179, 2001.

- [73] R. Garcia-Martin, R. Kaminski, J. R. Pelaez, J. Ruiz de Elvira, and F. J. Yndurain. The Pion-pion scattering amplitude. IV: Improved analysis with once subtracted Roy-like equations up to 1100 MeV. *Phys. Rev.*, D83:074004, 2011.
- [74] C. Hanhart. A New Parameterization for the Pion Vector Form Factor. *Phys. Lett.*, B715:170–177, 2012.
- [75] P.J. Spiller. The FAIR synchrotrons SIS100 and SIS300 and the high energy beam transport system. *HHH proceedings*, 2008.

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei den vielen Leuten bedanken, die dazu beigetragen haben, dass ich diese Arbeit abgeschlossen und abgegeben habe. Allen voraus gilt mein besonderer Dank Jürgen Friese, der nicht nur (fast) jede meiner zahlreichen Fragen beantworten konnte, sondern mich auch ermutigt hat, mich mit anderen, physikfremden Problemstellungen und Fragen zu beschäftigen. Vielen Dank für deine schier unendliche Geduld und das Vertrauen, das ich in den letzten Jahren erfahren durfte, und den Satz, den ich sehr gerne für die Zukunft als neuen Leitsatz mitnehmen möchte: “Geld spielt keine Rolle.” Bei Laura Fabbietti möchte ich mich für die bedingungslose Unterstützung bedanken, vor allem auch dafür, dass ich mich immer entfalten konnte und alle Ideen ausleben durfte wie ich es für richtig hielt. Dankeschön auch für die praktische Umsetzung meines neuen Leitsatzes und das Ermöglichen einer nicht mehr genau feststellbaren Anzahl an Konferenzen, Kollaborationstreffen und anderen Dienstreisen. Ich möchte mich ebenfalls recht herzlich bei Ludwig Maier bedanken, der mir in allen Technikfragen immer zur Seite gestanden hat und der mir einen Großteil meines Computerwissens direkt und indirekt verschafft hat. Ebenso bedanken möchte ich mich auch bei allen “Senior Scientists” am und um unsere Abteilung, namentlich bei Roman Gernhäuser, Thomas Faestermann, Andreas Ulrich, Shawn Bishop, Torsten Dahms, Josef Homolka, Ante Bilandzic, Piotr Gasik und Michael Böhmer.¹ Die vielen Gespräche bei einem Kaffee oder Getränk der Wahl über alle Themen rund um Physik haben mir sehr viel Freude bereitet, eure Hilfe war und ist mir immer sehr willkommen. Außerdem möchte ich mich bei Ralf Lang für die viele technische Hilfe und die Hinweise auf die Spielstände der Bundesliga bedanken. Bei Sonja Winkler und Michael Glöckner für die ständige Bereitschaft, mir zwischen Tür und Angel eine “kurze” Frage zu beantworten.

Ein großes Dankeschön richtet sich auch an den Dreh- und Angelpunkt unserer Abteilung: Petra Zweckinger und Sigrid Weichs. Vielen lieben Dank für die Bearbeitung meiner abertausenden Dienstreiseanträge und Vertragsänderungen. Bei Sissi Körner möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, “andere” Physik zu sehen

¹Ich hoffe ich habe keinen vergessen, falls doch, ist dies nicht aus böser Absicht geschehen, sondern aus purer Vergesslichkeit

und darüber nachzudenken.

Auch an meine lieben Bürokollegen und Mitstreiter Joana, Steffen, Dominik und Rafal ein Dankeschön für die unzähligen Gespräche, das Teamwork und das Ertragen auf Dienstreisen und "Zuhause". Auch bei Benjamin Heiss möchte ich mich gern noch explizit bedanken, denn er hat mir sehr viel Computing-Arbeit abgenommen und mir bei einer (fast) täglichen Tasse Kaffee oder Tee in vielen Punkten weitergeholfen. Es wird der Punkt kommen, an dem du das alles selbst machen musst ... (nämlich jetzt). Ich möchte mich auch bei allen bedanken, die im Laufe der Arbeit meinen Weg gekreuzt haben,² ganz besonders auch Steffi Hellgartner, Max Winkel, Korbinian Schmidt-Sommerfeld, alle E12er und KTAs.

Ein großes Dankeschön geht auch an meine Frau Ann-Kathrin, die alles universitätsrelevante immer akzeptiert hat und mich bei meinen Entscheidungen immer unterstützt hat. Bis zu diesem Tag habe ich Aufzeichnungen über 196 besuchte Konzerte. Ich denke, wir kriegen noch 1000 voll.

"After all the loving and the losing, the heroes and the pioneers, the only thing that's left to do is get another round in at the bar."

Frank Turner

²Auch hier gilt, ich habe niemanden aus böser Absicht vergessen.

