



MESSUNG DES KOLLEKTIVEN FLUSSES VON
PROTONEN MIT HADES IN
AG+AG-KOLLISIONEN BEI 1.58 AGeV

Institut für Kernphysik der Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Bachelorarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

vorgelegt von

Naomi Oei

im Juni 2020

Erstprüfer: Prof. Dr. Christoph Blume
Zweitprüfer: Dr. Manuel Lorenz

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	4
1. Physikalische Grundlagen	5
1.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	5
1.2. Das QCD Phasendiagramm	6
1.2.1. Confinement	6
1.2.2. Klassisches Phasendiagramm	7
1.2.3. Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie	8
1.3. Schwerionenkollisionen	9
1.4. Flow	11
1.5. Zielsetzung dieser Arbeit	17
2. Das HADES Experiment	18
2.1. Aufbau	19
2.1.1. Start- und VETO- Detektor	19
2.1.2. RICH-Detektor	19
2.1.3. Magnetspektrometer	20
2.1.4. META-Detektor	22
2.1.5. Forward Wall	24
2.2. Triggersystem und Datenaufnahme	24
2.3. Spurrekonstruktion	24
2.4. Impulsbestimmung	26
2.5. Teilchenidentifikation	27
3. Flow Analyse	30
3.1. Methode der Flow Analyse	30
3.2. Experimentelle Ergebnisse	43
3.2.1. Diskussion von v_1	43
3.2.2. Ausschluss der Ag+C-Reaktionen	46
3.2.3. Diskussion von v_2	47
3.2.4. Diskussion von v_3	50
3.3. Zusammenfassung und Ausblick	53
A. Zusatzmaterial	54
Literaturverzeichnis	57

Abbildungsverzeichnis

1.	Das Standardmodell	5
2.	Phasendiagramm des Wassers	8
3.	QCD- Phasendiagramm	8
4.	Schema einer Schwerionenkollision	9
5.	Dynamische Entwicklung einer Schwerionenkollision	10
6.	Koordinatensystem mit Azimutwinkel und Winkel der Reaktionsebene	12
7.	Der gerichtete Fluss.	14
8.	Der elliptische Fluss.	15
9.	Der elliptische Fluss v_2 in Abhängigkeit der Strahlenergie pro Nukleon	15
10.	Der dreieckige Fluss	16
11.	Auftragung von v_3 für Protonen sowie zwei verschiedenen Zustandsgleichungen in Abhängigkeit von p_t	17
12.	Der HADES Detektor	18
13.	Beschleunigeranlage GSI	18
14.	Die Komponenten des Detektors	19
15.	Der Start-Detektor	19
16.	Der RICH-Detektor	20
17.	MDCs im Detektor	21
18.	Schematische Darstellung der MDCs	21
19.	Aufbau ILSE	22
20.	Aufbau RPC Kammer	23
21.	Struktur des ECAL	24
22.	Prinzip der Spurrekonstruktion	25
23.	Ablenkung im Magnetfeld	26
24.	Teilchenidentifikation: Beta-vs-Momentum	28
25.	Teilchenidentifikation über Energieverlust in TOF	29
26.	Teilchenidentifikation über Energieverlust in den MDCs	29
27.	Treffer in TOF und RPC aufgetragen gegen den differentiellen Wirkungsquerschnitt	31
28.	Graphik Vertex vs. Multiplizität	32
29.	Graphik ERAT vs. Vertex	33
30.	Graphik RatioEtEz vs. Multiplizität	34
31.	Masse-Ladungs-Verhältnis	35
32.	β vs. p/Z vor Auswahl der Protonen	35
33.	β vs. p/Z nach Auswahl der Protonen	35
34.	Energieverlust in den MDCs aller Teilchen	36
35.	Energieverlust in den MDCs nach Protonenidentifikation	36
36.	Verteilung des Azimutwinkels der Protonen	36
37.	Verteilung des Azimutwinkels der Ereignisebene	37
38.	Schematische Darstellung der Reaktionsebene und der Treffer auf der Forward Wall	38
39.	Event-Plane Resolution (20-30%)	39
40.	Auflösung der Ereignisebene	40
41.	Phasenraum der Protonen	42
42.	v_1 im Phasenraum	42
43.	v_1 bei 0-10% Zentralität in Abhängigkeit des Transversalimpulses	43
44.	v_1 bei 10-20% Zentralität in Abhängigkeit des Transversalimpulses	44
45.	v_1 bei 20-30% Zentralität in Abhängigkeit des Transversalimpulses	44

46.	v_1 bei 30-40% Zentralität in Abhängigkeit des Transversalimpulses	45
47.	Vergleich v_1 mit und ohne Cut-Off bei $ERAT = 0.55$	46
48.	v_1 bei 30-40% Zentralität unter Ausschluss der Ag+C-Reaktionen bei $ERAT = 0.55$	46
49.	v_1 bei 30-40% Zentralität unter Ausschluss der Ag+C-Reaktionen bei $ERAT = 0.6$	47
50.	v_1 bei 30-40% Zentralität unter Ausschluss der Ag+C-Reaktionen bei $ERAT = 0.65$	47
51.	v_2 bei 0-10% Zentralität	48
52.	v_2 bei 10-20% Zentralität	48
53.	v_2 bei 20-30% Zentralität	49
54.	v_2 bei 30-40% Zentralität	49
55.	v_3 bei 0-10% Zentralität	50
56.	v_3 bei 10-20% Zentralität	51
57.	v_3 bei 20-30% Zentralität	51
58.	v_3 bei 30-40% Zentralität	52
59.	v_2 ohne Cut-Off, 0 – 10% Zentralität	54
60.	v_2 ohne Cut-Off, 10 – 20% Zentralität	54
61.	v_2 ohne Cut-Off, 20 – 30% Zentralität	54
62.	v_2 ohne Cut-Off, 30 – 40% Zentralität	54
63.	v_3 ohne Cut-Off, 0 – 10% Zentralität	55
64.	v_3 ohne Cut-Off, 10 – 20% Zentralität	55
65.	v_3 ohne Cut-Off, 20 – 30% Zentralität	55
66.	v_3 ohne Cut-Off, 30 – 40% Zentralität	55

1. Physikalische Grundlagen

1.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt alle derzeit bekannten Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen und fasst damit die wesentlichen Erkenntnisse der Teilchenphysik zusammen. Dabei werden die starke, schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung berücksichtigt und durch eine vereinheitlichende Quantenfeldtheorie beschrieben. Die Gravitation als vierte und letzte Wechselwirkung konnte bis zum heutigen Zeitpunkt nicht in den Rahmen des Standardmodells eingebettet werden. Allerdings ist sie auf der Skala der Elementarteilchen im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen so schwach, dass sie vernachlässigt werden kann.

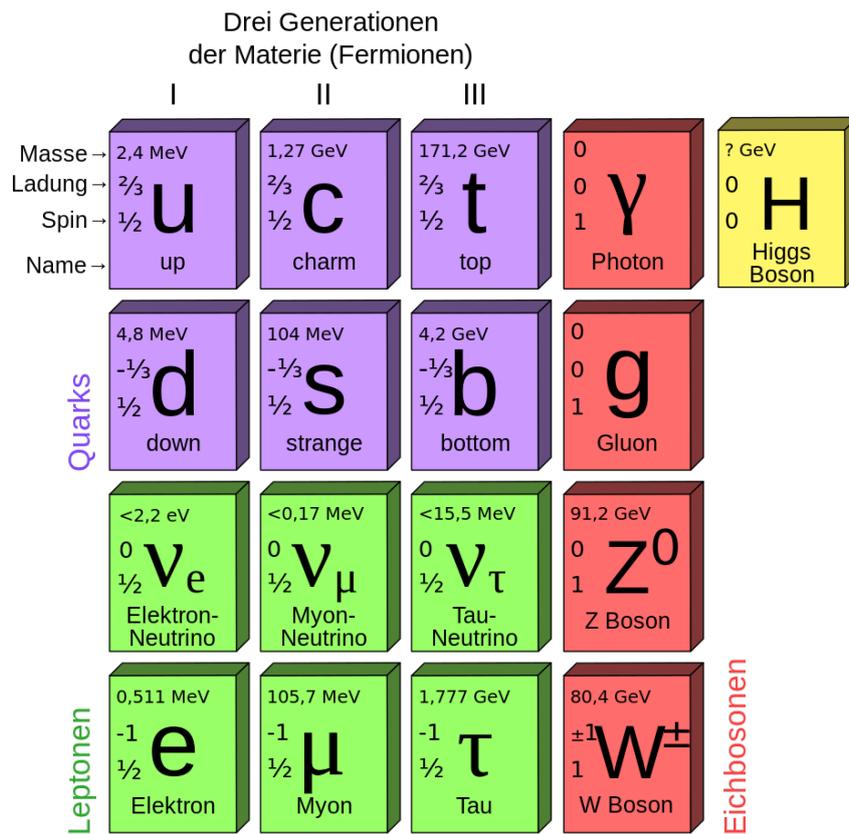


Abbildung 1: Schema des Standardmodells [1]

Grundsätzlich kann zwischen Materie- und Austauscheteilchen unterschieden werden. Abbildung 1 zeigt den Aufbau des Standardmodells, welches die Fermionen, aus denen sich die uns bekannte Materie zusammensetzt, die Eichbosonen, welche die Wechselwirkung vermitteln und schließlich das zuletzt entdeckte Higgs-Boson enthält. Die Materieteilchen setzen sich aus jeweils sechs Quarks und Leptonen zusammen, die in Generationen unterteilt sind. Je zwei Quarks und Leptonen bilden eine Generation, wobei die erste Generation die leichtesten und stabilsten und die zweite und dritte die schwereren und kurzlebigeren Teilchen enthält. Aus diesen wenigen elementaren Bausteinen setzt sich die gesamte bekannte Materie zusammen. Genauer gesagt besteht die im Universum vorkommende Materie ausschließlich aus Teilchen der ersten Generation, die Übrigen werden als exotische Materie bezeichnet. Die verschiedenen Quarks tragen neben einer drittelzah-

ligen elektrischen Ladung auch eine Farbladung. Dabei handelt es sich um einen weiteren Freiheitsgrad, der eingeführt wurde, um eine antisymmetrische Wellenfunktion für identische Quarksorten enthaltende Teilchen zu generieren. Dieser ist notwendig um das Pauli-Prinzip, welches für Fermionen gilt, erfüllen zu können. Die Leptonen tragen keine Farbladung, sie nehmen daher nicht an der starken Wechselwirkung teil. Sie lassen sich weiter unterscheiden in Elektron, Myon und Tau, die allesamt elektrisch geladen sind und die zugehörigen Neutrinos, welche elektrisch neutral sind. Zu jedem elementaren Materieteilchen existiert ein Antiteilchen, welches bis auf ein entgegengesetztes Vorzeichen der Ladung die gleichen Eigenschaften wie das jeweilige Partnerteilchen besitzt. Zusammenschlüsse aus mehreren Quarks werden allgemein als Hadronen bezeichnet, speziell werden Hadronen aus drei Quarks Baryonen und solche bestehend aus einem Paar aus Quark und Antiquark Mesonen genannt. Das Higgs-Boson als detektierbarer Zustand des Higgs-Feldes vervollständigt schließlich das Standardmodell. Es generiert die Massen der Materieteilchen und Eichbosonen, wenn diese an das Higgs-Feld koppeln. [2]

Die im Standardmodell beinhalteten Wechselwirkungen werden durch unterschiedliche Stärken und Reichweiten spezifiziert und wirken, wie oben erwähnt, durch den Austausch von Eichbosonen, die die jeweilige Wechselwirkung zwischen Materieteilchen übertragen. Dabei kann jeder Wechselwirkung eine spezifische Art von Eichbosonen zugeteilt werden. Die starke Wechselwirkung sorgt für die Bindung der Quarks in Nukleonen und wird formal durch die Quantenchromodynamik beschrieben. Die zugehörigen Eichbosonen sind die masselosen Gluonen, die durch Kopplung an die Farbladung der Quarks die starke Wechselwirkung zwischen ihnen vermitteln. Die insgesamt acht verschiedenen Gluonen tragen selbst Farbladung, somit können sie auch mit sich selbst wechselwirken. Die schwache Wechselwirkung ist universell, an ihr nehmen also alle Materieteilchen teil. Sie sorgt für die Umwandlung von Quarks oder Leptonen in andere Sorten der jeweiligen Art, infolgedessen macht sie Zerfälle, wie beispielsweise den β -Zerfall möglich. Vermittelt wird sie durch verschiedene, allesamt massive Austauscheteilchen. Die elektrisch geladenen W^+ und W^- -Bosonen bewirken Prozesse bei denen sowohl die Sorte der Quarks und Leptonen umgewandelt, als auch die elektrische Ladung um ein Ganzzahliges der Elementarladung geändert wird. Das elektrisch neutrale Z^0 -Boson sorgt hingegen nicht für eine Änderung der Teilchensorte. Als letzte der im Standardmodell berücksichtigten Kräfte wirkt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen, je nach Polarität attraktiv oder repulsiv. Zur formalen Beschreibung dient die Quantenelektrodynamik, vermittelt wird die elektromagnetische Wechselwirkung durch das masselose Photon. Aufgrund der Ähnlichkeit der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung konnten diese zur sogenannten elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden. Zur Komplettierung des Standardmodells musste diese nun also nur noch mit der Quantenchromodynamik zusammengefasst werden. Daraus kann eine Lagrangedichte konstruiert werden, die alle physikalischen Felder samt ihrer Wechselwirkungen beinhaltet und so das Standardmodell mathematisch beschreibt.

1.2. Das QCD Phasendiagramm

1.2.1. Confinement

Der Begriff Confinement (oder zu deutsch: Farbeinschluss) beschreibt das beobachtete Phänomen, dass Farbladung tragende Teilchen, also Quarks und Gluonen, nicht isoliert, sondern ausschließlich in Hadronen gebunden auftreten. Diese tragen keine Farbladung, es sind also nur solche Zusammenschlüsse möglich, bei denen sich die Farbladung der Quarks zu Null addiert. Für ein Baryon bedeutet dies, dass die drei Konstituentenquarks die Farbladungen rot, blau und grün tragen müssen und ein Meson sich nur aus einem

Quark-Antiquark Paar zusammensetzen kann, wenn das Antiquark die entsprechende Antifarbe des Quark-Partners trägt. Zur Beschreibung des Effekts des Confinements wurde das sogenannte Bag-Modell entwickelt. Dieses dient zur Visualisierung des Confinements durch Darstellung der Hadronen als elastische Bags (engl. für Tasche) konstanter Energiedichte im QCD-Vakuum, in der sich die Quarks frei bewegen können. Wird nun versucht, die Quarks zu trennen, hält der Bag dagegen. Damit die Trennung gelingen könnte, müsste unendlich viel Energie aufgebracht werden. Stattdessen reicht bei einem Versuch der Isolierung der Quarks voneinander die Energie irgendwann für die Paarproduktion eines Quark-Antiquark-Paares aus. Anstelle einer Trennung der Quarks wird also ein Meson gebildet. Des Weiteren spielt in dem hier beschriebenen Modell ein weiterer Effekt der Quantenchromodynamik eine Rolle. Die Kopplung der QCD kann als Funktion des Viererimpulsquadrates geschrieben werden. Durch Analyse der Entwicklung der Kopplungsfunktion wird deutlich, dass die Kopplungs- und damit die Wechselwirkungsstärke zwischen Quarks im Limes großer Impulsüberträge und damit großer Energien beliebig schwach wird. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet und bedeutet angewandt auf das Confinement der Quarks in Bags, dass die Kraft, durch welche die Quarks eingegrenzt werden, schwächer wird, je näher sich die Quarks innerhalb des Bags kommen. Sie geht asymptotisch gegen Null für ein enges Confinement. Die Quarks können sich also innerhalb eines Hadrons quasi frei bewegen.

Ein Potential zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Quarks, welches auch den Effekt des Confinements berücksichtigt, muss aus zwei Komponenten zusammengesetzt werden. Ein Term analog eines Coulomb-Potentials beschreibt das Verhalten bei kurzen Quark-Abständen. Zur Beschreibung des Confinements wird ein linear ansteigendes Potential genutzt, für größere Abstände bleibt die zusammenhaltende Kraft somit konstant. Das Confinement der Quarks kann nur durch extrem hohe Temperaturen oder Baryondichten aufgehoben werden. In einem solchen Fall folgt durch Aufbrechen der Atomkerne in Nukleonen in Folge der Kompression oder Erhitzung ein Übergang zum sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP), einem Plasma aus quasi-freien Quarks und Gluonen. Dieser Materiezustand existierte wenige Momente nach dem Urknall und ist Gegenstand aktueller Forschung.

1.2.2. Klassisches Phasendiagramm

Grundsätzlich dient ein Phasendiagramm zur Darstellung von Zuständen und deren Phasen in Abhängigkeit thermodynamischer Zustandsgrößen. Zur Abgrenzung der Existenzbereiche der verschiedenen Phasen dienen Kurven, die Phasenumwandlungen signalisieren. Entlang der Kurve befinden sich die durch diese getrennten Phasen im Gleichgewicht, eine Überschreitung resultiert in einem Phasenübergang. Eine Klassifikation dieser Übergänge erfolgt durch Unterteilung in verschiedene Ordnungen. Ein Phasenübergang ist *n*ter Ordnung, wenn die *n*te Ableitung des Potentials nach den thermodynamischen Größen des Systems eine Unstetigkeit aufweist, alle Ableitungen niedrigerer Ordnung dagegen stetig sind. Eine weitere Art eines Phasenübergangs ist ein Crossover-Übergang. Dabei handelt es sich um einen Übergang ohne Diskontinuitäten, folglich ein Übergang mit stetigem Verlauf der Ordnungsparameter.

Ein bekanntes Beispiel für ein Phasendiagramm ist das des Wassers.

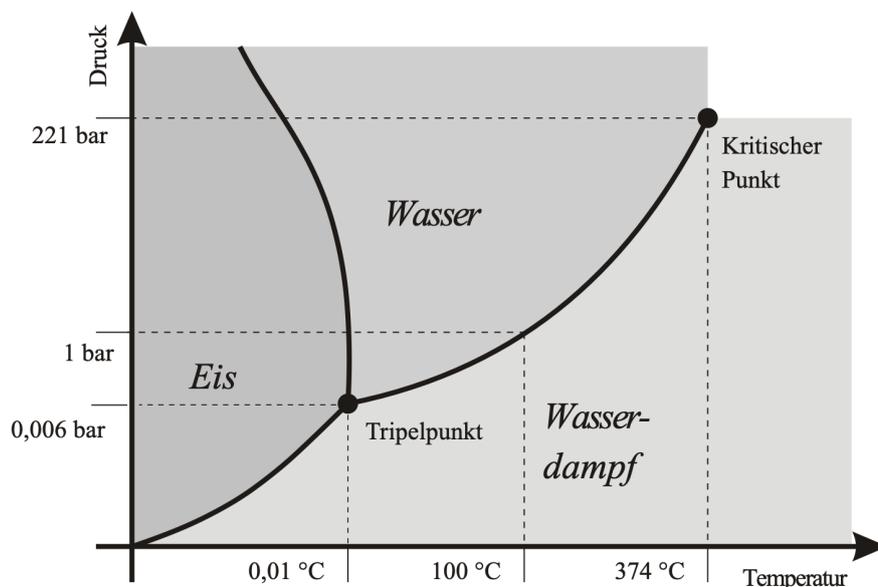


Abbildung 2: Phasendiagramm des Wassers [3]

Wie in Abbildung 2 zu sehen ist, wird das Phasendiagramm in Abhängigkeit von Druck und Temperatur abgebildet, dargestellt sind die drei Aggregatzustände des Wassers, getrennt durch Schmelzpunkt-, Siedepunkt- und Sublimationskurve. Am Tripelpunkt tritt das Phänomen der Koexistenz der festen, flüssigen und gasförmigen Phase auf. Folgt man der Siedepunktskurve zu höheren Temperaturen gelangt man zum sogenannten Kritischen Punkt. Hier erfolgt der Übergang in eine überkritische Phase, in welcher der Unterschied zwischen flüssigem und gasförmigem Aggregatzustand verschwindet.

1.2.3. Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie

Analog existiert ein Phasendiagramm für die verschiedenen Zustände stark wechselwirkender Materie. Als relevante thermodynamische Größen werden hier Temperatur T und baryochemisches Potential μ_B gegeneinander aufgetragen. Letzteres ist ein Maß für die Energie, die aufgebracht werden muss um aus einem System ein Baryon zu entfernen oder ein Weiteres hinzuzufügen.

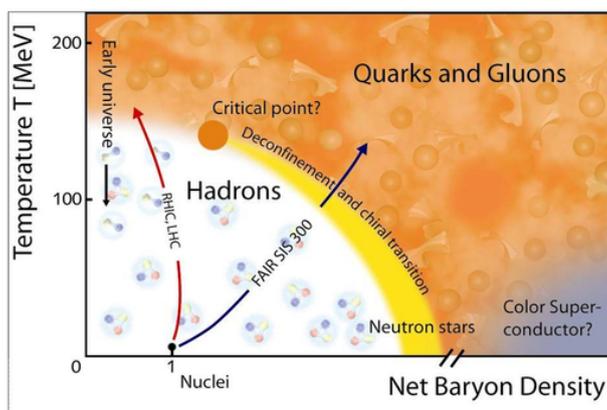


Abbildung 3: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie[4]

Die uns bekannte atomare Materie existiert bei niedrigen Temperaturen und einem ba-

ryochemischen Potential von ungefähr $\mu_B = 940$ MeV. [5] Bei ähnlich niedrigen Temperaturen aber höheren Dichten liegen die Hadronen in einer gasförmigen Phase, dem Hadronengas vor, in welchem die Quarks und Gluonen in Hadronen eingeschlossen sind. Wird das System nun ohne eine Erhöhung der Kompression erhitzt, erfolgt bei einer kritischen Temperatur $T_c \approx 155$ MeV ein Phasenübergang zum oben beschriebenen Quark-Gluon-Plasma. [5] Eine Phasengrenze kann allerdings nicht nur durch hohe Temperaturen, sondern auch durch starke Kompression bei Erreichen einer kritischen Dichte $\mu_c \approx 1.5$ GeV hervorgerufen werden. In diesem Bereich kann ein weiterer Zustand der Materie erreicht werden, eine Phase, die als Color Superconductor (engl. für Farbsupraleiter) bezeichnet wird. Hierbei handelt es sich um einen Zustand in welchem sich Quarks gegenseitig über den Austausch von Gluonen anziehen und Paare bilden, ähnlich der Cooper-Paare in elektrischen Supraleitern. [6]

Außerdem relevant ist die Art der Phasenübergänge zwischen den verschiedenen Zuständen der Materie. Der Übergang vom Hadronengas zum Quark-Gluon-Plasma bei großem T und kleinem μ_B wird ohne Unstetigkeiten der thermodynamischen Größen des Systems in Form eines Crossovers erwartet.

Bei höheren Dichten wird allerdings ein Übergang 1. Ordnung vermutet, dies bedingt die Existenz eines kritischen Punktes, welcher Gegenstand aktueller Forschung ist.

1.3. Schwerionenkollisionen

Schwerionenkollisionen dienen zur Untersuchung von Kernmaterie unter extremen Bedingungen, somit können durch Variation der Energien und der kollidierenden Ionen die Zustände des Phasendiagramms erforscht werden. Zu diesem Zweck werden Ionen auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und aufeinander geschossen. Dabei entstehen durch Freisetzung der kinetischen Energie der kollidierenden Teilchen exotische Materiezustände, insbesondere wird die Energie zur Produktion neuer Teilchen genutzt, die im Detektor detektiert und untersucht werden. Grundsätzlich wird zwischen Collider- und Fixed-Target-Experimenten unterschieden. In Letzterem wird ein Teilchenstrahl auf ein festes Target geschossen, während in einem Collider-Experiment zwei Ionenstrahlen beschleunigt und in einem Fixpunkt zur Kollision gebracht werden. Bei HADES handelt es sich um ein Fixed-Target-Experiment, in dem Ionen vom sogenannten Schwerionensynchrotron (SIS18) auf bis zu 2 GeV pro Nukleus beschleunigt werden. Bei diesen Energien erzeugen die Reaktionen Materiezustände mit hohem baryochemischen Potential, jedoch niedriger Temperatur.

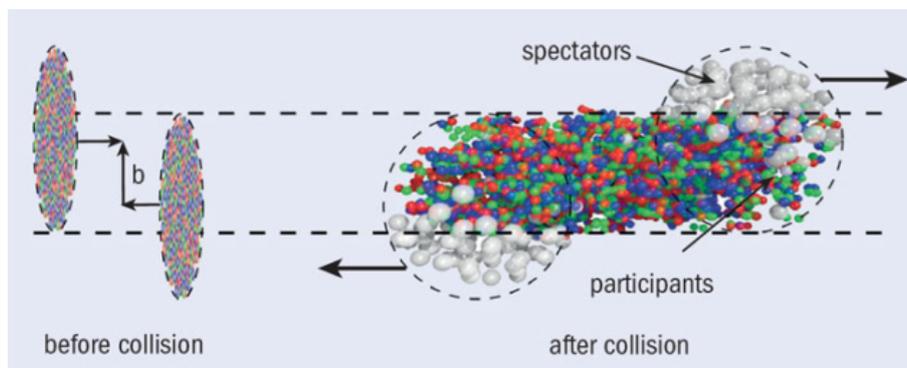


Abbildung 4: Schema einer Schwerionenkollision [7]

Abbildung 4 zeigt schematisch das Ereignis einer Kollision zweier Kerne. Eine wichtige Größe bei der Betrachtung einer Kollision ist der sogenannte Stoßparameter b . Dessen

Wert liegt zwischen 0 und der Summe der Radien der kollidierenden Kerne und ist somit ein Maß für deren Überlapp und die Zentralität der Kollision. Ein kleiner Wert von b indiziert eine zentrale Kollision, aus der eine hohe Teilchenmultiplizität folgt, ein großer Wert von b weist dementsprechend auf eine periphere Kollision mit niedriger Multiplizität hin. Allerdings ist der Stoßparameter ebenso wie der Ort und die Bewegung der Nukleonen in den Kernen keine messbare Größe, sondern muss aus dem Ergebnis des Experiments gefolgert werden. Grundsätzlich sind die einzigen Größen auf die Einfluss genommen werden kann, die Art der Kerne, sowie die Energie, bei welcher sie zur Kollision gebracht werden. Wie in Abbildung 4 zu sehen ist, können die Nukleonen, aus denen sich die Kerne zusammensetzen, entweder als Spectators (engl. für Spektatoren, Beobachter) oder Participants (engl. für Teilnehmer) fungieren. Als Spektatoren werden die Nukleonen bezeichnet, die während der Kollision keine Reaktion mit weiteren Nukleonen eingehen. Sie erfahren lediglich ein mittleres Feld ihres Ursprungsnukleus und propagieren mit geringer Ablenkung weiter. Hingegen handelt es sich bei den Partizipanten um diejenigen, die mit mindestens einem weiteren Nukleon wechselwirken. Des Weiteren beschreibt die Größe N_{coll} die Gesamtzahl der Interaktionen zwischen rechts- und linkspropagierenden Nukleonen.

Da ein System, das in einer zentralen Kollision entsteht, sich von einem unterscheidet, welches aus einer peripheren Kollision folgt, werden Kollisionen anhand ihrer Zentralität kategorisiert. Diese erschließt sich experimentell aus der Multiplizität, also der Anzahl erzeugter Hadronen. Mit Hilfe des Wissens, welcher Teil des gesamten Wirkungsquerschnitts im Experiment beobachtet wurde, kann die gemessene Verteilung der erzeugten Teilchen in Zentralitätsklassen korrespondierend zum Anteil des gesamten Wirkungsquerschnitts unterteilt werden. In dieser Arbeit werden vier Zentralitätsklassen betrachtet, die jeweils 10% eines Zentralitätsbereichs enthalten und damit einen Bereich von 0 - 40% der zentralsten Kollisionen abdecken.

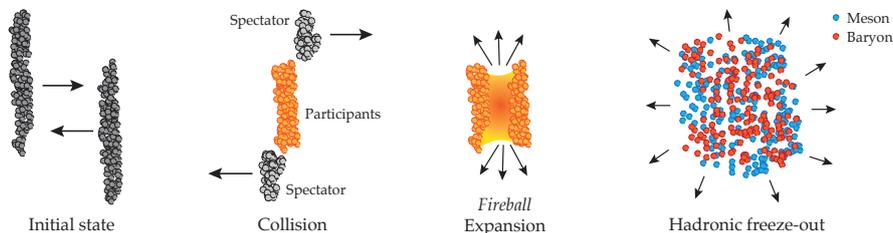


Abbildung 5: Dynamische Entwicklung einer Schwerionenkollision [8]

Abbildung 5 zeigt die Dynamik einer Kollision. Die beiden kollidierenden Nuklei erscheinen jeweils in Form einer Lorentz-kontrahierten Scheibe, welche beide eine große Menge Nukleonen enthalten. Die örtliche Verteilung der Nukleonen ist dabei über die Fläche der Scheibe nicht uniform, sondern fluktuiert. Zu Beginn einer Kollision nähern sich folglich die mit longitudinaler Impulsverteilung propagierenden Nuklei und beginnen zu überlappen. Deren Orientierung, sowie die Richtung des Strahls definieren die Reaktionsebene, auf welcher der Stoßparameter lokalisiert ist. Sobald also nun Projektil und Target überlappen, erfolgt die Ausbildung einer Zone hoher Dichte, welche als Feuerball bezeichnet wird, bei ausreichend hohen Energien kann ein Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma stattfinden. Der Vorgang des Heizens und der Kompression der Reaktionszone ist abhängig davon, wie viel Energie der ursprünglichen, longitudinalen Bewegung in innere Freiheitsgrade umgewandelt wird. [9]

Nach dem Ereignis der Kollision und der Entstehung des Feuerballs beginnt dieser zu ex-

pandieren. Die Dynamik der Expansion kann entweder mit Hilfe der Gesetze der Hydrodynamik oder im Rahmen von Transportmodellen approximiert werden. Die Hydrodynamik kann als passende Beschreibung verwendet werden, da die bei der Kollision erzeugten Teilchen stark miteinander gekoppelt sind, sodass sie statt als einzelne, getrennte Teilchen als ein kollektives Medium, welches wie eine relativistische hydrodynamische Flüssigkeit fließt, beschrieben werden können. [10] Bei der Beschreibung der Kollision durch Transportmodelle werden die Teilchen dagegen als einzelne Objekte modelliert, die über elastische und inelastische Stöße Energie übertragen. Zusätzlich können Zustandsgleichungen für das Medium, durch welches die Teilchen propagieren, implementiert werden. Dies geschieht durch Einführen dichteabhängiger Potentiale, die dadurch die Bewegung des Teilchens beeinflussen.

Je weiter das System nun expandiert, desto geringer wird die Dichte, die Materie kühlt ab und im Falle hoher Strahlenergien beginnen eventuell vorliegende freie Partonen zu hadronisieren. Bei Erreichen der chemischen freeze-out (engl. für Ausfrieren) Temperatur T_{ch} finden keine inelastischen Reaktionen mehr statt, die bis dahin gebildeten Teilchensorten ändern sich folglich nicht mehr. Nach weiterer Expansion und Abkühlung ist das Gas bei Erreichen der thermischen freeze-out Temperatur T_{th} so weit verdünnt, dass nun ebenfalls keine elastischen Reaktionen mehr stattfinden, die Impulsverteilung der Teilchen ändert sich nicht mehr. Damit entkoppeln die Hadronen und werden im Detektor gemessen.

1.4. Flow

Als Kollektivität wird in der Schwerionenphysik eine gemeinsame Eigenschaft bezeichnet, die für mehrere, aus einer Reaktion stammende Teilchen, beobachtet wird. Ein solcher Effekt ist Flow (engl. für "Fluss"), welcher eine kollektive Expansion der während einer Kollision erzeugten stark wechselwirkenden Materie beschreibt. Dieses kollektive Verhalten des Mediums indiziert, dass sich dieses wie ein hydrodynamisches Fluid verhalten kann. Grundsätzlich kann zwischen isotropen und anisotropen Fluss unterschieden werden. Der richtungsunabhängige Fluss wird als Radialer Fluss bezeichnet, dieser wächst mit der Zentralität einer Kollision an und weist eine isotrope Expansion bezüglich der Transversalebene auf. Diese Art des Flusses ist nicht Inhalt dieser Arbeit.

Anisotroper Fluss hingegen tritt in nicht-zentralen Kollisionen auf und bewirkt eine anisotrope Teilchenemission und eine Korrelation zwischen Emissionsort und Impuls. Dies soll hier näher beschrieben und untersucht werden.

Die kollidierenden Nuklei sind aus einzelnen Nukleonen zusammengesetzt, sodass die Baryondichte des Feuerballs im Anfangszustand der Kollision in der Transversalebene nicht isotrop ist. Daraus resultiert, dass die räumliche Geometrie der Kollision weder vollkommen kreisförmig in einer zentralen, noch vollkommen linsenförmig in einer peripheren Kollision ist. Bei hohen Kollisionsenergien bedingen diese Symmetrieabweichungen der ursprünglichen Form Anisotropien des Drucks des entstandenen hydrodynamischen Fluids, welche wiederum zu Gradienten der Expansionsgeschwindigkeit führen, sodass letztendlich Anisotropien in der azimuthalen Impulsverteilung der erzeugten Teilchen entstehen. [10] Im Falle niedriger Energien und hoher Baryondichten führt zudem die Interaktion der Spektatoren mit den aus der Reaktionszone heraus emittieren Teilchen zu einer anisotropen Expansion. Die Spektatoren bewegen sich bei diesen Energien langsamer als bei höheren Energien, sodass sie bestimmte Bereiche für die Expansion der Partizipanten blockieren.

In Richtung größerer Druckgradienten erfolgt also eine schnellere Expansion. Die räumliche Anisotropie des Anfangszustands resultiert somit in einer Anisotropie der Impulsraumverteilung der Teilchen. [11]

Des Weiteren ist das Auftreten von Flow in Kollisionen ein Indikator für die Art der Materie des erzeugten Feuerballs. Ähnelt diese einem gas-ähnlichen Plasma aus selten interagierenden Teilchen, würde die anfängliche räumliche Anisotropie verschwinden und die Teilchen würden schließlich isotrop expandieren. Da das Gegenteil der Fall ist, weist das Auftreten von Flow darauf hin, dass sich die erzeugte Materie wie eine Flüssigkeit verhält. [10]

Die den Fluss steuernden Druckgradienten sind wie oben beschrieben abhängig von Form und Struktur des Dichteprofiles des Anfangszustandes.

Dieses kann in niedrigster Ordnung durch die Exzentrizität charakterisiert werden, welche die Geometrie der Überlappregion beschreibt:

$$\epsilon = \frac{y^2 - x^2}{y^2 + x^2} \quad (1)$$

Je größer ϵ , desto größer die räumliche Anisotropie. Da diese wiederum Grundlage für die Ausbildung von Flow-Effekten ist, hat die Exzentrizität folglich direkten Einfluss auf den Ausmaß und die Größe der Flow-Koeffizienten.

Zur Quantifizierung der Messung der azimuthalen Impulsanisotropie wird eine Fourier-Dekomposition der Winkelverteilung der Hadronen im Endzustand der Reaktion durchgeführt, welche in den Flow-Koeffizienten v_n resultiert: [12]

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^3N}{p_t dp_t dy} (1 + 2 + \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_t, y) \cos(n(\phi - \Psi_R))) \quad (2)$$

Hierbei ist ϕ der Azimutwinkel des Teilchens und Ψ_R der Winkel der Reaktionsebene (siehe Abbildung 6).

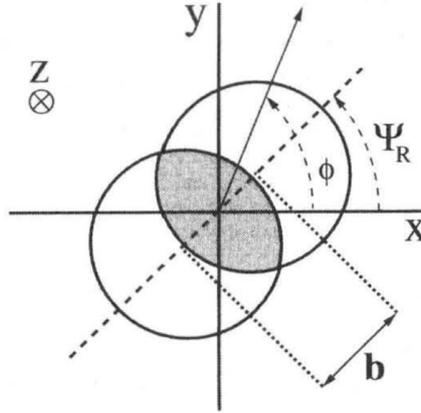


Abbildung 6: Das Koordinatensystem mit dem Winkel der Reaktionsebene Ψ_R und dem Azimutwinkel Φ . [12]

Offensichtlich treten nur Kosinusterme auf, die Sinusterme verschwinden aufgrund der Spiegelsymmetrie bezüglich der Reaktionsebene. [12] Aus Gleichung (1) folgen die Flow-Koeffizienten gemäß:

$$v_n(p_t, y) = \langle \cos[n(\phi - \Psi_R)] \rangle \quad (3)$$

Die Untersuchung der Fluss-Observablen dient mehreren Zwecken. Zum einen geben die Messungen bei hohen Energien Aufschluss über Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas, bei niedrigen Energien lassen sich zum anderen Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung hadronischer Materie ziehen. Diese beschreibt die Relation von Druck zu anderen thermo-

dynamischen Größen wie Baryon- und Energiedichte. Bei hohen Baryondichten dient die nukleare Zustandsgleichung zur Untersuchung von Vorgängen wie beispielweise bei einer Supernova-Explosion oder der Verschmelzung zweier Neutronensterne. Die Entwicklung einer solchen Zustandsgleichung stellt folglich eine wichtige Informationsquelle zur Beschreibung von dichter Kernmaterie dar. Eine weitere, die Zustandsgleichung charakterisierende Größe, ist die Inkompressibilität, welche den Widerstand gegen Kompression misst und mutmaßlich das Ausmaß des Flusses beeinflusst. [9]

Wichtige kinematische Größen zur Flow-Analyse sind Rapidität und Transversalimpuls. Die Rapidität (engl. rapidity) bezeichnet ein Maß für Geschwindigkeit in der speziellen Relativitätstheorie und kann gemäß

$$y = \tanh^{-1} \left(\frac{v}{c} \right) \quad (4)$$

bestimmt werden. Die **Rapidität** besitzt somit einen unendlichen Wertebereich, $-\infty < y < \infty$, wohingegen die Geschwindigkeit v durch die Lichtgeschwindigkeit c in positive und negative Richtung begrenzt ist, $-c < v < c$.

Zwar ist die Rapidität nicht Lorentz-invariant, jedoch wird sie aufgrund ihrer Additivität verwendet. Im Gegensatz zur Geschwindigkeit sind zur Addition von Rapiditäten keine relativistischen Additionstheoreme nötig.

Für das Reaktionssystem kann eine Schwerpunktsrapidität y_{cm} definiert werden, die gerade die Hälfte der Strahlrapidität y_{beam} beträgt. Bezüglich der Schwerpunktsrapidität können positive Rapiditäten als forward-, negative als backward-Rapidities differenziert werden.

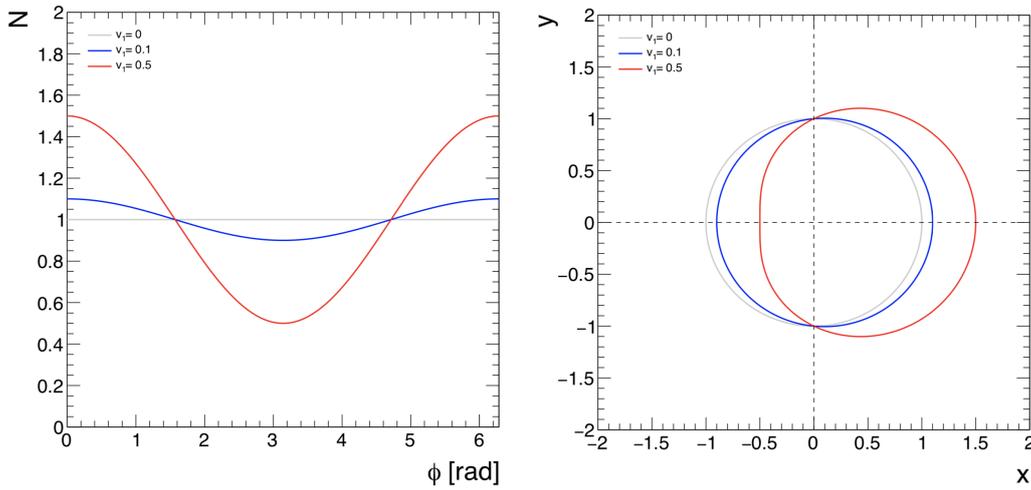
Der Impuls eines Teilchens kann in einen Anteil in Richtung der Strahlachse, sowie in einen senkrecht dazu unterteilt werden. Letzterer wird als **Transversalimpuls** des Teilchens bezeichnet und ist definiert über

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (5)$$

Hierbei wurde die Strahlachse mit der z-Achse gleichgesetzt.

Vor der Kollision besitzen alle propagierenden Teilchen lediglich eine Impulskomponente entlang der Strahlachse, erst durch die Kollision und Abstoßung der Teilchen erhalten einige eine zusätzliche transversale Komponente. Somit gibt der Transversalimpuls Aufschluss über die am Vertex der Kollision stattgefundenen Reaktionen und Wechselwirkungen.

Der erste Flow Koeffizient v_1 wird als gerichteter Fluss bezeichnet und quantifiziert die Tatsache einer verstärkten Teilchenemission in eine bestimmte azimutale Richtung, die relativ zur Lage des Stoßparametervektors festgelegt wird. [9] In Abbildung 7 ist der gerichtete Fluss in unterschiedlich starker Ausprägung als Funktion des Azimutwinkels ϕ dargestellt.



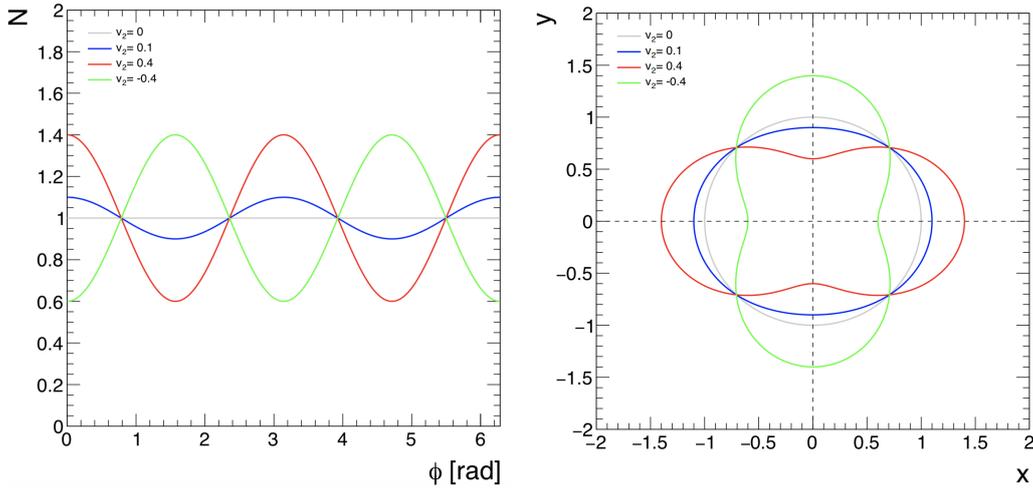
Links: v_1 als Funktion des Azimutwinkels ϕ . Im Falle einer radialen, isotropen Expansion ($v_1 = 0$) ist $N(\phi) = 1$ für alle Winkel. Tritt nun ein von Null verschiedener gerichteter Fluss auf, kommt es je nach Ausprägung des Flusses entsprechend Gleichung (3) zu Abweichungen von 1 in Form eines Kosinus mit je einem Maximum und Minimum.

Rechts: Zweidimensionale räumliche Ausprägung von v_1 . Die x -Achse liegt dabei in der Reaktionsebene. Beträgt v_1 10% erscheint die Expansion lediglich in x -Richtung verschoben, im Falle eines stärker ausgeprägten gerichteten Flusses ($v_1 = 0.5$) wird zusätzlich eine veränderte Form der Expansion deutlich.

Abbildung 7: Der gerichtete Fluss.

Diese Art des Flusses entsteht aufgrund von Druck, der sich zwischen Kernen während der Zeit des Überlapps aufgebaut hat. Durch diesen Druck in der Wechselwirkungszone erfahren die Teilchen eine Abstoßung von der Strahlachse weg in die Reaktionsebene. Am stärksten ausgeprägt ist v_1 in der Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre, bei mittlerer Rapidität wechselt aufgrund der Symmetrie des Systems das Vorzeichen. Eine Analyse des gerichteten Flusses trägt zur Untersuchung der Art der Phasenübergänge bei. Beispielsweise gilt der Vorzeichenwechsel der Steigung des gerichteten Flusses als Signal für einen Phasenübergang erster Ordnung. Diese Steigungsänderung bedeutet anschaulich, dass mehr Teilchen in entgegengesetzter Richtung, statt in Richtung der Spektatoren emittiert werden. Dieser Effekt wird einem Erweichen, also einer reduzierten Steifigkeit der nuklearen Zustandsgleichung zugeschrieben. [13]

Als elliptischer Fluss wird der zweite Flow-Koeffizient v_2 bezeichnet. Dieser quantifiziert ein Emissionsmuster, in welchem Teilchen bevorzugt symmetrisch in zwei entgegengesetzte Richtungen relativ zur Reaktionsebene emittiert werden.



Links: v_2 als Funktion des Azimutwinkels ϕ . **Rechts:** Zweidimensionale räumliche Ausprägung von v_2 . Hier wird, ebenso wie in Abbildung 7, die Deformierung der Form der Expansion bei stärkerer Ausprägung des elliptischen Flusses deutlich.

Abbildung 8: Der elliptische Fluss.

Diese Form des Flusses entsteht aufgrund der Deformation der Reaktionszone in der Transversalebene, was eine azimutale Anisotropie des Druckgradienten hervorruft. Ein positiver Wert von v_2 bedeutet anschaulich, dass die Teilchenemission bevorzugt “in-plane”, also innerhalb der Reaktionsebene stattfindet, diese Art des elliptischen Flusses ist bei Energien oberhalb von 4 AGeV zu beobachten. Unterhalb dieser Energie wechselt das Vorzeichen zu negativen Werten von v_2 , hier findet der Fluss “out-of-plane” statt, dies geschieht aufgrund einer Abschirmung der Teilchen durch Spektatoren, sodass eine präferierte Emission aus der Reaktionsebene heraus geschieht. Bei Energien unterhalb von 1 GeV pro Nukleon wechselt das Vorzeichen des elliptischen Flusses erneut, die Expansion erfolgt wieder “in-plane”. Dieser Effekt ist durch die Übertragung von Drehimpuls aufgrund der Rotation der Reaktionszone bedingt. [9] Diese verschiedenen Ausprägungen des elliptischen Flusses in Abhängigkeit der Strahlenergie sind in Abbildung 9 zu sehen.

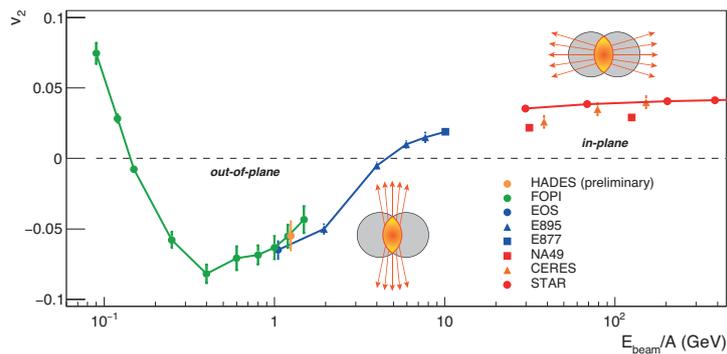


Abbildung 9: Der elliptische Fluss v_2 in Abhängigkeit von der Strahlenergie pro Nukleon. [14]

Aus der Analyse des elliptischen Flusses können Informationen über die Entwicklung der Kollision gewonnen werden. Zudem zeigt sich v_2 ebenfalls sensitiv auf die nukleare Zustandsgleichung. [15] Durch die Messung und Betrachtung des elliptischen Flusses können also die Eigenschaften, die eine Zustandsgleichung nuklearer Materie aufweisen muss, ein-

geschränkt werden. [16]

Zusätzlich zum gerichteten und elliptischen Fluss können Flow Koeffizienten höherer Ordnung auftreten. Bei höheren Energien führen Fluktuationen im Anfangszustand zum Auftreten solcher Flow Koeffizienten, dies wurde bereits bei Schwerpunktsenergien oberhalb von 20 GeV experimentell nachgewiesen. Diese Flow-Koeffizienten, wie der Triangular (engl. für dreieckig) Flow v_3 , weisen eine hohe Sensitivität auf die spezifische Viskosität des Mediums auf, da diese anfängliche Fluktuationen abdämpft. Bei niedrigeren Energien und hohen Baryondichten bewirkt das Zusammenspiel des anisotrop expandierenden Feuerballs und den langsamer propagierenden Spektatoren, die bestimmte Richtungen abschirmen, die Entwicklung höherer Flow-Koeffizienten.

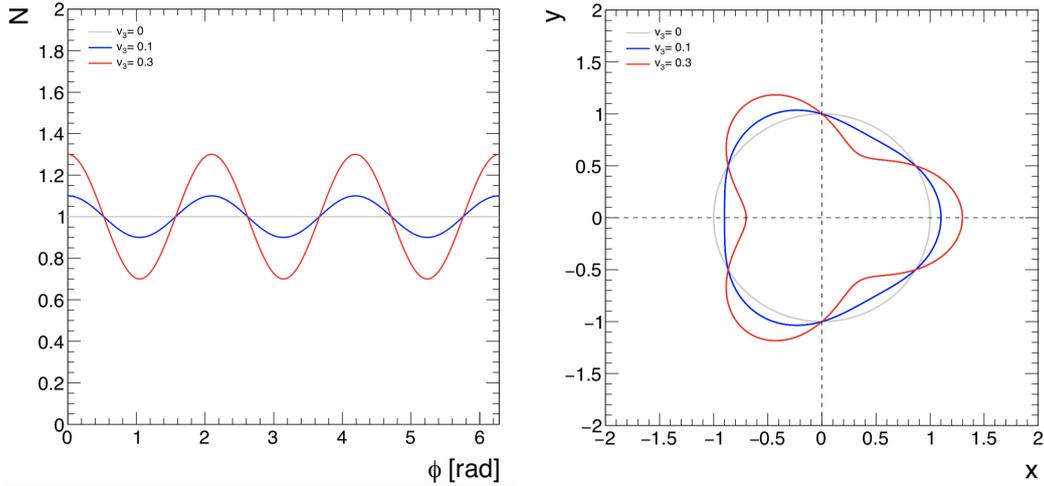


Abbildung 10: Der dreieckige Fluss

Diese weisen ebenfalls eine Sensitivität auf die nukleare Zustandsgleichung auf, wie Abbildung 11 zeigt. Hier ist zum einen eine Messung von v_3 in Abhängigkeit des Transversalimpulses aufgetragen. Zusätzlich dazu wurden eine harte (EoS A) und eine weiche (EoS B) Zustandsgleichung modelliert, wobei Zustandsgleichung A außerdem für den Fall freier Protonen dargestellt ist. Hierbei wird deutlich, dass es mit Zustandsgleichung B nicht möglich ist, das Verhalten von v_3 zu beschreiben, Zustandsgleichung A hingegen weist einen ähnlichen Verlauf wie v_3 auf.

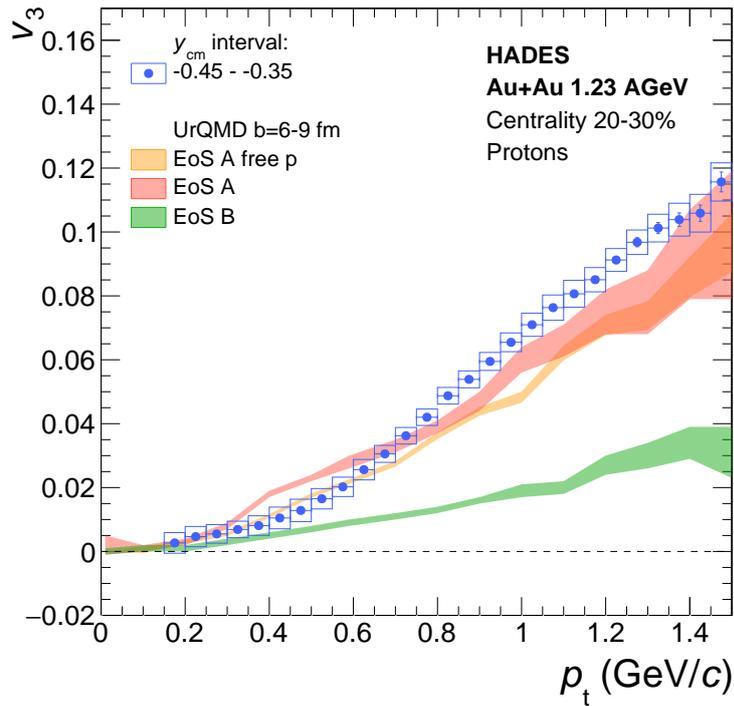


Abbildung 11: v_3 für Protonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_t in semi-zentralen Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV. Außerdem sind zwei mögliche Zustandsgleichungen eingezeichnet, EoS A stellt eine harte, EoS B eine weiche Zustandsgleichung dar. [17]

1.5. Zielsetzung dieser Arbeit

In dieser Arbeit sollen der gerichtete, der elliptische, sowie der dreieckige Fluss von aus Silber-Silber Kollisionen stammenden Protonen untersucht werden. Dafür müssen diese zunächst anhand ihrer Masse identifiziert werden, anschließend können die Flow-Koeffizienten bestimmt und in Abhängigkeit der Rapidität und des Transversalimpulses dargestellt werden. Die Methode der Flow- Analyse wird in Kapitel 3.1 beschrieben, die Auswertung erfolgt im nachfolgenden Abschnitt, in welchem die Ergebnisse gezeigt werden. Voraussetzung dafür ist die Rekonstruktion der Reaktionsebene, was ebenfalls in Kapitel 3 beschrieben wird.

Da in den Daten enthaltene Silber-Kohlenstoff-Reaktionen zu Abweichungen der Spektren führen, wird dessen Beitrag im nachfolgenden Teil der Analyse durch Selektion dieser Reaktionen abgeschätzt.

2. Das HADES Experiment

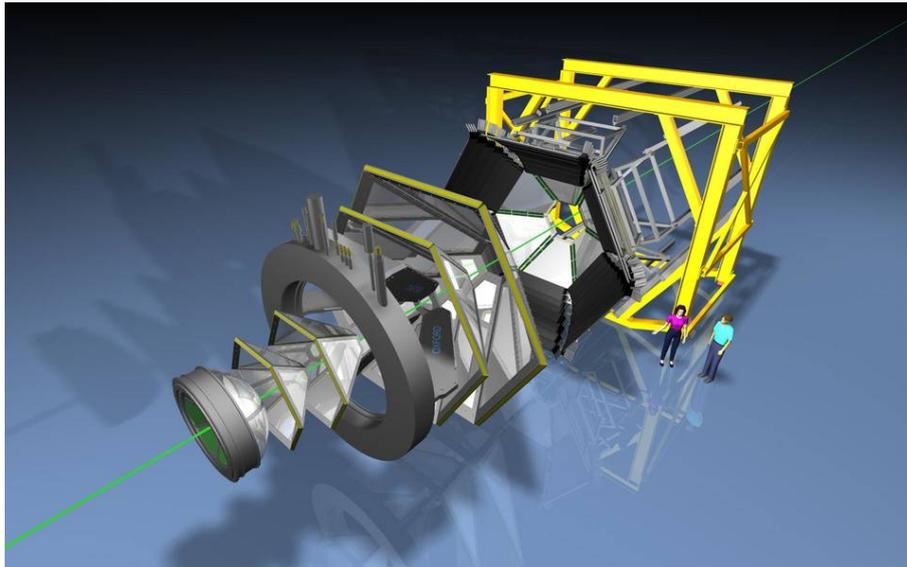


Abbildung 12: Aufgefächerte Darstellung des HADES Detektors [18]

HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) ist ein Detektorsystem, welches an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt für fixed-target Experimente genutzt wird. Als ursprüngliches Ziel des Experiments galt die Messung von Elektron-Positron-Paaren, die in Schwerionenkollisionen durch den Zerfall leichter Vektormesonen entstehen. Da die Dileptonpaare nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, gelangen sie ohne Umwege zum Detektor und liefern somit Informationen über ihre Mutterteilchen und das in der Kollision entstandene Medium. Aufgrund der guten Energieauflösung in den Driftkammern und Flugzeitwänden eignet sich der HADES-Detektor ebenfalls zum Nachweis und zur Rekonstruktion von Hadronen, sodass er ebenfalls in dieser Funktion genutzt wird.

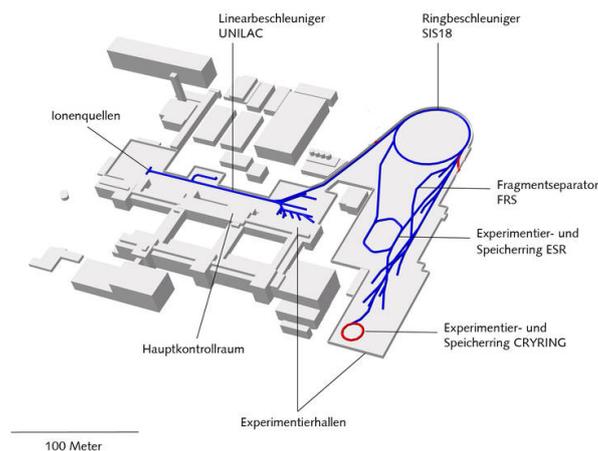


Abbildung 13: Schema der Beschleunigeranlage der GSI [19]

Mit Hilfe einer Ionenquelle können Ionen unterschiedlicher Art erzeugt werden. Diese werden daraufhin im Linearbeschleuniger UNILAC (Universal Linear Accelerator) auf

einer Länge von 120 Metern auf bis zu 20 Prozent der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Nachdem die Ionen den UNILAC durchlaufen haben, können sie bereits in den ersten Experimentierhallen für Untersuchungen genutzt werden. Für das HADES Experiment werden sie allerdings in den nachfolgenden Ringbeschleuniger SIS18, welcher einen Umfang von 216 Metern besitzt, eingeschleust und dort beim Durchlaufen auf bis zu 90 Prozent der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt, bis sie schließlich durch die nachfolgenden weiteren Experimentierhallen unter Anderem zum HADES Detektor weitergeleitet werden.

2.1. Aufbau

Der HADES Detektor besteht aus sechs identischen, um die Strahlachse angeordneten Sektoren. Der Azimutwinkel um die Strahlachse wird so fast völlig abgedeckt, der Polarwinkelbereich reicht von 18 - 85 Grad.

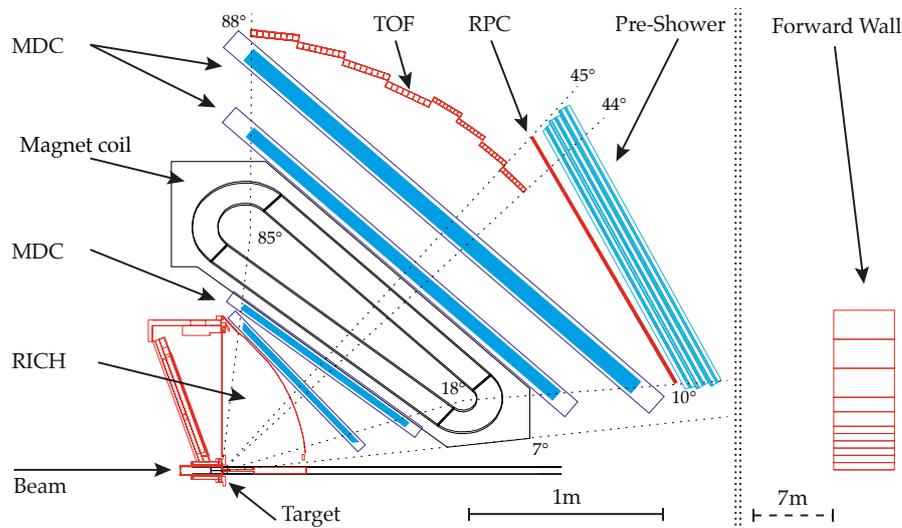


Abbildung 14: Darstellung der einzelnen Komponenten des Detektors [8]

2.1.1. Start- und VETO- Detektor

Der Start-Detektor befindet sich vor dem Target und dient zum einen zur Bestimmung des Start-Zeitpunkts einer Reaktion, des Weiteren zur Kontrolle der Eigenschaften und Qualität des Strahls. Es handelt sich um einen Diamant-Detektor, der eine gute Energieauflösung aufweist. Dies ist von Bedeutung, da die gemessene Startzeit Teil der Flugzeitmessung ist, die zur Teilchenidentifikation nötig ist. Es ist folglich eine hohe Präzision des Detektors erforderlich, diese liegt bei dem genutzten Diamant-Detektor bei 50 ps. [20]

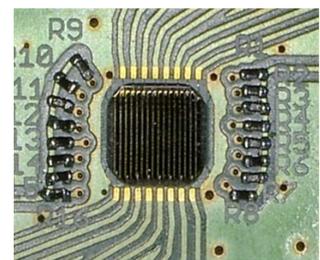


Abbildung 15: Der Start-Detektor [8]

2.1.2. RICH-Detektor

Der Ring Imaging Cherenkov Detektor umgibt das Target in der Vorwärtshemisphäre und besteht aus einem gasgefüllten Radiator, einem sphärischen Spiegel und einem ortssensitiven Photodetektor. Dieser Teil des Spektrometers dient zur Identifikation von Elektronen und Positronen durch Gebrauch des Cherenkov-Effekts. Dieser beschreibt die Emission elektromagnetischer Strahlung, wenn sich ein geladenes Teilchen mit Geschwindigkeiten größer als der Lichtgeschwindigkeit im Medium bewegt. Bei dem im Detektor befindli-

chen Gas handelt es sich um Decafluorbutan (C_4F_{10}), welches einen Brechungsindex von $n = 1.0014$ aufweist. Dies ist so gewählt, dass die Grenzggeschwindigkeit der durchquerenden Teilchen, ab der Cherenkov-Strahlung auftritt, zwischen den Geschwindigkeitsbereichen der Leptonen und Hadronen liegt. Dementsprechend lösen ausschließlich Elektronen und Positronen Cherenkov-Strahlung aus. Dieses kegelförmige Licht breitet sich unter einem von der Teilchengeschwindigkeit abhängigen Winkel relativ zur Teilchenbahn aus, bis es am sphärischen Spiegel reflektiert und auf den Photodetektor fokussiert wird, auf welchem die Strahlung schließlich als Ring abgebildet wird.

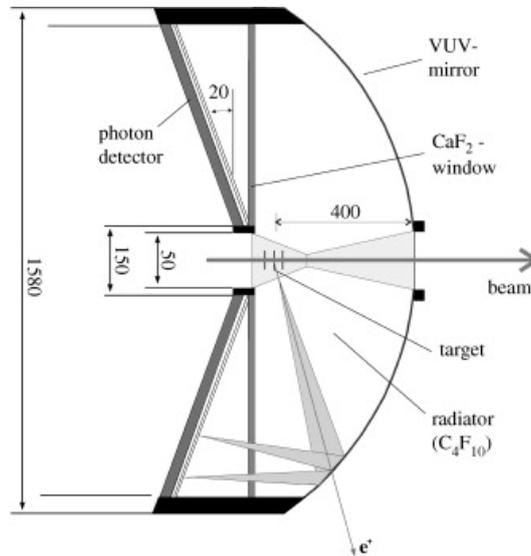


Abbildung 16: Seitliche Ansicht des RICH Detektors [21]

2.1.3. Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer besteht aus einem supraleitenden Magneten, sowie vier Ebenen von Vieldrahtdriftkammern, die gemeinsam zur Impulsbestimmung der während der Kollision entstandenen Teilchen dienen. Durch das Magnetfeld werden geladene Teilchen auf eine Kreisbahn abgelenkt, dessen Radius vom jeweiligen Masse-Ladungs-Verhältnis der Teilchen abhängig ist. Somit trägt die Impulsbestimmung zur Teilchenidentifikation bei.

Driftkammern

Die MDCs (Multi-wire Drift Chambers) bilden den ersten Teil des Magnetspektrometers, dabei befinden sich je zwei Kammern vor und nach dem Magneten. Die insgesamt vier Driftkammern bestehen jeweils aus sechs trapezförmigen Modulen, von denen jedes einen Azimutwinkel von 60 Grad abdeckt.

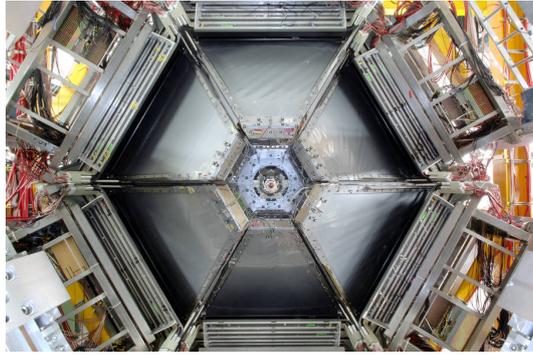


Abbildung 17: Rückansicht der MDCs im Detektor [22]

Die einzelnen Module sind gasgefüllt und bestehen wiederum aus sechs übereinanderliegenden Drahtebenen. Beim Durchflug geladener Teilchen kommt es zu einer Ionisierung der Gasatome entlang der Teilchentrajektorie.

Die hierbei ausgelösten Elektronen bewegen sich in Richtung der Anodendrähte und ionisieren währenddessen aufgrund der angelegten Hochspannung ihrerseits weitere Gasatome, sodass es zu einem Lawineneffekt kommt. Das auf diese Weise entstandene elektrische Signal wird mit Hilfe der Ausleselektronik detektiert. Wie in Abbildung 18 dargestellt, sind die Drahtebenen innerhalb einer Driftkammer um unterschiedliche Winkel gegeneinander verdreht. Dies ermöglicht eine genaue Ortsbestimmung beim Durchflug der Teilchen. Außerdem ist mit Hilfe der MDCs durch Untersuchung der Größe der ausgelösten Elektronenlawine eine Messung des differentiellen Energieverlusts der Teilchen möglich. Dies trägt zur Teilchenidentifikation bei.

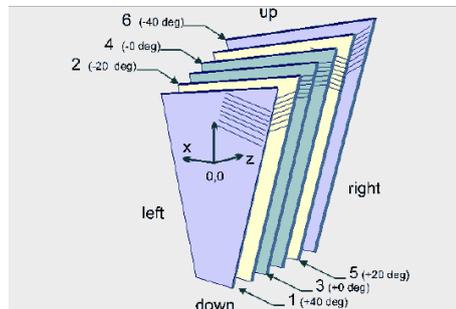


Abbildung 18: Schema der Ausrichtung der Drahtebenen [18]

Magnet

Der Magnet ILSE (Iron Less Superconducting Electron Magnet) besteht aus sechs ringförmig angeordneten Spulen, welche ein toroidales Feld erzeugen. Die geladenen Teilchen erfahren folglich beim Durchflug eine Lorentzkraft, die sie auf eine Kreisbahn ablenkt. Anhand dieser Bahnkrümmung kann durch Bestimmung der Position eines Teilchens vor und nach Durchqueren des Magneten mit Hilfe der MDCs dessen Impuls bestimmt werden. Der Magnet besteht aus Niob-Titan und wird mit flüssigem Helium auf 4.7 Kelvin gekühlt. Er erreicht eine maximale Stromstärke von 3464 A und kann damit Magnetfelder einer Stärke von bis zu 3.7 T in den Spulen erzeugen. Zur Mitte der Sektoren hin fällt die Feldstärke allerdings auf etwa 0.8 T ab, da die Elektronen-Identifikation mittels des RICH Detektors einen quasi feldfreien Bereich rund um das Target erfordert.

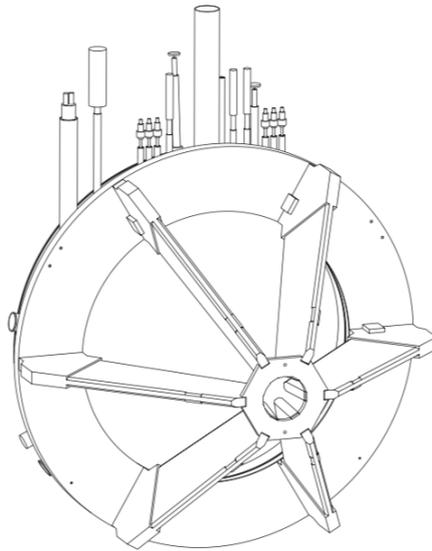


Abbildung 19: Aufbau des Magneten ILSE [8]

2.1.4. META-Detektor

Der Multiplicity and Electron Trigger Array Detektor folgt hinter dem Magnetspektrometer und dient zur Flugzeit und Multiplizitätsbestimmung der Teilchen. Er besteht aus drei Komponenten, zwei Flugzeitwänden mit unterschiedlicher Polarwinkelakzeptanz und einem elektromagnetischen Kalorimeter.

Resistive Plate Chamber

Der RPC Detektor ist ein Gasdetektor und stellt einen Teil der Flugzeitdetektoren dar. Er ist in sechs Sektoren aufgeteilt und deckt den inneren Polarwinkelbereich von 18 bis 45 Grad ab. Begrenzt wird das gasgefüllte Volumen durch zwei Platten, die einen hohen Widerstand besitzen, sodass durch Anlegung einer Hochspannung ein elektrisches Feld entsteht. Das Funktionsprinzip dieses Detektors ist ähnlich dem der MDCs. Geladene Teilchen, die den Detektor durchqueren, lösen durch Ionisation der Gasatome eine Elektronenlawine aus, die an den Elektroden detektiert wird.

Insgesamt besitzt der HADES Detektor 1116 RPC Module, die je aus zwei hintereinander folgenden Schichten bestehen. Dies dient zur Steigerung der Präzision der Flugzeitmessung. Die Zeitauflösung des RPC Detektors beträgt 100 ps.

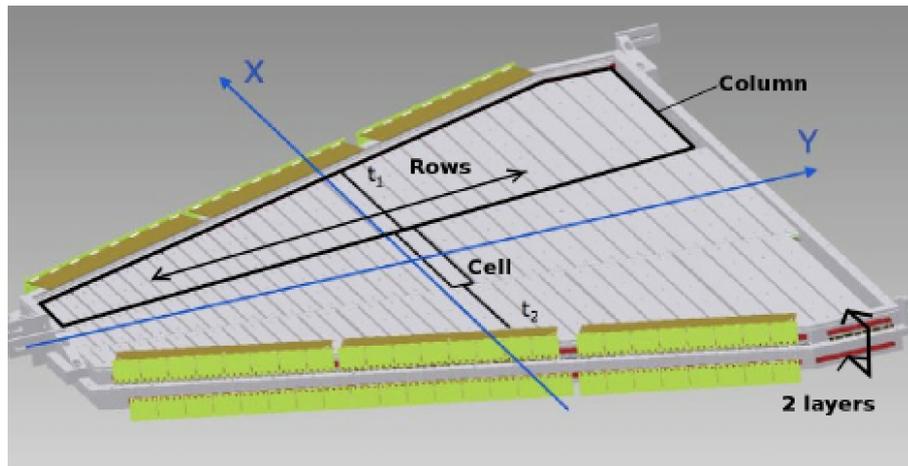


Abbildung 20: Aufbau einer RPC Kammer [23]

Time Of Flight Detektor

Der TOF Detektor hingegen ist ein Szintillationsdetektor, der den Polarwinkelbereich von 44 bis 88 Grad abdeckt. Er besteht ebenfalls aus sechs Sektoren, die je acht Szintillationsbalken enthalten, welche an beiden Enden durch Photomultiplier ausgelesen werden. Als zweiter Bestandteil der Flugzeitwand dient der TOF Detektor somit zur Rekonstruktion der Flugzeit mit einer Genauigkeit von etwa 150 ps. Die Funktionsweise des TOF Detektors nutzt den Effekt der Szintillation. Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor, so regt es das Szintillatormaterial an. Diese Anregungsenergie wird daraufhin durch Emission von Photonen wieder abgegeben, welche wiederum durch die Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt werden.

Zu den weiteren Aufgaben von TOF zählen die Messung der Multiplizität der Hadronen sowie die Rekonstruktion des Energieverlusts der Teilchen anhand des Detektorsignals. Wie die Vieldrahtdriftkammern kann der TOF Detektor also ebenfalls zur Teilchenidentifikation genutzt werden.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Hinter dem RPC Detektor befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL), welches inzwischen den zuvor genutzten PreShower Detektor ersetzt. Dieser Teil des Detektors erlaubt die Untersuchung von Zerfällen neutraler Mesonen, sowie neutraler Resonanzen aus Schwerionenkollisionen anhand der Messung von Photonen und Gamma-Paaren. Des Weiteren dient der ECAL-Detektor zur Verbesserung der Separation von Hadronen und Elektronen.

Das Kalorimeter besteht aus 978 Modulen, die in sechs identische Sektoren aufgeteilt sind und einen Polarwinkel von 12 bis 45 Grad abdecken. Die Module besitzen jeweils einen Cherenkov-Zähler, Photomultiplier, sowie einen Hochspannungsteiler.

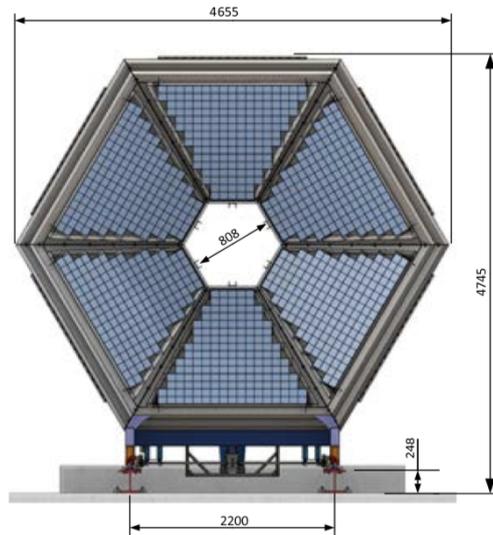


Abbildung 21: Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters [8]

2.1.5. Forward Wall

Sieben Meter hinter dem Target ist die Forward Hodoscope Wall platziert, die einen Polarwinkelbereich von 0.37 bis 7.17 Grad abdeckt. Sie besteht aus 287 Szintillatormodulen, die durch Photomultiplier ausgelesen werden und dient zur Identifikation und Detektion der nicht an den Reaktionen der Kollision teilnehmenden Spektatoren. Dies ist für die Rekonstruktion der Reaktionsebene von Bedeutung.

2.2. Triggersystem und Datenaufnahme

Zur Begrenzung der großen Datenmenge und zur Selektion physikalisch relevanter Ereignisse wird anhand verschiedener Trigger eine Vorauswahl der Daten getroffen. Zunächst wird ein sogenannter “Minimum bias”- Trigger durch ein Signal des Start-Detektors ausgelöst. Zusätzlich ist ein “Physics Trigger” implementiert, der auf der Summe der im TOF- und RPC- Detektor registrierten Signalen basiert, da diese proportional zur Multiplizität eines Events sind. Hierbei kann zwischen einem PT2 bei mindestens 5 Signalen und einem PT3 bei mindestens 20 Signalen unterschieden werden.

Die Daten der anhand der Trigger ausgewählten Ereignisse werden von einem Event Builder gesammelt und im hld- (Hades List Data)-Format abgespeichert. Die Verarbeitung der ausgewählten Events erfolgt daraufhin im Rahmen des HYDRA (HADES System for Data Reduction and Analysis)- Frameworks, welches auf dem ROOT- Paket basiert. Die physikalisch relevanten Informationen werden in sogenannten DSTs (Data Summary Tapes) zusammengetragen, welche als Grundlage für die Datenanalyse dienen.

2.3. Spurrekonstruktion

Aus den elektrischen Signalen der Teilchen in den einzelnen Detektoren soll nun die Rekonstruktion der gesamten Teilchentrajektorie erfolgen um somit aus der Krümmung der Teilchenspur die Bestimmung des Impulses zu ermöglichen. Hierzu dienen die Daten der Driftkammern sowie des META Detektors. Aus den Datenpunkten der MDCs sowie der zusätzlichen Registrierung des Teilchens entsprechend seines Polarwinkels entweder im RPC oder TOF Detektor erfolgt die Bestimmung von Position und Richtung der Spur. Dabei werden zur Verhinderung fälschlicher Spurzuordnungen jeweils die inneren und

äußeren MDCs zu Segmenten zusammengefasst. Dies erlaubt eine Modellierung der Bewegung eines Teilchens zwischen MDC I und II, sowie MDC III und IV als gerade Spursegmente. Infolgedessen können die Durchstoßpunkten in den MDCs in zwei Schritten über einen *Cluster finder* und einen *Segment fitter* zu Spurkandidaten zusammengesetzt werden.

Im ersten Schritt identifiziert ein *Cluster finder* Schnittstellen, an denen sich mehrere signalauslösende Drähte kreuzen, dies ist rechts in Abbildung 22 dargestellt. Diese sogenannten Cluster werden daraufhin auf je eine gemeinsame Ebene zwischen den inneren und äußeren Segmenten der Driftkammern projiziert, sodass aus der Überlagerung ein Durchstoßpunkt des Teilchens für jede MDC Lage folgt. Diese Durchstoßpunkte der inneren MDCs werden zum inneren Spur-Segment verbunden. Die Bahnkrümmung, die ein Teilchen aufgrund des Magnetfeldes durchläuft, kann durch eine punktförmige Ablenkung in der virtuellen Kick-Plane, die sich zwischen innerem und äußerem Segment befindet, approximiert werden. Aus der Kombination der Cluster des äußeren Segments mit dem Schnittpunkt in der Kick-Plane entsteht das äußere Spursegment, welches schließlich gemeinsam mit dem inneren Segment zu einer durchgehenden Teilchenspur verbunden wird (Abbildung 22 links). Schlussendlich wird diese Spur im Fall von Hadronen mit einem passenden Treffer in der Flugzeitwand kombiniert.

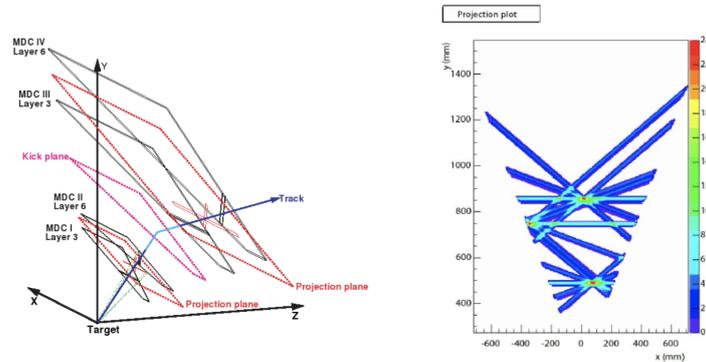


Abbildung 22: Schema des Prinzips der Spurrekonstruktion mit Hilfe einer Projektions-ebene zur Abbildung der Cluster [24]

Mit größeren Systemen steigt die Multiplizität der erzeugten Teilchen. Infolgedessen steigt ebenfalls die Wahrscheinlichkeit einer falschen Zuordnung von Spur und Detektortreffer. Dementsprechend wird ein Kriterium zum Aussortieren schlecht rekonstruierter Spuren benötigt. Bei HADES wird zur Beurteilung zweier Größen, welche die Spurqualität quantifizieren, ein χ^2 -Testverfahren genutzt. Dabei werden zwei Größen betrachtet. Eine der beiden Größen stellt die Qualität der Anpassung der Trefferpunkte in den inneren und äußeren MDCs dar, während die andere beschreibt, wie gut eine rekonstruierte Spur zu einem Auftreffpunkt im META-Detektor passt. Ein Algorithmus iteriert anhand dieser Kriterien durch die möglichen Teilchenspuren und selektiert somit die bestmögliche Kombination.

Mit Hilfe dieser rekonstruierten Teilchenspuren besteht die Möglichkeit der Rekonstruktion des primären Vertex der Kollision, unter der Annahme, dass in diesem Punkt der Beginn aller Spuren liegt. Dieser wiederum kann genutzt werden um die Teilchenspur zu berechnen, indem über die Spur vom primären Vertex bis zum Auftreffpunkt im META Detektor integriert wird. Kombiniert man diese Information mit der anhand von Start- und META-Detektor bestimmten Flugzeit, kann auf diese Weise die Geschwindigkeit der

Teilchen bestimmt werden:

$$\beta = \frac{1}{\Delta tc} \int_{Vertex}^{METAHit} \vec{s}(\vec{x}) d\vec{x} \quad (6)$$

2.4. Impulsbestimmung

Mit Hilfe der rekonstruierten Teilchenspur kann nun anhand dessen Krümmung der Impuls, genauer gesagt das Impuls-Ladungs-Verhältnis eines Teilchens bestimmt werden. Dazu kann die Impulsänderung durch Integration über die auf das geladene Teilchen wirkende Lorentzkraft berechnet werden. Diese wirkt auf ein Teilchen der Ladung q , sowie der Geschwindigkeit v , welches sich in einem Magnetfeld der Stärke B bewegt, gemäß

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (7)$$

Für die Impulsänderung entlang der Trajektorie s des Teilchens gilt dann:

$$\Delta p = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q(\vec{v} \times \vec{B}) dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (8)$$

Im letzten Schritt wurde die Antikommutivität des Kreuzprodukts genutzt.

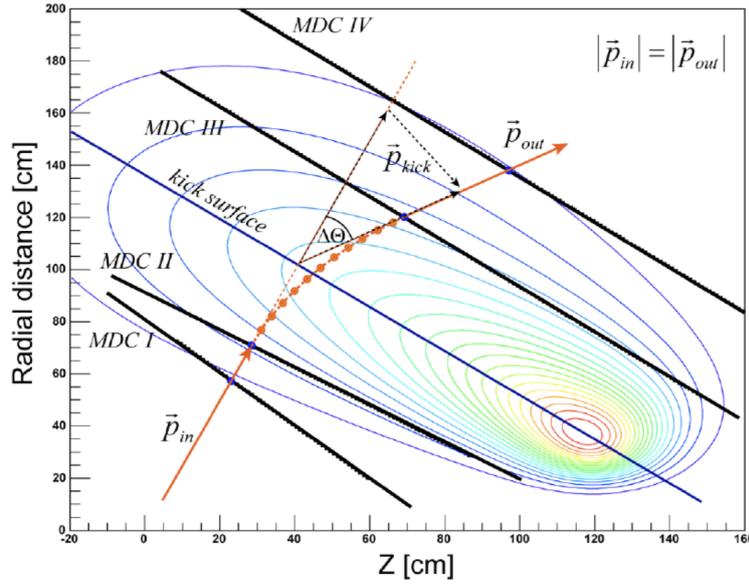


Abbildung 23: Ablenkung des Teilchens durch ein Magnetfeld [25]

Aus Abbildung 23 lässt sich mit Hilfe einer geometrischen Überlegung der Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ der Trajektorie berechnen:

$$\sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\Delta\vec{p}|}{2|\vec{p}|} \quad (9)$$

Anhand dieses Ablenkwinkels wird mit der *Kick-Plane* Methode aus den Messpunkten der vier Driftkammern der Impuls estimiert. Die kontinuierliche Ablenkung des Teilchens wird durch einen einzelnen Knick der Teilchentrajektorie in der Kick-Plane approximiert.

Diese wird aus den zuvor bestimmten Spursegmenten der inneren und äußeren Driftkammern konstruiert.

Zur Verbesserung der Genauigkeit können mit Hilfe der *spline*-Methode die geraden Spursegmente der inneren und äußeren Kammern durch Polynome dritter Ordnung interpoliert werden. Schließlich nutzt die *Runge-Kutta* Methode den aus der *spline* Methode resultierenden Startwert um den Verlauf zwischen den Segmenten durch die numerische Lösung der Bewegungsgleichung der Teilchen genau zu beschreiben.

2.5. Teilchenidentifikation

Zur Identifikation der während der Kollision entstandenen Teilchen können nun mehrere zuvor rekonstruierte Größen genutzt werden. Für eine Identifikation von Hadronen benötigte Größen sind dabei Ladung und Masse der Teilchen. Diese sind nicht direkt messbar, sie müssen folglich anhand anderer Größen wie Impuls und Flugzeit rekonstruiert werden.

Identifikation über Impuls- und Flugzeitmessung

Eine Methode zur Identifikation nutzt die bereits zuvor gemessenen oder rekonstruierten Daten der Ablenkung und der Flugzeit eines Teilchens. Letztere kann mit Hilfe der gemessenen Zeiten des Startdetektors (t_0) und der Flugzeitwände (t_1) gemäß $\Delta t = t_1 - t_0$ bestimmt werden und liefert somit in Kombination mit der Teilchenspur s die Geschwindigkeit:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{s}{c \Delta t} \quad (10)$$

Durch Kenntnis von β kann nun der Lorentzfaktor berechnet werden:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (11)$$

Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, kann der Impuls auf mehrere Arten bestimmt werden. Für die Teilchenidentifikation sollen ausschließlich die Ergebnisse des Runge-Kutta Verfahrens verwendet werden. Aus der Kenntnis des Impulses, des Lorentzfaktors, sowie der Geschwindigkeit folgt die Masse des Teilchens:

$$p = \gamma m v \quad (12)$$

Konventionell wird für Rechnungen das Quadrat der Masse genutzt um zu verhindern, dass es bei Messfehlern der Flugzeit, bei denen fälschlicherweise Geschwindigkeiten größer der Lichtgeschwindigkeit gemessen werden, zu imaginären Massen kommt.

Bei dem für diesen Zweck verwendeten Impuls handelt es sich jedoch eigentlich um das Impuls-Ladungs-Verhältnis. Folglich ist die aus Gleichung 12 resultierende Masse ebenfalls das Masse-Ladungs-Verhältnis eines Teilchens. Infolgedessen können Teilchen mit identischem m/Z , wie beispielsweise Deuterium und ^4He mit Hilfe dieser Methode nicht differenziert werden.

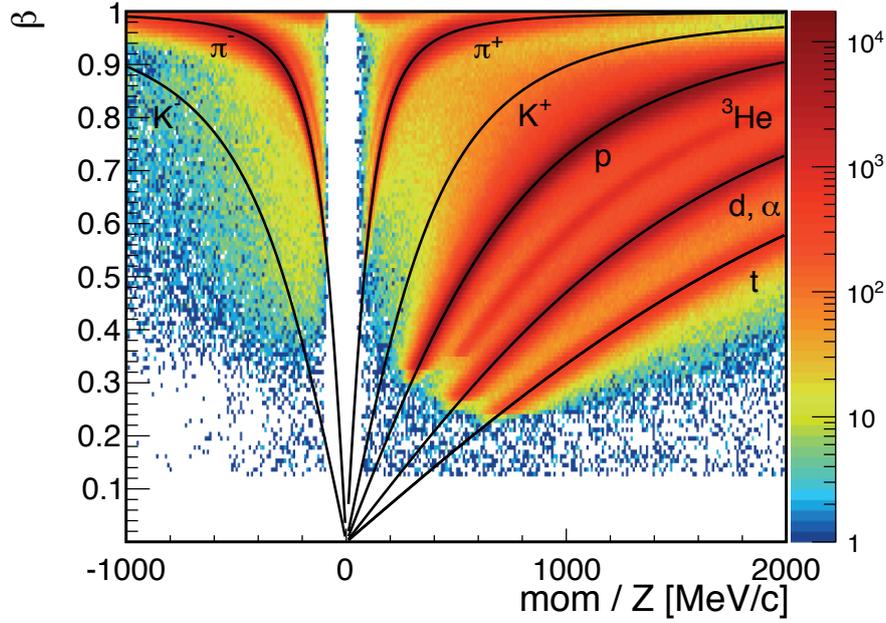


Abbildung 24: Auftragung der Geschwindigkeit β gegen das Impuls-Ladungs-Verhältnis gemessen im RPC Detektor in Au+Au-Kollisionen bei 1.23 AGeV. Es werden Spuren der verschiedenen Teilchenspezies um ihre theoretisch berechneten Kurven deutlich. [26]

Die Geschwindigkeit kann wie in Abbildung 24 gezeigt, gegen das Impuls-Ladungs-Verhältnis aufgetragen werden. Die eingezeichneten Linien verdeutlichen das erwartete Auftreten einzelner Teilchenspezies aufgrund ihres Masse-Ladungs-Verhältnisses. Durch graphische Schnitte um diese theoretischen Kurven herum können einzelne Teilchen identifiziert und für eine nachfolgende Analyse ausgewählt werden.

Identifikation über Messung des spezifischen Energieverlusts

Eine weitere Möglichkeit zur Teilchenidentifikation bietet die Analyse des spezifischen Energieverlusts $-dE/dx$ der Teilchen in den Driftkammern sowie im TOF Detektor. Dieser resultiert aus der Wechselwirkung der Teilchen mit den Elektronen des Detektormaterials und kann mit der Bethe-Bloch-Formel quantifiziert werden:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 T_{max}}{I_{pot}^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (13)$$

Hierbei steht z für die Ladungszahl des durchquerenden Teilchens, Z und A für Ordnung- und Massenzahl des Detektormaterials, I_{pot} ist eine materialspezifische Ionisationskonstante, ρ bezeichnet die Dichte des Materials, C stellt eine Schalenkorrektur und δ eine Dichtekorrektur dar.

Der maximale Energieübertrag eines Teilchens beim Stoß mit einem Elektron des Mediums ist abhängig von seiner Masse und Geschwindigkeit, gemäß

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (14)$$

Hierbei ist M die Masse des durchquerenden Teilchens. Da der spezifische Energie-

verlust, abgesehen von den Eigenschaften des Detektormaterials, ausschließlich von der Geschwindigkeit eines Teilchens abhängig ist, können auf diese Weise nun auch Teilchen mit gleichem Masse-Ladungs-Verhältnis unterschieden werden.

Beim Auftragen des Energieverlusts gegen die Geschwindigkeit, bzw. das Impuls-Ladungs-Verhältnis ergeben sich für die unterschiedlichen Teilchensorten charakteristische Kurven, die mit den anhand der Bethe-Bloch Formel errechneten theoretischen Verläufen der jeweiligen Teilchen übereinstimmen. Abbildung 25 und 26 zeigen die Messung des Energieverlusts im TOF Detektor, sowie in den MDCs.

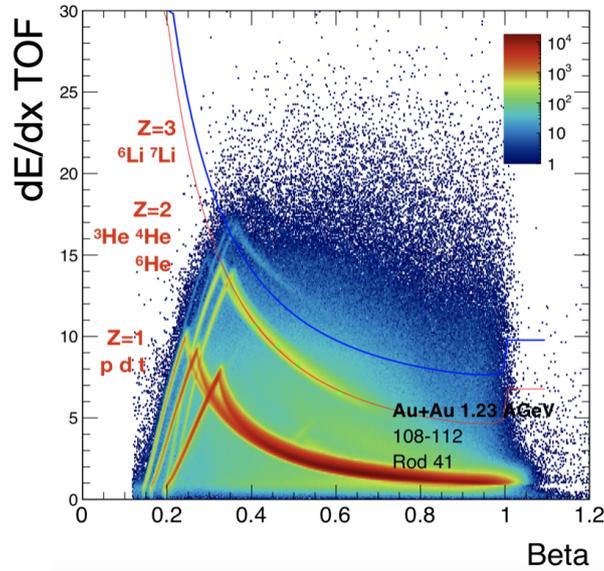


Abbildung 25: Energieverlust der Teilchen im TOF Detektor aufgetragen gegen die Geschwindigkeit gemessen in Au+Au-Kollisionen bei 1.23 AGeV. [27]

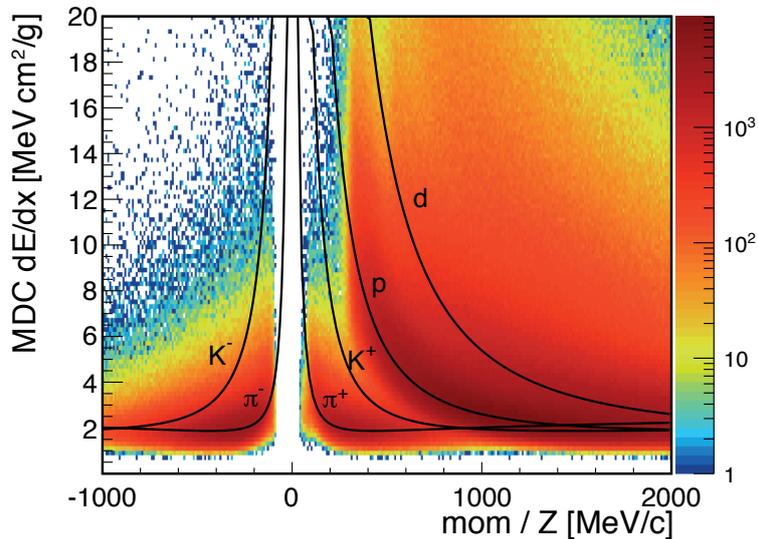


Abbildung 26: Energieverlust der Teilchen in den MDCs aufgetragen gegen das Impuls-Ladungs-Verhältnis gemessen in Au+Au-Kollisionen bei 1.23 AGeV. Die eingezeichneten Kurven der entsprechenden Teilchen folgen aus der Bethe-Bloch-Formel. [26]

3. Flow Analyse

In diesem Kapitel soll nun das Vorgehen zur Analyse des Flusses der Protonen beschrieben, sowie die daraus resultierenden Ergebnisse gezeigt werden. Die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen aus Silber-Silber Kollisionen, die im Jahr 2019 während der Strahlzeit vom 05.03.2019 bis 01.04.2019 aufgenommen wurden.

Die Analyse wurde mit Hilfe eines Analyse-Macros im DST-Format durchgeführt, die Ergebnisse wurden anschließend in ein Plotting-Macro übertragen, welches zur Visualisierung des Flusses in Abhängigkeit von der Rapidität und des Transversalimpulses dient.

3.1. Methode der Flow Analyse

Zu Beginn soll die Methode, welche zur Flow Analyse genutzt wurde, genauer beschrieben werden. Dafür muss zunächst eine Ereignis-Selektion vorgenommen werden, daraufhin können die Protonen identifiziert und analysiert werden.

Event Selection

Damit möglichst nur Ag+Ag-Kollisionen in die Analyse aufgenommen werden, müssen die registrierten Events anhand der nachfolgend beschriebenen Auswahlkriterien selektiert werden. Weitere mögliche Hintergrundquellen sind beispielsweise die im nächsten Abschnitt beschriebenen Reaktionen der Silber-Kerne mit dem Start-Detektor oder mit den Halterungen des Targets. Als Startpunkt werden alle Events verwendet, die zuvor vom **PT3**-Trigger selektiert wurden. Zur weiteren Selektion der Daten wurden anschließend mehrere Auswahlkriterien genutzt:

SelectStart: Mindestens ein Treffer muss in einem der beiden Start-Module registriert worden sein. Gleichzeitig darf kein Treffer im Veto-Detektor erfasst werden.

StartPileUp: In einem Zeitintervall von $-5 < t_0 < 15$ ns um die Startzeit herum darf nur ein *Hit Cluster* im Start-Detektor registriert werden. Ein Überlappen mehrerer Events in diesem Zeitintervall (*PileUp*) würde zu Fehlern in der Flugzeitberechnung führen.

GoodClusterVertex & GoodCandVertex: Zur Rekonstruktion des Vertex der Reaktion werden mindestens eine rekonstruierte Spur (*GoodClusterVertex*) und mindestens zwei identifizierte Teilchen (*GoodCandVertex*) genutzt.

NoVeto: Im Bereich von ± 15 ns um die Startzeit herum werden Events, für die ein Signal im Veto-Detektor gemessen wurde, ausgeschlossen. Dies dient zur Exklusion von Reaktionen außerhalb des Targets.

VetoStart: Dieses Kriterium dient zum Ausschluss aller Events, die ein zweites START- aber kein Veto-Signal aufweisen, da dies dafür spricht, dass ein Teilchen das Target ohne Reaktion durchquert hat.

StartMeta: Teilchen, die im META-Detektor mit einem Event im Start-Detektor innerhalb von 80 – 350 ns korreliert werden können, werden ausgeschlossen, da Teilchen mit einer solchen Flugzeit außerhalb des physikalischen Bereichs des tatsächlich getriggerten Events liegen.

In der nachfolgenden Abbildung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt gegen die Multiplizität im TOF- und im RPC-Detektor für Tag 88 der Strahlzeit, sowie der theoretische Verlauf im Rahmen des Glauber-Modells aufgetragen. Dieser Ansatz behandelt Schwerionenkollisionen als Superposition unabhängiger Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen. Die Zentralität ist über den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{AA} definiert:

$$C \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_{N^{thr}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'} dN', \quad (15)$$

Hier ist N^{thr} die untere Schwelle der Multiplizität einer Klasse.

Bei Vergleich der Daten mit der Glauber-Simulation wird im Bereich niedriger Multiplizitäten, also geringer Zentralität, eine Abweichung des Modells von den Daten deutlich, der Wirkungsquerschnitt ist hier größer als die Vorhersage des Modells. Der Großteil dieses zusätzlichen Beitrags resultiert aus den im nachfolgenden Abschnitt näher beschriebenen Silber-Kohlenstoff Reaktionen der Projektile mit dem Start-Detektor, sowie den Halterungen des Targets.

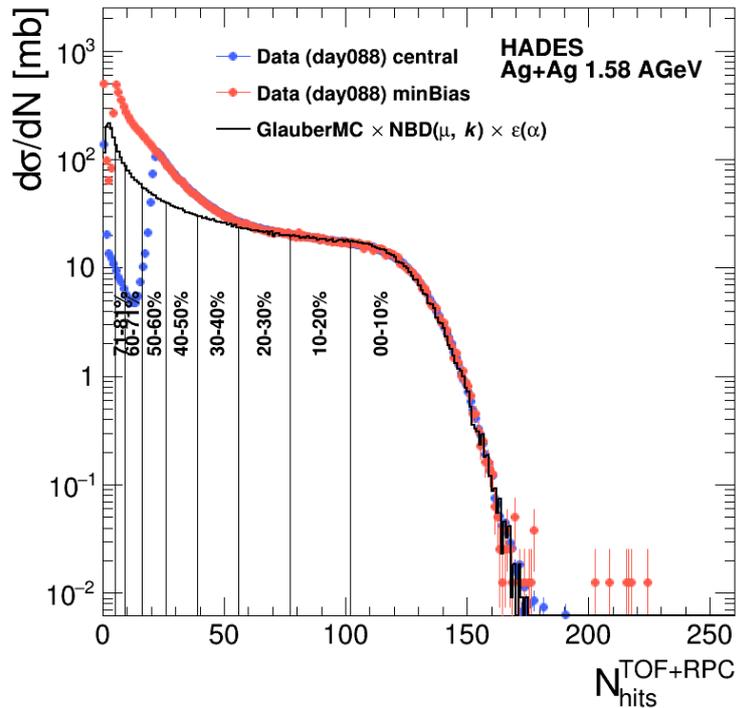


Abbildung 27: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Ag+Ag Kollisionen bei 1.58 A GeV aufgetragen gegen die Zahl der Treffer im TOF- und RPC-Detektor. Dabei wird die aus dem Glauber-Modell resultierende theoretische Kurve mit den Messdaten aller sowie den zentralsten Kollisionen von Tag 88 der Strahlzeit verglichen.

Selektion der Silber-Kohlenstoff Reaktionen

Wie bereits in Kapitel 1.4 erwähnt, sollte der gerichtete Fluss v_1 bei der Schwerpunktsrapidität Null betragen. Eine Abweichung von Null bei höheren Zentralitätsklassen kann durch Silber-Kohlenstoff Reaktionen hervorgerufen werden. Diese treten auf, da sowohl der Start-Detektor aus Kohlenstoff besteht, als auch das Material, durch welches das Target befestigt ist. Der Effekt tritt in den hier ausgewerteten Daten vor allem in der

Zentralitätsklasse 30-40% auf.

Um eine daraus resultierende Verfälschung der Ergebnisse, welche aus den Daten der Silber-Silber Kollisionen stammen, zu korrigieren, sollen diese Reaktionen möglichst gut ausgeschlossen werden. Dafür muss der Bereich, in welchem diese eintreten, zunächst identifiziert werden. Zur Unterscheidung beider Reaktionen können zunächst die bei der Reaktion entstehenden Systeme verglichen werden. Da es sich bei Kohlenstoff um einen kleineren, aus deutlich weniger Nucleonen bestehenden Nukleus als Silber handelt, ist die entsprechende, aus der Reaktion resultierende Teilchenmultiplizität bei einer Kollision von Silber und Kohlenstoff geringer als bei der Kollision zweier Silberkerne. Dieses Phänomen wird in Abbildung 28 deutlich, in welcher die in den Flugzeitwänden gemessene Multiplizität gegen die z-Position des Hauptvertex der Reaktion in Strahlrichtung aufgetragen wurde. Hier werden die Reaktionen der Silberkerne mit dem Diamant-Startdetektor, der hauptsächlich aus Kapton besteht, erkennbar, die sich in einem Vertexbereich von etwa -100 bis -80 cm befinden und offensichtlich eine erheblich geringere Multiplizität aufweisen, als die darauffolgenden Silber-Silber Kollisionen.

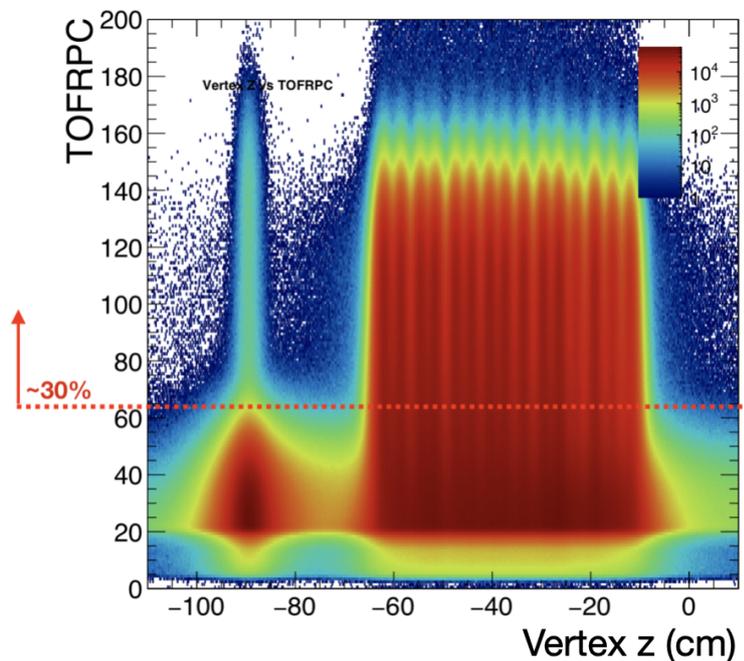


Abbildung 28: Zur Verdeutlichung des Vorkommens der Silber-Kohlenstoff- Reaktionen kann die Multiplizität der Teilchen gegen den Vertex der Reaktion aufgetragen werden.

Um diese Reaktionen nun quantitativ ausschließen zu können, soll die Form der Verteilung der Teilchen nach der Reaktion, gemessen anhand der Anteile der Energie in transversaler und longitudinaler Richtung untersucht werden. Diese Größe, welche hier als $ERAT$ bezeichnet wird, quantifiziert, ob das System nach der Kollision bevorzugt in Strahlrichtung oder in Richtung der Transversalebene expandiert und ist definiert über: [28]

$$ERAT = \frac{E_t}{E_z} = \frac{\sum_i E_{t,i}}{\sum_i E_{z,i}} = \frac{\sum_i E_i \sin(\Theta_i)}{\sum_i E_i \cos(\Theta_i)} \quad (16)$$

Anhand dessen lassen sich die beiden Arten von Reaktionen unterscheiden. Eine Silber-Silber Kollision erzeugt aufgrund der Äquivalenz beider Kerne ein symmetrisches System,

nach der Kollision emittiert das System entsprechend bevorzugt in transversaler Richtung. Kollidieren hingegen ein Kohlenstoff- und ein Silberkern, existiert aufgrund der Asymmetrie des Systems eine longitudinale Vorzugsrichtung. Zur Exklusion solcher Reaktionen wird nun also nach einem Cut-Off-Wert von $ERAT$ gesucht. Dieser kann mit Hilfe der Abbildungen 29 und 30 estimiert werden.

Abbildung 29 zeigt $ERAT$ aufgetragen gegen die z-Position des Hauptvertex. Auch hier können die am Start-Detektor stattfindenden Reaktionen klar differenziert werden, darüber hinaus werden im Vertexbereich von etwa -65 bis -5 cm Reaktionen der Silberkerne mit dem Kohlenstoff der Target-Befestigungen deutlich, die ebenfalls einen geringeren $ERAT$ -Wert aufweisen.

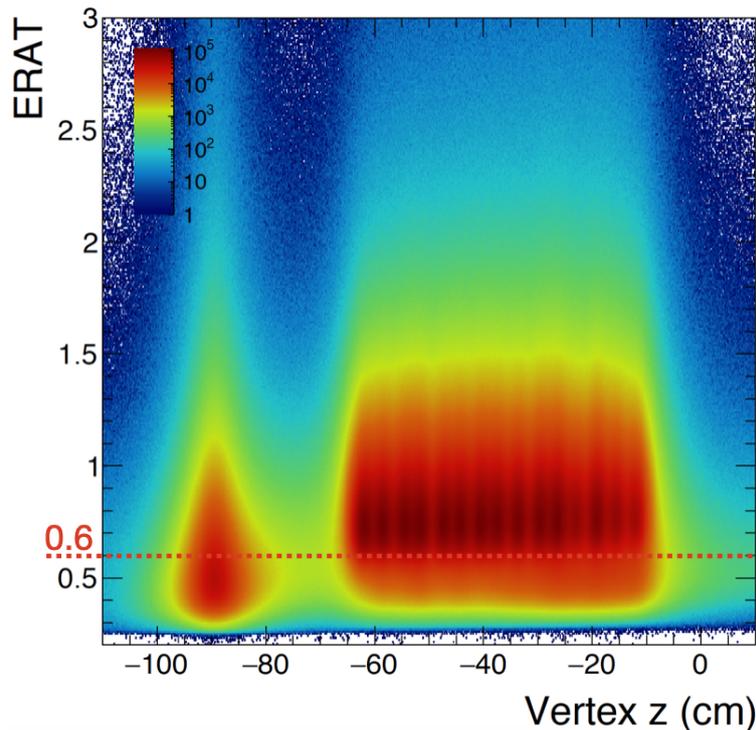


Abbildung 29: Auftragung des Verhältnisses transversaler zu longitudinaler Energie gegen die z-Position des Hauptvertex der Reaktion. Der Bereich unterhalb der roten Linie wurde zum Ausschluss der Silber-Kohlenstoff Reaktionen exkludiert.

Ähnliches zeigt Abbildung 30, hier wurde $ERAT$ gegen die Multiplizität aufgetragen. Im Bereich geringer Multiplizitäten, etwa von 20 bis 60, wird ein Bereich erkennbar, der einen geringeren $ERAT$ -Wert aufweist und damit das Vorkommen von Silber-Kohlenstoff Reaktionen indiziert.

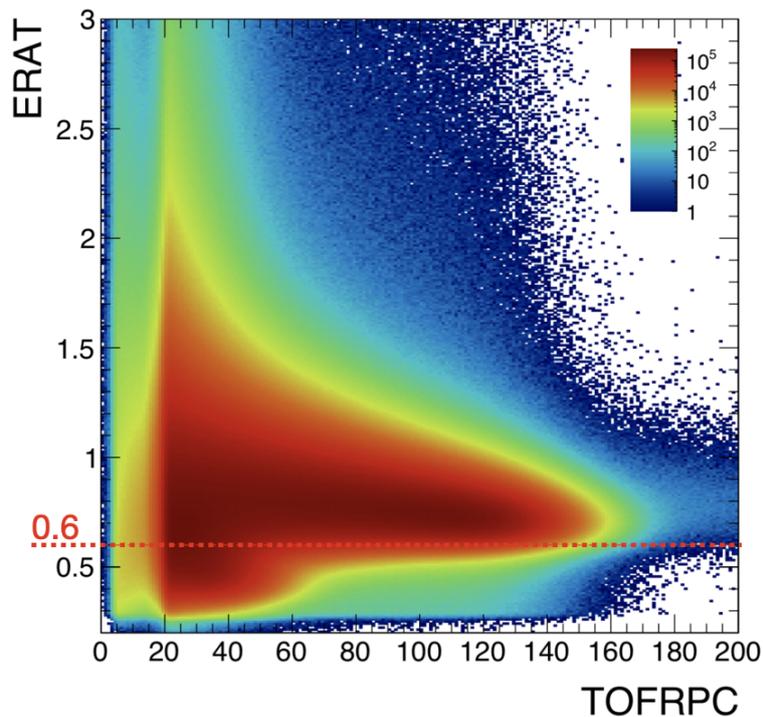


Abbildung 30: Auftragung des Verhältnisses transversaler zu longitudinaler Energie gegen die Teilchenmultiplizität. Die rote Linie verdeutlicht den Cut-Off Wert.

Es wird deutlich, in welchem Bereich die Silber-Kohlenstoff Reaktionen auftreten, sodass ein Cut-Off Wert definiert werden kann. Dabei wurden verschiedene Werte ausprobiert, beginnend mit $ERAT = 0.55$, wobei bereits eine Verbesserung der Ergebnisse sichtbar wurde. Mit einem Wert von $ERAT = 0.6$ konnte, ohne dabei die Daten der Silber-Silber Kollisionen zu verfälschen, noch eine größere Verbesserung erzielt werden. Ab einem Wert von $ERAT = 0.65$ zeigte sich jedoch, dass mit diesem Cut-Off in die eigentlichen Daten eingegriffen wurde, sodass 0.6 als letztendlicher Cut-Off Wert ausgewählt wurde.

Identifikation der Protonen

Die Identifikation geschah in diesem Fall ausschließlich über die gemessene Masse der Protonen. Dabei soll aus der Verteilung des Masse-Ladungs Verhältnisses aller registrierten Teilchen die der Protonenmasse isoliert werden. Zunächst werden ausschließlich Teilchen mit positiver, von Null verschiedener Geschwindigkeit β und solche mit positiver Ladung ausgewählt. Nun erfolgt die Identifikation über die Masse mit einer Auswahl von 15 % um die nominelle Protonmasse.

Die Verteilung des Masse-Ladung-Vverhältnisses der Teilchen ist in Abbildung 31 gezeigt, wobei die Auswahl der Protonmasse rot dargestellt ist.

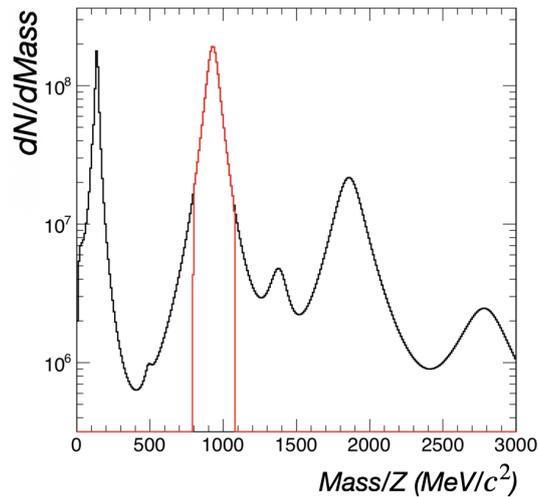


Abbildung 31: Verteilung des Masse-Ladungs-Verhältnisses aller Teilchen mit markierter Protonenmasse

Als zusätzliche Illustration der Identifikation kann das Impuls-Ladungs-Verhältnis aufgetragen gegen die Geschwindigkeit vor und nach der Auswahl betrachtet werden. Hierbei wird deutlich, dass durch den Massen-Cut ausschließlich die Teilchen entlang der Protonenlinie selektiert wurden, während alle anderen ausgeschlossen werden konnten.

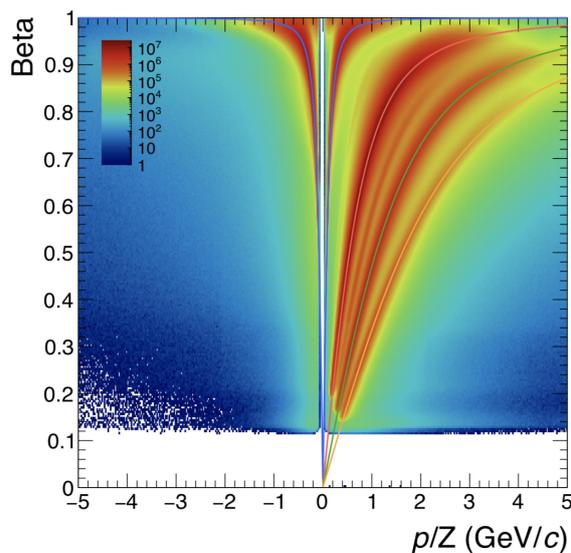


Abbildung 32: Auftragung der Geschwindigkeit β gegen das Impuls-Ladungs-Verhältnis aller Teilchen

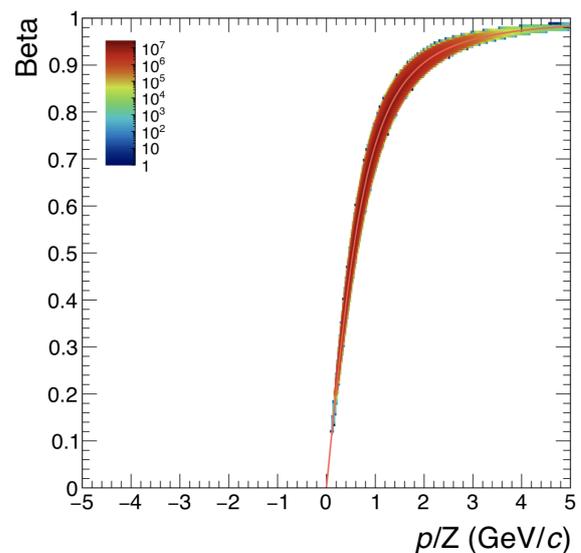


Abbildung 33: Auftragung der Geschwindigkeit β gegen das Impuls-Ladungs-Verhältnis nach Auswahl der Protonen

Als Gegenprobe kann der Energieverlust in den MDCs betrachtet werden. Abbildung 34 zeigt die charakteristischen Kurven der Pionen (blau), Protonen (rot), Deuteronen (grün) sowie der Tritonen (gelb) resultierend aus der Bethe-Bloch-Formel. In Abbildung 35 wird nun deutlich, dass die Pionen größtenteils ausgeschlossen, sowie der Anteil der Deuteronen und Tritonen reduziert werden konnte.

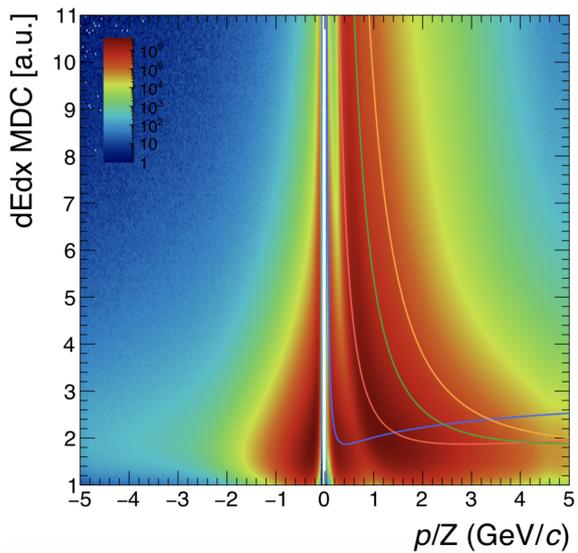


Abbildung 34: Energieverlust aller Teilchen in den MDCs. Ein-gezeichnet sind die theo-retischen Kurven der ver-schiedenen Teilchen, re-sultierend aus der Bethe-Bloch-Formel.

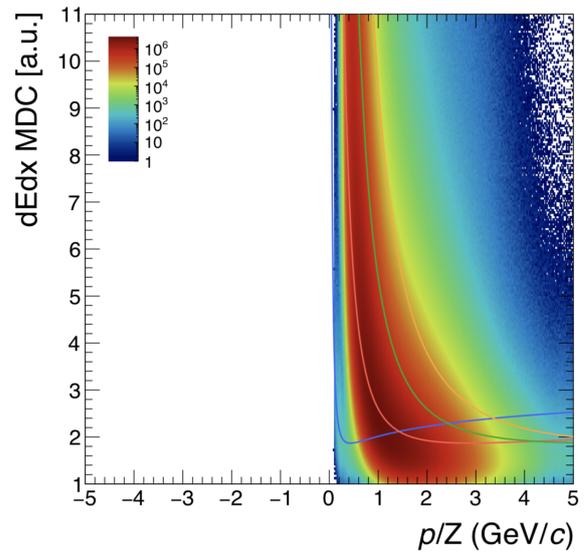


Abbildung 35: Energieverlust der Teilchen in den MDCs nach Identifikation der Protonen

Nach Identifikation der Protonen können diese nun analysiert werden.

Da Flow eine winkelabhängige Größe ist, wird zunächst die Verteilung des Azimutwinkels der Protonen betrachtet, indem diese in ein Histogramm eingetragen wird. Bei dessen Betrachtung wird deutlich, dass die Verteilung der Protonen in allen sechs Sektoren um die Strahlachse herum eine ähnliche Form aufweist.

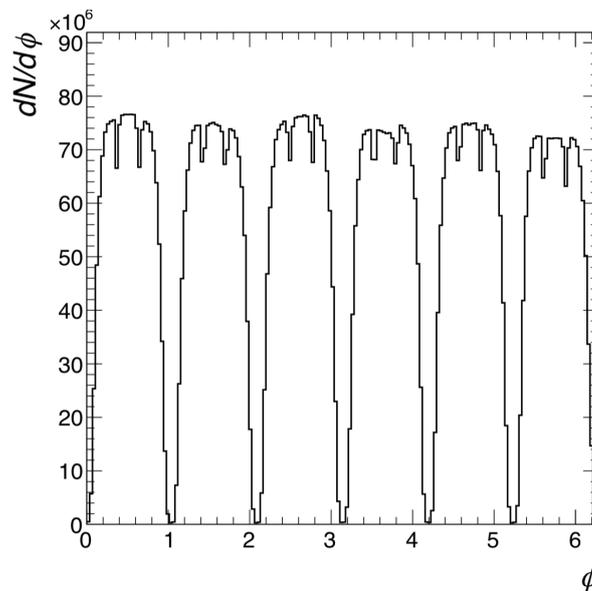


Abbildung 36: Verteilung des Azimutwinkels der Protonen im Laborsystem

Des Weiteren kann die Distribution des Azimutwinkels der Ereignisebene im Winkelbe-

reich von $0 - 360^\circ$ betrachtet werden.

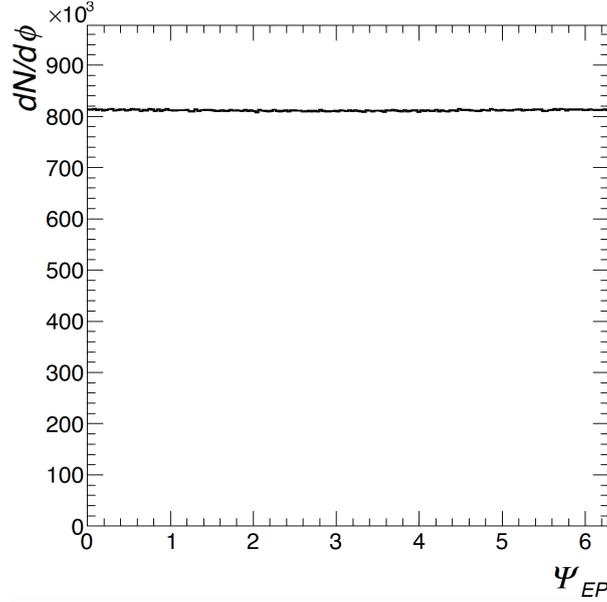


Abbildung 37: Verteilung des Azimutwinkels der Ereignisebene bei einer Zentralität von $20 - 30\%$

Rekonstruktion der Reaktionsebene

Ebenfalls eine Voraussetzung zur Betrachtung und Analyse des Flusses ist die Rekonstruktion der Reaktionsebene. Diese kann nicht direkt gemessen werden, sondern muss anhand der experimentell bestimmbar Ereignisebene sowie deren Auflösung abgeschätzt werden. Zur Bestimmung der Ereignisebene wird aus allen Treffern, die in der Forward Wall registriert wurden, der Schwerpunkt bestimmt, woraus der Winkel Ψ_{EP} der Ereignisebene folgt. Dafür kann ein Vektor \vec{Q} aus den Positionen $X_{FW,i}$ und $Y_{FW,i}$ aller N_{FW} ausgelösten Zellen der Forward Wall berechnet werden:

$$Q_x = \frac{1}{N_{FW}} \sum_{i=0}^{N_{FW}} w_i \frac{X_{FW,i} - \langle X_{FW} \rangle}{\sigma_{X_{FW}}} \quad (17)$$

$$Q_y = \frac{1}{N_{FW}} \sum_{i=0}^{N_{FW}} w_i \frac{Y_{FW,i} - \langle Y_{FW} \rangle}{\sigma_{Y_{FW}}} \quad (18)$$

Hierbei entspricht der Gewichtungsfaktor w_i der Ladung $|Z_i|$, die in der entsprechenden Zelle der Forward Wall gemessen wurde.[29] $\langle X_{FW} \rangle$ und $\langle Y_{FW} \rangle$ bezeichnen die Mittelwerte aller Events in einer Zelle.

Der Winkel der Ereignisebene folgt schließlich aus

$$\tan(\Psi_{EP}) = \frac{Q_y}{Q_x} \quad (19)$$

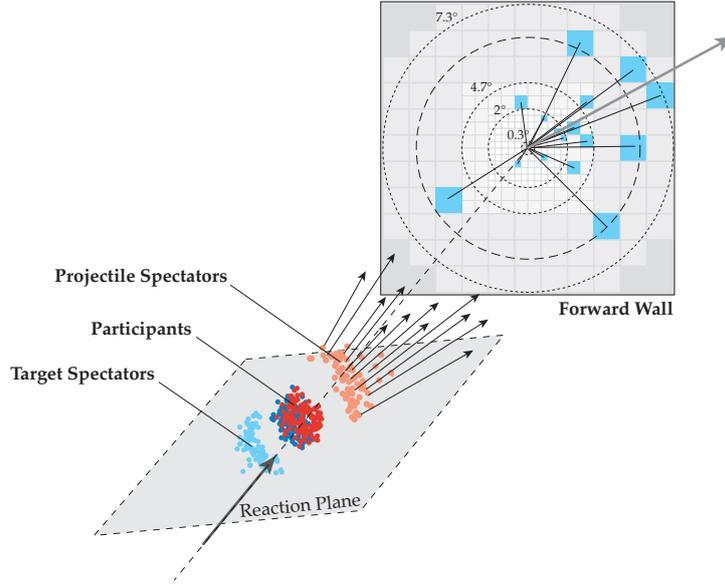


Abbildung 38: Schematische Darstellung der Reaktionsebene und der Treffer auf der Forward Wall [11]

Allerdings unterliegt die Messung der Ereignisebene einer Fluktuation, sodass diese lediglich eine Annäherung an die reale Reaktionsebene ist. Dementsprechend müssen die Messungen des Flusses auf die Auflösung der Ereignisebene korrigiert werden:

$$v_n = \frac{v_n^{obs}}{R_n} \quad (20)$$

Hierbei ist v_n der Flow Koeffizient bezüglich der Reaktionsebene, v_n^{obs} der experimentell bestimmte Wert des Koeffizienten bezüglich der Ereignisebene und R_n die Auflösung der Ereignisebene. Dieser Auflösungsfaktor besitzt unterschiedliche Werte für die einzelnen Flow Koeffizienten bei verschiedenen Zentralitäten und kann folgendermaßen bestimmt werden [29]:

$$R_n = \langle \cos[n(\psi_{EP} - \psi_{RP})] \rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} \chi e^{-\chi^2/2} \left[I_{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{\chi^2}{2} \right) + I_{\frac{n+1}{2}} \left(\frac{\chi^2}{2} \right) \right] \quad (21)$$

Hierbei sind I_ν die modifizierten Bessel Funktionen der Ordnung ν , χ stellt den Auflösungsparameter dar. Für diesen gilt:

$$\chi \propto^{FW} \sqrt{N_{FW}} \quad (22)$$

Um R_n zu bestimmen, wird die sogenannte *Subevent*-Methode verwendet. Dabei werden die Treffer in der Forward-Wall in zwei Subevents gleicher Multiplizität unterteilt und die daraus resultierenden Ereignisebenen Ψ_A und Ψ_B miteinander korreliert.

$$R_n^{subevt.} = \langle \cos[n(\Psi_{EPA(B)} - \Psi_{RP})] \rangle = \sqrt{\langle \cos[n(\Psi_{EPA} - \Psi_{EPB})] \rangle}. \quad (23)$$

Durch Umstellen von Gleichung 23 kann $\chi^{subevt.}$ für die Subevents bestimmt werden.

Daraus ergibt sich der Wert des Auflösungsparameters des gesamten Events gemäß $\chi = \sqrt{2} \chi^{subevt.}$, der wiederum durch Einsetzen in Gleichung 21 den gesamten Auflösungsfaktor liefert.

Alternativ kann die in Abbildung 39 dargestellte Verteilung der Differenz der Azimutwinkel zweier Subevents genutzt werden um den Auflösungsparameter χ zu berechnen.

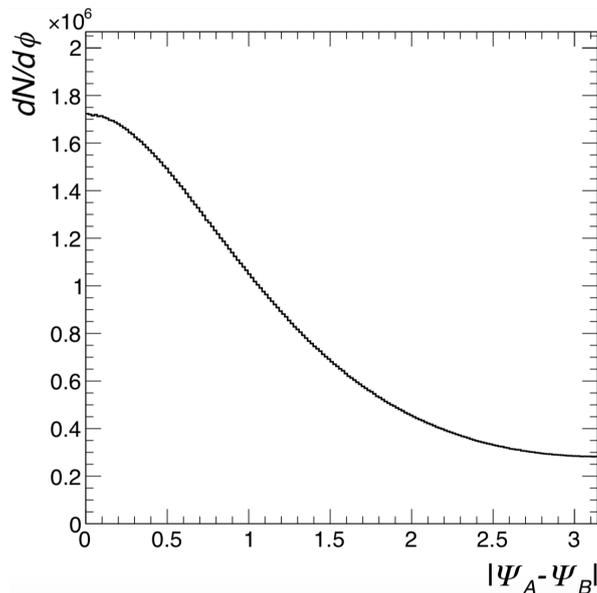


Abbildung 39: Graphische Darstellung der Differenz der Azimutwinkel zweier Subevents A und B für die Zentralitätsklasse 20-30%

Dazu kann das Verhältnis der Anzahl der Events im Intervall $\frac{\pi}{2}$ bis π zu der Anzahl zwischen 0 und π bestimmt werden:

$$\frac{N(\pi/2 < \Delta\Psi < \pi)}{N(0 < \Delta\Psi < \pi)} = \frac{\exp(-\chi^2/2)}{2} \quad (24)$$

Gleichung 24 kann nun nach χ aufgelöst werden und durch direktes Einsetzen in Gleichung 21 folgt ebenfalls der Auflösungsfaktor.

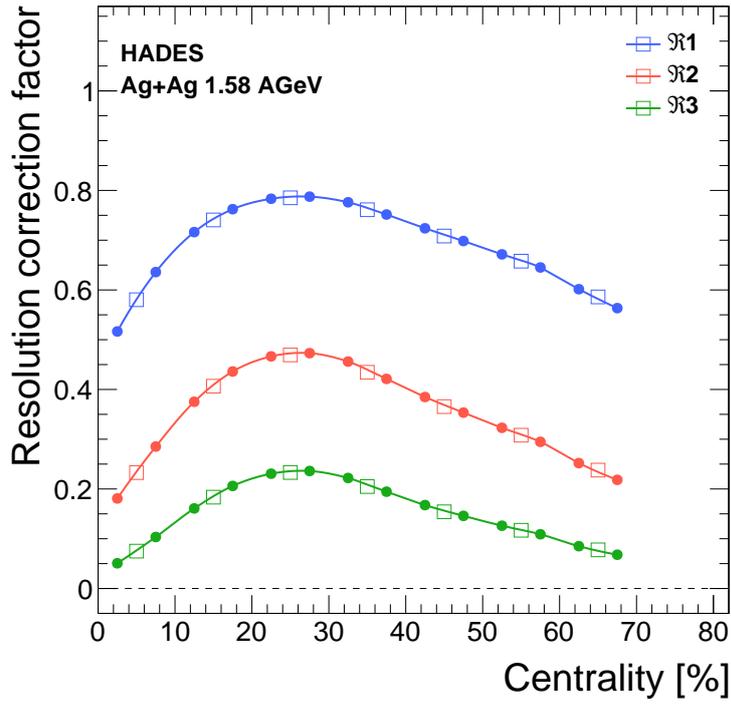


Abbildung 40: Auflösung der Ereignisebene für Ag+Ag-Kollisionen bei 1.58 AGeV

Abbildung 40 zeigt die Abhängigkeit der Auflösung der Ereignisebene von der Zentralität für die verschiedenen Flow Koeffizienten. Für die hier betrachteten Koeffizienten v_1 , v_2 und v_3 wurde für jede der Zentralitätsklassen ein gemittelter Wert als Auflösungsfaktor bestimmt. Diese sind in der nachfolgenden Tabelle dargestellt:

Zentralität	0-10%	10-20%	20-30%	30-40%
R_1	0.5796	0.740	0.786	0.763
R_2	0.232	0.406	0.4699	0.437
R_3	0.075	0.072	0.101	0.085

Berechnung der Schwerpunktsrapidity

Vor Beginn der Flow Analyse muss zunächst die für das System Silber-Silber spezifische Schwerpunktsrapidity berechnet werden. Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben, beträgt diese gerade die Hälfte der Strahl-Rapidity.

Demnach kann die Schwerpunktsrapidity über

$$y_{cm} = \frac{1}{2}y_{beam} = \frac{1}{2} \tanh^{-1} \left(\frac{v}{c} \right) = \frac{1}{2} \tanh^{-1} (\beta) \quad (25)$$

bestimmt werden. Der Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (26)$$

kann nach β umgestellt werden:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad (27)$$

Nun kann die relativistische kinetische Energie der Teilchen, welche in diesem Fall 1.58 GeV pro Nukleon betrifft, genutzt werden. Diese kann nach γ umgestellt werden:

$$E_{kin} = \gamma mc^2 - mc^2 = (\gamma - 1)mc^2 \quad (28)$$

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} + 1 \quad (29)$$

Dieser Ausdruck kann in Gleichung 28 eingesetzt werden, sodass unter Verwendung von $m_p = 0.94$ GeV für die Masse der Protonen der Wert von β folgt:

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\frac{E}{mc^2} + 1} \right)^2} \quad (30)$$

$$\beta = 0.9278 \quad (31)$$

Eingesetzt in Gleichung 25 ergibt sich für die Schwerpunktsrapidity des Silber-Silber-Systems ein Wert von:

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \tanh^{-1}(0.9278) \quad (32)$$

$$y_{cm} = 0.82 \quad (33)$$

Betrachtung der Flow-Verteilung im Phasenraum und Darstellung in Abhängigkeit von Rapidity und Transversalimpuls

Der Phasenraum der Protonen wird für die verschiedenen Zentralitätsklassen von Rapidity und Transversalimpuls aufgespannt. Hierbei ist im Bereich höherer Impulse eine Unterbrechung zu sehen, die daraus resultiert, dass für Impulse unterhalb dieser Linie eine Korrektur durchgeführt wurde, während die darüber liegenden Impulse unkorrigiert sind. Deshalb wird dieser Bereich im folgenden nicht betrachtet.

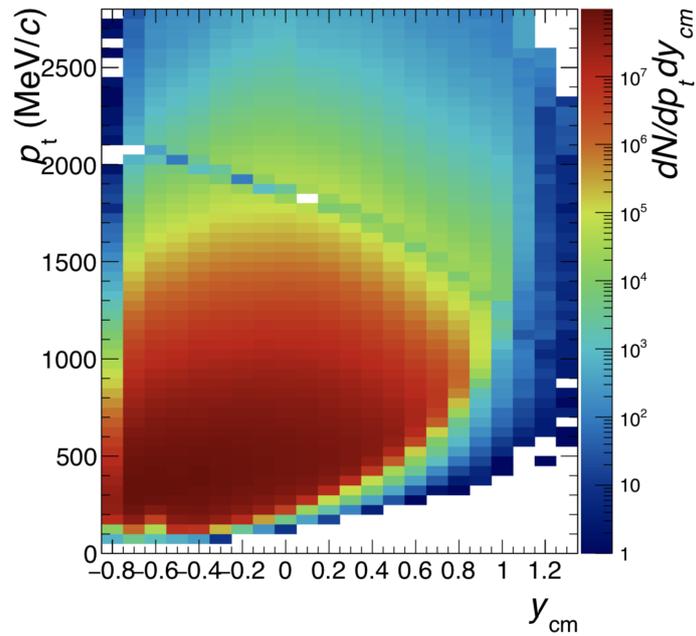


Abbildung 41: Der Phasenraum der Protonen

Zur Darstellung der Verteilung der verschiedenen Flow Koeffizienten im Phasenraum wird die *TProfile2D*-Klasse von *root* genutzt, welche zusätzlich zu zwei Größen, die auf x- und y-Achse abgebildet werden, eine z-Achse besitzt um den Mittelwert einer dritten Größe in jeder x-y-Zelle abzubilden. Diese Klasse von Histogrammen liefert folglich eine Alternative zu dreidimensionalen Histogrammen.

Somit kann also, wie in Abbildung 42 exemplarisch für den ersten Flow-Koeffizienten in der Zentralitätsklasse 20 – 30% gezeigt, der Phasenraum für alle betrachteten Zentralitätsklassen, sowie das Vorkommen des jeweiligen Flow Koeffizienten bei den verschiedenen Zentralitäten dargestellt werden.

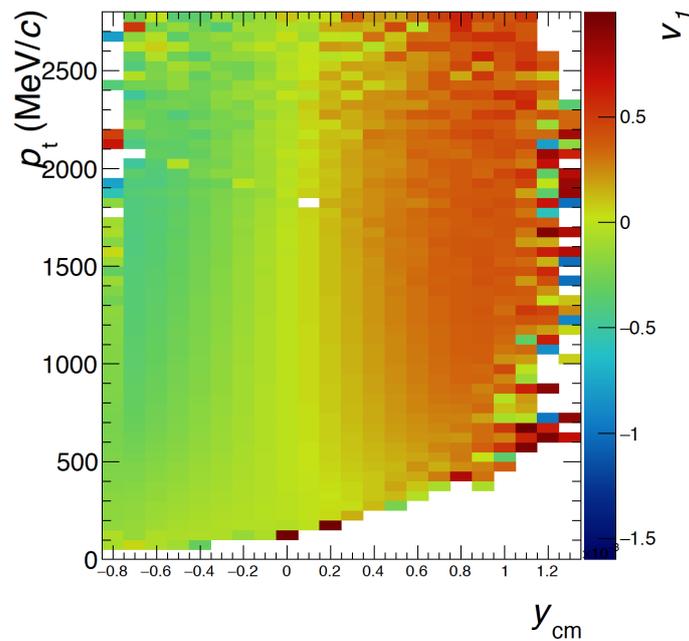


Abbildung 42: Phasenraumverteilung von v_1 für Protonen bei 20 – 30% Zentralität

Zur eigentlichen Flow Analyse müssen die Koeffizienten in Abhängigkeit der Rapidität oder des Transversalimpulses betrachtet werden. Infolgedessen werden mit Hilfe von Projektionen entlang der Transversalimpulsachse in den *TProfile2D*- Graphen zweidimensionale Histogramme erstellt, die diese gewünschte Abhängigkeit abbilden. Die Ergebnisse werden in Kapitel 3.2 gezeigt und diskutiert.

3.2. Experimentelle Ergebnisse

3.2.1. Diskussion von v_1

In den nachfolgenden Abbildungen ist der erste Flow Koeffizient v_1 für die betrachteten Zentralitätsklassen in Abhängigkeit des Transversalimpulses für verschiedene Rapiditätsintervalle dargestellt. Es wurden die Daten von den Tagen 86, 87 und 88 der Strahlzeit verwendet und zusammengeführt. Die offenen Punkte stellen Rapiditäten in Vorwärtsrichtung dar (Forward-Rapiditäten), solche mit negativem Vorzeichen (Backward-Rapiditäten) werden hingegen durch ausgefüllte Punkte abgebildet, wobei diese Werte zum besseren Vergleich der Symmetrie zwischen Forward- und Backward-Rapiditäten mit einem Faktor -1 multipliziert wurden. Die Rapiditäten werden im Schwerpunktsystem betrachtet, die Intervallbereiche beziehen sich folglich auf den in Abschnitt 3.1 berechneten Wert der Schwerpunktsrapidity des Silber-Silber-Systems.

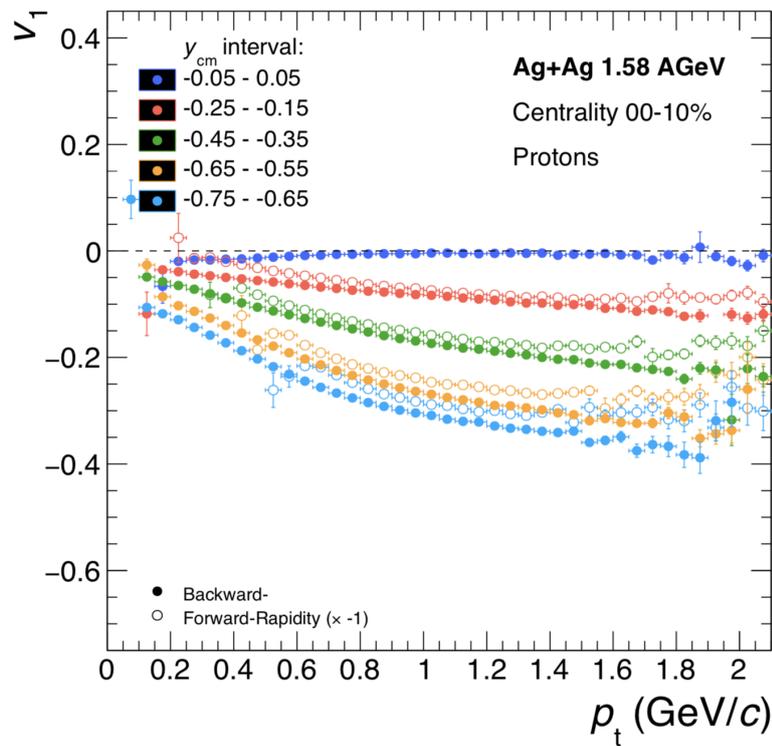


Abbildung 43: v_1 der Protonen bei einer Zentralität von 0-10% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidity

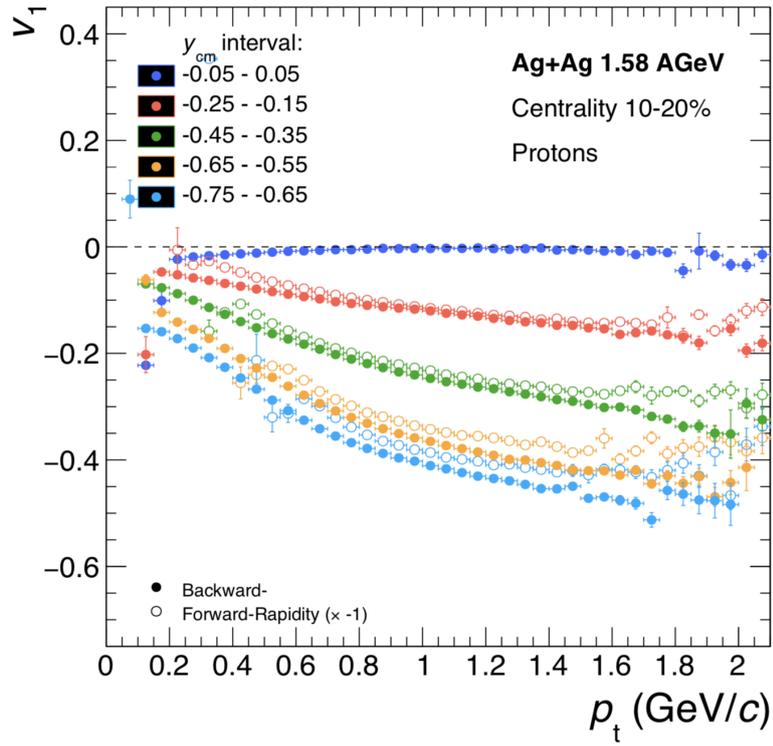


Abbildung 44: v_1 der Protonen bei einer Zentralität von 10-20% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

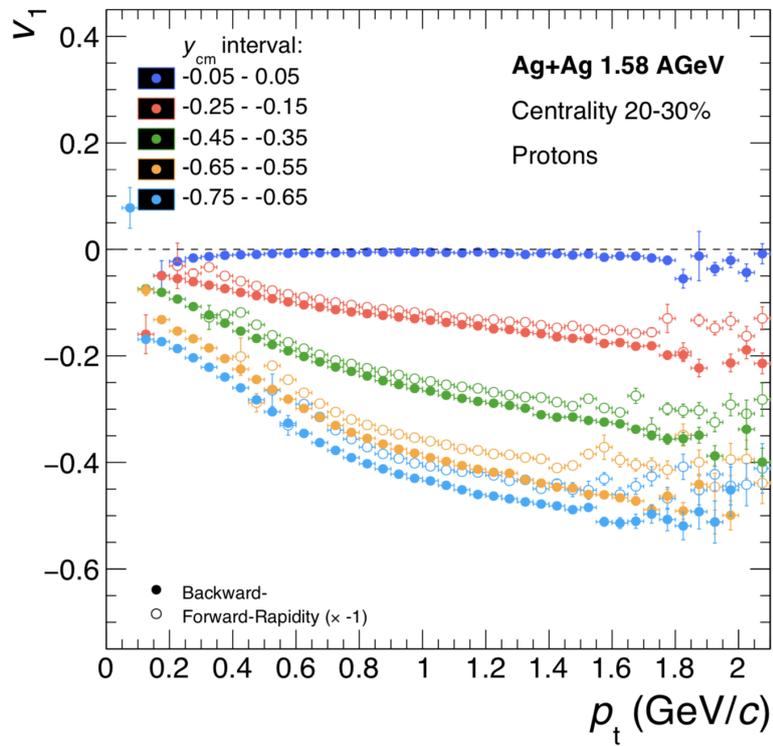


Abbildung 45: v_1 der Protonen bei einer Zentralität von 20-30% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

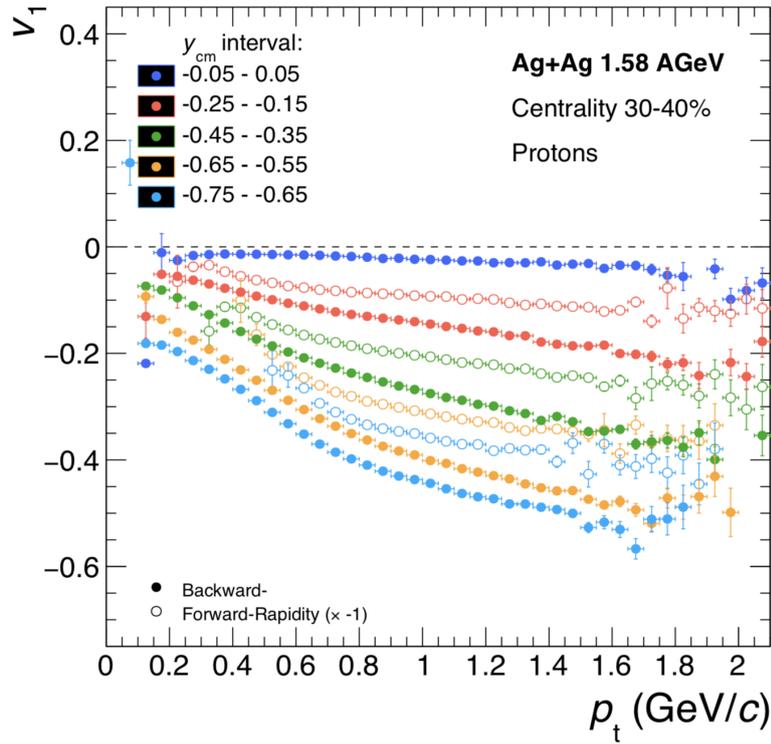


Abbildung 46: v_1 der Protonen bei einer Zentralität von 30-40% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

Zunächst ist zu erkennen, dass der Effekt des gerichteten Flusses mit steigender Rapidität zunimmt. Dies ist für alle Zentralitätsklassen gegeben. Außerdem weist v_1 nur eine geringe Abhängigkeit vom Transversalimpuls auf, die jedoch mit der Zentralität steigt. Da das in einer Silber-Silber Kollision entstehende System symmetrisch um die Schwerpunktsrapidität ist, sollten sich die Spektren der zugehörigen Forward- und Backward-Rapiditätsintervalle gerade decken. Diese Symmetrie ist für zentrale Kollisionen gut erfüllt, die größte Übereinstimmung zeigt sich bei Zentralitäten von 10–20%. v_1 sollte bei Schwerpunktsrapidität Null betragen, dies ist ebenfalls in den Spektren der zentralen Kollisionen erkennbar.

Bei periphereren Kollisionen jedoch erscheint das Spektrum verschoben, die Werte von v_1 im Intervall um die Schwerpunktsrapidität liegen nun nicht mehr bei Null sondern darunter und die Symmetrie zwischen Forward- und Backward-Rapiditäten ist durch eine Verschiebung der Forward-Rapiditäten nach oben, sowie eine Verschiebung der Backward-Rapiditäten nach unten nicht mehr gegeben, wie in Abbildung 46 deutlich wird. Diese Effekte sind unter anderem durch das vermehrte Auftreten der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Silber-Kohlenstoff-Reaktionen bedingt, die eine Verfälschung des Spektrums bewirken. Die Auswirkung der Selektion dieser Reaktionen wird im nachfolgenden Abschnitt genauer erläutert.

Ein weiterer Effekt, der zu Abweichungen der Symmetrie zwischen Forward- und Backward-Rapiditäten führt, ist die stärkere Belegung des Detektors. Dieser Effekt der "Occupancy" (engl. für "Belegung") wird vor allem im Bereich der zentralsten Kollisionen deutlich, da der Detektor in diesen Fällen die meisten Teilchen registriert und so ab einem gewissen Punkt weniger sensitiv für das Auftreffen weiterer Teilchen wird. Aufgrund dessen kann ein gewisser Anteil der den Detektor erreichenden Teilchen nicht detektiert werden, was zu der oben genannten Verfälschung des Spektrums des gerichteten Flusses führt.

3.2.2. Ausschluss der Ag+C-Reaktionen

Nun sollen die Silber-Kohlenstoff Reaktionen, die das Spektrum von v_1 vor allem im Bereich höherer Zentralitätsklassen verfälschen, selektiert und ausgeschlossen werden. Dies geschieht wie in Abschnitt 3.1 beschrieben mit Hilfe der Bestimmung eines Cut-Offs des $ERAT$ -Werts. Dabei wird der Wert so gewählt, dass unterhalb dieser Grenze der Großteil der unerwünschten Reaktionen stattfinden und diese so exkludiert werden können. Da diese Grenze lediglich eine Abschätzung darstellt, wurden anhand von Abbildung 29 und 30 verschiedene Werte ausgewählt und getestet um letztendlich die beste Vereinbarung zwischen Ausschluss der Silber-Kohlenstoff Reaktionen ohne Beeinflussung der tatsächlichen Daten zu erzielen.

Untersuchung verschiedener Cut-Off-Werte

Es wurde mit einem Cut-Off Wert von $ERAT = 0.55$ begonnen. Wie in Abbildungen 47 und 48 deutlich wird, sorgt dieser Schnitt in den Daten für eine Verbesserung der Symmetrie zwischen Forward- und Backward-Rapiditäten und die Werte im Bereich der Schwerpunktsrapidity liegen ebenfalls näher an Null.

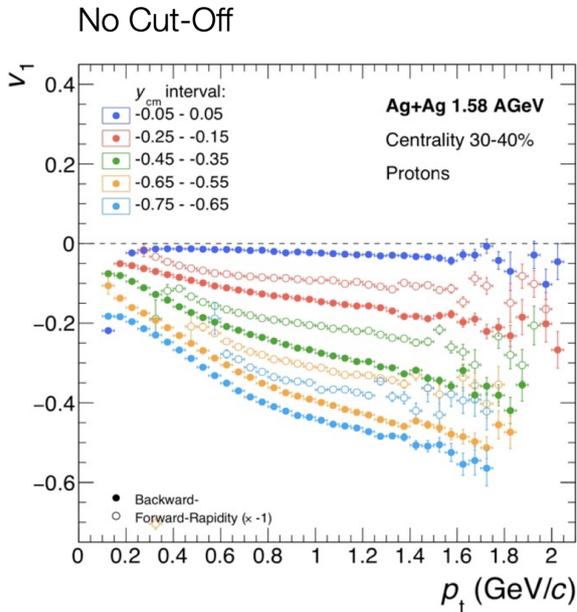


Abbildung 47: v_1 der Protonen (30-40% Zentralität)

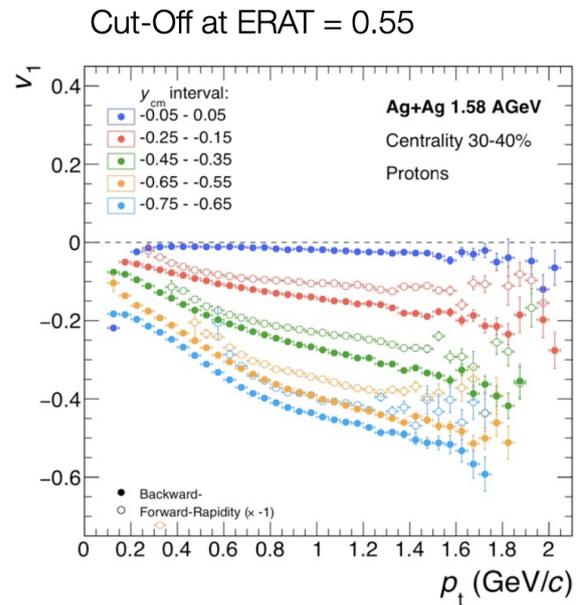


Abbildung 48: v_1 der Protonen nach Ausschluss der Silber-Kohlenstoff-Reaktionen (30-40% Zentralität) bei einem Cut-Off Wert von 0.55

Um die unerwünschten Reaktionen noch stärker herauszufiltern, wurde als nächstes ein höherer Schnitt bei $ERAT = 0.6$ gesetzt. Dies ist, wie in Abbildung 49 zu sehen ist, gelungen. Im Vergleich zum vorherigen Schnitt ist eine Verbesserung der beiden oben genannten Effekte zu erkennen. Die durch die Silber-Kohlenstoff Reaktionen entstandene Verschiebung des Spektrums konnte so korrigiert werden, sodass insbesondere bei kleinen Impulsen wieder eine Symmetrie zwischen Forward- und Backward-Rapidity auftritt und die Werte im Bereich der Schwerpunktsrapidity nahe an Null liegen.

Es zeigt sich, dass zu einer weiteren Korrektur der Spektren kein höherer Cut-Off Wert als 0.6 verwendet werden kann. Wie Abbildung 50 deutlich macht, führt ein Schnitt bei $ERAT = 0.65$ zu einer Verfälschung der Spektren, da in die tatsächlichen Silber-Silber Daten eingegriffen wurde.

Nach dem Ausschlussprinzip wurde somit ein Cut-Off Wert von $ERAT = 0.6$ zum Ausschluss der Silber-Kohlenstoff Reaktionen bestimmt.

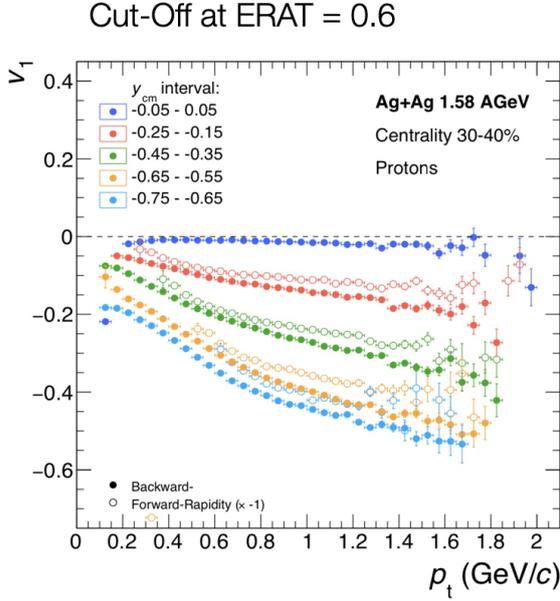


Abbildung 49: v_1 der Protonen nach Ausschluss der Silber-Kohlenstoff Reaktionen (30-40% Zentralität) bei einem Cut-Off Wert von 0.6

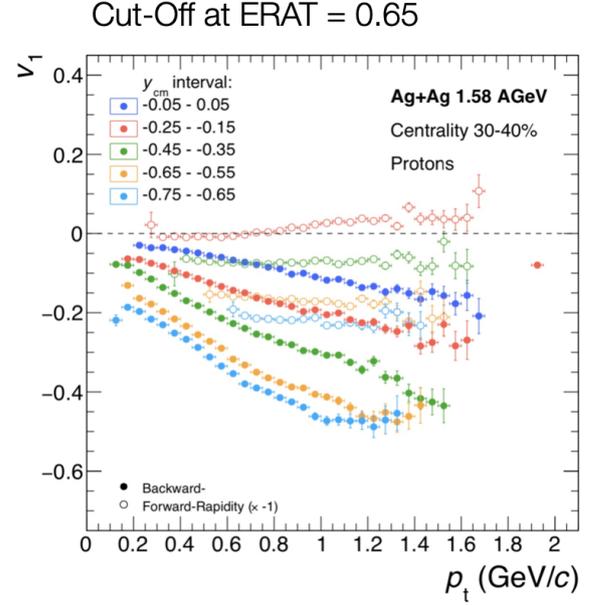


Abbildung 50: v_1 der Protonen nach Ausschluss der Silber-Kohlenstoff Reaktionen (30-40% Zentralität) bei einem Cut-Off Wert von 0.65

3.2.3. Diskussion von v_2

Anschließend ist der elliptische Fluss, ebenfalls in Abhängigkeit des Transversalimpulses, für verschiedene Zentralitäten und Rapiditätsintervalle dargestellt. In den nachfolgenden Abbildungen wurde ebenso wie bei v_1 der oben diskutierte $ERAT$ -Cut angewendet. Der Effekt des Cut-Offs wird im Fall von v_2 und v_3 jedoch weniger deutlich, da der elliptische und der dreieckige Fluss weniger stark ausgeprägt sind als der gerichtete Fluss.

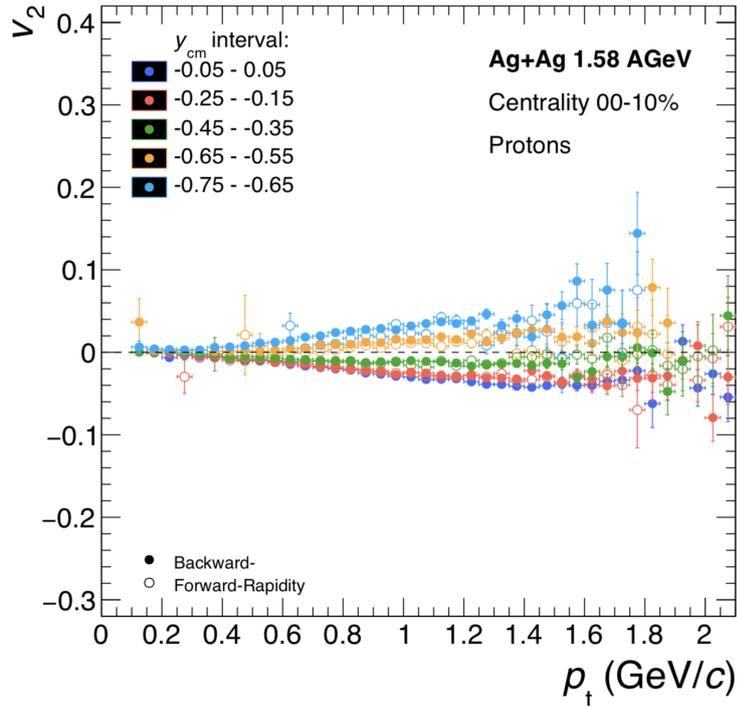


Abbildung 51: v_2 der Protonen bei einer Zentralität von 0-10% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

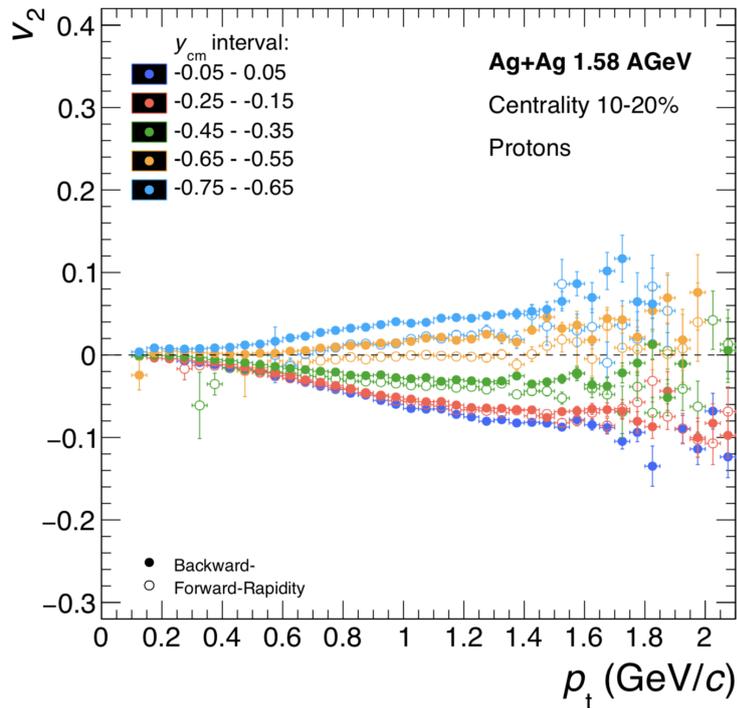


Abbildung 52: v_2 der Protonen bei einer Zentralität von 10-20% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

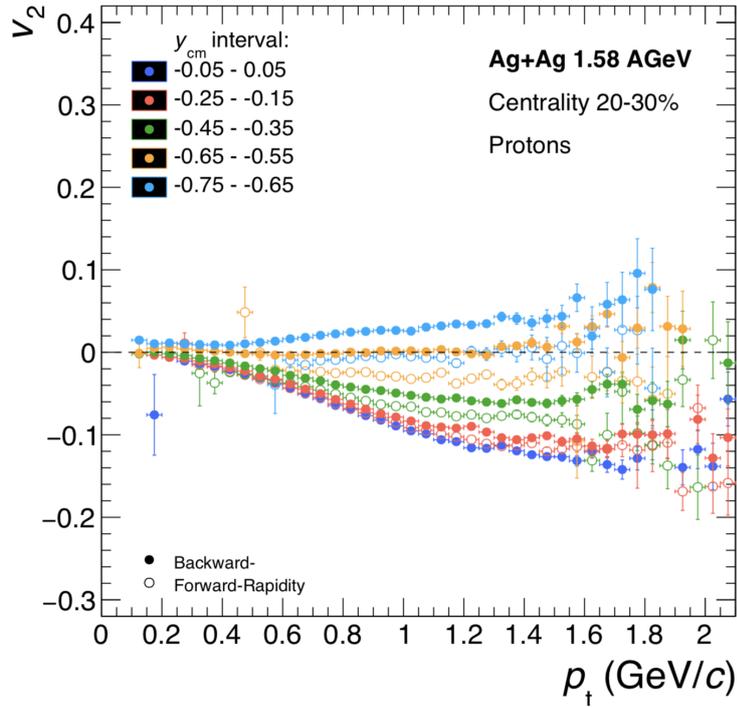


Abbildung 53: v_2 der Protonen bei einer Zentralität von 20-30% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

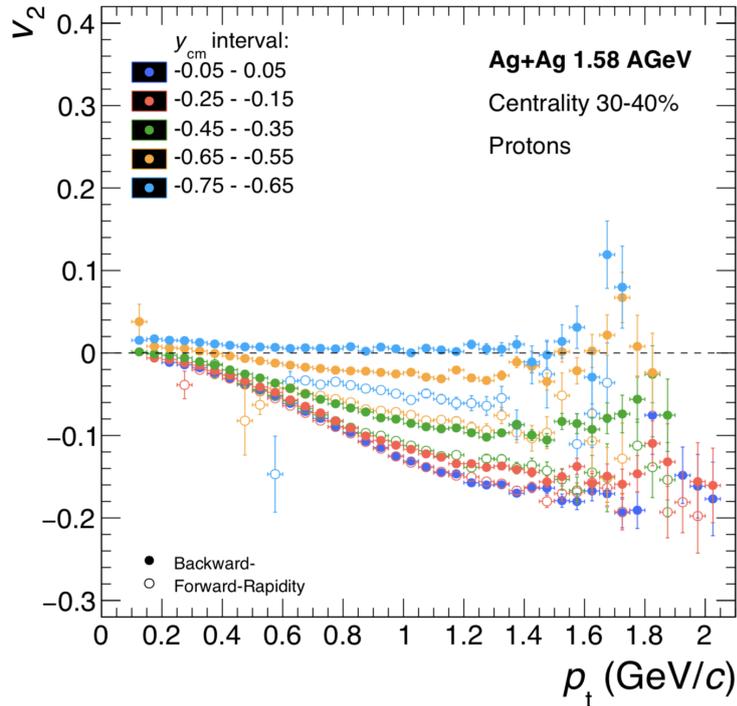


Abbildung 54: v_2 der Protonen bei einer Zentralität von 30-40% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

Bei Betrachtung von v_2 zeigt sich, dass der elliptische Fluss ebenfalls von Rapidität und Zentralität abhängt, jedoch im Gegensatz zu v_1 eine deutliche Abhängigkeit vom Transversalimpuls aufweist.

Es zeigt sich außerdem, dass bei zentralen Kollisionen sowohl positive, als auch negative Werte des elliptischen Flusses auftreten, der positive Anteil jedoch mit steigenden Zentralitäten sinkt und beinahe völlig verschwindet (Abbildung 54). Da ein negativer Wert von v_2 auf *out-of-plane*-Emission der Teilchen hinweist, bedeutet dies, dass in den höheren Zentralitätsklassen eine verstärkte Emission der Teilchen aus der Reaktionsebene heraus stattfindet. Dieser Effekt ist zu erwarten, da bei einer geringeren Zentralität weniger Teilchen an der Reaktion beteiligt sind. Es tritt dementsprechend eine höhere Anzahl an Spektatoren auf, die die emittierten Teilchen abschirmen und so eine *out-of-plane*-Emission hervorrufen.

Des Weiteren wird deutlich, dass v_2 im Bereich der Schwerpunktsrapidität in allen Zentralitätsklassen maximal negative Werte annimmt. Mit steigender Rapidität lässt sich ein Verlauf von v_2 von negativen zu positiven Werten beobachten und indiziert damit einen Übergang von *in-plane* zu *out-of-plane* Flow, Teilchen mit höheren Geschwindigkeiten werden also bevorzugt in Richtung der Reaktionsebene emittiert.

3.2.4. Diskussion von v_3

In den nachfolgenden Abbildungen ist der dritte Flow Koeffizient v_3 in Abhängigkeit des Transversalimpulses dargestellt. Auch hier wurde der *ERAT*-Cut auf die Daten angewendet.

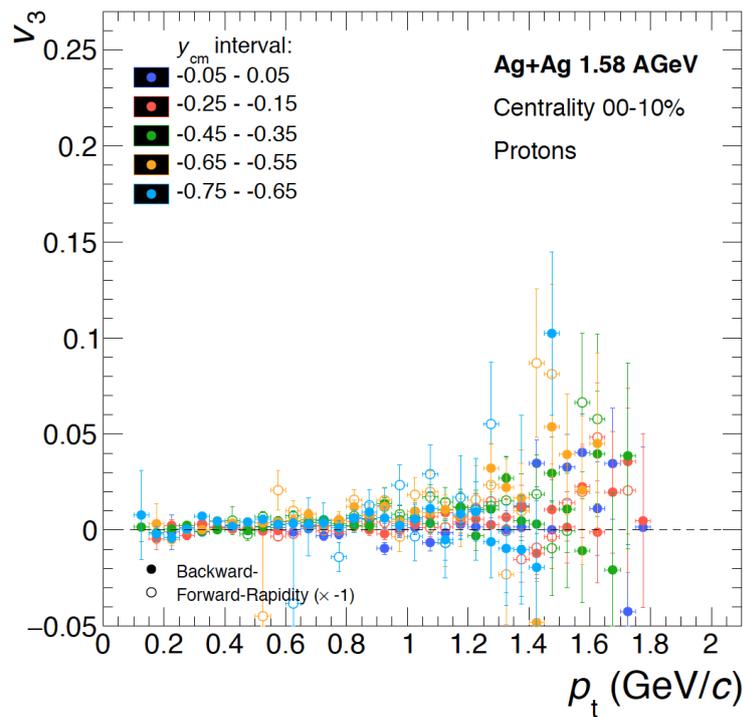


Abbildung 55: v_3 der Protonen bei einer Zentralität von 0-10% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

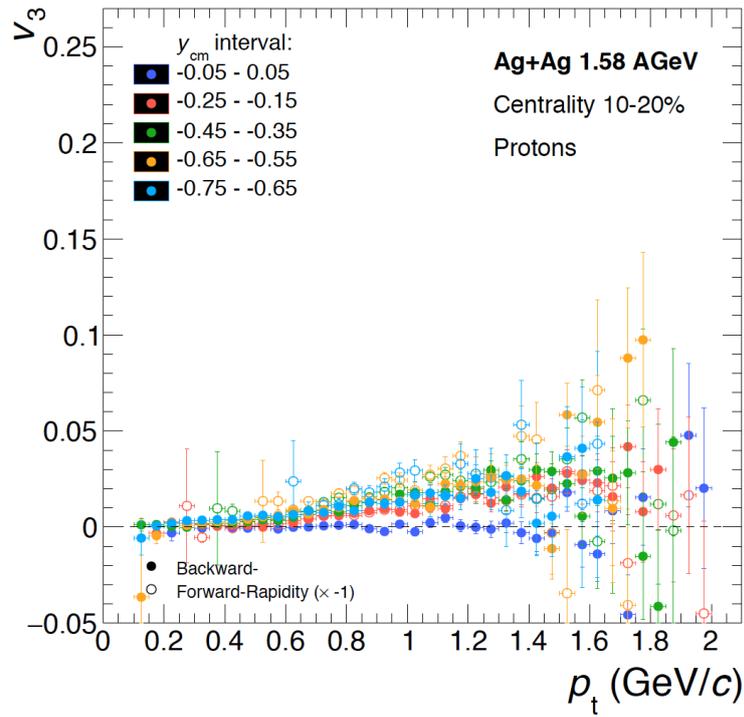


Abbildung 56: v_3 der Protonen bei einer Zentralität von 10-20% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

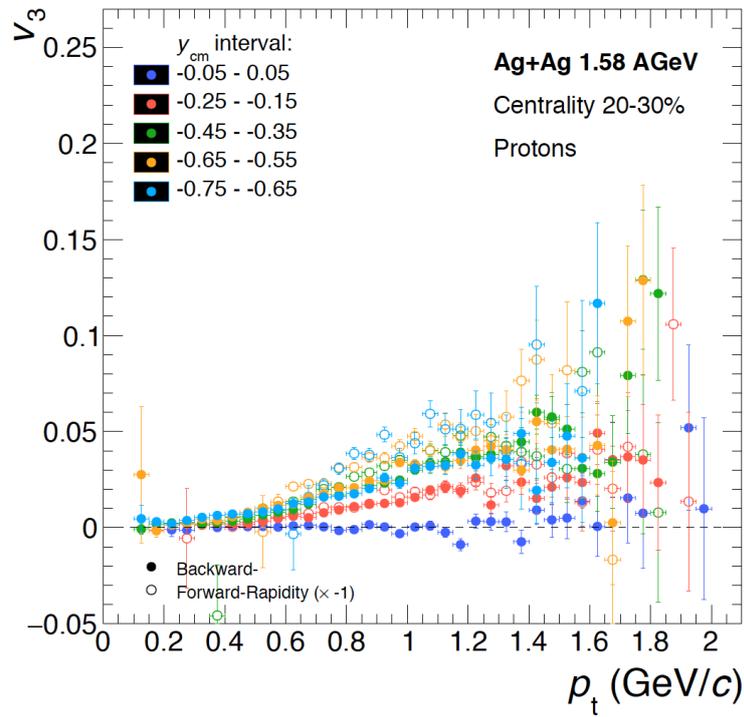


Abbildung 57: v_3 der Protonen bei einer Zentralität von 20-30% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

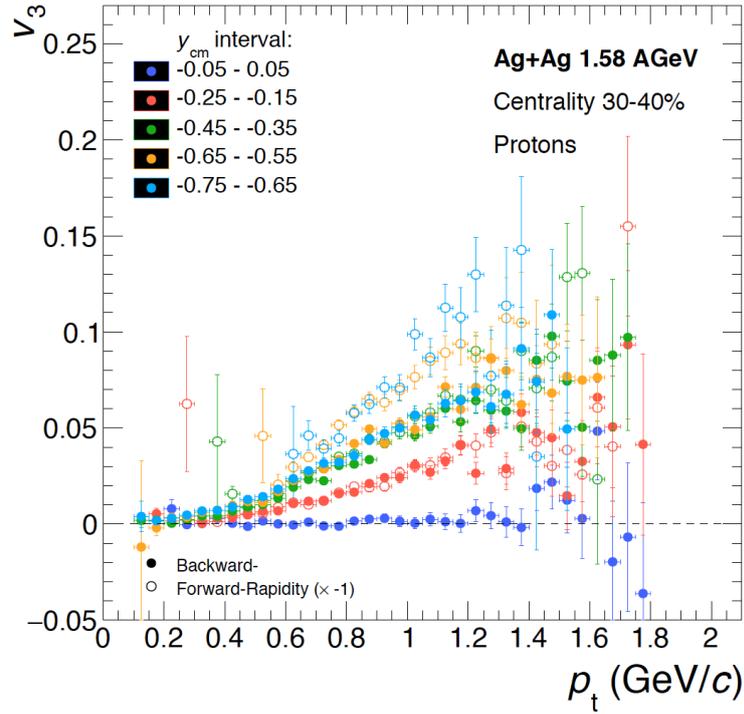


Abbildung 58: v_3 der Protonen bei einer Zentralität von 30-40% in Abhängigkeit des Transversalimpulses in Intervallen von 0.1 um die Schwerpunktsrapidität

Es ist zu erkennen, dass der dritte Flow Koeffizient von Rapidität und Zentralität abhängt, jedoch weist v_3 ähnlich wie v_1 bei zentralen Kollisionen nur eine geringe Abhängigkeit vom Transversalimpuls auf, die mit steigender Zentralität ansteigt.

Bei den zentralsten Kollisionen, die im Bereich 0-10% liegen, ist kein erkennbares Muster zu sehen, v_3 fluktuiert hier um Null herum. Mit steigender Zentralität und Rapidität wächst der dreieckige Fluss, allerdings treten ausschließlich positive Werte auf und im Bereich der Schwerpunktsrapidität bleibt v_3 Null in allen Zentralitätsklassen.

3.3. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Messung des Flusses von Protonen in Silber-Silber-Kollisionen bei 1.58 AGeV beschrieben. Dabei wurden drei verschiedene Flow Koeffizienten betrachtet, der gerichtete, der elliptische sowie der dreieckige Fluss.

Nachdem die Protonen zunächst anhand ihrer Masse identifiziert wurden, wurde die Reaktionsebene rekonstruiert. Nachfolgend wurde das Vorgehen zur Bestimmung der ersten drei Flow-Koeffizienten v_1 , v_2 und v_3 beschrieben. Diese wurden anschließend in Abhängigkeit des Transversalimpulses und der Rapidität für vier Zentralitätsklassen im Bereich von 0 – 40% Zentralität dargestellt.

Da die Daten ebenfalls Silber-Kohlenstoff Reaktionen enthalten, weisen die Spektren eine Abweichung vom erwarteten Verlauf auf. Daher wurden diese Reaktionen anhand des in Abschnitt 3.1 beschriebenen Energieverhältnisses *ERAT* abgeschätzt und mit Hilfe eines Cut-Off Werts ausgeschlossen. Die daraus resultierenden Spektren konnten dadurch verbessert werden.

Im Fall der Gold-Gold Strahlzeit aus dem Jahr 2012 konnten neben Daten der hier diskutierten Flow-Koeffizienten v_1 , v_2 und v_3 ebenfalls Koeffizienten höherer Ordnung, v_4 und v_5 , sowie Hinweise auf ein Auftreten von v_6 gefunden werden. [29]

Ähnliche Analysen könnten im Fall der Daten der Silber-Silber Kollisionen durchgeführt werden. Hier tritt zwar ein quantitativ kleinerer Fluss auf, da es sich bei den kollidierenden Nuklei um ein kleineres System handelt, jedoch treten im Vergleich zu Gold-Gold Kollisionen etwa zweifach so hohe Event-Raten auf. Somit kann mit der in dieser Arbeit beschriebenen Herangehensweise unter Verwendung der Daten der gesamten Strahlzeit untersucht werden, ob Hinweise auf Flow-Koeffizienten höherer Ordnung zu finden sind. Außerdem sollte bei den bestehenden Ergebnissen eine Korrektur des Effekts der Occupancy des Detektors durchgeführt werden, da dieser wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben zu Verfälschungen des gemessenen Flusses führt. Dieser Effekt wird insbesondere im Fall des gerichteten Flusses v_1 deutlich.

Des Weiteren ist eine Abschätzung der systematischen Fehler der Messungen erforderlich. Dafür kann untersucht werden, welche Auswahlkriterien und Parameter die Messung beeinflussen, beispielsweise die Spurrekonstruktion und -selektion oder die Teilchenidentifikation. Unter Betrachtung der Auswirkungen auf die Ergebnisse der Flow-Koeffizienten kann die Analyse daraufhin mit Variationen dieser Werte durchgeführt werden. Somit kann der Bereich der systematischen Fehler abgeschätzt werden.

A. Zusatzmaterial

Nachfolgend sind der elliptische, sowie der dreieckige Fluss der Protonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses für verschiedene Zentralitätsklassen und Rapiditätsintervalle ohne den in Kapitel 3 angewandten Cut-Off des $ERAT$ -Werts zum Ausschluss der Silber-Kohlenstoff-Reaktionen gezeigt.

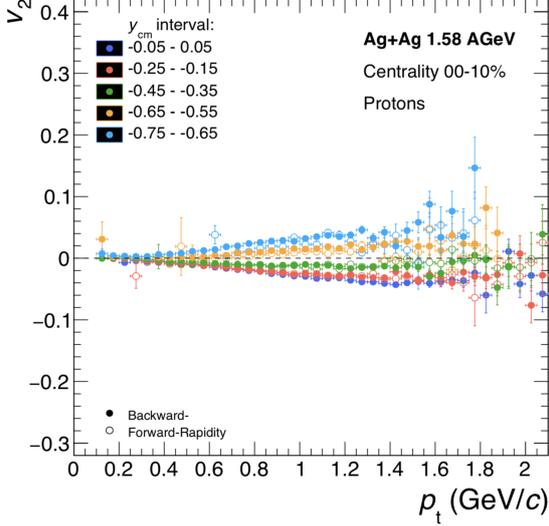


Abbildung 59: Der elliptische Fluss v_2 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT = 0.6$ (0 – 10% Zentralität)

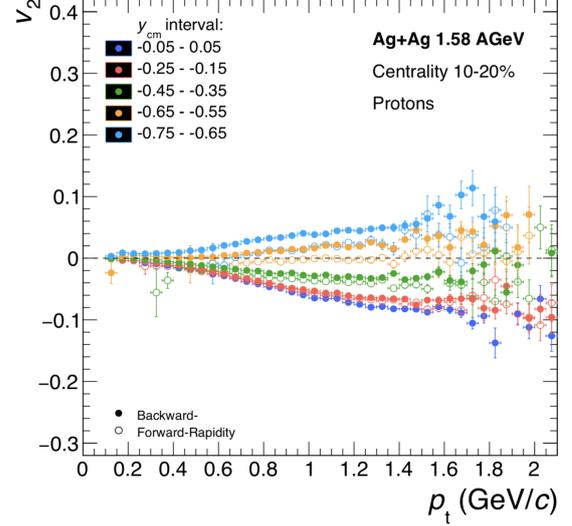


Abbildung 60: Der elliptische Fluss v_2 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT = 0.6$ (10 – 20% Zentralität)

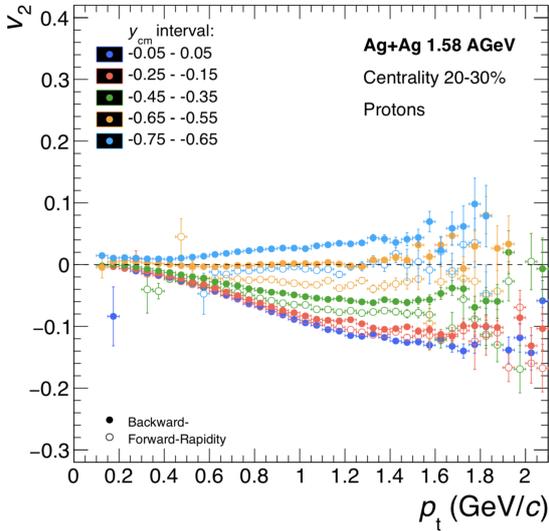


Abbildung 61: Der elliptische Fluss v_2 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT = 0.6$ (20 – 30% Zentralität)

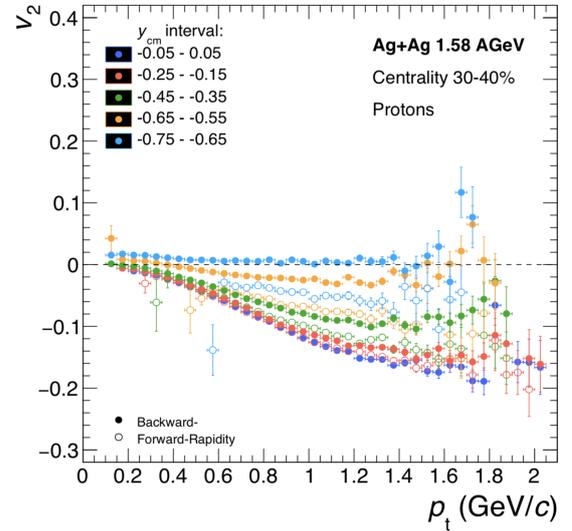


Abbildung 62: Der elliptische Fluss v_2 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT = 0.6$ (30 – 40% Zentralität)

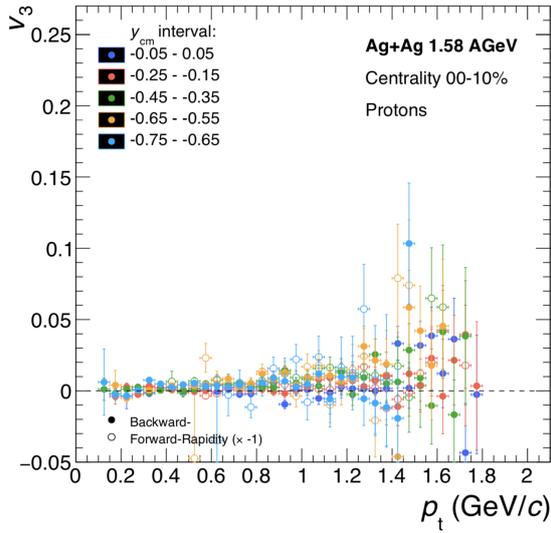


Abbildung 63: Der dreieckige Fluss v_3 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT=0.6$ (0 – 10% Zentralität)

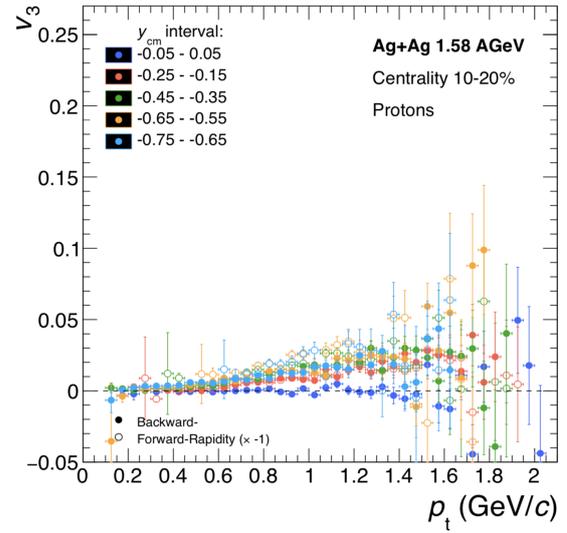


Abbildung 64: Der dreieckige Fluss v_3 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT=0.6$ (10 – 20% Zentralität)

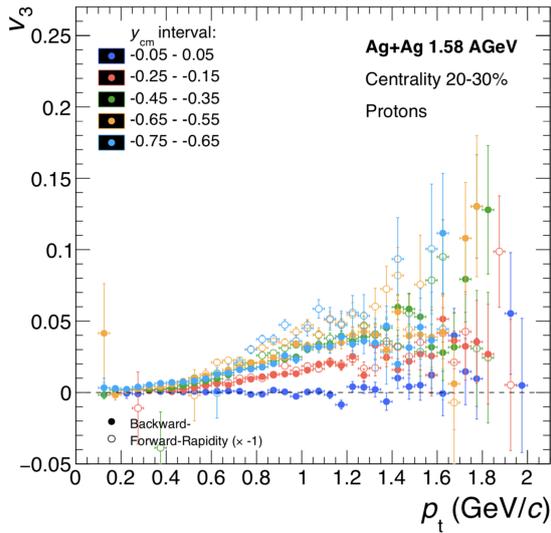


Abbildung 65: Der dreieckige Fluss v_3 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT=0.6$ (20 – 30% Zentralität)

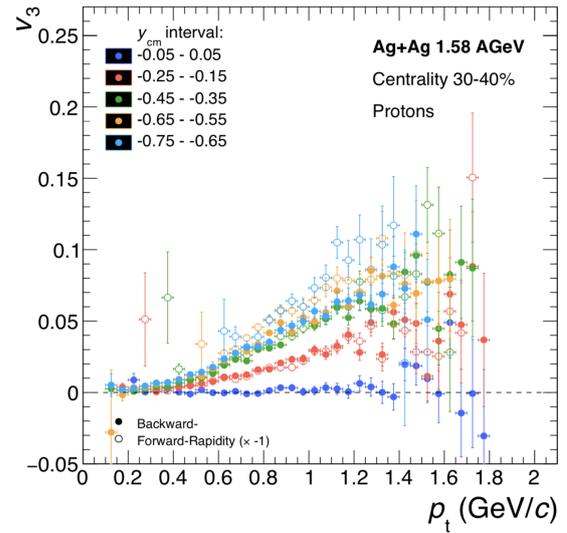


Abbildung 66: Der dreieckige Fluss v_3 der Protonen ohne Cut-Off bei $ERAT=0.6$ (30 – 40% Zentralität)

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Christoph Blume bedanken, der in seiner Vorlesung mein Interesse an Kernphysik geweckt hat und mir die Möglichkeit gegeben hat, in seiner Gruppe diese Arbeit zu schreiben. Außerdem war es eine tolle Erfahrung, dass Kim und ich am Collaboration Meeting in Dresden teilnehmen durften.

Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Behruz Kardan, der sich immer Zeit genommen hat, jederzeit für Fragen zur Verfügung stand und mir mit viel Geduld alles erklärt und gezeigt hat.

Vielen Dank an die gesamte Arbeitsgruppe, dass ich so herzlich aufgenommen wurde und mich direkt wohl gefühlt habe!

Auch danke ich meinen Büropartnern Kim, Marius und Wojciech, für die immer lustige und lockere Atmosphäre in unserem Büro mit dem ein oder anderen Feierabendbier und für die Unterstützung beim Programmieren!

Zum Schluss möchte ich ganz besonders meinen Kommilitonen und besten Freunden seit dem ersten Semester Kim Sennhenn und Philip Sommer für alles danken. Ohne euch wäre es nicht dasselbe.

Literaturverzeichnis

- [1] *Das Standardmodell*, 2020, Institut für Hochenergiephysik der ÖAW.
- [2] CERN, *The Higgs boson*, 2020. Adresse: <https://home.cern/science/physics/higgs-boson>.
- [3] W. Commons, *File:Phasendiagramm Wasser.png*, 2020.
- [4] R.-A. Tripolt, *The QCD Phase Diagram*, 2012. Adresse: https://theorie.ikp.physik.tu-darmstadt.de/~tripolt/conferences/Tripolt_QCD_Phase_Diagram_2012.pdf.
- [5] H. Appelshäuser, *Kern- und Teilchenphysik 4b: Das Quark-Gluon Plasma*, 2020.
- [6] D. Rischke, “The quark-gluon plasma in equilibrium”, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Jg. 52, Nr. 1, S. 197–296, März 2004, ISSN: 0146-6410. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2003.09.002. Adresse: <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2003.09.002>.
- [7] A. Toia, *Participants and spectators at the heavy-ion fireball*, 2013. Adresse: <https://cerncourier.com/a/participants-and-spectators-at-the-heavy-ion-fireball/>.
- [8] B. Kardan, “Centrality Determination at 1.23 AGeV Gold-Gold Collisions and Readout-Electronics for the HADES Electromagnetic Calorimeter”, Diplomarbeit, 2015.
- [9] W. Reisdorf und H. G. Ritter, “COLLECTIVE FLOW IN HEAVY-ION COLLISIONS”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Jg. 47, Nr. 1, S. 663–709, 1997. DOI: 10.1146/annurev.nucl.47.1.663.
- [10] W. Busza, K. Rajagopal und W. van der Schee, “Heavy Ion Collisions: The Big Picture and the Big Questions”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Jg. 68, Nr. 1, S. 339–376, Okt. 2018, ISSN: 1545-4134. DOI: 10.1146/annurev-nucl-101917-020852. Adresse: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-101917-020852>.
- [11] B. Kardan, “Collective flow and correlations measurements with HADES in Au+Au collisions at 1.23 AGeV”, *Nucl. Phys. A*, Jg. 982, F. Antinori, A. Dainese, P. Giubellino, V. Greco, M. P. Lombardo und E. Scapparini, Hrsg., S. 431–434, 2019. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2018.09.061.
- [12] J. Bartke, *Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics*. 2009.
- [13] J. Steinheimer, J. Auvinen, H. Petersen, M. Bleicher und H. Stoecker, “Directed flow, a signal for the phase transition in Relativistic Nuclear Collisions?”, *Physical Review C*, Jg. 89, Feb. 2014. DOI: 10.1103/PhysRevC.89.054913.
- [14] B. Kardan, “Flow harmonics of Au+Au collisions at 1.23 AGeV with HADES”, *J. Phys. Conf. Ser.*, Jg. 742, Nr. 1, S. 012008, 2016. DOI: 10.1088/1742-6596/742/1/012008.
- [15] M. Q. Haseeb, *Flow in Quark Gluon Plasma*. Adresse: http://ncp.edu.pk/docs/snwm/Mahnaz_Haseeb_Flow_in_QGP.pdf.
- [16] R. Snellings, “Elliptic flow: a brief review”, *New Journal of Physics*, Jg. 13, Nr. 5, S. 055008, Mai 2011, ISSN: 1367-2630. DOI: 10.1088/1367-2630/13/5/055008. Adresse: <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/13/5/055008>.
- [17] S. Harabasz, “Characterizing baryon dominated matter with HADES measurements”, *Quark Matter* 2019.

- [18] P. Sellheim, “Dielektronenrekonstruktion in Au+Au Kollisionen bei 1,25 GeV/u”, Bachelorarbeit, 2011.
- [19] GSI, *Beschleunigeranlage*, Version: 2020. Adresse: <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/beschleunigeranlage.htm>.
- [20] M. Szala, “Höhere Momente der Protonenraten in Au+Au Kollisionen bei 1.23A GeV, Bachelorarbeit, 2015”,
- [21] K. Zeitelhack, A. Elhardt, J. Friese, R. Gernhäuser, J. Homolka, A. Kastenmüller, P. Kienle, H.-J. Körner, P. Maier-Komor, M. Münch, W. Przygoda, W. Schön, A. Ulrich und J. Wieser, “The HADES RICH detector”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Jg. 433, Nr. 1, S. 201–206, 1999, ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00371-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00371-X).
- [22] GSI, *Aufbau des HADES-Experiments*, Version: 2020. Adresse: https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/forschung_ein_ueberblick/hades_experiment/aufbau_des_hades_experiments.htm.
- [23] D. Biver, A. Blanco, P. Cabanelas, J. Díaz, P. Fonte, J. Garzon, A. Gil, D. Gonzalez Diaz, W. Koenig, B. Kolb, G. Kornakov, L. Lopes, M. Palka, A. Pereira, M. Traxler und P. Zumbach, “Analysis of the space-time microstructure of cosmic ray air showers using the HADES RPC TOF wall”, *Journal of Instrumentation*, Jg. 7, P10007, Okt. 2012. DOI: 10.1088/1748-0221/7/10/P10007.
- [24] A. Rustamov, “Exclusive eta Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking,” Diss., 2006. Adresse: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/724/>.
- [25] A. M. Schmah, “Produktion von Seltsamkeiten Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES”, Diss., 2008. Adresse: https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/992/2/%20A_Schmah_PHD_ULB.pdf.
- [26] H. Schuldes, “Charged Kaon and φ Reconstruction in Au+Au Collisions at 1.23 AGeV”, Diss., 2006.
- [27] K. Sennhenn, “Identifikation von Lithium mit HADES in Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV”, Bachelorarbeit, 2020.
- [28] J. Adamczewski-Musch u. a., “Proton number fluctuations in $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV Au+Au collisions studied with HADES”, 2020. arXiv: 2002.08701 [nucl-ex].
- [29] Adamczewski-Musch, J. and others, “Directed, elliptic and higher order flow harmonics of protons, deuterons and tritons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV”, 2020. arXiv: 2005.12217 [nucl-ex].

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere an Eides statt durch meine eigene Unterschrift, dass ich die vorstehende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe angefertigt und alle Stellen, die wörtlich oder annähernd wörtlich aus Veröffentlichungen genommen sind, als solche kenntlich gemacht habe. Die Versicherung bezieht sich auch auf in der Arbeit gelieferte Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen und dergleichen.

Ort, Datum

Unterschrift