

Klaus Reygers

Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma
mit dem PHENIX-Experiment am RHIC

— 2004 —

Experimentelle Physik

Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma
mit dem PHENIX-Experiment am RHIC

als Habilitationsschrift
dem Fachbereich Physik
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Dr. rer. nat. Klaus Reygers

— 2004 —

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	QCD-Thermodynamik	7
2.1	Quantenchromodynamik	7
2.2	Quark-Gluon-Plasma	9
3	Ultrarelativistische Schwerionenphysik	15
3.1	Überblick	15
3.2	Das PHENIX-Experiment	17
4	Ergebnisse vom PHENIX-Experiment	23
4.1	Globale Größen und kollektive Phänomene	23
4.1.1	Teilchenmultiplizitäten und transversale Energie	23
4.1.2	Elliptischer Fluss	29
4.2	Messung neutraler Pionen mit hohen Transversalimpulsen	31
4.2.1	Motivation	31
4.2.2	Neutrale Pionen in p+p und Au+Au	32
4.2.3	Modelle: Jet-Quenching oder CGC?	37
4.2.4	d+Au-Kontrollexperiment	39
4.3	Direkte Photonen	40
4.3.1	Motivation	40
4.3.2	Direkte Photonen in p+p und Au+Au	41
4.4	Modellunabhängige Beschreibung der Hadronenunterdrückung	47
5	Zusammenfassung	53
A	Kinematische Variablen	57

B Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitte	59
C Skalierungerverhalten harter Streuprozesse	61
Auswahl der wichtigsten eigenen Veröffentlichungen	65
Literaturverzeichnis	67
Danksagung	73
Nachdrucke der wichtigsten eigenen Veröffentlichungen	75

1. Einleitung

Mit Kollisionen von Atomkernen bei extrem relativistischen Energien lässt sich die starke Wechselwirkung unter extremen Bedingungen untersuchen. Damit sind Bedingungen hoher Temperatur und Dichte gemeint, wie sie vermutlich vor etwa 13,7 Milliarden Jahren wenige Mikrosekunden nach dem Urknall in unserem Universum herrschten. Wir glauben heute, dass sich die starke Wechselwirkung durch die Quantenchromodynamik (QCD) theoretisch beschreiben lässt. Die QCD basiert auf dem Quarkmodell der Hadronen und entstand in den 1970er Jahren aus dem Wechselspiel zwischen Experiment und Theorie. Die punktförmigen Quarks der QCD tragen eine Quantenzahl, die Farbladung genannt wird, und aufgrund derer sie miteinander wechselwirken. Die Wechselwirkung erfolgt dabei über den Austausch von Gluonen.

Wenngleich die QCD konzeptionell einfach und elegant ist, sind explizite Rechnungen und Vergleiche mit experimentellen Beobachtungen nur in speziellen Situationen möglich. In der QCD wird die Kopplung zwischen Quarks und Gluonen bei hohen Impulsüberträgen schwach. Diese Eigenschaft der QCD wird asymptotische Freiheit genannt. Die asymptotische Freiheit ist Grundlage für die Anwendung der Störungstheorie in der QCD. Die Vorhersagen der QCD-Störungstheorie konnten z. B. in Proton-Proton-Kollisionen durch die Messung von Teilchen mit hohen Impulsen bestätigt werden. Damit wird der Fall geringer Teilchendichten und hoher Impulsüberträge abgedeckt. Die Untersuchung hochenergetischer Kern-Kern-Kollisionen erlaubt nun, in den Bereich hoher Teilchendichten vorzustoßen. Durch die hohe Zahl der an einer Kern-Kern-Kollision beteiligten Quarks und Gluonen werden dabei thermodynamische Konzepte wie Druck und Temperatur zur Beschreibung der erzeugten QCD-Materie sinnvoll.

Unter massivem Einsatz von Computern können in der QCD mit Hilfe so genannter Gitterrechnungen experimentell überprüfbare Vorhersagen auch für den Fall einer starken Kopplung zwischen Quarks und Gluonen gemacht werden. Für hohe Temperaturen ergibt sich in den Gitterrechnungen ein Phasenübergang von Materie, in der Quarks und Gluonen in Hadronen eingeschlossen sind, zu einem Zustand höherer Energiedichte, in dem das Konzept der Hadronen seine Bedeutung verliert und sich Quarks und Gluonen über größere Raumbereiche bewegen können. Dieser Zustand wird Quark-Gluon-Plasma genannt. Das primäre Ziel bei der Untersuchung hochenergetischer Kern-Kern-Stöße ist der Nachweis und die Bestimmung der Eigenschaften dieses Zustands.

Seit dem Sommer 2000 werden am Schwerionenbeschleuniger RHIC des Brookhaven National Laboratory Kollisionen von Goldatomkernen untersucht. Jedes einzelne Nukleon der aufeinander prallenden Kerne besitzt dabei eine Energie, die mehr als dem 100-fachen seiner Ruhemasse entspricht. Die Münsteraner Arbeitsgruppe ist Teil der PHENIX-Kollaboration am RHIC. PHENIX ist eine große internationale Kollaboration, auf deren Publikationen mehrere hundert Autorinnen/Autoren aufgelistet sind. Der Beitrag des Einzelnen ist somit nicht unmittelbar erkennbar. Die in der vorliegenden Arbeit zusammengefassten Veröffentlichungen stellen wichtige Ergebnisse des PHENIX-Experiments dar. An diesen Veröffentlichungen war der Autor dieser Schrift maßgeblich beteiligt. Der vorangestellte Text hebt die wesentlichen Aussagen der Veröffentlichungen hervor und macht die Zusammenhänge zwischen ihnen klar. Im Text wird auf die Veröffentlichungen mit [R1] – [R8] Bezug genommen.

Für die experimentelle Überprüfung der QCD bei niedrigen Teilchendichten spielten in der Vergangenheit hochenergetische Kollisionen von Protonen mit Protonen und Antiprotonen eine entscheidende Rolle. In diesen Reaktionen wurde im Falle hoher Impulsüberträge beobachtet, dass die erzeugten Teilchen zwei räumlich eng begrenzte Teilchenbündel bildeten, die in der Ebene senkrecht zur Strahlachse in entgegengesetzte Richtungen zeigten. Diese Teilchenbündel wurden *Jets* genannt. Jets wurden als das Endprodukt zweier gestreuter und in entgegengesetzten Richtungen auseinander laufender Quarks gedeutet. Quarks, die als freie Teilchen nicht experimentell zugänglich sind, werden durch Jets praktisch direkt sichtbar. Die Entdeckung der Jets stellte eine wichtige Bestätigung der QCD dar.

Jets nehmen bei der Untersuchung der in Kern-Kern-Kollisionen am RHIC erzeugten QCD-Materie eine Schlüsselrolle ein. Teilchen mit hohen Impulsen senkrecht zur Strahlachse stammen auch in diesen Reaktionen vornehmlich aus Jets. Die Unterdrückung der Produktion von Hadronen bei hohen Transversalimpulsen in zentralen Kollisionen von Goldkernen ist das wichtigste Resultat der in dieser Arbeit zusammengefassten Veröffentlichungen. Diese Teilchenunterdrückung kann als Folge der Wechselwirkung schneller Quarks mit einem Quark-Gluon-Plasma gedeutet werden. Dieses Phänomen wird *Jet-Quenching* genannt.

Über die Zusammenfassung der Veröffentlichungen hinaus enthält diese Arbeit neue, noch nicht publizierte Daten zur Produktion direkter Photonen in p+p- und Au+Au-Kollisionen. Die Produktionsmechanismen für direkte Photonen bei hohen Impulsen ähneln denen für die Erzeugung hochenergetischer Quarks und Gluonen. Direkte Photonen wechselwirken jedoch anders als hochenergetische Quarks und Gluonen nicht mit der in der Kern-Kern-Kollision erzeugten QCD-Materie. Sie stel-

len deshalb einen wichtigen Vergleichsmaßstab für die Interpretation der Ergebnisse zur Hadronenproduktion dar.

Die Unterdrückung von Hadronen bei hohen Impulsen senkrecht zur Strahlachse in zentralen Kollisionen von Goldkernen wird üblicherweise relativ zu einer Referenz angegeben, die auf modellabhängige Weise konstruiert wird. Auf der Basis von Messungen in p+p-Kollisionen macht das verwendete Modell Vorhersagen für die Teilchenproduktion für den Fall, dass keine speziellen Kerneffekte auftreten und sich eine Kern-Kern-Kollision als einfache Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Kollisionen verstehen lässt. Zum Ende dieser Arbeit wird eine modellunabhängige Beschreibung der Unterdrückung von Hadronen bei hohen Transversalimpulsen in zentralen Kern-Kern-Kollisionen vorgestellt.

2. QCD-Thermodynamik

2.1 Quantenchromodynamik

Durch die große Zahl entdeckter Teilchen war die Lage der Teilchenphysik Anfang der 1960er Jahre recht unübersichtlich. Gell-Mann und Zweig zeigten 1964, dass ein Ordnungsschema erkennbar ist, wenn Spin-1/2 Teilchen mit drittzahliger elektrischer Ladung als fundamentale Bausteine der Hadronen angenommen werden. Diese Teilchen wurden Quarks genannt. Die physikalische Realität der Quarks war zu diesem Zeitpunkt jedoch höchst spekulativ.

Unterstützung erhielt das Quarkmodell durch Experimente, bei denen hochenergetische Elektronen und Neutrinos an Protonen gestreut wurden. Diese Reaktionen konnten als elastische Streuungen an punktförmigen Konstituenten des Protons, den Partonen, gedeutet werden. Heute werden die geladenen Partonen mit den Quarks identifiziert und die elektrisch neutralen Partonen mit den Gluonen. Der endgültige Durchbruch des Quarkbildes kam 1974 mit der Entdeckung der J/Ψ -Resonanz und deren Deutung als gebundener Zustand eines neuen, schweren Quarks, des c-Quarks und dessen Antiteilchen. Das $c\bar{c}$ -System, auch Charmonium genannt, zeigte verblüffende Ähnlichkeiten zum Positronium, dem gebundenen Zustand eines Elektrons und eines Positrons. Daraus ließen sich erste Hinweise auf das Quark-Antiquark-Potenzial ableiten.

Die Quantenchromodynamik (QCD) entstand Anfang der 1970er Jahre aus einer Kombination des Quarkmodells und der Quantenfeldtheorie. Sie wird heute als die fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung angesehen. In der QCD erfolgt die Wechselwirkung über den Austausch masseloser Spin-1-Teilchen, den Gluonen. Entscheidend für die Entwicklung der QCD war die Erkenntnis, dass im Limes kleiner Quarkabstände die Wechselwirkung zwischen den Quarks verschwindet, eine Eigenschaft, die als asymptotische Freiheit bezeichnet wird [Gro73, Pol73]. In erster Ordnung der QCD-Störungstheorie lässt sich die Stärke der Kopplung zwischen Quarks als Funktion des Impulsübertrags Q^2 der Wechselwirkung angeben:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet N_f die Anzahl der beteiligten Quarksorten ($N_f \leq 6$) und Λ die freie Skalenkonstante der QCD. Hohe Impulsüberträge entsprechen kleinen Quarkabständen. Die asymptotische Freiheit beschreibt also gerade das Verhalten $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$

für $Q^2 \rightarrow \infty$. Für die Entdeckung der asymptotischen Freiheit wurden in diesem Jahr David J. Gross, H. David Politzer und Frank Wilczek mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Die Kopplungskonstante α_s wird erst unterhalb von Längenskalen von etwa 1/10 fm hinreichend klein, um den Formalismus der Störungstheorie anwenden zu können [Ell96]. Die Ausdehnung von Baryonen und Mesonen liegt jedoch in der Größenordnung von 1 fm, so dass sich deren Aufbau der Beschreibung durch die QCD-Störungstheorie entzieht. Für die Berechnung von Wechselwirkungen mit kleinen Impulsüberträgen mussten also andere Ansätze gefunden werden. Hierzu zählt die Gittertheorie, in der Quark- und Gluonenfelder auf diskreten Raum-Zeit-Gittern betrachtet werden.

Die Quarks in der QCD tragen eine Quantenzahl, genannt Farbe, die der Ladung eines Teilchens in der elektromagnetischen Wechselwirkung entspricht. Die drei möglichen Farbladungszustände eines Quarks werden gewöhnlich als *rot*, *grün* und *blau* bezeichnet. Antiquarks tragen entsprechende Antifarben. Es wird nun postuliert, dass nur Kombinationen von Quarks mit Gesamtfarbladung null als messbare Teilchen existieren können. Dies ist erfüllt für Baryonen mit Quarkinhalt (q, q, q) und Mesonen mit Quarkinhalt (q, \bar{q}) , a priori denkbare Kombinationen wie (q, q) oder (q, q, \bar{q}) werden dagegen ausgeschlossen. Diese Tatsache wird als Farbeinschluss (*Confinement*) bezeichnet. Die genauen Mechanismen des Farbeinschlusses sind noch nicht vollständig verstanden.

Der Einschluss von Quarks in Hadronen kann über das phänomenologisch bestimmte Potenzial eines Quark-Antiquark-Systems plausibel gemacht werden:

$$V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} + k \cdot r. \quad (2.2)$$

Der lineare Term $k \cdot r$ dominiert bei großen Abständen und entspricht einer abstandsunabhängigen, konstanten Kraft. Im Gegensatz zur Ionisation eines Atoms ist für die Trennung eines Quark-Antiquark-Paares daher ein unendlicher Energiebetrag notwendig.

Die Masse der leichten u- und d-Quarks liegt im Bereich einiger MeV, die Masse der aus den Quarks aufgebauten Hadronen dagegen in der Größenordnung von 1 GeV. Es ist eine große Herausforderung für die QCD, diese frappierende Massendifferenz zu verstehen. Hier spielt eine Eigenschaft der QCD eine Rolle, die als chirale Symmetrie bezeichnet wird. Aufgrund der kleinen Quarkmassen ist es eine sinnvolle Näherung, die Quarks als masselose Teilchen zu betrachten. In dieser Näherung ist die Projektion des Spins auf den Impuls eines Teilchens, die Helizität, eine gute Quantenzahl. Die Helizität definiert eine Händigkeit (Chiralität), man hat

es also mit rechtshändigen und linkshändigen Quarks zu tun. Der Austausch eines Gluons lässt die Chiralität unverändert, so dass die Baryonenzahlen B_L für links-händige Quarks und B_R für rechsthändige Quarks getrennt erhalten bleiben. Die endlichen Quarkmassen stellen eine explizite Brechung dieser chiralen Symmetrie dar und führen dazu, dass nur noch $B = B_L + B_R$ eine Erhaltungsgröße ist [Han01].

Für das Verständnis der Hadronenmassen spielt nun der Vakuumgrundzustand der QCD eine entscheidende Rolle [Kha02]. Aufgrund der starken attraktiven Kraft zwischen Quarks und Antiquarks ist dieser Grundzustand $|0\rangle$ instabil gegenüber der Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren:

$$\langle\bar{q}q\rangle \equiv \langle 0|\bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L |0\rangle \neq 0. \quad (2.3)$$

Diese Größe kann als Zahl der Quark-Antiquark-Paare pro Volumeneinheit interpretiert werden. Man geht von einem Wert von $\langle\bar{q}q\rangle \approx (250 \text{ MeV})^3$ aus [Ell96]. Der nicht verschwindende Vakuumerwartungswert bedeutet, dass links- und rechtshändige Quarks und Antiquarks ineinander überführt werden können. Da die Lagrange-Dichte für masselose Quarks diese Eigenschaft nicht explizit aufweist, wird dies als spontane Brechung der chiralen Symmetrie bezeichnet. Ein analoges Phänomen aus der Festkörperphysik ist das spontane Auftreten einer makroskopischen Magnetisierungsrichtung in einem Ferromagneten unterhalb der Curie-Temperatur trotz eines isotropen Kraftgesetzes. Die Wechselwirkung eines ursprünglich nahezu masselosen Quarks mit dem Kondensat des QCD-Vakuums führt nun dazu, dass das Quark eine dynamische, effektive Masse erhält [Tho01]. Die Masse der Hadronen ergibt sich so zu einem großen Teil als Konsequenz der spontanen Brechung der chiralen Symmetrie in der QCD.

2.2 Quark-Gluon-Plasma

Ein Proton entspricht mit seiner Masse von etwa $1 \text{ GeV}/c^2$ und seinem Radius von ca. $0,8 \text{ fm}$ einer Energiedichte von etwa $\varepsilon = E/V = 0,45 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Wird Kernmaterie mit einer Energiedichte dieser Größenordnung über ein größeres Raumgebiet erzeugt, so erscheint es plausibel, dass in einem solchen Volumen das Konzept von einander getrennter Hadronen seine Bedeutung verliert. Die Quarks und Gluonen bewegen sich vielmehr über einen Raumbereich, der groß gegenüber dem Volumen der Hadronen ist und lassen sich so nicht mehr einzelnen Hadronen zuordnen. Der Quarkeinschluss in Hadronen wird demnach bei hohen Energiedichten aufgehoben.

Das Quark-Gluon-Plasma (QGP) lässt sich nun als ein thermalisiertes Vielteilchensystem definieren, dessen thermodynamische Eigenschaften durch die Freiheits-

grade von Quarks und Gluonen dominiert sind. Gegenüber einem Gas aus Hadronen ohne Farbladung zeichnet sich das QGP durch die höhere Zahl an thermodynamischen Freiheitsgraden aus. Der Übergang hadronischer Materie zum Quark-Gluon-Plasma bei einer kritischen Temperatur T_c ist eine Vorhersage der QCD. Bei verschwindendem baryochemischen Potenzial μ_B , also gleicher Zahl von Quarks und Antiquarks, zeigen QCD-Gitterrechnungen einen Übergang zum QGP bei einer Temperatur von $T_c \approx 170 \text{ MeV}$ bzw. $2 \cdot 10^{12} \text{ K}$ [Kar03]. Bei dieser Temperatur zeigt sich in den QCD-Rechnungen ein Sprung in der Energiedichte. Interessanterweise zeigen die QCD-Rechnungen, dass bei der kritischen Temperatur T_c ein weiterer Übergang stattfindet, nämlich die Wiederherstellung der spontan gebrochenen chiralen Symmetrie. Als Ordnungsparameter dient hier das Quark-Kondensat $\langle \bar{q}q \rangle$, dessen Wert oberhalb von T_c einen plötzlichen Abfall zeigt [Kar03].

Der Begriff Plasma für die QCD-Materie oberhalb von T_c wird gewählt, weil die relevanten Teilchen Träger von Farbladung sind, analog zu den elektrisch geladenen Teilchen in einem gewöhnlichen Plasma. Analog zur Debye-Abschirmung in einem elektromagnetischen Plasma kommt es auch im QGP zu einer Abschirmung der Wechselwirkung zwischen Quarks. Dies führt dazu, dass der Term $k \cdot r$ in Gleichung 2.2 im QGP verschwindet. Wird ein schweres Quark und dessen Antiquark in das QGP gebracht, so lässt sich deren Potenzial durch

$$V_{q\bar{q}}^{\text{QGP}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.4)$$

beschreiben [Kap89]. Bei Temperaturen im Bereich von T_c liegt die Debye-Abschirmlänge in der Größenordnung von $0,1 \text{ fm}$ [Han01]. Die asymptotische Freiheit der QCD hat zur Folge, dass bei Temperaturen weit oberhalb von T_c das QGP als ideales Gas aus Quarks und Gluonen beschrieben werden kann.

Wesentliche Aspekte des Übergangs hadronischer Materie zum QGP lassen sich mit dem relativ einfachen *Bag*-Modell erfassen, in dem Hadronen als mit Quarks gefüllte Beutel (*Bags*) simuliert werden. Der komplizierten Struktur des QCD-Vakuums wird dadurch Rechnung getragen, dass zwischen zwei Arten des Vakuums unterschieden wird, dem normalen Vakuum außerhalb der Hadronen und dem perturbativen Vakuum innerhalb der Hadronen. Das perturbative Vakuum zeichnet sich gegenüber dem normalen Vakuum durch eine um die Bag-Konstante B höhere Energiedichte aus. Die gesamte Energie eines als kugelförmig angenommenen Bags mit Radius R und N Quarks setzt sich dann aus der Energie $B \cdot V$ des perturbativen Vakuums und der kinetischen Energie der Quarks zusammen [Won94]:

$$E = \frac{2,04N}{R} + B \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (2.5)$$

In der stabilen Konfiguration eines Bags wird die Energie minimiert, und es gilt $dE/dR = 0$. Aus dem bekannten Baryonenradius von $R \approx 0,8 \text{ fm}$ ergibt sich so für die Bag-Konstante ein Wert von $B^{1/4} \approx 200 \text{ MeV}$.

Die kritische Temperatur für den Übergang zum Quark-Gluon-Plasma lässt sich abschätzen, indem die thermodynamischen Eigenschaften eines Hadronengases mit denen eines Quark-Gluon-Plasmas verglichen werden. Das Hadronengas kann in guter Näherung als reines Pionengas angenommen werden, wobei die Pionen bei Temperaturen um 100 MeV in guter Näherung als masselose Teilchen behandelt werden können [Kap89]. Für den Druck und die Energiedichte eines Gases masseloser Teilchen mit N_f fermionischen Freiheitsgraden und N_b bosonischen Freiheitsgraden gilt allgemein

$$P = a \cdot (N_b + \frac{7}{8} N_f) \cdot T^4 \quad \text{mit} \quad a = \frac{\pi^2}{90}, \quad \varepsilon = 3P. \quad (2.6)$$

Im Pionengas gibt es keine fermionischen Freiheitsgrade und die Anzahl der bosonischen Freiheitsgrade ist drei, entsprechend der möglichen Teilchen π^+ , π^- und π^0 . Im QGP gilt

$$N_b = N_b^{\text{Gluonen}} = 8_{\text{Farbe}} \times 2_{\text{Polarisation}} = 16 \quad (2.7)$$

$$N_f = N_f^{\text{Quarks}} + N_f^{\text{Antiquarks}} = 2_{q\bar{q}} \times 3_{\text{Farbe}} \times 2_{\text{Quarksart}} \times 2_{\text{Spin}} = 24, \quad (2.8)$$

wobei hier nur die leichten u- und d-Quarks bzw. Antiquarks berücksichtigt werden. Druck und Energiedichte im Hadronengas (HG) und im QGP ergeben sich so zu

$$\begin{aligned} P_{\text{HG}} &= 3aT^4, & \varepsilon_{\text{HG}} &= 9aT^4, \\ P_{\text{QGP}} &= 37aT^4 - B, & \varepsilon_{\text{QGP}} &= 111aT^4 + B. \end{aligned}$$

Die Addition der Bag-Konstante zur Energiedichte des QGP berücksichtigt, dass sich Quarks und Gluonen im perturbativen QCD-Vakuum höherer Energiedichte bewegen, die farbneutralen Pionen dagegen im gewöhnlichen QCD-Vakuum. Die Subtraktion der Bag-Konstanten vom Druck folgt dann aus der allgemeinen Relation zwischen Energiedichte und Druck [Cse94].

Dem Gibbschen Kriterium zufolge gilt bei Phasenkoexistenz $P_{\text{HG}} = P_{\text{QGP}}$ und $T_{\text{HG}} = T_{\text{QGP}} = T_c$. Für die Übergangstemperatur im Bag-Modell folgt

$$T_c = \left(\frac{B}{34a} \right)^{1/4} \approx 150 \text{ MeV}, \quad (2.9)$$

in guter Übereinstimmung mit den exakteren QCD-Gitterrechnungen. Der Übergang zum QGP ist im Bag-Modell ein Phasenübergang erster Ordnung mit einer latenten Wärme von $4B$.

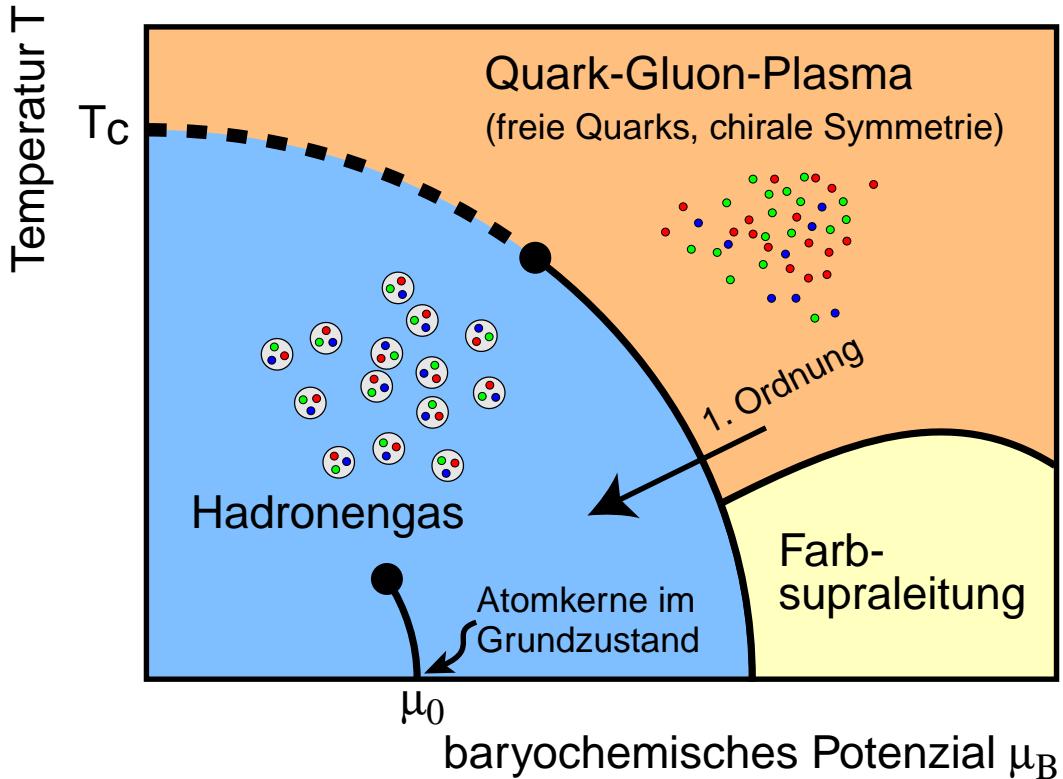


Abbildung 2.1: Vermutetes Phasendiagramm der QCD [Kar03]. Bei kleinen Temperaturen und großem baryochemischen Potenzial ist der Phasenübergang zwischen Hadronengas und QGP erster Ordnung. Die Phasenkoexistenzkurve endet im kritischen Punkt, bei dem ein Übergang zweiter Ordnung vorliegt. Bei kleinerem baryochemischen Potenzial wird ein *Crossover*-Übergang erwartet. Zusätzlich ist die Phasengrenze für den Übergang von Kernmaterie im Grundzustand, die als Flüssigkeit aufgefasst werden kann, zu einem Hadronengas eingezeichnet. Bei sehr großem baryochemischen Potenzial werden exotische Phänomene wie Farbsupraleitung erwartet.

Auch für QCD-Vielteilchensysteme mit großem baryochemischen Potenzial und geringer Temperatur werden interessante Phänomene erwartet. In der Natur ist Materie dieser Art vermutlich im Inneren von Neutronensternen zu finden. Im Bag-Modell ergibt sich bei verschwindender Temperatur ein Phasenübergang zum QGP bei einer Baryonendichte, die etwa dem fünfachen der Dichte normaler Atomkerne entspricht [Won94]. Mit QCD-Gitterrechnungen lassen sich Systeme hoher Baryonendichte zur Zeit noch nicht behandeln.

Das heutige Verständnis des Verhaltens stark wechselwirkender Materie bei unterschiedlichen Bedingungen ist in Abb. 2.1 im QCD-Phasendiagramm zusammengefasst. Bei hohem baryochemischen Potenzial und geringer Temperatur wird ein

Phasenübergang erster Ordnung erwartet. Die Phasenkoexistenzkurve zwischen Hadronengas und QGP endet im kritischen Punkt, bei dem der Phasenübergang von zweiter Ordnung ist. Die genaue Lage des kritischen Punktes im Phasendiagramm ist eine zur Zeit viel diskutierte Frage. Da mit einem Phasenübergang zweiter Ordnung charakteristische Phänomene wie starke Fluktuationen bestimmter Observablen verbunden sind, stellt die Untersuchung von Kernmaterie in diesem Bereich einen Schwerpunkt des Forschungsprogramms an der geplanten neuen Beschleunigeranlage FAIR der GSI in Darmstadt dar [GSI01]. Mit den Experimenten am RHIC in Brookhaven wird der Bereich hoher Temperatur und kleinem baryochemischen Potenzial erforscht. Damit werden für kurze Zeit Bedingungen erzeugt, wie sie einige Mikrosekunden nach dem Urknall in unserem Universum geherrscht haben. QCD-Materie in diesem Bereich wird in Zukunft auch am geplanten Speicherring LHC des CERN untersucht. Die noch höheren Energien am LHC führen zu einer längeren Lebensdauer der heißen und dichten Phase der Kern-Kern-Kollisionen und vereinfachen damit die Bestimmung der Eigenschaften des erwarteten Quark-Gluon-Plasmas. QCD-Gitterrechnungen zufolge ist der Übergang im Bereich hoher Temperaturen weder ein Phasenübergang erster noch zweiter Ordnung. Vielmehr ändern sich Größen wie die Energiedichte in der Nähe von T_c rasch aber kontinuierlich, so dass von einem *Crossover* gesprochen wird [Kar03].

Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, spricht einiges dafür, dass in zentralen Au+Au-Stößen am RHIC ein Quark-Gluon-Plasma erzeugt wird. Die erzeugte Materie lässt sich jedoch nicht als ideales Gas aus Quarks und Gluonen auffassen. Dies folgt aus den QCD-Gitterrechnungen, die zeigen, dass selbst bei Temperaturen im Bereich von $3T_c$ die Energiedichte des QGP nur ca. 80 % der Stefan-Boltzmann-Energiedichte eines idealen Gases erreicht [Kar03]. Mit dem QGP am RHIC wird damit ein Vielteilchensystem untersucht, in dem Quarks und Gluonen noch stark gekoppelt sind.

3. Ultrarelativistische Schwerionenphysik

3.1 Überblick

Das Standardmodell der Teilchenphysik sagt verschiedene Phasenübergänge bei höchsten Energieskalen vorher. Der Phasenübergang zwischen dem Quark-Gluon-Plasma und hadronischer Materie ist darunter der einzige, der unter kontrollierten Bedingungen im Labor untersucht werden kann. Die erforderlichen Energiedichten über vergleichsweise große Raumbereiche werden dabei durch hochenergetische Kollisionen schwerer Atomkerne erzeugt.

Die Entwicklung der ultrarelativistischen Schwerionenphysik ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Erste Erfahrungen mit Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von $1 - 2 \text{ GeV}$ pro Projektilnukleon wurden in den 1970er Jahren am Bevalac-Beschleuniger in Berkeley und in Dubna gemacht. Bei wesentlich höheren Energien begannen dann 1986 am Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA und am europäischen Forschungszentrum CERN Programme mit leichten Kernen. In den 1990er Jahren folgten Experimente mit Au- und Pb-Kernen, um so heiße und hochverdichtete Kernmaterie in möglichst großen Raumgebieten erzeugen zu können. Mit dem Start von RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) im Jahr 2000 begann in der Schwerionenphysik die Ära der Speicherringe (*Collider*). Durch die Kollision zweier gegenläufiger Strahlen mit Goldkernen am RHIC konnte die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ gegenüber den CERN-SPS-Experimenten mit ruhendem Target um einen Faktor 10 gesteigert werden. Ab 2007 können dann am geplanten LHC (*Large Hadron Collider*) des CERN Pb+Pb-Kollisionen bei einer im Vergleich zu RHIC noch einmal etwa 30-fach höheren Energie untersucht werden.

Die Vorstellung vom Ablauf einer ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollision zeigt Abbildung 3.1. Der relativistische Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ beträgt im Schwerpunktsystem am RHIC etwa 107, so dass die einlaufenden Goldkerne dem Beobachter stark lorentz-kontrahiert erscheinen (a). Bei RHIC-Energien durchdringen sich die Kerne zu einem gewissen Grad und deponieren Energie in dem Raum zwischen den nun auseinander laufenden Kernfragmenten (b). In dieser frühen Phase finden direkte Stöße zwischen Quarks und Gluonen der beiden Kerne mit hohem Impulsübertrag (so genannte harte Stoßprozesse) statt, die sich mit der QCD-Störungstheorie be-

Beginn	Beschleuniger	Projekt	Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s_{NN}}$)
1986	AGS (BNL)	Si	$\approx 5 \text{ GeV}$
1986	SPS (CERN)	O, S	$\approx 20 \text{ GeV}$
1992	AGS (BNL)	Au	$\approx 5 \text{ GeV}$
1994	SPS (CERN)	Pb	17,2 GeV
2000	RHIC (BNL)	Au	200 GeV
2007	LHC (CERN)	Pb	5500 GeV

Tabelle 3.1: Entwicklung der ultrarelativistischen Schwerionenphysik. Im Laufe der Jahre wurden immer schwerere Reaktionssysteme bei steigender Schwerpunktsenergie pro Nukleon-Nukleon-Paar ($\sqrt{s_{NN}}$) untersucht.

schreiben lassen. Durch die Energiedeposition materialisieren sich Quarks und Gluonen, die nun miteinander wechselwirken können. Nach kurzer Zeit sollte sich so ein thermalisierter Zustand einstellen, das Quark-Gluon-Plasma (c). Durch den hohen inneren Druck dehnt sich das QGP aus und kühlt sich ab. Es kommt zum Phasenübergang zum Hadronengas. Für die Lebensdauer des QGP werden bis zu $2 \text{ fm}/c$ am CERN-SPS, $2 - 4 \text{ fm}/c$ am RHIC und bis zu $10 \text{ fm}/c$ am LHC erwartet [Sch01]. Auch das Hadronengas dehnt sich weiter aus und kühlt sich ab. Beim so genannten Ausfrieren hat sich das Hadronengas soweit verdünnt, dass die Hadronen nun ohne weitere Stöße auseinander fliegen.

Schwerionenexperimente bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien untersuchen unterschiedliche Bereiche des QCD-Phasendiagramms. Bei RHIC- und LHC-Energien ist die zentrale Wechselwirkungszone nahezu frei von ursprünglichen vorhandenen Baryonen. Man bewegt sich somit im Bereich eines kleinen baryochemischen Potenzials. Bei kleinen Schwerpunktsenergien wie beim AGS-Programm wird dagegen hochkomprimierte baryonische Materie mit einem entsprechend großen baryochemischen Potenzial erzeugt.

Die Ergebnisse der Schwerionenexperimente mit Bleikernen am CERN-SPS lassen sich als indirekte Evidenz für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas deuten. Dies ist das Fazit, das 2000 im Rahmen einer Pressekonferenz am CERN gezogen wurde [Hei00]. Grundlage dieser Einschätzung ist die Erkenntnis, dass Modelle ohne Phasenübergang zum QGP einzelne Aspekte, nicht jedoch die experimentellen Ergebnisse in ihrer Gesamtheit wiedergeben können. Dies gelingt nur zufriedenstellend unter der Annahme eines QGP. Mit den Experimenten am CERN-SPS konnte jedoch wenig über die thermodynamischen Eigenschaften des vermutlich erzeug-

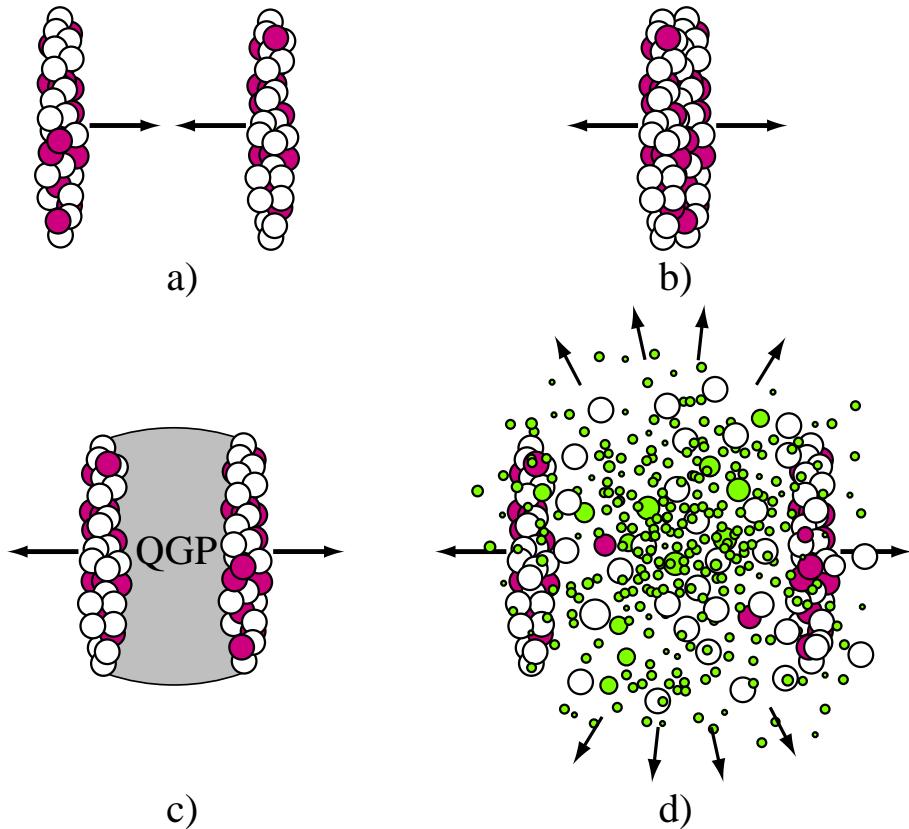


Abbildung 3.1: Vorstellung über den Ablauf einer hochenergetischen Kern-Kern-Kollision. Nach einer ersten Phase, in der harte Parton-Parton-Kollisionen stattfinden, könnte sich ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) bilden. Später entsteht ein Hadronengas, aus dem Hadronen austreten und dann detektiert werden können.

ten QGP ausgesagt werden. Durch die längere Lebensdauer des QGP bei höheren Schwerpunktsenergien sind die Bedingungen am RHIC und am LHC dazu wesentlich günstiger.

3.2 Das PHENIX-Experiment

Der Speicherring RHIC des Brookhaven National Laboratory wurde im Jahr 2000 fertig gestellt [Har03]. Erste Kollisionen von Goldatomkernen wurden vom PHENIX-Experiment am 14. Juni 2000 beobachtet. Abbildung 3.2 zeigt den RHIC-Komplex. Der Umfang des RHIC-Rings beträgt 3,8 km. Als Vorbeschleuniger dient der ältere AGS-Beschleuniger. RHIC besteht aus zwei getrennten Röhren, in denen sich die Ionen in entgegengesetzten Richtungen bewegen. Die Röhren kreuzen sich an sechs

Run	Jahr	Reaktion	$\sqrt{s_{\text{NN}}}$ (GeV)	$\int L dt$	$N_{\text{tot}}^{\text{Ereignisse}}$	Daten-volumen
01	2000	Au+Au	130	$1 \mu\text{b}^{-1}$	$10 \cdot 10^6$	3 TB
02	2001/2002	Au+Au	200	$24 \mu\text{b}^{-1}$	$170 \cdot 10^6$	10 TB
		p+p	200	$0,15 \text{ pb}^{-1}$	$3,7 \cdot 10^9$	20 TB
03	2002/2003	d+Au	200	$2,74 \text{ nb}^{-1}$	$5,5 \cdot 10^9$	46 TB
		p+p	200	$0,35 \text{ pb}^{-1}$	$6,6 \cdot 10^9$	35 TB
		Au+Au	200	$241 \mu\text{b}^{-1}$	$1,5 \cdot 10^9$	270 TB
04	2003/2004	Au+Au	62,4	$9 \mu\text{b}^{-1}$	$58 \cdot 10^6$	270 TB
		p+p	200	$9 \mu\text{b}^{-1}$	$6,6 \cdot 10^9$	10 TB

Tabelle 3.2: Übersicht über die ersten vier Strahlzeiten des PHENIX-Experiments. Mit der integrierten Luminosität $L_{\text{int}} = \int L dt$ ist die vom Experiment tatsächlich aufgezeichnete Luminosität gemeint. Der Erwartungswert für die Anzahl der Reaktionen eines Prozesses mit Wirkungsquerschnitt σ liegt bei $L_{\text{int}} \cdot \sigma$. Die Größe $N_{\text{tot}}^{\text{Ereignisse}}$ bezeichnet die Gesamtzahl aufgezeichneter Reaktionen. In der vierten Strahlzeit wurde bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ die Rekordzahl von $1,5 \cdot 10^9$ Au+Au-Kollisionen aufgezeichnet.

Punkten. An vier dieser sechs Kreuzungspunkte befinden sich Experimente, die die Kollisionen der Teilchenstrahlen beobachten.

RHIC bietet die Möglichkeit, verschiedene Teilchenspezies von Protonen bis hin zu Goldatomkernen zu beschleunigen. Aufgrund der zwei voneinander getrennten Ringe lassen sich dabei Kollisionen unterschiedlicher Teilchenspezies wie zum Beispiel d+Au-Reaktionen untersuchen. Die Luminosität eines Speicherrings gibt die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit- und Flächeneinheit wieder. Die Design-Luminosität des RHIC beträgt $L_{\text{Au+Au}} = 2 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für Au+Au-Reaktionen und $L_{\text{p+p}} = 1,4 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für p+p-Kollisionen. Das Intensitätsprofil der Teilchenstrahlen an den Kollisionspunkten ist dabei gaußförmig mit einer Breite von etwa $\sigma \approx 0,5 \text{ mm}$. Am RHIC kann der Spin von Protonen longitudinal und transversal zur Bewegungsrichtung polarisiert werden. Damit kann die Spin-Struktur des Protons untersucht werden, insbesondere der Beitrag der Gluonen zum Spin des Protons.

Die zwei großen Experimente PHENIX und STAR mit jeweils etwa 450 Physikerinnen/Physikern und die beiden kleineren Experimente BRAHMS und PHOBOS mit weniger als 80 Physikerinnen/Physikern legen ihre Schwerpunkte auf unterschiedliche Aspekte ultrarelativistischer Kern-Kern-Kollisionen. Das PHENIX-

Experiment ist spezialisiert auf die Messung von Photonen, Elektronen und Myonen. Es besitzt darüber hinaus gute Möglichkeiten zur Messung und Identifizierung geladener Hadronen. Eine herausragende Fähigkeit des PHENIX-Experiments ist es, die angebotenen Reaktionen mit hoher Rate zu erfassen und zu speichern. Während der vierten Strahlzeit wurden beispielsweise Au+Au-Kollisionen mit einer Rate von bis zu 1700 Ereignissen pro Sekunde aufgezeichnet. Für die Auswahl seltener Ereignisse verfügt das PHENIX-Experiment über ein spezielles Triggersystem.

In Abbildung 3.3 ist der Aufbau des PHENIX-Experiments schematisch dargestellt. Abbildung 3.4 und 3.5 zeigen Fotos des PHENIX-Experiments. Für die Ergebnisse dieser Arbeit spielt das elektromagnetische Kalorimeter die zentrale Rolle. Mit Hilfe dieses Detektors lassen sich die Energien und Orte von Photonen messen, neutrale Pionen lassen sich über den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ rekonstruieren. Das Kalorimeter besteht aus sechs Bleiszintillator-Sektoren (PbSc) und zwei Bleiglassektoren (PbGl). Jeder Sektor deckt einen Rapiditätsbereich von $-0,35 < \eta < +0,35$ und einen Azimutalwinkel von $\Delta\phi = 22,5^\circ$ ab. Die genaue Funktionsweise des PHENIX-Kalimeters beschreibt [R8]. Der RHIC-Beschleuniger ist pro Jahr mehrere Monate in Betrieb. Einen Überblick über die bisherigen Strahlzeiten des PHENIX-Experiments gibt Tabelle 3.2.

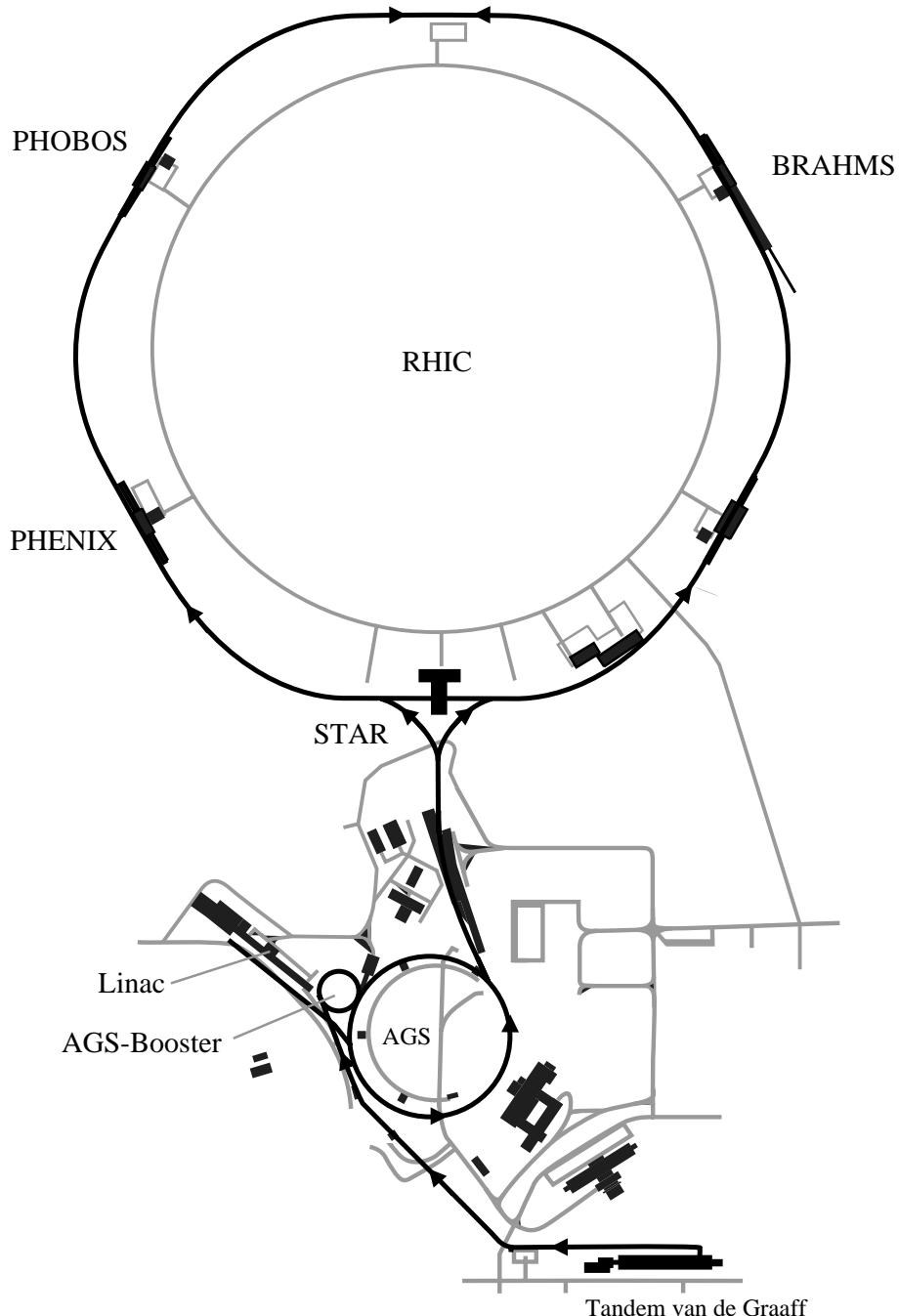
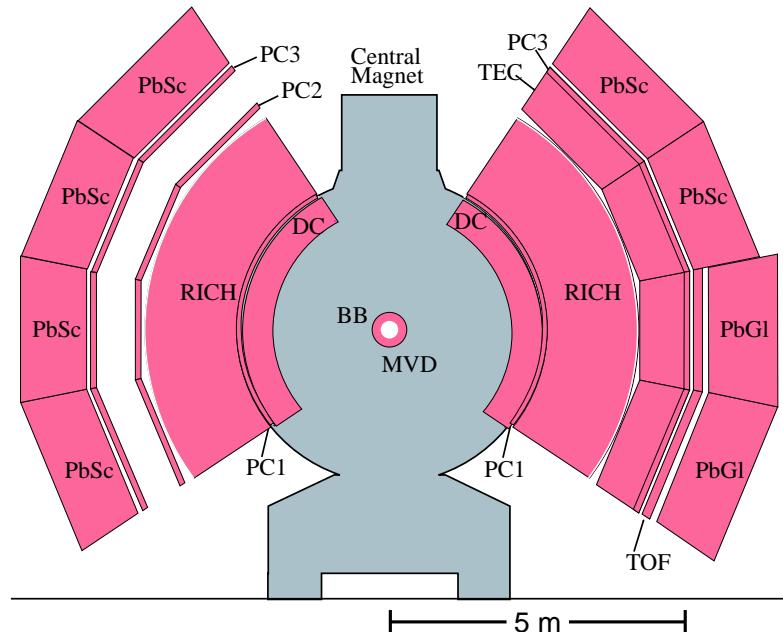


Abbildung 3.2: Lageplan des RHIC-Komplexes am Brookhaven National Laboratory mit den vier Experimenten BRAHMS, PHENIX, PHOBOS und STAR. Der Umfang des RHIC-Ringes beträgt 3,8 km.

a) Blick entlang der Strahlachse



b) Blick von der Seite

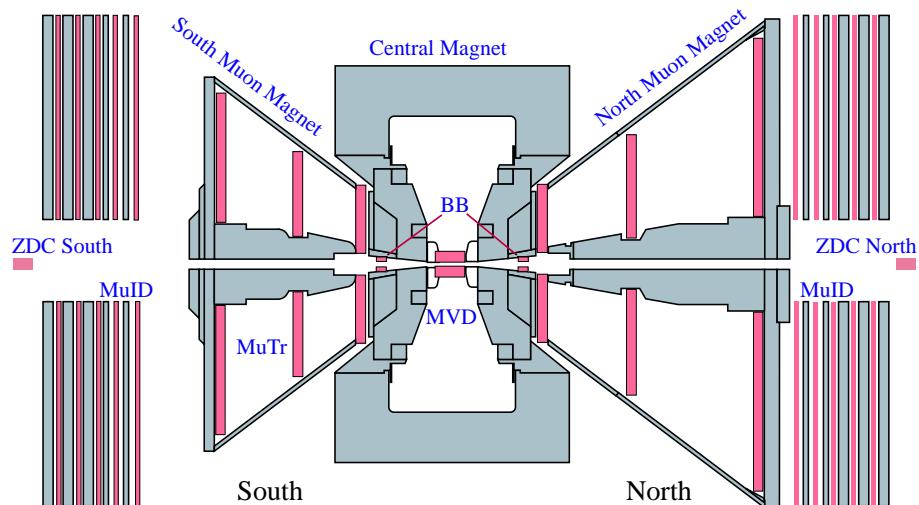


Abbildung 3.3: Aufbau des PHENIX-Experiments während der zweiten Strahlzeit: a) Querschnitt durch die beiden zentralen Detektorarme des PHENIX-Experiments, die den Bereich um einen Winkel von 90° zur Strahlachse (Rapidität $-0,35 < y < +0,35$) abdecken. b) Seitenansicht des Experiments (ohne die zentralen Detektorarme).

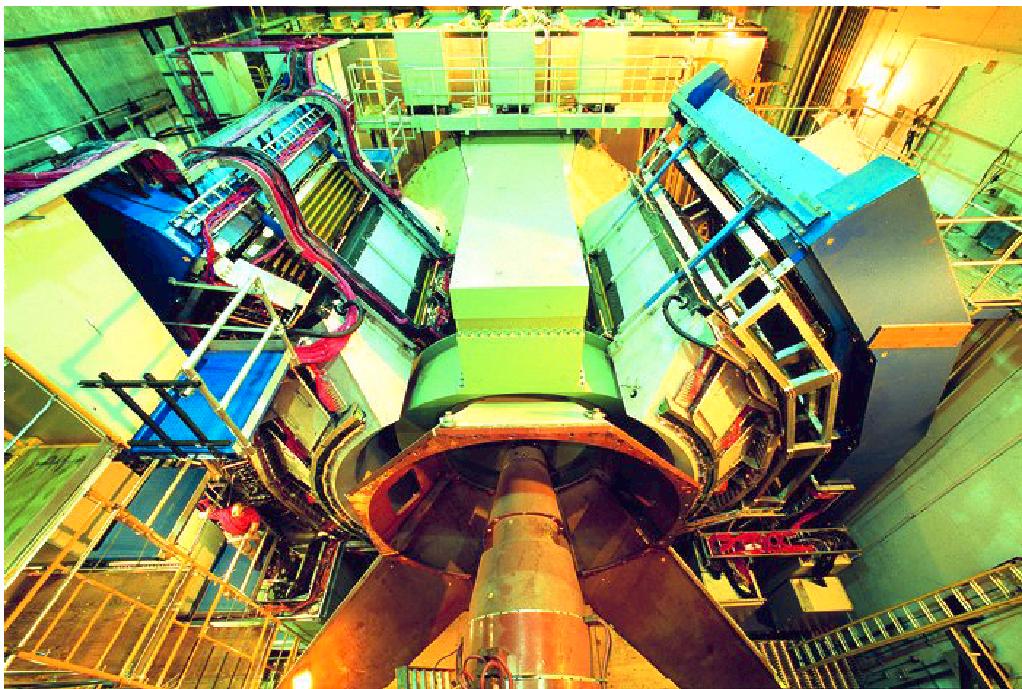


Abbildung 3.4: Blick von oben auf die beiden zentralen Detektorarme und den zentralen Magneten des PHENIX-Experiments. Die Person links im Bild macht die Größe des Aufbaus deutlich.

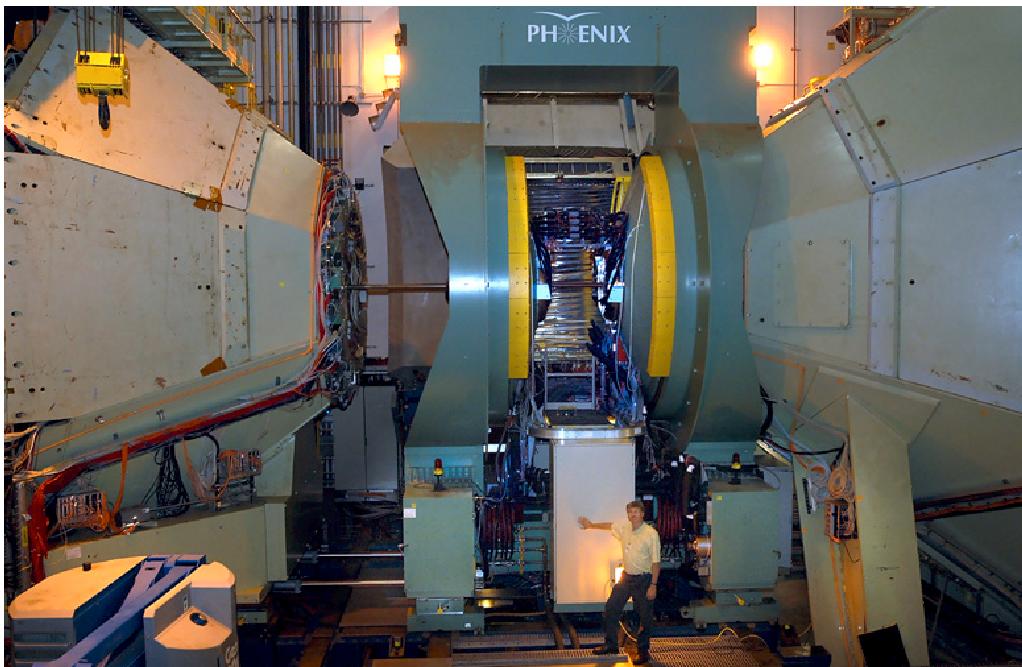


Abbildung 3.5: Seitliche Ansicht des PHENIX-Experiments. Einer der beiden zentralen Detektorarme ist in diesem Bild herausgefahren.

4. Ergebnisse vom PHENIX-Experiment

4.1 Globale Größen und kollektive Phänomene

4.1.1 Teilchenmultiplizitäten und transversale Energie

Multiplizität geladener Teilchen

Die Anzahl produzierter Teilchen ist eine wichtige Kenngröße hochenergetischer Kern-Kern-Kollisionen. Die geladenen und neutralen Pionen stellen als leichteste Hadronen mit einem Anteil von etwa 80 % – 90 % die am häufigsten produzierten Teilchen dar. In zentralen Au+Au-Kollisionen am RHIC bei einer Energie von $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ liegt der mittlere Impuls der produzierten Pionen transversal zur Strahlachse bei $\langle p_T \rangle \approx 450 \text{ MeV}/c$ [Adl04]. Die Beschreibung der Teilchenproduktion durch die QCD-Störungstheorie wird jedoch erst oberhalb von etwa $p_T \approx 2 \text{ GeV}/c$ vertrauenswürdig, so dass sich Teilchenmultiplizitäten nicht direkt in der QCD berechnen lassen.

Die Erzeugung von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen lässt sich als Ergebnis der Streuung von Quarks und Gluonen mit hohem Impulsübertrag verstehen. Für diese *harten* Streuprozesse ist die Kopplung schwach und die QCD-Störungstheorie anwendbar. Für die Beschreibung der Teilchenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen aus *weichen* Streuprozessen mit entsprechend geringen Impulsüberträgen müssen phänomenologische Modelle herangezogen werden. Ein Beispiel eines phänomenologischen Ansatzes sind *String*-Modelle, die die Teilchenproduktion in Kern-Kern-Kollisionen bei CERN-SPS-Energien und AGS-Energien gut beschreiben [Won94]. In diesen Modellen führen Nukleon-Nukleon-Kollisionen zur Anregung von Flussschlüchen (Strings), die anschließend in neue Teilchen fragmentieren. Die transversale Ausdehnung der Strings liegt im Bereich des Nukleonradius. Mit der Heisenbergschen Unschärferelation ergibt sich so $\langle p_T \rangle \approx 1/r_{\text{Nukleon}} \approx 0,2 \text{ GeV}/c$. Somit lässt sich die beobachtete Größenordnung des mittleren Transversalimpulses der erzeugten Teilchen und dessen weitgehende Unabhängigkeit von der Schwerpunktsenergie auf natürliche Weise verstehen.

Für die Multiplizität geladener Teilchen am RHIC gab es eine Vielzahl theoretischer Vorhersagen. Diese reichten bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ von $dN_{\text{ch}}/dy|_{y=0} = 750 -$

1550, wobei die meisten Multiplizitäten im Bereich von $dN_{\text{ch}}/dy|_{y=0} = 1000 - 1100$ lagen [Arm00]. Die Rapidität y ist ein Maß für die Teilchengeschwindigkeit parallel zur Strahlachse (s. Anhang A). Die Angabe $dN/dy|_{y=0}$ bezeichnet die Anzahl der Teilchen pro Rapiditätseinheit senkrecht zur Strahlachse. Die Messung des PHENIX-Experiments ergab für die Klasse der 5% zentralsten Au+Au-Kollisionen einen Wert von $dN_{\text{ch}}/d\eta|_{\eta=0} = 622 \pm 41$ für $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130 \text{ GeV}$ [R1]. Bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ wurden etwa 15% höhere Multiplizitäten beobachtet [Baz03]. Die Pseudorapidität η ist eine gute Näherung für die Rapidität y für Teilchen, deren Masse gegenüber ihrer Gesamtenergie klein ist. Am RHIC gilt $dN_{\text{ch}}/dy \approx 1,20 \cdot dN_{\text{ch}}/d\eta$. Allein durch die Messung der Teilchenmultiplizität in zentralen Au+Au-Kollisionen konnte somit eine große Zahl theoretischer Rechnungen verworfen werden. Andere Rechnungen nutzen die experimentelle Teilchenmultiplizität zur Anpassung von Modellparametern. Dies gilt z. B. für hydrodynamische Modelle, die die zeitliche Entwicklung der Reaktionszone als Fließen einer idealen Flüssigkeit beschreiben [Kol03].

Zentralitätsbestimmung

Ein erfolgreiches Modell muss die Abhängigkeit der Teilchenmultiplizität von der Zentralität der Kern-Kern-Kollision wiedergeben. Im PHENIX-Experiment wird die Zentralität über die unter Vorwärtswinkeln gemessene Energie und über die Anzahl der erzeugten Teilchen festgelegt. Nach einem ultrarelativistischen Schwerionenstoß bewegen sich die nicht direkt an der Reaktion beteiligten Nukleonen (die *Spectator-Nukleonen*) praktisch ungestört in ursprünglicher Richtung weiter. Ungebundene Spectator-Neutronen werden im PHENIX-Experiment mit Hilfe der Nullgradkalorimeter (ZDCs) gemessen. Protonen, Deuteronen und schwerere Kernfragmente werden aufgrund ihrer Ladung durch die Magnete des Speicherrings abgelenkt und nicht nachgewiesen. Eine geringe Zahl an Spectator-Nukleonen kann sowohl in sehr zentralen als auch in sehr peripheren Kollisionen auftreten. In zentralen Stößen gibt es offensichtlich nur weniger Spectator-Nukleonen. In peripheren Stößen fragmentiert der Spectator-Restkern nur unvollständig, so dass viele Neutronen in geladenen Kernfragmenten gebunden bleiben. Die Information der Nullgradkalorimeter allein reicht somit nicht aus, um die Zentralität festzulegen. Aufgelöst wird diese Zweideutigkeit mit Hilfe der von den BBCs (Rapidität $3,1 < |y| < 3,9$) gemessenen Anzahl geladener Teilchen [R1].

Glauber-Rechnungen

Die Zentralität einer Kern-Kern-Reaktion lässt sich über die Anzahl N_{part} der *Participants* charakterisieren, also über die Anzahl der Nukleonen, die an mindestens einer unelastischen Nukleon-Nukleon-Reaktion beteiligt sind. Mit Hilfe von N_{part} ist ein direkter Vergleich zwischen Theorie und Experiment möglich. Die Anzahl der Participants für die Zentralitätsklassen des PHENIX-Experiments wurde von mir im Rahmen einer Glauber-Monte-Carlo-Simulation berechnet. In diesen Rechnungen wird die räumliche Konfiguration der Nukleonen der beiden Goldkerne entsprechend der Woods-Saxon-DichteVerteilung

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad R = 6,38 \text{ fm}, \quad a = 0,54 \text{ fm} \quad (4.1)$$

zufällig festgelegt [Col67]. Die Glauber-Rechnungen basieren auf einem einfachen geometrischen Bild vom Ablauf einer Kern-Kern-Kollision. Die Nukleonen bewegen sich auf geraden Linien, unabhängig davon, ob eine Kollision mit einem anderen Nukleon stattgefunden hat oder nicht. Auch nach einem Nukleon-Nukleon-Stoß wechselwirken die nun angeregten baryonischen Objekte im Glauber-Modell mit dem Wirkungsquerschnitt eines Nukleons im Grundzustand. Nachdem der Stoßparameter b der Reaktion zufällig gewählt wird, findet in der Modellrechnung eine unelastische Nukleon-Nukleon-Kollision statt, falls für den Abstand d der beiden Nukleonen in der zur Strahlachse senkrechten Ebene

$$d < \sqrt{\frac{\sigma_{\text{NN}}}{\pi}} \quad (4.2)$$

erfüllt ist. Für den unelastischen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt wird ein Wert von $\sigma_{\text{NN}} = 40 \text{ mb}$ bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130 \text{ GeV}$ und ein Wert von $\sigma_{\text{NN}} = 42 \text{ mb}$ bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ verwendet [Gro00]. Die Glauber-Rechnungen enthalten eine einfache Simulation der Detektorantwort der BBCs und der ZDCs. Der mittlere Wert $\langle N_{\text{part}} \rangle$ für die Anzahl der Participants sowie die mittlere Zahl der unelastischen Nukleon-Nukleon-Kollisionen $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ einer Zentralitätsklasse werden dann dadurch bestimmt, dass auf die simulierten Detektorantworten die gleichen Zentralitätscuts wie im Experiment angewandt werden.

Sättigungsmodelle

Die Abhängigkeit der Teilchenproduktion von N_{part} war Inhalt der ersten Veröffentlichung von Daten des PHENIX-Experiments [R1]. Im Zusammenhang mit diesen Daten stand eine spezielle Klasse von Modellen, so genannte Sättigungsmodelle, im

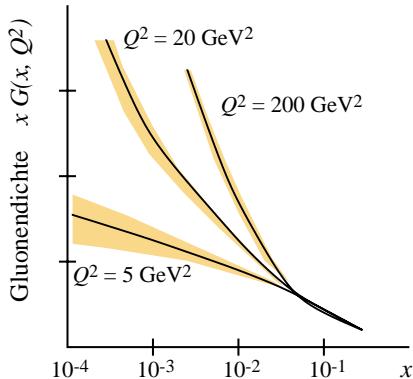


Abbildung 4.1: Ergebnisse für die Impulsverteilung $x G(x, Q^2)$ der Gluonen im Proton aus Fits an Daten des ZEUS-Experiments bei HERA zu Streuungen von Positronen an Protonen [Bre99, Ian03].

Blickpunkt. Diese Modelle verknüpfen die in der frühen Phase einer Schwerionenkollision erzeugten QCD-Quanten, also Quarks und Gluonen, mit der am Ende der Reaktion erzeugten Zahl von Hadronen. Die Anzahl der erzeugten QCD-Quanten nimmt naturgemäß mit dem Transversalimpuls der Teilchen stark ab. Die verbündende Idee der Sättigungsmodelle ist nun, dass für die Berechnung der Teilchenmultiplizität nur ein charakteristischer Impulsübertrag Q_{sat} betrachtet werden muss. In der Variante von Eskola et al. [Esk00, Esk01] wird die Anzahl der erzeugten QCD-Quanten zunächst über QCD-Störungstheorie berechnet. Aufgrund der Sättigung der Phasenraumdichte werden dann nur Quanten bei einem Sättigungsimpuls Q_{sat} betrachtet, der bei RHIC-Energien einen Wert von $Q_{\text{sat}} \approx 1 \text{ GeV}$ hat. Die Anwendung der QCD-Störungstheorie bei einem Impulsübertrag dieser Größe scheint fragwürdig. Die Multiplizität geladener Teilchen in zentralen Au+Au-Kollisionen kann allerdings recht gut beschrieben werden. Der nahezu konstante Wert für die Multiplizität pro Participant wird jedoch durch die Daten nicht unterstützt [R1].

Im Sättigungsmodell von McLerran, Venugopalan und weiteren Autoren [McL02, Ian03] wird die Multiplizität erzeugter Teilchen mit der Anzahl der in den einlauenden Atomkernen bei kleinen Impulsbruchteilen x vorhandenen Gluonen in Verbindung gebracht. Der Impulsbruchteil x beschreibt den Anteil eines Quarks oder Gluons am Gesamtimpuls eines Nukleons in einem Bezugssystem, in dem sich das Nukleon mit hoher Geschwindigkeit bewegt. Detaillierte Messungen der Impulsverteilungen von Quarks und Gluonen im Proton wurden mit Hilfe tiefinelastischer Positron-Proton-Streuungen am Teilchenbeschleuniger HERA des DESY durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass bei kleinen x die Anzahl der Gluonen stark ansteigt und sehr viel größer ist als die Zahl der Quarks und Antiquarks. Zudem erhöht sich, wie in Abbildung 4.1 gezeigt, die Anzahl der Gluonen bei festem x mit steigender Auflösung

des ausgetauschten virtuellen Photons, d.h. mit steigendem Impulsübertrag Q^2 der Streuung. Es ist ein großer Erfolg der QCD-Störungstheorie, dass die Änderung der Partonverteilung bei Änderung von Q^2 durch den DGLAP-Formalismus und den BFKL-Formalismus beschrieben werden kann [Ell96]. Im Modell von McLerran et al. ergibt sich für kleine x eine Abweichung von der Störungstheorie unterhalb eines Sättigungsimpulses Q_s . Die Vorstellung dabei ist, dass unterhalb von Q_s die räumliche Ausdehnung der Gluonen im Nukleon so groß wird, dass sie kohärent miteinander wechselwirken. Die Fusion von Gluonen ($g + g \rightarrow g$) führt dann dazu, dass die Gluonendichte bei kleinen x weniger stark ansteigt als in der QCD-Störungstheorie. Dieser Zustand hoher Gluonendichte ist durch $\alpha_s \ll 1$ charakterisiert und wird als *Color Class Condensate* (CGC) bezeichnet. In einem Atomkern können die Gluonen verschiedener Nukleonen miteinander wechselwirken. Daraus ergibt sich, dass bei festem x der Sättigungsimpuls mit der Massenzahl A gemäß $Q_s^2 \sim A^{1/3}$ ansteigt. Betrachtet man einen einlaufenden Atomkern, so hat das beschriebene Sättigungsverhalten der Gluonenverteilung bei kleinen x zur Folge, dass die Zahl der Gluonen

$$\rho = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^3 N}{dy d^2 p_T} \quad (4.3)$$

pro transversaler Fläche πR^2 des Kerns für $p_T < Q_s$ nicht weiter ansteigt, sondern einen Wert von $\rho \approx 1/\alpha_s(Q_s)$ annimmt. Im Color-Glass-Condensate-Modell manifestieren sich die zunächst rein virtuellen Gluonen nach der Kern-Kern-Kollision als reale Teilchen. Dabei wird ein festes Verhältnis von ursprünglicher Gluonenzahl und daraus resultierender Teilchenmultiplizität angenommen (Parton-Hadron-Dualität) [Dok91]. Rechnungen ergeben Gluonenmultiplizitäten von $dN_g/dy = 800 - 900$ [Hir04]. Da die Zahl der Quarks bei kleinen x deutlich kleiner als die Zahl der Gluonen ist, spielen Quarks für die Teilchenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen keine Rolle. Der Sättigungsimpuls Q_s hängt von der Zentralität einer Reaktion ab. Für die Zentralitätsabhängigkeit der Multiplizität produzierter Teilchen ergibt sich [Gyu04]

$$\frac{1}{N_{\text{part}}} \frac{dN}{dy} \sim \frac{1}{\alpha_s(Q_s^2)} \sim \log N_{\text{part}}. \quad (4.4)$$

Die experimentellen Ergebnisse werden durch dieses Verhalten gut beschrieben [R1, Kha01].

Sättigungsmodelle stellen aber keineswegs die einzige Möglichkeit dar, die experimentell beobachtete Zentralitätsabhängigkeit der Teilchenmultiplizität zu beschreiben. Wird eine Kern-Kern-Kollision als inkohärente Abfolge einzelner Nukleon-Nukleon-Kollisionen betrachtet, so skaliert die Teilchenproduktion in harten Streuprozessen mit der Anzahl der unelastischen Nukleon-Nukleon-Reaktionen N_{coll} , die

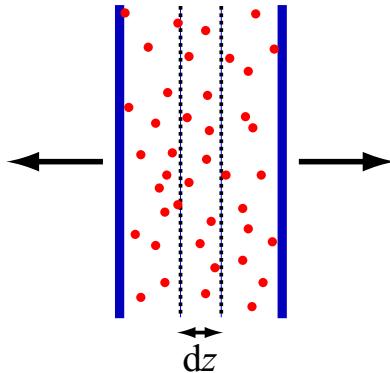


Abbildung 4.2: Skizze einer zentralen Kollision zweier Kerne zur Herleitung der Bjorken-Formel. Aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit erscheinen die Kerne im Schwerpunktsystem lorentz-kontrahiert. Nachdem sich die Kerne durchdrungen haben, kommt es nach einer Formationszeit τ zur Bildung von QCD-Quanten, über deren Natur keine weitere Aussage gemacht wird.

Teilchenproduktion in weichen Streuprozessen skaliert dagegen eher mit N_{part} . Die Teilchenmultiplizität lässt sich dann über

$$\frac{dN_{\text{ch}}}{dy} = a \cdot N_{\text{part}} + b \cdot N_{\text{coll}} \quad (4.5)$$

parametrisieren [R1, Wan01b]. Da in guter Näherung $N_{\text{coll}} \propto N_{\text{part}}^{4/3}$ gilt, ergibt sich damit ein Anstieg der Teilchenmultiplizität pro Participant.

Transversale Energie

Notwendige Voraussetzung für der Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas ist eine Energiedichte der Reaktionszone oberhalb von ca. $0,7 \text{ GeV/fm}^3$ [Kar03]. Der experimentelle Zugang zur in einer Kern-Kern-Kollision erzeugten Energiedichte erfolgt über die Messung der Energie der Teilchen, die unter Winkeln im Bereich von 90° zur Strahlachse emittiert werden [R2]. Die Bjorken-Formel zur Abschätzung der Energiedichte beruht auf der Vorstellung, dass die im Volumen zwischen den nach der Kollision auseinander laufenden Kernen deponierte Energie nach einer Formationszeit τ von QCD-Quanten getragen wird. Ob es sich dabei um Quarks und Gluonen oder Hadronen handelt, bleibt dabei zunächst offen [Bjo83]. Die Energiedichte kann nur sinnvoll in einem Bezugssystem definiert werden, in dem der Gesamtimpuls der Teilchen verschwindet. Im Laborsystem ist dies für eine dünne Scheibe der Breite dz um den Kollisionspunkt $z = 0$ der Fall (siehe Abbildung 4.2). Die Energiedichte

lässt sich dann schreiben als

$$\varepsilon = \langle E \rangle \cdot \frac{dN}{A \cdot dz}, \quad (4.6)$$

wobei N die Anzahl und $\langle E \rangle$ die mittlere Energie der erzeugten Quanten ist und A die transversale Fläche der stark lorentz-kontrahierten Kerne beschreibt. Die z -Koordinate eines Teilchens und dessen Rapidität y sind gemäß $dz/dy = \tau \cdot \cosh y$ miteinander verknüpft. Die Energie eines Teilchens ist $E = m_T \cdot \sinh y$, so dass für die Energiedichte folgt

$$\varepsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{A \cdot \tau} \cdot \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} = \frac{1}{A \cdot \tau} \cdot \frac{dE_T}{dy} \Big|_{y=0}. \quad (4.7)$$

Zur Abschätzung der Energiedichte wird die transversale Energie der Hadronen bei mittlerer Rapidity ($|y| < 0,35$ im Fall des PHENIX-Experiments) in Gleichung 4.7 eingesetzt.

Die größte Unsicherheit bei der Bestimmung der Energiedichte röhrt von der Wahl der Formationszeit τ . Im Color-Glass-Condensate-Modell folgt für die Formationszeit der Gluonen nach der Kern-Kern-Kollision aus dem Sättigungsimpuls $Q_{\text{sat}} \approx 1,0 - 1,4 \text{ GeV}$ ein Wert von $\tau \approx \hbar/Q_{\text{sat}} \approx 0,2 \text{ fm}/c$ [Gyu04]. Zu diesem Zeitpunkt liegt jedoch noch kein thermodynamisches Gleichgewicht vor. Informationen über die Zeitspanne bis zur Einstellung eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichtszustands können aus hydrodynamischen Modellrechnungen gewonnen werden. Um das im nächsten Abschnitt behandelte kollektive Flussverhalten der Teilchenproduktion zu erklären, sind in diesen Modellen Thermalisierungszeiten unterhalb von $1 \text{ fm}/c$ nötig [Kol03]. Für eine konservative Abschätzung der Energiedichte wird meist eine Formationszeit von $1 \text{ fm}/c$ angesetzt. Für diesen Wert folgt aus der vom PHENIX-Experiment gemessenen transversalen Energie eine Energiedichte von

$$\varepsilon = 4,6 \text{ GeV/fm}^3 \quad (\tau = 1 \text{ fm}/c) \quad (4.8)$$

für zentrale Au+Au-Reaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130 \text{ GeV}$ [R2]. Die für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas notwendige Energiedichte wird damit deutlich überschritten.

4.1.2 Elliptischer Fluss

Eine wichtige Größe für eine thermodynamische Charakterisierung der in Kern-Kern-Kollisionen erzeugten Materie stellt der Druck dar. Experimentell ist die Messung des Druckes in der Reaktionszone nicht einfach. Es hat sich jedoch gezeigt, dass das

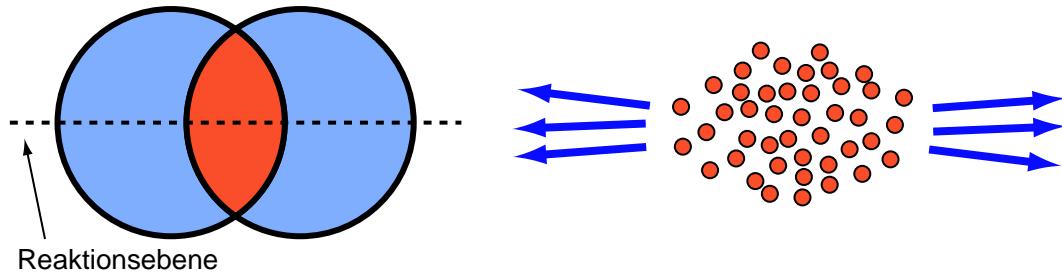


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung zur Entstehung elliptischen Flussverhaltens produzierter Teilchen in halb-zentralen Kern-Kern-Kollisionen. Die Druckverhältnisse in der mandelförmigen Überlappungszone der beiden Kerne führen dazu, dass Teilchen bevorzugt in der Orientierung der Reaktionsebene emittiert werden.

kollektive elliptische Flussverhalten der im Endzustand der Reaktion erzeugten Hadronen sehr empfindlich vom Druck in der frühen Phase abhängt, in der vermutlich Quarks und Gluonen die relevanten Freiheitsgrade darstellen [Sor97, Sor99]. Wird bei mittleren Rapiditäten die Teilchenproduktion in der zur Strahlachse transversalen Ebene betrachtet, so bedeutet elliptisches Flussverhalten, dass Teilchen bevorzugt in einer bestimmten Orientierung zur Reaktionsebene emittiert werden. Die Reaktionsebene wird durch die Strahlachse und den Stoßparametervektor (Verbindungsgeraden zwischen den beiden Kernmittelpunkten) aufgespannt (siehe Abbildung 4.3). Für Kern-Kern-Kollisionen am RHIC erfolgt die Teilchenproduktion bevorzugt in der Orientierung der Reaktionsebene. Bezeichnet ϕ den Winkel zur Reaktionsebene in der transversalen Ebene, so lässt sich der elliptische Fluss durch

$$\frac{d^2N}{d\phi dp_T} = N_0(1 + 2v_2(p_T) \cos(2\phi)) \quad (4.9)$$

beschreiben, wobei der Fourierkoeffizient v_2 die Stärke des Flusses angibt.

Der elliptische Fluss ergibt sich in ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollisionen aus der in Abbildung 4.3 schematisch dargestellten mandelähnlichen Form der Reaktionszone [Sor99]. Elliptisches Flussverhalten ist besonders stark in semi-zentralen Stößen. Für zentrale Kollisionen mit Stoßparameter $b \approx 0$ gibt es in der transversalen Ebene keine Vorzugsrichtung und elliptischer Fluss tritt nicht auf. Um in theoretischen Modellbeschreibungen elliptisches Flussverhalten zu erhalten, müssen die Quarks und Gluonen in der Reaktionszone direkt nach ihrer Erzeugung intensiv miteinander wechselwirken. In Modellen, die die zeitliche Entwicklung der Reaktionszone mit Methoden der Hydrodynamik beschreiben, bildet sich der gesamte elliptische Fluss in den ersten $3 - 4 \text{ fm}/c$ der Reaktion [Kol03]. Obwohl Teilchen bei kleinen Transversalimpulsen nachgewiesen werden ($p_T \lesssim 2 \text{ GeV}$), die in der späten Phase

der Reaktion entstehen, liefert die Messung des elliptischen Flusses Informationen über die heiße und dichte Materie am Anfang der Reaktion. Im Rahmen hydrodynamischer Modelle entspricht die hohe Wechselwirkungsrate der erzeugten Quarks und Gluonen Thermalisierungszeiten im Bereich von $0,6 - 1 \text{ fm}/c$. Werden in diesen Modellen größere Thermalisierungszeiten angenommen, so kann das experimentell beobachtete elliptische Flussverhalten nicht reproduziert werden.

Ein direkter Beleg für die Vorstellung, dass der elliptische Fluss aus der anfänglichen geometrischen Form der Reaktionszone folgt, ergibt sich aus dem Vergleich der Flussstärke v_2 mit der Exzentrizität der Reaktionszone. Die Exzentrizität wurde von mir in einer Modellrechnung aus der Verteilung der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen (Participants) in der transversalen Ebene gemäß

$$\varepsilon = \frac{\langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle}{\langle y^2 \rangle + \langle x^2 \rangle} = \frac{\sum_i y_i^2 - \sum_i x_i^2}{\sum_i y_i^2 + \sum_i x_i^2} \quad (4.10)$$

bestimmt. Das Koordinatensystem ist dabei so gewählt, dass die x -Richtung entlang des Stoßparametervektors verläuft und die Mittelpunkte der Kerne bei $(-b/2, 0)$ und $(b/2, 0)$ liegen. Die Exzentrizität setzt die Breite der Verteilung der Participants in x - und y -Richtung zueinander in Relation, für zentrale Kollisionen ergibt sich $\varepsilon \approx 0$. Durch Variation der Parameter der Modellrechnung wurde der systematische Fehler bei der Bestimmung der Exzentrizität einer gegebenen experimentellen Zentralitätsklasse zu 7 % abgeschätzt [R4].

In hydrodynamischen Modellen ergibt sich eine direkte lineare Abhängigkeit der Flussstärke v_2 von der Exzentrizität ε der Reaktionszone. Mit Hilfe der Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit der Flussstärke wurde diese Abhängigkeit vom PHENIX-Experiment experimentell bestätigt [R4]: v_2/ε ist konstant für Teilchen mit Transversalimpulsen bis ca. 0,6 GeV. Für Teilchen mit höheren Transversalimpulsen wird v_2/ε zentralitätsabhängig. Dies deutet darauf hin, dass die Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts für Teilchen mit höheren Transversalimpulsen weniger gut erfüllt ist.

4.2 Messung neutraler Pionen mit hohen Transversalimpulsen

4.2.1 Motivation

Mit welchen Sonden lassen sich die Eigenschaften der in Kern-Kern-Kollisionen erzeugten heißen, hochverdichten Kernmaterie untersuchen? Aufgrund der geringen

Lebensdauer dieser Phase von wenigen fm/c müssen potentielle Sonden in einer Kern-Kern-Kollision selbst erzeugt werden und dies bevor es zur möglichen Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas kommt. Als Sonden bieten sich deshalb hochenergetische Quarks und Gluonen an, die in harten Streuprozessen einlaufender Partonen in der ersten Phase einer Schwerionenreaktion entstehen. Neutrale Pionen und andere Hadronen mit hohem Transversalimpuls entstehen in einem Fragmentationsprozess aus den gestreuten Partonen. In Proton-Proton-Reaktionen findet dieser Fragmentationsprozess im QCD-Vakuum statt. Dass Hadronen mit Transversalimpulsen oberhalb von ca. $2 \text{ GeV}/c$ tatsächlich aus gestreuten und in entgegengesetzten Richtungen auseinander laufenden Partonen stammen, lässt sich an der Jet-Struktur der Teilchenproduktion erkennen. In der Ebene senkrecht zur Strahlachse werden die produzierten Teilchen dabei in Form zweier Teilchenbündel, den Jets, emittiert, die zueinander einen Winkel von ca. 180° bilden. In einer Kern-Kern-Kollision durchläuft ein hochenergetisches Quark oder Gluon, wie in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt, die heiße Reaktionszone bevor es fragmentiert. Damit steht die Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen direkt mit den Eigenschaften der erzeugten Materie in Zusammenhang. Da die gestreuten Partonen in Prozessen mit hohem Impulsübertrag entstehen, lässt sich deren Produktionsrate sowohl in Proton-Proton- als auch in Kern-Kern-Kollisionen mit Hilfe der QCD-Störungstheorie berechnen. Dies erleichtert die theoretische Interpretation der experimentellen Ergebnisse. Neutrale Pionen eignen sich für diese Untersuchungen besonders, weil sie über den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ nachgewiesen werden und die Teilchenidentifikation damit anders als bei geladenen Hadronen auch bei hohen Transversalimpulsen eindeutig ist.

4.2.2 Neutrale Pionen in p+p und Au+Au

π^0 -Rekonstruktion

Die Lebensdauer des π^0 beträgt ca. 10^{-16} s . Somit legt es im Laborsystem von seiner Erzeugung bis zum Zerfall nur einige zehn Nanometer zurück. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ liegt bei 98,8 % [Eid04]. Im Experiment wird die Energie und der Ort der beiden Zerfallsphotonen mit dem ca. 5 m von der Strahlachse entfernten elektromagnetischen Kalorimeter des PHENIX-Experiments gemessen. Dieser Detektor wird in [R8] detailliert beschrieben. Eine eindeutige Zuordnung von Photonenpaaren zu den zugehörigen neutralen Pionen ist im Experiment nicht möglich. Deshalb werden für eine gegebene Reaktion alle Paarkombinationen zweier Photonentreffer betrachtet und jeweils der Transversalimpuls und die invariante Masse ausgerechnet. Gemittelt über viele Reaktionen wird dann getrennt für je-

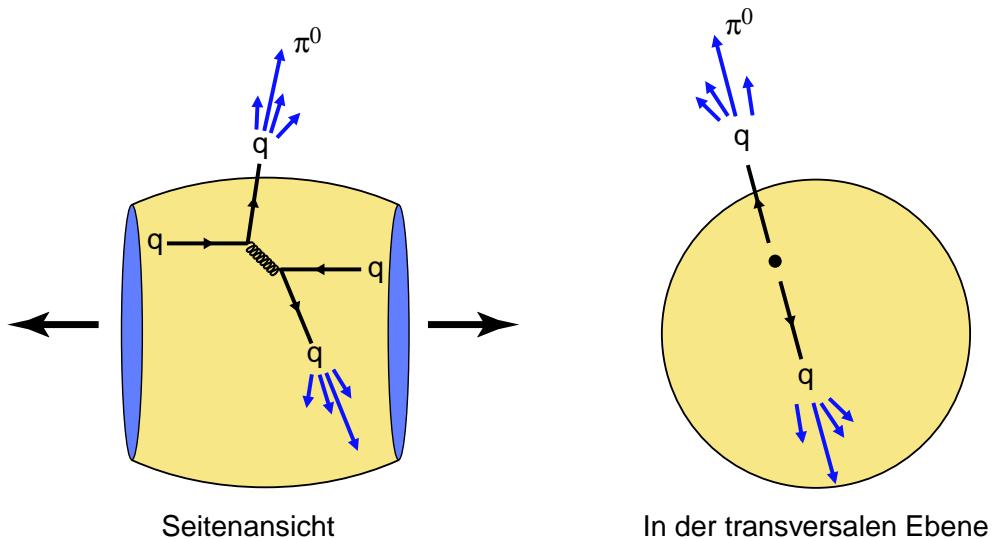


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Wechselwirkung von Quarks aus einem frühen harten Streuprozess einer Kern-Kern-Kollision mit der heißen und dichten Reaktionszone. Die gestreuten Quarks sind damit Sonden, mit denen sich die Reaktionszone untersuchen lässt.

des p_T -Intervall die Anzahl der Photonenpaare mit invarianten Massen im Bereich der π^0 -Masse gezählt. Der kombinatorische Untergrund von Photonenpaaren, deren invariante Masse nur zufällig im Bereich der π^0 -Masse liegt, wird bestimmt, indem Photonenpaare betrachtet werden, die aus verschiedenen Reaktionen stammen und damit per Konstruktion nicht von dem selben Mutterteilchen stammen können (*Event-Mixing*).

p+p-Reaktionen: Übereinstimmung mit QCD-Störungstheorie

Der invariante Wirkungsquerschnitt für die Produktion neutraler Pionen in Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ konnte mit den Daten der zweiten PHENIX-Strahlzeit (Run-2) bis zu einem Transversalimpuls von $p_T = 13 \text{ GeV}/c$ gemessen werden [R6]. Dieses Spektrum wird bei der Analyse der Au+Au-Kollisionen als Vergleichsmaßstab herangezogen, um so die Auswirkung der erzeugten hochverdichtenen Kernmaterie auf die π^0 -Produktion zu untersuchen. Darüber hinaus ermöglicht die Messung neutraler Pionen bei hohen Transversalimpulsen einen Test der QCD-Störungstheorie. Die Fragmentation gestreuter Quarks und Gluonen in neutrale Pionen ist ein langreichweiteriger Prozess mit starker Kopplung, der nicht durch die Störungstheorie beschrieben werden kann. In den QCD-Rechnungen wird die Parton-Fragmentation durch Fragmentationsfunktionen parametrisiert. Dies sind universelle

Funktionen, die durch Anpassung an verschiedene experimentelle Datensätze festgelegt sind. Das in p+p-Kollisionen gemessene Transversalimpulsspektrum neutraler Pionen wurde mit einer QCD-Rechnung in nächstführender Ordnung von α_s (*next-to-leading order*, NLO) verglichen. Dabei wurden zwei unterschiedliche Parametrisierungen der Fragmentationsfunktion untersucht [Kni01, Kre00]. Diese Rechnungen wurden von W. Vogelsang durchgeführt [Ave89, Jag03, dF03]. Generell zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Daten mit der Störungstheorieberechnung [R6]. Mit den Fragmentationsfunktionen aus [Kni01] wird dabei eine genauere Beschreibung der Daten erzielt. Insgesamt unterstützt die Übereinstimmung mit den p+p-Daten die Anwendung der QCD-Störungstheorie zur Beschreibung der frühen Phase einer Kern-Kern-Reaktion bei gleicher Schwerpunktsenergie.

Unterdrückung neutraler Pionen in Au+Au

Die harte Streuung von Quarks und Gluonen in der ersten Phase einer Kern-Kern-Kollision lässt sich theoretisch völlig analog zur Streuung in p+p-Kollisionen behandeln. Theoretische Grundlage ist in beiden Fällen das Faktorisierungstheorem der QCD-Störungstheorie: In der theoretischen Beschreibung faktorisieren die Verteilung der Partonen in den einlaufenden Hadronen, der elementare Wirkungsquerschnitt der Parton-Parton-Streuung und die Parton-Fragmentationsfunktion [Dis03]. Kern-Kern-Kollisionen unterscheiden sich von Proton-Proton-Kollisionen demnach zunächst nur durch die größere Zahl einlaufender Partonen. Für Au+Au-Kollisionen einer gegebenen Zentralitätsklasse ergibt sich die Erhöhung der Anzahl der einlaufenden Partonen allein aus der geometrischen Gestalt des Au-Kerns (siehe Anhang C). Der entsprechende Skalierungsfaktor (*nuclear overlap function*) wird $\langle T_{AB} \rangle_f$ genannt und wurde von mir mit Hilfe der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Glauber-Rechnungen bestimmt. Hierbei wird eine Kern-Kern-Kollision als inkohärente Abfolge einzelner unelastischer Nukleon-Nukleon-Kollisionen aufgefasst. In der Glauber-Rechnung wird $\langle T_{AB} \rangle_f$ aus der mittleren Anzahl $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ der unelastischen Nukleon-Nukleon-Kollisionen einer Zentralitätsklasse und dem unelastischen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{NN}}^{\text{inel}} \approx 42 \text{ mb}$ gemäß $\langle T_{AB} \rangle_f = \langle N_{\text{coll}} \rangle / \sigma_{\text{NN}}^{\text{inel}}$ bestimmt [R3, R5, R7].

Die in Au+Au-Kollisionen gemessene invariante Multiplizität wird mit Hilfe des nuklearen Modifikationsfaktors

$$R_{\text{AA}}(p_T) = \frac{d^2 N_{\text{A+A}}^{\pi^0} / dp_T dy}{\langle T_{AB} \rangle_f \times d^2 \sigma_{\text{p+p}}^{\pi^0} / dp_T dy} \quad (4.11)$$

mit dem skalierten invarianten p+p-Wirkungsquerschnitt verglichen. Haben die weiteren Phasen einer Kern-Kern-Reaktion nach der primären harten Streuung der

einlaufenden Partonen keinen Einfluss auf die Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen, so sollte sich für $p_T \gtrsim 2 \text{ GeV}/c$ ein Wert von $R_{AA} \approx 1$ ergeben. Jegliche Abweichung von eins zeigt Effekte an, die in Kernreaktionen, jedoch nicht in einzelnen Proton-Proton-Reaktionen auftreten. Teilchen im Bereich unterhalb von $2 \text{ GeV}/c$ stammen zu einem großen Teil aus weichen Prozessen, für die die $\langle T_{AA} \rangle_f$ -Skalierung ihre Gültigkeit verliert.

Es gibt bekannte Kerneffekte, die zu einer Abweichung des nuklearen Modifikationsfaktors R_{AA} von 1 führen können, die jedoch nicht mit Eigenschaften der in Kern-Kern-Kollisionen erzeugten Materie in Zusammenhang stehen. Zum einen zählen dazu Modifikationen der Partonverteilungen von Nukleonen in Atomkernen (*Anti-Shadowing, Shadowing, EMC-Effekt*), die in tiefinelastischen Lepton-Kern-Streuungen festgestellt worden sind [Gee95, Pil00]. Für den hier untersuchten kinematischen Bereich sind diese Effekte zu vernachlässigen. Zum anderen wurde in Proton-Kern-Reaktionen $R_{AA} > 1$ beobachtet (*Cronin-Effekt*) [Cro75, Ant79]. Dies kann durch Abstrahlung weicher Gluonen durch die einlaufenden Partonen erklärt werden. Dadurch erhalten die Partonen noch vor dem harten Streuprozess einen Impuls in transversaler Richtung.

In peripheren Au+Au-Reaktionen am RHIC wurde nun beobachtet, dass die π^0 -Spektren bei hohen Transversalimpulsen mit dem skalierten p+p-Spektrum übereinstimmen. Wird ausschließlich der bekannte Cronin-Effekt berücksichtigt, so würde man in zentralen Au+Au-Kollisionen $R_{AA} \gtrsim 1$ erwarten. Tatsächlich wurde aber in zentralen Au+Au-Kollisionen bei hohen p_T ein nuklearer Modifikationsfaktor von $R_{AA} = 0,2 - 0,25$ gefunden. Die Produktion neutraler Pionen ist also um einen Faktor 4–5 unterdrückt [R3, R5]. Diese Entdeckung ist eines der wichtigsten Ergebnisse des RHIC-Programms.

Es ist nun spannend zu klären, wie die Unterdrückung von Teilchen bei hohen Transversalimpulsen in zentralen Kern-Kern-Kollisionen von der Schwerpunktsenergie abhängt. Gibt es möglicherweise eine Energieschwelle, unterhalb derer die Teilchenproduktion nicht unterdrückt ist? Abbildung 4.5 zeigt den nuklearen Modifikationsfaktor in zentralen Kern-Kern-Kollisionen für drei verschiedene Schwerpunktsenergien. Die vorläufigen Ergebnisse aus der vierten PHENIX-Strahlzeit für Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 62 \text{ GeV}$ zeigen eine geringere Unterdrückung als bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Das p+p-Vergleichsspektrum stammt dabei allerdings nicht aus Messungen des PHENIX-Experiments, sondern stellt einen Mittelwert von Messungen am ISR-Beschleuniger des CERN dar. Daraus ergeben sich deutlich größere Unsicherheiten für R_{AA} als bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Noch schwieriger ist die Interpretation der Ergebnisse für Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$, da Messungen

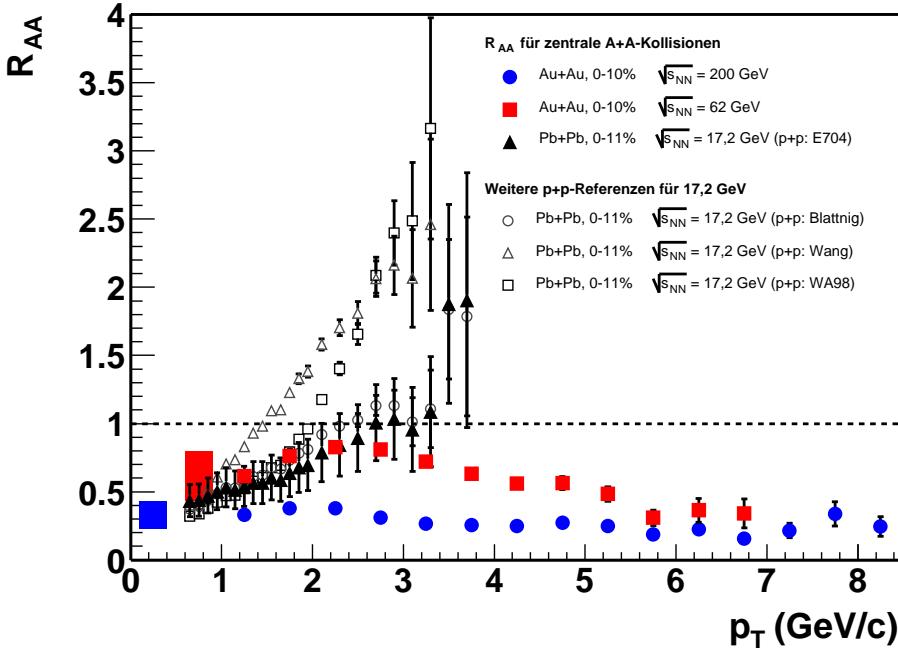


Abbildung 4.5: Nuklearer Modifikationsfaktor R_{AA} in zentralen Kern-Kern-Kollisionen für verschiedene Schwerpunktssenergien. Für die RHIC-Datenpunkte sind systematische Unsicherheiten, die alle Datenpunkte in korrelierter Weise beeinflussen, für den Datenpunkt mit dem jeweils kleinsten p_T als rechteckige Fläche eingezeichnet. An den unterschiedlichen Ergebnissen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit von der Wahl der p+p-Referenz (E704 [Ada96], WA98 [Agg02], Blattnig et al. [Bla00] bzw. Wang und Wang [Wan01a]) lässt sich die systematische Unsicherheit der p+p-Referenz bei dieser Energie ablesen. Zur besseren Übersicht repräsentieren die Fehlerbalken der offenen Datenpunkte nur die Unsicherheit der Pb+Pb-Datenpunkte.

für p+p-Reaktionen in diesem Energiebereich zum Teil deutlich voneinander abweichen. In Abbildung 4.5 wird die Messung neutraler Pionen des E704-Experiments in p+p-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 19,4 \text{ GeV}$ hervorgehoben. Vom gleichen Experiment liegen Ergebnisse zur Produktion direkter Photonen vor, die mit Resultaten anderer Experimente übereinstimmen [Apa01]. Der Autor dieser Arbeit hält deshalb die π^0 -Messung des E704-Experiments für vertrauenswürdiger als andere Messungen, da eine sehr genaue Bestimmung des π^0 -Spektrums eine notwendige Voraussetzung für den Nachweis direkter Photonen darstellt. Mit dem p+p-Vergleichsspektrum vom E704-Experiment ergibt sich $R_{AA} \approx 1$ bei $p_T \approx 3 \text{ GeV}/c$. Die π^0 -Produktion erscheint somit nicht unterdrückt. Allerdings muss bedacht werden, dass ohne den

Einfluss der erzeugten Kernmaterie aufgrund des Cronin-Effekts im betrachteten p_T -Bereich möglicherweise $R_{AA} > 1$ zu erwarten ist.

4.2.3 Modelle: Jet-Quenching oder CGC?

Noch vor dem Beginn des RHIC-Programms wurde die Unterdrückung der Produktion von Hadronen bei hohen Transversalimpulsen theoretisch vorhergesagt [Bai97, Bai98, Bai95, Bjo82, Gyu90, Wan92, Wan95]. Die zentrale Idee ist hierbei, dass ein hochenergetisches Quark oder Gluon beim Durchgang durch ein Medium mit hoher Farbladungsdichte durch Abstrahlung von Gluonen Energie verliert (Jet-Quenching). Der Energieverlust eines Partons durch elastische Stöße mit Teilchen des Mediums ist demgegenüber gering [Wan04a]. Aufgrund der mit steigendem p_T steil abfallenden Transversalimpulsspektren produzierter Hadronen führt der Energieverlust der Partonen zu einer Reduzierung der Anzahl der bei hohen p_T produzierten Teilchen.

Der Parton-Energieverlust ist das QCD-Analogon zum Energieverlust elektrisch geladener Teilchen in gewöhnlicher Materie, der durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden kann. Der Parton-Energieverlust wurde von verschiedenen Autoren mit unterschiedlichen Ansätzen berechnet. Im so genannten GLV-Ansatz [Gyu00, Gyu01] ergibt sich der Parton-Energieverlust in einem statischen Medium näherungsweise zu

$$\frac{dE_{\text{rad}}}{dx} \approx C_2 \frac{\alpha_s \mu^2}{4} \frac{L}{\lambda} \ln \left(\frac{2E}{\mu^2 L} \right). \quad (4.12)$$

Hierbei ist E die Energie des Partons, L die vom Parton im Medium zurückgelegte Wegstrecke, λ die mittlere freie Weglänge des abgestrahlten Gluons im Medium, C_2 ein konstanter Faktor und μ ein Parameter, der die Eigenschaften des Mediums beschreibt. Der Parameter μ kann als Maß für die Dichte der Farbladungsträger im Medium betrachtet werden. Anders als in der Bethe-Bloch-Formel ist der Parton-Energieverlust pro Längeneinheit proportional zur gesamten Wegstrecke L im Medium.

Um den Energieverlust eines Partons in der in einer Kern-Kern-Kollision erzeugten Materie zu berechnen, muss die räumliche und zeitliche Entwicklung der Dichte der Farbladungsträger in der Materie berücksichtigt werden. Die experimentell beobachtete Unterdrückung der Produktion neutraler Pionen kann durch Jet-Quenching-Rechnungen gut wiedergegeben werden. Da in einer Schwerionenkollision die Dichte der erzeugten Farbladungsträger schnell abnimmt, kann die in Gleichung 4.12 charakteristische Abhängigkeit des Energieverlustes von der Wegstrecke bislang

nicht experimentell überprüft werden. In dem durch die PHENIX-Ergebnisse abgedeckten Transversalimpulsbereich ergibt sich in den Modellrechnungen ein nahezu konstanter relativer Energieverlust $\Delta E/E$ [Gyu03]. Die logarithmische Abhängigkeit von der Energie macht sich erst bei deutlich höheren Transversalimpulsen bemerkbar. In der in [Wan04b] beschriebenen Jet-Quenching-Rechnung, die die experimentellen Daten beschreiben kann, beträgt der mittlere Energieverlust eines Quarks mit einer Energie von 10 GeV in einer zentralen Au+Au-Kollision ca. $1,5 - 2$ GeV. Für den Energieverlust eines Quarks pro Längeneinheit wird in [Wan02] ein Wert von $\Delta E/\Delta x \approx 0,5$ GeV/fm angegeben.

Es wird erwartet, dass das in Kern-Kern-Kollisionen erzeugte Medium zunächst zum größten Teil aus Gluonen besteht. In den Jet-Quenching-Rechnungen ist der Parton-Energieverlust damit proportional zur Anzahl dN_g/dy der in der Anfangsphase der Reaktion pro Rapiditätseinheit erzeugten Gluonen [Vit04]. Im GLV-Modell wird die experimentell beobachtete Unterdrückung der Teilchenproduktion beschrieben, falls eine anfängliche Gluonendichte von $dN_g/dy = 1000 \pm 200$ angenommen wird [Vit02]. Die sich aus einer solchen Zahl primärer Gluonen ergebende transversale Energie produzierter Teilchen ist verträglich mit den experimentell beobachteten Werten.

In den Jet-Quenching-Modellen wird bislang ausschließlich der Energieverlust der Partonen vor der Fragmentation betrachtet. Der Fragmentationsprozess selbst findet dabei wie in p+p-Kollisionen im gewöhnlichen QCD-Vakuum statt. In [Gal03] wird die Möglichkeit diskutiert, dass ein im Fragmentationsprozess gebildetes hochenergetisches Hadron durch Wechselwirkung mit anderen produzierten Hadronen Energie verliert und dadurch die Teilchenproduktion unterdrückt wird. Abschätzungen in [Cas04] zeigen jedoch, dass nur grob $1/3$ aller produzierten hochenergetischen Hadronen im hadronischen Endzustand mit anderen Teilchen wechselwirken und die experimentell beobachtete Teilchenunterdrückung damit nicht erklärt werden kann. Weiterhin lassen sich einige experimentelle Beobachtungen nur schwer mit einem hohen Energieverlust in der hadronischen Phase einer Kern-Kern-Kollision vereinbaren [Wan04b]. Da der Übergang vom Parton zum Hadron nicht instantan erfolgt, wird zur Zeit untersucht, ob und in welchem Maße ein Energieverlust in diesem *prähadronischen* Zwischenzustand zur Unterdrückung der Teilchenproduktion beiträgt [Cas04].

Eine alternative Erklärung der Unterdrückung der Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen bietet das schon in Abschnitt 4.1.1 vorgestellte CGC-Modell. Aufgrund der Sättigung der Gluonendichte in den einlaufenden Au-Kernen werden in diesem Modell in der frühen Phase der Kern-Kern-Kollision weni-

ger Partonen mit hohen Transversalimpulsen erzeugt als in den üblichen QCD-Störungstheorierechnungen. Dadurch ergibt sich eine verminderte Produktion von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen auch ohne die Annahme eines Energieverlustes der gestreuten Partonen in einem dichten Medium [Kha03]. Die Unterdrückung der Teilchenproduktion wird damit im CGC-Modell allein auf Eigenschaften der Partonverteilungen in Goldkernen zurückgeführt und hat nichts mit den Eigenschaften eines im Verlauf einer Kern-Kern-Kollision erzeugten Materiezustands zu tun. Die experimentell beobachtete Zentralitätsabhängigkeit der Produktion von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen wird von diesem Modell quantitativ befriedigend wiedergegeben [Ada03]. Allein mit der Untersuchung von Au+Au-Kollisionen ist es also nicht einfach, zwischen Jet-Quenching-Modellen und dem CGC-Modell zu unterscheiden.

4.2.4 d+Au-Kontrollexperiment

Die Unterdrückung der Teilchenproduktion in zentralen Au+Au-Kollisionen kann wie im CGC-Modell durch spezielle Eigenschaften des Au-Kerns im Grundzustand oder wie in den Jet-Quenching-Modellen durch Eigenschaften der in Au+Au-Kollisionen erzeugten Materie erklärt werden. Um zwischen diesen Ansätzen experimentell unterscheiden zu können, kann man eine Reaktion untersuchen, an der ein Goldkern beteiligt ist, in der es jedoch über größere Raumbereiche nicht zur Ausbildung heißer und hochverdichteter Kernmaterie kommt. Dies ist für Proton-Kern-Reaktionen erfüllt. Aus technischen Gründen wurden in der dritten RHIC-Strahlzeit nicht p+A-Reaktionen, sondern Kollisionen von Deuterium-Ionen mit Goldkernen untersucht. Im Rahmen des CGC-Modells wurde eine Unterdrückung der Teilchenproduktion in d+Au-Kollisionen vorhergesagt. Eine spezielle Rechnung ergab einen nuklearen Modifikationsfaktor $R_{dAu} \approx 0,7$ in zentralen d+Au-Stößen [Kha03]. In Jet-Quenching-Modellen wurde dagegen keine Unterdrückung der Teilchenproduktion erwartet. Übereinstimmend wurde von allen vier Experimenten am RHIC beobachtet, dass in d+Au-Kollisionen Teilchen mit hohen Transversalimpulsen nicht unterdrückt sind [R7]. Bei mittleren Transversalimpulsen sind die Daten verträglich mit der Erwartung aus dem Cronin-Effekt ($R_{dAu} > 1$). Der Cronin-Effekt zeigt sich auch in Abbildung 4.6, in der über einen weiten Transversalimpulsbereich die Pionenproduktion in zentralen und peripheren d+Au-Kollisionen mit Hilfe des Verhältnisses

$$R_{CP}(p_T) = \frac{(d^2N_{d+Au,zentral}^\pi / dp_T dy) / \langle N_{coll}^{d+Au,zentral} \rangle}{(d^2N_{d+Au,peripher}^\pi / dp_T dy) / \langle N_{coll}^{d+Au,peripher} \rangle} \quad (4.13)$$

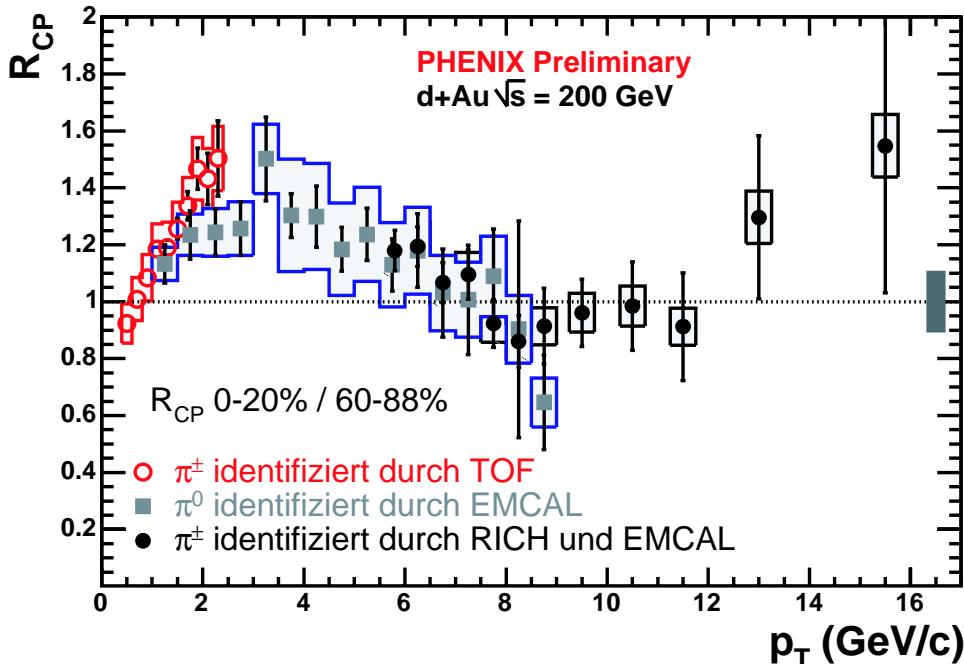


Abbildung 4.6: Verhältnis R_{CP} , gebildet aus Pionenspektren in zentralen ($0 - 20\%$ von $\sigma_{\text{inel}}^{\text{d+Au}}$) und peripheren ($60 - 88\%$ von $\sigma_{\text{inel}}^{\text{d+Au}}$) d+Au-Kollisionen. Die Cronin-Erhöhung zeigt sich im Bereich $p_T = 2 - 4 \text{ GeV}/c$.

miteinander verglichen wird. Fazit der Untersuchung der d+Au-Kollisionen ist damit, dass das CGC-Modell für die Beschreibung der Produktion von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen in Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ im kinematischen Bereich um Rapidität $y = 0$ keine Rolle spielt. Ob es in anderen kinematischen Bereichen relevant wird, z.B. bei Vorwärtsrapiditäten ($|y| \gtrsim 3$), bleibt zunächst offen.

4.3 Direkte Photonen

4.3.1 Motivation

Wie in Abschnitt 4.2 dargestellt, lassen sich hochenergetische Quarks und Gluonen aus harten Streuprozessen in der ersten Phase einer Kern-Kern-Kollision als Sonden für das im weiteren Verlauf der Reaktion möglicherweise erzeugte Quark-Gluon-Plasma verwenden. Ist der Wirkungsquerschnitt für einen harten Streuprozess in p+p-Kollisionen bekannt, so sollte sich die Rate der harten Streuprozesse in Kern-Kern-Kollisionen durch ein einfaches geometrisches Skalierungsverhalten

($\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung) beschreiben lassen (siehe Anhang C). Die Erwartung für das Skalierungsverhalten beruht auf Modellvorstellungen. Der Vergleich der Produktion neutraler Pionen bei hohen Transversalimpulsen in p+p- und d+Au-Kollisionen entspricht dem erwarteten Skalierungsverhalten. Lässt sich die $\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung auch direkt in Au+Au-Kollisionen überprüfen? Dieses Ziel kann durch die Messung von Photonen erreicht werden, die wie die hochenergetischen Quark- und Gluon-Sonden in der frühen Phase der Kern-Kern-Kollision durch harte Streuprozesse erzeugt werden. Da Photonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, verlassen sie anders als die Quarks und Gluonen die Reaktionszone praktisch ohne weitere Wechselwirkung. Die Produktionsrate dieser hochenergetischen Photonen ist damit unabhängig von der Entwicklung der Reaktionszone ein Maß für die Anzahl der primären harten Parton-Parton-Wechselwirkungen in der Kern-Kern-Kollision.

Experimentell werden Photonen, die nicht aus Zerfällen neutraler Pionen, η -Mesonen und anderer Hadronen stammen, als direkte Photonen bezeichnet. Durch den großen Untergrund von Photonen aus Zerfällen von Hadronen gilt der Nachweis direkter Photonen als sehr schwierig. Harte Parton-Parton-Kollisionen in der frühen Phase einer Kern-Kern-Kollision sind die dominante Quelle direkter Photonen bei hohen Transversalimpulsen. Daneben gibt es in Kern-Kern-Kollisionen weitere Quellen direkter Photonen. Wird ein Quark-Gluon-Plasma erzeugt, so werden Photonen emittiert, deren Impulsverteilung die Temperatur der Plasmaphase widerspiegelt.

4.3.2 Direkte Photonen in p+p und Au+Au

p+p-Kollisionen

Mit der Messung direkter Photonen in p+p-Kollisionen wird in dieser Arbeit primär das Ziel verfolgt, einen Vergleichsmaßstab für die Messung direkter Photonen in Au+Au-Kollisionen zu erhalten. Direkte Photonen aus p+p-Reaktionen sind jedoch aus weiteren Gründen interessant. Mit der Messung neutraler Pionen bei hohen Transversalimpulsen ist ein Test der QCD-Störungstheorie möglich. Dabei gibt es jedoch Unsicherheiten durch die im Rahmen der QCD nicht berechenbare Parton-zu-Pion-Fragmentationsfunktion. Die Messung direkter Photonen erlaubt eine direktere Überprüfung der QCD. In führender Ordnung (Ordnung $\alpha\alpha_s$) der Störungstheorie werden direkte Photonen durch Quark-Antiquark-Anihilation ($q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$) und Quark-Gluon-Compton-Streuung ($q + g \rightarrow q + \gamma$) erzeugt, wobei letzterer Prozess dominiert [Fri77]. In nächstführender Ordnung (Ordnung $\alpha\alpha_s^2$) liefert die Abstrahlung von Photonen durch gestreute, hochenergetische Quarks (Bremsstrahlung) einen signifikanten Beitrag [Aur88]. Eine weitere Quelle direkter Photonen in

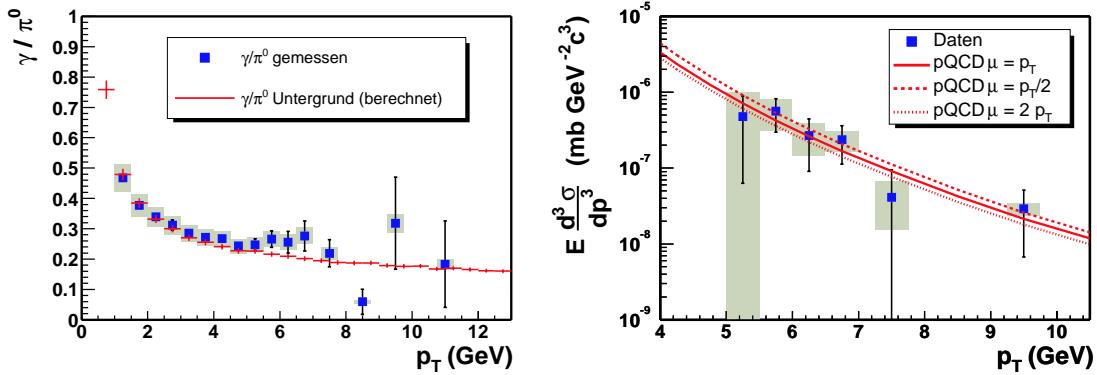


Abbildung 4.7: Linker Teil: Gemessenes und aus Zerfällen neutraler Pionen, η -Mesonen und anderer Hadronen berechnetes Verhältnis von Photonen zu neutralen Pionen in p+p-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 200$ GeV. Rechter Teil: Vergleich des gemessenen invarianten Wirkungsquerschnitts direkter Photonen mit QCD-Störungstheorieberechnungen in nächstführender Ordnung. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die Rechtecke dem systematischen Fehler der Datenpunkte.

p+p-Kollisionen ist die Fragmentation von Partonen zu Hadronen-Jets. Dieser langreichweitige Prozess ist in der Störungstheorie nicht berechenbar und wird über eine empirische Parton-zu-Photon-Fragmentationsfunktion beschrieben [Bou98]. Wegen des Beitrages der Quark-Gluon-Compton-Streuung liefert die Messung direkter Photonen in p+p-Kollisionen Informationen über die Impulsverteilung der Gluonen innerhalb des Protons.

Experimentell lässt sich das Transversalimpulsspektrum direkter Photonen messen, indem von allen gemessenen Photonen der Untergrund von Photonen aus Zerfällen neutraler Pionen, η -Mesonen und anderer Hadronen abgezogen wird. In der von mir durchgeföhrten Analyse von p+p-Daten aus der zweiten Strahlzeit des PHENIX-Experiments wurde der Untergrund aus Zerfällen von Hadronen auf der Grundlage des gemessenen π^0 -Spektrums mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms berechnet. Für weitere Hadronen wurde angenommen, dass sie als Funktion von m_T (siehe Anhang A) ein konstantes Verhältnis zum π^0 -Spektrum aufweisen (m_T -Skalierung). Für das η/π^0 -Verhältnis wurde dabei ein Wert von $0,48 \pm 0,1$ angenommen, der durch die Messung des η -Spektrums bestätigt wird [Sah04].

Das gemessene Verhältnis aller Photonen zum π^0 -Spektrum und das für Photonen aus Hadronenzerfällen berechnete Verhältnis sind im linken Teil von Abbildung 4.7 dargestellt. Die kleine aber signifikante Differenz dieser Verhältnisse entspricht dem Signal direkter Photonen. Der daraus extrahierte invariante Wirkungsquerschnitt für die Produktion direkter Photonen in p+p-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 200$ GeV ist im rechten Teil dargestellt. Die Daten werden mit Modellrechnungen in nächstführender

Ordnung der QCD-Störungstheorie verglichen. Durch die Trennung langreichweiter und kurzreichweiter Prozesse ergeben sich in der QCD-Rechnung willkürliche Faktorisierungs-, Renormierungs- und Fragmentationsskalen. Diese wurden auf einen gemeinsamen Wert μ gesetzt. In Abbildung 4.7 werden drei Ergebnisse für $\mu = p_T$, $\mu = p_T/2$ und $\mu = 2 p_T$ gezeigt, die die Unsicherheiten der Modellrechnungen widerspiegeln. Im Rahmen der großen experimentellen Unsicherheiten stimmen Daten und QCD-Störungstheorieberechnung überein. Aufgrund der begrenzten Statistik lässt sich das in p+p-Kollisionen gemessene Spektrum direkter Photonen nicht als Vergleichsmaßstab für die Messung in Au+Au-Kollisionen heranziehen. Dazu wird im Weiteren die QCD-Störungsrechnung verwendet. Die Übereinstimmung der Rechnung mit den p+p-Daten im Bereich $5 < p_T < 7 \text{ GeV}/c$ unterstützt diese Vorgehensweise.

Au+Au-Kollisionen

In Kern-Kern-Kollisionen werden verschiedene Quellen für die Produktion direkter Photonen erwartet. Zunächst entstehen Photonen analog zur Produktion in p+p-Kollisionen in der frühen Phase der Kern-Kern-Kollision durch harte Streuungen von Partonen. Die Zahl der harten Parton-Parton-Streuungen in Kern-Kern-Kollisionen sollte dabei der geometrischen $\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung folgen (Anhang C). Bei hohen Transversalimpulsen sind direkte Photonen aus harten Streuprozessen die dominante Quelle direkter Photonen. Des Weiteren werden in Kern-Kern-Kollisionen thermische direkte Photonen erwartet, die die Temperatur des Mediums widerspiegeln aus dem sie emittiert werden. Thermische Photonen sollten im gesamten Verlauf der Reaktion produziert werden: Im möglicherweise erzeugten Quark-Gluon-Plasma, in der darauf folgenden Mischphase sowie im späteren Hadronengas. Aufgrund der hohen Temperaturen direkt nach der zumindest lokalen Thermalisierung der Reaktionszone sollte ein wesentlicher Teil der thermischen Photonen aus dieser frühen Phase der Reaktion stammen. Da die Photonen praktisch ohne weitere Wechselwirkung die Reaktionszone verlassen, erlauben sie einen Blick auf den Anfangszustand des Systems, der mit stark wechselwirkenden Teilchen nicht möglich ist. Insbesondere lässt sich durch Modellvergleiche auf die Anfangstemperatur der Reaktionszone schließen. Im Transversalimpulsspektrum direkter Photonen könnten thermische Photonen aus dem Quark-Gluon-Plasma in einem Fenster von etwa $1 - 3 \text{ GeV}/c$ die dominante Quelle direkter Photonen sein [Tur04]. Oberhalb von $p_T \approx 5 \text{ GeV}/c$ sollten dann harte direkte Photonen überwiegen. Allerdings wird in [Fri03] eine weitere Quelle direkter Photonen diskutiert, die möglicherweise bis zu $p_T \approx 6 \text{ GeV}/c$ mehr Photonen liefert als harte Streuprozesse in der frühen Phase der Kern-Kern-Kollision. Dabei handelt es sich um Photonen, die beim Durchgang eines hochenergetischen

Quarks durch das Quark-Gluon-Plasma aufgrund von Compton-Streuung mit thermischen Gluonen oder Quark-Antiquark-Annihilation mit thermischen Antiquarks entstehen.

Erste Messungen zur Produktion direkter Photonen in Au+Au-Kollisionen am RHIC wurden von mir in [Rey03] vorgestellt. Neuere Ergebnisse zur Photonenproduktion in Au+Au-Kollisionen und die Ergebnisse der von mir durchgeföhrten Messung direkter Photonen in p+p-Kollisionen am RHIC finden sich in [Fra04b]. Das Transversalimpulsspektrum direkter Photonen für die 10% zentralsten Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Das gezeigte Spektrum stellt einen Mittelwert aus getrennt mit dem PbGl- und PbSc-Kalorimeter ermittelten und miteinander konsistenten Ergebnissen dar [KB04, Fra04a]. Mit Daten des PbSc-Kalorimeters wurden Spektren direkter Photonen in zwei voneinander unabhängigen Analysen bestimmt. Diese Analysen ergaben konsistente Ergebnisse, die für das Endergebnis gemittelt wurden. Vergleiche und Kontrollen dieser Art sind bei der schwierigen Messung direkter Photonen von großer Bedeutung.

Abbildung 4.8 zeigt zusammen mit dem experimentellen Spektrum Ergebnisse verschiedener Modellrechnungen. Die QCD-Störungstheorieberechnung in nächst-föhrender Ordnung für p+p-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ (Faktorisierungs-, Renormierungs- und Fragmentationsskala $\mu = p_T$), skaliert mit dem geometrischen Skalierungsfaktor $\langle T_{AB} \rangle_f$, stimmt oberhalb von etwa $p_T \approx 6 \text{ GeV}/c$ gut mit den Daten überein. Für kleinere Transversalimpulse liegt die skalierte QCD-Rechnung unterhalb der Datenpunkte, wobei jedoch im Rahmen der experimentellen Fehler die Übereinstimmung erhalten bleibt.

Eine viel diskutierte theoretische Frage ist, ob die QCD-Störungstheorieberechnungen durch eine explizite Behandlung der transversalen Impulskomponente der einlaufenden Partonen ergänzt werden müssen [Apa98]. Die transversale Impulskomponente eines Partons vor dem eigentlichen harten Streuprozess ergibt sich dabei z. B. aus der Abstrahlung niederenergetischer Gluonen. Gerade bei kleinen Schwerpunktsergien lassen sich experimentelle Spektren direkter Photonen durch Einföhrung einer Schwankung $\langle k_T^2 \rangle$ des primären Parton-Transversalimpulses gut wiedergeben. Daten des E704-Experiments für p+p-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 19,4 \text{ GeV}$ werden in föhrender Ordnung der Störungstheorie am besten beschrieben, wenn eine Transversalimpulsverschmierung von $\langle k_T^2 \rangle = 1,3 - 1,5 \text{ GeV}^2/c^2$ angenommen wird [Dum01]. Entsprechend der Unschärferelation ergibt sich für die Fermi-Bewegung der Partonen im Nukleon bei einem Nukleonradius von $r_N \approx 0,8 \text{ fm}$ ein Wert von $\sqrt{k_T^2} \approx \pi/(2 r_N) \approx 0,4 \text{ GeV}/c$ [Dum01]. Der Wert für $\langle k_T^2 \rangle$ kann somit nicht allein auf die Fermi-Bewegung der Partonen zurückgeführt werden. Beiträge der nächstföhren-

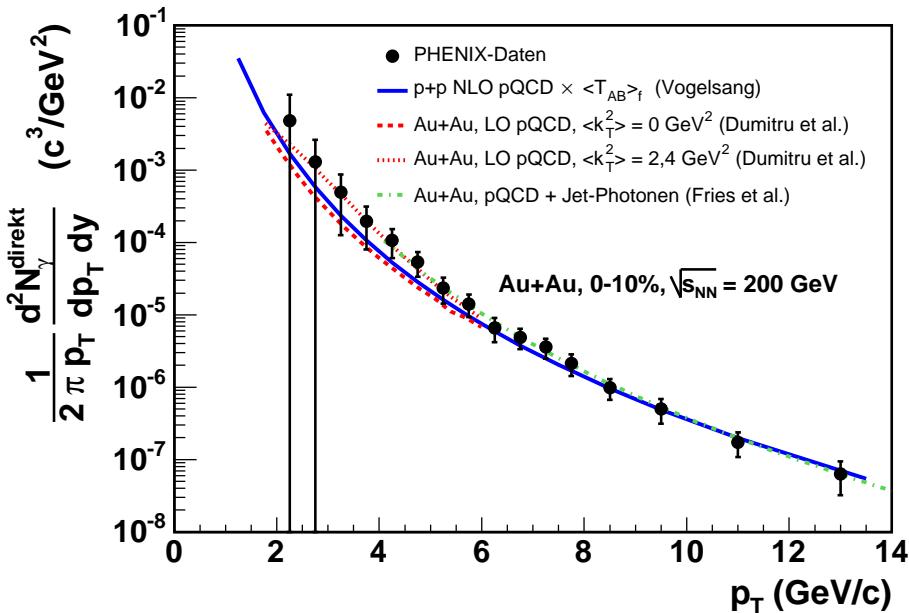


Abbildung 4.8: Vergleich des gemessenen Spektrums direkter Photonen für zentrale Au+Au-Kollisionen (0-10 % von $\sigma_{\text{unel}}^{\text{Au+Au}}$) bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ mit verschiedenen Modellrechnungen. Die Daten stammen aus der zweiten Strahlzeit des PHENIX-Experiments.

den Ordnung der Störungstheorie werden in dieser Rechnung durch Multiplikation des Spektrums mit einem konstanten Faktor $K = 2$ berücksichtigt, der sich aus dem Vergleich des Ergebnisses für $\langle k_T^2 \rangle = 0$ mit der Rechnung in nächstführender Ordnung ergibt.

Die erste Messung eines Spektrums direkter Photonen in Schwerionenkollisionen gelang im Rahmen des WA98-Experiments in zentralen Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,2 \text{ GeV}$ [Agg00]. Wird eine QCD-Störungstheorierechnung für $\langle k_T^2 \rangle = 1,3 - 1,5 \text{ GeV}^2/c^2$ mit dem geometrischen Faktor $\langle T_{AB} \rangle_f$ skaliert, so wird das WA98-Spektrum auch bei hohen Transversalimpulsen ($p_T > 3 \text{ GeV}/c$) unterschätzt. Eine gute Beschreibung der Daten wird erst mit einer erhöhten Parton-Transversalimpulsverschmierung von $\langle k_T^2 \rangle \approx 2,4 \text{ GeV}^2/c^2$ erreicht. Eine gegenüber der geometrischen $\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung zusätzlich erhöhte Photonenproduktion entspricht dem in Abschnitt 4.2.2 für neutrale Pionen diskutierten Cronin-Effekt. Abbildung 4.8 zeigt eine QCD-Störungstheorierechnung in führender Ordnung für $\langle k_T^2 \rangle = 0$ und $\langle k_T^2 \rangle = 2,4 \text{ GeV}^2/c^2$ für zentrale Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$. Wie für p+p-Kollisionen werden Beträge der nächstführenden Ordnung durch Multiplikation mit dem Faktor $K = 2$ berücksichtigt. Die Verschmierung des Parton-

Transversalimpulses wirkt sich am stärksten im Bereich $p_T = 3 - 4 \text{ GeV}/c$ aus. Dort beträgt der Unterschied der Rechnung mit und ohne Verschmierung des Transversalimpulses der einlaufenden Partonen bis zu einem Faktor drei. Bei höheren Transversalimpulsen nimmt der Einfluss der Verschmierung stark ab. Im Rahmen der Fehler sind beide Rechnungen konsistent mit den PHENIX-Daten. Für die Verschmierung von $\langle k_T^2 \rangle = 2,4 \text{ GeV}^2/c^2$ ergibt sich jedoch eine deutlich bessere Übereinstimmung.

Die Daten in Abbildung 4.8 werden zusätzlich mit einer Modellrechnung verglichen, die neben Photonen aus QCD-Störungstheorierechnungen den Beitrag von Photonen aus der Wechselwirkung hochenergetischer Quarks mit dem thermatisierten Quark-Gluon-Plasma enthält. Wie zu erwarten stimmt diese Rechnung mit der skalierten p+p-QCD-Störungstheorierechnung für große Transversalimpulse ($p_T \gtrsim 7 \text{ GeV}/c$) überein. Die direkten Photonen aus der Wechselwirkung hochenergetischer Quarks mit dem Quark-Gluon-Plasma stellen in dieser Rechnung für $p_T \lesssim 6 \text{ GeV}/c$ die dominante Quelle direkter Photonen dar. Interessanterweise deckt sich die Vorhersage dieser Rechnung mit der Störungstheorierechnung für eine Parton-Transversalimpulsverschmierung von $\langle k_T^2 \rangle = 2,4 \text{ GeV}^2/c^2$. Ein eindeutiger Nachweis von direkten Photonen aus der Wechselwirkung mit dem Quark-Gluon-Plasma ist damit allein durch die Messung des Transversalimpulsspektrums direkter Photonen in Au+Au-Kollisionen nicht möglich.

Thermische direkte Photonen aus dem Quark-Gluon-Plasma könnten im Bereich $p_T = 1 - 3 \text{ GeV}/c$ einen signifikanten Anteil an den direkten Photonen haben [Tur04]. Über den Beitrag thermischer direkter Photonen kann jedoch im Rahmen der derzeitigen Unsicherheiten der Daten keine Aussage gemacht werden. Die starke Abhängigkeit der Vorhersage von QCD-Störungstheorierechnungen von der gewählten Transversalimpulsverschmierung $\langle k_T^2 \rangle$ stellt dabei eine zusätzliche Komplikation dar.

Der wesentliche Aspekt der vorliegenden Messung direkter Photonen ist der Nachweis, dass eine Sonde, die in harten Prozessen zu Beginn einer Kern-Kern-Kollision erzeugt wird und nicht weiter mit der heißen und hochverdichtenen Reaktionszone wechselwirkt, tatsächlich der erwarteten geometrischen $\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung folgt. Dies lässt sich am besten anhand des nuklearen Modifikationsfaktors für direkte Photonen demonstrieren, der analog zu Gleichung 4.11 definiert wird. Dies ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Als p+p-Referenz wird dabei die QCD-Rechnung in nächstführender Ordnung der Störungstheorie verwendet. Spektren direkter Photonen bei $\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$ stimmen mit QCD-Rechnungen in nächstführender Ordnung im Rahmen von etwa 30 % überein [Aur99]. Dieser Wert wird hier als Abschätzung der systematischen Unsicherheit der p+p-Referenz verwendet. Im Rahmen der Feh-

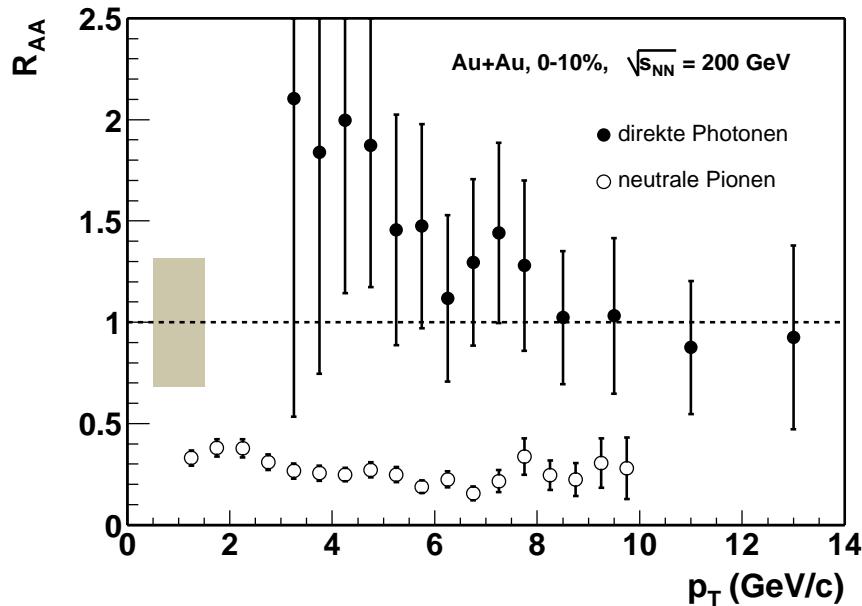


Abbildung 4.9: Nuklearer Modifikationsfaktor R_{AA} für direkte Photonen in zentralen Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Als p+p-Referenz wurde das Ergebnis der QCD-Rechnung in nächstführender Ordnung der Störungstheorie verwendet. Das schattierte Rechteck zeigt die Abschätzung des relativen systematischen Fehlers für den nuklearen Modifikationsfaktor der direkten Photonen, der sich aus den Unsicherheiten der p+p-Referenz und der $\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung ergibt. Zum Vergleich ist der nukleare Modifikationsfaktor für neutrale Pionen für die gleiche Zentralitätsklasse dargestellt.

ler zeigt sich, dass die geometrische $\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung für hohe Transversalimpulse ($p_T \gtrsim 5 \text{ GeV}/c$) tatsächlich erfüllt ist.

4.4 Modellunabhängige Beschreibung der Hadronenunterdrückung

Die Unterdrückung von Pionen mit hohem Transversalimpuls in zentralen Au+Au-Kollisionen am RHIC kann durch den Vergleich mit einer skalierten Vergleichsmessung von Pionen in p+p-Kollisionen dargestellt werden. Diese Idee drückt sich in dem in Gleichung 4.11 definierten nuklearen Modifikationsfaktor aus. Für Au+Au-Kollisionen einer gegebenen Zentralitätsklasse wird der Skalierungsfaktor $\langle T_{AB} \rangle_f$ dabei über Glauber-Modellrechnungen bestimmt. Im Glauber-Modell wird eine Kern-Kern-Kollision als unabhängige Abfolge einzelner Nukleon-Nukleon-Stöße aufgefasst.

Die theoretische Rechtfertigung dieser Vorgehensweise ergibt sich letztlich aus dem Faktorisierungstheorem der QCD. Bei der Modellierung der Kern-Kern-Kollisionen in den Glauber-Rechnungen wird zusätzlich die Annahme gemacht, dass sich die Impulsverteilung der Partonen im Kern als inkohärente Überlagerung der Partonverteilung im Nukleon ergibt. Eine kritische Betrachtung hierzu findet sich in [Kop03]. Im Rahmen der im Glauber-Modell gemachten Annahmen ergibt sich aus systematischen Unsicherheiten der Kerngeometrie und weiterer Parameter eine systematische Unsicherheit für $\langle T_{AB} \rangle_f$ in der Größenordnung von 10% für zentrale Kern-Kern-Kollisionen [R5]. Im vorherigen Abschnitt konnte anhand direkter Photonen bei hohen Transversalimpulsen gezeigt werden, dass die $\langle T_{AB} \rangle_f$ -Skalierung im Rahmen der Fehler erfüllt ist. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass sich die Unterdrückung von Hadronen in Kern-Kern-Kollisionen auf modellunabhängige Weise darstellen lässt.

Direkte Photonen aus frühen harten Parton-Parton-Streuungen werden durch die im weiteren Verlauf einer Kern-Kern-Kollision erzeugten Materie praktisch nicht beeinflusst. Direkte Photonen mit hohen Transversalimpulsen lassen sich damit als Sonden auffassen, deren Produktionsrate direkt proportional zur Anzahl der primären harten Parton-Parton-Streuungen einer Kern-Kern-Kollision ist. Durch diese Sonde werden mögliche Abweichungen der Partonverteilung im Kern von der inkohärenten Überlagerung der Verteilung im Nukleon automatisch berücksichtigt. Diese Abweichungen beeinflussen nämlich sowohl die Anzahl der in harten Streuprozessen erzeugten Quarks und Gluonen (und damit die Produktion von Hadronen) als auch die Anzahl der in harten Prozessen produzierten direkten Photonen. Für die Untersuchung des Einflusses der heißen und dichten Reaktionszone auf die Produktion von Hadronen mit hohem Transversalimpuls stellen direkte Photonen damit einen besseren Vergleichsmaßstab als eine skalierte p+p-Messung dar.

Als Maß für die Anzahl der primären harten Parton-Parton-Wechselwirkungen einer Kern-Kern-Kollision eignen sich direkte Photonen in einem Transversalimpulsbereich, in dem direkte Photonen aus anderen Prozessen keinen wesentlichen Beitrag liefern. Zudem sollte der Einfluss des Cronin-Effekts auf die Photonenproduktion möglichst gering sein. Damit bietet sich in Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}/c$ der Bereich $p_T \gtrsim 6 \text{ GeV}/c$ an. Ist der Anstieg der invarianten Multiplizität in Kern-Kern-Kollisionen aufgrund des Cronin-Effekts in einem Bereich unterhalb von $p_T \approx 6 \text{ GeV}/c$ für direkte Photonen und Pionen ähnlich groß, so stellen die direkten Photonen auch in einem solchen Bereich einen guten Vergleichsmaßstab dar. In der üblichen Darstellung der Pionenunterdrückung mit Hilfe

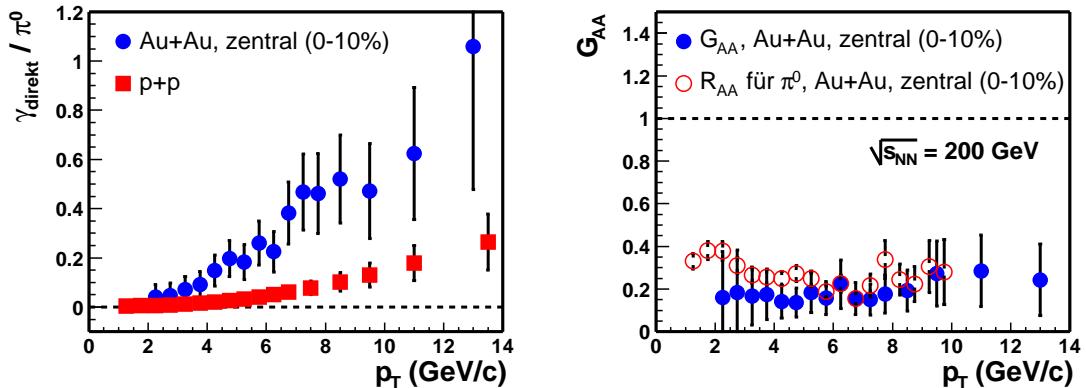


Abbildung 4.10: Linker Teil: $\gamma_{\text{direkt}} / \pi^0$ -Verhältnis in p+p- und zentralen ($0 - 10\%$ von $\sigma_{\text{inel}}^{\text{Au+Au}}$) Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} \approx 200 \text{ GeV}$. Für das Spektrum direkter Photonen wurde das Ergebnis einer QCD-Rechnung verwendet. Rechter Teil: Das Verhältnis G_{AA} zusammen mit dem nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} für die Zentralitätsklasse der 10% zentralsten Au+Au-Kollisionen.

einer Referenz aus der Messung von Hadronen in p+p-Kollisionen bleiben die systematischen Unsicherheiten durch den Cronin-Effekt dagegen stets voll erhalten.

Die Unterdrückung von Pionen bei hohen Transversalimpulsen in Au+Au-Kollisionen lässt sich durch das Verhältnis

$$G_{\text{AA}}(p_T) = \frac{(\gamma_{\text{direkt}} / \pi^0)|_{\text{p+p}}}{(\gamma_{\text{direkt}} / \pi^0)|_{\text{A+A}}} \quad (4.14)$$

ausdrücken. Hierbei stehen die Abkürzungen γ_{direkt} und π^0 für die invarianten Multipizitäten von direkten Photonen und neutralen Pionen. Folgt in den Kern-Kern-Kollisionen die Produktion der direkten Photonen exakt der geometrischen $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f$ -Skalierung, so sind G_{AA} und der nukleare Modifikationsfaktor R_{AA} identisch:

$$G_{\text{AA}}(p_T) = \frac{1}{\langle T_{\text{AB}} \rangle_f \cdot \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}} \cdot \frac{\pi^0|_{\text{A+A}}}{\pi^0|_{\text{p+p}}} = R_{\text{AA}}(p_T). \quad (4.15)$$

G_{AA} erlaubt eine modellunabhängige Darstellung der Pionenunterdrückung. Insbesondere fällt die Unsicherheit der Bestimmung von $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f$ im Rahmen der Annahmen des Glauber-Modells weg. Allerdings muss bedacht werden, dass mit der Verwendung von G_{AA} bei der Darstellung der Pionenunterdrückung nun systematische Unsicherheiten der Messung der direkten Photonen eine Rolle spielen.

Abbildung 4.10 zeigt im linken Teil das Verhältnis $\gamma_{\text{direkt}} / \pi^0$ für p+p- und zentrale Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$. Für das Spektrum direkter Photonen in p+p-Kollisionen wurde dabei das Ergebnis der QCD-Rechnung in nächststufenhafter Ordnung der Störungstheorie verwendet. Mit den Daten hoher Statistik der

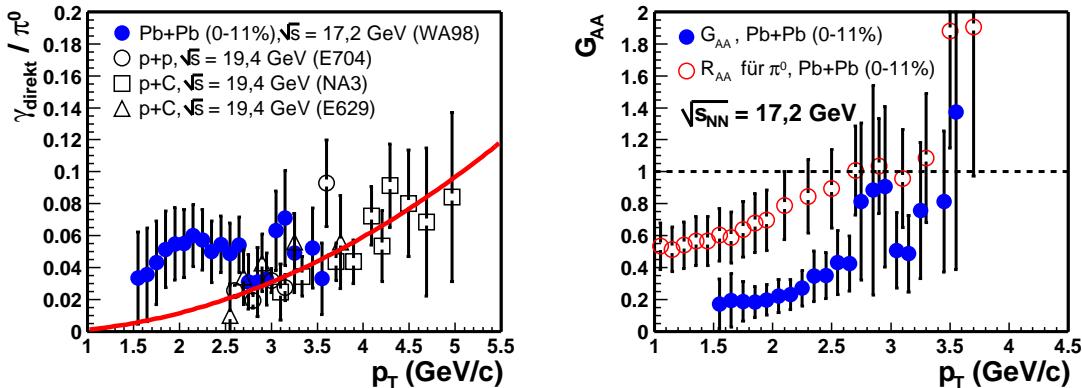


Abbildung 4.11: Linker Teil: $\gamma_{\text{direkt}}/\pi^0$ -Verhältnis in p+p- bzw. p+C- und zentralen (0 – 11% von $\sigma_{\text{unel}}^{\text{Pb+Pb}}$) Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19,4 \text{ GeV}$ bzw. $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,2 \text{ GeV}$. Zusätzlich ist eine Anpassung eines Polynoms zweiten Grades an die p+p- bzw. p+C-Daten dargestellt. Rechter Teil: Das Verhältnis G_{AA} zusammen mit dem nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} für die Zentralitätsklasse der 11% zentralsten Pb+Pb-Kollisionen.

dritten Strahlzeit des PHENIX-Experiments wird in Kürze auch bei hohen Transversalimpulsen ein gemessenes Spektrum direkter Photonen in p+p-Kollisionen zur Verfügung stehen, so dass keine Theorieberechnung mehr verwendet werden muss. Im rechten Teil von Abbildung 4.10 ist G_{AA} zusammen mit dem nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} für neutrale Pionen dargestellt. Bei hohen Transversalimpulsen zeigt sich in der modellunabhängigen Darstellung G_{AA} die gleiche Unterdrückung neutraler Pionen wie im nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} .

Es ist nun interessant zu klären, ob und in welchem Maße die Produktion neutraler Pionen mit hohen Transversalimpulsen bei CERN-SPS-Energien ($\sqrt{s_{\text{NN}}} \approx 20 \text{ GeV}$) unterdrückt ist. Der nukleare Modifikationsfaktor für diese Energie wurde in Abbildung 4.5 gezeigt. Für das Verhältnis $\gamma_{\text{direkt}}/\pi^0$ in p+p- und p+C-Kollisionen gibt es in diesem Energiebereich Ergebnisse dreier verschiedener Experimente, die im linken Teil von Abbildung 4.11 dargestellt sind. Nukleare Effekte des Kohlenstoffkerns sollten hierbei für das $\gamma_{\text{direkt}}/\pi^0$ -Verhältnis zu vernachlässigen sein. Weiterhin zeigt Abbildung 4.11 das vom WA98-Experiment gemessene $\gamma_{\text{direkt}}/\pi^0$ -Verhältnis für zentrale Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,2 \text{ GeV}$. Für $p_T \gtrsim 2,75 \text{ GeV}/c$ gibt es zwischen dem $\gamma_{\text{direkt}}/\pi^0$ -Verhältnis in Pb+Pb-Kollisionen und dem entsprechenden Verhältnis in p+p- bzw. p+C-Kollisionen keine signifikanten Unterschiede. Das Spektrum direkter Photonen in zentralen Pb+Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,2 \text{ GeV}$ im Bereich $p_T \lesssim 2,5 \text{ GeV}/c$ kann unabhängig von der Wahl der Verschmierung $\langle k_T^2 \rangle$ der transversalen Komponente des Partonenimpulses nicht durch eine QCD-

Störungstheorierechnung beschrieben werden [Dum01]. Die in diesem Bereich gegenüber den QCD-Störungstheorierechnungen und den p+p- und p+C-Daten erhöhte Produktion direkter Photonen wird von einigen Autoren als Signal thermischer Photonen gedeutet. Eine Diskussion hierzu findet sich in [Pei02].

Für die Berechnung von G_{AA} bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$ wird ein Polynom zweiten Grades an die p+p- und p+C-Daten angepasst. Entsprechend der Daten im linken Teil von Abbildung 4.11 zeigt das Verhältnis G_{AA} , dass für $p_T \gtrsim 2,75 \text{ GeV}/c$ im Rahmen der Fehler keine Unterdrückung der π^0 -Produktion zu erkennen ist. In diesem Transversalimpulsbereich, in dem der wesentliche Anteil direkter Photonen aus harten Prozessen stammen sollte, stimmt im Rahmen der Fehler der nukleare Modifikationsfaktor R_{AA} (p+p-Referenz vom E704-Experiment [Ada96]) mit G_{AA} überein. Aufgrund der statistischen und systematischen Unsicherheiten sowohl von R_{AA} (vgl. Abbildung 4.5) als auch von G_{AA} scheint auch für $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$ eine gewisse Unterdrückung der Hadronenproduktion nicht völlig ausgeschlossen. Somit könnte der Energieverlust hochenergetischer Partonen im Quark-Gluon-Plasma schon bei CERN-SPS-Energien einen Einfluss auf die Teilchenproduktion haben.

5. Zusammenfassung

Diese Arbeit präsentiert Ergebnisse vom PHENIX-Experiment am RHIC zu Kollisionen von Goldatomkernen bei den zur Zeit weltweit höchsten Schwerpunktsenergien von bis zu $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Daneben umfasst diese Arbeit Ergebnisse zu p+p- und d+Au-Kollisionen, die einen wichtigen Vergleichsmaßstab für die Interpretation der Ergebnisse in Au+Au-Kollisionen darstellen.

Aus der in Au+Au-Kollisionen gemessenen transversalen Energie lässt sich die anfängliche Energiedichte der Reaktionszone abschätzen. Eine Unsicherheit stellt dabei die nicht genau bekannte Formationszeit der erzeugten QCD-Quanten dar. Für eine Formationszeit von $\tau = 1 \text{ fm}/c$ ergibt sich in zentralen Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ eine Energiedichte, die mehr als sechsmal höher ist als die von der QCD für den Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma vorhergesagte kritische Energiedichte von $\varepsilon_c \approx 0,7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$.

Das elliptische Flussverhalten produzierter Teilchen in halb-zentralen Au+Au-Kollisionen und die charakteristische Abhängigkeit der Flussstärke von der anfänglichen Form der Reaktionszone zeigen, dass in der Reaktionszone ein hoher Druck herrscht und die Teilchen schon sehr kurz nach ihrer Erzeugung intensiv miteinander wechselwirken. In hydrodynamischen Modellrechnungen lässt sich das beobachtete Flussverhalten nur reproduzieren, wenn eine lokale Thermalisierung der Reaktionszone in weniger als $\tau_{\text{Therm}} = 1 \text{ fm}/c$ erreicht wird. Damit erscheint die Abschätzung für die Formationszeit von $\tau = 1 \text{ fm}/c$ bei der Berechnung der Energiedichte eher als obere Grenze und die abgeschätzte Energiedichte damit eher als untere Grenze für die tatsächlich erreichte Energiedichte.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Entdeckung, dass die Produktion neutraler Pionen bei hohen Transversalimpulsen in zentralen Au+Au-Kollisionen stark unterdrückt ist. Pionen mit hohen Transversalimpulsen stammen aus der Fragmentation von Quarks und Gluonen, die noch vor der möglichen Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas in der frühen Phase der Kern-Kern-Kollisionen in harten Streuprozessen erzeugt werden. Die gestreuten hochenergetischen Quarks und Gluonen werden damit zu Sonden, mit denen sich die weitere Entwicklung der Reaktionszone untersuchen lässt. Als Vergleichsmaßstab für die Au+Au-Kollisionen dient eine Messung neutraler Pionen in p+p-Kollisionen. Die Messung neutraler Pionen in p+p- und Au+Au-Kollisionen im gleichen Experiment minimiert dabei den Einfluss potenzieller systematischer Unsicherheiten.

Es ist nicht von vornherein klar, dass die Unterdrückung der Pionenproduktion in zentralen Au+Au-Kollisionen auf Eigenschaften der in der Kollision erzeugten heißen und hochverdichteten QCD-Materie zurückzuführen ist. Um zu überprüfen, ob möglicherweise spezielle Eigenschaften des Grundzustands eines schweren Atomkerns für die Pionenunterdrückung verantwortlich sind, wurden am RHIC Kollisionen von Deuteronen mit Goldkernen untersucht. In diesen Reaktionen zeigte sich keine Unterdrückung der Pionenproduktion bei hohen Transversalimpulsen. Die Unterdrückung der Pionen in zentralen Au+Au-Kollisionen ist damit tatsächlich auf den Einfluss der in diesen Reaktionen erzeugten Materie zurückzuführen.

Neben den Daten zur Pionenproduktion werden in dieser Arbeit bislang unveröffentlichte Daten zur Produktion direkter Photonen diskutiert. Direkte Photonen bei hohen Transversalimpulsen werden ähnlich wie hochenergetische Quarks und Gluonen in harten Streuprozessen erzeugt. Da Photonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, verlassen sie jedoch nach ihrer Erzeugung die Reaktionszone ohne weitere Wechselwirkung. Es zeigt sich, dass direkte Photonen bei hohen Transversalimpulsen in zentralen Reaktionen anders als neutrale Pionen nicht unterdrückt sind und dem erwarteten Skalierungsverhalten für harte Streuprozesse folgen. Diese Beobachtung erhärtet die Folgerung aus der Untersuchung der d+Au-Kollisionen, dass die Unterdrückung der Pionen nicht mit dem Anfangszustand einer Au+Au-Kollision zusammenhängt, sondern aus Eigenschaften der erzeugten Materie folgt.

Alle bislang gemachten experimentellen Beobachtungen stehen im Einklang mit der Vorstellung, dass sich die Unterdrückung der Pionen in Au+Au-Kollisionen als Folge des Energieverlustes hochenergetischer Quarks und Gluonen aus frühen harten Streuprozessen in der erzeugten heißen und dichten QCD-Materie ergibt. Dieser Effekt wird als Jet-Quenching bezeichnet. Theoretische Rechnungen zeigen, dass der dominante Mechanismus für den Energieverlust die Abstrahlung von Gluonen ist. Ein alternativer Erklärungsansatz, basierend auf der Streuung der Pionen an anderen produzierten Hadronen, kann die Stärke der Pionenunterdrückung und weitere Beobachtungsgrößen nicht in vollem Umfang beschreiben. Im Jet-Quenching-Modell ist der Energieverlust der Partonen sensitiv auf die Dichte der Farbladungsträger in der Reaktionszone. Eine hohe Farbladungsträgerdichte ist auf natürliche Weise in einem Quark-Gluon-Plasma realisiert. Hadronische Materie mit ähnlich hoher Dichte an Farbladungsträgern wie in einem Quark-Gluon-Plasma erscheint unrealistisch, kann aber zur Zeit nicht völlig ausgeschlossen werden. Weitere Messungen, wie der Nachweis thermischer direkter Photonen aus dem Quark-Gluon-Plasma, sind somit wünschenswert.

Der Nachweis der Unterdrückung von Pionen bei hohen Transversalimpulsen in zentralen Au+Au-Kollisionen basiert auf dem Vergleich mit skalierten Ergebnissen aus p+p-Kollisionen. Hinter diesem Vergleich steckt die Modellvorstellung, dass harte Streuprozesse in Schwerionenkollisionen in Abwesenheit von Kerneffekten einer einfachen geometrischen Skalierung folgen. Mit der Messung direkter Photonen bei hohen Transversalimpulsen steht jedoch ein Signal zur Verfügung, das ein direktes Maß für die Anzahl der primären harten Parton-Parton-Kollisionen einer Kern-Kern-Kollision ist. In dieser Arbeit wird eine neue, modellunabhängige Darstellung der Pionenunterdrückung über den Vergleich der Verhältnisse direkter Photonen zu neutralen Pionen ($\gamma_{\text{direkt}}/\pi^0$) in p+p- und Kern-Kern-Kollisionen vorgestellt. Dabei ergeben sich in der üblichen modellabhängigen Darstellung und in der neuen Darstellung mit Hilfe direkter Photonen vergleichbare Unterdrückungsfaktoren für neutrale Pionen.

Die experimentellen Beobachtungen in Kollisionen schwerer Atomkerne am RHIC sowie die Ergebnisse bei geringerer Energie am CERN-SPS lassen sich auf natürliche Weise verstehen, wenn davon ausgegangen wird, dass in der frühen Phase der Reaktion ein Materiezustand erzeugt wird, in dem Quarks und Gluonen die relevanten Freiheitsgrade darstellen. Für einen lückenlosen Beweis der Erzeugung des Quarks-Gluon-Plasmas in Kern-Kern-Kollisionen stehen noch einige Schlüsselmes- sungen aus. Auf theoretischer Seite wäre die Entwicklung eines „Standardmodells“ für ultrarelativistische Kern-Kern-Kollisionen wünschenswert, das nicht nur einzelne Aspekte sondern die Gesamtheit der experimentellen Ergebnisse konsistent beschreibt. Insgesamt ist jedoch zu erwarten, dass in naher Zukunft nicht mehr die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma, sondern die genaue Bestimmung der Eigen- schaften des Quark-Gluon-Plasmas im Mittelpunkt der Schwerionenphysik stehen wird.

A. Kinematische Variablen

Die in hochenergetischen Teilchenreaktionen erzeugten Teilchen besitzen hohe Geschwindigkeiten, so dass relativistische Effekte berücksichtigt werden müssen. In der Hochenergiephysik wird üblicherweise $c \equiv 1$ gesetzt. Der relativistische Dreierimpuls eines Teilchens mit Ruhemasse $m \neq 0$ und Geschwindigkeit \vec{v} wird definiert als

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ und $\beta = v/c$. Der Energie-Impuls-Vierervektor ist gegeben durch

$$p^\mu = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z), \quad (\text{A.2})$$

wobei E die relativistische Energie des Teilchens ist. Für ein freies Teilchen gilt die relativistische Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = m^2 + \vec{p}^2. \quad (\text{A.3})$$

Die Strahlachse definiert zumeist die z -Achse des Koordinatensystems. Der Dreierimpuls eines Teilchens, dessen Bahn unter einem Winkel ϑ zur Strahlachse verläuft, wird in eine longitudinale Komponente p_L und eine transversale Komponente p_T aufgeteilt:

$$p_L = p \cdot \cos \vartheta = p_z \quad (\text{A.4})$$

$$p_T = p \cdot \sin \vartheta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (\text{A.5})$$

Hierbei ist $p = |\vec{p}|$ der Betrag des Dreierimpulses.

Die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = p_L/E$ eines Teilchens wird durch die Rapidität y beschrieben:

$$y = \operatorname{atanh} \beta_L \quad (\text{A.6})$$

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}. \quad (\text{A.7})$$

Die Rapidität eines Teilchens hängt vom Bezugssystem ab. Anders als die longitudinale Geschwindigkeit β_L verhält sich die Rapidität jedoch additiv bei einem Wechsel in ein Bezugssystem, das sich mit einer Geschwindigkeit β relativ zum alten Bezugssystem bewegt:

$$y' = y + \operatorname{atanh} \beta. \quad (\text{A.8})$$

Damit ist die Form der Rapiditätsverteilung einer Messgröße, z. B. der Multiplizität produzierter Teilchen, unabhängig von der Wahl des Bezugssystems. Im nicht-relativistischen Grenzfall gilt $y \approx \beta_L$. Als transversale Masse des Teilchens wird $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ definiert. Es gelten die Beziehungen

$$E = m_T \cdot \cosh y \quad (\text{A.9})$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh y. \quad (\text{A.10})$$

Bezeichnet $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ die Eigenzeit in einem Bezugssystem, das sich mit der Geschwindigkeit β_L entlang der z -Achse bewegt, so folgt für die Raum-Zeit-Koordinaten des Teilchens im Laborsystem

$$t = \tau \cdot \cosh y \quad (\text{A.11})$$

$$z = \tau \cdot \sinh y. \quad (\text{A.12})$$

Im Grenzfall $E \gg m$ kann die Rapidity durch die Pseudorapidity η angenähert werden:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} \quad (\text{A.13})$$

$$= -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.14})$$

Die Pseudorapidity eines Teilchens kann allein aus dem Winkel ϑ der Flugbahn des Teilchens relativ zur Strahlachse bestimmt werden. Die Pseudorapidity ist damit experimentell meist einfacher zugänglich als die Rapidity. Analog zu (A.9) und (A.10) gilt

$$p = p_T \cdot \cosh \eta \quad (\text{A.15})$$

$$p_L = p_T \cdot \sinh \eta. \quad (\text{A.16})$$

B. Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitte

Die Teilchenproduktion in hochenergetischen Reaktionen wird meist durch eine lorentz-invariante Größe, den Wirkungsquerschnitt $E d^3\sigma/d\vec{p}^3$, beschrieben. Es gelten die folgenden Beziehungen:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{inv}} \equiv E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} &= E \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dp_L} \\ &\stackrel{\frac{dp_L}{dy} = E}{=} \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dy} \\ &\stackrel{\varphi\text{-Symmetrie}}{=} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \quad (\text{B.1})\end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2\sigma}{dm_T dy}. \quad (\text{B.2})$$

Betrachtet man in einer unelastischen Reaktion die Produktion von Teilchen einer bestimmten Sorte X , so ergibt die Integration des zugehörigen lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts das Produkt aus der mittleren Anzahl der pro unelastischer Reaktion erzeugten Teilchen und dem totalen unelastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\int E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \langle n_X \rangle \cdot \sigma_{\text{unel}}. \quad (\text{B.3})$$

Im Experiment wird der lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt dann entsprechend

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2\pi p_T N_{\text{unel}}} \cdot \frac{\Delta N_X}{\Delta p_T \Delta y} \cdot \sigma_{\text{unel}} \quad (\text{B.4})$$

bestimmt. ΔN_X ist dabei die in N_{unel} unelastischen Reaktionen gemessene Gesamtzahl an Teilchen, die in einem Transversalimpulsintervall $[p_T, p_T + \Delta p_T]$ und in einem Rapiditätsintervall $[y, y + \Delta y]$ nachgewiesen wurden. Häufig wird experimentell nicht der invariante Wirkungsquerschnitt, sondern die invariante Multiplizität bestimmt, die durch

$$E \frac{d^3N_X}{d\vec{p}^3} = E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} / \sigma_{\text{unel}} \quad (\text{B.5})$$

definiert wird.

C. Skalierungsverhalten harter Streuprozesse

Beim Übergang von p+p-Kollisionen zu Kern-Kern-Kollisionen lässt sich das Skalierungsverhalten unabhängiger, inkohärenter Streuprozesse aus der Geometrie der beteiligten Kerne ableiten. Für harte Streuprozesse mit hohem Impulsübertrag wird erwartet, dass diese Bedingungen gut erfüllt sind. Kerneffekte wie z. B. das *Shadowing* der Partonenverteilung im Kern werden dabei vernachlässigt. Das erwartete Skalierungsverhalten wird im Folgenden formuliert.

Bei einer Kollision zweier Kerne A und B lässt sich die Dicke der Kerne entlang der Strahlachse z durch Integration über die Nukleonendichte-Verteilung ρ beschreiben. Die Dicke als Funktion des Ortes \vec{s} in der Ebene transversal zur Strahlachse (vgl. Abb. C.1) lautet für Kern A

$$T_A(\vec{s}) = \int dz \rho_A(z, \vec{s}). \quad (\text{C.1})$$

Die Dichteverteilung der Nukleonen im Kern sei dabei so normiert, dass $\int dV \rho = A$ gelte. Die A+B-Kollision erfolge mit einem festen Stoßparameter \vec{b} . Die Anzahl der Nukleon-Nukleon-Begegnungen pro Flächenelement d^2s der transversalen Ebene ist dann

$$dT_{AB} = T_A(\vec{s}) \cdot T_B(\vec{s} - \vec{b}) d^2s. \quad (\text{C.2})$$

Integration über die gesamte Ebene liefert die Überlappungsfunktion (*nuclear overlap function*) der beiden Kerne:

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int_{\text{Ebene}} T_A(\vec{s}) \cdot T_B(\vec{s} - \vec{b}) d^2s. \quad (\text{C.3})$$

Die Überlappungsfunktion ähnelt der integrierten Luminosität eines Speicherrings. So ergibt sich die mittlere Anzahl der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen pro A+B-Kollision für einen Prozess mit Wirkungsquerschnitt σ_{Streu} zu

$$N_{\text{Streu}}(\vec{b}) = T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{\text{Streu}}. \quad (\text{C.4})$$

In sehr peripheren Begegnungen der Kerne A und B kann es passieren, dass keine einzige unelastische Nukleon-Nukleon-Kollision stattfindet. In diesem Fall liegt

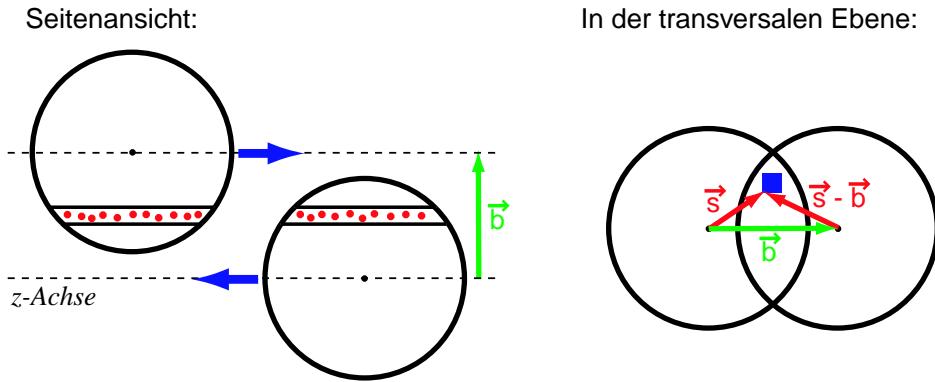


Abbildung C.1: Skizze zur Berechnung der nuklearen Überlappungsfunktion T_{AB} bei einer Kollision zweier Atomkerne mit einem Stoßparameter \vec{b} .

also keine unelastische Kern-Kern-Kollision vor. Wie groß ist nun die Anzahl harter Streuprozesse pro unelastischer A+B-Kollision? Dazu wird zunächst die Wahrscheinlichkeit für eine unelastische A+B-Kollision als Funktion des Stoßparameters betrachtet. Dabei wird die Näherung verwendet, dass für einen gegebenen Stoßparameter b die Anzahl der unelastischen Nukleon-Nukleon-Kollisionen einer Poisson-Verteilung folgt. Die Wahrscheinlichkeit, dass es in der A+B-Kollision zu mindestens einer unelastischen Nukleon-Nukleon-Kollision kommt ist dann

$$p_{\text{unel}}^{\text{AB}}(\vec{b}) = 1 - \exp(-T_{AB}(\vec{b}) \cdot \sigma_{\text{unel}}^{\text{NN}}). \quad (\text{C.5})$$

Für einen Streuprozess mit Wirkungsquerschnitt σ_{Streu} folgt für die mittlere Anzahl der Streuungen pro unelastischer A+B-Kollision

$$N_{\text{Streu}}(\vec{b}) = \frac{T_{AB}(\vec{b})}{p_{\text{unel}}^{\text{AB}}(\vec{b})} \cdot \sigma_{\text{Streu}}. \quad (\text{C.6})$$

Insbesondere ergibt sich die Anzahl der unelastischen Nukleon-Nukleon-Kollisionen mit dem unelastischen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{unel}}^{\text{NN}} \approx 42 \text{ mb}$ zu

$$N_{\text{coll}}(\vec{b}) = \frac{T_{AB}(\vec{b})}{p_{\text{unel}}^{\text{AB}}(\vec{b})} \cdot \sigma_{\text{unel}}^{\text{NN}}. \quad (\text{C.7})$$

Ist für p+p-Reaktionen ein lorentz-invarianter Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{\text{pp}}/dp_T$ eines harten Streuprozesses bekannt, so folgt entsprechend für die invariante Multiplizität dN^{AB}/dp_T in A+B-Kollisionen

$$\frac{dN^{\text{AB}}}{dp_T}(\vec{b}) = \frac{T_{AB}(\vec{b})}{p_{\text{unel}}^{\text{AB}}(\vec{b})} \cdot \frac{d\sigma^{\text{pp}}}{dp_T}. \quad (\text{C.8})$$

Experimentell wird stets über einen bestimmten Stoßparameterbereich gemittelt. Die Verteilung der Stoßparameter für unelastische A+B-Reaktionen ist dabei durch

$$\frac{d\sigma_{\text{unel}}^{\text{AB}}}{db}(\vec{b}) = 2\pi b p_{\text{unel}}^{\text{AB}}(\vec{b}) = 2\pi b (1 - \exp(-T_{\text{AB}}(\vec{b}) \cdot \sigma_{\text{unel}}^{\text{NN}})) \quad (\text{C.9})$$

gegeben. Mittelung über einen Stoßparameterbereich f liefert damit

$$\frac{dN_{\text{unel}}^{\text{AB}}}{dp_T} \Big|_f = \frac{\int_f d^2b T_{\text{AB}}(b)}{\int_f d^2b (1 - \exp(-T_{\text{AB}}(\vec{b}) \cdot \sigma_{\text{unel}}^{\text{NN}}))} \cdot \frac{d\sigma^{\text{pp}}}{dp_T} \quad (\text{C.10})$$

$$\equiv \langle T_{\text{AB}} \rangle_f \cdot \frac{d\sigma^{\text{pp}}}{dp_T}. \quad (\text{C.11})$$

Der Skalierungsfaktor, mit dem man für einen harten Streuprozess die invariante Multiplizität in A+B-Kollisionen aus dem invarianten Wirkungsquerschnitt in p+p-Kollisionen erhält, wird hier als $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f$ bezeichnet. Der Nenner im Ausdruck für $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f$ in Gleichung C.10 ist dabei der totale Wirkungsquerschnitt für A+B-Kollisionen im Stoßparameterbereich f . Die entsprechende Mittelung für Gleichung C.7 führt direkt zu

$$\langle N_{\text{coll}} \rangle = \langle T_{\text{AB}} \rangle_f \cdot \sigma_{\text{unel}}^{\text{NN}}. \quad (\text{C.12})$$

Entsprechend der Skalierung in Gleichung C.10 wird der nukleare Modifikationsfaktor R_{AB} definiert als

$$R_{\text{AB}} = \frac{d\sigma^{\text{AB}}/dp_T}{(\int_f d^2b T_{\text{AB}}(b)) \cdot d\sigma^{\text{pp}}/dp_T} = \frac{dN^{\text{AB}}/dp_T}{\langle T_{\text{AB}} \rangle_f \cdot d\sigma^{\text{pp}}/dp_T}. \quad (\text{C.13})$$

In Abwesenheit von Kerneffekten wird in Kern-Kern-Kollisionen für harte Streuprozesse $R_{\text{AB}} = 1$ erwartet. In der Praxis wird der Skalierungsfaktor $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f$ entsprechend der Beziehung $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f = \langle N_{\text{coll}} \rangle / \sigma_{\text{unel}}^{\text{NN}}$ mit Hilfe von Glauber-Monte-Carlo-Programmen bestimmt (siehe Abschnitt 4.1.1).

Auswahl der wichtigsten eigenen Veröffentlichungen

- [R1] K. Adcox et al., *Centrality Dependence of Charged Particle Multiplicity in Au-Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3500
- [R2] K. Adcox et al., *Measurement of the Midrapidity Transverse Energy Distribution from $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ Au-Au Collisions at RHIC*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052301
- [R3] K. Adcox et al., *Suppression of Hadrons with Large Transverse Momentum in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 022301
- [R4] K. Adcox et al., *Flow Measurements via Two-particle Azimuthal Correlations in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 212301
- [R5] S. S. Adler et al., *Suppressed π^0 Production at Large Transverse Momentum in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072301
- [R6] S. S. Adler et al., *Mid-rapidity Neutral Pion Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 241803
- [R7] S. S. Adler et al., *Absence of Suppression in Particle Production at Large Transverse Momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ d+Au Collisions*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072303
- [R8] L. Aphecetche et al., *PHENIX calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A 499** (2003) 521

Literaturverzeichnis

- [Ada96] D. L. Adams, et al., Phys. Rev. **D53** (1996) 4747
- [Ada03] J. Adams, et al., Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172302, [nucl-ex/0305015](#)
- [Adl04] S. S. Adler, et al., Phys. Rev. **C69** (2004) 034909, [nucl-ex/0307022](#)
- [Agg00] M. M. Aggarwal, et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595, [nucl-ex/0006008](#)
- [Agg02] M. M. Aggarwal, et al., Eur. Phys. J. **C23** (2002) 225, [nucl-ex/0108006](#)
- [Ant79] D. Antreasyan, et al., Phys. Rev. **D19** (1979) 764
- [Apa98] L. Apanasevich, et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2642, [hep-ex/9711017](#)
- [Apa01] L. Apanasevich, et al., Phys. Rev. **D63** (2001) 014009, [hep-ph/0007191](#)
- [Arm00] N. Armesto, C. Pajares, Int. J. Mod. Phys. **A15** (2000) 2019, [hep-ph/0002163](#)
- [Aur88] P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, D. Schiff, Nucl. Phys. **B297** (1988) 661
- [Aur99] P. Aurenche, et al., Eur. Phys. J. **C9** (1999) 107, [hep-ph/9811382](#)
- [Ave89] F. Aversa, P. Chiappetta, M. Greco, J. P. Guillet, Nucl. Phys. **B327** (1989) 105
- [Bai95] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, S. Peigne, D. Schiff, Phys. Lett. **B345** (1995) 277, [hep-ph/9411409](#)
- [Bai97] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne, D. Schiff, Nucl. Phys. **B483** (1997) 291, [hep-ph/9607355](#)

- [Bai98] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, D. Schiff, Phys. Rev. **C58** (1998) 1706, [hep-ph/9803473](#)
- [Baz03] A. Bazilevsky, Nucl. Phys. **A715** (2003) 486, [nucl-ex/0209025](#)
- [Bjo82] J. D. Bjorken (1982), fERMILAB-PUB-82-059-THY
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140
- [Bla00] S. R. Blattnig, S. R. Swaminathan, A. T. Kruger, M. Ngom, J. W. Norbury, Phys. Rev. **D62** (2000) 094030, [hep-ph/0010170](#)
- [Bou98] L. Bourhis, M. Fontannaz, J. P. Guillet, Eur. Phys. J. **C2** (1998) 529, [hep-ph/9704447](#)
- [Bre99] J. Breitweg, et al., Eur. Phys. J. **C7** (1999) 609, [hep-ex/9809005](#)
- [Cas04] W. Cassing, K. Gallmeister, C. Greiner, J. Phys. **G30** (2004) S801, [hep-ph/0403208](#)
- [Col67] H. R. Collard, L. R. B. Elton, R. Hofstadter, *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology New Series*, Band 2, Nuclear Radii, Springer-Verlag, 1967
- [Cro75] J. W. Cronin, et al., Phys. Rev. **D11** (1975) 3105
- [Cse94] L. P. Csernai, *Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions*, John Wiley & Sons, 1994
- [dF03] D. de Florian, Phys. Rev. **D67** (2003) 054004, [hep-ph/0210442](#)
- [Dis03] G. Dissertori, I. Knowles, M. Schmelling, *Quantum Chromodynamics*, Oxford Science Publications, 2003
- [Dok91] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, S. I. Troian, J. Phys. **G17** (1991) 1585
- [Dum01] A. Dumitru, L. Frankfurt, L. Gerland, H. Stocker, M. Strikman, Phys. Rev. **C64** (2001) 054909, [hep-ph/0103203](#)
- [Eid04] S. Eidelman, et al., Phys. Lett. **B592** (2004) 1
- [Ell96] R. K. Ellis, W. J. Stirling, B. R. Webber, *QCD and collider physics*, Cambridge University Press, 1996

- [Esk00] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen, K. Tuominen, Nucl. Phys. **B570** (2000) 379, [hep-ph/9909456](#)
- [Esk01] K. J. Eskola, K. Kajantie, K. Tuominen, Phys. Lett. **B497** (2001) 39, [hep-ph/0009246](#)
- [Fra04a] J. Frantz, Dissertation, Columbia University, New York, 2004, in Vorberichtung
- [Fra04b] J. Frantz, J. Phys. **G30** (2004) S1003, [nucl-ex/0404006](#)
- [Fri77] H. Fritzsch, P. Minkowski, Phys. Lett. **B69** (1977) 316
- [Fri03] R. J. Fries, B. Muller, D. K. Srivastava, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 132301, [nucl-th/0208001](#)
- [Gal03] K. Gallmeister, C. Greiner, Z. Xu, Phys. Rev. **C67** (2003) 044905, [hep-ph/0212295](#)
- [Gee95] D. F. Geesaman, K. Saito, A. W. Thomas, Ann. Rev. Nucl. Sci. **45** (1995) 337
- [Gro73] D. J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343
- [Gro00] D. E. Groom, et al., Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1
- [GSI01] GSI, *An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons – Conceptual Design Report –*, 2001
- [Gyu90] M. Gyulassy, M. Plumer, Phys. Lett. **B243** (1990) 432
- [Gyu00] M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5535, [nucl-th/0005032](#)
- [Gyu01] M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev, Nucl. Phys. **B594** (2001) 371, [nucl-th/0006010](#)
- [Gyu03] M. Gyulassy, I. Vitev, X.-N. Wang, B.-W. Zhang (2003), [nucl-th/0302077](#)
- [Gyu04] M. Gyulassy, L. McLerran (2004), [nucl-th/0405013](#)
- [Han01] S. Hands, Contemp. Phys. **42** (2001) 209, [physics/0105022](#)

- [Har03] M. Harrison, T. Ludlam, S. Ozaki, Nucl. Instrum. Meth. **A499** (2003) 235
- [Hei00] U. W. Heinz, M. Jacob (2000), [nucl-th/0002042](#)
- [Hir04] T. Hirano, Y. Nara (2004), [nucl-th/0404039](#)
- [Ian03] E. Iancu, R. Venugopalan, in *Quark-Gluon Plasma III*, 2003, [hep-ph/0303204](#)
- [Jag03] B. Jager, A. Schafer, M. Stratmann, W. Vogelsang, Phys. Rev. **D67** (2003) 054005, [hep-ph/0211007](#)
- [Kap89] J. I. Kapusta, *Finite Temperature Field Theory*, Cambridge University Press, 1989
- [Kar03] F. Karsch, E. Laermann, in *Quark-Gluon Plasma III*, 2003, [hep-lat/0305025](#)
- [KB04] C. Klein-Bösing, *Production of Neutral Pions and Direct Photons in Ultrarelativistic Au+Au Collisions*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 2004, in Vorbereitung
- [Kha01] D. Kharzeev, M. Nardi, Phys. Lett. **B507** (2001) 121, [nucl-th/0012025](#)
- [Kha02] D. E. Kharzeev, J. Raufeisen (2002), [nucl-th/0206073](#)
- [Kha03] D. Kharzeev, E. Levin, L. McLerran, Phys. Lett. **B561** (2003) 93, [hep-ph/0210332](#)
- [Kni01] B. A. Kniehl, G. Kramer, B. Potter, Nucl. Phys. **B597** (2001) 337, [hep-ph/0011155](#)
- [Kol03] P. F. Kolb, U. Heinz (2003), [nucl-th/0305084](#)
- [Kop03] B. Z. Kopeliovich, Phys. Rev. **C68** (2003) 044906, [nucl-th/0306044](#)
- [Kre00] S. Kretzer, Phys. Rev. **D62** (2000) 054001, [hep-ph/0003177](#)
- [McL02] L. D. McLerran, Lect. Notes Phys. **583** (2002) 291, [hep-ph/0104285](#)
- [Pei02] T. Peitzmann, M. H. Thoma, Phys. Rept. **364** (2002) 175, [hep-ph/0111114](#)

- [Pil00] G. Piller, W. Weise, Phys. Rept. **330** (2000) 1, [hep-ph/9908230](#)
- [Pol73] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346
- [Rey03] K. Reygers, Nucl. Phys. **A715** (2003) 683, [nucl-ex/0209021](#)
- [Sah04] B. Sahlmüller, *Production of η Mesons in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au and p+p Collisions Measured by the PHENIX Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2004
- [Sch01] J. Schukraft, Pramana **57** (2001) 345
- [Sor97] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2309, [nucl-th/9610026](#)
- [Sor99] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2048, [nucl-th/9812057](#)
- [Tho01] A. W. Thomas, W. Weise, *The Structure of the Nucleon*, Wiley-VCH, 2001
- [Tur04] S. Turbide, R. Rapp, C. Gale, Phys. Rev. **C69** (2004) 014903, [hep-ph/0308085](#)
- [Vit02] I. Vitev, M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 252301, [hep-ph/0209161](#)
- [Vit04] I. Vitev (2004), [nucl-th/0404052](#)
- [Wan92] X.-N. Wang, M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1480
- [Wan95] X.-N. Wang, M. Gyulassy, M. Plumer, Phys. Rev. **D51** (1995) 3436, [hep-ph/9408344](#)
- [Wan01a] E. Wang, X.-N. Wang, Phys. Rev. **C64** (2001) 034901, [nucl-th/0104031](#)
- [Wan01b] X.-N. Wang, M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3496, [nucl-th/0008014](#)
- [Wan02] E. Wang, X.-N. Wang, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 162301, [hep-ph/0202105](#)
- [Wan04a] X.-N. Wang (2004), [nucl-th/0405017](#)
- [Wan04b] X.-N. Wang, Phys. Lett. **B579** (2004) 299, [nucl-th/0307036](#)
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, 1994

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt ganz besonders Prof. Dr. R. Santo für seine langjährige Unterstützung, seine Anregungen und seine weitsichtigen Ratschläge.

Prof. Dr. J. Wessels danke ich für die großzügige Förderung dieser Arbeit und für viele hilfreiche Diskussionen.

Sowohl Prof. Dr. R. Santo als auch Prof. Dr. J. Wessels möchte ich außerdem für die hervorragenden Arbeitsbedingungen im Institut für Kernphysik danken.

Für die langjährige intensive und gute Zusammenarbeit bei der Analyse von Daten des PHENIX-Experiments bedanke ich mich besonders bei Dr. Terry Awes, Dr. Stefan Bathe, Christian Klein-Bösing und Dr. Henner Büsching.

Für die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung bei Aufenthalten am BNL gilt mein Dank Dr. A. Bazilevsky, Dr. G. David, Dr. D. d'Enterria, J. Frantz, Dr. A. Franz, Dr. S. Mioduszewski, Dr. D. Morrison, Dr. M. Purschke, Dr. T. Saganuchi, Dr. P. Stankus und M. Volkov.

Ein längerer Aufenthalt am BNL wurde mir durch ein Stipendium des Deutschen Akademischen Austauschdienstes ermöglicht. Ich danke für diese Unterstützung.

Meine Forschung im Bereich der Schwerionenphysik wurde von der Universität Münster im Rahmen des Nachwuchsforschungspreises der Universität gefördert. Dafür möchte ich mich bedanken.

Für die sehr gute Arbeitsatmosphäre in unserer Arbeitsgruppe in Münster bedanke ich mich bei J. Auffenberg, C. Baumann, Dr. D. Bucher, Dr. R. Glasow, H. Gottschlag, J. Große Oetringhaus, N. Heine, M. Hoppe, Ch. Klein-Bösing, B. Sahlmüller, W. Verhoeven, A. Wilk und O. Zaudtke. Als ehemaliges Mitglied unserer Arbeitsgruppe möchte ich Prof. Dr. T. Peitzmann für viele anregende Diskussionen danken.

Für die großzügige Unterstützung der Arbeit der Münsteraner Gruppe im PHENIX-Experiment gilt mein Dank dem BMBF.

Dr. W. Vogelsang danke ich für die in dieser Arbeit verwendeten QCD-Rechnungen. Für die genaue und kritische Durchsicht des Manuskripts bedanke ich mich bei Dr. Damian Bucher, Christian Klein-Bösing, Prof. Dr. R. Santo, Prof. Dr. J. Wessels und Isabelle Wissen.

Ein so komplexes Forschungsvorhaben wie das PHENIX-Experiment kann nur mit einer großen Zahl engagierter Mitarbeiterinnen/Mitarbeitern erfolgreich sein. Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der PHENIX-Kollaboration bedanken. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen.

Nachdrucke der wichtigsten eigenen Veröffentlichungen

