

Vorhaben: 06FY169; Abschlußbericht zur Förderperiode 01.07.2006 bis 30.06.2009

Antragsteller

Horst Stöcker, Prof. Dr. phil. nat.
Universitätsprofessor (C4)
geb. am 16.12.1952, deutsch
Institut für Theoretische Physik
Johann Wolfgang Goethe–Universität
Max von Laue-Straße 1
Postfach 11 19 32
60054 Frankfurt am Main
Tel. 069 - 798 - 47833
Privat: 61440 Oberursel 5, Weisskirchener Straße 67
Tel. 06171 - 981234

Elena Bratkovskaya, Dr. rer. nat., Hochschuldozentin
01.02.1966, russisch
Institut für Theoretische Physik
Johann Wolfgang Goethe–Universität
Max-von-Laue-Straße 1
Postfach 11 19 32
60054 Frankfurt am Main
Tel. 069 - 798 - 47523
Privat: 35398 Giessen, Wetzlarerstr. 98

Mit dem Wechsel von Prof. Stöcker zum GSI Direktor im Sommer 2007 wurde die Projektverantwortung intern auf PD. Dr. Elena Bratkovskaya übertragen.

Thema

CERN-ALICE-Theorie: Hadronisierung des Quark-Gluon-Plasmas und Dynamik von Hadronen mit Charm-Quarks

Ursprüngliche Ziele des Antrags

Das beantragte Forschungsvorhaben hat zum Ziel, die Dynamik der frühen partonischen Phase in relativistischen Schwerionenreaktionen im Vergleich mit experimentellen Resultaten bei SPS und FAIR Energien von 10 – 200 A GeV zu untersuchen und ein dynamisches Bild der Hadronisierung zu erreichen. Darüberhinaus sollten im Rahmen des zu entwickelnden Parton-Hadron-String Transportmodells die Dynamik von Charm-Quarks in der partonischen Flüssigkeit sowie im hadronischen Medium (Resonanzgas) untersucht werden.

Ursprüngliches Arbeitsprogramm

Das Forschungsvorhaben beinhaltet drei Phasen, für deren Realisierung jeweils etwa 12 Monate veranschlagt wurden.

- Erweiterung der bestehenden Hadron-String Transportmodelle (HSD/ UrQMD) auf partonische Freiheitsgrade, wobei die Quarks und Gluonen als effektive Freiheitsgrade mit endlichen Massen und endlicher spektraler Breite eingeführt werden. Die entsprechenden Parameter werden aus Fits an Gitter QCD Rechnungen extrahiert. In dieser ersten Phase werden nur u, d, s Quarks (und Antiteilchen) sowie transversale Gluonen berücksichtigt. Die effektive Zustandsgleichung wird zunächst in einer endlichen Box (mit periodischen Randbedingungen) berechnet und mit entsprechenden Gitter QCD Rechnungen verglichen (bzw. adjustiert). Erste Rechnungen zum Studium der dynamischen Hadronisierung über lokale Ratengleichungen ($q + \bar{q} \rightarrow$ mesonische Resonanzen bzw. $3q \rightarrow$ baryonische Resonanzen) sollen für Au+Au Reaktionen bei FAIR/-SPS Energien durchgeführt werden.
- Systematische Analysen von peripheren und zentralen Au+Au Kollisionen von 10–200 A GeV im neu entwickelten Transportmodell mit dem primären Ziel transversaler Mesonenspektren. Simultan soll in diesen Reaktionen der Einfluß des implementierten Phasenüberganges auf den kollektiven Fluß der Hadronen untersucht werden und geprüft werden, inwieweit sich Spuren eines Phasenüberganges erster Ordnung in einem endlichen und schnell expandierenden System auffinden lassen.
- In der dritten Phase soll die Dynamik von Charm Quarks re-implementiert werden. Die Berechnung der Produktionsquerschnitte für $c\bar{c}$ Paare erfolgt im Rahmen von PYTHIA Rechnungen, die wie in früheren Arbeiten auf vorhandene experimentelle Daten reskaliert werden. Als Streuquerschnitte der Charm Quarks mit den leichten u, d, s Quarks und Gluonen werden zunächst die gleichen Querschnitte verwendet wie bei leichten Quarks. Der relative Einfluß dieser Querschnitte auf den kollektiven Fluß der D, \bar{D} Mesonen wird sodann in Transportrechnungen ermittelt, wobei die Hadronisierung wiederum durch lokale Ratengleichungen (z.B. $\bar{d} + c \rightarrow D^*$) realisiert wird. Zum Abschluß soll weiterhin untersucht werden, welchen Einfluß hadronische Selbstenergien (insbesondere für D, \bar{D} Mesonen) auf den Hadronisierungsprozeß haben und welche Spuren in dreifach-differentiellen Spektren sichtbar werden. Auch ein Vergleich mit dem statistischen Hadronisierungsmodell von Kostyuk et al. bietet sich an dieser Stelle an.

Abweichungen vom beantragten Forschungsprogramm

Für die erste Phase des Arbeitsprogramms war beabsichtigt, Dr. Andre Peshier zu gewinnen, der mit seinen Erfahrungen auf diesem Gebiet in Giessen (in Zusammenarbeit mit Prof. W. Cassing) für eine optimale Realisierung hätte sorgen können.

Leider hat sich Dr. Peshier im SS 2006 entschlossen, seine Studien auf anderen Gebieten ab Okt. 2006 in Nantes fortzusetzen, so daß unmittelbar kein erfahrener Postdoc für die erste Phase zur Verfügung stand. Andererseits konnte Dr. Olena Linnyk für das Projekt gewonnen werden, deren Schwerpunkt allerdings auf der Dynamik von Charm-Quarks und 'off-shell' Quark-Propagatoren lag. Diese personelle Maßnahme erforderte eine Umstrukturierung des Arbeitsprogrammes zumal sich Prof. W. Cassing (Uni. Giessen) zur Fortführung der Arbeiten auf dem Gebiet der partonischen Quasiteilchen bereit erklärt hatte. Es wurde vereinbart, die erste Phase des Arbeitsprogramms primär nach Giessen zu verlagern und mit der Ausarbeitung der Charm-Dynamik (3. Arbeitsphase) in Frankfurt bereits zu beginnen. Diese Umorientierung führte zwangsläufig zu einer Verzögerung des Projektes. In den weiteren Phasen des Projektes sollten sodann die separaten Entwicklungen (in modularer Form) zusammengefügt werden, um die systematische Analyse von peripheren und zentralen Au+Au Kollisionen von 10–200 A GeV im neu entwickelten Transportmodell PHSD durchzuführen.

Erreichte Ziele

Hadronisierung des Quark-Gluon-Plasmas

Das dynamische Quasiteilchen Modell von Peshier und Cassing (DQPM) [1] wurde einerseits erweitert auf explizite Quark Freiheitsgrade als auch auf endliche chemische Potentiale μ_q der Quarks [2]. Die für eine transporttheoretische Behandlung der Partonen (Quarks und Gluonen) notwendigen Potentiale bzw. Reaktionsraten wurden dabei bestimmt aus Fits der Zustandsgleichung an Gitter QCD Rechnungen [1, 2, 3] für die Massen M_x und Breiten Γ_x der Gluonen und Quarks, die deren Spektralfunktionen (in relativistischer Breit-Wigner Form) festlegen. Durch Separation von zeitartigen und raumartigen Anteilen in den Funktionalen für Dichte und Energie konnten sodann die expliziten (zeitartigen) Freiheitsgrade isoliert werden, welche allein für eine Propagation im Rahmen von Transportmodellen geeignet sind. Die raumartigen Anteile der Partonendichten charakterisieren dagegen 'virtuelle' Partonen, die in Wechselwirkungsprozessen als Austauscheteilchen auftreten. Es zeigt sich, daß knapp oberhalb der kritischen Temperatur T_C nahezu 60% der effektiven Gluonen virtuell sind und etwa 35% der effektiven Quarks. Dieses Ergebnis steht im krassen Gegensatz zur konventionellen Betrachtung der Partonen als masselosen Teilchen auf dem 'Lichtkegel'.

Analog zur Partonendichte weisen die Energiedichten große Anteile im raumartigen Bereich auf [2, 3], die ihrerseits mit potentiellen Energiedichten zu vergleichen sind. Der Energiedichte der zeitartigen Gluonen - die explizit in Transport propagiert werden können - ist wieder klein im Vergleich zur potentiellen Energiedichte für Gluonen, während für Quarks und Antiquarks die zeitartigen Beiträge dominieren. Mit der Separation von (raumartigen) potentiellen Energiedichten und zeitartigen partonischen Freiheitsgraden steht der Weg offen zur Definition von mittleren Feldern für die effektiven Partonen. Letztere werden bestimmt aus den Ableitungen der potentiellen Energiedichte nach den zeitartigen partonischen Dichten

und können durch einfache Funktionen der Partonendichte approximiert werden [2, 3, 4]. Analog geben zweite Ableitungen der potentiellen Energiedichte die effektive (integrale) Wechselwirkung $v_{eff}(1, 2)$ der zeitartigen Partonen untereinander [2, 3].

Es ist zu bemerken, daß die so definierten Wechselwirkungen ein interessantes Verhalten als Funktion der zeitartigen Partonendichte ρ_p zeigen: bei hohen Dichten ist v_{eff} repulsiv und nimmt langsam mit ρ_p ab, wechselt allerdings für $\rho_p < 2.2 \text{ fm}^{-3}$ das Vorzeichen und wird stark attraktiv. Dieses bedeutet, daß z.B. in der Expansion eines partonischen Feuerballs (mit zeitlich abnehmender Dichte) die Wechselwirkung zwischen einem Quark und Antiquark bei geringer Dichte stark attraktiv wird und die Partonen als gebundene Zustände (Hadronen oder Hadronenresonanzen) bei geringer Dichte weiter propagieren. Weiterhin ist aufzuweisen, daß die über die Breiten Γ_x definierten Reaktionsraten auf Zwei-Teilchen Wirkungsquerschnitte σ_x führen, die um Faktoren 5-8 größer sind als entsprechende Resultate der perturbativen QCD [1].

Mit der Festlegung der effektiven Potentiale, der Quasiteilchen - Massen und Reaktionsraten können nun die effektiven (zeitartigen) partonischen Freiheitsgrade im Rahmen der Off-Shell Transporttheorie [5] propagiert werden [6]. Neue Wege müssen allerdings für die Hadronisierung beschritten werden, d.h. für den Übergang von partonischen zu hadronischen Freiheitsgraden. Zu diesem Zweck wird in kovarianter Form eine lokale Übergangsratengleichung formuliert, in der für $v_{eff} < 0$ die effektive Wechselwirkung selbst als Matrixelement eingeht sowie die Randbedingungen der Farbneutralität, Flavorstrom-Erhaltung sowie Energie-Impulserhaltung. Die entsprechenden Ratengleichungen werden auf einem endlichen Raum-Zeit-Gitter numerisch integriert [6]. Bei der Bildung von Quark-Antiquark-Paaren (Hadronen) treten dabei vorwiegend Übergänge in massive Mesonen auf, da die Quarks/Antiquarks im Mittel etwa 0.4 GeV Masse haben, was eine Bildung des 0^- Oktetts aus energetischen Gründen nahezu verhindert. Für den Übergang zu massiveren Mesonen (oder Baryonen/Antibaryonen) mit Massen oberhalb von 1.5 GeV wird ein Stringzerfall im Rahmen von JETSET [7] implementiert, wie er auch im konventionellen HSD Transport Code [8] Verwendung findet. Die entstehenden Hadronen bzw. Stringzerfallsprodukte werden im Rahmen des HSD Transport Modells weiter propagiert. Erste numerische Ergebnisse der partonischen Expansion und Hadronisierung im Rahmen des PHSD Transportmodells wurden in Ref. [6] publiziert.

Es ist zu bemerken, daß der hier vorgestellte Hadronisierungsprozeß nicht auf das Problem der Entropie-Reduktion wie im Koalescence-Modell masseloser Partonen stößt, da die hadronischen Produkte Resonanzen mit Zerfällen in 2-3 Hadronen darstellen und somit zusätzlich Entropie erzeugen.

Dynamik von Hadronen mit Charm-Quarks

In aktueller Vorbereitung des 'White Books' zur Dynamik von Kern-Kern-Reaktionen bei FAIR und SPS Energien [9] wurden die beantragten Untersuchungen zur Charm-Dynamik in 2006/2007 vorgezogen, wobei bisher eine explizite Einbeziehung der partonischen Reaktionsphase nicht realisiert und erst in 2009 adressiert wurde.

Von aktuellem Interesse waren in 2006 das erwartete Maß an J/Ψ Unterdrückung bei FAIR Energien sowie der kollektive elliptische Fluß von D -Mesonen und Charmonia bei FAIR und SPS Energien. Zu diesem Zweck wurden die bekannten Szenarien der J/Ψ Unterdrückung im Rahmen des HSD Transportmodells mikroskopisch untersucht [10]: einerseits das J/Ψ 'melting Szenario' von Matsui und Satz [11], andererseits das konventionelle 'hadronische Comover Szenario' wie es u.a. von Capella et al. [12] vorgeschlagen wurde. Allerdings werden im Rahmen des HSD Modells nicht nur die Charmonium Dissoziationsreaktionen (z.B: $J/\Psi + \rho \rightarrow D + \bar{D}, D + \bar{D}^*$ etc.) berechnet, sondern auch die Rückreaktionen auf der Basis von 'Detailed Balance' [13]. Erstmals wurde auch das gekoppelte Problem der Charmonium Zustände $J/\Psi, \chi_c, \Psi'$ bei niedrigen (FAIR) Energien untersucht und der elliptische Fluß der Charm-Zustände explizit berechnet wie auch das Verhältnis von Ψ' zu J/Ψ als Funktion der Zentralität der Schwerionenreaktion.

Für das J/Ψ 'melting Szenario' von Matsui und Satz wurden aktuelle QCD Rechnungen für die 'Schmelztemperaturen' von $J/\Psi, \chi_c$, und Ψ' zugrunde gelegt, d.h. die Zustände Ψ' und χ_c , schmelzen bereits bei Energiedichten oberhalb von etwa $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ während das J/Ψ bis zu Energiedichten von nahezu $16 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ überlebt. Die Energiedichten selbst lassen sich im Rahmen des HSD Modells aus dem Energie-Impulstensor $T^{\mu\nu}$ im lokalen Ruhesystem extrahieren; Charmonia oberhalb der kritischen Energiedichten werden einfach in ihre Bestandteile 'zerlegt'. Es ist zu bemerken, daß im 'hadronischen Comover Szenario' lediglich ein einziges Matrix-Element M_0 als Parameter für die Stärke der Comover Wechselwirkung auftritt, welches bei zentralen Reaktionen von Pb+Pb bei 160 A·GeV ein für alle Mal 'fixiert' wird.

Die detaillierten Ergebnisse der Rechnungen sind in Ref. [10] aufgeführt und haben ergeben, daß bei SPS Energien beide Szenarien im Vergleich mit Daten der NA50 und NA60 Kollaborationen recht gut abschneiden. Dabei liefert das 'hadronische Comover Szenario' ebenfalls exzellente Resultate für das Ψ' zu J/Ψ Verhältnis als Funktion der Zentralität, während das J/Ψ 'melting Szenario' ein zu geringes Verhältnis liefert. Letzteres ist darauf zurückzuführen, daß bereits in peripheren Reaktionen Energiedichten erreicht werden, bei denen die Ψ' schmelzen. Eine Reproduktion von Ψ' über hadronische Reaktionen ist bei SPS (und FAIR) Energien zu gering (und ohnehin im ursprünglichen Szenario nicht vorgesehen).

Eine Anregungsfunktion der J/Ψ Unterdrückung erlaubt, die beiden Szenarien experimentell bei FAIR Energien zu unterscheiden, da das 'hadronische Comover Szenario' eine monotone Funktion von T_{lab} liefert während das J/Ψ 'melting Szenario' aufgrund der Energieschwellen eine schneller veränderliche Anregungsfunktion impliziert [10]. Diese Aussagen werden sich auch im Rahmen des neuen PHSD Modells nicht wesentlich ändern (s.u.). Zu bemerken ist weiterhin, daß in den betrachteten Szenarien der elliptische Fluß der Charmonia aufgrund (kleiner) hadronischer Restwechselwirkungen nur sehr gering ist.

Im Zusammenhang mit neuen Daten der PHENIX Kollaboration [14] zur J/Ψ Unterdrückung wurden ebenfalls Au+Au Reaktionen bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ in beiden obigen Szenarien berechnet [15]. Hier zeigte sich, daß beide Vorstellungen nicht mehr korrekt die J/Ψ Unterdrückung als Funktion der Rapidität und der Zentralität