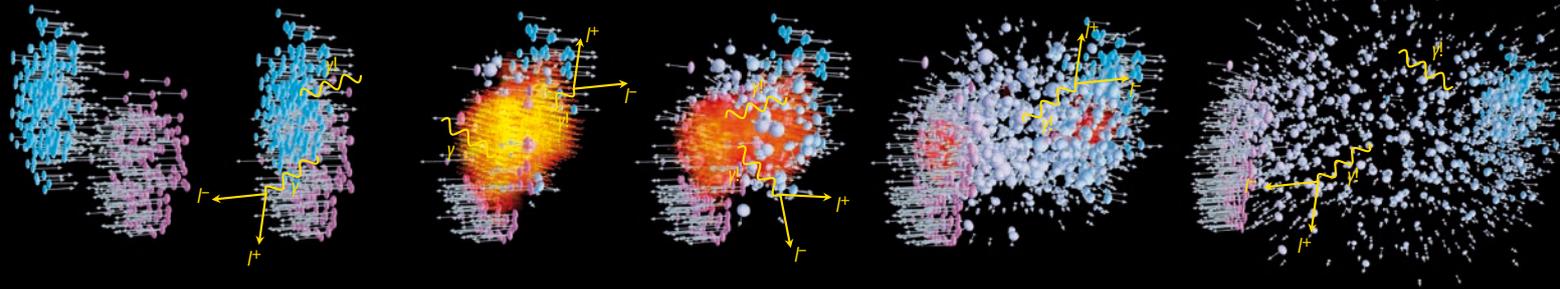


Extrem und strahlend

Die elektromagnetische Strahlung aus Urknall-Materie enthält Informationen zum Zustand sichtbarer Materie unter extremen Bedingungen.

Tetyana Galatyuk, Hendrik van Hees, Ralf Rapp und Jochen Wambach

F. Seck, TU Darmstadt / Modell: UrQMD



Jede Form sichtbarer Materie strahlt. Dabei gibt die Frequenzverteilung Aufschluss über die Temperatur, die Zusammensetzung und Dynamik der elektrischen Ladungsträger und oft auch über das kritische Verhalten in der Nähe von Phasenübergängen. Bei extremer Temperatur und Dichte von Kernmaterie zeigen die Spektren reeller und virtueller Photonen den Übergang von hadronischer zu Quark-Gluon-Materie an und tragen so wesentlich zum Verständnis der Erzeugung von Masse durch die starke Wechselwirkung bei.

Kurze Zeit nach dem Urknall vor 13,8 Milliarden Jahren bestand das Universum aus einem heißen Plasma von Elementarteilchen, die das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt (Infokasten). Für die frühe Entwicklung des Universums während der kosmischen Expansion spielten zwei fundamentale Phasenübergänge eine entscheidende Rolle: Der eine fand etwa zehn Pikosekunden nach dem Urknall statt, getrieben durch die elektroschwache Wechselwirkung. Dagegen bestimmte die starke Wechselwirkung den zweiten nach etwa zehn Mikrosekunden. Kondensationsphänomene, die vermutlich für die Masse der heute sichtbaren Materie verantwortlich sind, begleiteten beide Übergänge. Im elektroschwachen Phasenübergang kondensierte das im Jahr 2012 am Large Hadron Collider des CERN entdeckte Higgs-Teilchen und erzeugte die Massen der Leptonen, der schweren Z- und W-Bosonen sowie die „nackten“ Massen der Quarks. Im Übergang der starken Wechselwirkung verbanden sich Quarks und Gluonen zu Hadronen unter permanentem Einschluss der Farbladung („Confinement“), wodurch mehr als 98 Prozent der Masse der sichtbaren Materie entstanden sind. Den genauen Ablauf lassen auch mehr als 30 Jahre intensiver Forschung offen.

Heute bietet sich uns die faszinierende Möglichkeit, den frühen Zustand des Universums in der Nähe der starken Phasenumwandlung bei Stößen schwerer Atomkerne mit extrem hohen Energien erneut zu erzeugen. Dabei geht die kinetische Stoßenergie zu einem Großteil in der Produktion von mehreren tausend Hadronen auf. Systematische Analysen der gemessenen Teilchensorten und deren Energie- und Impulsverteilungen liefern die Evidenz für die Erzeugung einer extrem heißen Reaktionszone. Dieser „Feuerball“ erreicht sehr schnell den Zustand eines lokalen thermischen Gleichgewichts und expandiert explosiv nach den Gesetzen der relativistischen Hydrodynamik (Abbildung). Bei den höchsten Stoßenergien, die derzeit mit 5 TeV pro Nukleonenpaar im Schwerpunktsystem beim Large Hadron Collider zur Verfügung stehen, lässt sich die dazugehörige Zustandsgleichung, die beispielsweise Druck und Energiedichte in Beziehung setzt, präzise aus der Quantenchromodynamik berechnen. Es herrscht weitgehend Einigkeit, dass die Energiedichten der frühen Entwicklungsphasen des Feuerballs ausreichen, um ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen. Diese stark wechselwirkende Materie, die auch im frühen Universum vorlag, besteht aus masselosen

Bei der Simulation eines hochenergetischen Schwerionenstoßes treten während der gesamten zeitlichen Entwicklung von einigen 10^{-23} s reelle Photonen und Dileptonen (gelb) auf.

KOMPAKT

- Hochenergetische Schwerionenstöße erzeugen Materie bei extremen Temperaturen und Dichten.
- Photonen und Leptonen verlassen die Reaktionszone ungestört und sind somit ideale Sonden für die Eigenschaften dieser „Feuerball“-Materie.
- Aus den spektralen Veränderungen der Emissionsraten lässt sich auf die Mechanismen der Massenerzeugung und des Quark-Hadron-Übergangs in der starken Wechselwirkung schließen.

Prof. Dr. Tetyana Galatyuk, TU Darmstadt, Schlossgartenstr. 9, 64289 Darmstadt, Dr. Hendrik van Hees, Goethe-Universität Frankfurt, Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt, Prof. Dr. Ralf Rapp, Texas A&M University, 120 Spence St, College Station, TX 77840, USA, und Prof. Dr. Jochen Wambach, ICT*, Strada delle Tabarelle 286, 38123 Villazzano, Italien

#) Wie in der Teilchenphysik üblich verwenden wir Einheiten mit $\hbar = c = k_B = 1$. Damit werden Massen und Temperaturen in eV angegeben: 1 eV entspricht einer Temperatur von etwa 11600 Kelvin.

Gluonen, nahezu masselosen up- und down-Quarks und den etwas schwereren strange-Quarks. Was lernt man aus diesen Experimenten über die Mechanismen der Massenerzeugung in der starken Wechselwirkung?

„Masse ohne Masse“

Der überwiegende Teil der sichtbaren Materie im heutigen Universum besteht aus Protonen und in Atomkernen gebundenen Neutronen. Für die Struktur dieser Nukleonen spielen in guter Näherung nur up- und down-Quarks eine Rolle. Ihre Massen von 2,3 und 4,8 MeV sind im Vergleich zur Nukleonenmasse von etwa 940 MeV vernachlässigbar klein.^{#)} Wie kommt dann aber die Nukleonenmasse zustande? Nukleonen und andere Hadronen sind komplexe gebundene Objekte aus Quarks und Gluonen, deren Farbladungen der starken Wechselwirkung unterliegen. Das beschreibt im Standardmodell die Quantenchromodynamik, die der Quantenelektrodynamik in vielen Aspekten ähnelt. So sind beide Eichtheorien mit masselosen Austauschpartikeln. Ein entscheidender Unterschied ist jedoch, dass Gluonen – im Gegensatz zu Photonen – mit sich selbst wechselwirken, weil sie eine Farbladung tragen. So entsteht die Masse der Hadronen durch eine starke Rückkopplung der Gluonfelder auf die Quarks. Wahrscheinlich hängt auch das Confinement, der Farbeinschluss der Quarks und Gluonen, eng mit der Rückkopplung zusammen.

In vielen Bereichen der Physik spielen bei der Strukturbildung Symmetrien und deren Brechung eine entscheidende Rolle. In Quantensystemen können Wechselwirkungen die Symmetrien „dynamisch“ brechen, d. h. der Grundzustand weist nicht mehr die volle Symmetrie des Hamilton-Operators auf. Dabei induzieren Kondensationsphänomene den Symmetriebruch. Bekannte Beispiele sind die spontane Magnetisierung und die Supraleitung. Doch welche Symmetrien der starken Wechselwirkung sind für die Massenerzeugung

und den Farbeinschluss relevant? Unter der Annahme masseloser Quarks bleibt die Lagrange-Funktion beziehungsweise der Hamilton-Operator der Quantenchromodynamik unter beliebigen Längentransformationen in der Raum-Zeit unverändert. Quanteneffekte brechen diese „Skaleninvarianz“, was zu einem starken Anstieg der Kopplungskonstanten bei großen Raum-Zeit-Abständen oder kleinen Energien führt. Aus dem Symmetriebruch folgen endliche Massen der zusammengesetzten Hadronen, obwohl die Konstituenten masselos sind! Dieser von John A. Wheeler als „Masse ohne Masse“ bezeichnete Effekt, trägt beim Nukleon etwa 880 MeV bei, also den größten Anteil der Masse. Zusätzlich entwickelt der Vakuumzustand der starken Wechselwirkung durch den Symmetriebruch nichtverschwindende Erwartungswerte, insbesondere durch eine Kondensation von Quark- und Gluonfeldern. In Analogie zur Supraleitung, wo die Kondensation elektrischer Ladungen magnetische Felder verdrängt, bilden sich farbelektrische „Flussschläuche“, die zu einem linear ansteigenden farbelektrischen Potential führen und somit die Farbladungen einschließen können.

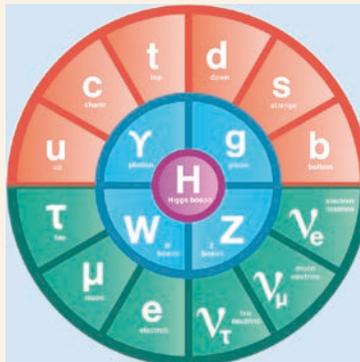
Die zweite Symmetrie der „masselosen“ Quantenchromodynamik betrifft die Quarks, die als Fermionen einen Spin 1/2 tragen und eine feste Rechts- oder Linkshändigkeit besitzen. Diese Chiralität manifestiert sich in einem Spin, der stets in oder entgegen die Flugrichtung ausgerichtet ist. Dies impliziert eine Symmetrie unter Raumspiegelungen, die linkshändige in rechtshändige Zustände überführen und umgekehrt. Da Wechselwirkungen mit Gluonen die Chiralität von Quarks nicht ändern, sollte es im Massenspektrum der Hadronen entartete Zustände entgegengesetzter Parität geben. Diese werden aber nicht beobachtet, was auf eine dynamische Brechung der chiralen Symmetrie hindeutet. Auch hier ist ein Kondensationsphänomen im Grundzustand die Ursache: skalare Quark-Antiquark-Paare mit $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle \neq 0$. Aus der Struktur der Symmetriebrechung folgt außerdem die Existenz dreier masseloser Nambu-Goldstone-Anregungen, die

DAS STANDARDMODELL DER ELEMENTARTEILCHEN

Das Standardmodell beschreibt alle bekannten Phänomene des Mikrokosmos mit Hilfe zweier Teilchensorten: den Bausteinen der **Materie** (Fermionen) und den **Trägern der Wechselwirkungen** zwischen ihnen (Bosonen).

Unter den zwölf Materieteilchen gibt es sechs Quarks und sechs Leptonen unterschiedlicher Masse. Die leichtesten Quarks sind die up- und down-Quarks. Elektron, Myon und Tauon bilden mit den Neutrinos die Gruppe der Leptonen.

Die Materieteilchen wechselwirken untereinander. Die effektive Reichweite der **starken Kraft** ist auf den Atomkern beschränkt. Sie bindet Quarks, die eine Farbladung tragen, durch den Austausch von acht unterschiedlichen



farbgeladenen, masselosen Gluonen zu Hadronen: Baryonen (z. B. Proton und Neutron) bestehen aus drei Quarks, Mesonen aus Quark und Anti-Quark. Mesonen mit Spin 1 und negativer

Parität heißen Vektormesonen (z. B. ρ -Meson). Sie besitzen einen Paritätspartner mit positiver Parität, die Axialvektor-Mesonen heißen (z. B. a_1 -Meson).

Die **elektromagnetische Kraft** wirkt zwischen elektrisch geladenen Teilchen durch den Austausch masseloser Photonen. Die **schwache Wechselwirkung** wirkt auf alle Teilchen durch den Austausch von Z- und W-Bosonen, die eine sehr große Masse besitzen, sodass ihre Reichweite extrem klein ist. Elektromagnetische und schwache Wechselwirkung lassen sich zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammenfassen.

Im Standardmodell erzeugt die Kondensation des **Higgs-Feldes** die Masse der Materieteilchen.

– in Analogie zu Spinwellen in Ferromagneten – mit den drei Ladungszuständen des Pions übereinstimmen. Deren geringe Masse erklärt sich aus den nicht exakt masselosen up- und down-Quarks. Diese Symmetriebrechung sorgt für einen zusätzlichen Beitrag zur Nukleonenmasse von etwa 60 MeV sowie zu einer beträchtlichen Aufspaltung der Massen von Paritätspartnern. Beispielsweise unterscheiden sich die Massen von ρ -Mesonen und a_1 -Mesonen um etwa 500 MeV.

Eine Möglichkeit zur Untersuchung der Brechungsmechanismen für Massenerzeugung und Farbeschluss sind detaillierte Strukturanalysen des Protons mittels Streuexperimenten von Elektronen auf verschiedenen Energie- und Impulsskalen. Eine drastischere Möglichkeit wäre das „Verdampfen“ der Vakuumkondensate bei hohen Temperaturen. Dabei sollten die elementaren Bausteine, also die Quarks und Gluonen, in Form eines Quark-Gluon-Plasmas sichtbar werden. Ist diese Situation im Experiment realisierbar?

Extreme Materie

Auch die Eigenschaften stark wechselwirkender Materie bei sehr hoher Temperatur und Dichte lassen sich in einem Phasendiagramm darstellen (Abb. 1). Diese so genannte QCD-Materie lag wohl im frühen Universum vor und findet sich vermutlich auch im Inneren von Neutronensternen. Da die Teilchen relativistische Geschwindigkeiten besitzen, setzt das Phasendiagramm die Variablen des großkanonischen Ensembles, Temperatur T und baryochemisches Potential μ_B , in Beziehung. Für $\mu_B = 0$ liegt die gleiche Anzahl von Baryonen und Antibaryonen vor, mit wachsendem μ_B entwickelt sich ein Baryonenüberschuss. Erreicht μ_B den Wert von 924 MeV, der etwas unterhalb der Ruhemasse der Nukleonen liegt, bildet sich bei niedrigen Temperaturen in einem Phasenübergang von Flüssigkeit zu Gas ein gebundener Zustand aus. Diese Kernmaterie besitzt eine Bindungsenergie von etwa 16 MeV pro Nukleon. Ihre Dichte entspricht derjenigen im Inneren schwerer Atomkerne.

Präzise numerische Berechnungen auf Basis einer in der Raum-Zeit diskretisierten Lösung der Quantenchromodynamik – bekannt als Gitter-QCD – zeigen, dass für kleine μ_B mit wachsender Temperatur innerhalb eines relativ engen Temperaturbereichs ein kontinuierlicher Übergang von hadronischer zu Quark-Gluon-Materie stattfindet. Dabei verschwindet das chirale Vakuumkondensat $\langle 0|\bar{q}q|0\rangle$ bei Temperaturen oberhalb von etwa 160 MeV. Auch die Skaleninvarianz stellt sich mit wachsenden Temperaturen wieder ein, allerdings über einen größeren Temperaturbereich. Bei hohen Temperaturen sollte demnach ein Quark-Gluon-Plasma vorliegen, während bei niedrigen Temperaturen massive Hadronen in einem Gas oder einer Flüssigkeit miteinander wechselwirken. Diese Vorhersagen gilt es nun, experimentell zu überprüfen. Dazu dienen hochenergetische Stöße schwerer Atomkerne.

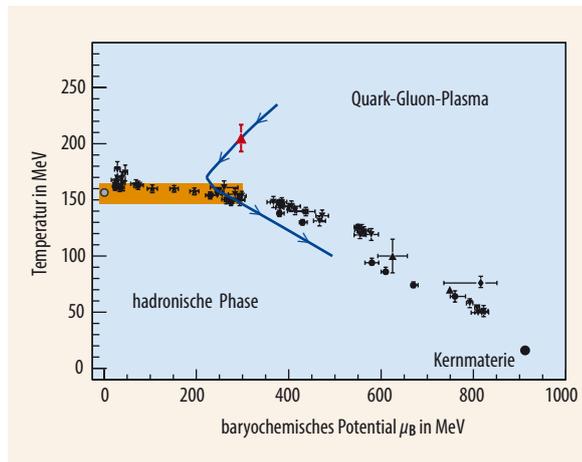


Abb. 1 Im Phasendiagramm der QCD-Materie lässt sich das chemische Ausfrieren, das sich aus den Häufigkeiten verschiedener Hadronensorten in Schwerionenstößen ergibt (schwarz), mit Gitter-QCD-Rechnungen für die Temperatur des Quark-Hadron-Übergangs vergleichen (orange). Die zeitliche Entwicklung des Feuerballs bei Stößen von Indiumkernen mit einer Schwerpunktsenergie von 17,3 GeV (blau) ergibt sich auch anhand der Dileptonenstrahlung (rotes Dreieck) [1].

Der dabei erzeugte, explodierende Feuerball existiert nur wenige 10^{-23} Sekunden – eine lange Zeit im Vergleich zur mittleren Stoßzeit der produzierten Quarks und Gluonen (oder Hadronen) von weniger als 10^{-24} Sekunden. Bei zentralen Stößen schwerer Kerne entsteht lokal thermalisierte Materie, deren zeitliche Entwicklung sich als eine Trajektorie im Phasendiagramm darstellen lässt (Abb. 1). Diese beginnt in der Phase des Quark-Gluon-Plasmas und geht dann in die hadronische Phase über, um am Ende auszufrieren. Zunächst schalten sich bei einer wohldefinierten Temperatur die inelastischen Stöße ab: Die vorliegenden Hadronen werden „eingefroren“ und fallen aus dem chemischen Gleichgewicht. Beim weiteren Abkühlen verdünnt sich das Hadronengas so sehr, dass auch keine elastischen Stöße mehr auftreten und die Hadronen nicht mehr miteinander wechselwirken. Nach diesem kinetischen Ausfrieren lassen sie sich im Detektor nachweisen.

Die Spektroskopie des Feuerballs erweist sich als schwierig, insbesondere für die thermischen Anregungen der QCD-Materie. Hadronen, die mit hohen Impulsen senkrecht zur Strahlachse entstehen, treten seltener auf als erwartet. Diese Unterdrückung lässt sich als Energieverlust von Quarks oder Gluonen während ihrer Propagation durch das Quark-Gluon-Plasma interpretieren. Hadronen mit niedrigen Impulsen thermalisieren durch häufige Stöße. Aus ihrem Nachweis kann man auf die hadronische Zusammensetzung des Feuerballs beim chemischen und kinetischen Ausfrieren schließen. Die chemischen Ausfrierpunkte im Phasendiagramm ergeben sich präzise aus den Häufigkeiten der verschiedenen Hadronensorten. Um allerdings spektrale Informationen aus dem Inneren des Feuerballs zu gewinnen und die Massenerzeugung zu verstehen, muss man die emittierte elektromagnetische Strahlung untersuchen.

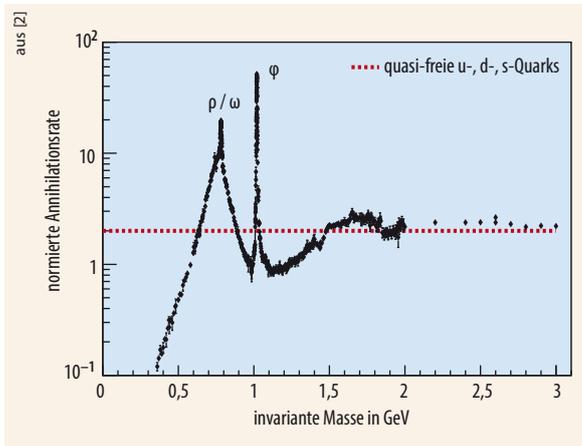


Abb. 2 Beim Vergleich der im Vakuum experimentell bestimmten Annihilationsrate mit theoretischen Rechnungen zeigt sich die Produktion der Vektormeson-Resonanzen ρ , ω und ϕ bei niedrigen Massen und ein Quark-Antiquark-Kontinuum oberhalb von etwa 1,5 GeV.

Photonen aus dem Feuerball

Materie im thermischen Gleichgewicht strahlt Photonen ab, deren spektrale Eigenschaften die Temperatur und Zusammensetzung des Materials widerspiegeln. Im Gegensatz zu Photonen aus dem Inneren der Sonne, die bei Fusionsprozessen entstehen und erst nach zehntausenden Jahren die Oberfläche erreichen, ist die mittlere freie Weglänge für Photonen im Feuerball eines Schwerionenstoßes etwa hundertmal größer als sein Radius – sie können also schnell entkommen.

Photonen tragen die Energie E und den Impuls p . Für relativistische Teilchen der Lorentz-invarianten Masse M gilt allgemein die Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = M^2 + p^2 \text{ oder } M^2 = E^2 - p^2.$$

Reelle Photonen sind masselos ($M = 0$) und bewegen sich auf dem Lichtkegel. Photonen mit $M^2 \neq 0$ werden als virtuell bezeichnet. Für $M^2 < 0$ bewegen sie sich außerhalb des Lichtkegels, typischerweise als Austauschteilchen bei der Streuung geladener Teilchen. Photonen mit $M^2 > 0$ propagieren innerhalb des Lichtkegels, wo sie bei Vernichtungs- oder Zerfallsprozessen geladener Teilchen entstehen, beispielsweise durch Elektron-Positron-Annihilation. Sie zerfallen wieder.

Aufgrund der großen mittleren freien Weglänge strahlt der Feuerball während seiner gesamten Raum-Zeit-Entwicklung sowohl reelle als auch virtuelle Photonen mit $M^2 > 0$ ab. Letztere zerfallen in Paare entgegengesetzt geladener Leptonen, so genannte Dileptonen. Deren spektrale Eigenschaften reflektieren die Zusammensetzung der Materie und die starke Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern. Während dies im Quark-Gluon-Plasma die elektrisch geladenen, mit Gluonen wechselwirkenden Quarks sind, fungieren nach dem Übergang zu hadronischer Materie die Hadronen als Strahlungsquellen. Daher eignen sich reelle Photonen und Dileptonen bestens, um den Übergang zu diagnostizieren.

Schmelzende Vektormesonen

Die möglichen Dileptonensignale aus einem Schwerionenstoß lassen sich mit Hilfe des Vergleichs mit dem Spektrum von Dileptonenpaaren im Vakuum vorher-sagen. Aus dem inversen Prozess zu ihrer Produktion, der Elektron-Positron-Vernichtung in Hadronen, ist dieses Spektrum gut bekannt. Es besteht aus zwei Bereichen (Abb. 2). Für invariante Dileptonenmassen unterhalb von etwa 1,5 GeV liegen im Spektrum drei Resonanzen vor, die zu den Vektormesonen $\rho(770)$, $\omega(782)$ und $\phi(1020)$ gehören. Diese Resonanzenergien, die den Massen der Mesonen entsprechen, resultieren aus der komplizierten Struktur des kondensierten quantenchromodynamischen Vakuums. Für invariante Massen oberhalb von 1,5 GeV zeigt das Spektrum fast keine Struktur, was in sehr guter Näherung das Verhalten bei der Produktion quasi-freier up-, down- und strange-Quarks sowie deren Antiquarks wiedergibt.

Verdampfen die Vakuumkondensate wie vorherge-sagt im heißen Feuerball, sollten sich die Spektren der Vektormesonen deutlich ändern, insbesondere in der Nähe der Temperatur des Quark-Hadron-Übergangs von etwa 160 MeV und darüber. In der Dileptonenstrahlung bei niedrigen invarianten Massen stecken somit Informationen zur Massenerzeugung und zum Aufheben des Confinements. Bei invarianten Massen oberhalb von 1,5 GeV sind die thermischen Modifikationen des Vakuumspektrums dagegen gering, sodass die Strahlung aus dem Feuerball direkt die Temperatur widerspiegelt. Hier eignen sich die Spektren als ideales Thermometer für den Feuerball. Langjährige experi-mentelle und theoretische Anstrengungen konnten diese Erwartungen erfüllen und ein konsistentes Bild thermischer Dileptonenstrahlung in Schwerionen-reaktionen über einen weiten Bereich von Stoßener-gien liefern [3].

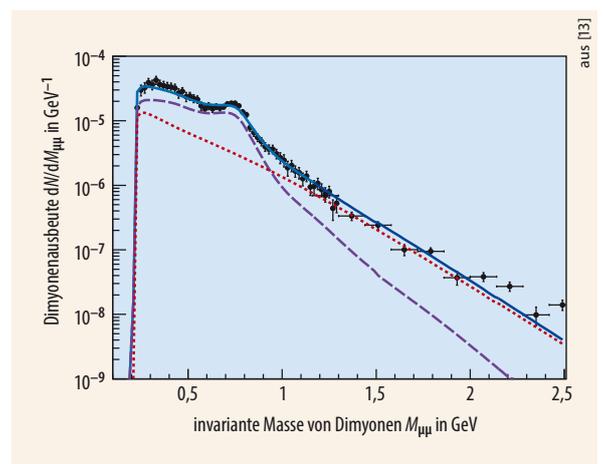


Abb. 3 In invarianten Massenspektren der Dimyonen-Produktion bei Stößen von Indiumkernen mit 17,3 GeV Energie lassen sich die Daten (schwarz) mit theoretischen Vorhersagen für thermische Strahlung vergleichen (blau), die sich aus Beiträgen der hadronischen Phase (lila) und des Quark-Gluon-Plasmas (rot, Anfangstemperatur $T_0 = 235$ MeV) zusammensetzt. Berücksichtigt man die Verbreiterung des ρ -Mesons, kommt es zu einer quantitativen Übereinstimmung.

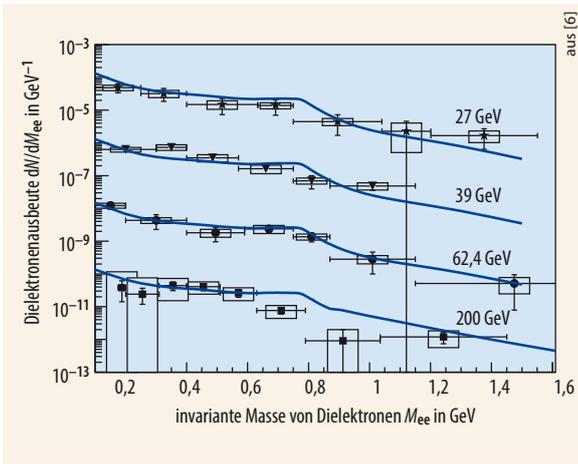


Abb. 4 Auch bei Stößen von Goldkernen stimmen die experimentellen Daten (schwarz) der invarianten Massenspektren für Elektron-Positron-Paarproduktion bei verschiedenen Energien gut mit der Theorie (blau) überein.

Dileptonenspektren aus Schwerionenstößen sind über einen weiten Bereich von Stoßenergien gemessen worden [4 – 7], wobei die Dimyonen-Spektren aus dem NA60-Experiment am Super Proton Synchrotron des CERN Maßstäbe für die Präzision gesetzt haben [1]. Aufgrund hoher statistischer und systematischer Genauigkeit gelang es, die gemessenen Spektren im Hinblick auf Detektorakzeptanz und Untergrundbeiträge zu korrigieren und die aus dem Feuerball emittierte Strahlung zu isolieren. Damit ließen sich Messungen und theoretische Vorhersagen vergleichen: Es zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung für den gesamten invarianten Massenbereich (Abb. 3). Für Massen $M > 1,5$ GeV dominiert die Emission aus den frühen Stadien der Expansion des Feuerballs das Spektrum, mit einer mittleren Temperatur von etwa 200 MeV (Abb. 1). Bei kleineren Massen resultiert die Strahlung aus einem relativ breiten Temperaturfenster um den Quark-Hadron-Übergang bei etwa 150 bis 160 MeV, wo die Zerfälle eines stark verbreiterten ρ -Mesons dominieren. Eine Vielzahl von Wechselwirkungen in der hadronischen Phase sorgt für diese Verbreiterung. Die Breite der Resonanz wird mit wachsender Temperatur so groß, dass ihre Struktur verschwindet, ohne dass sich ihre Position – also die Masse des ρ -Mesons – verändert: Das Meson „schmilzt“. Die emittierte Dileptonenstrahlung ähnelt zunehmend einem Kontinuum aus einer Quark-Antiquark-Annihilation und signalisiert somit den Übergang von hadronischer zu Quark-Gluon-Materie. Die noch sichtbare Resonanzstruktur stammt aus Zerfällen von ρ -Mesonen in der späten Phase des Feuerballs nahe des kinetischen Ausfrierens. Die Wechselwirkungseffekte, die das ρ -Meson schmelzen lassen, sind auch für andere Hadronen theoretisch vorhergesagt, sodass sich ein konsistentes Bild für eine graduelle Erzeugung von Masse im Quark-Hadron-Übergang ergibt. Der Mechanismus ist mit dem kontinuierlichen Übergang der Gitter-QCD verträglich.

Das Verdampfen des chiralen Quark-Antiquark-Vakuumkondensats impliziert, dass sich die spektra-

len Eigenschaften von Hadronen gleichen Spins aber entgegengesetzter Parität zunehmend annähern. Der Paritätspartner des ρ -Mesons ist das a_1 -Meson. Seine Masse im Vakuum ist mit 1,26 GeV beinahe 500 MeV schwerer als diejenige des ρ -Mesons. Um Entartung zu erreichen, müsste die Masse des a_1 -Mesons erheblich sinken und außerdem eine starke Verbreiterung auftreten. Erst wenn die spektralen Verteilungen vollständig übereinstimmen, ist die chirale Symmetrie wieder hergestellt wie theoretisch vorhergesagt [8, 9]. Die Entartung direkt experimentell zu bestätigen, ist schwierig, da sich die Zerfallsprodukte des a_1 -Mesons schwer nachweisen lassen.

Die theoretischen Vorhersagen eines schmelzenden ρ -Mesons beschreiben die Daten gut, die für Dilektronen über einen weiten Bereich von Stoßenergien am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) in Brookhaven gemessen wurden [6], wobei die Qualität der Daten es nicht erlaubt, weitere Eigenschaften des ρ -Mesons zu extrahieren (Abb. 4). Die theoretische Beschreibung passt auch zu den Dilektronenspektren, welche die HADES-Kollaboration bei wesentlich niedrigeren Stoßenergien am Schwerionensynchrotron des GSI Helmholtzzentrums in Darmstadt bestimmt hat (Abb. 5) [10, 11]. Aus dieser robusten theoretischen Beschreibung der Dileptonenproduktion in Schwerionenstößen lässt sich mit den Spektren auf die fundamentalen Eigenschaften der erzeugten stark wechselwirkenden Materie über einen großen Bereich des QCD-Phasendiagramms schließen.

Temperatur und Lebensdauer des Feuerballs

Das Temperaturverhalten und die Lebensdauer des Feuerballs in einem Schwerionenstoß ergeben sich aus systematischen Messungen der Anregungsfunktion der Dileptonenerzeugung über einen großen Energiebereich. Bei niedrigen Massen wird die thermische Strahlung über einen Temperaturbereich emittiert,

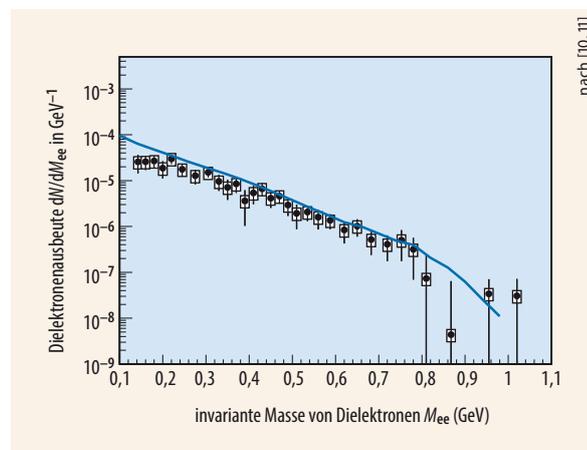


Abb. 5 Die invarianten Massenspektren der Elektron-Positron-Paarproduktion stimmen auch bei Stößen von Argonkernen mit einem Kalium-Chlorid-Target bei einer Stoßenergie von 2,6 GeV (schwarz, [7]) mit den theoretischen Vorhersagen für thermische Strahlung aus der hadronischen Phase überein.

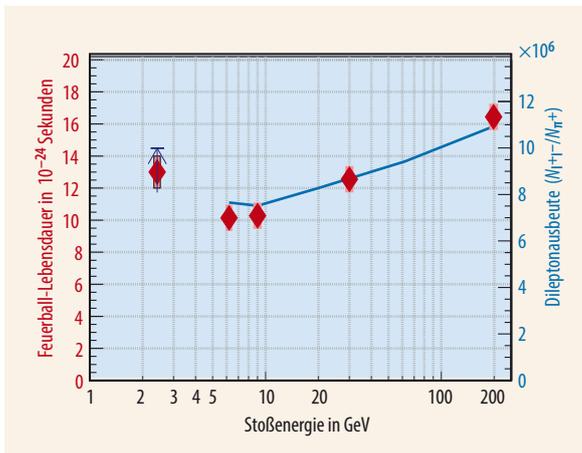


Abb. 6 Aus dem Vergleich der theoretisch vorhergesagten thermischen Dileptonenstrahlung (blau, Skala rechts) mit den Ergebnissen aus Schwerionenstößen lässt sich auf die Lebensdauer des Feuerballs bei der jeweiligen Stoßenergie schließen (rot, Skala links).

der von der Phase des Quark-Gluon-Plasmas bis zum Ausfrieren der Hadronen in der Endphase reicht: Dabei kompensiert das wachsende Volumen des Feuerballs die sinkende Strahlungsintensität, sodass die integrierte Strahlungsmenge der Lebensdauer der Quelle entspricht [12, 13]. Aus theoretischen Untersuchungen ergibt sich der Massenbereich $M = 0,3$ bis $0,7$ GeV als geeignetes Fenster, um die Lebensdauer des thermischen Mediums zu bestimmen (Abb. 6). Dabei stellt die Extraktion eines untergrundfreien und akzeptanzkorrigierten Spektrums eine experimentelle Herausforderung dar, die von der NA60-Kollaboration sowie in neuesten Messungen von den HADES- und STAR-Kollaborationen gemeistert wurden [6, 14]. Aus der Steigung des Massenspektrums oberhalb von $M = 1,5$ GeV ergibt sich die Temperatur des Feuerballs in seinen frühen Phasen. Bisher lagen dazu nur Daten des NA60-Experiments vor. Die heute möglichen höheren Stoßenergien sollten zu höheren Anfangstemperaturen in der Phase des Quark-Gluon-Plasmas führen und damit zu einem beträchtlichen Anstieg der Temperatur des Feuerballs. Niedrigere Energien sind wichtig, um zu prüfen, ob der Quark-Hadron-Übergang, der bei kleinem μ_B kontinuierlich verläuft, tatsächlich mit wachsendem chemischen Potential in einen Phasenübergang 1. Ordnung übergeht, wie von zahlreichen Modellrechnungen vorhergesagt. Aufgrund der damit verbundenen latenten Wärme der gemischten Phase

könnte sich die anfängliche Temperatur des Feuerballs über einen signifikanten Bereich entsprechender Stoßenergien nur wenig ändern. Ähnlich wie beim Übergang der Kernmaterie von flüssiger zu gasförmiger Phase [15] sollte dies zu einem Plateau in der Anregungsfunktion der Temperatur, extrahiert aus Dileptonenspektren, führen. Ein solches Plateau wäre eine ausgezeichnete Signatur für die Existenz eines diskontinuierlichen Phasenübergangs zwischen hadronischer Materie und dem Quark-Gluon-Plasma und würde einen weiteren Meilenstein in der Erforschung von QCD-Materie markieren.

Die nächste Generation von Dileptonenexperimenten in Schwerionenstößen wird es erlauben, die spektralen Eigenschaften von heißer und dichter QCD-Materie über einen großen Bereich des Phasendiagramms mit hoher Präzision zu messen. Bei hohen Energien ist es geplant, die Spektralfunktion des ρ -Mesons bei verschwindendem baryochemischen Potential zu messen, die einen direkten Vergleich mit Vorhersagen der Gitter-QCD erlaubt. Bei niedrigen Energien zielen die Dileptonenprogramme dagegen auf die Untersuchung des QCD-Phasendiagramms bei hohen Baryondichten ab. Den Dileptonenexperimenten kommt also auch in Zukunft eine Schlüsselrolle bei der Untersuchung von QCD-Materie in Schwerionenstößen zu.

Literatur

- [1] H. J. Specht et al. (NA60 Collaboration), AIP Conf. Proc. **1322**, 1 (2010)
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012)
- [3] R. Rapp und J. Wambach, Adv. Nucl. Phys. **25**, 1 (2000)
- [4] S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. C, eingereicht (2018), arXiv:1807.00923
- [5] I. Tserruya, Electromagnetic Probes, in: R. Stock, Relativistic Heavy Ion Physics, Landolt-Börnstein **23**, 176 (2010)
- [6] J. Butterworth et al. (STAR Collaboration), Nucl. Part. Phys. Proc. **289-290**, 189 (2017)
- [7] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration), Phys. Rev. C **84**, 014902 (2011)
- [8] P. M. Hohler und R. Rapp, Phys. Lett. B **731**, 103 (2014)
- [9] C. Jung et al., Phys. Rev. D **95**, 036020 (2017)
- [10] S. Endres, H. van Hees, J. Weil und M. Bleicher, Phys. Rev. C **92**, 014911 (2015)
- [11] T. Galatyuk et al., Eur. Phys. J. A **52**, 131 (2016)
- [12] U. W. Heinz und K. S. Lee, Phys. Lett. B **259**, 162 (1991)
- [13] R. Rapp und H. van Hees, Phys. Lett. B **753**, 586 (2016)
- [14] T. Galatyuk et al. (HADES Collaboration), Nucl. Phys. A **967**, 680 (2017)
- [15] M. D’Agostino et al., Nucl. Phys. A **749**, 55 (2005)

DIE AUTOREN

Tetyana Galatyuk (FV Hadronen und Kerne) promovierte 2009 an der Goethe-Universität Frankfurt und ist seit 2012 als



Juniorprofessorin an der TU Darmstadt tätig.

Hendrik van Hees (FV Hadronen und Kerne) promovierte 2000 an der TU Darmstadt und ist seit 2011 wissenschaftlicher Mitarbeiter an der U Frankfurt.



Ralf Rapp (FV Hadronen und Kerne) promovierte 1996 in Bonn und Jülich und arbeitet seit 2003 als Professor an der Texas A&M University in College Station, USA.



Jochen Wambach (FV Hadronen und Kerne) ist Professor im Ruhestand an der TU Darmstadt und leitet derzeit als Direktor das Theoriezentrum ECT*, Trento.

