

## 論文の内容の要旨

### 論文題目

$\pi^0$  Production in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV

(重心エネルギー 130 GeV/核子での金・金衝突における中性パイ中間子生成)

氏名 大山 健

本論文は、米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の重イオン衝突型加速器 RHIC における、核子あたりの重心エネルギー  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV での金・金衝突において得られたデータから  $\pi^0$  の横運動量分布を求め、その衝突中心度依存性から衝突初期状態を通過するパートンの振舞について研究したものである。

高いエネルギー密度状態では、クォークの閉じ込めが破れ、ハドロン物質はクォークとグルーオンからなる物質、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) に相転位すると予想されている。QGP の存在可否を調べることは、直接 QCD 物理の発展につながる。ビッグバンから  $1 \mu\text{s}$  後の初期宇宙にもこのような QGP が存在していたと考えられている。格子 QCD 計算によれば、このような相転位が起きる臨界温度は  $T_c = 150$  MeV 程度と推定されている。これは、エネルギー密度に換算すると  $\varepsilon_c \sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup> 程度である。重イオン同士を高エネルギーで衝突させる事で、このような高いエネルギー密度を持った状態を実験室で実現できると考えられている。

RHIC で得られるエネルギー密度は、次のように推測することができる。一般的な高エネルギーでの核子+核子 ( $N+N$ ) 衝突におけるハドロン生成はストリングモデルでよく記述されるが、このときストリングは衝突軸方向に相対論的に伸長し、その時空発展は固有時によって決まるという特質がある。原子核衝突においても同様の仮定をし、ある固有時  $\tau_0$  に系が熱平衡状態になるとすると、 $\tau_0$  でのエネルギー密度  $\varepsilon_0$  は、

$$\varepsilon_0 = \frac{dN \langle m_T \rangle}{dy S \tau_0} = \frac{dE_T}{dy S \tau_0} \quad (1)$$

となる。ここで、 $y$  はラピディティ、 $S$  は衝突後に生成された系の衝突軸に垂直な断面積であり、 $\langle m_T \rangle$  は生成粒子の平均横方向 (衝突軸に垂直な方向) 質量である。後半の表記は横方向エネルギー流量  $E_T$  を用いたものである。ちなみに、 $S$  は中心衝突 (衝突係数  $b = 0$ ) では原子核の断面積そのものとなる。 $\tau_0$  は  $N+N$  における粒子生成時間と同じく、 $1 \text{ fm}/c$  程度であろうと考えられる。

PHENIXにおいて測定された  $E_T$  分布から  $\varepsilon_0$  の RHIC における値を推定すると、Au+Au 中心衝突ではおよそ  $5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  となる。これは QGP 生成に十分なエネルギー密度である。

高いエネルギーでの衝突の一つの特徴は、ソフトな多重粒子生成を担うソフトな過程以外に、ハードな散乱過程が顕著になってくる事である。ハードな散乱過程とは、核子内のパートン同士の大きな運動量移行を伴う大角度散乱の事である。しかし、原子核同士の衝突の場合には、単一のハドロン同士の衝突と異なり、衝突初期にハードな散乱によって生成された高い横運動量 ( $p_T$ ) を持つパートンが、高エネルギー密度の媒質中を伝播することになる。そのようなパートンは、強いカラー場の中でグルーオンの制動放射により大きなエネルギー損失を受けると考えられる。定量的な損失量はまだわかっていないが、Wang らの摂動論的 QCD 計算では概ね  $-dE/dx = 0.5 \text{ GeV}/\text{fm}$  程度と見積もっている。パートンは最終的にハドロン群に破碎しジェットとなるが、結果としてこれらのハドロンの運動量が下がり、ジェットが抑制されたかのような現象、「ジェットの抑制効果」が起こるとみられる。

$p_T > 2 \text{ GeV}/c$  のハドロンの起源はほとんどがジェットであると考えられる為、高い運動量を持つハドロンを測定する事で「ジェットの抑制効果」を研究する事ができると予想される。本研究では  $p_T > 2 \text{ GeV}/c$  の中性パイ中間子を測定し、この効果を調べることを最終的な目的とした。

2000 年の RHIC の稼働時に、PHENIX ではおよそ五百万事象の Au+Au 衝突データを記録した。このデータは様々な衝突係数における Au+Au 衝突事象を含んでいるため、まず、これらの事象を中心衝突 (正面衝突) から周辺衝突 (かすり衝突) まで、五段階のクラスに分類した。分類には、やや前方  $y \sim 3$  に置かれたチェレンコフ検出器に入射した荷電粒子数と、衝突軸方向に置かれたハドロンカロリメータで測定された粒子数の相関を用いた。

$\pi^0$  は、電磁カロリメータ (EMCal) を用いて  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の崩壊を再構築して測定した。EMCal は鉛シンチレータ型サンプリングカロリメータであり総数 5,184 本のタワー要素から成る。各要素は約 5 cm 四方の断面積を持ち、約 18 放射長の奥行きを持つ。内部で発生するシンチレーション光は、波長変換ファイバーをとおして光電子増倍管によって検出される。EMCal は重心系ラピディティのまわり  $-0.35 < y < 0.35$  を覆い、方位角方向 (ビーム軸まわりを一周する方向) には 90 度を覆う。

EMCal 内で光子は電磁シャワーを生み、数個のまとまったタワーにエネルギーを残し、これらのタワーはクラスターを成す。粒子のエネルギーはクラスター内のエネルギー和、到達場所はクラスターの重心位置を計算することで求まる。光子の同定は、粒子の到着時刻とクラスターの形状比較によって行なった。そして、同一事象内の任意の光子の組み合わせについて不変質量  $m_{\gamma\gamma}$  を計算し、 $m_{\gamma\gamma}$  分布を作成した。特に、中心衝突では EMCal に到達する光子数が数百個になるため、 $m_{\gamma\gamma}$  分布は、間違った組み合わせによる大きなバックグラウンドの上に正しい組み合わせによる  $\pi^0$  のピークがのる形となる。そのため、異なる事象間にある無相関の  $\gamma$  同士で  $m_{\gamma\gamma}$  分布を求める「事象混合方式」を用い、このバックグラウンドの形状を予測して除去した。また、こうして得た  $\pi^0$  のピーク位置が正しい質量位置 ( $135 \text{ MeV}/c^2$ ) になるように、再帰的に EMCal の校正を行った。最後に  $p_T$  を  $0.5 \text{ GeV}/c$  毎に区切り、上記のピーク内の  $\pi^0$  数を各事象クラス毎に測定し、シミュレーションにより求めた検出効率を用いて  $\pi^0$  の不変  $p_T$  分布を求めた。上記の解析の全段階で系統エラーを見積もった。

図 ?? は、このようにして求めた各事象クラスにおける  $\pi^0$  の不変  $p_T$  分布をプロットしたものである。上から下に向かうにつれ、最中心衝突事象群 ( $b$  の平均が最小) から最周辺衝突事象群 ( $b$  の平均が最大) となる。パートンが媒質の影響を受けずに伝搬するならば、ハードな散乱は独立プロセスである為、核

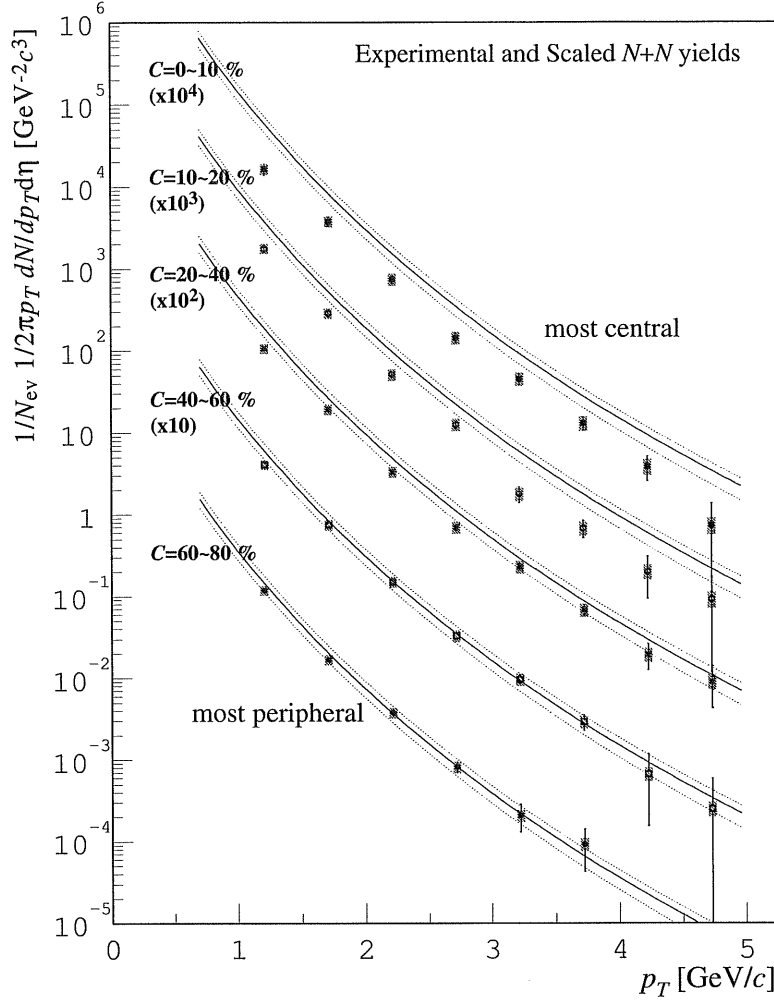


図 1:  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV での Au+Au 衝突における  $\pi^0$  の不変横運動量分布。上から下に向かって衝突係数が大きいイベントになる。統計エラーと系統エラーはそれぞれ実線と灰色の太線で示されている。太い曲線は、過去の  $N+N$  衝突実験からの重ね合わせのみで媒質効果を考慮しない場合の予想収量で、細い曲線はその誤差範囲をあらわす。

子の初期衝突の数に比例した量の高い  $p_T$  のハドロンが生成されるはずである。グラウバーモデルを用いて衝突一回あたりに含まれる  $N+N$  多重衝突数の平均  $\langle N_{coll} \rangle$  を各事象クラスについて求めた。一方、ISR と SpS で計測された  $N+N$  衝突における荷電ハドロンの生成断面積を参照して、 $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV におけるハドロン生成断面積を求めた。それらを用いて、媒質の効果がない場合の Au+Au 衝突での予想収量は、

$$\frac{d^2 n_{AA \rightarrow \pi^0}}{2\pi p_T d\eta dp_T} = \frac{\langle N_{coll} \rangle}{\sigma_{in}} \cdot \frac{d^2 \sigma_{NN \rightarrow \pi^0}}{2\pi p_T d\eta dp_T} \quad (2)$$

となる。ここで、 $n_{AA \rightarrow \pi^0}$  は今回の予測される一事象あたりのハドロン生成量、 $\eta$  は擬ラピディティ、 $\sigma_{NN \rightarrow \pi^0}$  はすでに知られている  $N+N$  の非弾性散乱全断面積、 $\sigma_{in}$  は  $N+N$  衝突でのハドロン生成断面積である。図 ?? に、式 ?? で求めた計算結果を重ねてプロットした。最周辺衝突においては、関与する核子数は 20 個程度であるが、実験結果は単純な  $N+N$  衝突の重ねあわせとよく一致している。一方最中心衝突においては、関与核子数は約 320 個、 $\langle N_{coll} \rangle \simeq 840$  となるが、実験値は計算と一致しておらず、 $\pi^0$  の収量が抑制されていることがわかった。

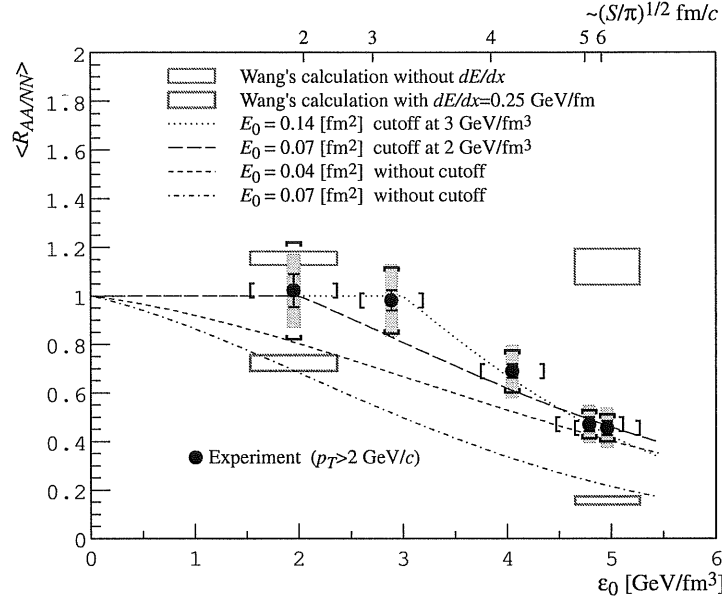


図 2: 実験で求めた  $R_{AA}$  と 初期エネルギー密度の関係。比較のために、X.-N. Wang による摂動論的 QCD 計算の結果 (主論文参照) と、 $dE/dx$  がエネルギー密度に比例すると仮定した、簡単なモデル計算による定性的な予測図を重ねてある。

次に、実験データとこの計算との比、

$$R_{AA/NN} = \left( \frac{d^2 n_{AA \rightarrow \pi^0}^{\text{exp}}}{2\pi p_T d\eta dp_T} \right) / \left( \frac{\langle N_{coll} \rangle}{\sigma_{in}} \cdot \frac{d^2 n_{NN \rightarrow \pi^0}}{2\pi p_T d\eta dp_T} \right) \quad (3)$$

を計算した。上式で、分子は実験で求めた運動量分布、分母が式 ?? による予測値である。媒質による効果が無い場合、 $R_{AA/NN} = 1$  となる。この  $R_{AA/NN}$  を各  $p_T$  について求め、 $p_T > 1$  GeV/c および  $p_T > 2$  GeV/c の領域の平均をとった結果を図 ?? に示す。この図の横軸は、カロリメータの  $E_T$  の測定を用いて計算された初期エネルギー密度で、 $\tau_0 = 1$  fm を仮定している。実験データは、 $\epsilon_0 > 4$  GeV/fm<sup>3</sup> での強い抑制を示している。一方、 $\epsilon_0 = 2 \sim 3$  GeV/fm<sup>3</sup> では  $N+N$  の重ね合わせで記述できることを示しており、抑制は  $\epsilon_0 = 3$  GeV/fm<sup>3</sup> 付近から突如はじまっているとみられる。

これまでの実験、CERN-SPS の 160 AGeV の鉛・鉛衝突においては、 $p_T > 2$  GeV/c の  $\pi^0$  について  $R_{AA/NN} > 1$  であった。これは、 $p + A$  衝突において良く知られた原子核効果であるクローニン効果 (パートンの多重弾性散乱) として解釈できる。PHENIX の結果はこれと相反し、高い運動量領域において  $R_{AA/NN} < 1$  となるのは、世界で始めて見出された新しい現象である。

エネルギー損失を計算する為に、パートンの  $dE/dx$  が系のエネルギー密度に比例するとした簡単なモデルをつくり、抑制効果の計算を行ない、結果を図 ?? の 4 本の曲線として示した。点線と長破線はそれぞれ、エネルギー密度がカットオフ値  $\epsilon_c = 3$  GeV/fm<sup>3</sup> もしくは  $2$  GeV/fm<sup>3</sup> に達すると  $dE/dx$  が消失するという仮定をおこなった計算結果であり、実験結果の傾向と似ている。一方、残り 2 本はそのようなカットオフ値を考慮しない場合の結果であるが、 $\epsilon_0 > 3$  GeV/fm<sup>3</sup> で抑制がはじまるという傾向が説明できない。このように、カットオフを仮定したほうが仮定しない場合に比べて実験結果を定性的に説明できることがわかった。