



21. 高エネルギー重イオン衝突の楕円型粒子流のエネルギー依存性 Beam energy dependence of elliptic flow in heavy-ion collision

大塚直彦^{1*} ・プラディップ クマー サフ² ・瀬昌嗣³ ・奈良寧⁴ ・大西明³
Naohiko Otuka¹, Pradip Kumar Sahu², Masatsugu Isse³, Yasushi Nara⁴, and Akira Ohnishi³

¹ 北海道大学大学院工学研究科

² 国立核物理研究所カターニャ分室

³ 北海道大学大学院理学研究科

⁴ 理研-BNL 研究センター

¹ Graduate School of Engineering, Hokkaido University, 060-0810 Sapporo, JAPAN

² Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Catania, ITALY

³ Graduate School of Engineering, Hokkaido University, 060-0810 Sapporo, JAPAN

⁴ RIKEN-BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory Upton, N.Y., 11973, USA

(May 7, 2002)

We study radial flow and elliptic flow in relativistic heavy-ion collisions at energies from GSI-SIS to BNL-RHIC energies using hadronic cascade model JAM. The excitation function of radial flow shows the softening of hadronic matter from BNL-AGS to CERN-SPS energies. JAM model reproduces transverse mass spectra at BNL-AGS, CERN-SPS at BNL-RHIC energies as well as elliptic flow upto CERN-SPS. For elliptic flow at BNL-RHIC energy ($\sqrt{s}=130\text{GeV}$), while JAM gives the enough flow at fragment region it fails at mid rapidity.

I. はじめに

高エネルギー重イオン衝突実験の目的は通常の状態から遠く離れた極限状態の高温高密度ハドロン物質を生成し、その性質を探ることである。特にクォーク・グルオン・プラズマ (QGP) の生成を目的とした米国ブルックヘブン研究所の衝突型原子核加速器 (RHIC) を用いた実験 [1,2] では、最近のイベント数の増加に伴って実験結果の統計精度が上がりつつある。

生成された物質の情報を与える代表的な物理量の一つは集団粒子流 (collective flow) である。集団粒子流は物質の状態方程式を反映していると考えられている [3-7]。特に物質の属する相がハドロン相かプラズマ相のいずれであるかによって得られる集団粒子流は異なると考えられる。かつて、流体模型は集団粒子流の入射エネルギー依存性に関して、相転移があれば入射エネルギーが核子あたり6GeVの領域で粒子流が極小値を取ると予言した [8]。

このエネルギー領域で行われた BNL-AGS での E895 実験 [9,10] は上の予言を否定したが、相転移による自由度の解放がひきおこす音速の減少が物質の膨張を遅くする」というアイデア (ハドロン物質の軟化 softening) は依然有効であろう。昨年、我々はハドロンカスケード模型で計算された横運動量分布から得た放射粒子流 (radial flow) を入射エネルギーの関数として示すことで、この軟化が BNL-AGS~CERN-SPS

*e-mail: ohtsuka@nucl.sci.hokudai.ac.jp

の領域で示されることを報告した。本稿では、今年の放射粒子流に関する研究のその後の進展と楕円粒子流に関して新たに行った分析について報告する。

II. 模型

今回の研究ではハドロン模型として微視的ハドロン輸送模型 JAM (Jet Aa Microscopic transport model) [11] を用いた¹。この模型は、BNL-AGS 領域・CERN-SPS 領域・BNL-RHIC 領域の重イオン衝突実験で得られるラピディティ分布や横運動量分布を再現することが確かめられている。JAM は、共鳴ハドロン生成・ストリング生成・ミニジェット生成を通じた粒子生成が考慮されている。含まれているハドロン自由度は、質量 2.0GeV までの重粒子と質量 1.8GeV までの中間子である。このような高い励起自由度を含むハドロン物質を記述できるために、JAM は相転移近傍でのハドロン自由度の増加とそれに伴う軟化を研究するのに適した模型といえる。

III. 結果

A. 放射粒子流

放射粒子流のエネルギー依存性については BNL-AGS 領域から CERN-SPS 領域にかけての軟化と CERN-SPS 領域から BNL-RHIC 領域にかけての再硬化が放射粒子流の減少・再増加を通じて見られることを既に報告した [13]。従来の我々の解析法は横運動量分布からスロープパラメータ T' を

$$\frac{1}{2\pi m_t} \frac{d^2 N}{dy dm_t} \propto \exp\left(-\frac{m_t}{T'}\right)$$

として求め、この T' を放射粒子流の速さ β と系の温度 T に

$$T' = T + \frac{1}{2} m\beta^2$$

として分解することで放射粒子流の速さを求めるというものであった。しかしこの方法は非常に理想的な流体的膨張を仮定しており、また厳密には相対論的な効果による補正も必要とされている。

そこで、我々の計算が個々の粒子の軌道の時間発展を追っている微視的な模型であることに着目し、各粒子の運動量から全体の集団的な膨張の速さを

$$\beta_t = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i}{m_t} \cdot \frac{\vec{r}_i}{r_t}$$

として計算することを試みた。ここで $\vec{p}_i = (p_x, p_y)$, $\vec{r}_i = (x, y)$ はその粒子が生成された時の横方向の運動量と距離である。

Figure 1 は膨張速度の横方向の距離に対する依存性を入射エネルギーごとに示したものである。既に知られているように、いずれのエネルギーに関しても膨張流の速さはある距離のところまでは増大しており、

¹ ブラウザ上で JAM に適当なパラメータを与えて反応の計算を行うことが可能である：
<http://nova.sci.hokudai.ac.jp/~ohtsuka/> 文献 [12] も参照のこと。

十分に距離が離れるとその増加は穏やかになる傾向を示している。入射エネルギーが増加すると、膨張粒子流の速さは大きくなるが、入射エネルギーが高くなるにつれて増加が鈍くなっていることがわかる。これはハドロン自由度が増加することによる軟化の現れであるといえる。

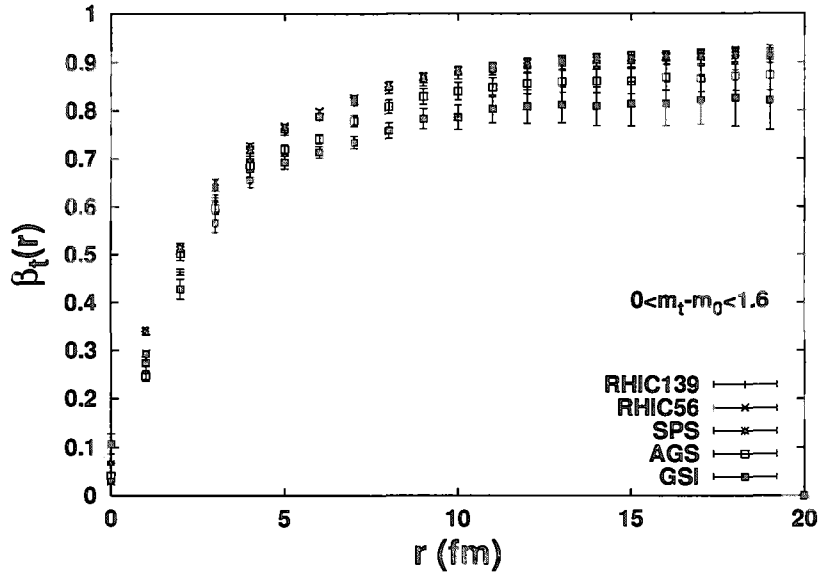


FIG. 1. Au+Au 衝突における膨張粒子流の生成位置依存性。横運動量に関して $0 < m_t < 1.6 \text{ GeV}$ のものが考慮されている。入射エネルギーごとに区別してプロットされている。

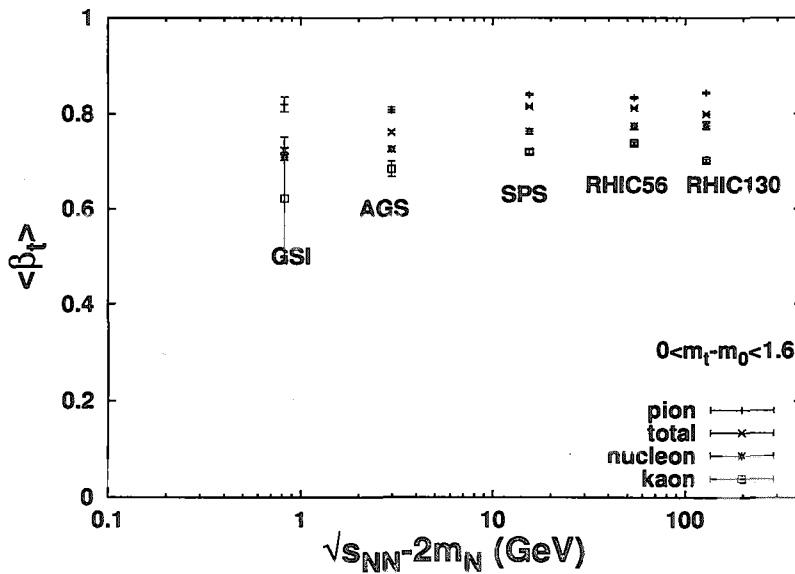


FIG. 2. Au+Au 衝突における膨張粒子流の入射エネルギー依存性。横運動量に関して $0 < m_t < 1.6 \text{ GeV}$ のものが考慮されている。生成粒子種ごとに区別してプロットされている。

Figure 2 にはあらゆる位置の粒子に関して平均をとった放射粒子流の大きさを、入射エネルギーの関数

として粒子の種類ごとに示した。この結果からも放射粒子流の増加の仕方はエネルギーの増加とともに弱くなっていることが分かる。粒子の種類ごとに見た場合、核子と K 中間子は同様の値を示すのに対して、 π 中間子は大きめの粒子流を持つことが分かる。この違いは、 π 中間子の生成方法が他の粒子に比べて多様であることによるもの、と思われる。全ての粒子の種類について得られた粒子流の大きさは π 中間子のそれに近い値を示している。これは全ての粒子種についての足し合わせには π 中間子が非常に大きく寄与することによるものと考えられる。

B. 楕円粒子流

楕円粒子流 v_2 は、ビーム軸に垂直な面内での粒子の運動量分布の非等方性を計る目安であり、

$$v_2 = \left\langle \left(\frac{p_x}{p_t} \right)^2 - \left(\frac{p_y}{p_t} \right)^2 \right\rangle$$

として定義される。ここで平均は粒子に関してとる。また、 $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ である。一般に反応関与部が流体的に膨張する場合、関与部のビーム軸に垂直な面内の形状は x 方向 (反応平面方向) が y 方向よりも短い楕円型をしている。このために圧力勾配は反応平面方向に向かってより強くなり、その結果上に定義された v_2 は正の値を取ると予想される。またこのような非等方性は粒子数が多く早期に強い平衡が実現すればより発達すると期待されるので、プラズマ相への転移に伴うパートンの解放によって、系の構成粒子数が急激に増大した場合、解放が実現しない場合に比べて楕円粒子流がより発達すると考えられる。

Figure.3 に陽子に関する v_2 の入射エネルギー依存性を示す。我々の計算結果は全領域に渡ってほぼ一定である。これを実験と比較すると、実験値は 1) 低エネルギー領域 ($\sqrt{s} < 2\text{GeV}$) では v_2 は負の値をとる 2) 高エネルギー領域 ($\sqrt{s} > 100\text{GeV}$) では v_2 は急激に増加するという2点において、我々の結果と異なる。

低エネルギーにおける負の v_2 は平均場の効果を入れることで説明できると理解されている。例えば Figure.3 に示したように JAM と同様のモデルであり平均場を取り入れた RBUU は低エネルギー領域でこの負の v_2 をよく再現する [14]。この低エネルギー領域の不一致を解決すべく、現在 JAM に平均場を取り入れる作業が進められている [15]。

高エネルギー領域の大きな v_2 は、どのようにすれば説明できるだろうか。我々と同様の実験値との不一致は、JAM と同様のハドロンモデルである AMPT [16,17] の計算にも示されている。この結果によれば、普通のハドロンカスケード計算をした場合、(全粒子について平均を取った) 楕円粒子流はその大きさが最も成長する周辺衝突領域 ($N_{ch}/N_{max} \simeq 0.2$) で実験の半分強程度しか再現できないことが分かっている。一方、拡張された AMPT では、初期条件で分布させたストリングから得られたハドロンの一部をパートンに分解できるようになっている (string melting)。この分解を取り入れた場合、楕円粒子流の大きさ (衝突係数依存性 横運動量依存性) は適当なパートン生成率を選ぶことによって再現することが分かっている。このような事実は、JAM で得られるようなハドロン自由度で記述された物質に比べると、実験で得られる衝突初期状態はより強く平衡に達していることを示唆している。

RHIC 領域 ($\sqrt{s} = 130\text{GeV}$) におけるこの実験との不一致を詳しく分析するために、Figure.4 に v_2 の擬ラピディティ依存性を示した。これを見ると、JAM が RHIC 領域において楕円粒子流を正しく再現しないのは衝突の中心領域であって、破砕領域ではうまく再現できていることが分かる。この結果は、衝突中心領域で適当な v_2 を与えるが破砕領域では大きく見積り過ぎる、という流体模型の与える結果 [18] とは対照的である。これらのことから、RHIC 領域 ($\sqrt{s} = 130\text{GeV}$) における v_2 に関してみた場合、中心領域と破砕領域ではそれぞれ流体模型とハドロン模型が適切な説明を与える、と結論できる。

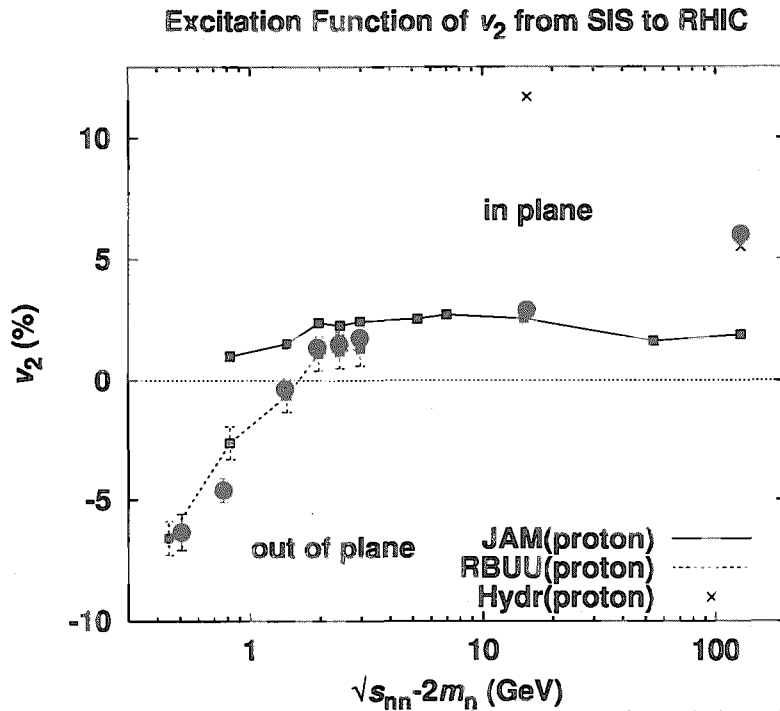


FIG. 3. Au+Au 衝突における楕円粒子流 v_2 のエネルギー依存性。JAM の結果と実験値に加え、低エネルギー領域で v_2 の実験値をよく再現する RBUU の結果も示した。また RHIC 領域に関しては流体模型の結果も示した。

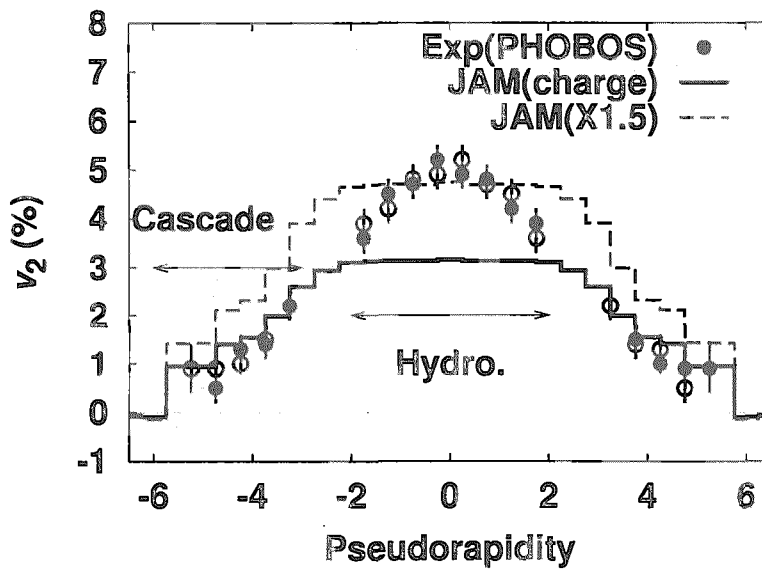


FIG. 4. Au+Au 衝突における楕円粒子流 v_2 の擬ラピディティ依存性。

IV. まとめと今後の課題

ハドロン輸送模型 JAM を用いて、Au+Au 衝で生成される集団粒子流（放射粒子流・楕円粒子流）のエネルギー依存性を調べた。各粒子の生成時の位置と運動量の情報から得た放射粒子流の大きさは入射エネルギーとともに増加するものの、その増え方はエネルギーの増加に伴って鈍くなることが示された。この結果は横運動量分布の傾きから非相対論的な描像を通じて導出した放射粒子流のエネルギー依存性と矛盾しない。一方、楕円粒子流に関しては CERN-SPS 領域まではその大きさを再現できる一方、RHIC 領域では実験が示すほどの十分な大きさの楕円粒子流が JAM では与えられないことが分かった。RHIC 領域における初期状態はもはやハドロン自由度では記述しきれないような強い平衡に早期に達しているのだろうか？この点については更に分析を進める必要がある。

- [1] Proceedings of the 14th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Torino, Italy, 1999, edited by L.Riccati, M.Masera and E.Vercellin [Nucl.Phys.A661 (1999)]
- [2] Proceedings of the 15th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Stony Brook, USA, 2001, edited by T.J.Hallman, D.E.Kharzeev, J.T.Mitchell and T.Ullrich [Nucl.Phys.A691 (2002)]
- [3] W.Reisdorf, H.G.Ritter, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.47 (1997) 1.
- [4] P.Danielwicz *et al.*, Phys.Rev.Lett.81 (1998) 2438.
- [5] J.-Y.Ollitrault, Phys.Rev.D46 (1992) 229.
- [6] H.Sorge, Phys.Rev.Lett.78 (1997) 2309.
- [7] W.Cassing, V.Metag, U.Mosel, K.Niita, Phys.Rep.188 (1990) 363.
- [8] D.H.Rischke, Nucl.Phys.A610 (1996) 88c.
- [9] E895 Collaboration, C.Pinkenburt *et al.*, Phys.Rev.Lett.83 (1999) 1295.
- [10] E895 Collaboration, H.Liu *et al.*, Phys.Rev.Lett.84 (2000) 5488.
- [11] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba, Phys. Rev. C 61 (2000) 024901.
- [12] 吉田・井頭・大崎・千葉・仁井田・長谷川, 原子力誌 43 (2000) 761.
- [13] 大西明, JAERI-Conf 2001-012 (2001) 60.
- [14] P.K.Sahu, W.Cassing, U.Mosel, and A.Ohnishi, Nucl.Phys.A672 (2000) 376.
- [15] 一瀬・大塚・サフ・奈良・大西, 本報告集.
- [16] Z.W.Lin, S.Pal, C.M.Ko, B.A.Li, and B.Zhang, Phys. Rev. C 64 (2001) 011902.
- [17] Z.W.Lin and C.M.Ko, Phys. Rev. C 64 (2002) 034904.
- [18] T.Hirano, Phys. Rev. C 65 (2001) 011901.