



36. URASiMAを用いた高温・高密度ハドロンガスの  
熱力学的性質の研究

# Thermodynamical Properties of Hot and Dense Hadronic Gas using URASiMA

佐々木信雄, 宮村修  
広大理

## abstract

In this work, we investigate the time evolution and the thermalization of the infinite system of hot hadron gas using URASiMA, which is based on the two body hadron-hadron collisions. Our results show that the system reaches the stationary state which almost conserves the detailed balance. The temperature of this system is defined by the slopes of Boltzmann distributions. The information about EOS will be studied in our future plan.

## 1 Introduction

高エネルギー原子核実験の目的の1つは、高温・高密度ハドロンガスの熱力学的性質を研究することである。初期宇宙には、この様な、極限条件下のハドロンガスが存在していたと考えられており、宇宙論との関連においても、この分野での研究は、重要な意味を持つ。

今回、我々は、イベント・ジェネレータ URASiMA を用いて研究を進める。研究対象は、周期境界条件下での、箱の中のハドロンガスである。この様な系は、無限に大きく、静的なハドロン物質に対応している。過去、我々と類似の研究が、UrQMD によってなされており [1]、彼らの結果において、エネルギーと温度の関係図は、あたかも、Hagedron 温度のような振舞いをしている。前回我々が、QM '97 などで発表した結果は、初期条件に違いはあるものの、UrQMD の結果を支持するものであった [2]。

しかしながら、両者には、共通の問題点がある。高エネルギーでの、ソフトな多重生成プロセスを扱う場合、非摂動的な過程であるため、何らかのモデルを仮定して、多重生成を記述することが多い。UrQMD では、String モデルを用いており、URASiMA では、マルチ・チェイン・モデルを用いている。一方、両者共に、逆反応である、多体の吸収プロセスは含んでいない。箱の中のシミュレーションにおいて、これが、系の詳細平衡を破る原因となる。今回、我々は、次節で述べる方法で、詳細平衡の破れを、近似的に回避した。

この文章の構成は、次の通りである。2節で我々は、URASiMA について、簡単に説明する。3節では、箱の中でのハドロンガスの時間発展と、熱力学量を調べる。4節は Summary である。

## 2 イベント・ジェネレータ URASiMA

URASiMAとは、Ultra-Relativistic A-A collision Simulator based on Multiple scattering Algorithm の略であり、高エネルギー原子核衝突のシミュレーションを目的として、開発された [3][4][5][6]。URASiMAは2体の衝突を基本プロセスとしており、ハドロン・ハドロン衝突の実験データをインプットとして、用いている。具体的には、 $N + N \rightarrow N + N$ ,  $N + N \rightarrow N + \Delta(N^*)$ ,  $N + \Delta(N^*) \rightarrow N + N$ ,  $N + N \rightarrow \Delta\Delta$ ,  $\Delta\Delta \rightarrow NN$  ( $\Delta(1232)$ のみ),  $\pi + N \rightarrow \Delta(N^*)$ ,  $\pi + \pi \rightarrow \rho(\sigma)$ ,  $\Delta(N^*) \rightarrow N + \pi(\rho, \sigma)$  などである。ただし、これで全てではない。これらの衝突過程に加えて、高エネルギーでの、粒子の多重生成プロセスがURASiMAには含まれている。多重生成プロセスを記述するモデルとして、URASiMAは、マルチ・チェーン・モデル(MCM)を用いている [3][4]。MCMのパラメータの一つに、2次粒子の生成時間があり、今回は、2次粒子の固有生成時間を1 fm/cに固定した。

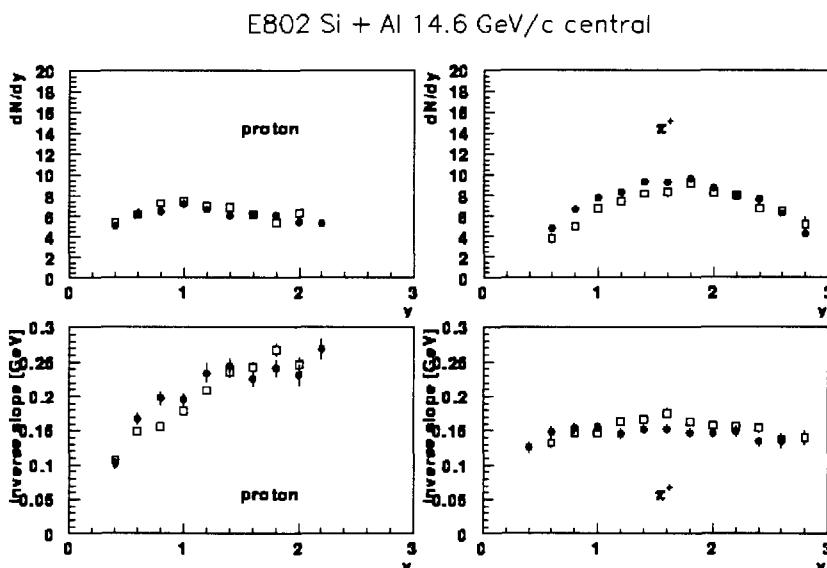


図 1: ラビディティ分布 (上) と  $P_T$  スロープのラビディティ依存性 (下)。黒点が実験データ [11] で、白点がシミュレーション結果。

その逆反応プロセスを厳密に扱うのは難しく、我々のモデルには、逆反応は含まれていない。そこで、今回は、次のような手法で、詳細平衡の破れを、近似的に回避した。

ダイレクトな吸収過程として、最も効くと思われるのは、 $NN\pi \rightarrow NN$ ,  $NN\pi\pi \rightarrow NN$  のような、3体、4体の吸収である。この逆反応である、ダイレクトな多重生成過程は、 $NN \rightarrow NN\pi$ ,  $NN \rightarrow NN\pi\pi$  だが、これらの過程は禁止した。そのかわりに、質量が2 GeV程度までの、 $\Delta$ や $N^*$ を組み入れ、レゾナンス経由で、 $1\pi$ ,  $2\pi$ 生成を起こすようにした [7][8]。こうすることによって、3体、4体の吸収もまた、上で与えた、2体の衝突に置き換えることが出来た。

図1は、AGS・E802の実験結果 [11] とURASiMAとの比較である。ラビディティ分布と、 $P_T$ スロープのラビディティ依存性について比較してみた。

箱の中のシミュレーションでは、前述のように、詳細平衡が成り立つことが不可欠である。個々の衝突過程で言えば、粒子を生成するプロセスに対し、その逆反応である吸収プロセスが必要である。吸収過程の断面積は、Extended Detailed Balance [9][10]に基づき、対応する生成過程の断面積より逆算した。

しかしながら、多重生成反応については、

### 3 結果

今回我々は、箱の中のハドロンガスについて、その緩和の様子や、熱力学量間の関係を求めるため、次のようなシミュレーションを行なった。

まず、適当な大きさの箱を用意し、その中に核子を入れた。各々の粒子は、周期境界条件に従うものとした。次に、時間発展を、URASiMA を用いて行なった。十分時間が経過し、系が熱平衡・化学平衡に達した後、系の緩和時間や、熱力学量を求めた。

初期条件は次のように与えた。

即ち、核子の数は10個、箱の体積は  $64.0 [fm^3]$  とし、エネルギー密度は  $0.3125(20.0), 0.625(40.0), 0.9375(60.0), 1.25(80.0) [GeV/fm^3]$  の4点を選択した。ただし、

かっこ内の値は、全エネルギー  $[GeV]$  で表した場合である。箱の中の粒子の初期位置は一様分布で、運動量は、全エネルギーを保存する条件の下、それぞれの成分に対して、一様分布で与えた。

図2は、各粒子数密度の時間発展である。十分長い時間シミュレーションを行なった結果、各粒子数密度は、定常状態へと達して

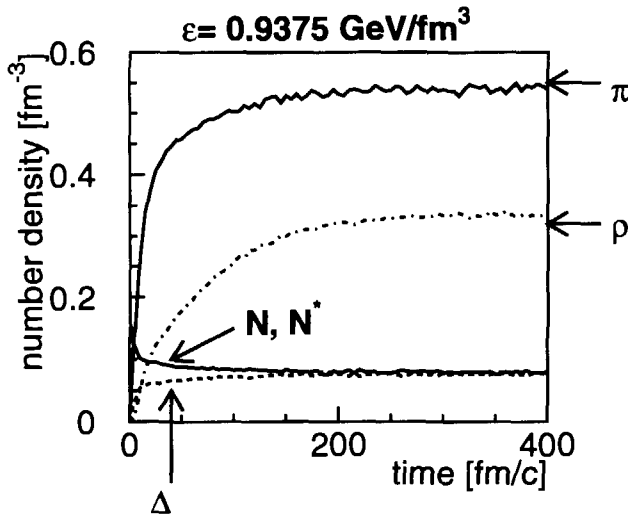


図2: 粒子数密度の時間発展。時間と共に定常状態へ向かう。

いることがわかった。

次に、詳細平衡についての考察を行なった。まず、単位時間当たりの衝突回数の時間発展を、図3の左図に示す。各衝突過程は、時間と共に定常状態に達する。

また、多重

生成過程の寄与は、時間と共に、急速に減衰しているのがわかる。しかしながら、これだけでは、系が詳細平衡に達していると結論づけるには、不十分である。生成過程

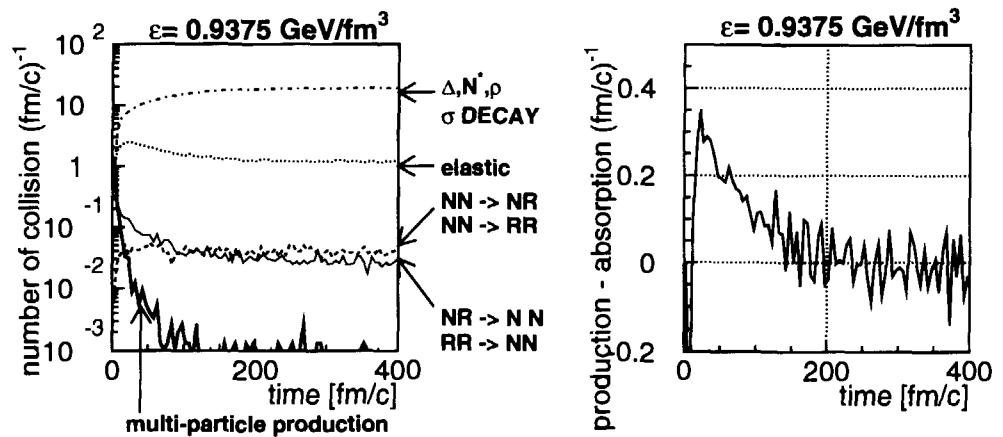


図3: (左) 単位時間当たりの衝突回数の時間発展。多重生成反応は、急速に減衰する。(右) 粒子を生成する衝突回数から、粒子を吸収する衝突回数を引いたもの。時間と共に、0へと向かい、近似的に詳細平衡が成り立っていることを示す。

と吸収過程がつりあっているのを確かめるため、次の量

$$\begin{aligned}
 & (\text{粒子を生成する衝突}-\text{粒子を吸収する衝突}) \text{の衝突回数} \\
 & = (N + N \rightarrow N + R, N + N \rightarrow R + R) \\
 & \quad + (R, \rho, \sigma \text{の崩壊}) \\
 & \quad - (\pi + N \rightarrow R, \pi + \pi \rightarrow \rho(\sigma)) \\
 & \quad - (N + R \rightarrow N + N, R + R \rightarrow N + N)
 \end{aligned}$$

の時間発展を図3の右図に示した。ただし、上の式で用いている  $R$  は、バリオンのレゾナンスを表している。この結果は、詳細平衡が、近似的に成り立っていることを示している。

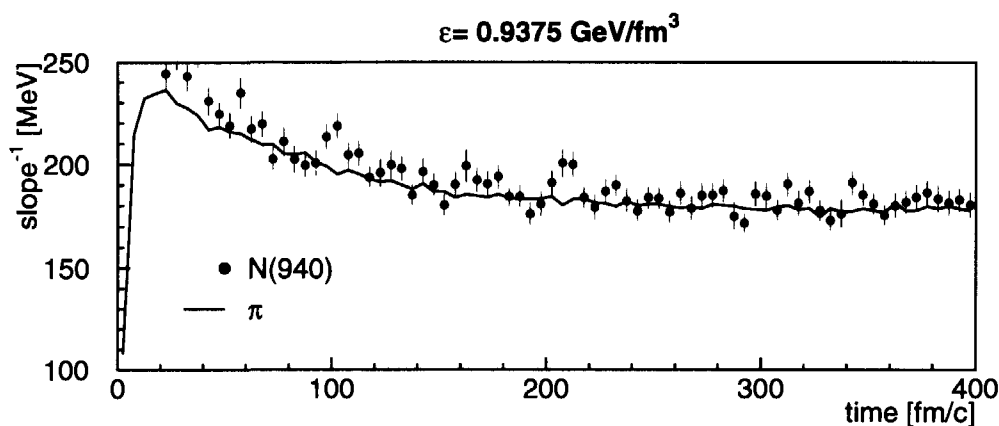


図4: ボルツマン分布のスロープの逆数の時間発展。N(940)と $\pi$ について解析した。 $\pi$ の結果は、誤差が小さいので、線で表した。

最後に、系の温度についての考察を行なった。各粒子の運動量分布は、次第にボルツマン分布へと近付いてゆく。単一粒子系では、系の温度は、ボルツマン

分布のスロープの傾きの逆数で定義出来るが、混合気体において、温度を定義する場合には、各粒子に対するスロープが一致していることが、必要である。これを確かめるために、各時間ごとに、各粒子の運動量分布を求め、そのスロープの逆数の時間発展を追ってみた。その結果が図4である。ただし、今回の結果は、N(940)と、 $\pi$ のみ与えてある。この2粒子に関しては、誤差の範囲内で、スロープの逆数が一致していることが分かった。

## 4 Summary

今回我々は、箱の中のハドロンガスについて、時間発展を、イベントジェネレータ、URASiMAを用いて行ない、系の緩和や、熱力学量について調べた。結果、十分長い時間発展の後、系が定常状態へと向かうことが分かった。また、詳細平衡が、近似的に成り立っていることを確かめた。最後に、ボルツマン分布のスロープが、N(940)と $\pi$ に関しては、時間の経過と共に、一致することを確認した、しかしながら、他のレゾナンスに関しても、スロープが一致するかどうかについては、現在解析中である。今後の展望としては、温度とエネルギー密度の関係を求め、UrQMDと比較を行ない、こ

れが、ハドロンの状態方程式に対し、なんらかの有益な情報を与えてくれるかどうか検討する予定である。

## 参考文献

- [1] M. Belkacem et. al., Phys. Rev. C58(1998) 1727
- [2] N. Sasaki and O. Miyamura, Prog. Theor. Phys. Supplement 129(1997) 39
- [3] K. Kinoshita, A.Minaka and H. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys. 61(1979) 165
- [4] K. Kinoshita, A.Minaka, H. Sumiyoshi, and F. Takagi, Prog. Theor. Phys. Supplement 97A(1980)
- [5] M. Fuki, The Study for High Energy Nucleus-Nucleus Interactions with 3-dimensional Monte Carlo simulation, Doctor Thesis(1986)
- [6] S. Date, K. Kumagai, O. Miyamura, H. Sumiyoshi and X. Z. Zhang, JPSJ 64(1995) 766
- [7] S. Teis et. al., Z. Phys. A356(1997) 421
- [8] V. Dmitrev et. al., Nucl. Phys. A459(1986) 503
- [9] Gy. Wolf et. al., Nucl. Phys. A545(1992) 139
- [10] Bao-An Li, Nucl. Phys. A552(1993) 605
- [11] E-802 Collaboration, T. Abbott et. al., Phys. Rev. C50(1994) 1024