

多重発生の擬ラピディティ分布における一般化された次元

メタデータ	言語: English 出版者: 公開日: 2011-07-19 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 杉岡, 克行, 工藤, 清, 中村, 量空, 橋本, 貴明, 田村, 佳照, SUGIOKA, Katsuyuki, KUDO, Kiyoshi, NAKAMURA, Ryoku, HASHIMOTO, Takaaki, TAMURA, Yoshiteru メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10098/3608

多重発生の擬ラピディティ分布における 一般化された次元

杉岡 克行* 工藤 清** 中村 量空***
橋本 貴明** 田村 佳照*

The Generalized Dimensions for Pseudo-Rapidity Distribution on High Energy Multiparticle Production

Katsuyuki SUGIOKA, Kiyoshi KUDO, Ryoku NAKAMURA,
Takaaki HASHIMOTO, and Yoshiteru TAMURA

(Received Feb. 28, 1995)

We have studied particle fluctuation in high energy multiparticle production processes based on the thermal three-cluster model-simulation. Through the analysis of the generalized dimensions, the intermittent phenomena obtained at the CERN SPS collider is well reproduced by our model, even though, which has not self-similar particle production mechanism.

1 はじめに

高エネルギー実験は加速器や検出器の発達に伴って急速な進歩を遂げている。高エネルギー粒子衝突の現象における多重発生現象についての実験結果も山積しており、その理論的解明を待っている。今では運動量空間における粒子数分布の揺らぎが詳しく観測されるようになった [1]。そこで、揺らぎの原因が単なる統計的変移によるものであるか、もしくは何らかの物理的要因によるものであるかを見極める必要がある。もしも粒子数分布が間欠性を示すならば、何らかの自己相似的粒子生成機構が存在するものと思われる。

この多重発生を与えるモデルとして様々なモデルが考えられている。例えば、分布の構造のみを与える単純なモデルとして、 p モデル [2] がある。

本論文では実験で観測された揺らぎが真の間欠性を示すものであるかどうかを明白にするために、三体クラスターモデルに基づいたシミュレーションを行ない、実験値との比較検討をする。我々は擬ラピディティ空間における粒子数分布の揺らぎの解析に際し、一般化された次元 D_q を用いる。

*大学院工学研究科応用物理学専攻 ** 応用物理学科 *** 福井県立大生物資源学科

本論文は、5章からなり、第2章では、粒子数分布の揺らぎの解析に使われるファクトリアルモーメント法とそれにより定義される間欠性、そして、一般化された次元について述べる。また、粒子生成機構に自己相似性を持つ p モデルについて略記する。第3章では、熱統計的三体クラスターモデルについて説明を行なう。第4章は、シミュレーションの結果についてまとめ、実験結果との比較を行なう。そして、第5章で、今回得られた結果についてまとめる。

2 一般化された次元

多重発生の粒子数分布の揺らぎの解析には1986年にファクトリアルモーメント法という解析方法が A. Bialas と R. Peschanski によって提案された [1]。それ以来、この解析方法は実験の解析によく用いられるようになった。生成された粒子を擬ラピディティ空間 η について分割し、 q 次のファクトリアルモーメントを定義する：

$$\langle F^q \rangle = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{\langle n_m (n_m - 1) \cdots (n_m - q + 1) \rangle}{\langle n_m \rangle^q} . \quad (1)$$

$\langle \cdots \rangle$ は平均を表し、 M は空間 η の分割数、 n_m はその空間のある範囲 $\Delta\eta$ の m 番目の微小領域 $\delta\eta$ に入った粒子数を表している。また、この式を用いて間欠性の定義がなされている：

$$\langle F^q \rangle \propto \left(\frac{\Delta\eta}{\delta\eta} \right)^{\varphi_q} = M^{\varphi_q} . \quad (2)$$

このように、ファクトリアルモーメントが M の中乗になるとき、粒子数分布に間欠性があるという。ここで、 φ_q は間欠性を表す定数であり、粒子数分布に間欠性があるとき、正の値を持つ。

元来、間欠性の正確な定義というものはないのだが、ここでは、分布が間欠的であるということは、その変数についてサンプルの数を増せば増すほど、大きな揺らぎが生じる現象であると言える。このように、揺らぎにスケール不変性があるとき、間欠性を観測することができる。

さて、式 (2) の指数 φ_q は一般化された次元 [3, 4]

$$D_q = \frac{1}{q-1} \lim_{\delta\eta \rightarrow 0} \left[\ln \left(\sum_{m=1}^M p_m^q \right) / \ln(\delta\eta) \right] \quad (3)$$

と次のような関係がある：

$$D_q = 1 - \frac{\varphi_q}{q-1} . \quad (4)$$

この一般化された次元 D_q を用いて我々のモデルの結果と実験の結果との次数 (q) 依存性を調べる。

比較のために、完全に自己相似機構を持つ p モデルにおける D_q の値を与えることが有用である [2]：

$$D_q = \log_2 [p^q + (1-p)^q]^{1/(1-q)} \quad (5)$$

p モデルとは、ある位相空間を2つに分割して細分化していくモデルである。任意のステップで分割した空間に与える重みは一方が $2p$ で他方は $2(1-p)$ である。ただし、 $0.5 \leq p \leq 1$ である。

p をランダムな変数に選べるよう拡張したものは α モデル [1] と呼ばれている。なお、 p モデルは密度分布に自己相似性を持つ最も単純なモデルの一つである。そして、乱流におけるエネルギー分散領域においては $p = 0.7$ のときに、もっとも良く一致することがわかっている。

3 三体クラスターモデル

我々が用いる三体クラスターモデルとは、高エネルギーで 2 個の粒子（陽子、反陽子）が衝突し、図 1 のように衝突後に中間状態としてクラスターが 3 個でき、その後クラスターが崩壊して二次粒子が生成されるモデルである [5, 6]。

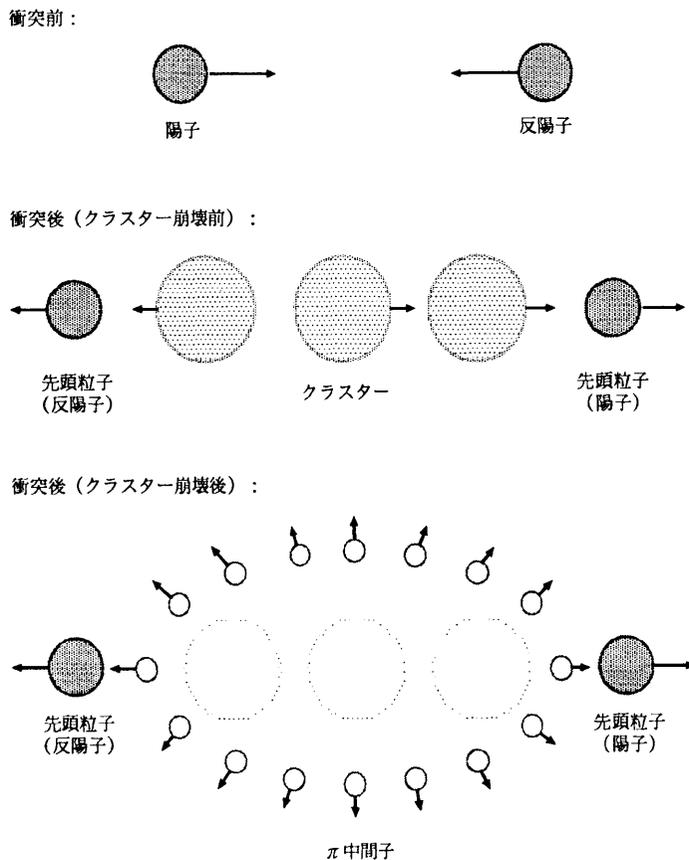


図 1: 三体クラスターモデル

このモデルには自己相似的構造はないが有限の相関を持つ。このモデルは、クラスターが縦方向に動いているため、横方向運動量切断をうまく説明でき、種々の粒子数分布をよく再現する。

三体クラスターモデルの主要な点は、

- (a) クラスターの崩壊は、その生成過程によらない。
- (b) クラスターの崩壊は、その静止系で等方的である。
- (c) クラスター崩壊時、最低 1 個の π 中間子が放出される。
- (d) クラスターの数は 3 個とする。

(e) 熱統計力学的にクラスターが崩壊する。

(f) クラスターの角度依存性は、その有効エネルギーにより決まる。

のようなものがある。

先頭粒子のエネルギーを決めるにあたって、先頭粒子の持ち去るエネルギーの割合 x の分布を次のようにとる：

$$f(x) = a \exp(bx) . \quad (6)$$

規格化条件：

$$\int_0^1 f(x) dx = 1 , \quad (7)$$

$$\int_0^1 x f(x) dx = \langle x \rangle \quad (8)$$

により、定数 a と b が決定される。

平均値 $\langle x \rangle$ を決め、モンテカルロ法により、各衝突ごとの 2 つの先頭粒子のエネルギーと運動量を求める。

クラスターの質量 M_i ($i = 1, 2, 3$) は、

$$f(M_i) \sim \exp[-M_i/\langle M \rangle] \quad (9)$$

に従い、モンテカルロ法によって求める。クラスターの平均質量 $\langle M \rangle$ は、

$$\langle M \rangle = \frac{\langle E_\pi \rangle \langle n \rangle}{3} \quad (10)$$

によって与えられる。ただし、 $\langle E_\pi \rangle$ はクラスターの静止系における π 中間子の平均エネルギーであり、 $\langle n \rangle$ は平均粒子数である。

3 つのクラスターの有効エネルギー E_A は、

$$E_A = \left[(\sqrt{s} - E_{l1} - E_{l2})^2 - (p_{l1} + p_{l2})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

で与えられる。 E_{l1} 、 E_{l2} は先頭粒子のエネルギー、 p_{l1} 、 p_{l2} は運動量をそれぞれ表している。もしも、 $E_A \leq \sum_{i=1}^3 M_i$ のような保存則を満足しないイベントが起こったときには、それは解析から外すことにする。

次に、3 つのクラスターの運動量を決めるために、以下のようなエネルギー及び運動量の保存則が成り立つ：

$$E_{l1} + E_{l2} + \sum_{i=1}^3 E_i = \sqrt{s} , \quad (12)$$

$$p_{l1} + p_{l2} + \sum_{i=1}^3 p_i = 0 , \quad (13)$$

$$E_i^2 = p_i^2 + M_i^2 . \quad (14)$$

ただし、 E_i 、 p_i はそれぞれ i 番目のクラスターのエネルギーと運動量である。

クラスターの有効エネルギーによって、クラスター軸の散乱角 θ_c の分布が次の式により決定される：

$$f(\theta_c) \sim \exp\left(-\frac{\theta_c}{D}\right), \quad (15)$$

$$D \sim \exp\left(-\frac{E_A}{\langle E_A \rangle}\right). \quad (16)$$

式からクラスターの有効エネルギーである E_A の値が小さければ D の値は大きくなり θ_c は大きい値をとりやすくなる。逆に、 E_A が小さければ θ_c は大きい値をとりやすくなり、大横方向運動量を持った π 中間子が発生しやすくなるわけである。

クラスターが崩壊することにより二次粒子である π 中間子はクラスターの静止系から等方的に、ボルツマン分布にしたがって発生する。また、 π 中間子生成にあたっては荷電対称性を仮定している。

以上のような条件の下、モデルシミュレーションを行なうと、このモデルが実験結果の運動量分布や粒子数分布と矛盾しない結果を与える。図 2 は CERN の SPS 加速器を用いた実験 [7] の擬ラビディティ分布と三体クラスターモデルによる結果とを比較しているものである。これはあまり良い一致を与えていない例であるが、横方向運動量分布については実験結果と非常に良い一致を示している。また、粒子数分布についても同様に良く実験の結果と一致している [8, 9]。

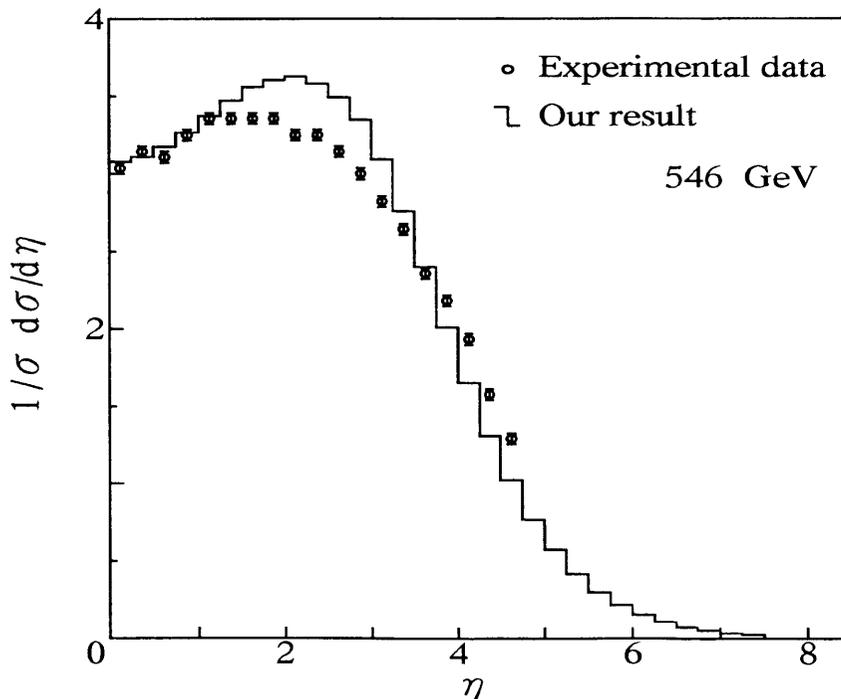


図 2: 擬ラビディティ分布

4 結果とその考察

この節では、三体クラスターモデルによってできた擬ラピディティ空間の分布について、そのファクトリアルモーメントを計算し、その値から一般化された次元 D_q を求め、実験における結果 [10] と比較する。

今回シミュレーションを行なうにあたって使用したパラメータとしては、全エネルギーについては $\sqrt{s} = 546$ GeV とし、 $\langle x \rangle = 0.60$ とした。クラスターの平均有効エネルギー $\langle E_A \rangle$ は 14.7 GeV/c である。平均横方向運動量 $\langle p_T \rangle$ は 0.32 GeV/c としたが、計算結果としては実験値 (0.419 GeV/c) とほぼ同じ 0.42 GeV/c となっている [11]。平均多重度 $\langle N_{ch} \rangle$ も初期値として 49 としたが、これも実験値 (29.1 ± 0.9) とほぼ同じ 28.8 を得ている [12]。イベントの平均値として定義されているファクトリアルモーメントの誤差は実験のやり方に合わせ、18000 イベントを 9 回行ない計算している。

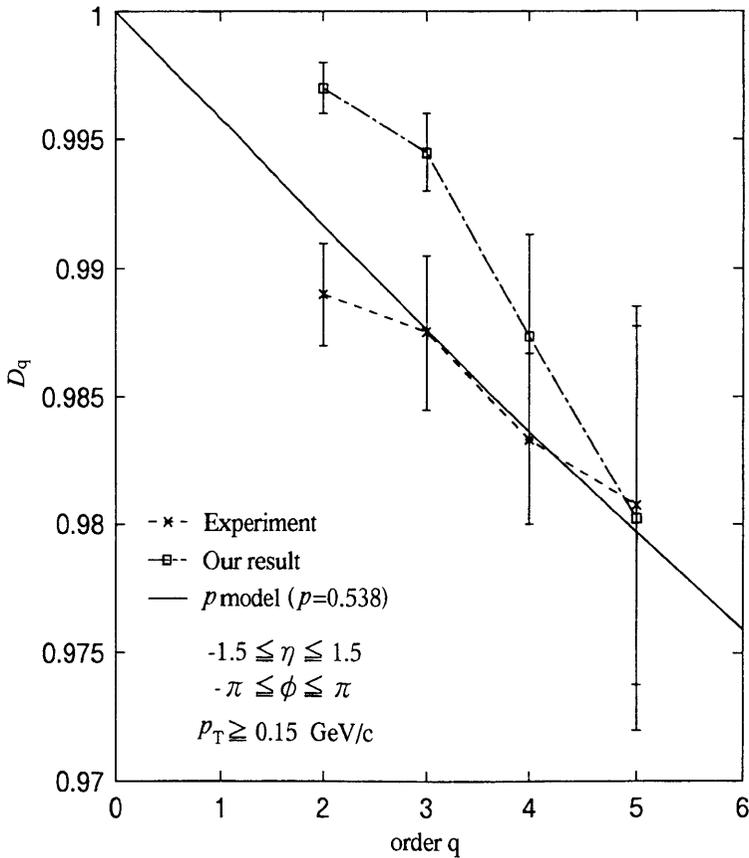


図 3: η 空間の分布における一般化された次元 D_q の次数 q 依存性

図 3 は D_q について実験結果と我々のモデルの結果の次数 q 依存性を示している。図の点線は図を見やすくするために引いたものである。実験の結果に比べ我々の結果の方が、より落ち方が大

きいといえるが、その振舞いは矛盾してはいない。また、 p モデルで合わせようとする場合、 p の値は約 0.538 にする必要がある。しかし、乱流のエネルギー分散領域においては $p = 0.7$ のときに最も良く一致すること、そして、 $p = 0.5$ のときには分布に揺らぎが全くなくなることを考慮すれば、 η 空間の分布の揺らぎは非常に小さいものであることがわかる。

5 まとめ

以上、多重発生現象の擬ラピディティ分布における一般化された次元について、三体クラスターモデルと実験の結果とを比較し、この分布が持つ揺らぎについて考えてみた。その結果、我々の結果は実験値と矛盾しているとはいえない。 p モデルによる解析からもわかるように、粒子数の分布の揺らぎは非常に小さく、間欠性の有無を決定できない。クラスターモデルの立場から見ると、粒子生成機構に自己相似構造がなくとも、1 個のクラスターの崩壊によってカバーされる運動量空間の範囲程度の相関があれば十分であると言える。

参考文献

- [1] A. Bialas, R. Pechanski: Nucl. Phys. **B273** (1986) 703, **B308** (1988) 857.
- [2] C. Meneveau, K. R. Sreenivasan: Phys. Rev. Lett **59** (1987) 1424.
- [3] P. Lipa, B. Buschbeck: Phys. Lett. **B223** (1989) 465.
- [4] Rudolph C. Hwa: Phys. Rev. **D41** (1990) 1456.
- [5] K. Kudo, T. Kiriyaama, T. Shimada, T. Hashimoto, I. Yoneda: Prog. Theor. Phys. **88** (1992) 967.
- [6] K. Kudo: Prog. Theor. Phys. **74** (1985) 1281.
- [7] UA5 Collab., G.J. Alner et al.: Z. Phys. **C33** (1986) 1.
K. Alpgard et al.: Phys. Lett. **107B** (1981) 315.
- [8] 杉岡 克行: 大学院工学研究科応用物理学専攻修士論文 (1995) 48.
- [9] 依田 裕次: 応用物理学科物性基礎講座卒業論文 (1994) 62.
- [10] UA1 Collab., C. Albajar et al.: Nucl. Phys. **B345** (1990) 1.
- [11] UA1 Collab., C. Albajar et al.: Nucl. Phys. **B335** (1990) 261.
- [12] UA5 Collab., G.J. Alner et al.: Phys. Lett. **B167** (1986) 476.