

平成 22 年度 卒業論文

LHC 加速器実験における粒子生成の事象形状の解析

広島大学 理学部 物理科学科

学籍番号 B071917

クォーク物理学研究室

星野 知也

2011 年 2 月 10 日

指導教官 杉立 徹 教授

主査 志垣 賢太 准教授

副査 中島 伸夫 准教授

概要

高エネルギー原子核衝突実験により実現される高温高密度状態では、クォークとグルーオンが強い相互作用の束縛から解放され、通常のハドロン相から相転移したクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) という新たな相が出現する。

QGP で興味深いのは、ジェット抑制という現象である。ジェットとは特定方向にハドロンが集中して放出される現象であり、通常、正反対の方向に対となって生じる。しかし、QGP のような高温高密度の媒体をパートン (クォークやグルーオン) が通過すると、その媒体を構成する粒子と衝突してエネルギーを損失するため、ジェットの収量抑制がおこる。

高エネルギー粒子衝突実験における解析手法のひとつに、形態変数 (Event Shape Variables) がある。これは、粒子衝突によって生成された粒子群の運動量空間分布、すなわち粒子生成の事象形状を調べるものである。この解析手法を用いると、ジェット抑制事象とそうでない事象は明らかに形状が異なるため、ジェット抑制を容易に見ることができるはずである。

本研究では、高エネルギー原子核衝突実験における形態変数を用いたジェット抑制の解析手法確立を目的とする。具体的には、LHC 加速器のエネルギー領域である重心系衝突エネルギー 2.76TeV における陽子陽子及び鉛鉛衝突実験のシミュレーションを行い、形態変数の鋭さ指数 (Thrust) と球形指数 (Sphericity) を求めた。QGP 生成の特徴のひとつであるジェット抑制と形態変数の関係は、ジェット抑制を考慮したものと考慮しないものの二種類のシミュレーションを行い、その両者について形態変数を比較して調べた。

その結果、鋭さ指数と球形指数ともに、ジェット抑制を考慮したものとそうでないものとを比較したとき、明らかな違いが見えた。二つの異なる定義の変数を使いどちらでもジェット抑制が見られたので、本研究の目的である、形態変数を用いたジェット抑制の解析の礎を築くという目標は達せられた。

今後は、形態変数を用いたジェット抑制の解析を定量的に行うことが課題となる。

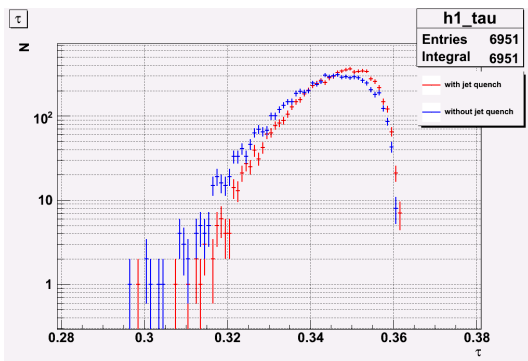


図 1 鋭さ指数の比較

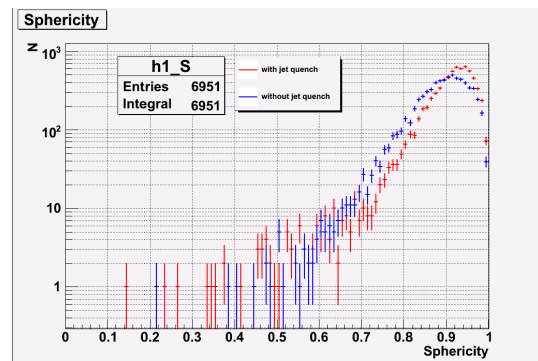


図 2 球形指数の比較

目次

1	序論	1
1.1	クォークとレプトン	1
1.2	クォーク・グルーオン・プラズマ	2
1.3	高エネルギー原子核衝突実験	3
1.4	ジェット、ジェット抑制	4
1.5	形態変数	5
1.6	目的	7
2	実験背景	8
2.1	LHC 加速器	8
2.2	ALICE 実験	9
3	解析	10
3.1	シミュレーション	10
3.2	鋭さ指数の計算	11
3.3	球形指数の計算	11
4	結果	12
4.1	陽子陽子衝突における形態変数の解析	12
4.2	ジェット抑制効果の有無による横方向運動量分布の比較	14
4.3	粒子生成数と形態変数との関係	15
4.4	形態変数とジェット抑制との比較	16
4.5	形態変数の多次元分析	17
5	考察と結論	18
付録 A	レプトン型形態変数	19
付録 B	ラピディティ、擬ラピディティ	22
付録 C	LHC 加速器における実験グループ	23
	謝辞	24

図目次

1	鋭さ指数の比較	2
2	球形指数の比較	2
3	クォーク・グルーオン・プラズマ	2
4	相対論的重イオン衝突型加速器	3
5	大型ハドロン衝突型加速器	3
6	高エネルギー原子核衝突のイメージ図	4
7	ジェット抑制のイメージ図	5
8	RHIC で観測されたジェット抑制	5
9	ATLAS 実験で観測されたジェット抑制	6
10	LHC 加速器	8
11	核子対あたり衝突エネルギー 2.76TeV の鉛鉛衝突実験	9
12	ALICE 実験検出器図	9
13	生成粒子の運動量空間分布 【1】	12
14	\bar{n} と $T'_{\perp,j}$ の関係 【1】	12
15	生成粒子の運動量空間分布 【2】	13
16	\bar{n} と $T'_{\perp,j}$ の関係 【2】	13
17	生成粒子の運動量空間分布 【3】	14
18	\bar{n} と $T'_{\perp,j}$ の関係 【3】	14
19	鉛鉛衝突により生成された粒子の運動量空間分布	14
20	ジェット抑制の有無による横方向運動量分布の違い	15
21	ジェット抑制の有無による生成粒子数の違い (中心衝突)	15
22	ジェット抑制の有無による生成粒子数の違い (周辺衝突)	15
23	鋭さ指数の比較 (中心衝突)	16
24	球形指数の比較 (中心衝突)	16
25	鋭さ指数の比較 (周辺衝突)	16
26	球形指数の比較 (周辺衝突)	16
27	中心衝突における形態変数の多次元分析	17
28	周辺衝突における形態変数の多次元分析	17
29	2 ジェットと 3 ジェットの分離	19
30	Q プロット	20
31	3 ジェット事象の運動量空間分布	20

表目次

1	クォークとレプトン	1
2	ゲージボソン	2
3	LHC	8
4	鋭さ指数と球形指数の比較	12

1 序論

1.1 クォークとレプトン

素粒子という言葉が意味することは時代により共通している。物質の最小構成要素を見つけるために物質をどんどん細かく分解していき、それ以上分割できなくなったもの、すなわち、あらゆる物質の素となる粒子を素粒子とよぶのである。しかしその一方で、素粒子という言葉が指すものは時代とともに変化していく。

古代ギリシアにおいて、デモクリトスらにより哲学上の問題として原子論が唱えられた。長らくその考えは忘れられていたが、19世紀になると、化学的視点からジョン・ドルトンが近代的な原子論を唱え、ルードヴィヒ・ボルツマンも物理的視点から原子仮説を支持しはじめた。20世紀に入ると、J. J. トムソン、長岡半太郎、アーネスト・ラザフォードらによる原子モデルの論争がおこり、量子力学の成立とともに原子の描像が確立された。

1930年代に入ると、原子核に内部構造があることが分かり、陽子と中性子の存在が明らかになった。また宇宙線の研究などから μ 、 K 、 Λ 、 Σ などと名付けられた粒子が多数発見された。これらを素粒子と分類するには数が多すぎることから、マレー・ゲルマンやジョージ・ツワイクらによりクォーク・モデルが提唱された。陽子・中性子にも内部構造が存在し、それらはクォークと呼ばれるより基本的な粒子の複合体から成り立っているというモデルである。このクォークという名称は、ジェイムズ・ジョイスの小説『フィネガンズ・ウェイク』の中で鳥が三回「クォーク」と鳴いたことから、マレー・ゲルマンが名付けた。その後、スタンフォード線形加速器センター (SLAC) における深非弾性散乱 (DIS) 実験において陽子の内部構造があることが示され、原子核を構成する陽子や中性子はクォークから成り立つことが確認された。

一方、原子核の周りに雲状に存在する電子は、それ自身が素粒子であり、レプトンとよばれる仲間分類されている。レプトンには電子の他に、ミューオン μ やタウオン τ 、そしてニュートリノ ν がある。

現在、素粒子とよばれるものはすべてクォークとレプトンに分類される (表 1)。

クォークには、色荷^{いろか}というものがある。これは、量子色力学 (QCD) から導かれる量子数であり、強い相互作用を説明するものである。ここでの「色」は、光の三原色の類推から便宜的に付けられているだけである。

	クォーク		レプトン	
第一世代	^{アップ} u	^{ダウン} d	e	ν_e
第二世代	^{チャーム} c	^{ストレンジ} s	μ	ν_μ
第三世代	^{トップ} t	^{ボトム} b	τ	ν_τ
電荷	+2/3	-1/3	-1	0
バリオン数	1/3	1/3	0	0
レプトン数	0	0	1	1
色荷	赤、青、緑		無色	
強い相互作用			×	×
電磁相互作用				×
弱い相互作用				

表 1 クォークとレプトン

複数個のクォークから構成される複合体の総称をハドロンという。クォークには赤、青、緑とその補色となる反赤、反青、反緑という色荷が存在し、それらが無色となるようにクォークが組み合わさることで、ハドロンは作られている。このハドロンはバリオン (重粒子) とメソン (中間子) に分けることができる。バリオン

は、3つのクォークから成るフェルミ粒子であり、その代表的な粒子は、陽子や中性子である。次に、メソンは、2つのクォークから成るボース粒子であり、その代表的な粒子は、 π 中間子や K 中間子である。

クォークやレプトンという素粒子には、相互作用（力）がはたらく。現在、この世界には4つの力が存在することが知られており、それは電磁気力、弱い力、強い力、そして重力である。これら4つの力にはそれぞれ力を媒介する粒子が存在し、素粒子はその媒介粒子を通して相互作用を行う。電磁気力は光子、弱い力は弱ボソン、強い力はグルーオンが媒介粒子であり、重力に関しては未発見ではあるが重力子によって力が媒介されていると考えられている（表2）。

	光子 γ	弱ボソン W^+ Z^0 W^-			グルーオン g	重力子 G
媒介する力	電磁気力	弱い力			強い力	重力
電荷	0	+1	0	-1	0	0
バリオン数	0	0	0	0	0	0
レプトン数	0	0	0	0	0	0

表2 ゲージボソン

1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ

通常、クォークはハドロンの中に閉じ込められており、クォークを単独で取り出すことはできない。クォーク反クォーク対を引き離して単独のクォークを取り出そうとすると、クォーク反クォーク間に働く力は大きくなる。ある距離まで十分に引き離すと、力を大きくするよりも、クォーク反クォーク対を生成する方がエネルギー的に得するようになるため、クォーク反クォーク対が生成される。したがって、クォークを単独で取り出すことはできず、これを漸近的自由という。

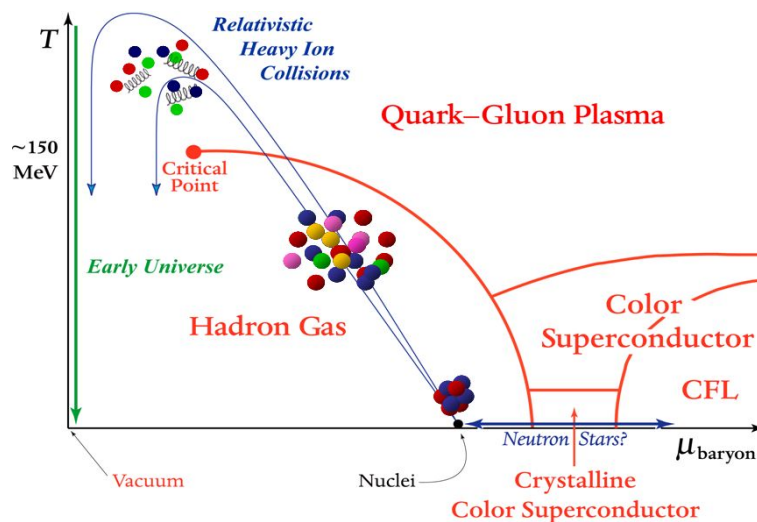


図3 クォーク・グルーオン・プラズマ [1] :
縦軸は温度、横軸はバリオン密度をそれぞれ表している。この二つのパラメータを変化させることで、ハドロン相からクォーク・グルーオン・プラズマ相へ相転移させることができる。

高エネルギーに加速させた原子核同士を衝突させると高温高密度状態が発生し、強い相互作用によってハドロンの中に束縛されていたクォークとグルーオンが解放される。クォークとグルーオンが自由に飛び回る状態

をクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) とよび、これは通常のハドロン相から相転移した新たな物質相である。

高密度状態では、核子と核子の境界がなくなるため、その系を構成する基本粒子は、核子ではなくクォークやグルーオンとなる。また、高温状態では、それぞれの核子が高エネルギーとなるため、核子同士衝突の回数が増え、中間子がたくさん生成される。そして、その中間子と核子、中間子と中間子が衝突することで、再び中間子が生成される。この過程を繰り返していくことで、その系のハドロン密度が上がり、その結果、ハドロン相から QGP 相へと相転移するのである。この QGP 相は、ハドロン相とは全く異なる新しい物質相であり、クォークや反クォーク、そしてグルーオンが単独で存在する多体系である。

図 3 は相図であり、縦軸は温度 T 、横軸はバリオン密度 μ_{baryon} を表している。高エネルギー (相対論的) 原子核衝突により、ハドロン相から QGP 相へ相転移する過程を表している。ハドロン相 (図中: Hadron Gas) や QGP 相 (図中: Quark-Gluon Plasma) に加え、バリオン密度を上げていくと、カラー超伝導相 (Color Superconductivity) などが存在することが理論的に予想されている。

宇宙誕生直後 (誕生後数マイクロ秒) の状態も高温高密度であったため、宇宙誕生直後も QGP 相であったのではないかと考えられている。そのため、高エネルギー原子核衝突を研究することは、宇宙誕生直後の時期を研究するということでもある。

1.3 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー原子核衝突実験とは、鉛や金などの原子核同士を衝突させる実験である。原子核という地上で最も密度の大きな物質同士を高エネルギーで衝突させることで高温高密度状態を実現し、クォーク・グルーオン・プラズマを地上で唯一生み出す実験である。

現在、高エネルギー原子核衝突実験は、アメリカ合衆国ニューヨーク州ロングアイランドにあるブルックヘブン国立研究所 (BNL) の相対論的重イオン衝突型加速器 (RHIC) (図 4) とスイス連邦ジュネーブにある欧州合同原子核研究機構 (CERN) にある大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) (図 5) で行われている。



図 4 相対論的重イオン衝突型加速器 [2]:
RHIC 加速器の周長は 3.8km であり、金、銅、陽子の高エネルギー衝突実験が行われている。QGP や、それに伴うジェット抑制や楕円の方位角異方性は、この加速器で発見された。



図 5 大型ハドロン衝突型加速器 [3]:
LHC 加速器は、周長 27km の世界最大の衝突型加速器である。2010 年 3 月には 7TeV での陽子衝突実験、11 月には 2.76TeV での鉛衝突実験を行い、本格的な TeV 領域の研究が始まった。第 2 章で詳しく述べる。

高エネルギー原子核衝突から QGP 相の生成、そして再びハドロン相に戻る過程を簡単に説明しておく。

1. 高エネルギー原子核衝突実験では、原子核はほぼ光速まで加速される。このとき実験室系から見ると、原子核は相対論効果により平たい円板のようになる。
2. 原子核同士が衝突すると、原子核内部の核子やそれを構成するクォークが、それぞれ衝突・散乱などの相互作用をする。すべての核子が必ず相互作用するわけではなく、反応をおこさず、すり抜けるものもある。
3. 反応のおこった領域では、クォーク、反クォークやグルーオンが新たに生成され、高温の火の玉状態になる。この火の玉は、内部からの大きな圧力により光速に近い速さで膨張していく。
4. 急速な膨張によって温度が下がっていく。約 5×10^{-23} 秒後には、クォークとグルーオンは再結合して、再びハドロン相を形成する。
5. さらに温度が下がると、ハドロン同士の非弾性散乱がなくなる。非弾性散乱がおこると、衝突によりエネルギーのやりとりが行われるため、エネルギーを与えられた粒子はより高いエネルギー状態へと励起し、自身より軽い粒子を放出することで元の基底状態に遷移したり、二つ以上の粒子に崩壊したりする。非弾性散乱がなくなることによって粒子数の変化がなくなり、各粒子の比が固定される（化学的凍結）。
6. 膨張により粒子間の距離が長くなると、あるときその長さが平均自由行程よりも長くなり、ハドロン間の弾性散乱がなくなる。弾性散乱がおこると、散乱前後で粒子種は不変であり、運動量のみが変化する。その反応がなくなることで、粒子の運動量が固定される（運動量凍結）。
7. 運動量凍結後、すべてのハドロンは通常の状態に拡散していく。それらのハドロンが我々が直接観測しているものである。

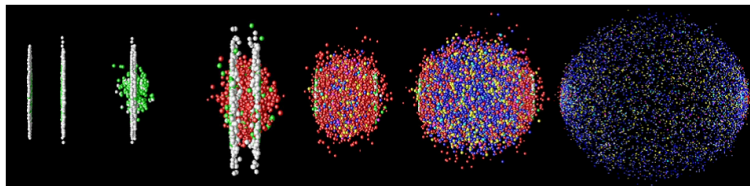


図 6 高エネルギー原子核衝突のイメージ図 [4]:

左から右に時間軸の方向をとっている。高エネルギーに加速されパンケーキ状になった原子核が衝突し、原子核反応をおこして火の玉が作られ、それが膨張していく様子が描かれている。

1.4 ジェット、ジェット抑制

ジェットとは、特定方向にハドロンが集中して放出される現象で、通常、正反対の方向に対となって生じる。ジェット現象が初めて発見されたのは、1975 年の SLAC における $e^+e^- \rightarrow q + \bar{q}$ 反応においてであり、その後、ジェット現象は e^+e^- 反応だけでなく、 $p\bar{p}$ 、DIS、そして原子核衝突でも観測された。

ジェット現象は、それ自体興味深いものであるが、高エネルギー原子核衝突実験では、ジェット抑制という QGP の定量的研究には欠かすことのできないさらに興味深い現象が存在する。

ジェット抑制とは、通常は対となって観測されるジェットであるが、1 つのジェットしか観測されない現象である（図 7）。

高エネルギー原子核衝突により高温高密度の媒体が形成され、その中をパートン（クォークやグルーオン）が通過すると、その媒体を構成する低エネルギーの粒子と衝突することでエネルギーを損失する。したがって、媒体を長い距離通過するパートンはジェットとして観測されることはなく、媒体を通過しなかったパートンだけがジェットとして観測されるのである。

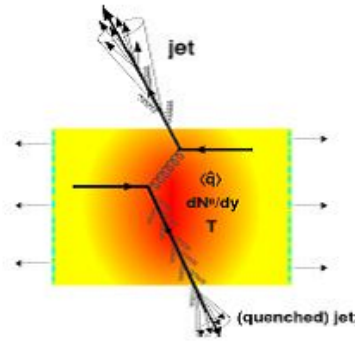


図7 ジェット抑制のイメージ図 [5] :

正反対の方向に出た2つのジェット的一方が、高温高密度の媒体をパートンが通過するとき、その媒体を構成する低エネルギーの粒子と衝突しエネルギーを失う。結果として、1つのジェットしか観測されない。

ジェットの抑制・消滅は、QGP媒体との相互作用によるハドロン収量の変化であるため、ジェット抑制はQGPの性質を探るよき探索子となる。

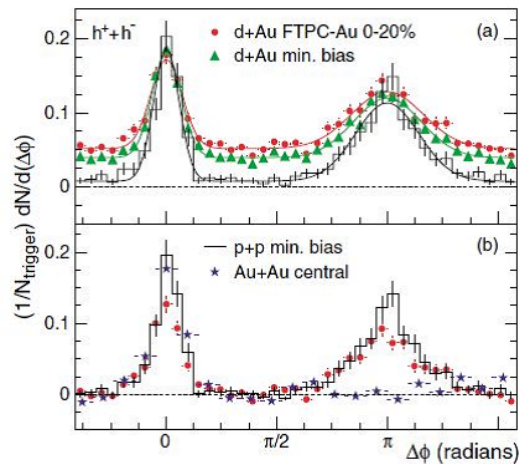


図8 RHICで観測されたジェット抑制 [6] :

陽子陽子 (p+p) 衝突では2つのジェットが見られるが、金金 (Au+Au) 衝突では1つのジェットしか観測されていない。

ジェット抑制が初めて観測されたのは、RHIC 加速器においてである。図8は、RHIC 加速器の STAR 実験で得られたジェット抑制である。陽子陽子衝突では2つのジェットが π rad ずれた場所に現れているが、金金衝突では1つのジェットから π rad だけずれた場所にジェットは現れていない。これは金金衝突により高温高密度の媒体 QGP が生成されたことを示している。

2010 年末に行われた核子あたり衝突エネルギー 2.76 TeV による鉛鉛衝突でもジェット抑制が観測された (図9)。一方のジェットは高い横方向運動量 p_T (横方向エネルギー E_T) を持っているが、もう一方は抑制されたためジェットとして現れていない。

1.5 形態変数

形態変数 (Event Shape Variables) とは、高エネルギー粒子衝突によって生じた粒子群の運動量 (エネルギー) 空間分布、すなわち粒子生成の事象形状を調べるものである。

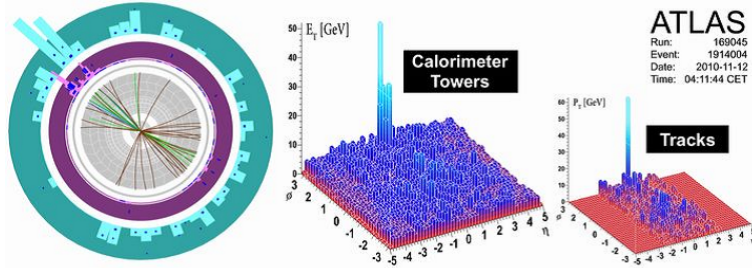


図9 ATLAS 実験の中で観測されたジェット抑制 [7] :

2010 年末、LHC 加速器で行われた核子対あたり衝突エネルギー 2.76TeV 鉛鉛衝突実験で ATLAS 実験において観測されたジェット抑制。

この解析手法は、主に高エネルギー粒子衝突実験におけるジェット現象を扱うために確立された。歴史的に形態変数は、当然のことながら加速器の歴史と同様に発展しており、最初にレプトン型加速器におけるものから発展した。1970 年代後半の DESY 研究所の PETRA 加速器などにおける 3 ジェット事象の解析では重宝され、その他にも、QCD の結合定数 α_s の測定にも用いられてきた。

ハドロン型形態変数は、レプトン型形態変数 (付録 A) の考え方を利用して作られたものである。レプトン型形態変数には存在する擬ラピディティ方向 η (付録 B) の情報を失い、方位角方向 ϕ のみの情報から構成される違い以外は、レプトン型のそれとほぼ同じ形である。

本研究では、ハドロン型形態変数を解析に用いるため、以後、特に断りなく「形態変数」と記述した場合は、ハドロン型加速器におけるものを示すとする。また、下付きの「 \perp 」や「 T 」は、ともにビーム軸に対する横方向成分 (transverse) を表すものであるが、慣例に従い、どちらかに一方に統一せず、形態変数に付く場合を「 \perp 」とし、それ以外のものには「 T 」を付けるものとする。ただし、鋭さ軸 \vec{n}_T の「 T 」は鋭さ (thrust) の T である。

形態変数には、いくつかの種類があり、その代表的なものを紹介する [8][9][10]。

- transverse thrust

- 横方向鋭さ指数。本論文では、単に鋭さ指数と記述する。
- 横方向運動量空間分布がどれだけの鋭さを持っているかを調べる指数。
- 鋭さ指数の定義は、

$$T_{\perp} = \max_{\vec{n}_T} \frac{\sum_i |\vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i p_{T,i}} \quad (1)$$

であり、横方向運動量 \vec{p}_T と横方向ベクトル \vec{n}_T との内積で表せる。

- 横方向ベクトル \vec{n}_T を鋭さ軸とよぶ。
- 正反対の方向に粒子が出てくる 2 ジェット事象であれば $T=1$ 、粒子が等方的に生成される事象であれば $T=0.5$ となる。
- 鋭さ指数は便宜的に τ という指数を用いて表すことが多い。

$$\tau = 1 - T_{\perp} \quad (2)$$

- thrust minor

- 従軸鋭さ指数。
- ビーム軸と鋭さ軸 \vec{n}_T に垂直な方向にどれだけの鋭さを持っているのかを調べる指数。
- 従軸鋭さ指数の定義は、

$$T_{\perp,m} = \frac{\sum_i |\vec{p}_T \times \vec{n}_T|}{\sum_i p_{T,i}} \quad (3)$$

であり、横方向運動量と横方向ベクトルとの外積で表せる。

- transverse spherócity
 - 横方向球状指数。
 - 横方向運動量空間分布の球状度を測る指数。
 - 球状指数の定義は、

$$S_{\perp}^{phero} = \frac{\pi^2}{4} \min_{\vec{n}=(n_x, n_y, 0)} \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_{T,i} \times \vec{n}|}{\sum_i p_{T,i}} \right)^2 \quad (4)$$

である。

- 粒子が等方的に生成される事象であれば $S_{\perp}^{phero}=1$ であり、正反対の方向に粒子が出る 2 ジェット事象であれば $S_{\perp}^{phero}=0$ となる。

- transverse sphericity

- 横方向球形指数。本論文では、単に球形指数と記載する。
- 横方向運動量空間分布がどれくらい球形に分布しているのかを調べる指数。
- 球形指数の定義は、

$$S_{\perp} = \frac{2\lambda_{-}}{\lambda_{+} + \lambda_{-}} \quad (5)$$

であり、この λ は横方向運動量テンソル

$$M_{xy} = \sum_i \begin{pmatrix} p_x^2 & p_x p_y \\ p_x p_y & p_y^2 \end{pmatrix} \quad (6)$$

の固有値である。

- 等方的に粒子が生成される事象であれば $S_{\perp}=1$ 、2 ジェット事象であれば $S_{\perp}=0$ となる。

p_T とは、ビーム軸に対する横方向運動量であり、

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (7)$$

で定義され、我々の研究分野ではよく使われる。また、断りなく「横方向」と付く場合は、ビーム軸対する横方向を表す。

1.6 目的

これまでにハドロン型加速器で行われてきた形態変数を用いた研究は、陽子陽子および陽子反陽子衝突実験であり、原子核衝突実験で用いられたことはない。そこで本研究では、形態変数の解析を鉛鉛衝突実験に適用し、原子核衝突実験における形態変数を用いた解析の礎を築くことを目的とする。本研究では特に、QGP 生成の特徴のひとつであるジェット抑制について形態変数を用いた解析を行い、形態変数を用いたジェット抑制解析の有効性を調べる。

2 実験背景

本章では、本研究の舞台となる実験施設の概要について述べ、実験装置・測定機器について簡単に説明する。

2.1 LHC 加速器

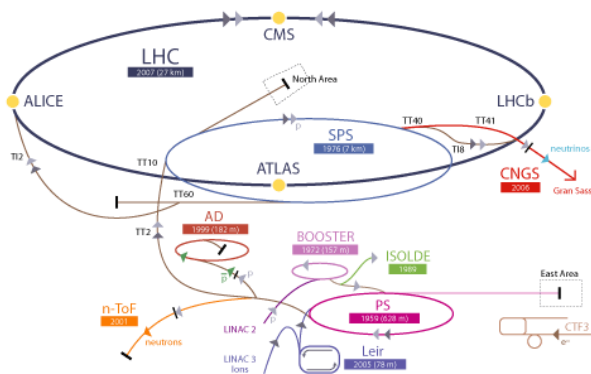


図 10 LHC 加速器 [5] :

LHC 加速器はジュネーブ郊外の地下にあり、周長 27km の大きさである。LHC 加速器の主な実験グループには、ALICE、ATLAS、CMS、LHC-b がある。

LHC 加速器は、周長 27km の世界最大の衝突型加速器であり、スイスとフランスの国境をまたぐ形で存在する。陽子陽子衝突では重心系エネルギー 14TeV、鉛鉛衝突では核子対あたり重心系衝突エネルギー 5.5TeV に到達させることが計画されている。

LHC 加速器は 2009 年末に重心系衝突エネルギー 900GeV による陽子陽子衝突実験を行い、そして 2010 年 3 月、重心系衝突エネルギー 7TeV での陽子陽子衝突実験を行い、本格的に始動した。また同年 11 月には、原子核衝突実験としては史上最高エネルギーである、核子対あたり衝突エネルギー 2.76TeV による鉛鉛衝突実験を行った (図 11)。

2009 年	11 月	23 日	$\sqrt{s} = 900\text{GeV}$ の陽子陽子衝突
2010 年	3 月	30 日	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ の陽子陽子衝突
	11 月	8 日	$\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ の鉛鉛衝突

表 3 LHC

LHC 加速器には、ALICE、ATLAS、CMS、LHC-b、TOTEM、そして LHC-f という 6 つの実験グループがある (付録 C)。LHC 加速器の目的は、陽子陽子衝突実験ではヒッグス粒子や超対称性粒子の発見、鉛鉛衝突実験では QGP の性質の解明である。

本研究では、陽子陽子衝突と鉛鉛衝突ともに衝突エネルギー 2.76TeV のエネルギーでシミュレーションを行った。これは 2010 年末に鉛鉛衝突実験で実際に行なったエネルギーである。陽子陽子衝突に関しては $\sqrt{s} = 2.76\text{TeV}$ というエネルギーでの実験は行っていないが、鉛鉛衝突と同じエネルギーで比較するために、この値を用いることにした。

2.2 ALICE 実験

ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) は、LHC 加速器実験の中で唯一原子核衝突実験に特化した実験グループであり、QGP の探索およびその性質の定量的理解が目的である。

高エネルギーに加速された原子核同士が衝突すると、多数の粒子が同時に生成される。これを高精度で測定するためには、発生した多数の粒子の種類の種類、運動量やエネルギーの測定などを高い精度で行わなければならない。そのために、衝突点を 17 種類の検出器で覆い、さらにそれを巨大なソレノイド磁石で覆っている (図 12)。異なる役割の検出器を組み合わせることで、精密な測定が可能となっている。この ALICE 実験検出器の大きさは、高さ 16m、幅 16m、全長 26m、重さ 10,000 トンである。

世界 33 ヶ国 116 研究機関から、1,000 人以上の物理学者が参加しており、日本からは我々広島大学のグループの他に、東京大学と筑波大学のグループが参加している。

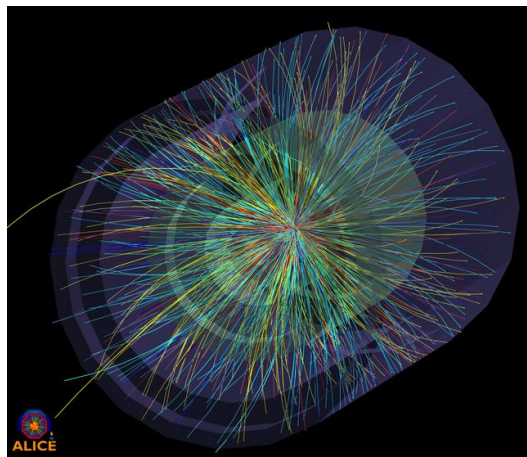


図 11 核子対あたり衝突エネルギー 2.76TeV の鉛鉛衝突実験 [11]:
2010 年 11 月 8 日に行われた鉛鉛衝突実験。陽子 82 個、中性子 126 個の核子から成り立つ鉛同士が高エネルギーで衝突するため、多くの粒子が生成される。TeV 領域原子核衝突実験の幕開けとなった。

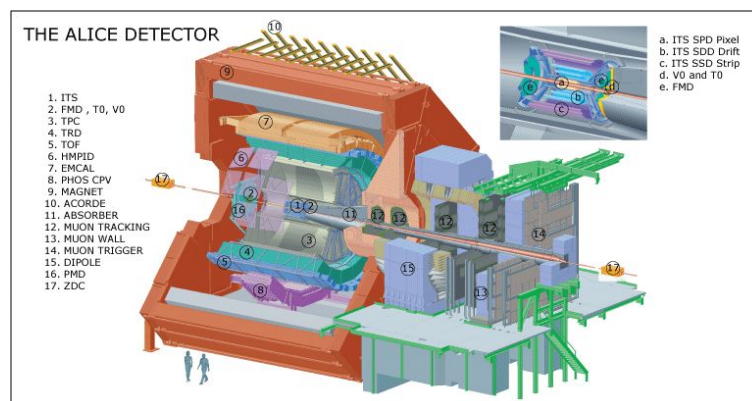


図 12 ALICE 実験検出器 [11]:
17 種類の検出器を組み合わせることで、宇宙極初期の状態である QGP の定量的理解を目指す。

3 解析

この章では、本研究で私が行った解析手法について説明する。

3.1 シミュレーション

本研究で行ったシミュレーションでは、以下の二つの順序を踏んでいる。

1. Event Generation

高エネルギー陽子陽子衝突及び鉛鉛衝突実験により生成される粒子群を再現する。ここで用いるのは、イベントジェネレーターと呼ばれるもので、これは高エネルギー粒子衝突実験をコンピュータ上で再現するシミュレーションプログラムの総称である。

本研究では、陽子陽子衝突のシミュレーションには PYTHIA を、鉛鉛衝突には HIJING を使用した。以下は、私が行ったシミュレーション条件の一覧である。

- PYTHIA
 - $\sqrt{s}=2.76\text{TeV}$
 - 陽子陽子衝突
- HIJING
 - $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{TeV}$
 - 鉛鉛衝突
 - 中心衝突
 - ジェット抑制なし
- HIJING
 - $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{TeV}$
 - 鉛鉛衝突
 - 中心衝突
- ジェット抑制あり
- HIJING
 - $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{TeV}$
 - 鉛鉛衝突
 - 周辺衝突
 - ジェット抑制なし
- HIJING
 - $\sqrt{s_{NN}}=2.76\text{TeV}$
 - 鉛鉛衝突
 - 周辺衝突
 - ジェット抑制あり

2. Analysis

イベントジェネレーターによって生成された粒子の情報から、物理的に意味があり、且つ自らの解析に必要な情報を取り出す。

本研究では、擬ラピディティ η の範囲を $-0.7 \leq \eta \leq 0.7$ に指定し、その領域にある電荷を持つ粒子を選択し、それら 2 つの条件を満たす粒子の運動量を取り出した。運動量を取り出した後、鋭さ指数と球形指数を計算した。

本研究では、イベントジェネレーターという粒子衝突におけるすべての反応を知っているかのような視点で解析を行った。実際には、出てきた粒子は検出器などとの相互作用により、粒子が生成されたり、エネルギー損失したりするため、シミュレーションでもその過程を再現しなければならない。しかし、本研究の目的は、形態変数を用いてジェット抑制が見ることができるか、ということに重点をおいているため、検出器との相互作用は考慮しなかった。

また、同様の理由から、実際には、運動量の測定は TPC(Time Projection Chamber) という検出器で行うが、本研究では衝突点で発生した粒子を見ることにした。衝突点で発生した粒子を見て、ジェット抑制が見えなければ、検出器の効果を考慮しても見えないからである。

3.2 鋭さ指数の計算

鋭さ指数の定義は、

$$T_{\perp} = \max_{\vec{n}_T} \frac{\sum_i |\vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i p_{T,i}} \quad (8)$$

であり、 T_{\perp} が最大になるように \vec{n}_T を定める必要がある。

大きさ 1、方位角 ϕ_j の単位ベクトル \vec{n} を定義し、 ϕ_j を $0 \leq \phi_j \leq 2\pi$ の範囲で変化させ、それぞれの ϕ_j における $T'_{\perp,j}$ を求める。

$$T'_{\perp,j} = \frac{\sum_i |\vec{p}_T \cdot \vec{n}|}{\sum_i p_{T,i}} \quad (9)$$

$$= \frac{\sum_i \left| \begin{pmatrix} p_{x_i} \\ p_{y_i} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \phi_j \\ \sin \phi_j \end{pmatrix} \right|}{\sum_i p_{T,i}} \quad (10)$$

$$= \frac{\sum_i |p_x \cos \phi + p_y \sin \phi|}{\sum_i p_{T,i}} \quad (11)$$

最大となる $T'_{\perp,j}$ が、鋭さ指数 T_{\perp} である。

3.3 球形指数の計算

球形指数の定義は、

$$S_{\perp} = \frac{2\lambda_{-}}{\lambda_{+} + \lambda_{-}} \quad (12)$$

であり、この λ_{\pm} は横方向運動量テンソル

$$M_{xy} = \sum_i \begin{pmatrix} p_x^2 & p_x p_y \\ p_x p_y & p_y^2 \end{pmatrix} \quad (13)$$

の固有値 ($\lambda_{+} > \lambda_{-}$) である。

固有値計算は、初歩的な線形代数の計算で事足り、固有多項式は、

$$\begin{vmatrix} \lambda - \sum_i (p_x^2)_i & \sum_i (p_x p_y)_i \\ \sum_i (p_x p_y)_i & \lambda - \sum_i (p_y^2)_i \end{vmatrix} = 0 \quad (14)$$

であるので、これを展開し、

$$\lambda^2 - \{\sum_i (p_x^2)_i + \sum_i (p_y^2)_i\} \lambda + \sum_i (p_x^2)_i \sum_i (p_y^2)_i - \{\sum_i (p_x p_y)_i\}^2 = 0 \quad (15)$$

となる。これを λ について解けばよいので、解の方程式より、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\{\sum_i (p_x^2)_i + \sum_i (p_y^2)_i\} \pm \sqrt{\sum_i (p_x^2)_i + \sum_i (p_y^2)_i - 4[\sum_i (p_x^2)_i \sum_i (p_y^2)_i - \{\sum_i (p_x p_y)_i\}^2]}}{2} \quad (16)$$

となる。

4 結果

4.1 陽子陽子衝突における形態変数の解析

形態変数を用いた鉛鉛衝突の解析の前に、まず陽子陽子衝突において形態変数の解析を行った。

第一の理由は、形態変数を計算するマクロが正しく動いているかを確認する必要があるからである。鉛鉛衝突では、オーダーにして 1000 個もの粒子が生成されるため、形態変数の計算を電卓を使って確認することが困難である。陽子陽子衝突の場合、生成される粒子はオーダーにして 1 から 10 個程であるから、確認は容易にできる。

また、生成粒子数の少ない事象について、その運動量空間分布を見ることで、形態変数（鋭さ指数と球形指数）の理解を深めるとい理由もある。

図 13、図 15、図 17 は、陽子陽子衝突により生成された粒子の運動量空間分布であり、表 4 は各事象における鋭さ指数と球形指数の値を一覧にしたものである。

粒子数	鋭さ指数	球形指数	図番号
1	0.999989	0	図 13, 図 14
3	0.774607	0.64444	図 15, 図 16
19	0.720691	0.80255	図 17, 図 18

表 4 鋭さ指数と球形指数の比較

粒子がひとつしか生成されない場合、鋭さ軸はその粒子の方向と一致する。

図 13 は運動量空間を表しており、粒子が約 270 度の方向にひとつ出ている。このときの、鋭さ指数と鋭さ軸を調べると、鋭さ指数は約 1 となり、それは約 90 度（約 270 度）のときにその値をとっていることが分かる（図 14）。ここで、90 度と 270 度を区別しないのは、鋭さ指数の定義式（1 式）の分子が横方向運動量ベクトルと横方向ベクトルの絶対値となっており、 π 方向に対称性を持つためである。

一方、この事象の球形指数は 0 であり、鋭さ指数が 1 のとき球形指数が 0 であることが確認できた。

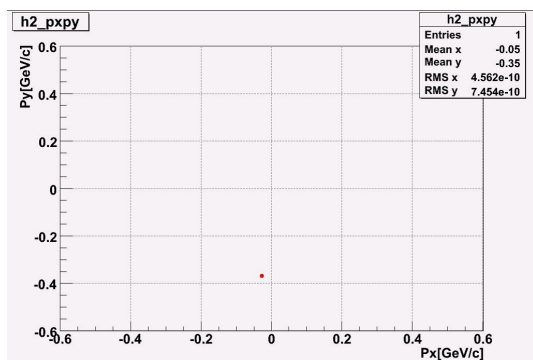


図 13 生成粒子の運動量空間分布 【1】

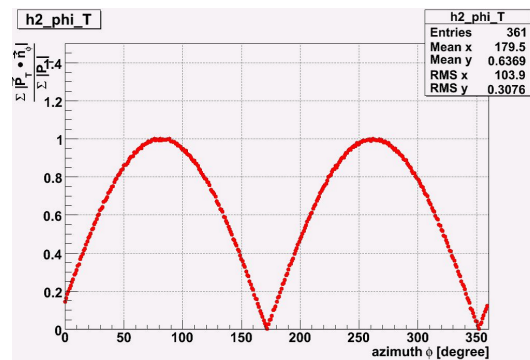


図 14 \vec{n} と $T'_{\perp,j}$ の関係 【1】

生成される粒子の数が増え、その方向が揃っていない場合は、鋭さ指数の値は小さくなる。

図 15 は粒子が 3 つ生成された事象であり、粒子がひとつ生成された場合と比較すると、鋭さ指数は小さくなり、球形指数が大きくなっている。

図 17 は、多数の粒子が生成された事象である。比較的等方的に粒子が発生しているため、球形指数の値が

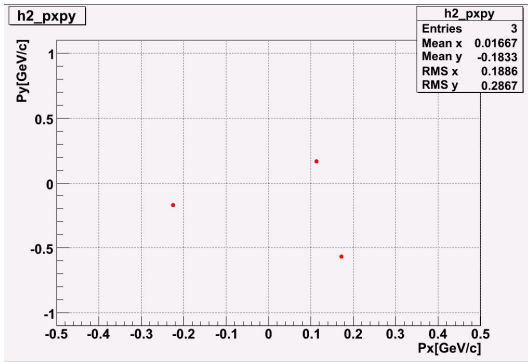


図 15 生成粒子の運動量空間分布【2】

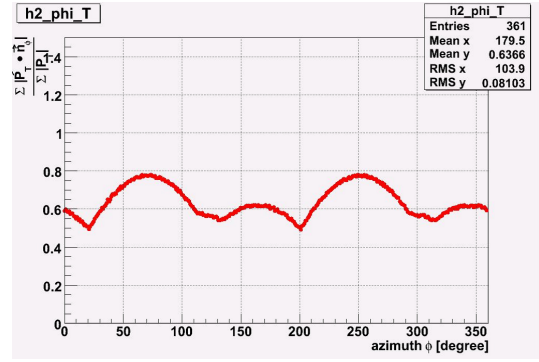


図 16 \vec{n} と $T'_{\perp,j}$ の関係【2】

大きくなっている。

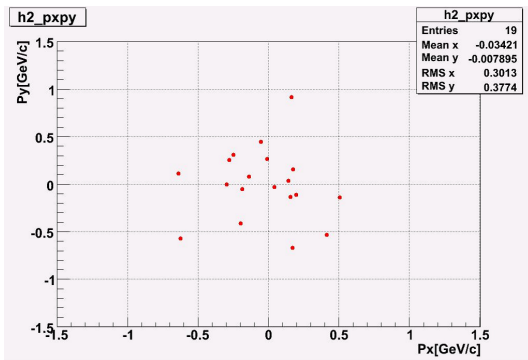


図 17 生成粒子の運動量空間分布【3】

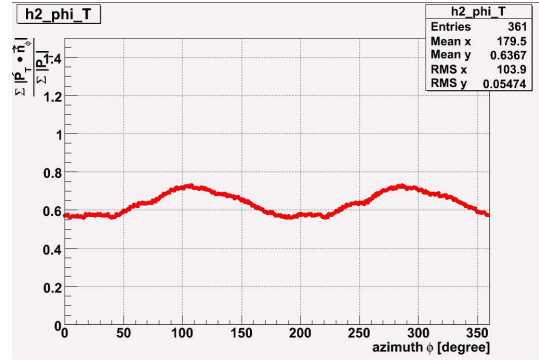


図 18 \vec{n} と $T'_{\perp,j}$ の関係【3】

鋭さ指数は、単位ベクトル \vec{n}_T を 2π 回して T_{\perp} を求めており、粒子がひとつしか生成されない事象（図 13）では、鋭さ軸に対して $1/2\pi$ 方向に最小値 0 を持っていることが分かる。また、生成粒子が多数になると、最大値と最小値の差が小さくなる（図 17）。これは、粒子がほとんど等方的に生成されているため、単位ベクトル \vec{n}_T の ϕ 方向依存性が低いからである。

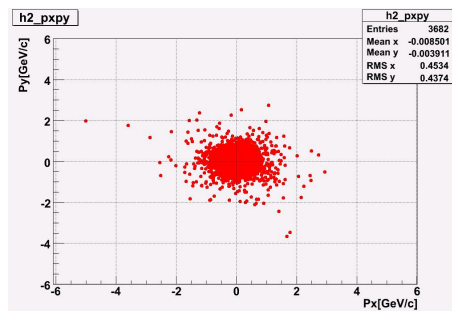


図 19 鉛鉛衝突により生成された粒子の運動量空間分布

図 19 は、鉛鉛衝突における生成粒子の運動量空間分布である。陽子陽子衝突に比べ、生成粒子数が多いことが確認でき、ほとんど等方的に粒子が生成されていることが分かる。

4.2 ジェット抑制効果の有無による横方向運動量分布の比較

ジェット抑制の解析における形態変数の有効性を調べるために、本研究ではHIJINGシミュレーションでジェット抑制の効果を入れたものと入れないものの二種類のデータを用意した。

まず、シミュレーションにおいて、ジェット抑制の効果を再現していることを確かめるために、横方向運動量分布を調べた。

ジェット抑制とは、高横方向運動量を持った粒子が高温高密度の媒体を通過する時、その媒体を構成する低エネルギーの粒子と衝突することでエネルギーを損失するものである。したがって、エネルギーを損失したその粒子は低横方向運動量となるため、高横方向運動量の粒子は少なく、低横方向運動量の粒子が多く観測される。

HIJINGシミュレーションで、ジェット抑制を考慮したもの（赤）と考慮しなかったもの（青）の横方向運動量分布を比較した（図20）。この2つの結果を比較すると、ジェット抑制を考慮したシミュレーションでは、高横方向運動量の粒子は少なくなり、低横方向運動量の粒子が増えていることが分かる。

したがって、ジェット抑制の効果が再現できていることが確かめられた。

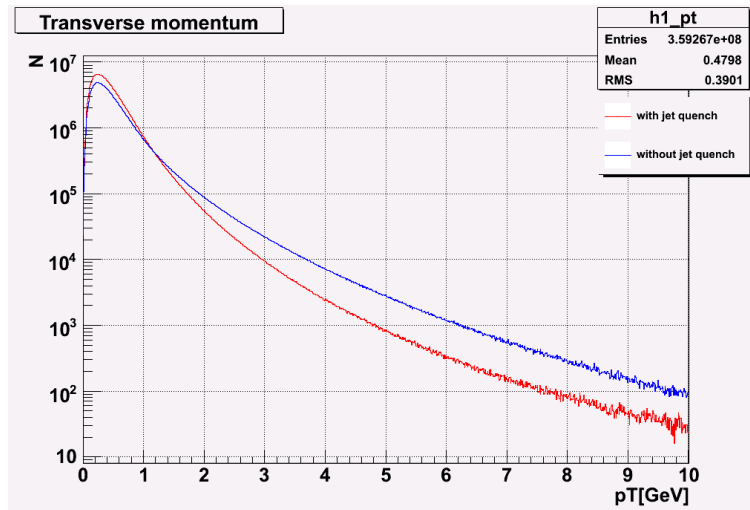


図 20 ジェット抑制の有無による横方向運動量分布の違い：
ジェット抑制を考慮したシミュレーションでは、高い運動量を持った粒子は少なくなり、低い運動量を持った粒子が多くなる（中心衝突）。周辺衝突のシミュレーションでも同様のものを確認した。

以後、本論文中で、同一グラフに二種類のデータを重ねている場合は、

- 赤：ジェット抑制を考慮したシミュレーション
- 青：ジェット抑制を考慮しないシミュレーション

を表すものとする。

4.3 粒子生成数と形態変数との関係

第 4.1 章の陽子陽子衝突における形態変数の解析で見たように、生成粒子数と形態変数の値には相関がある。生成粒子が多くなると、鋭さ指数は小さくなり、球形指数は大きくなる傾向がある。そのため、ジェット抑制を考慮したものと考慮しなかったシミュレーションを単純に比較して違いが見えても、ジェット抑制が原因なのか、あるいは生成粒子数の違いが原因なのか分からない。したがって、ジェット抑制に関して比較する

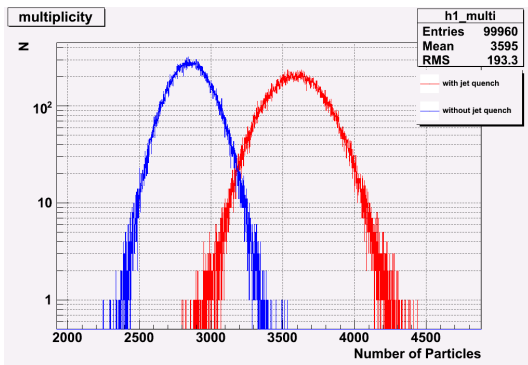


図 21 ジェット抑制の有無による生成粒子数の違い (中心衝突)

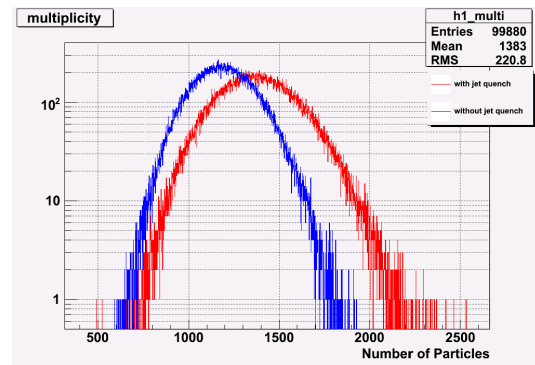


図 22 ジェット抑制の有無による生成粒子数の違い (周辺衝突)

ためには、生成粒子数が同じ事象を選ばなければならない。

そこで、それぞれのシミュレーションにおける生成粒子数を調べた。

ジェット抑制を考慮したシミュレーションは、考慮しないシミュレーションに比べ、比較的生成粒子数が多いことが分かる (図 21、図 22)。

このままで両者を比較してもジェット抑制によるものか生成粒子数によるものなのか判別できないので、生成粒子数によるカットをかけることにした。具体的には、両者の生成粒子数が同じになる範囲を選択し、それらの事象に関してのみ解析に使用することにした。両者の生成粒子数がおおよそ重なる、生成粒子数が中心衝突では 3050 個から 3350 個、周辺衝突では 1290 個から 1330 個の範囲の事象を選択した。

4.4 形態変数とジェット抑制との比較

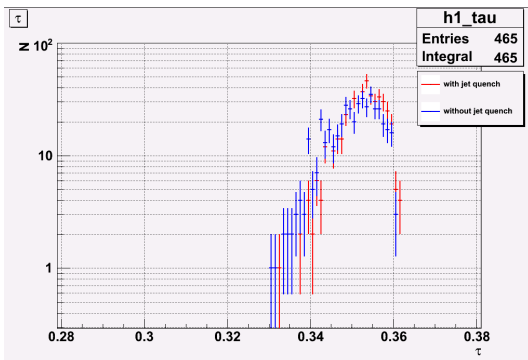


図 23 鋭さ指数の比較 (中心衝突)

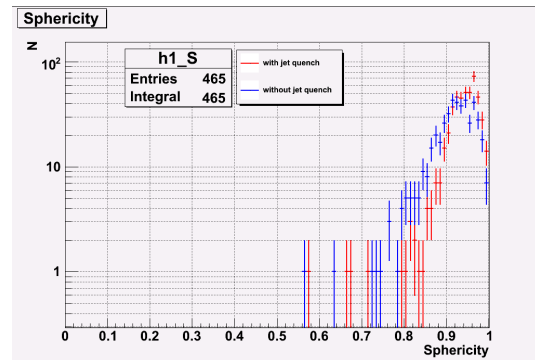


図 24 球形指数の比較 (中心衝突)

まず、中心衝突のシミュレーションで比較した。

ここでの鋭さ指数は τ (式 2) を用いた表記を用いているため、鋭さ指数 (図 23、図 24) と球形指数ともに、横軸の値が大きくなるほど球形の事象を表している。

ジェット抑制を考慮したデータと考慮しないデータを比較すると、鋭さ指数 (図 23) では明確な違いは見られない。一方、球形指数 (図 24) ではジェット抑制を考慮した方がピークの位置が大きい値を持っていることが分かる。また、球形指数の比較において、ジェット抑制を考慮したデータの方が比較的ピークが鋭くなっていることも分かる。

次に、周辺衝突のシミュレーションで比較した。

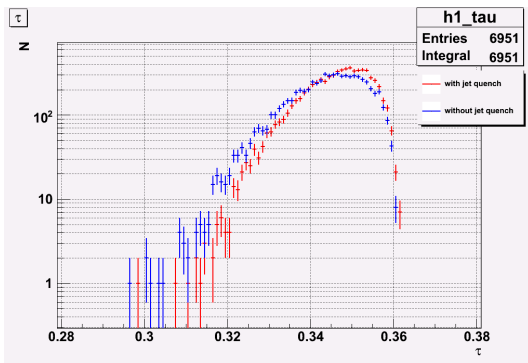


図 25 鋭さ指数の比較（周辺衝突）

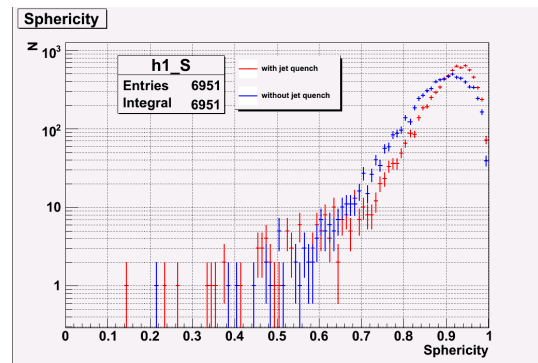


図 26 球形指数の比較（周辺衝突）

鋭さ指数（図 25）では、ともに $\tau=0.355$ 付近にピークを持つが、ジェット抑制を考慮したデータは考慮しないものと比べて $\tau=0.355$ 以上の事象が多くあり、 0.355 以下の事象は少ないことが読み取れる。一方、球形指数（図 26）では、ジェット抑制を考慮したデータの方が考慮しないものに比べ、ピークの位置は球形指数が大きい場所にあり、球形度が低い側に長いテールを持っていることが読み取れる。

中心衝突における鋭さ指数の比較では明らかな違いはないものの球形指数では違いが見えていることから、中心衝突と周辺衝突ともに、鋭さ指数と球形指数という 2 つの独立した変数からジェット抑制を見ることができたといえる。中心衝突において明確な違いが見えていない原因は、統計量が少ない、形態変数が中心衝突度に依存しているなど複数考えられるので、これは今後の課題である。

4.5 形態変数の多次元分析

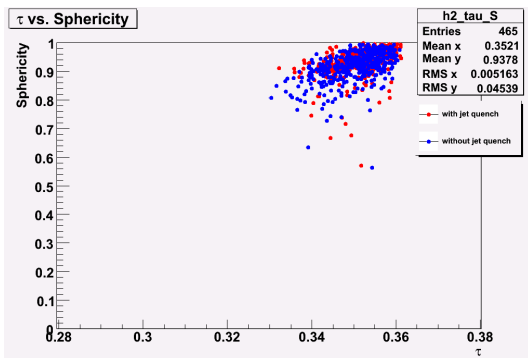


図 27 中心衝突における形態変数の多次元分析

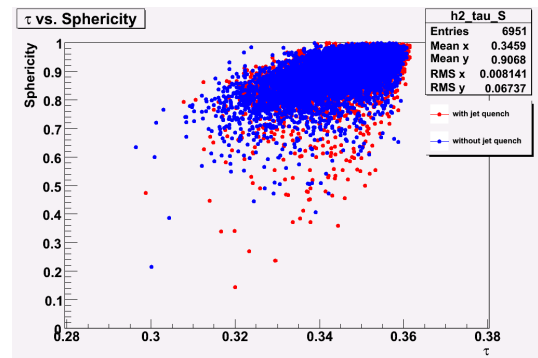


図 28 周辺衝突における形態変数の多次元分析

図 27 と図 28 は、横軸に鋭さ指数 τ を、縦軸に球形指数 S をとった、二次元ヒストグラムである。複数の形態変数を組み合わせた多次元の分析をすることで、異なる形態変数の間にある関係を調べ、一次元分析では分からない情報を得ようというものである。

周辺衝突における多次元分析（図 28）において、ジェット抑制を考慮したデータは、考慮しないデータに比べて、球形指数が小さい事象が多く存在しており、これは図 26 において球形指数の小さい側にテールを引いていることに相当している。

以上の結果から、形態変数をそれぞれ独立に解析することに加え、形態変数を複数用いた多次元解析を行うことで、形態変数同士の関係が分かる。さらに詳細を調べ定量的解析を行うことで、多次元分析からジェット抑制解析を手助けする新たなカット条件が見つかるかもしれない。

5 考察と結論

鋭さ指数と球形指数という二種類の形態変数を用いてジェット抑制の解析を行い、それぞれ独立にジェット抑制現象を見ることができた。このことから、形態変数によるジェット抑制解析の礎を築くという本研究の目的は達せられた。

形態変数を用いた定量的解析に向けて

今後の課題として、まずあげられるのが、形態変数の定量的解析の確立である。

本研究では、ジェット抑制の効果の有無による違いを形態変数でそれぞれの傾向を調べるにとどまっている。形態変数の解析を確立させるためには、誤差の検証を含め、定量的に事象選別ができるようになる必要がある。

また、形態変数とは運動量空間分布を特徴付けるものであるから、ジェット現象の解析にとどまらないはずである。楕円の方位角異方性など、高エネルギー原子核衝突には、まだまだ興味深い現象があり、それらの解析に形態変数を適用できるかの検証も必要となる。

形態変数の事象選別（トリガ）へ適用の可能性

ALICE 実験では、1ヶ月の原子核衝突高統計運転に対して、そのデータの解析には1年弱かかると見込まれている。

短いCPU時間で事象選別が可能な解析手段であるなら、それはオフライン・トリガとして活用できる。形態変数の解析は、粒子種識別などの必要がなく、荷電粒子の運動量空間を見るだけであるから、解析自身にはさほど時間はかからない。形態変数の定量的解析を確立させたならば、オフライン・トリガとしての有効度合いを測ることができるはずである。

ハドロン型形態変数について

ハドロン型形態変数は、レプトン型形態変数には含まれる擬ラピディティ方向の情報を失っている。

楕円の方位角異方性に関しては、方位角方向のみを見ればよいので、現在使われている形態変数で原理的には解析可能であると考えられるが、擬ラピディティ方向に相関を持つリッジ構造などの現象を見ることはできない。より汎用的に形態変数の解析を行うならば、擬ラピディティ情報を失うわけにはいかない。

レプトン型形態変数のように方位角と擬ラピディティ方向の両方の情報を保持した、新たなハドロン型形態変数を定める必要が今後出てくるはずである。そのためには、擬ラピディティ方向にも情報を持つパートンの重心系における新たな形態変数を構築する必要がある、これは今後の考察課題である。

付録 A レプトン型形態変数

本論文の解析に使用しているハドロン型形態変数は、レプトン型形態変数の考えを基に、構築されている。ハドロン型形態変数では、ラピディティ方向 η の情報は失われているが、レプトン型形態変数ではその情報は失われておらず、方位角方向 ϕ とラピディティ方向 η の両者の情報を持っている。

形態変数は、約 30 年前、DESY 研究所 PETRA 加速器などにおいて、3 ジェットの解析やグルーオンの発見に貢献し、強い相互作用の結合定数 α_s の測定にも用いられた。

図 29 は、PETRA 加速器 MARK-J 実験の結果であり、これは粒子の飛跡情報を一切使わずにエネルギーの流れを用いて、2 ジェットと 3 ジェットを分離したものである。鋭さ指数を小さく、且つ、扁平度を大きくとった事象は、3 ジェットが現れている。

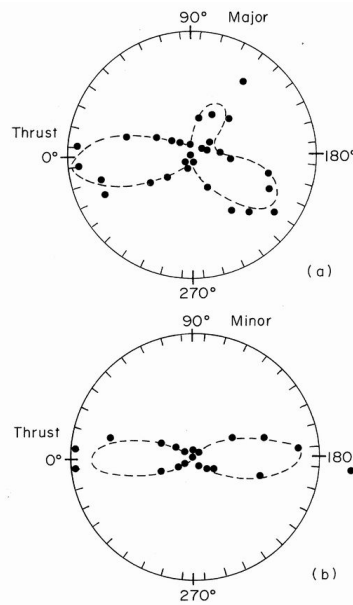


図 29 2 ジェットと 3 ジェットの分離 [12] :

PETRA 加速器 MARK-J 実験では、粒子の飛跡情報を使わずに、エネルギーの流れだけから 2 ジェットと 3 ジェット事象を分離した。

図 30 は、球形指数と非平面指数を利用した Q プロットである。2 ジェットと 3 ジェットの球形指数と非平面指数を比較すると、3 ジェットの方が、球形指数は大きく、非平面視数は小さくなる。これを用いて、Q プロットの情報から、2 ジェットと 3 ジェットを分離することができるのである。この方法を用いて見つけた 3 ジェット事象が図 31 である。

形態変数には、ベクトル $(\vec{n}_T, \vec{n}_{major}, \vec{n}_{minor})$ を用いる方法と運動量テンソルを用いる方法の二種類があり、それぞれ以下の利点がある [13]。

ベクトル $(\vec{n}_T, \vec{n}_{major}, \vec{n}_{minor})$ を用いる方法の利点

- QCD につきものの赤外発散を防ぐことができる
- 粒子が崩壊して複数個の子粒子に崩壊しても変数値の変動がない
- QCD で計算できる量

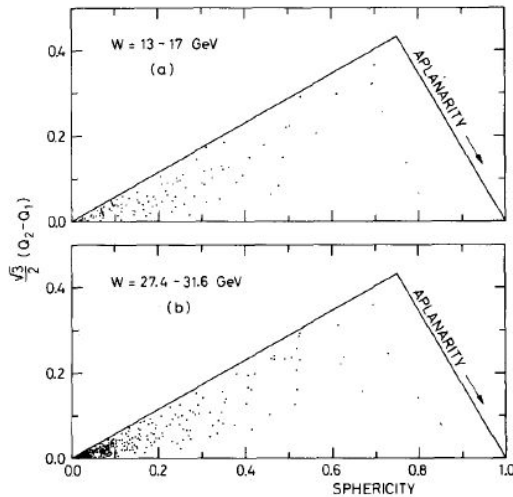


図 30 Q プロット [14] :

PETRA 加速器 TASSO 実験における Q プロットを用いた 2 ジェットと 3 ジェット事象の分離。球形指数が大きく、且つ、非平面指数が小さいものが 3 ジェットである。

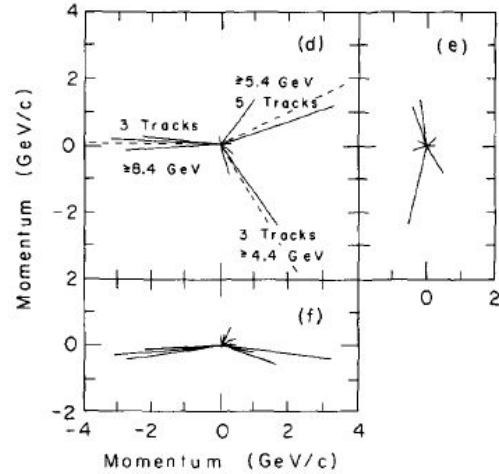


図 31 ジェット事象の運動量空間分布 [14] :

図 30 の Q プロットにより分 2 ジェット事象から分離して得た 3 ジェット事象の運動量空間分布。

運動量テンソルを用いる方法の利点

- 計算が素早くできジェット構造が見やすい
- トポロジカルな構造が直ちにわかる
- 実験的な見地からは十分な有用性がある

ベクトル ($\vec{n}_T, \vec{n}_{major}, \vec{n}_{minor}$) を用いる方法には、以下の 3 つの量がある。

- thrust
 - 鋭さ指数。
 - 運動量分布がどれだけの鋭さを持っているかを調べる指数。
 - 鋭さ指数の定義は、

$$T = \max \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_T|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right) \quad (17)$$

であり、粒子の運動量 \vec{p} とベクトル \vec{n}_T の内積で表せる。鋭さ軸 \vec{n}_T は T が最大になるように定める。

- 生成粒子がどれだけジェット軸に揃っているかを見るものであり、正反対に粒子が出る 2 ジェットのイベントであれば $T = 1$ となり、粒子が等方的に生成されるイベントであれば $T = 0.5$ となる。

- acoplanarity
 - ふくらみ指数。
 - 運動量分布がどれだけのふくらみを持っているかを調べる指数。
 - ふくらみ指数の定義は、

$$A = 4 \min \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_A|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right) \quad (18)$$

であり、粒子の運動量 \vec{p} とベクトル \vec{n}_A の内積で表せる。ふくらみ軸 \vec{n}_A は A が最小になるように定める。

– 生成粒子が完全等方分布であれば $A = 1$ となり、完全等方平面分布であれば $A = 0$ となる。

- oblateness

– 扁平度。

– ふくらみ指数と似た量であり、運動量分布がどれだけ扁平しているかを調べる指数。

– スラスト軸を定義した後、反応面 (event plane) 内でそれに対し垂直且つ F_{major} が最大になる方向を \vec{n}_{major} 、 \vec{n}_T 及び \vec{n}_{major} の双方に垂直な方向を \vec{n}_{minor} と定義し F_{minor} を定める。

– 扁平度の定義は、

$$O = F_{major} - F_{minor} \quad (19)$$

であり、 F_{major} と F_{minor} はそれぞれ、

$$F_{major} = \max \frac{\sum |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{major}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}, \vec{n}_T \perp \vec{n}_{major} \quad (20)$$

$$F_{minor} = \frac{\sum |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{minor}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}, \vec{n}_{minor} = \vec{n}_T \times \vec{n}_{major} \quad (21)$$

である。

運動量テンソルを用いる方法には、以下の3つの量がある。

$$I_{\mu\nu} = \sum_i p_{i\mu} p_{i\nu} \quad (22)$$

$$Q_j = \frac{\sum_i (\vec{p}_i \cdot \vec{r}_j)^2}{\sum_i (\vec{p}_i \cdot \vec{p}_i)} \quad (23)$$

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1, Q_1 < Q_2 < Q_3 \quad (24)$$

- sphericity

– 球形指数。

– 運動量空間分布がどれくらい球形に分布しているかを調べる指数。

– 球形指数の定義は、

$$S = \frac{3}{2} \min \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_{T,i}|^2}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right) = \frac{3}{2} (Q_1 + Q_2) \quad (25)$$

である。

– 等方的に粒子が生成される事象であれば $S=1$ 、正反対に粒子が出る2ジェット事象であれば $S=0$ となる。

- aplanarity

– 非平面指数。

– 運動量分布がどれだけ平面からずれているかを調べる指数。

– 非平面視数の定義は、

$$A_p = \frac{3}{2} Q_1 \quad (26)$$

である。

– 平面上に粒子が生成される事象であれば $A_p=0$ 、球状に近ければ $A_p=0.5$ となる。

- Q-plot

– 球形指数と非平面指数で表されるグラフ。

付録 B ラピディティ、擬ラピディティ

高エネルギー素粒子・原子核実験において、しばしば登場するラピディティ y と擬ラピディティ η について説明する。

ラピディティ y は、粒子の全エネルギーを E 、粒子のビーム軸に対して平行な運動量を p_L とすると、

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (27)$$

と定義される物理量である。

ここで、ビーム軸に対する方位角を θ (放射角 θ) とすると、

$$p_L = p \cos \theta \quad (28)$$

となる。また、高エネルギーに加速された粒子は、

$$p \gg m \quad (29)$$

と近似できるので、

$$y \sim \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right) \quad (30)$$

$$= \frac{1}{2} \ln \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (31)$$

$$= -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) = \eta \quad (32)$$

式 32 が擬ラピディティであり、放射角 θ にしか依らない量である。

付録 C LHC 加速器における実験グループ

本文中で紹介できなかった、ALICE 実験以外の LHC 加速器における実験グループを簡単に紹介しておく。LHC 加速器には、広島大学のグループが関わる ALICE 実験の他に、ATLAS、CMS、LHC-b、TOTEM、LHC-f という実験グループが存在する。

- ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)
ATLAS は、ヒッグス (Higgs) 粒子や超対称性 (SUSY) 粒子を発見することが目的である。高さ 25m、幅 25m、全長 46m、重さ 7,000 トンという巨大な汎用型検出器を用いた実験であり (LHC の実験装置としては最大である)、世界 37 ヶ国から約 2,700 人の科学者が参加している。
- CMS(Compact Muon Solenoid)
CMS は、ATLAS と同様に、ヒッグス粒子や超対称性粒子を発見することが目的である。高さ 15m、幅 15m、全長 21m、重さ 12,500 トンという巨大な汎用型検出器を用いた実験であり、世界 37 ヶ国から約 2,000 人の科学者が参加している。
- LHC-b(LHC-beauty)
LHC-b は、CP 対称性の破れの解明、つまり我われの宇宙が反物質ではなく物質で満たされている理由の解明が目的である。実験グループの名称についている”b”は”beauty”の略であり b^{ボトム} クォークのことである。高さ 10m、幅 13m、全長 21m、重さ 5,600 トンの検出器を用いた実験であり、世界 13 ヶ国から約 650 人の科学者が参加している。
- TOTEM(Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation)
TOTEM は、汎用検出器では研究できない物理に注目し、LHC ビームに非常に近いところで生成される粒子を検出することが目的である。実験グループである。高さ 5m、幅 5m、全長 440m、重さ 20 トンの検出器を用いた実験であり、世界 8 ヶ国から 50 人の科学者が参加している。
- LHC-f(LHC-forward)
LHC-f は、LHC 内においてビーム軸方向に生成された粒子を利用して、実験室において宇宙線をシミュレーションすることが目的である。高さ 80cm、幅 10cm、全長 30cm、重さ 40kg の 2 つの検出器を用いた実験であり、世界 4 ヶ国から 22 人の科学者が参加している。

謝辞

この卒業論文を完成させるまでにお世話になったすべての方々に感謝します。

まず、指導教官である杉立先生には、研究室配属直後から、素粒子・原子核物理学の基礎的なことから専門的なことまで指導してくださいました。

志垣先生、本間先生には、プロの研究者として、鋭い意見を投げかけてくださり、時には厳しくも、ご指導をいただきました。着眼点など非常に勉強になることも多く、研究を進める上で大変参考になりました。

そして研究員である鳥井さんには、非常にお世話になりました。本研究のテーマ決定や研究方針、そして解析方法まで幅広く教えていただき、私の未熟な質問にも丁寧に答えてくださいました。

また大学院博士課程の先輩方では、中宮さんには研究の進捗状況を常に気にかけていただき、本当に感謝しています。来島さんには時には夜遅くにも関わらず快く質問に答えてくださり、大変お世話になりました。渡辺さんには物理やコンピュータの初歩的なことから教えていただきました。二橋さんには、大学院受験に関して励ましや助言をいただき、元気づけられました。

次に大学院修士課程の先輩方では、坂口さんには自身の修士論文で忙しい中でも時間を割いていただき、大変感謝しています。尾林さんには、特にシミュレーションに関する質問に分かりやすくお答えいただき、解析を行う上での貴重な助言をいただきました。翠さんには、多くの質問をさせていただきました。物理の基礎的なことから解析を行う上で必要なことまで、分かりやすくお答えくださいました。

最後に、同じ四年生の櫻井くんと八野くんは、彼らに相談したり、議論したりすることで、そこから多くのことを学ぶことができました。この一年間彼らと一緒に学んだ経験は、これからの研究生生活の糧になると思います。

多くの方々の支援があって、本研究を進めることができました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] J. Nagle, "Search for the Quark Gluon Plasma" (2005) , Particles and Nuclei International Conference <http://www.panic05.lanl.gov/>
- [2] RHIC Collaboration web サイト, <http://www.bnl.gov/rhic/default.asp>
- [3] CERN Document Server, <http://cdsweb.cern.ch/>
- [4] 中條達也, 「加速器で探るビックバン直後の宇宙と QCD 相転移」(2009) <http://utkhii.px.tsukuba.ac.jp/report/index.html>
- [5] David d ' Enterra, "Jet quenching" (2009) arXiv:0902.2011v2
- [6] J. Adams *et al.* STAR Collaboration, "Evidence from d+Au Measurements for Final-State Suppression of High- p_T Hadrons in Au+Au Collisions at RHIC" (2003) Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072304
- [7] G. Aad *et al.* ATLAS Collaboration, "Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC" (2010) arXiv:1011.6182v2
- [8] Andrea Banti, Gavin P. Salam, Gialin Zanderighi, "Phenomenology of event shape at hadron colliders" (2010) JHEP06(2010)038
- [9] Andrea Banti, Gavin P. Salam, Gialin Zanderighi, "Resummed event shape at hadron-hadron colliders" (2004) hep-ph/0407287v3
- [10] Antonio Ortiz Velasquez, Guy Paic, "Event Shape Analysis in ALICE" (2009) arXiv:0912.0909v2
- [11] ALICE Collaboration web サイト, <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>
- [12] D. P. Barber *et al.*, "Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA" (1979) Phys. Rev. Lett. 43, 830 (1979)
- [13] 長島順清, 『素粒子標準理論と実験的基礎』 (1990) 朝倉書店 ISBN978-4-254-13675-3
- [14] R. Brandelik *et al.* TASSO Collaboration, "EVIDENCE FOR PLANAR EVENTS IN e^+e^- ANNIHILATION AT HIGH ENERGIES" Phys. Lett.,86B, 243(1979)