

2025年度 卒業論文

周期的量子色力学特異状態観測に向けた
ALICE 実験における粒子源3次元分布測定

2026年2月9日

指導教員	志垣 賢太	教授
主査	志垣 賢太	教授
副査	高橋 徹	特定教授

広島大学
クォーク物理学研究室

学籍番号 B220181

氏名 大村 拓司

概要

本研究は、高エネルギー重イオン衝突において生成される高強度磁場を起因とする物理現象の観測を目的とする。高エネルギー重イオン衝突実験では、荷電粒子である重イオンを亜高速に加速し、非中心衝突させることで、きわめて強い磁場が生成される。その強度は CERN の LHC 加速器の重心系エネルギーに対して、 10^{15} Tesla 程度に達する。強磁場下では衝突実験で生じる高温高密度のクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の形状に周期的密度変調が顕れるカイラルソリトン格子 (CSL) などの特異状態の観測される可能性があるが、今日まで衝突実験における高強度磁場の直接的な検出は行われていない。

本研究では、Hanbury-Brown - Twiss (HBT) 干渉による同一 Bose 粒子間の相関を用いて、粒子源の形状解析を行った。HBT 干渉法はもともと光の強度相関から天体の大きさを推定する手法として開発されたが、重イオン衝突実験における粒子生成源から放出される π 中間子などの Bose 粒子対に対して、運動量の相関から粒子生成源の大きさや形状を測定する手法として応用されている。

強磁場方向を軸にとって粒子源空間分布を測定する前段階として、LHC 加速器を用いた ALICE 実験における $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV の Pb-Pb 衝突データを用い、ビーム軸方向・粒子の放出方向・そのどちらにも垂直な方向を軸にとって粒子源 3 次元空間分布測定を行うとともに、強磁場に垂直な平面である反応平面の決定を独立に行った。

解析の結果、粒子源の特徴的距離スケールについて、過去の ALICE 実験で測定された数値とオーダーが一致し、衝突関与部分の体積の変化に伴う粒子源形状について、物理的に妥当と考えられる傾向を確認した。反応平面についても補正・決定を行なった上で、衝突関与部と非関与部の相関から、衝突初期の幾何形状の再構築が適切に行えていることを確認した。

今後は、反応平面の情報から磁場方向を軸にとった粒子源 3 次元空間分布測定を行い、強磁場による粒子源形状への影響の評価を通じて、周期的量子色力学特異状態の観測を目指す。

目次

第 1 章	序論	7
1.1	素粒子標準模型	7
1.1.1	粒子間基本相互作用	7
1.2	量子色力学 (QCD)	8
1.3	高エネルギー重イオン衝突実験	9
1.3.1	原子核衝突における時空発展	9
1.3.2	非中心衝突	10
1.3.3	反応平面・イベント平面	10
1.3.4	異方性フロー	11
1.4	Hanbury-Brown and Twiss 干渉	12
1.4.1	Bose-Einstein 統計 [1]	12
1.4.2	二粒子相関関数	13
1.4.3	QGP ソースサイズとの関係	14
1.5	原子核衝突における磁場生成	15
1.5.1	高強度磁場により期待される物理現象	16
1.5.2	反応平面依存 HBT 相関関数	16
1.6	研究目的	16
第 2 章	研究背景	17
2.1	LHC 加速器	17
2.2	ALICE 実験	17
2.3	ALICE 実験における検出器構成	18
2.3.1	Inner Tracking System (ITS)	18
2.3.2	Time Projection Chamber (TPC)	18
2.3.3	Time of Flight (TOF)	18
2.3.4	Fast Interaction Trigger (FIT)	18
2.3.5	Zero Degree Calorimeter (ZDC)	18
2.4	O ² フレームワーク	19
2.4.1	Online 解析	19
2.4.2	非同期処理・Offline 解析	19
第 3 章	解析方法	20
3.1	反応平面の決定	20
3.1.1	イベント平面の補正	20
3.1.2	Ψ_1 分布と Ψ_2 分布	20
3.1.3	フロー係数の計算	21
3.1.4	データセット・Cut 詳細	21

3.2	π^\pm を用いた粒子源空間分布測定	22
3.2.1	データセット・Cut 詳細	22
3.2.2	π^\pm 同定	23
3.2.3	HBT 相関関数の計算	23
3.2.4	HBT 相関関数のフィッティング	24
第 4 章	解析結果	25
4.1	反応平面の決定	25
4.2	1 次元粒子源空間分布測定	27
4.3	3 次元粒子源空間分布測定	28
第 5 章	考察	29
5.1	解析結果の妥当性	29
5.1.1	反応平面の決定	29
5.1.2	フロー係数測定	30
5.1.3	粒子源空間分布測定	30
5.2	結論	32
5.3	展望	32
	付録	33
	謝辞	35
	参考文献	37

図表目次

1.1	Standard Model [2]	7
1.2	Coupling Constant vs. Energy [3]	8
1.3	QCD Diagram [4]	8
1.4	Spacetime Evolution of Particles [5]	9
1.5	Event Plane [6]	10
1.6	Correlation Function [7]	14
1.7	Time evolution of the magnetic field [8]	15
1.1	Comparison of magnetic field scales.	15
2.1	LHC [5]	17
2.2	CERN group [5]	17
2.3	ALICE detector [5]	19
3.1	TOF particle identification [9]	23
3.2	TPC particle identification [9]	23
3.3	HBT Correlation Function FitModel	24
4.1	Ψ_1 distribution by ZDC-A and ZDC-C	25
4.2	Event Plane Resolution (ZDC)	25
4.3	Q-vector Correction	25
4.4	Ψ_2 Distribution	25
4.5	Event Plane Resolution (FT0C)	26
4.6	Flow Coefficient	26
4.1	$\Psi_1 - \Psi_2$ Correlation	26
4.7	π^\pm PID Result	27
4.8	1D Correlation Function	27
4.9	Correlation between π^+ and π^-	27
4.10	3D Correlation Function (Spherical)	28
4.2	Centrality dependence of the HBT radii $R_{out}, R_{side}, R_{long}$.	28
5.1	Comparison of Event Plane Flatness	29
5.1	The HBT radii $R_{avg}(ref)$.	30
5.2	The HBT radii $R_{avg}(ref)$.	30
5.2	Correlation between R_{out} and R_{side} (0.4-0.5 GeV/c)	31
5.3	Centrality dependence of the HBT radii.	31
5.3	Two-particle correlation from the AMPT data with the spatial modulation [10]	32
5.4	η cut	33
5.5	z_{vtx} cut	33

5.6	DCA_{xy} cut	33
5.7	DCA_z cut	33
5.8	p_T cut	33
5.9	ITS_{cls} cut	33
5.10	multV0M	34
5.11	TPC_{loss} vs TPC_{cls}	34

第1章 序論

1.1 素粒子標準模型

素粒子標準模型（以下 SM）は、自然界の素粒子と重力を除く相互作用を記述する理論モデルである。SM は物質を構成する物質粒子（12 種）、相互作用を伝搬する Gauge 粒子（4 種）、素粒子の質量生成機構を担う Higgs 粒子、計 17 種の素粒子により構成される。

この内、物質粒子はそれぞれ 6 種のクォーク・レプトンに分類される。基本的に我々が測定する量は、2 つのクォークで構成されるメソン、または 3 つのクォークで構成されるバリオンについての物理量である。物質粒子はすべてスピン 1/2 の Fermi 粒子であるため、メソンはスピンの整数値の Bose 粒子であり、バリオンはスピンの半整数値の Fermi 粒子である。

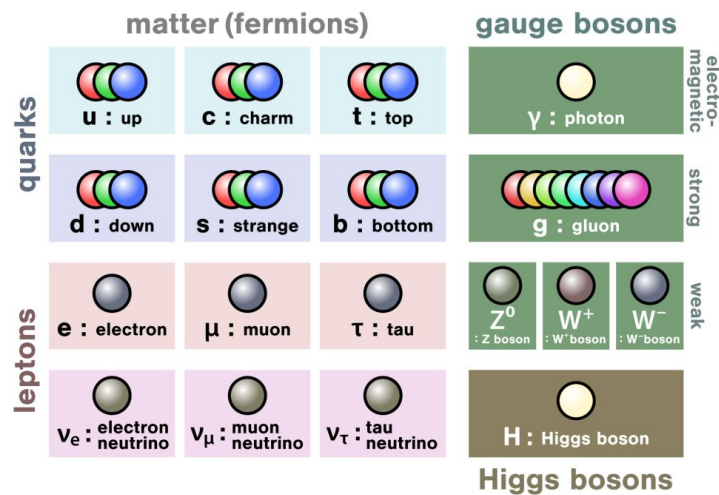


図 1.1: Standard Model [2]

1.1.1 粒子間基本相互作用

素粒子標準模型は、上記 17 種の素粒子に加え、3 種の粒子間基本相互作用によって記述される。以下にそれぞれの相互作用と重力相互作用について記述する。重力を除く以下の相互作用は Gauge 対称性をもつ Gauge 粒子の交換により媒介される。

1. 強い相互作用

グルーオンを媒介粒子として色荷をもつ粒子（クォーク・グルーオン）に作用し、バリオンやメソンを形成する。また、陽子と中性子を結合させ、原子核を形成する。量子色力学（QCD）により記述される。

2. 弱い相互作用

弱ボソンを媒介粒子としてクォーク・レプトン間に作用し、フレーバー（クォーク・レプトンの種類）を交換する。ベータ崩壊は弱い相互作用による崩壊である。Weinberg-Salam 理論により電磁相互作用と統一され記述される。

3. 電磁相互作用

光子を媒介粒子として荷電粒子に作用する。加速器の加速原理は電磁相互作用に基づいている。Maxwell 電磁気学により記述される。

4. 重力相互作用

媒介粒子は現時点で観測されていない。全ての粒子に作用し、天体のスケールで支配的な力となる。一般相対性理論により記述される。

1.2 量子色力学 (QCD)

量子色力学 (QCD) は強い相互作用を記述し、SU (3) Gauge 対称性に基づく非可換 Gauge 理論である。QCD において、クォークは「カラー」と呼ばれる 3 種の自由度 (R, G, B) を持ち、グルーオンによりカラーが媒介される。ここで、グルーオン自身もカラー自由度 ($R, G, B, \bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$) 8 種を持ち、グルーオン同士の自己相互作用も存在する。

QCD の重要な性質として以下の 2 点が挙げられる。

- 漸近的自由性：エネルギーの増加に伴い、相互作用の結合定数が対数的に減少（図 1.2）するため、摂動的にクォーク・グルーオンの運動を取り扱える。
- カラーの閉じ込め：低エネルギー領域では、相互作用の結合定数が大きくなり、クォークとグルーオンは単独で存在できず、全体としてカラーが白色となるハドロンとして観測される。

低エネルギー領域（常温常圧下を含む）では摂動計算が困難であるため、格子 QCD 計算による解析が行われている。一方で高エネルギー領域では、熱運動が相互作用と比較し大きくなり、クォーク・グルーオンは非閉じ込め状態となり、カラー自由度が露わになる相へ転移する。この状態をクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) とよぶ。QCD 相構造図 1.3 は温度とバリオン化学ポテンシャルを軸に構成される。ハドロン相と QGP 相は一次相転移またはクロスオーバーによる転移が予想されている。

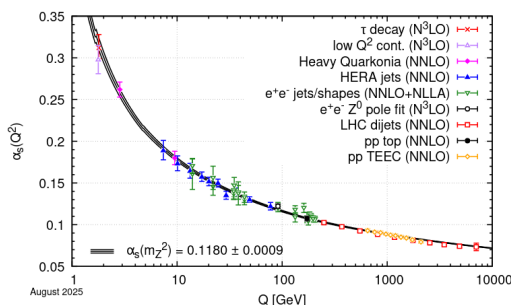


図 1.2: Coupling Constant vs. Energy [3]

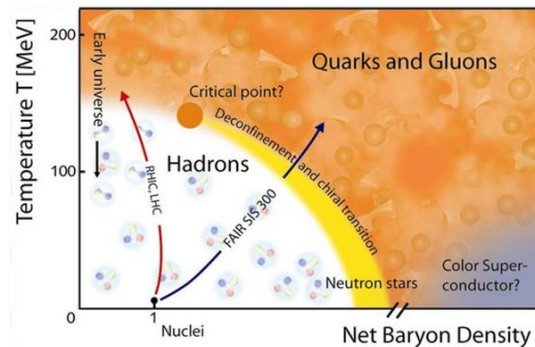


図 1.3: QCD Diagram [4]

1.3 高エネルギー重イオン衝突実験

高エネルギー重イオン衝突実験では、金や鉛など質量数の大きいイオン同士を電場により加速し、衝突させる。その目的は、宇宙創成直後の数マイクロ秒間に存在したとされる QGP を実験室で再現し、ハドロン質量の起源や閉じ込め機構、新粒子探索といった、様々な物理現象を解明することである。電場による加速のため、対象となる粒子は荷電粒子（イオン・陽子・電子など）である必要がある。本研究の測定データとして用いるスイス・ジュネーブの The Large Hadron Collider (LHC) はシンクロトロン加速器であり、荷電粒子の軌道を円形に曲げるため、磁場を印加する。印加磁場を強くすることで、比較的小型で高い重心系エネルギーでの衝突を実現する。

1.3.1 原子核衝突における時空発展

高エネルギー衝突では、Lorentz 収縮により原子核のビーム軸方向の厚みがきわめて小さくなるため図 1.4 (1) のようにパンケーキ状となる。これら二つの原子核が交差する際、衝突に関与せず通り過ぎる領域と、互いに衝突し強い相互作用を及ぼし合う領域が存在し、後者領域は高温高密度状態となる。QGP 相に転移した衝突関与部分は内部からの圧力により膨張・冷却する。これにより転移温度に再び達するとクォーク・グルーオンは結合し、ハドロン化する。ハドロン化が始まる直後は粒子間の非弾性散乱により粒子種が変化するが、膨張が進み粒子の比率が変化しなくなった状態を化学的粒子凍結 (Chemical Freeze-out) とよぶ。その後も弾性散乱により運動量は変化を続けるが、さらに膨張が進み運動量が決定された状態で検出される。

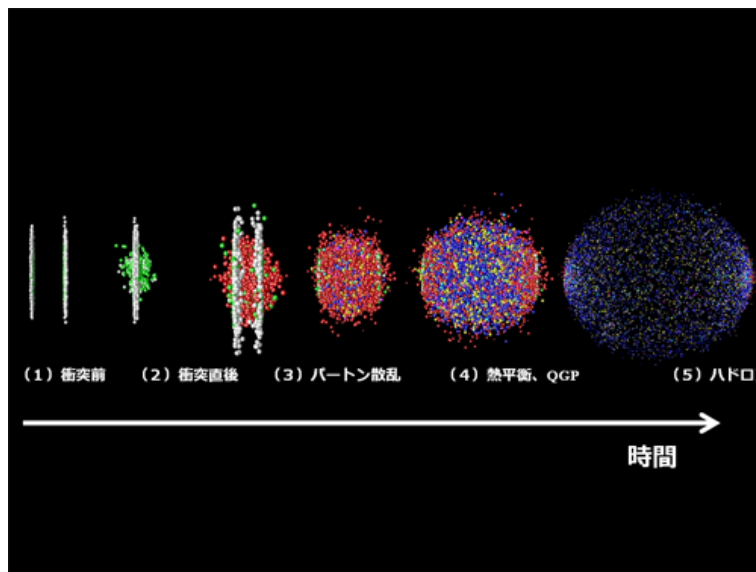


図 1.4: Spacetime Evolution of Particles [5]

1.3.2 非中心衝突

実験の際に、イオンは必ずしも原子核の中心同士で衝突しない。解析の際は衝突関与部分の割合を考慮するため、中心衝突度という物理量を用いる。中心衝突度を求めるためには、原子核の中心が通る軌跡間の距離（インパクトパラメータ）が必要であるが、このパラメータは実験において直接測定することが出来ない。荷電粒子多重度（Multiplicity）は、原子核が重なる領域の体積、すなわち衝突に関与した核子数と強い相関を持つことが知られている。一般に、インパクトパラメータが小さい（中心衝突に近い）ほど核子数は大きくなり、生成される粒子数も増加する。したがって、観測された生成粒子数分布をモデルと比較することで、各イベントの中心衝突度を決定することが可能となる。

1.3.3 反応平面・イベント平面

非中心衝突のデータの解析をする際、中心衝突度に加え、反応関与部が作る形状の向きも重要である。衝突実験において、ビーム軸と、原子核の中心同士を結ぶ直線がなす面を反応平面（Reaction Plane）とよぶ。この平面を決定する物理量として、ビーム軸と垂直な平面において、2つの原子核の中心を通る線分と、その中心を原点とする固定2軸（ x, y 軸）のうち一方の軸がなす角（図参照）が挙げられる。衝突実験において、衝突する角度に対しイベントが存在する確率は相関を持たないため、この角度（ Ψ_R とする）の頻度分布は平坦となる。 Ψ_R により反応平面の向きを決定することが可能であるが、実験的に観測する物理量は Freezeout 後の情報であるため、 Ψ_R を直接測定することはできない。そのため、 Ψ_R の影響を受け、Freezeout 後もその影響が持続している物理量から Ψ_R を推定する手法を取る。

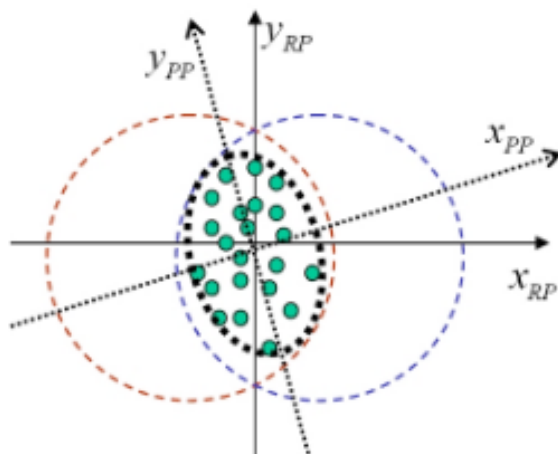


図 1.5: Event Plane [6]

1.3.4 異方性フロー

Ψ_R を推定する方法の一つとして、衝突に関与しなかった核子 (Spectator) 分布の測定が挙げられる。Spectator は衝突部からの相互作用により偏向する。前後方の検出器による、Spectator の横運動量測定で Ψ_R を決定できるだろう。この異方性を有向フロー ($n = 1$) として、この偏向により推定される Ψ_R を、 ψ_1 とする。 ψ_1 は最も原理的に信頼性のあり、明快な Ψ_R の再現である。一般に n はフロー次数とよばれ、異方性に対し付けられる。フロー次数 n の異方性により再現される Ψ_R を ψ_n とする。

次に、衝突部分で生成された QGP の流体的性質による圧力勾配から Ψ_R 測定する方法が考えられる。この異方性は楕円フロー ($n = 2$) とよばれる。 ψ_1 と比較して中心部の検出器を用いるため、衝突時に生成された粒子 (Participant) の物理量を参照する。本研究では今後の反応平面依存の解析に向け、 ψ_1 と ψ_2 の分布を測定する。以上の ψ_n を用いて、粒子生成の方位角分布は式 (1.1) で Fourier 展開できる。

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos\{n(\phi - \psi_n)\} \quad (1.1)$$

式 (1.1) により定義される v_n はフロー係数とよばれ、異方性フローによる相関の強さを反映する。フロー係数は具体的に式 (1.2) により計算され、本研究の再現物理量のひとつである。

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \psi_n)] \rangle \quad (1.2)$$

ψ_n は異方性の真の向きであり、実際にデータから測定するために本研究では”Q-vector 法”とよばれる方法を用いる。[11] 異方性が依存する物理量 ω (検出位置や振幅、運動量など) を用いて、Q ベクトルという物理量を式 (1.3), 式 (1.4) で定義する。

$$Q_{n,x} = \sum_i \omega_i \cos(n\phi_i) \quad (1.3)$$

$$Q_{n,y} = \sum_i \omega_i \sin(n\phi_i) \quad (1.4)$$

ϕ は粒子の衝突点からの方位角である。Q ベクトルを用いることで、以下の Ψ_n を計算できる。

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan\left(\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}}\right) \quad (1.5)$$

この Ψ_n により決定される平面は、反応平面のイベント情報による再構築の意味合いにより、イベント平面とよばれる。 Ψ_R, ψ_n の頻度分布と同様に、 Ψ_n の頻度分布も平坦でなければならない。

統計量が有限であることから、実験データから再現したフロー係数は真のフロー係数の値より小さくなる。これを補正するために、以下の式 (1.6) で定義されるイベント平面分解能を計算し、測定されたフロー係数に対し除する必要がある。

$$R_n = \langle \cos(n(\Psi_n^A - \psi_n)) \rangle \quad (1.6)$$

Ψ_n^A は検出器 A で測定されたイベント平面に対応する。 R_n は最大値が 1 であり、1 に近いほど反応平面とイベント平面の誤差が小さい。また、 R_n 計算のため、検出器 A を含め 3 つの検出器により同時に Ψ_n を計算し比をとる。これにより真のフロー係数を以下の式 (1.7) で計算できる。

$$v_n = \langle \cos(n(\phi - \Psi_n)) \rangle / R_n \quad (1.7)$$

1.4 Hanbury-Brown and Twiss 干涉

Hanbury-Brown and Twiss (以下 HBT) 干涉法は、1956 年に Hanbury Brown と Twiss により考案された。[12] 当時、光子は分割不可能であり可干渉性を持たないと考えられていた。HBT は実験室系において、高圧水銀のアーク放電による光子をハーフミラーにより分離し、2つの検出器間のビームの強度相関を計算することで光子の可干渉性を議論した。強度相関を表す物理量として、強度のゆらぎによる以下の式 (1.8) を用いている。

$$C(t') = \langle \Delta I_1(t) \cdot \Delta I_2(t+t') \rangle \quad (1.8)$$

ここで $\Delta I_1(t), \Delta I_2(t)$ はそれぞれの検出器に入射した光の強度のゆらぎである。光子が可干渉性を持たないのであれば、任意の t' に対して $C(t')$ は同程度の値をとるだろう。しかし、実際には $C(0)$ にて明確に正のピークを持つ結果が得られた。この結果は光子が可干渉性を持つ根拠となった。

1.4.1 Bose-Einstein 統計 [1]

光子は Bose-Einstein (以下 B.E.) 統計に従う Bose 粒子である。正規化された 2 次相関関数 $g^{(2)}(t')$ を以下で定義する。2 次相関関数は粒子が同時に検出される確率に対し正の相関を持つ。

$$g^{(2)}(t') = \frac{\langle I(t) \cdot I(t+t') \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+t') \rangle} : \text{検出時間差 } t' \text{ の場合} \quad (1.9)$$

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I(t)^2 \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} : \text{検出時間差 } 0 \text{ の場合} \quad (1.10)$$

相関の無い場合 $g^{(2)}(t') = 1$, for $\forall t'$ である。

量子論的に上式を記述すると生成消滅演算による以下の式 (1.11) となる。

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2} \quad (1.11)$$

Bose 粒子の交換関係 $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ と、数演算子 $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ により式 (1.11) は変形可能である。

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}(\hat{n} - 1) \rangle}{\langle \hat{n} \rangle^2} \quad (1.12)$$

式 (1.12) に、B.E. 統計における分散 $\langle (\Delta n)^2 \rangle$ の性質を用いる。

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle \equiv \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle \quad (1.13)$$

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2} - \frac{1}{\langle n \rangle} = \frac{2\langle n \rangle^2}{\langle n \rangle^2} = 2 \quad (1.14)$$

式 (1.14) の結果は、B.E. 統計に従う熱光源による光子が同時刻に検出される確率が、粒子が Poisson 分布に従う場合と比較して 2 倍であることを示している。HBT による実験の測定結果はこれを再現したものであると言える。

1.4.2 二粒子相関関数

上記理論で重要となる物理量は $g^{(2)}(t')$ であるが、HBT 干渉は同一 Bose 粒子間であれば発生するため、光子に限らずメソンを用いても再現可能である。本研究ではメソンである π^+ (クォーク組成: $u\bar{d}$) 同士の相関を測定する。

メソンを用いる場合、光子と異なり質量を持つ粒子を扱うため、四元運動量を用いて測定を行う。相関を表す二粒子相関関数として式 (1.15) で定義する。

$$C_2 = \frac{P_2(p_1, p_2)}{P_1(p_1) P_1(p_2)} \quad (1.15)$$

式 (1.15) における分子は二粒子が (p_1, p_2) をとる確率であり、分母は一粒子が p_1, p_2 をとる確率の積である。ここで、位相空間における粒子の生成確率密度 (源関数) $S(x, p)$ を導入する。定義より以下の式 (1.16) を相関関数に代入できる。

$$P_1(p_i) = \int S(x_i, p_i) d^4x_i \quad (1.16)$$

次に、二粒子の運動量分布に関して、同一 Bose 粒子の不可弁別性と粒子間相互作用の影響を考慮して、二粒子波動関数 $\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)$ を導入する。

$$P_2(p_1, p_2) = \int S(x_1, p_1) S(x_2, p_2) |\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)|^2 d^4x_1 d^4x_2 \quad (1.17)$$

相対時空間座標・相対運動量をそれぞれ r, q 、平均空間座標・平均運動量をそれぞれ R, Q として変数変換する。また、相対運動量が十分に小さく、二粒子波動関数が平均空間座標に依存しないと仮定する。二粒子相関関数は以下の式 (1.18) で記述できる。

$$C(q, Q) \approx \frac{\int d^4R d^4r S(R+r/2, Q) S(R-r/2, Q) |\Psi_{q, Q}(r)|^2}{\int d^4R d^4r S(R+r/2, Q) S(R-r/2, Q)} \quad (1.18)$$

分母の部分を実験的源関数として相関関数に代入し、規格化条件を満たす形で再定義する。式 (1.19) は一般的な二粒子相関関数の表式であり、Koonin-Pratt の式とよばれる。

$$C(q, Q) = \int \hat{S}(r, Q) |\Psi_{q, Q}(r)|^2 dr^4 \quad (1.19)$$

二粒子相関関数を実験的に測定する際には、式 (1.20) を計算し式 (1.19) と比較する。

$$C(q) = F(q)/G(q) \quad (1.20)$$

実験による解析において重要となる物理量は $F(q), G(q)$ である。これらはそれぞれ、同一の衝突イベントから抽出した同一 Bose 粒子対の相対運動量分布、異なるイベントから抽出した同一 Bose 粒対の相対運動量分布である。これら 2 つの分布は二粒子の相関の無い場合に $C(q) = 1$ となるように規格化されている。 $F(q)$ は HBT 干渉の影響により $q = 0$ 付近において相関が現れるが、 $G(q)$ は異なるイベントから抽出するため相関が現れない。分母として後者の物理量を相関関数に含める要因として、検出器の位置や検出効率の運動量依存をキャンセルし、より正確な HBT 相関を得ることが可能になる点が挙げられる。

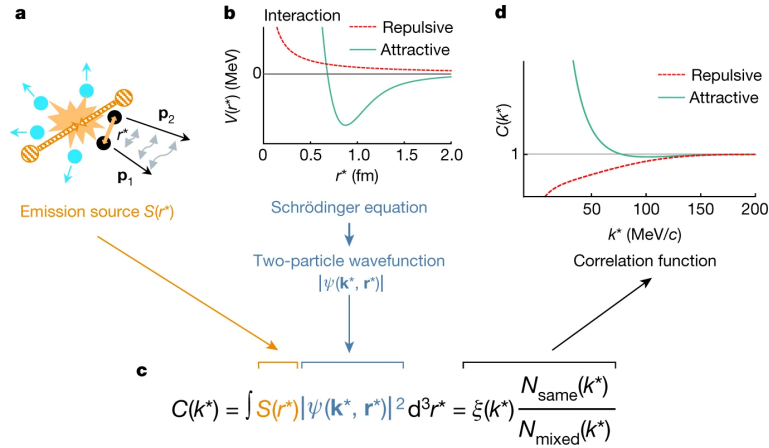


図 1.6: Correlation Function [7]

1.4.3 QGP ソースサイズとの関係

Koonin-Pratt の式には粒子源関数が含まれているため、相関関数を計算することで粒子源の大きさなど様々な物理量を計算することが出来る。粒子源関数が Gauss 型で記述され、二粒子波動関数を平面波近似してもよい (Coulomb 相互作用を無視) と仮定すると以下の近似を得る。

$$C(\mathbf{q}) \approx \int d^3r \left[\frac{1}{(4\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4R^2}} \right] \cdot [1 + \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})] \quad (1.21)$$

$$= \exp(-R^2 q^2) \quad (1.22)$$

二粒子相関関数が Gauss 型で近似できるため、式 (1.23) の形を仮定した上で、相対運動量を三次元極座標変換し球面調和関数展開する。

$$C(\mathbf{q}) = 1 + \lambda \exp(-R_{out}^2 q_{out}^2 - R_{side}^2 q_{side}^2 - R_{long}^2 q_{long}^2) \quad (1.23)$$

$$C(q, \theta, \phi) = \sum_{l,m} C_l^m(q) Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1.24)$$

式 (1.23) に含まれる R はそれぞれ以下で定義される。

- R_{long} : ビーム軸 (z 軸) 方向の距離スケール
- R_{out} : 粒子の横運動量方向の距離スケール
- R_{side} : $long, side$ の両方向と垂直な方向の距離スケール

ここで記した「距離スケール」は、単に幾何学的な広がり (楕円半径) のみを指さず、系の寿命や、粒子の放出時間を反映した量である。衝突実験における対称性によって式 (1.24) における C_l^m の多くの成分が 0 となるが、物理解析において特に重要となるのは以下の成分である。

$$C_0^0 \approx 1 + \lambda \exp\left[-\frac{1}{3}(R_{out}^2 + R_{side}^2 + R_{long}^2) q^2\right] \quad : \text{HBT 半径} \quad (1.25)$$

$$C_2^0 \propto (R_{out}^2 + R_{side}^2 - 2R_{long}^2) \quad : \text{横方向の異方性} \quad (1.26)$$

$$C_2^2 \propto (R_{out}^2 - R_{side}^2) \quad : \text{横平面内での相関} \quad (1.27)$$

1.5 原子核衝突における磁場生成

粒子加速器実験では、光速付近まで加速された荷電粒子が交差するため、電場の変化により高強度の磁場が生成される。[13] 生成される磁場は 10^{15} T オーダーの強度を持つ。実験室で生み出せる定常磁場が最大 45Tであることを考慮すると、この磁場強度はきわめて強い。ただし、その持続時間は原子核が互いにすれ違う一瞬に限られる。ローレンツ収縮により原子核はビーム軸方向に押し潰されており、磁場の寿命は 10^{-24} s (数 fm/c) オーダーと極めて短い。図 1.7 は核子あたりの重心系エネルギーが 200GeV の金原子核衝突実験における、衝突した時点を横軸 0 とした、磁場強度の推移を示している。QGP の寿命程度のスケールでは、磁場強度は臨界磁場を上回っており、強磁場下での物理現象の解明の鍵となることが期待されている。

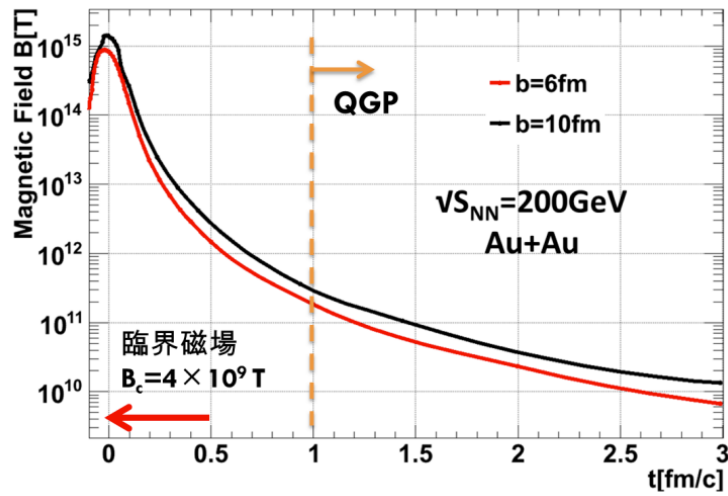


図 1.7: Time evolution of the magnetic field [8]

Lienard-Wiechert Potential と呼ばれる相対論的な荷電粒子の電磁ポテンシャルより導出される、相対論的荷電粒子が交差する際の生成磁場は、以下の式 (1.28) で記述される。[14]

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 Z e \mathbf{v} \times \mathbf{R}}{4\pi R^3} \frac{1 - (v/c)^2}{[1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv}]^{3/2}} \quad (1.28)$$

ϕ_{Rv} は \mathbf{R}, \mathbf{v} のなす角である。荷電粒子の位置と速度から位置 r につくる時間依存磁場を計算することが可能である。

表 1.1: Comparison of magnetic field scales.

対象系	磁場強度 B [Tesla]
LHC 超伝導電磁石	8.4
人工の定常磁場	~ 45
マグネター表面	$\sim 10^{11}$
RHIC Au-Au (200 GeV)	$\sim 10^{14}$
LHC Pb-Pb (5.36 TeV)	$\sim 10^{15}$

1.5.1 高強度磁場により期待される物理現象

1. Chiral Magnetic Effect (CME) : 高温高密度状態である QGP 相ではカイラル対称性が回復し、クォークはほぼ質量 0 となる。真空中のトポロジカルな揺らぎにより、局所的には左巻き・右巻きのクォークの数に不均衡が生じる。この時に強磁場が印加されることでクォークのスピンの磁場方向に揃うため、磁場方向に電流が生じる。この現象をカイラル磁気効果とよび、衝突実験ではいまだ検出されていないが、存在が期待される。[15]
2. Chiral Soliton Lattice (CSL) : 強磁場中において、QCD の低エネルギー有効モデルにおけるトポロジカル項 (Wess-Zumino-Witten 項) の寄与により、中性パイ中間子 (π^0) の波動関数が空間的に変調し、ソリトン格子構造を形成する状態を Chiral Soliton Lattice (CSL) とよぶ。これによりハドロンの生成密度に周期的な濃淡が生じると予測されている。[16]
3. クォークのシンクロトロン放射 : 強磁場中を運動する電荷を持ったクォークが、Lorentz 力によって加速運動する際に電磁放射 (光子) を放出する。重イオン衝突初期の QGP 相において生成される強磁場は、クォークの運動軌道を曲げ、シンクロトロン放射を誘発する。衝突直後の熱的光子やレプトン対の生成量に寄与するため、初期磁場の強度や QGP の時空発展を解析するためのプローブとして期待される。[17]

1.5.2 反応平面依存 HBT 相関関数

通常、HBT 解析では Centrality や横運動量による選択、粒子同定のための条件付けが行われるが、反応平面を決定し衝突ごとの反応平面の向きを HBT 解析に組み込むことで、反応平面に対する飛跡の放出角度ごとに bin を区切って粒子生成源の空間分布を測定することが可能である。非中心衝突により生成される QGP はアーモンド型をとり、膨張により楕円体に歪む。そのため、反応平面を基準に HBT 半径の角度依存性を測定すると、三角関数に従い振動するはずである。CME や CSL を観測するためのアプローチとして、電荷分離や楕円形状からの逸脱を測定する方法が考案されているが、これを可能とするために粒子源空間分布の反応平面依存性を測定する。[10]

1.6 研究目的

高エネルギー衝突実験において生成される QGP に関しては、未だ解明されていない詳細な部分が多く存在する。その一つとして Chiral Soliton Lattice (CSL) 状態が挙げられる。CSL 状態は、衝突の際に生じるとされる高強度磁場の影響により発生する可能性があり、生成される π^0 が空間的密度濃淡を持つ点を特徴とする。CSL 状態の検出・解析は、同様に高強度磁場を持つ中性子星の物理解析などに寄与することが期待されている。CSL 状態検出の困難さは、高強度磁場の寿命の短さに起因しており、フリーズアウト後にも残る影響を取り出す必要がある。ここで、CSL 状態の様な密度濃淡は QGP 形状に影響を与えるため、反応平面と HBT 相関関数の計算により、QGP の空間分布の反応平面に対する角度依存性を解析することで、磁場軸方向に次元収縮した CSL 状態の影響を検出できる可能性がある。本研究では、CSL 状態の実験的探索の解析基盤を整えることを目的として、CSL 探索に不可欠な反応平面の決定・HBT 相関関数の計算をそれぞれ独立に行う。

第2章 研究背景

本研究に必要な物理量測定に用いる、高エネルギー重イオン衝突加速器やその実験グループ、解析で用いるフレームワークについて説明する。

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器は、スイス・ジュネーブ近郊の欧州原子核研究機構（CERN）に属する、全周 26.7km の大型シンクロトロンである。2009 年に稼働を開始し、現在も稼働を続けている。主に鉛や金などの物質質量が大きいイオンを光速付近まで加速し、衝突させる。稼働開始から数度アップグレードを行い、重心系エネルギーやルミノシティ（衝突頻度に関係する量）など測定物理量が向上した。現在では陽子を重心系エネルギー $\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$ まで加速することが可能である。本研究では鉛イオン同士の衝突データを用いる。核子あたりの重心系エネルギーは、陽子単体の場合（最大）から鉛原子核中の陽子の比率で割り、 $\sqrt{s} = 5.36 \text{ TeV}$ 程度となる。

2.2 ALICE 実験

LHC 加速器を用いた実験グループはいくつか存在し、A Large Ion Collider Experiment（ALICE）実験はそのひとつである。ALICE 実験はこれらの中で、重イオン衝突に特化したグループであり、ビッグバンによる宇宙誕生直後に存在していたとされる QGP 相での物理現象を衝突によって再現し、解明することが目的である。

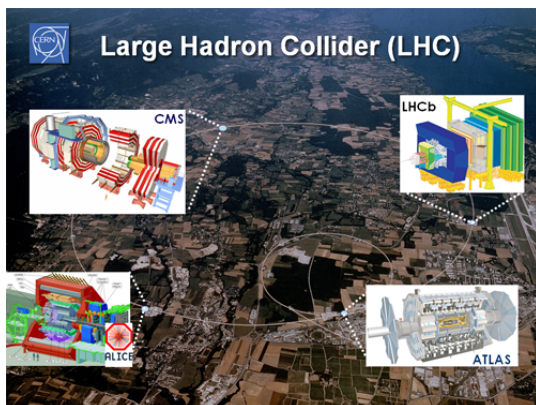


図 2.1: LHC [5]

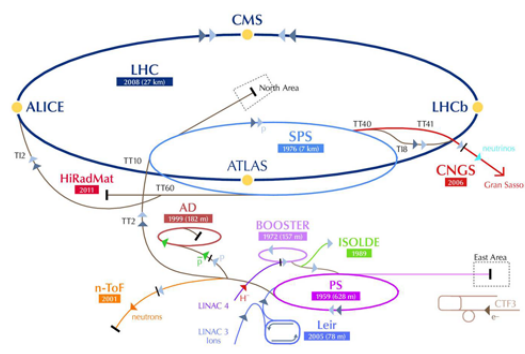


図 2.2: CERN group [5]

2.3 ALICE 実験における検出器構成

2.3.1 Inner Tracking System (ITS)

Inner Tracking System (ITS) は、ALICE 検出器群の最も内側に配置されたシリコン検出器である。相互作用点 (Primary Vertex) の精密決定、および短寿命粒子の崩壊点 (Secondary Vertex) の再構成を担う。複数のシリコン層から構成され、高い空間分解能を持つことで、低運動量粒子の飛跡検出能力を向上させるとともに、後述の TPC と組み合わせることで運動量分解能の向上にも貢献する。また、低運動量領域における粒子識別も可能とする。

2.3.2 Time Projection Chamber (TPC)

Time Projection Chamber (TPC) は、ALICE 実験の主たる飛跡検出器である。円筒形の大型ガス検出器であり、ソレノイド磁石による磁場中に設置する。荷電粒子がガス中を通過する際に生成する電離電子を、電場によって読み出し面へドリフトさせ飛跡再構成する。磁場中での飛跡の曲率から粒子の運動量を測定すると同時に、ガス中での電離エネルギー損失 (dE/dx) を測定することで、広い運動量領域における粒子識別に貢献する。TPC は全周角を覆うため、高多重度環境下となる重イオン衝突においても高い飛跡検出能力を発揮する。

2.3.3 Time of Flight (TOF)

Time of Flight (TOF) は、TPC の外側に配置され Primary Vertex から TOF 検出器までの飛行時間、および飛跡長により、粒子の速度を測定する。これにより粒子の質量を計算し、TPC による粒子識別が困難である中間運動量領域の識別能力を補完する。

2.3.4 Fast Interaction Trigger (FIT)

Fast Interaction Trigger (FIT) は FT0・FV0・FDD 検出器から構成される。FT0 検出器は、プラスチックシンチレータと光電子増倍管により構成されている。時間分解能が高く、Event 時刻の測定と衝突点の z 位置の迅速な測定を担う。FV0 検出器は、プラスチックシンチレータより構成され、前後方の Rapidity 領域を覆う。読み出しチャンネルがセル分割されており、荷電粒子の Multiplicity 測定を行う。衝突判定のための Minimum Bias トリガー生成や、測定された Multiplicity による Centrality の決定、反応平面の方位角分布の異方性を測定することによる、イベント平面の決定を行う。FDD 検出器はプラスチックシンチレータより構成され、高い Rapidity 領域を覆う前方検出器である。FIT 検出器群の中では比較的遠方に配置され、回折解離反応や超周辺衝突の識別を行う。また、これらを組み合わせることで、バックグラウンド事象を排除しイベント選択の精度が向上する。

2.3.5 Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Zero Degree Calorimeter (ZDC) は、相互作用点から離れた位置に存在するカロリメータである。衝突に関与しなかった中性子および陽子 (Spectator) のエネルギーを測定する。VZERO は衝突関与部由来の粒子を対象にしているが、ZDC は Spectator を測定するため、両者の相関を用いて、より原理的な中心衝突度の推定が可能である。また、Spectator の分布からイベント平面を推定する。

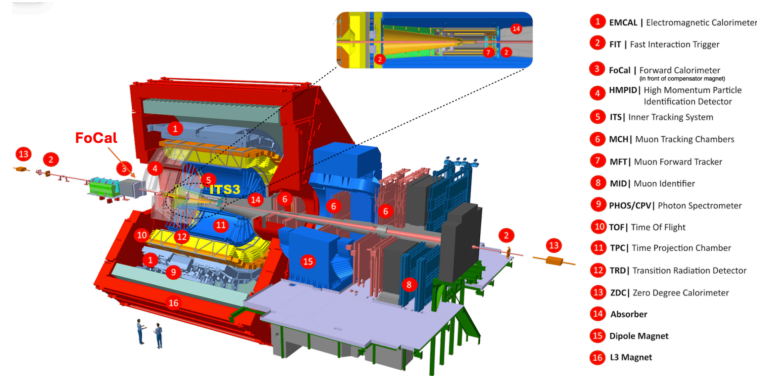


図 2.3: ALICE detector [5]

2.4 O² フレームワーク

ALICE 実験では従来、トリガー方式によるデータ収集が行われていたが、Pb-Pb 衝突では相互作用が 1 秒あたり 50000 回程度発生しており、検出器のドリフト時間を考慮するとトリガー方式ではデータ収集効率が高くない。そのため、トリガーをかけずに連続的にデータ収集を行う連続読み出し方式を採用した。しかし、連続読み出し方式では毎秒数 TB に及ぶデータを受け取るため、解析のため必要となる情報のみをフィルタリングする必要がある。

2.4.1 Online 解析

O2 システムにおける Online 解析では、衝突実験で得る生データから同期処理を行う。この同期処理は主に 2 種のハードウェアで構成する。

1. First Level Processor (FLP) : 検出器からデータを受信し、一部データの集約と異常なデータの検知を行う。時間幅を単位として管理され Sub-TimeFrame (STF) を生成する。
2. Event Processing Node (EPN) : FLP から転送されるデータ全体を集約し、飛跡再構成とデータの圧縮を行う。最終的に CTF とよばれる形式に変換されストレージに出力される。

2.4.2 非同期処理・Offline 解析

Online 処理で生成された CTF データは、非同期で再構成される。この段階では、より精密な TPC の歪み補正や TOF の校正などを適用し、物理量を再び計算する。その後、解析に必要な情報のみを抽出した AO2D (Analysis Object Data for O2) 形式のデータが生成される。本研究における Offline 解析では、この非同期処理によって生成された AO2D データセットを用いる。

第3章 解析方法

3.1 反応平面の決定

C++上で O^2 フレームワークを用いた ALICE 公式のワークフローを実行する。公式ワークフローでは、おもに Q ベクトルの補正（後述）を行っている。また、より高品質な結果を得るためのデータカットや、計算後の検出器間や、プローブ間の相関の計算を自作コードにて行った。

3.1.1 イベント平面の補正

イベント平面は本来平坦な分布をとるが、実際は検出器の位置や入射角による検出効率の変化により、序論での計算のみを行うと無視できない相関が生じてしまう。これを補正し、平坦なプロットとすることは、以降のフロー・反応平面依存 HBT 相関解析を行う上で不可欠である。補正は以下の手順で行う。

1. Recentering : 理想的な状況では、 $Q_{n,x}, Q_{n,y}$ をそれぞれグラフ軸にとった三次元頻度分布は $(0,0)$ を中心とする。 Q ベクトル分布の形状を保つために、分布をシフトさせる形で位相的な誤差を補正する。コード上では、全データ点に対し平均値を引く形で補正される。
2. Twist : 検出器の上記の要因で、 Q_x, Q_y 間に相関が生まれることがある。これを補正するために、新たな Q ベクトルを生成する。具体的には共分散 $\langle Q_x Q_y \rangle$ を 0 とするために、式 (3.1) を実装し、共分散行列に回転行列として作用させる計算を行う。

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\langle Q_x Q_y \rangle}{\langle Q_x^2 \rangle - \langle Q_y^2 \rangle} \right) \quad (3.1)$$

3. Rescaling : 上記処理を行った後、規格化として幅を揃え、 Q ベクトルが真円状に分布するように補正する。

3.1.2 Ψ_1 分布と Ψ_2 分布

Spactator を用いて反応平面を決定する Ψ_1 分布と Participant を用いて反応平面を決定する Ψ_2 分布を同時に測定し、補正する。 Ψ_1 分布に関しては、前後方の ZDC 検出器間で Spactator の横運動量が対称的になる相関を用いてイベント平面分解能を計算する。評価には前後方で決定されたイベント平面の向き Ψ_1^A, Ψ_1^C を用いて以下の式 (3.2) で定義される R_{sub} を用いる。

$$R_{sub} = \sqrt{|\langle \cos(\Psi_1^A - \Psi_1^C) \rangle|} \quad (3.2)$$

Ψ_2 分布に関しては、粒子源の流体的運動を仮定し、Multiplicity と横運動量の反応平面に対する角度依存性からイベント平面分解能を計算する。計算には3つの検出器の結果を参照し、以下の式

(3.3) 中の R_A で記述される。本研究では、A-B-C に対応する検出器をそれぞれ、FT0C-TPCPos-TPCNeg としている。(TPC をラピディティの正負を境に区別している。)

$$R_A = \sqrt{\frac{\langle \cos 2(\Psi_A - \Psi_B) \rangle \langle \cos 2(\Psi_A - \Psi_C) \rangle}{\langle \cos 2(\Psi_B - \Psi_C) \rangle}} \quad (3.3)$$

次に、流体的運動を仮定した Ψ_2 の向きの妥当性を確認するために、 Ψ_1 と Ψ_2 間の相関を測定する。ZDC の前後方どちらかで決定された Ψ_1 と TPC で決定された Ψ_2 を用いて以下の式 (3.4) 中の C を確認する。 C が有意に 0 でない値をとれば、 Ψ_1 と Ψ_2 間に相関があることが確認できる。

$$C = \langle \cos(2(\Psi_1 - \Psi_2)) \rangle \quad (3.4)$$

3.1.3 フロー係数の計算

公式ワークフローでは、Q ベクトルの取得・補正を行うために、 $\cos[n(\phi - \psi_n)]$ や $\sin[n(\phi - \psi_n)]$ を取得しているため、得られた角度分布よりフロー係数の確率密度分布を抽出できる。この部分のコーディングは自作し、 v_2 の結果から粒子生成源の流体的振る舞いを確かめる。

3.1.4 データセット・Cut 詳細

はじめに、本解析で用いたデータセットと、データの選択状況を以下にまとめる。

- Data Set: LHC23zzh, Pb-Pb(5.36TeV), apass5
LHC での 2023 年の鉛鉛衝突データ (50000 回程度の衝突イベント)
- Centrality Estimator: FT0C
Centrality の決定には FIT 検出器の後方側を用いる。
- $|z_{vtx}| < 10$ cm
飛跡の再構成により決定される衝突点のビーム軸方向の位置が検出器の中心から離れすぎない位置であることを要請し、高品質な衝突を採択する。
- $|\eta| < 0.8$
中央ラピディティ領域のみを用いて、TPC の Acceptance ($|\eta| < 0.9$) を満たし、高品質な Track を採択する。
- Centrality: 20-30% 中心衝突では QGP 形状に異方性が見られず、周辺衝突では QGP 領域が小さく統計量が確保できないため、MidCentral 領域を解析した。

3.2 π^\pm を用いた粒子源空間分布測定

C++上で O^2 フレームワークを用いた ALICE 公式のワークフローを実行した。この解析では、 π^\pm による物理量のみを取り出す必要があるため、Particle Identification (PID) カットがきわめて重要である。

3.2.1 データセット・Cut 詳細

本解析で用いたデータセットと、データの選択 (PID を除く) 状況を以下にまとめる。

- Data Set: LHC23zzh, Pb-Pb(5.36TeV), apass5
- Centrality Estimator: FV0C
- $|z_{vtx}| < 10$ cm
- $|\eta| < 0.8$

- $0.2 < p_T < 1.5$ GeV/c

LHC の超電導電磁石による TPC の飛跡再構成の精度の低下を防ぐために、0.2GeV/c 以上かつ、粒子識別精度とジェットの影響による解析の複雑化を避けるために、1.5GeV/c 以下を π^\pm の横運動量に要請する。

- $|DCA_{xy}| < 0.004 + \frac{0.013}{p_T}$ cm, $|DCA_z| < 0.4$ cm

再構成された飛跡が衝突点と最も近づいた際の xy 平面と z 軸における距離。値が大きいと、放出粒子の崩壊により生成された二次粒子である可能性が高まるため、衝突点から生成された π^\pm の純度を保つために、大きい値を取り除く。

- $nTPC_{cls} > 70$, $nITS_{cls} > 6$

TPC や ITS のクラスター数に対する条件。この値が低い飛跡の場合、再構成の精度が低下するため取り除く。

- $nTPC_{crossrow} > 80$

パッドをかすめる飛跡の場合、パッド 1 枚あたりのクラスター数が増加し、通過したパッド枚数が少なくなる場合がある。通過したパッド枚数に対して閾値を設け、再構成で参照される通過点が不足している飛跡を取り除く。

- $nTPC_{crossrowoverfindcls} > 0.83$

通過したパッド数と、期待されるクラスター数の比に対する条件。1 つの飛跡が 2 つの運動量がほぼ等しい飛跡と認識されると、クラスター数が共有されこの値が低下する。相対運動量 0 付近での異常ピークを抑止する効果を担う。

- $TPC_{sharedcls} < 160$

TPC の最大クラスター数は 159 であり、160 を超えるクラスター数の飛跡は他の飛跡とヒットを共有している可能性が高く、良質でないため取り除く。

また、パイルアップが発生した衝突イベントを取り除く Cut や、FT0 による衝突点と ITS や TPC で再構成した衝突点が不一致のイベントを削除する Cut も同時に行い、計算するデータの品質を担保する。

3.2.2 π^\pm 同定

本研究は π^\pm の物理量のみを用いてプロットするため、他の粒子（電子や K 中間子）と推定される飛跡を排除するために、取得データが π^\pm 由来であるための条件を上での Cut に加えて課す。一般的に粒子同定の際は、 $n\sigma$ を用いる。 $n\sigma$ は飛跡ごとに計算され、以下の式 (3.5) で定義される。

$$n\sigma_i = \frac{S_{sig} - \langle S_i \rangle_{exp}}{\sigma_i} \quad (3.5)$$

ここで、 S_{sig} は検出された物理量 (e.g. dE/dx , p) の値であり、 $\langle S_i \rangle_{exp}$ は対象の粒子である場合の物理量の期待値、 σ_i は検出器の分解能である。 $n\sigma$ は対象となる飛跡の理論値からの差を標準偏差を単位として表しており、小さいほど仮定する粒子である確率が高い。本研究で用いる $n\sigma < 3$ は、仮定した粒子が取りうる状態の約 99.7% をカバーすることができる。 $n\sigma$ を測定する検出器として、本研究では TPC と TOF を用いている。TPC の場合、損失エネルギー dE/dx を、TOF の場合、飛行時間や、飛行距離を用いる。これらの物理量そのものの代わりに $n\sigma$ を用いる要因としては、飛跡が持つ運動量による検出器の分解能の差をキャンセルする点が挙げられる。

- $|n\sigma_{TPC}| < 3$, ($p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$)
- $|\sqrt{(n\sigma_{TPC}^2 + n\sigma_{TOF}^2)}| < 3$, ($p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$)

ALICE 実験 Run1 での公式による TOF, TPC の物理量測定結果が以下の図 3.1, 図 3.2 である。低運動領域 (0.5 GeV 以下) では TPC による dE/dx の差が大きく、TPC のみの $n\sigma$ を用いて粒子を同定できる。中間運動量領域 (0.5 GeV 以上) では TOF による $n\sigma$ の値も含めて粒子同定の信頼性を保つ。

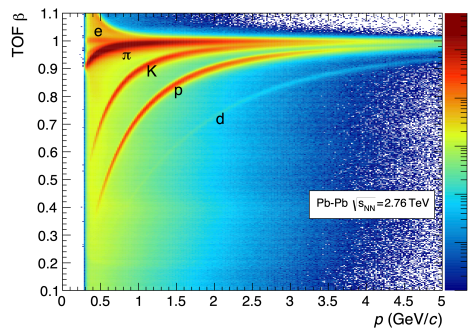


図 3.1: TOF particle identification [9]

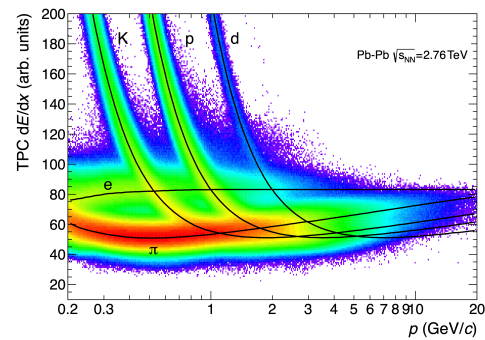


図 3.2: TPC particle identification [9]

3.2.3 HBT 相関関数の計算

相関関数の計算は ALICE 公式のワークフロー中に含まれており、同一イベントにおける粒子対の相対運動量分布と、異なるイベントから選ぶ粒子対の相対運動量分布を得られる。自作コードでは、この分布から、HBT 相関関数を出力し、モデル関数を用いてフィッティングすることで、特徴的距離スケールを算出する。

粒子源空間分布

1次元空間分布は、横軸を $q_{inv} = \sqrt{-(p_1 - p_2)^2}$ としている。 q_{inv} は粒子対の4元運動量 (p_1, p_2) により決定される Lorentz 不変量で、 $q_{inv} = 0$ に近いほど、粒子対は同方向に放出されており、HBT 干渉による効果がピークとして現れる。ALICE 公式のワークフローは3次元解析用に HBT 相関関数を球面調和展開する。出力データはこの成分ごとに分別されているため、その中で角度成分を平均化した成分である C_0^0 を用いて計算を行う。

3次元空間分布では、 C_0^0 に加えて、 C_0^2 と C_2^2 を同時に Fit に用いる。いずれも横軸は q_{inv} である。球面調和展開による C_0^2 と C_2^2 成分は、long-out-side 方向の距離スケールを変数に持つため、3つのグラフを同時に Fit することで、3方向の距離スケールを決定する。

π^+ と π^- データの統合

統計量を確保するために、測定結果は π^+ 対と π^- 対によるデータを合算したものとなる。HBT 解析においては電荷の正負に起因する相関が現れないため、合算により情報は損失しないことが想定される。これを確認するために、2つのデータの比をとったものを結果に併せて示す。

3.2.4 HBT 相関関数のフィッティング

HBT 相関関数をフィッティングする際に、考慮する粒子間相互作用として、HBT 干渉に加え Coulomb 相互作用による斥力を考慮する必要がある。また、強い相互作用による引力による影響は、本研究の対象である π^\pm 間では無視できる。重イオン衝突実験における HBT 解析では、測定される距離スケールが Bohr 半径に対して非常に小さいため、Bowler-Sinyukov 近似を用い、式 (3.6) により HBT 相関と Coulomb 相互作用を同時に考慮したモデル関数 $C(q)$ を記述できる。

$$C(q) = (1 - \lambda) + \lambda K(q) C_{HBT}(q) \quad (3.6)$$

$$K(q) = \int S(R) |\Psi_{coul}|^2 d^3r \quad (3.7)$$

$K(q)$ は Coulomb 相互作用による補正項、 $C_{HBT}(q)$ は序論にて記述した HBT 相関関数の理論式である。HBT 干渉と Coulomb 相互作用それぞれを単独で考慮したモデル関数と、同時に考慮したモデル関数の比較について、以下の図 3.3 に示す。

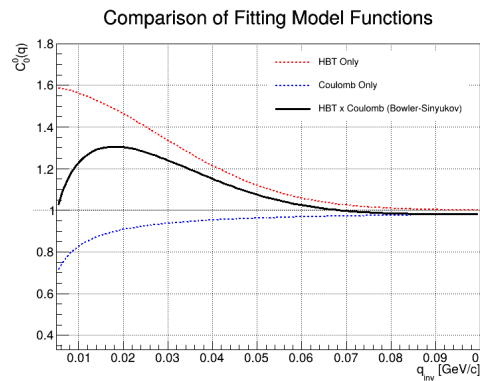


図 3.3: HBT Correlation Function FitModel

第4章 解析結果

4.1 反応平面の決定

図 4.2 は前方の ZDC (ZDC-A) による Ψ_1^A に対する後方の ZDC (ZDC-C) による Ψ_1^C の平均値を Centrality が 20-30% のイベントに対し Plot したものである。Sub-event Res. は ZDC-A のみを用いた分解能であり、Full Event Res. は前後方の ZDC をどちらも参照した場合の分解能である。Sub-event Res. は式 (3.2) の計算を行い、Full Event Res. は ZDC-A のみの分解能に $\sqrt{2}$ を掛けることで近似される。[18]

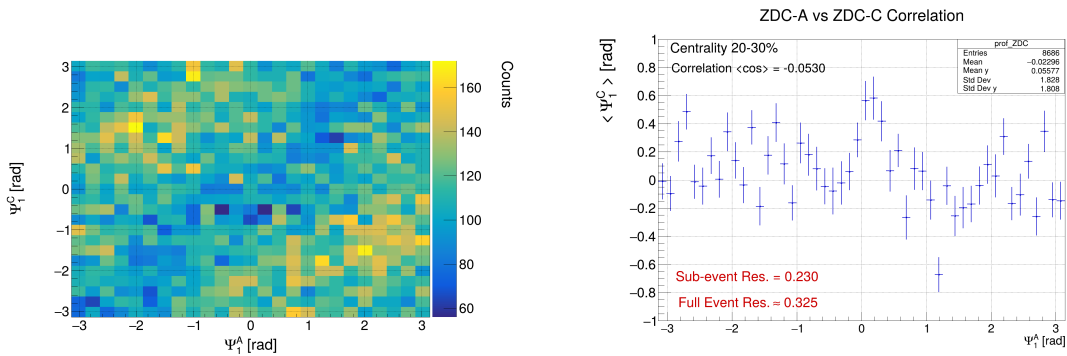


図 4.1: Ψ_1 distribution by ZDC-A and ZDC-C 図 4.2: Event Plane Resolution (ZDC)

図 4.3, 図 4.4 は補正後の Q ベクトル分布と、それらにより計算された Ψ_2 分布である。赤点線 Hist は補正を行う前のものであり、青実線 Hist が補正後のものである。

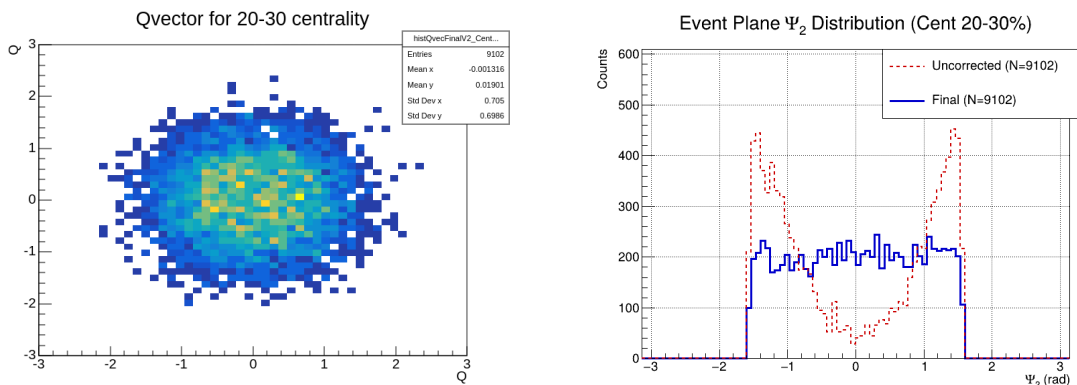


図 4.3: Q-vector Correction 図 4.4: Ψ_2 Distribution

この Ψ_2 分布に対し、イベント平面分解能を計算したものが以下図 4.5 である。横軸は Centrality であり、最も分解能の高い 20-30% を Ψ_2 分布のサンプルに選んでいる。また、分解能の計算により再現される反応平面を用いたフロー係数 v_2 の分布が以下図 4.6 である。図 4.6 では、フローが存在しない仮定による理論式 (4.1) との比を下段に添付している。

$$y = \frac{1}{\pi \sqrt{1 - \cos^2 [2(\phi - \Psi)]}} \quad (4.1)$$

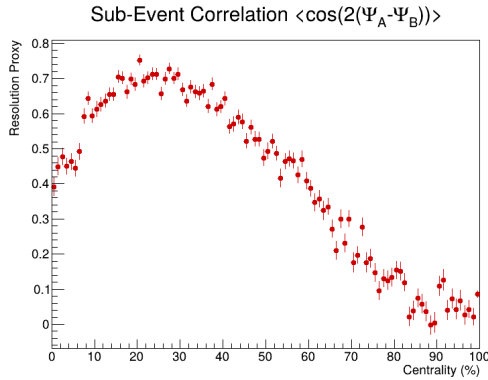


図 4.5: Event Plane Resolution (FT0C)

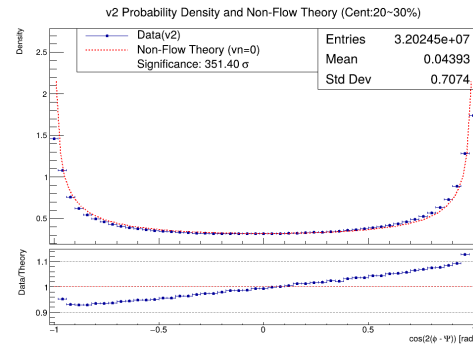


図 4.6: Flow Coefficient

Ψ_1 と Ψ_2 の相関を調べるために、ZDC-A · ZDC-C と FT0C に対して、式 (3.4) の計算を行った結果は以下の表 4.1 のとおりである。

表 4.1: $\Psi_1 - \Psi_2$ Correlation

$C = \langle \cos 2(\Psi_1 - \Psi_2) \rangle$	ZDC-A	ZDC-C
FT0C	0.01432 ± 0.0025	0.01384 ± 0.0025

4.2 1次元粒子源空間分布測定

はじめに、 π^\pm を選別するために用いた $n\sigma_{TPC}$ と $n\sigma_{Comb}$ の2次元 Plot を以下に示す。PID 条件として用いた区間に境界線を追加している。

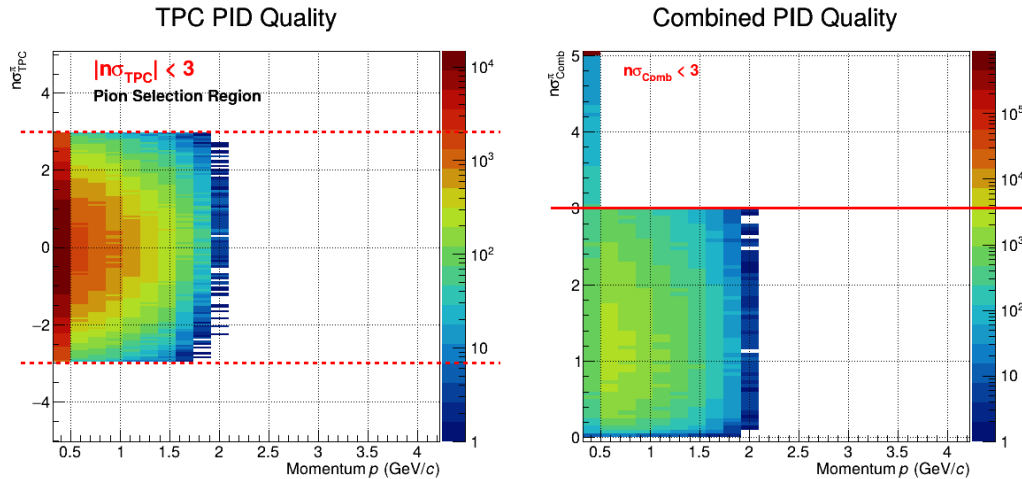
図 4.7: π^\pm PID Result

図 4.8 は原子核衝突の際に生成される π^\pm 対について、二粒子相関関数を1次元の場合に Plot し、合算したものである。粒子対の平均運動量は (0.2, 0.3 GeV) 区間を用いて、中心衝突度には3つの bin を設けた。Fit には (0, 0.2 GeV/c) 区間のデータを用い、Fit 結果を Centrality ごとに統計 Box にまとめている。図 4.9 は C_0^0 の値について、 π^+ 対のデータと π^- 対のデータで比をとったものである。電荷の正負による相関が無いことを前提とするため、縦軸1を基準に χ^2 検定を行っている。

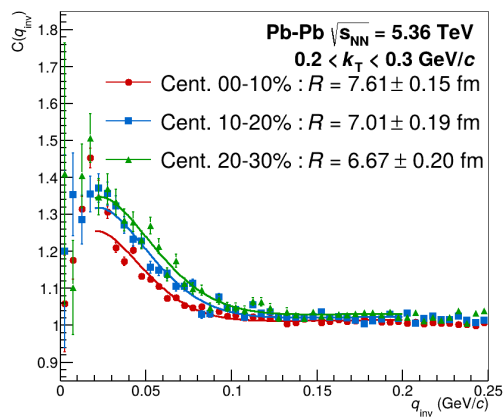
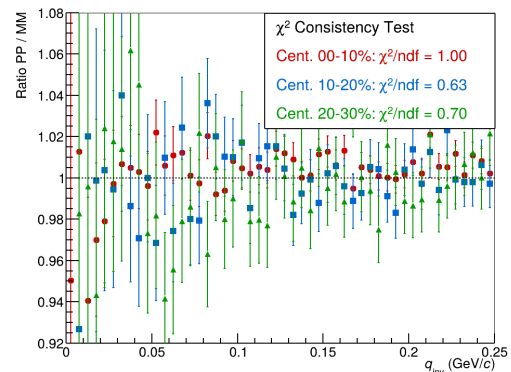


図 4.8: 1D Correlation Function

図 4.9: Correlation between π^+ and π^-

4.3 3次元粒子源空間分布測定

図 4.10 は同条件で得たデータに対し、二粒子相関関数を球面調和関数展開し、Long-Out-Side 軸の距離スケールをパラメータに Fit を行ったものである。

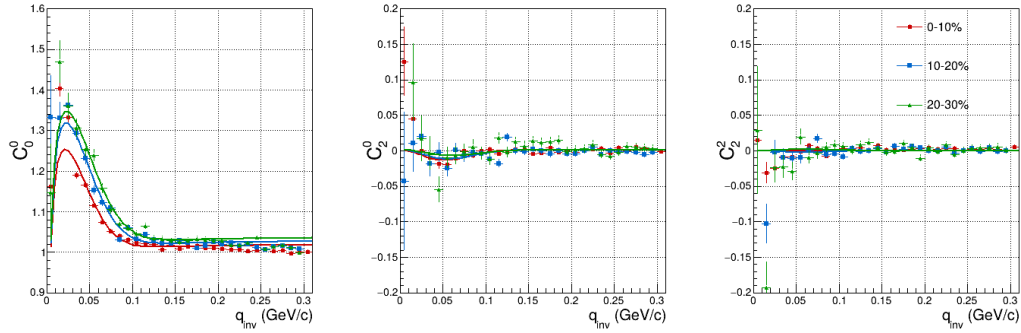


図 4.10: 3D Correlation Function (Spherical)

Fit の結果得られた、3方向の距離スケールを以下の表 4.2 にまとめている。

表 4.2: Centrality dependence of the HBT radii R_{out} , R_{side} , R_{long} .

Centrality [%]	R_{out} [fm]	R_{side} [fm]	R_{long} [fm]
0–10	7.25 ± 0.19	7.19 ± 0.17	8.58 ± 0.25
10–20	6.79 ± 0.26	6.62 ± 0.25	7.62 ± 0.31
20–30	6.47 ± 0.28	6.55 ± 0.24	7.07 ± 0.35

第5章 考察

5.1 解析結果の妥当性

5.1.1 反応平面の決定

Ψ_1 と Ψ_2 の相関

表 4.1 において得られた値は、 Ψ_1 と Ψ_2 の間に相関が無いと仮定した $C = 0$ を基準として、有意に正の値が観測された (ZDC-A は 5.7σ 、ZDC-C は 5.4σ)。これは Ψ_2 が衝突時の幾何形状から定義される反応平面の向きを保持することを示している。加えて、観測された相関が正の値をとった測定結果は、 v_2 の確率密度関数が正の方向に配向している結果と整合している。故に、 Ψ_2 を用いた反応平面の決定は衝突実験における異方性測定の基準軸として十分な信頼性と妥当性を持つ。

Ψ_2 の補正

本研究で得られた Ψ_2 分布は補正により角度について平坦な分布となる必要がある。補正前後の分布に対して、縦軸が平均値で一定である一次関数を推定値として χ^2 検定を行うと、以下の図 5.1 の結果が得られた。補正により有意に χ^2 の値が減少し、平坦化されていることがわかる。

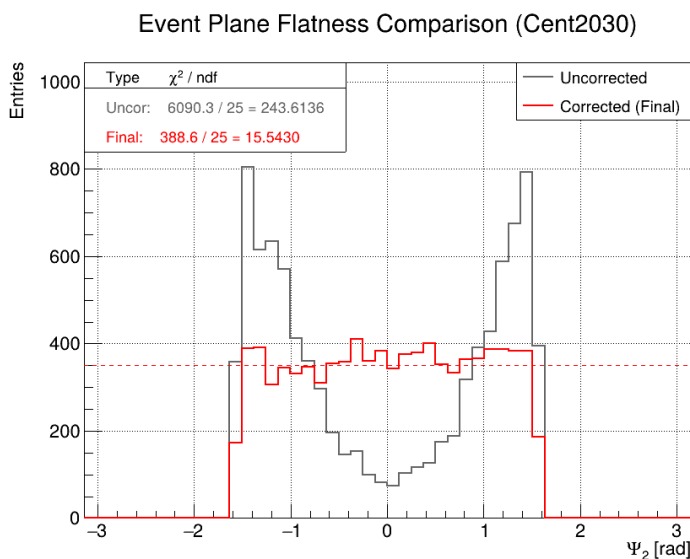


図 5.1: Comparison of Event Plane Flatness

5.1.2 フロー係数測定

フロー係数の計算結果は図 4.6 の通りである。下部の理論式との比に現れているように、明確に余弦成分が正の部分に配向しており、楕円フローの影響を捉えている。横軸において、正の方向 ($\cos[2(\phi - \Psi)] \sim 1$) が反応平面方向であり、負の方向が反応平面と垂直な向きである。この結果はフローが反応平面方向に放出される粒子数の増加に寄与していることを示している。

5.1.3 粒子源空間分布測定

はじめに C_0^0 の結果から、平均的距離スケールについて考察する。平均的距離スケールは以下の表 5.1 のように決定されている。

表 5.1: The HBT radii $R_{\text{avg}}(\text{ref})$.

Centrality [%]	0-10	10-20	20-30
R_{inv}	$7.61 \pm 0.15 \text{ fm}$	$7.01 \pm 0.19 \text{ fm}$	$6.67 \pm 0.20 \text{ fm}$

統計誤差の範囲を含め 6-7fm 程度の数値を得た。これは ALICE 実験の過去のデータと比較できるオーダーである。0-5%の中心衝突における、ALICE 実験の過去の結果は表 5.2 の通りである。

表 5.2: The HBT radii $R_{\text{avg}}(\text{ref})$.

Centrality [%]	Run 1 (2.76TeV)	Run 2 (5.02TeV)
0-5%	$7.52 \pm 0.01 \text{ fm}$	$8.16 \pm 0.01 \text{ fm}$

Centrality が 0-10%の場合と、20-30%の場合の間には距離スケールに差が現れており、有意差が 3σ を上回っている。一方で、10-20%、20-30%間の差は 1.6σ と、有意な結果は得られなかった。Centrality が小さく、中心衝突に近いほど幾何学的な粒子源の大きさが大きくなるため、Centrality が 0-10%の距離スケールが 20-30%の場合の距離スケールを上回った結果は妥当であり、衝突関与部の減少を適切に捉えられている。

3次元空間分布について、測定結果は表 4.2 の通りである。こちらも 0-10%と 20-30%の間で、どの成分も 2σ を超える有意性があり、衝突関与部の減少の傾向を示している。しかし、0-10%と 10-20%間や、10-20%と 20-30%間には有意な差が現れなかった。

また、 $R_{\text{out}}-R_{\text{side}}$ 間にも有意な相関は現れなかった。以下式 (5.1) にある通り、本解析における R_{out} は粒子源の横方向の幾何学的スケールに加え、粒子対の放出時間の情報も含まれ、単に横方向のスケールを反映する R_{side} より大きい値をとるべきである。[19]

$$R_{\text{out}} \sim R_{\text{side}} + (V_{\perp} - V_s)^2 (\Delta\tau)^2 \quad (5.1)$$

$\Delta\tau$ は粒子放出の時間であり、 V_{\perp}, V_s はそれぞれ粒子対の重心速度と、粒子源の膨張速度である。 V_{\perp} が増加すると、この差は大きくなるため、 k_T について、 $0.4 - 0.5 \text{ GeV}/c$ を結果における条件から変更して再度計算を行った。図 5.2 は条件を変更した HBT 相関関数の C_2^2 成分である。

0-10%においては、わずかに $R_{\text{out}} > R_{\text{side}}$ である傾向がみられるが、有意な結果は得られなかった。統計量の拡大は不可欠であるが、 $R_{\text{out}}, R_{\text{side}}$ 間の相関を確認するためには、 C_2^2 成分の Fit の最適化も課題である。

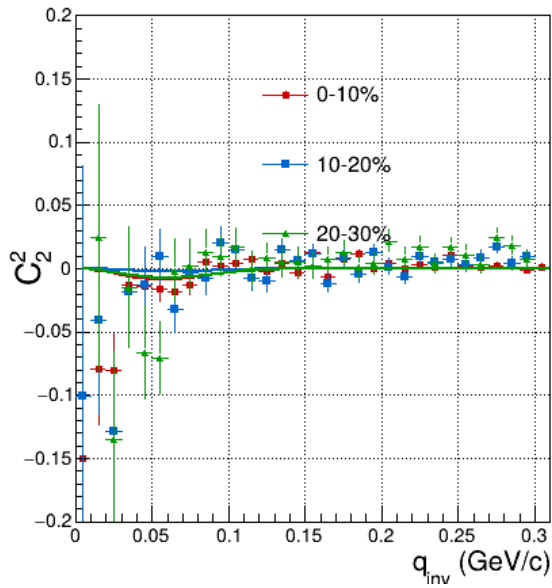


図 5.2: Correlation between R_{out} and R_{side} (0.4-0.5 GeV/c)

3次元解析で Centrality 0-10%と 10-20%間の差を確認する（すべての成分で有意性 3σ 以上となる）場合には、少なくともこの2倍程度のデータ量が必要である。また、Centralityが30%を上回る衝突や、 $k_T = 0.5 \text{ GeV}/c$ 以上の粒子対を用いた粒子源形状測定結果の詳細な議論のためにも、統計量の増加は必要である。また、相関関数のFitにおけるモデル関数について、図3.3でのHBT干渉とCoulomb相互作用による影響をBowler-Sinyukov近似により構成したが、 C_2^0, C_2^2 における微小な増減を反映するための手法も、パラメータ初期値によるFit結果への影響が大きく最適化の余地がある。また本解析で行った、データ選択なども、低相対運動量領域のデータに影響を与えており、その閾値については再考の余地がある。

表 5.3: Centrality dependence of the HBT radii.

Cent. [%]	R_{out}	R_{side}	R_{long}
0-10	7.29 ± 0.30	6.76 ± 0.24	7.31 ± 0.34
10-20	6.43 ± 0.47	6.31 ± 0.40	7.01 ± 0.45
20-30	7.16 ± 0.84	6.73 ± 0.54	6.07 ± 0.68

5.2 結論

本研究では、周期的量子色力学特異状態の実験的探索に向けて、LHC における 2023 年の衝突データの一部を用いた高エネルギー重イオン衝突における粒子生成源の 3 次元空間分布の測定と、磁場軸の決定を行った。解析の結果、粒子源の特徴的距離スケールについて、過去の ALICE 実験で測定された数値と概ね一致し、Centrality の変化に伴う粒子源形状について、物理的に妥当と考えられる傾向を示し、粒子源の空間スケールを捉える手法として、一定の効果を確認した。反応平面の再構築による磁場軸の決定では、 Ψ_1, Ψ_2 双方において妥当な結果を確認し、超前方中性子と衝突で生成される荷電粒子の 2 プロブ間の相関から磁場軸決定手法としての信頼性を示すことに成功した。これらの測定を通して、粒子源形状決定と磁場軸決定の両方が CSL 探索の解析基盤として十分に機能することを確認した。

しかしながら、粒子源 3 次元分布測定においては、統計量や、球面調和展開後の成分の Fit 手法、より CSL 探索という目的に沿った飛跡選択の点では改善の余地が残されており、過去に ALICE グループから報告されている公式測定結果との距離スケールの精密な比較や、隣接する Centrality Bin 間での傾向評価、横方向平面内での相関の議論を行うには至らなかった。

5.3 展望

今後の展望として、十分な統計量を確保したうえで、周期的量子色力学特異状態の直接的な観測に向けた解析の拡張を行う。現在の 3 次元解析は反応平面に対する角度の情報を持たないため、磁場軸を基準とした解析には至っていない。今後は、本研究で決定した反応平面を個々の衝突イベントごとに紐付け、飛跡に対して磁場方向と粒子の放出方向がなす角度を計算できるよう解析プロセスを変更する。

この拡張により、強磁場に起因する物理現象が粒子源構造に与える影響の評価が可能となる。図 5.3 は粒子源に空間変調を加えた AMPT モデルで計算した HBT 相関関数である。0.08 GeV/c 付近に HBT 効果とは別のピークが現れている。磁場軸に沿った粒子源形状の 3 次元解析を行い、このピークのような変化を確認することで、周期的量子色力学特異状態の実験的検出を試みる。

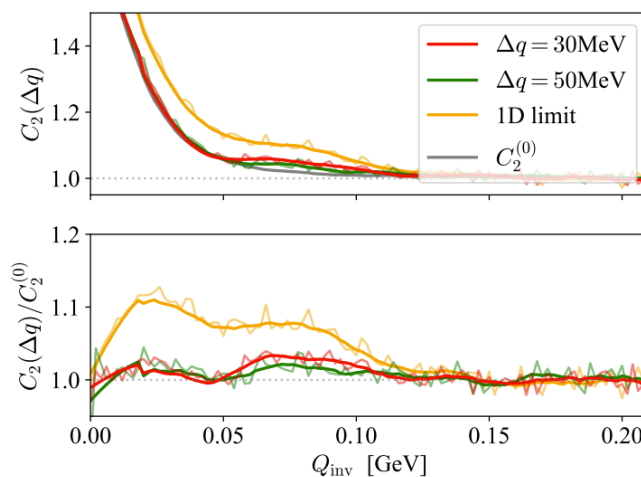


図 5.3: Two-particle correlation from the AMPT data with the spatial modulation [10]

付録A TrackCut,EventCut 結果

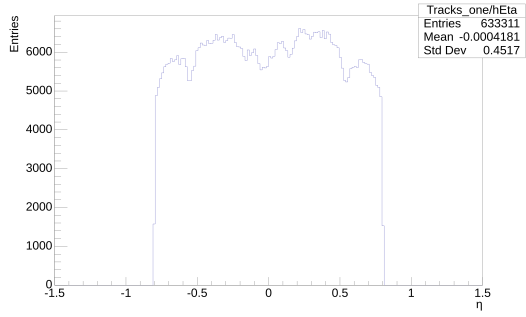


図 5.4: η cut

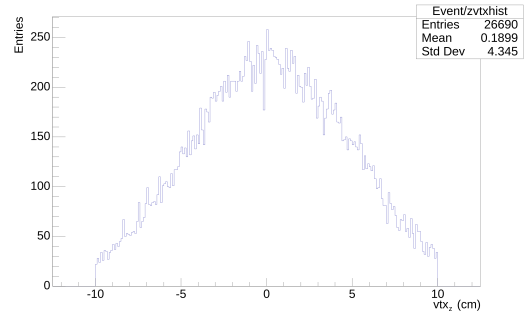


図 5.5: z_{vtx} cut

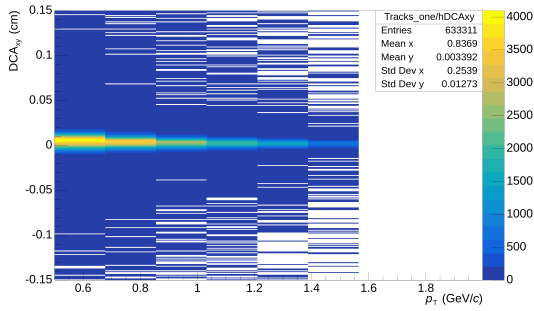


図 5.6: DCA_{xy} cut

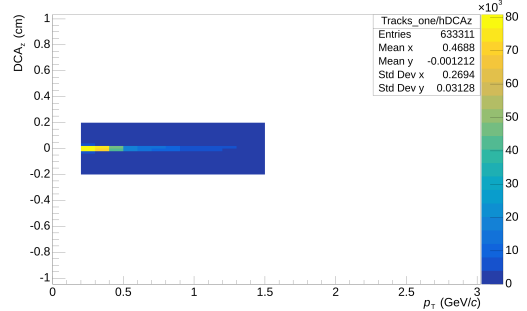


図 5.7: DCA_z cut

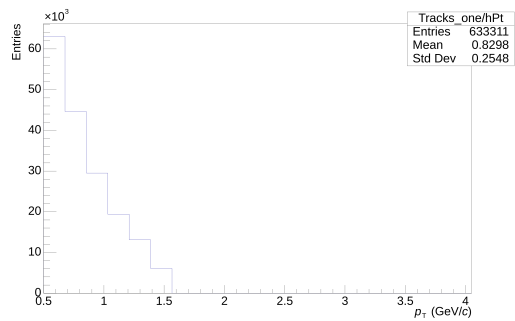


図 5.8: p_T cut

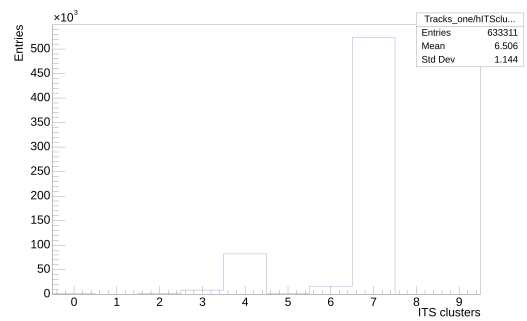


図 5.9: ITS_{cls} cut

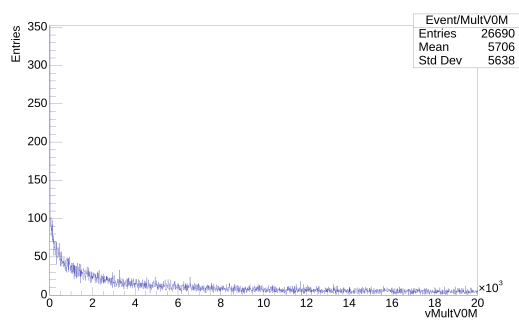
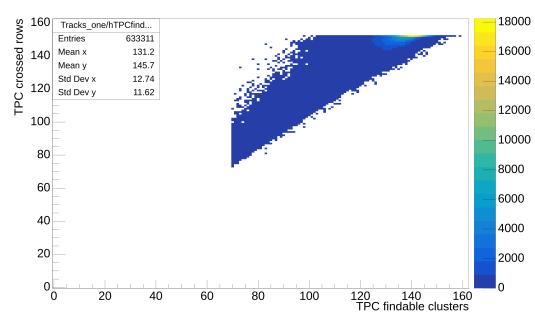


図 5.10: multV0M

図 5.11: TPC_{cross} vs TPC_{cls}

謝辞

本研究での議論および論文の執筆にあたり、多くの方々に協力いただいたすべての方に感謝申し上げます。まず、指導教員である志垣賢太教授に深く感謝申し上げます。研究での議論、論文などの添削やご指導がなければ、この論文を仕上げることはできませんでした。また、今後を見据えた様々な研究生生活のサポートもしていただき、この1年間だけでも様々な経験をさせていただきました。本当にありがとうございます。

本間謙輔准教授には、前期のラボエクササイズで実験の面白さや研究の難しさを教えていただきました。今思い返すと、前期後半のミュオン測定为天頂角分布測定を始めた頃には、すでに実験物理の虜になっていたような気がします。

山口頼人准教授には、月例ミーティングの際に様々なご指導をいただきました。特にHBT解析手法の部分で見直さなければならない部分に気付くきっかけをいただきました。ありがとうございます。

研究方針の決定の際には、復旦大学のQiye Shouさんをはじめとして、中国で様々な人の協力をいただきました。あの1週間はとても濃密で、私の物理学へのモチベーションにも繋がりました。ありがとうございます。

同じ研究室の学生の皆さんにも感謝申し上げます。特に、M2の和田さんには私が研究生生活を過ごす上でたくさんのことを教えていただき、飲みにも何度も連れて行っていただきました。来年度は東京で飲みましょう。

大部屋の皆さんには、研究だけでなく雑談もしていただき、研究室に向かう原動力となりました。ありがとうございます。

最後に、大学生活4年間に限らず、私のこれまでの21年間で、全力で支えてくれた家族に感謝します。ありがとうございます。楽しんでます。これからもよろしくお願ひします。

参考文献

- [1] Roy J. Glauber. The quantum theory of optical coherence. Phys. Rev., 130:2529–2539, Jun 1963.
- [2] HiggsTan. <https://higgstan.com/>, 2025. Accessed: 2025-12-15.
- [3] S. Navas et al. Review of Particle Physics. Phys. Rev. D, 110(3):030001, 2024.
- [4] S. Borsanyi et al. Numerical determination of the phase diagram of nuclear matter. <https://www.gauss-centre.eu>, 2025. Gauss Centre for Supercomputing, Figure 1. Accessed: 2025-12-15.
- [5] LHC ALICE-J Group Official Website. <http://alice-j.org/>, 2025. Accessed: 2025-12-15.
- [6] Sergei A. Voloshin, Arthur M. Poskanzer, and Raimond Snellings. Collective phenomena in non-central nuclear collisions. Landolt-B, 1/23:5–54, 2008.
- [7] A. Collaboration. Unveiling the strong interaction among hadrons at the LHC. Nature, 588:232–238, 2020.
- [8] 辻 亜紗子. 修士論文, 広島大学大学院 理学研究科, 2014.
- [9] B. Abelev et al. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC. Int. J. Mod. Phys. A, 29(24):1430044, 2014.
- [10] K. Fukushima, Y. Hidaka, K. Inoue, K. Shigaki, and Y. Yamaguchi. HBT signature for clustered substructures probing primordial inhomogeneity in hot and dense QCD matter. Phys. Rev. C, 109:L051903, 2024.
- [11] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. Phys. Rev. C, 58:1671, 1998.
- [12] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. Nature, 177:27–29, 1956.
- [13] D. E. Kharzeev, L. D. McLerran, and H. J. Warringa. The Effects of topological charge change in heavy ion collisions: 'Event by event P and CP violation'. Nucl. Phys. A, 803:227–253, 2008.
- [14] V. Skokov, A. Yu. Illarionov, and V. D. Toneev. Estimate of the magnetic field strength in heavy-ion collisions. Int. J. Mod. Phys. A, 24:5925–5932, 2009.
- [15] Kenji Fukushima, Dmitri E. Kharzeev, and Harmen J. Warringa. The Chiral Magnetic Effect. Phys. Rev. D, 78:074033, 2008.

-
- [16] Tomas Brauner and Naoki Yamamoto. Chiral Soliton Lattice and Charged Pion Condensation in Strong Magnetic Fields. JHEP, 04:132, 2017.
- [17] Kirill Tuchin. Synchrotron radiation by fast fermions in heavy-ion collisions. Phys. Rev. C, 82:034904, 2010.
- [18] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. Phys. Rev. C, 58:1671–1678, Sep 1998.
- [19] Michael Annan Lisa, Scott Pratt, Ron Soltz, and Urs Wiedemann. Femtoscopy in relativistic heavy ion collisions. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 55:357–402, 2005.