

平成 26 年度修士論文

高エネルギー原子核衝突における電子・陽電子対の
偏向を用いた強磁場生成の探索

広島大学理学研究科物理科学専攻
クォーク物理学研究室

学籍番号 M136521

谷崎 麗未

指導教官 : 志垣 賢太 准教授
主査 : 志垣 賢太 准教授
副査 : 吉田 道利 教授

平成 27 年 2 月 10 日

概要

我々は高エネルギー原子核衝突によって生じる高強度磁場の実験的検出を目指している。大きな電荷を持つ原子核を光速に近い速さまで加速し、10 fm 程度の狭い空間で非中心衝突させることできわめて強力な磁場を生成することが予測されている。その最大強度は、CERN の LHC 加速器エネルギー領域で 10^{15} Tesla にまで達し、これは宇宙で存在する磁場の中で最も高強度である。近年、強磁場中においてカイラル磁気効果やクォークのシンクロトロン放射、光子崩壊などの興味深い機構が議論されているが、その根幹にある強磁場の直接的検出は未だ行われていないのが実状である。

我々は、強磁場の検出方法として、電子・陽電子対の強磁場に依る偏向に着目した。強磁場中を通過した電子・陽電子は電磁気力により各々逆方向に偏向するため、検出された陽電子から電子への方向ベクトルは強磁場ベクトルに対して同方向に揃う。これにより、電子と陽電子の外積ベクトルと磁場ベクトルの間の角度 ($\cos \alpha$) は正方向に偏り、分布に歪みが生じることが考えられる。この効果の測定により、磁場の生成を検出する。例えば、1 GeV/c の電子が 10^{14} Tesla の磁場中を運動すると、1 fm 進むたびに 1.5 度程度曲げられる。シミュレーションによる偏向度合いの見積もりでは、電子・陽電子対が $10^{14} T \cdot fm$ の強磁場の効果を受けると仮定する場合、 $\cos \alpha$ 分布は 10-1 程度の歪みが見られることがわかった。生じる強磁場は QGP の大きさ ~ 10 fm 程度の範囲に影響を与えるため、この磁場に拠る偏向は十分に検出可能である。この解析には直接仮想光子崩壊を起源とする低質量電子・陽電子対を用いる。理由として、電子・陽電子同士が同じ生成点を持ち強い相関を持っていること、更に強磁場が生成している間に崩壊するために強磁場の効果を受けることができるという 2 点があげられる。

本研究では、LHC 加速器を用いた高エネルギー原子核衝突実験 ALICE の $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ Pb-Pb 衝突のデータを用い、電子・陽電子対の偏向測定を行った。強磁場が生成する非中心衝突において、 $\cos \alpha$ 分布の歪みは統計誤差の範囲内で 0 に一致し、有意な偏向は見られなかった。そこで、現状の結果より電子・陽電子が受けることが期待される強磁場強度 ($\int B dl$) の評価を行ったところ、非中心衝突において、 $2.1 \times 10^{14} T \cdot fm$ 以上の $\int B dl$ は、84% の信頼度で棄却された。

今後は、更に高統計のデータを用いることで解析結果の正確度を向上させたり、磁場ベクトル決定の分解能・信号雑音比等の測定精度を向上させることによって、より高い信頼度での強磁場強度の上限値の決定が期待できる。

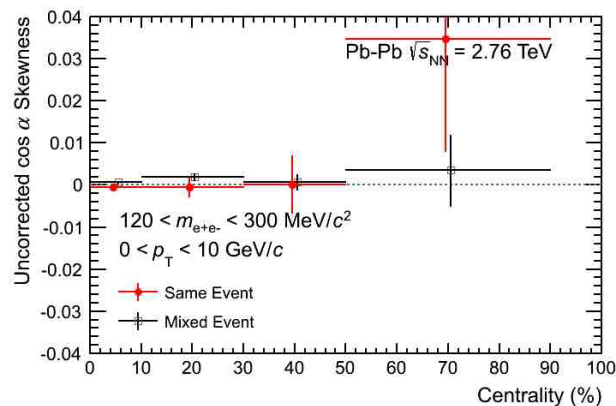


図 1: 電子・陽電子対の偏向測定結果

目次

第 1 章 序論	6
1.1 標準模型	6
1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	7
1.3 高エネルギー原子核衝突	8
1.3.1 時空発展	8
1.4 直接光子の生成	10
1.4.1 仮想光子法	11
1.5 高エネルギー原子核衝突による強磁場生成	12
1.5.1 強磁場の生成	12
1.5.2 強磁場の強度と寿命	13
1.5.3 強磁場生成に伴う物理現象	14
1.6 研究目的	16
第 2 章 実験背景・実験施設	18
2.1 LHC 加速器	18
2.2 ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment)	19
2.2.1 Inner Tracking System (ITS)	20
2.2.2 Time Projection Chamber (TPC)	21
2.2.3 Time of Flight (TOF)	21
2.2.4 VZERO detector	22
2.2.5 Zero Degree Calorimeter (ZDC)	22
2.3 オンライン解析フレームワーク AliRoot	24
第 3 章 強磁場生成の直接的検出手法	25
3.1 荷電粒子が受ける強磁場の影響	25
3.2 磁場に依る電子・陽電子対の偏向の測定手法	26
3.3 直接仮想光子崩壊による電子・陽電子対	27
3.3.1 高エネルギー原子核衝突における電子・陽電子対生成	27
第 4 章 シミュレーションによる偏向度の見積もり	29
4.1 モンテカルロ計算を用いた偏向度のシミュレーション手順	29
4.2 電子・陽電子対の偏向のシミュレーション結果	31
第 5 章 電子・陽電子対の偏向解析	33
5.1 解析データ	33
5.2 中心衝突度の決定	34
5.3 強磁場方向ベクトルの決定 [22]	34
5.4 電子測定	37
5.4.1 荷電粒子の飛跡測定	37

5.4.2	電子識別	37
5.5	不変質量分布	39
5.6	無相関な電子対の見積もりと差し引き	40
5.6.1	検出効率補正係数 R	40
5.6.2	S/N 比	42
第 6 章	結果と考察	43
6.1	電子・陽電子対偏向の Centrality 依存性	43
6.2	バックグラウンドの偏向結果への寄与	45
6.3	バックグラウンドの差引を行った後の偏向結果	46
6.4	電子・陽電子対の偏向測定結果の考察	47
6.5	強磁場の強度 $\int Bdl$ の評価	48
6.5.1	強磁場の強度 $\int Bdl$ と偏向の関係	48
6.5.2	非中心衝突における強磁場の強度の上限値	49
第 7 章	測定領域の最適化	52
7.1	不変質量	52
7.2	電子・陽電子対の横方向運動量 p_T	53
7.3	偏向度と電子・陽電子対の開き角の関係	53
第 8 章	結論	55
	付録	56
A.	原子核衝突時の描像	56
B.	collective flow	56
C.	rapidity と擬 rapidity	56
D.	歪度 skewness	56
	謝辞	60
	参考文献	61

目次

1	電子・陽電子対の偏向測定結果	1
1.1	標準模型における基本粒子	6
1.2	QCD の相関関 [1]	7
1.3	高エネルギー原子核衝突のイメージ図 [2]	8
1.4	原子核衝突の時空発展の様子 [3]	9
1.5	直接光子の生成機構 [4]	10
1.6	直接光子の収量分布 [6]	11
1.7	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子	12
1.8	glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場の強度	13
1.9	ログスケールでの磁場の時間依存性 [8]	14
1.10	磁場中におけるクォークのエネルギー損失 [10]	15
1.11	RHIC での低質量レプトン対の質量分布 [16]	17
2.1	LHC 加速器 [3]	18
2.2	LHC 加速器の概要図 [3]	18
2.3	ALICE 検出器 [17]	19
2.4	ITS 検出器のレイアウト図 [18]	20
2.5	TPC 検出器とレイアウト図 [3][18]	21
2.6	TOF 検出器とレイアウト図 [3][18]	21
2.7	VZERO 検出器と配置図 [3][18]	22
2.8	各 ZDC 検出器の位置 [18]	22
2.9	ZDC の ZN 検出器と ZP 検出器 [18]	23
2.10	AliRoot の構造 [19]	24
3.1	電荷に依る磁場に対する偏向方向の違い	25
3.2	強磁場に依る電子・陽電子対の偏向	26
3.3	ALICE 実験における電子・陽電子対の質量分布 [21]	28
4.1	電子・陽電子対の不変質量分布	29
4.2	電子・陽電子対の p_T 分布と p_z 分布	30
4.3	電子・陽電子の運動量分布	31
4.4	電子及び陽電子の偏向度	31
4.5	電子・陽電子対の α 分布	32
5.1	VZERO 検出器に依る Centrality の決定	34
5.2	強磁場の方向と反応平面の裏表との関係	35
5.3	spectator 中性子を用いた表裏を含んだ反応平面の決定	35

5.4	(a)Aside ZDC と Cside ZDC の相関	
	(b)ZDC で決めた反応平面と VZERO 検出器で決めた反応平面の相関	36
5.5	Aside ZDC と Cside ZDC で決めた反応平面の相関	36
5.6	ITS,TOF による電子識別	38
5.7	ITS,TOF による識別後の TPC の σ_e の運動量分布	38
5.8	電子・陽電子対の不変質量分布	39
5.9	Centrality0-10%、30-50%における R ファクターの不変質量依存性	41
5.10	同、別イベントの unlike sign pairs と R 補正 Like sign pairs の不変質量分布 . . .	41
5.11	Centrality0-10%、30-50%における S/N 比の不変質量分布	42
6.1	$120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ 領域における各 Centrality 毎の $\cos \alpha$ 分布	43
6.2	$\cos \alpha$ 歪度の Centrality 依存性	44
6.3	各 p_T 領域における $\cos \alpha$ 歪度	45
6.4	Like sign pairs の $\cos \alpha$ 歪度	46
6.5	バックグラウンド差し引き後の $\cos \alpha$ 歪度	46
6.6	強磁場の強度における $\cos \alpha$ の歪度の推移	48
6.7	(a) 偏向度と $\cos \alpha$ の関係を表す概念図	
	(b)(c) 偏向度と $\cos \alpha$ との関係 (横軸：線形とログスケール)	49
6.8	不確定性を含んだ場合の強磁場の強度における $\cos \alpha$ の歪度の推移	50
7.1	$\cos \alpha$ 歪度の不変質量依存性	52
7.2	$\cos \alpha$ 歪度の電子・陽電子対の横方向運動量依存性	53
7.3	電子・陽電子対の初期の開き角と偏向度	54
8.1	原子核衝突前後の様子	56
8.2	Collective Flow のイメージ図	57
8.3	歪度 skewness の概念図	59

第1章 序論

本章では、まず、今回の研究において必要である基礎知識や物理背景について説明する。さらに、本研究の主となる高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の原理と性質、この強い場下で生じる物理現象を説明し、本研究の動機と目的について述べる。

1.1 標準模型

自然界には重力相互作用、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用の4つの相互作用が存在する。このうち、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用と物質との階層的構造を根源的に説明する理論が素粒子の標準模型であり、今日、この素粒子理論は重力や宇宙理論と並んで基礎物理学の根底を支えている。

素粒子の標準模型は、電磁相互作用と弱い相互作用を統一して記述する電弱統一理論と、物質を構成する基本粒子、クォーク間の強い相互作用を記述する量子色力学（QCD）が主になっている。このモデルでは、力はゲージボソンという粒子によって伝えられ、各相互作用にはそれぞれ対応したゲージボソンが存在する。電磁相互作用はフォトン、弱い相互作用はウィークボソン、強い相互作用はグルーオンがそれぞれの相互作用に対応したゲージボソンである。

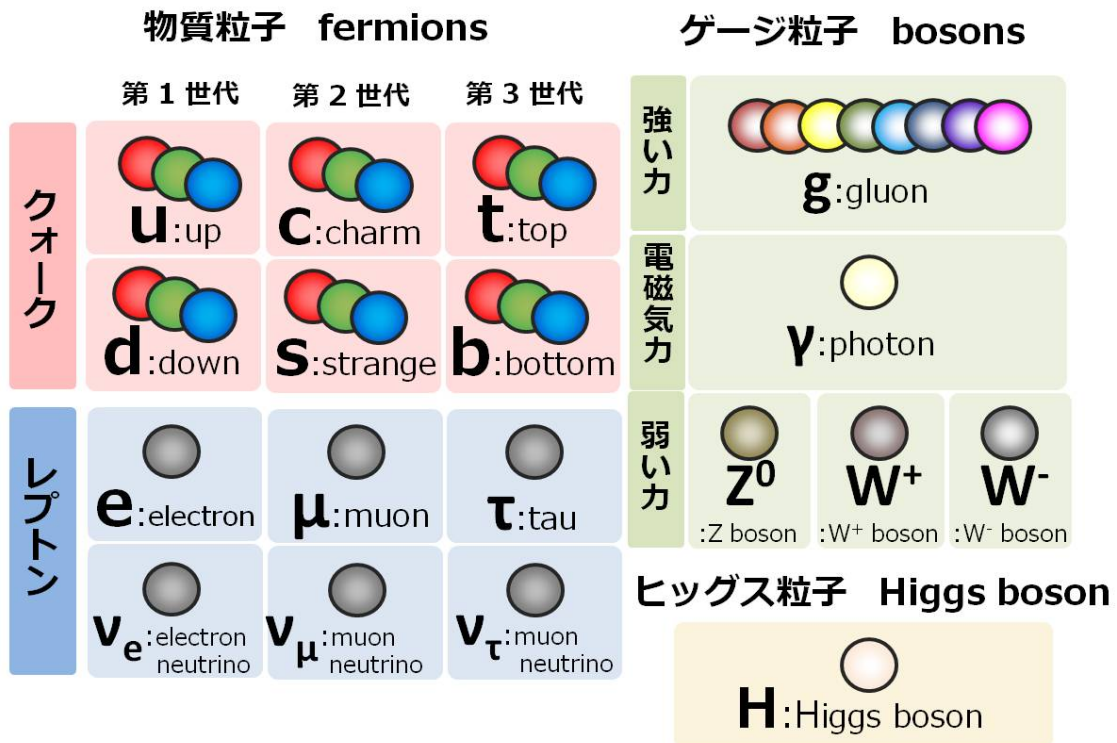


図 1.1: 標準模型における基本粒子

物質を構成する素粒子はクォークとレプトンに分類され、それぞれ6種類ずつ存在する。クォークは電荷と色荷を持っており、電磁相互作用と強い相互作用が働く。これに対し、レプトンは色荷を持たず、強い相互作用が働かない。

強い相互作用をするクォークで構成される粒子を総称してハドロンという。ハドロンは3つのクォークから成るバリオンと、クォークと反クォークから構成されるメソンがある。原子核を構成する陽子や中性子はハドロンである。QCDの著しい特徴として、クォークの閉じ込めがあげられる。ハドロン中の2ないし3個のクォークはグルーオンを媒介として相互作用しており、クォークもグルーオンも内部に閉じ込められ、ハドロンの外へ単体で飛び出すことはない。核子QCDの数値計算に依り、低エネルギーの励起状態はクォーク・グルーオンの束縛状態であるということが示されている。更にもう一つの特徴として、QCDは高エネルギー領域で相互作用の結合定数が漸近的に減少する、漸近的自由性という特徴を持つ。

1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

閉じ込めから解放するために鍵となるのが、漸近的自由性と高温高密度状態である。漸近的自由性は高温・高密度状態でのクォークの強い力に拠る閉じ込めの解放を予言する。強い力を媒介するグルーオンは色荷を持っているために自己相互作用を起こし、遮蔽効果によって色荷の実効的な強さを弱める。強い相互作用の結合定数 α_s は、運動量スケールと共に小さくなる。結果として、実効的にクォークが自由粒子としてその系の中を自由に動けるようになる。クォークやグルーオンを自由度に持つクォーク多体系の物質相である。この、クォークやグルーオンがその束縛状態から解放されクォークの自由度があらわになった状態をクォークグルーオンプラズマと呼ぶ。

ビッグバン後の極初期宇宙や中性子星の内部ではクォーク・グルーオン・プラズマが実現されていると考えられている。QGPを観測することは、未だに謎の多いクォークの閉じ込め機構や、原子核およびハドロンの性質、また宇宙初期の研究を行なうことにおいても有効な手がかりとなり、その生成や性質における実験的な研究が注目されている。

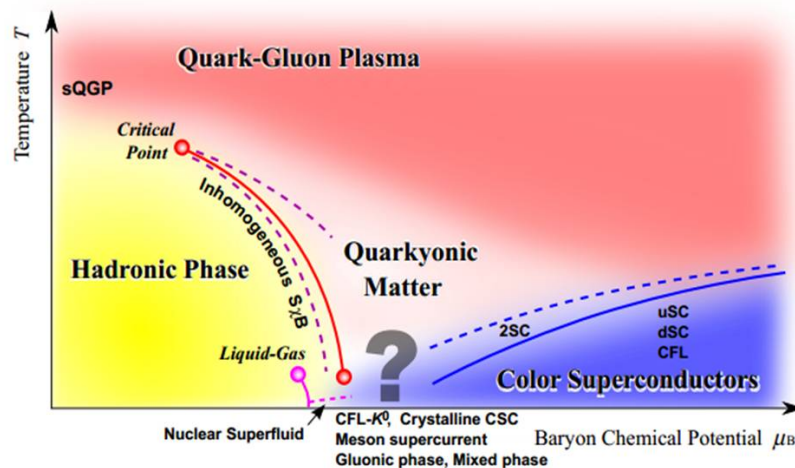


図 1.2: QCD の相関図 [1]

1.3 高エネルギー原子核衝突

高エネルギー原子核衝突実験の目的は、実験室系に QGP を生成し、その性質を調べることに依って非摂動論領域の QCD の実験的検証及びビッグバン後の宇宙の時空発展を理解することである。

重イオン、すなわち鉛などの重い原子核同士を相対論的な領域まで加速することの出来る加速器を用いて高エネルギーで衝突させ、一時的な高温・高密度物質を実現することに依ってクォークの非閉じ込め相を作り出し、その性質を実験的に検証する。原子核とは地球上の物質の中でもっとも密度の高い物質であり、これを光速に近い速度の相対論的な高エネルギーで衝突させることにより、狭い空間に膨大なエネルギーを詰め込むことができる。こうして、高温高密度状態を人工的に生み出し、QGP を生成する。

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の相対論的重イオン衝突型加速器 RHIC 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にある大型ハドロン衝突型加速器 LHC で行われている。これらの実験は人類が到達できる最も高い温度を実験室上で実現している。今後の実験により、QGP 物性の理解、その理解による量子色力学の実験的検証及び宇宙初期の状態や高温極限での物質の性質がさらに解明されることが期待されている。

1.3.1 時空発展

高エネルギー原子核衝突実験において扱う衝突系は静的ではなく、常に時間変化を伴う動的な系である。これは、宇宙ビッグバンと同様であり、規模の大きさからリトルバンと呼ばれることがある。

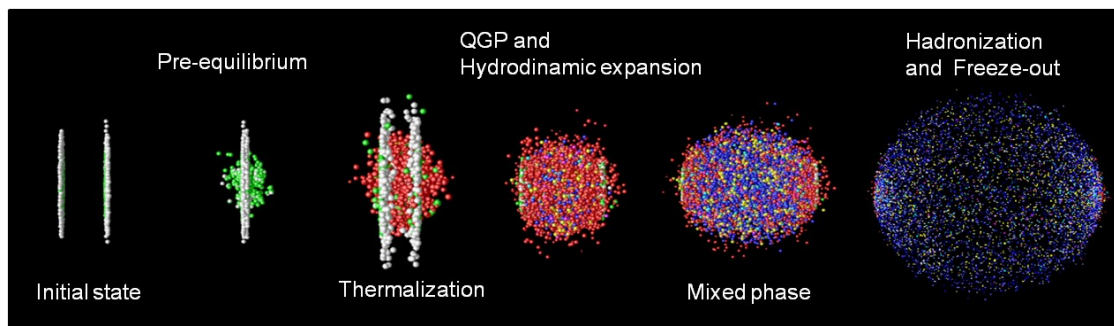


図 1.3: 高エネルギー原子核衝突のイメージ図 [2]

1. Initial state and Pre-equilibrium

高エネルギー原子核衝突において、まず、衝突させる入射原子核は加速器によってほぼ光速まで加速される。そのため、原子核は相対論によるローレンツ収縮により進行方向に長さが $1/\gamma$ に縮み、球状ではなく平たい円盤 (パンケーキ状) になる。衝突する 2 つの原子核は互いに非常に高いエネルギーを所持しており、互いにすり抜け、そのすり抜けた空間には高温・高エネルギー密度の物質が生み出される。この描像を Bjorken 描像という。反応の極初期段階においては核子の構造は失われ、ハドロンの閉じ込めから解放されたクォークやグルーオンの散乱が繰り返される。反応に関与しなかった核子は、光速のまま進んでゆく。

2. QGP and Hydrodynamic expansion

反応の起こった領域は、すり抜けた核子の後に尾を引くように残される。この領域には多数のクォークと反クォーク、そしてグルーオンが新たに生まれ、またこの高密度状態の持続時間が十分に長く、系の温度が相転移温度 (T_c) を超えると、熱平衡に達した高温の火の玉状態が形成される。この状態をクォーク・グルーオン・プラズマと呼ぶ。その後内部からの大きな圧力により、光速に近い速度で膨張してゆく。

3. Mixed phase

急激な膨張により温度が下がってゆく。クォークとグルーオンは再結合し、クォーク非閉じ込め相とハドロン相が併存する中間状態を経て、高エネルギーハドロンガスを形成していく。この状態では粒子間の非弾性衝突のため、陽子や π 中間子、K中間子などの様々な種類の粒子の生成比は固定されていない。非弾性散乱では、衝突によりエネルギーの受け渡しが起こり、エネルギーを与えられた粒子がより高いエネルギー状態へ励起することができる。なお、励起状態は、軽い粒子の放出により元の基底状態に遷移したり、2つ以上の粒子に崩壊を起こしたりする。

4. Hadronization and Freeze-out

さらに、膨張を続け温度が下がってゆくと、ハドロン間の非弾性散乱がなくなるため、粒子の生成がなくなり、それらの粒子数比が固定される。このことを化学的粒子凍結 (chemical freeze-out) と呼び、この時の温度を科学的粒子凍結温度 (T_{ch}) という。粒子同士の間距離それが平均自由行程を超えると、ハドロン間の弾性散乱もなり全粒子の運動量は固定され、凍結時の運動量のまま全方位へ放出される。これが運動学的粒子凍結であり、この時の系の温度を運動学的粒子凍結温度という。凍結後の粒子は拡散していき、最終的に実験室の検出器に依って測定される。

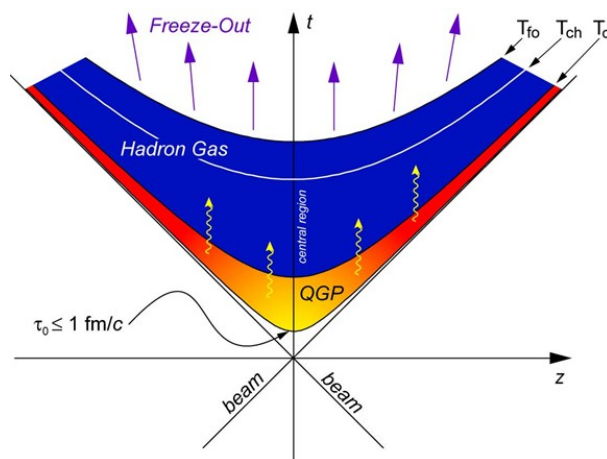


図 1.4: 原子核衝突の時空発展の様子 [3] 衝突後、QGP が生成され、ハドロン化が起き、凍結し粒子は飛び散っていく。

これら重イオン衝突反応における温度のスケールは $100\text{MeV} \sim 10^{12}\text{K}$ 程度である。これは太陽表面の温度 6000K 、太陽コロナ $5 \times 10^6\text{K}$ と比較しても非常に高いことが分かる。この温度の変化が $10\text{fm}/c \sim 10^{-23}$ 秒と非常に短い時間スケールで行われている。

1.4 直接光子の生成

高エネルギー原子核衝突反応からは多くの光子 (γ) が生成する。光子の大部分は $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ などによって生まれるハドロン崩壊光子である。しかし、光子の中にはハドロンの崩壊に依らずに衝突反応から直接生み出される光子もある。多様な過程で生成する光子のうち、ハドロンの崩壊過程に起因する光子を除いた成分を直接光子と呼ぶ。直接光子には、初期パートン衝突およびパートンの制動放射の寄与と衝突系からの熱輻射の寄与を含む。前者は主としてクォークとグルーオンの QCD コンプトン散乱、クォーク・反クォーク消滅、クォークの制動放射等から成り、初期状態パートン分布の良い基準測定となる。後者はパートン熱平衡状態の直接的信号として期待される。光子とクォークの相互作用の強さは微細構造定数 $\alpha \simeq 1/137$ と小さく、また光子はグルーオンとは直接相互作用しない。したがって散乱パートンと違い、光子は反応領域内にできた物質とほとんど相互作用しないで通過する。一旦作られれば周囲の高密度物質と相互作用することなく反応領域から放出され、測定することができる。

ハドロン崩壊光子は原子核衝突反応終了後に作られる 2 次的な光子なため、反応初期や反応領域内の情報を直接担ってはいない。一方、直接光子の方は反応領域内で作られるため反応初期や反応領域内の情報を知ることができる。直接光子を測定することは非常に重要であり、ハドロン崩壊光子はその測定にとってのバックグラウンドになる。

直接光子には以下の 3 つの種類がある。

1. クォーク・グルーオン間のハード散乱から生じる【摂動 QCD 直接光子】
2. 高温の QGP から発生する【QGP 熱光子】
3. ハドロンガス中でハドロン間の相互作用から生じる【ハドロンガス熱光子】

実験的には測定される直接光子は上に説明したものの総和であるが、生成機構によって横運動量の大きさは異なる。高横運動量領域においては摂動 QCD 直接光子が直接光子の支配的成分となる。一方、低横運動量領域ではハドロンガス熱光子成分が支配的成分になると予想される。これらをつなぐ中間の範囲で QGP からの熱光子が直接光子の支配的成分になると予想される。

図 1.6 は核子対あたり 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突での直接光子の収量分布である。赤い線は熱光子が支配的な領域であり、ボルツマン分布でフィットすることができる。青線は NLO(Next Leading Order)pQCD 計算結果である。NLO 計算によれば、横運動量が 3~5 GeV 以下で熱的光子が支配的になり、それ以上では摂動 QCD 直接光子が優位になる。

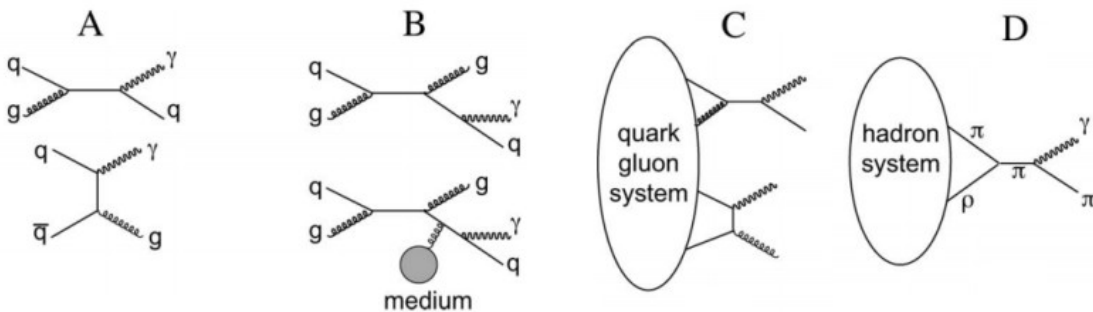


図 1.5: 直接光子の生成機構 [4]

- (a) 摂動 QCD 直接光子 (LO) (b) 摂動 QCD 直接光子 (NLO)
(c) QGP 熱光子 (d) ハドロンガス熱光子

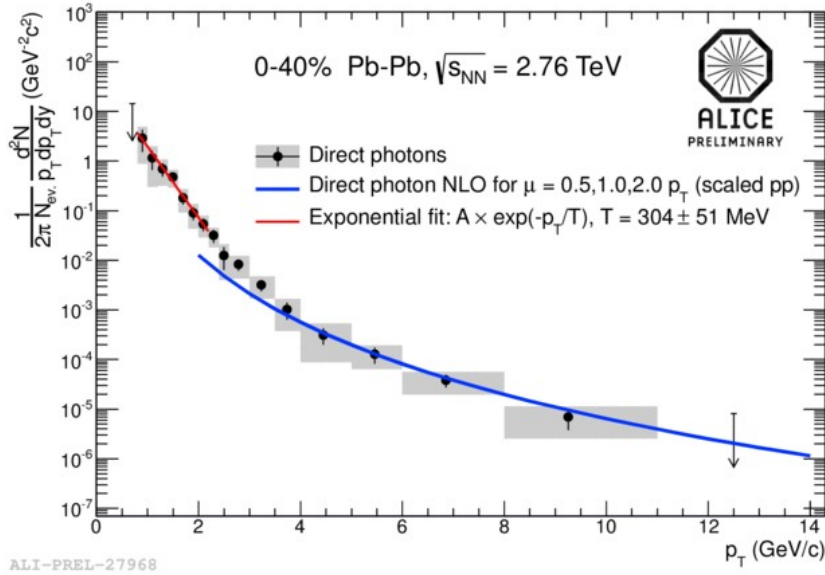


図 1.6: 直接光子の収量分布 [6]
赤線が熱光子領域、青線が摂動 QCD 直接光子が支配的な領域である。

1.4.1 仮想光子法

仮想光子とは、質量がゼロでない光子のことである。通常的光子は実光子と呼ばれ、その質量はゼロである。しかし、量子力学的には、不確定性原理によって短時間であれば質量がゼロでない光子も存在することができる。これを仮想光子と呼ぶ。低質量の仮想光子は $\gamma \rightarrow e^+e^-$ とすぐに電子・陽電子に崩壊する。仮想光子の生成量は、その横運動量が質量に比べて十分に大きければ実光子の生成量とほとんど同じになる。仮想光子は不変質量の小さな電子対として測定することができ、低不変質量の電子対を測定して、その不変質量が 0 の極限として実光子生成量を求めることができる。これを仮想光子法と呼ぶ。この方法では、 π^0 の質量 135MeV より高い領域で電子対を測定すれば、 π^0 ダリツ崩壊によって生成する電子陽電子対のバックグラウンドを回避できる利点がある。バックグラウンド光子の 8 割近くは π^0 崩壊からくるため、信号である直接仮想光子の量と雑音であるバックグラウンド光子の量の信号／雑音比 (S/N 比) が約 5 倍上昇する。仮想光子の崩壊時間は不確定性原理によって推測することができる。

$$\frac{\hbar}{\Delta E} = t \quad (1.1)$$

例えば、不変質量 $200\text{MeV}/c^2$ の仮想光子は、1fm 秒後に崩壊することが推定できる。エネルギーと崩壊時間は反比例関係にあるので、仮想光子のエネルギーが大きいほど、崩壊時間は早くなる。

1.5 高エネルギー原子核衝突による強磁場生成

1.5.1 強磁場の生成

高エネルギー原子核衝突において、強磁場が生成される可能性は約30年ほど前に予言されている。その最大強度は、CERNのLHC加速器エネルギー領域で 10^{15} Teslaにまで達し、これは宇宙で存在する磁場の中で最も高強度である。以前から強い場下での特殊な現象が理論的方面から議論されているが、臨界磁場を超えた磁場下での検証には至っていない。そのために、近年、高エネルギー原子核衝突における強磁場の存在が注目されている。

高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の原理は、極めて簡単な古典電磁気学で説明できる。高エネルギー原子核衝突では、大きな電荷を持つ原子核(LHC加速器 Pb: $Z=82$)を光速に近い速さまで加速させ衝突させる。電荷を持った粒子が運動すると右ネジの回る方向に磁場が生成される。原子核同士が中心で衝突した場合、生成される磁場は衝突点に対し対称的に生成されることに依って打ち消しあい、ゼロになる。しかし、原子核同士が有限にずれて衝突した非中心衝突においては、衝突原点を中心に非常に強い磁場を生成する。図1.7は高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子である。図のように、強磁場は2つの原子核の進む軸とずれた方向が為す面(これを反応平面という)に垂直に生成する。更に、これらの現象は10 fm程度の狭い空間スケールによって生じる。生成される強磁場は距離に反比例するため、生成される磁場は強大になる。

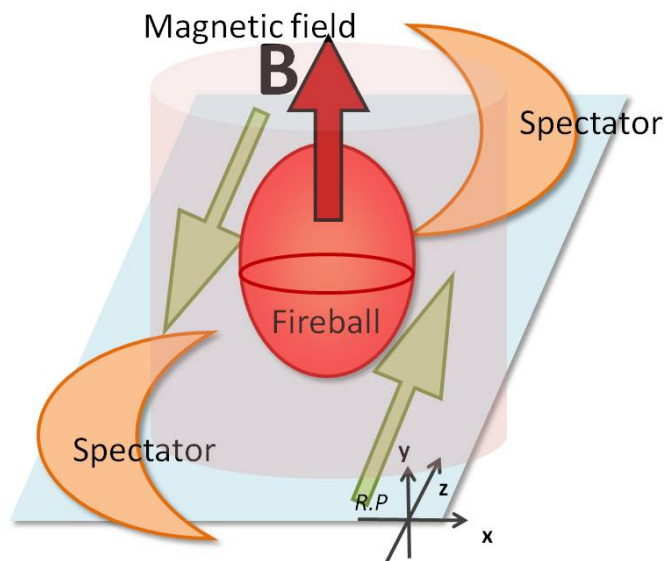


図 1.7: 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子

これらは光速に近い速さの粒子に関する現象のため、強磁場の強度の計算には相対論的効果を考慮する必要がある。相対論的運動をする荷電粒子が時刻 t 、位置 \mathbf{r} に作る磁場は Lienard-Wiechert Potential から式 1.2 によって記述される。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{e\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \frac{(1 - v^2/c^2)}{[1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv}]^{3/2}} \quad (1.2)$$

ここで、 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 、 μ_0 は真空中の透磁率、 ϕ_{Rv} は \mathbf{R} と \mathbf{v} のなす角である。各荷電核子の位置と速度の情報を得ることができればある時間で位置 \mathbf{r} に作る磁場を求めることができ、それを全

荷電核子で足し合わせることで高エネルギー原子核衝突で生成される磁場を求めることができる。この計算に依り衝突直後に衝突原点に生成される強磁場の強度を見積もると、 10^{15} Tesla 程度にも及ぶ。この磁場は現在自然界で生成される強磁場の中で最も高強度である。表 1.1 は自然界において存在する磁場の一覧である。現在、人類が作り出せる定常磁場は 45 Tesla である。高エネルギー原子核衝突によって生じる磁場はこれに対し 14 ケタも大きい。

表 1.1: 自然界における磁場の生成とその強度

磁場の強度 [Tesla]	磁場が生成する系
6×10^{-5}	地球表面における地磁気
$\sim 10^{-3}$	太陽黒点
45	実験室で作り出せる最大安定磁場
$\sim 10^8$	中性子星の表面磁場
4×10^9	電子の臨界磁場
$\sim 10^{11}$	マグネタ-の表面磁場
$\sim 10^{15}$	高エネルギー原子核衝突 (LHC エネルギー)

1.5.2 強磁場の強度と寿命

図 1.8 はモンテカルロシミュレーションによる Glauber 模型を用いて原子核衝突が生じた直後 $t = 0$ での衝突に関与した入射陽子が衝突中心点に生成する磁場の強度である。Glauber 模型は、高エネルギー原子核衝突の幾何学的描像を表す模型であり、原子核衝突を核子・核子衝突の重ね合わせであると考え、核子は一直線上を進み衝突後もその軌道を曲げないと仮定している。

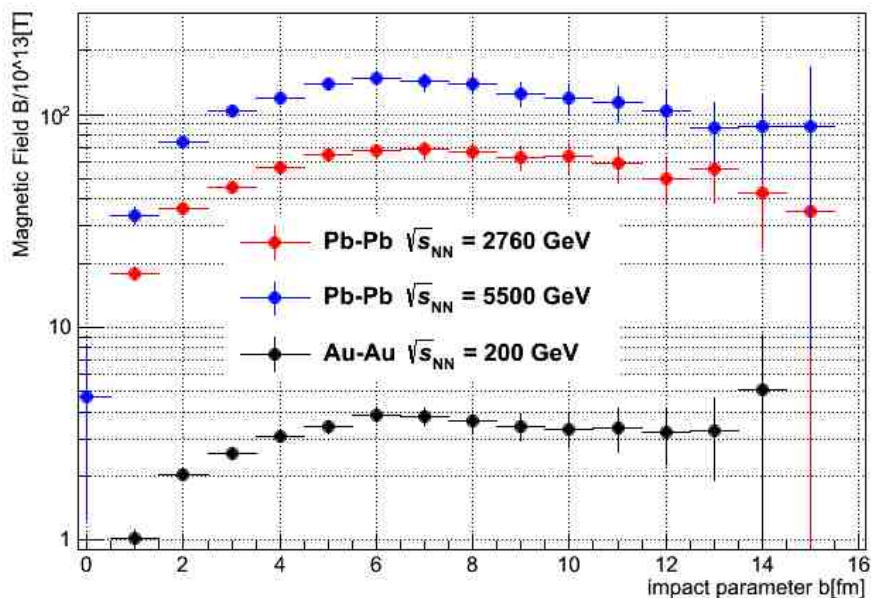


図 1.8: Glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場の強度

すべてのエネルギー領域において中心衝突では磁場が小さく、衝突係数が大きくなるにつれて磁

場は大きくなり、衝突係数 $b = 6 \sim 10$ fm において磁場は最大となる。これは中心衝突度 Centrality に変換すると 20-50% に対応する。その後周辺衝突になるにつれて関与する陽子が減っていくために磁場は減少していく。また、大きなエネルギーの衝突ほど強大な磁場が生成される。磁場の強度は最大で RHIC エネルギー領域において $\sim 10^{14}$ Tesla、LHC エネルギー領域において $\sim 10^{15}$ Tesla に達している。

衝突に関与した入射核子 participants と関与しなかった核子 spectators では、生成する磁場が異なる。spectators はビーム方向に光速に近い速度で進み、衝突後も光速で飛び去ってしまう。そのため、衝突直後にはきわめて強力な磁場を生成するものの、それはすぐに減衰する。participants は衝突によってすり抜けずに残り、それらは衝突の衝撃に依り y 軸方向を回転軸として角運動量を持つことが予想できる。よって、participants が作る磁場は spectators に比べ長く保たれる。各々の角運動量は抵抗を受けやがて QGP の寿命を迎えると最終的に飛び散ってゆく。よって、時間がたつにつれて磁場は減少するものの、QGP の寿命程度は保たれることが推測できる。

図 1.9 は生成する強磁場の時間依存性を表したものである。これはハドロンカスケードモデル [7] に依って計算されたものであり、粒子の角運動量などは考慮されていない。そのため、この磁場の見積もりは participants と spectators の両方が作る磁場の足し合わせではあるが、主に spectators による寄与が大きい。衝突直後に最大磁場が生成され、その後すぐに衰退することが分かる。しかし、QGP が生成し、QGP の寿命程度は電子の臨界磁場 ($B_c = 4 \times 10^9$ Tesla) 以上の強度を保っていることが分かる。よって、QGP 中の素粒子は強磁場の影響を受けることが予測できる。

また、衝突極初期に生成される光子、電子は強い相互作用をしないために強磁場に抛る影響を強く残したまま検出されることが期待できる。この効果を観測することによって高エネルギー原子核衝突において強力な磁場をできている確証を得ることができると期待される。

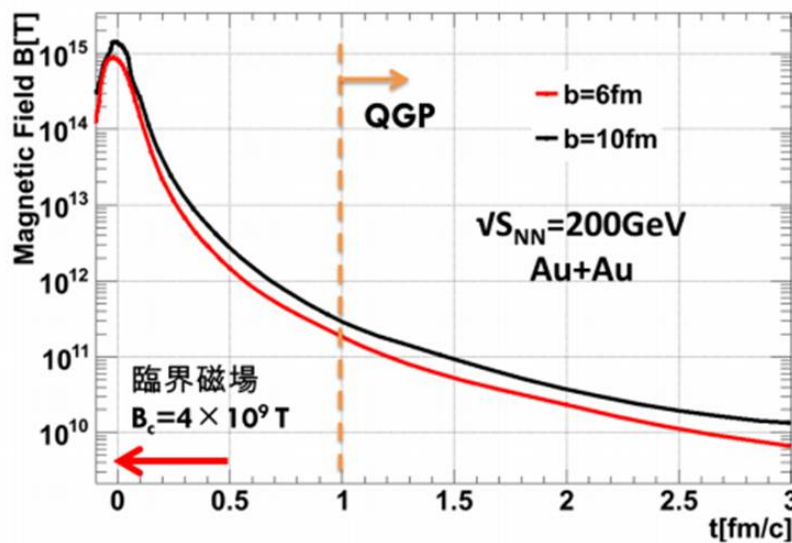


図 1.9: ログスケールでの磁場の時間依存性 [8]

1.5.3 強磁場生成に伴う物理現象

上記で示した通り、地球上で人類が創り出せる磁場の最高強度を十数桁も凌ぐ強大な場が、自然界、ハドロン物理が関係する現象や過程で生成している。具体的には、中性子星やマグネターといったコンパクトな天体は超強力な磁場を持ち、それに起因すると考えられる現象が幾つも存

在する。更に、宇宙誕生直後の渾沌の時期に宇宙で最初の強磁場が生まれた可能性も指摘されている [9]。ここでは、光に依って引き起こされる電磁気力は、宇宙が誕生して 10^{-10} 秒後に生まれ、この電弱相転移によって、 10^{19} Tesla もの巨大な磁場がランダムな Higgs 場の勾配に依って生まれ、宇宙の膨張と共に弱められ現在観測されている銀河磁場 10^{-20} Tesla の種になったと考えられている。このような強い磁場が存在するもとの核物質やクォーク物質の静的、あるいは動的な性質の変化を理解することが非常に重要な意味を持つ。

高強度外部電磁場中でおこり得る量子電磁気学的な現象は、通常の真空中での現象とは質的に異なる可能性が古くから指摘されている。その歴史は 1936 年の W. Heisenberg と H. Euler による論文から始まり、以後 1951 年の J. Schwinger の論文などでその基礎がつけられた。それらの計算の動機は、高強度外部電磁場中で量子電磁気学の通常の摂動展開が破綻する、という推察に基づくものである。以下に、強磁場下において生じる特徴的な物理現象について説明する。

クォークのシンクロトロン放射 [10]

クォークが自由度を持っている系において強磁場が生成されると、クォークは電荷を持っているために磁場に巻きつき、光子やレプトン対、グルーオンを放出する現象が考えられている。これらによってクォークはエネルギー損失が生じる。つまり、高エネルギー原子核衝突において生成される QGP はクォークとグルーオンが自由度を持つ相であり、ここに強磁場が生成されているならばこの現象が起きていることが推測できる。この現象は電子が磁場中を運動するとき生じるシンクロトロン放射と似ていることから、クォークのシンクロトロン放射と呼ばれる。

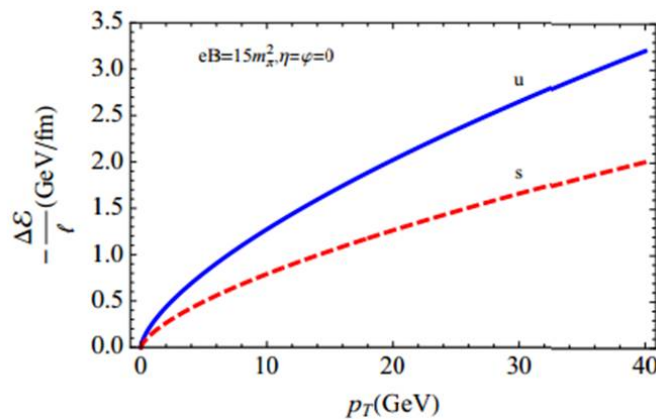


図 1.10: 磁場中におけるクォークのエネルギー損失 [10]

図 1.10 は LHC エネルギーでの強磁場を仮定した場合の、mid rapidity 領域におけるクォークのエネルギー損失を表している。横軸が横方向運動量で縦軸は 1fm 辺りのエネルギー損失量である。これを見ると、横方向運動量が高いほどエネルギー損失は大きく、その大きさは 1GeV を超えるほど大きい。

現在、高エネルギー原子核衝突における検出粒子のエネルギー損失は衝突によって生じる高温、高密度物質中を通過することに拠る散乱に依って生じるものであると考えられている。そのため、このシンクロトロン放射に拠るエネルギー損失は新たなエネルギー損失の原因となり得るものである。

光子の複屈折と崩壊 [12]

非常に強い磁場中を光子が伝搬すると、電子・陽電子対の真空偏極の効果によって光子の屈折率が変化する。磁場が生成しない場合、ゲージ不変性、ローレンツ対称性の点から光速度に変化はない。しかし、磁場が存在する場合、電子・陽電子の応答に異方性があるために磁場と並行成分、垂直成分の速度がそれぞれ変化する。この現象は物質中での複屈折によく似ているため、「真空複屈折」と呼ばれる。さらに、光子のエネルギーが十分大きくなる場合、フェルミオン粒子・反粒子対への崩壊が可能となる。これは真空中では起こり得ない現象である。真空中では光子が崩壊した場合、崩壊した2つの粒子の重心系を取ると光子が静止した状態となり、矛盾が生じるためである。しかし、磁場中においてはこれが可能となる。

これらの現象に依り、磁場に対し垂直な運動量を持つ光子は屈折率が大きく変化し、光子のエネルギーが閾値を超えれば電子・陽電子に崩壊する。これは光子の収量に方位角依存性が現れる原因となり得る可能性がある。

光子の分裂と融合 [10]

強磁場中で光子のエネルギーが十分大きくなると、高エネルギー光子が分裂により低エネルギー化することが可能となる。本来、真空中においてはFurryの定理により、光子が2つの光子に分裂することは禁止されている。しかし、磁場中では3点相互作用が可能になることで分裂が生じる可能性がある。さらに、逆のプロセスも可能となるため、2つの低エネルギー光子が融合し高エネルギー光子が生成される過程もあり得るようになる。

その他にも、カイラル磁気効果 [12] や Schwinger 機構など、強い場下での様々な現象の理論的予想が為されている。このような強磁場の寄与を評価した理論結果として、レプトン対生成の増加が、磁場で与えられる典型的なエネルギースケールよりも小さい不変質量の領域において顕著に見られた。これは、RHIC や SPS 実験で見つかっているレプトン対生成の高エネルギー原子核衝突での低質量領域での増加 (図 1.11) に関係があるかもしれないと考えられている。

上述のような非線形量子電磁気学の理論研究は古くから知られているが、未だかつて実験、及び観測においてその効果が実際に確かめられた事はない。それは臨界電磁場の強度が非常に大きく、極限的な状況を必要とするためである。ここで、上記に示した現象が期待される磁場の強度を電子の臨界磁場と呼んでいる。これは 10^9 Tesla 程度であり、これまでに実験室系で実現された定常磁場に比べて8桁も大きい。

しかし、高エネルギー原子核衝突によって生じる磁場は電子の臨界磁場よりも5桁も強く、これらの効果が検証される可能性が高く、さらにその効果が衝突時に生成される QGP の性質を解き明かす上で重要になる可能性がある。そのために、この強磁場の存在を実験的に検出し、生成を確定づけることは極めて重要な意味を秘めている。

1.6 研究目的

本研究の目的は上記で説明した高エネルギー原子核衝突によって生じると考えられている強磁場の直接的検出である。本研究室では先行研究として仮想光子が受ける強磁場の影響を議論し、磁場軸に対する電子・陽電子対の崩壊面の向きの非対称性の測定が行われている。私はより強磁場に拠る効果を直接に検出する方法として、荷電粒子が受ける電磁気力に着目した偏向測定を提案し、高エネルギー原子核衝突の実データを用いて解析を行う。

まず、強磁場に拠る荷電粒子の偏向の原理及び測定方法を説明し、モンテカルロ計算を用いて測定手法の有意性を議論する。次に、核子対あたり重心系エネルギー 2.76 TeV 鉛-鉛原子核衝突の

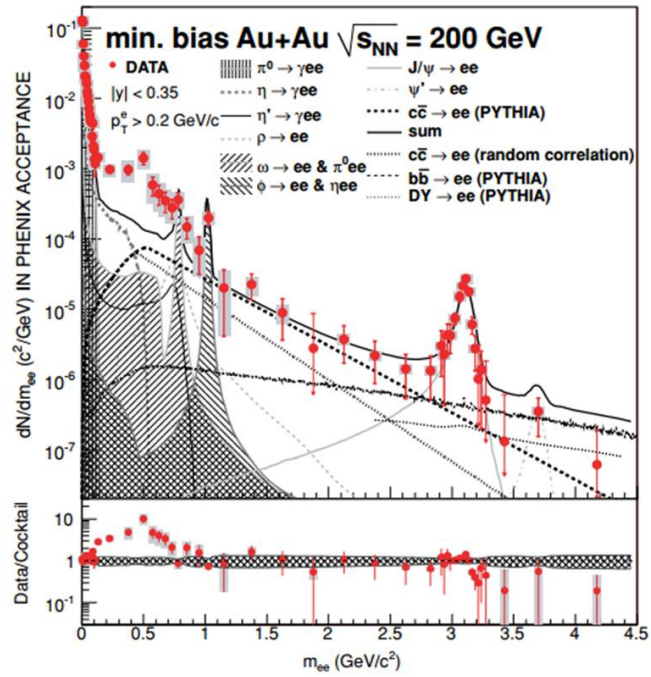


図 1.11: RHIC での低質量レプトン対の質量分布 [16]

実験データを用いて電子・陽電子対の強磁場に拠る偏向測定を行い、強磁場生成の検出を目指す。最終的に得られた実験データ解析の結果より、本実験に依って生成が期待できる強磁場の強度を見積もり、議論を行うことを目的としている。

第2章 実験背景・実験施設

本章では、本研究の舞台となる実験施設、実験背景について述べ、解析を行うにあたって用いた測定器やプログラムについて説明する。

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器はスイス・ジュネーブ郊外にあるヨーロッパ共同原子核機構 (CERN) に依り建設された世界最大の円形ハドロン衝突型加速器である。CERN 近郊のフランスとスイスの国境をまたいだ地下約 100m に建設され、周長は 26.7km にもおよぶ。LHC 加速器では、陽子陽子衝突で重心系衝突エネルギー 14TeV、鉛鉛衝突で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。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り、各々の実験グループではそれぞれ狙っている物理が異なる。例えば、ATLAS 実験や CMS 実験では、LHC での高エネルギー陽子・陽子衝突に着目し、衝突によって発生する粒子を解析することにより、物質の質量をになうヒッグス粒子の発見や、標準模型を超える新しい物理の探査などを狙っている。

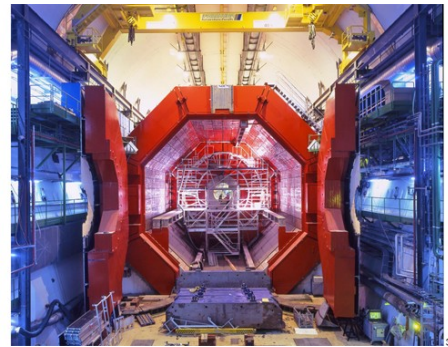


図 2.1: LHC 加速器 [3]

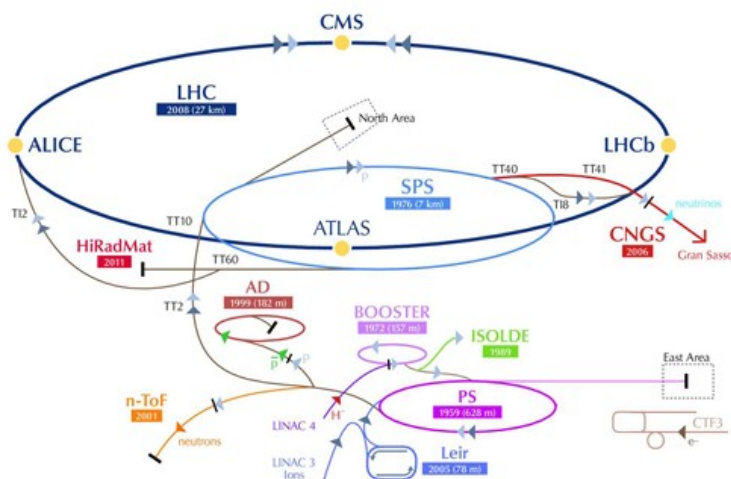


図 2.2: LHC 加速器の概要図 [3] LHC 加速器には、6 つの実験グループがある。

2009年冬に、重心系衝突エネルギー 900GeV 及び 2.36TeV の陽子陽子衝突によって物理運転を開始した。2010年には、陽子-陽子衝突 7TeV、同年11月には鉛-鉛原子核衝突 (2.76 TeV (核子当り)) に成功している。これは、原子核衝突実験としては史上最高エネルギーである。LHC 加速器は、2013年2月から2015年3月まで、LHC 加速器のビームエネルギーとビーム輝度 (ルミノシティ) 増強のため、長期シャットダウン期間に入っている。LHC 加速器のアップグレード後は、本来の性能である陽子-陽子 14 TeV (ビーム輝度 $L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) , 鉛-鉛 5.5 TeV ($L = 10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) での物理実験が予定されている。

2.2 ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment)

ALICE(A Large Ion Colider Experiment) 実験は、LHC 加速器で展開される6つの実験の一つである。LHC 加速器における原子核衝突は太陽中心部の100,000倍以上の温度を作り出す。核子中のクォークは閉じ込めから解放され、ビッグバン直後の非常に高温であった宇宙にかつて存在したと考えられる QGP 相が発現される。ALICE 実験によって QGP 相が観測されれば、現在の宇宙を構成している物質がビッグバンからの宇宙の膨張、冷却を経て、どのようにして生成されたかを知る手がかりになるのではないかと考えられている。

ALICE 実験は重イオン衝突実験に特化させた唯一の実験であり、QGP の解明に焦点を置いているため、多くの物理を測定できるように設計されている。LHC によって加速された原子核同士を衝突させると、数千もの様々な粒子が生成されるが、QGP 相観測のためには、その多数発生する粒子をそれぞれ判別し、運動量やエネルギーを精密に測定しなければならない。検出器としては、勿論、高い検出効率やエネルギー・位置分解能が要求される。ALICE 検出器では、幅広い運動量領域の粒子の飛跡を識別でき、また LHC エネルギーでの鉛鉛原子核衝突の最大粒子多重度にも対応できるようになっている。多数の検出器により構成されており、全体では高さ 16m、幅 16m、奥行き 26m、という巨大な検出器となっている。

ALICE 実験の備える検出器の全貌を図 2.3 に示す。

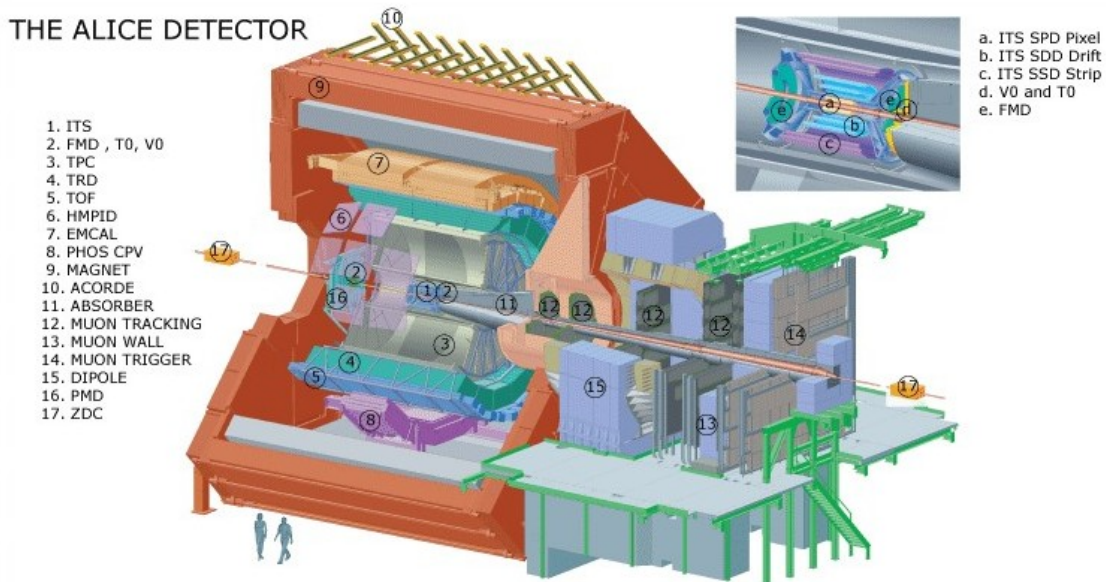


図 2.3: ALICE 検出器 [17] 17種類の検出器が組み合わさっており、これらの検出器を用いて QGP の定量的理解を目指している。

この ALICE 検出器は

- (1) 衝突点付近を被う Central Barrel($-0.9 < \eta < 0.9$)
- (2) 前方方向のミュオン粒子を測定する Muon Spectrometer($-4 < \eta < 2.5$)
- (3) 衝突事象を選別するグローバル検出器 ($3.4 < |\eta|$)

の3つの部分に分けられる。Central Barrelはマグネットの中に格納され、中には磁場 (0.5 Tesla) がかけられている。ハドロン、電子、光子の検出及び粒子識別はこの Central Barrel 検出器で行われる。荷電粒子のトラッキングは ITS,TPC,TRD が、粒子識別は主に TPC,TRD,TOF (Time ofFlight) ,HMPID (High Momentum PID) が行う。検出器内でのエネルギー損失を用いる (TPC)、遷移放射を用いる (TRD)、粒子の飛行時間を用いる (TOF)、チェレンコフ放射を用いる (HMPID) といった種々の方法で Central Barrel では粒子識別が行われる。光子の検出にはカロリメータが使用される。Central Barrel における光子検出器は PHOS,EMCal,DCal から成る。FMD,V0,T0 検出器は広いラピディティ領域での荷電粒子の測定を行い、イベントトリガーの役割をもつ。PMD は光子の粒子多重度の測定、ZDC は原子核衝突の際の反応傍観部中性子 spectators の測定を行う。この実験には、アメリカやイギリスなど世界 36ヶ国の人々が参加し、132 の研究機関から構成される、大規模な実験となっている。日本からは、広島大学、東京大学、筑波大学が参加している。

以下に、本研究で主に使用した粒子検出器について詳しく説明する。

2.2.1 Inner Tracking System (ITS)

ITS 検出器はビームの衝突点の最も近くに存在する検出器であり、擬ラピディティ領域 $-0.9 < \eta < 0.9$ を覆っている。荷電粒子の通過位置や粒子数、粒子の衝突点、崩壊点を測定する。低運動量の粒子の飛跡を検出して粒子識別し、ITS の外側にある TPC の情報を組み合わせて、運動量と角度分解能を向上させる。また重クォーク中間子の崩壊点の測定や衝突トリガーの形成などにも使われる。ITS は内側から、

SPD (Silicon Pixel Detector, 2層), SDD (Silicon Drift Detector, 2層),SSD (Silicon Strip Detector, 2層)

の計6層から構成されており、SPD 検出器の位置分解能 (r-phi) は約 12 micron である。それぞれ、最先端のシリコン検出器である。

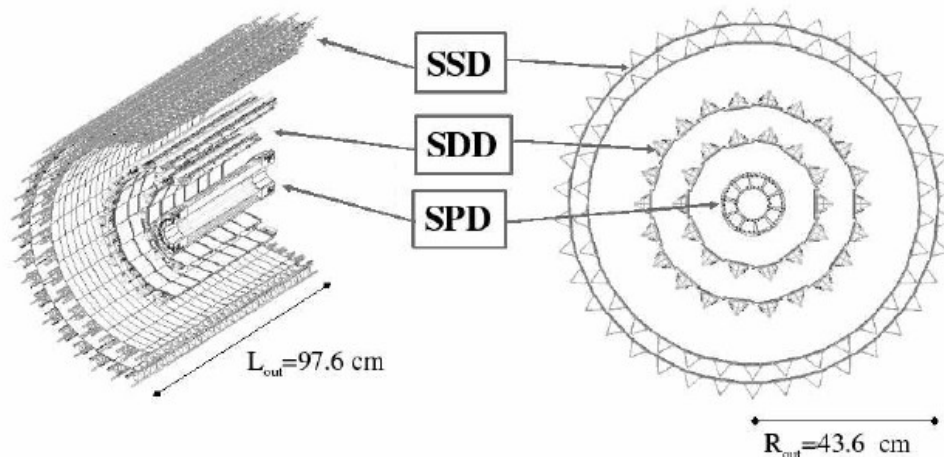


図 2.4: ITS 検出器のレイアウト図 [18]

2.2.2 Time Projection Chamber (TPC)

TPC は衝突点からの距離 85-250cm に位置するワイヤーチェンバーである。非常に優れた2つの飛跡分離分解能と dE/dx 分解能を持っている。ガスには Ne+CO₂(90:10) の混合ガスを用いており、400V/cm の電場をかけることで荷電粒子の通過に伴い生成した電子をドリフトさせ、そのシグナルを約 560,000 チャンネルの陰極板を用いて検出し、電子の位置と時間情報から荷電粒子の3次元飛跡を再構成する。また、TPC 内での荷電粒子のエネルギー損失を測定することによって荷電粒子識別を行うことができる。

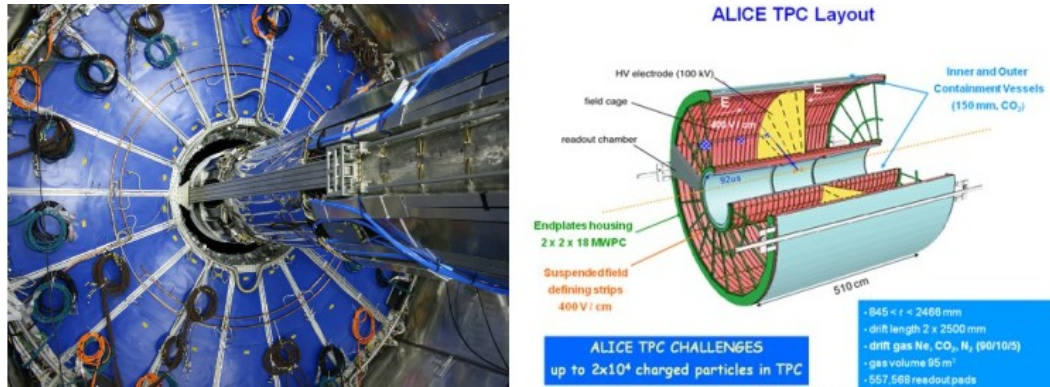


図 2.5: TPC 検出器とレイアウト図 [3][18]

2.2.3 Time of Flight (TOF)

飛行時間測定器 TOF は荷電粒子の時間を測定する検出器である。TOF は、セントラルバレルの TRD の外側にビーム軸に垂直な方位角方向 2π を覆うように設置されている。ビープパイプから TOF の表面までは 3.70m の距離があり、ビーム軸周りに 18 個のセクターから構成され、1つのセクターは 3 種類のモジュール 5 つから成る。

TOF の主な目的は、中心ラピディティ領域 $-0.9 < \eta < 0.9$ における粒子識別である。TPC 検出器から得られた飛行距離、運動量の情報と組み合わせて粒子識別を行う。固有時間分解能は約 50 ピコ秒であり、K 中間子と π 中間子を $1.5\text{GeV}/c$ の運動量まで分離することが可能である。

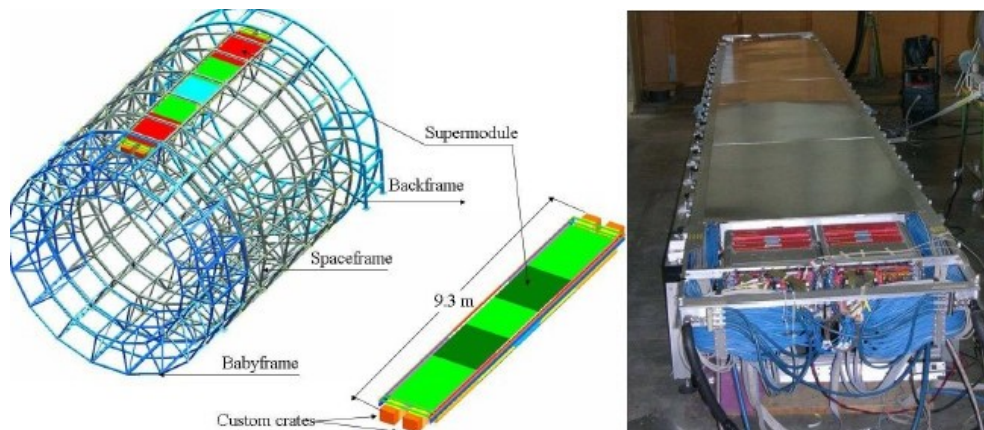


図 2.6: TOF 検出器とレイアウト図 [3][18]

2.2.4 VZERO detector

VZERO 検出器は二枚の円盤状のシンチレータから構成される検出器で、読み出しには光ファイバーを採用している。32のシンチレーションカウンターの列を2列、計64個、ビームパイプ周辺に並べた構造をしている。衝突点を左右に分けると、A側(A-side)とC側(C-side)に分かれるが、A側のVZERO-Aは $z = 3.3\text{m}$ の位置に($2.8 < \eta < 5.1$)、C側のVZERO-Cは $z = -0.9\text{m}$ ($-3.7 < \eta < -1.7$)の位置に設置されている。衝突で発生した荷電粒子数を測定し、衝突事象の中心衝突度や反応平面の決定、トリガーの形成などに使われる。

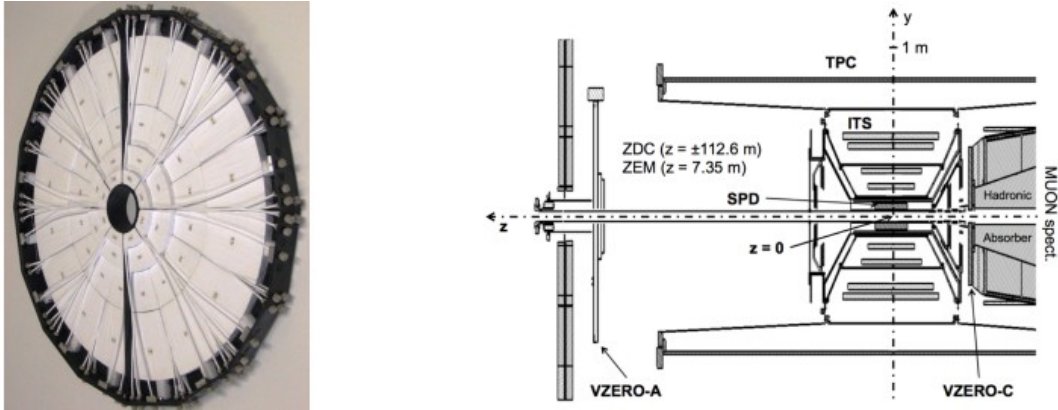


図 2.7: VZERO 検出器と配置図 [3][18]

2.2.5 Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Zero-Degree Calorimeters(ZDC)は衝突に関与しなかった入射核子 spectators を測定している。ZDC 検出器は spectators 中性子を測定する ZN 検出器と spectators 陽子を測定する ZP 測定器、及び電磁カロリメータの ZEM 検出器から構成されている。ZN 検出器と ZP 検出器はビーム衝突点からビームラインの両サイドの115m離れた位置に設置されており、ZEM 検出器はビーム衝突点から Muon Spectrometer の反対側に7m離れた位置に設置されている。

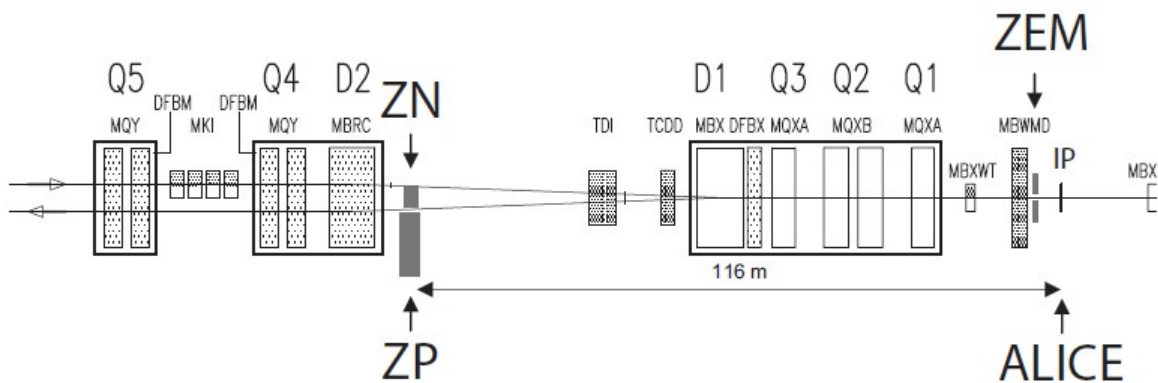


図 2.8: 各 ZDC 検出器の位置 [18] ビーム軸上に ZN、少しずれた位置に ZP、衝突点近くに ZEM がある。

ZDC によって測定された中心位置情報は、PMD の信号とミューオン検出器からの信号と共に

L1 トリガーを作る。また、位置敏感検出器である ZDC は原子核衝突の反応平面を決定することも目的としている。

spectators 陽子は LHC ビームラインの磁場により、核子から分離し、曲がる。よって、ZN 検出器はビームパイプから 0° の場所に位置するが ZP 検出器は正粒子が逸れる方向にビームパイプとずれて位置している。前方の検出器を Aside 検出器、後方の検出器を Cside 検出器という。ハドロン ZDC 検出器 (ZN, ZP) はカロリメータをサンプリングするクォーツファイバーである。吸収物質中に入射した粒子はシャワーを生成し、チェレンコフ光を放出する。それらをクォーツファイバーを用いて読み出す。ハドロン ZDC 検出器の光学の読み出しは4つの独立したタワーに分割されており、それぞれのタワーにある2つのファイバーのうち、1つは各タワーに対応している4つの PMT にそれぞれ送られ、もう1つは全てのタワーから光を集めている1つの PMT に送られている。

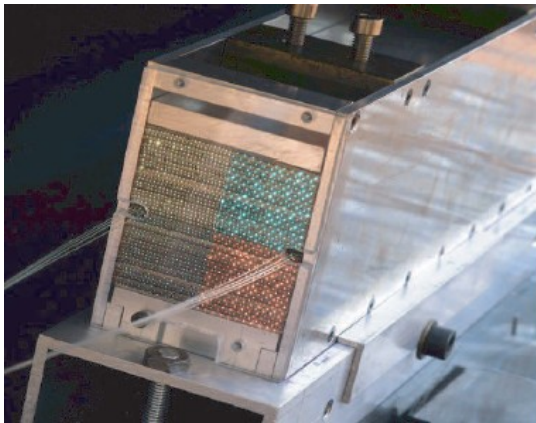


図 2.9: ZDC の ZN 検出器と ZP 検出器 [18] spectators 中性子、及び陽子を測定している。

2.3 オンライン解析フレームワーク AliRoot

ALICE のオフラインフレームワークでは、シミュレーション、データ再構成、解析の全てを処理できるように設計されている。AliRoot は、事象生成シミュレーション+検出器シミュレーション+ データ再構成の機能を基本とする ALICE オフラインフレームワークである。LHC 加速器を用いた ALICE 実験解析のために開発されたソフトウェアであり、高エネルギー実験解析用ソフト ROOT をベースにしている。ALICE 実験での結果を再現するためのデータベースが多数用意されており、PYTHIA,HIJING, また陽子や電子などの粒子が物質中で起こす反応や振る舞いなどを再現するシミュレーションソフトウェアである Geant と組み合わせることで、より実験環境に近いシミュレーションを可能としている。また、解析用ライブラリも持ち合わせており、ALICE 実験のデータ解析は ALIROOT を用いて行う。

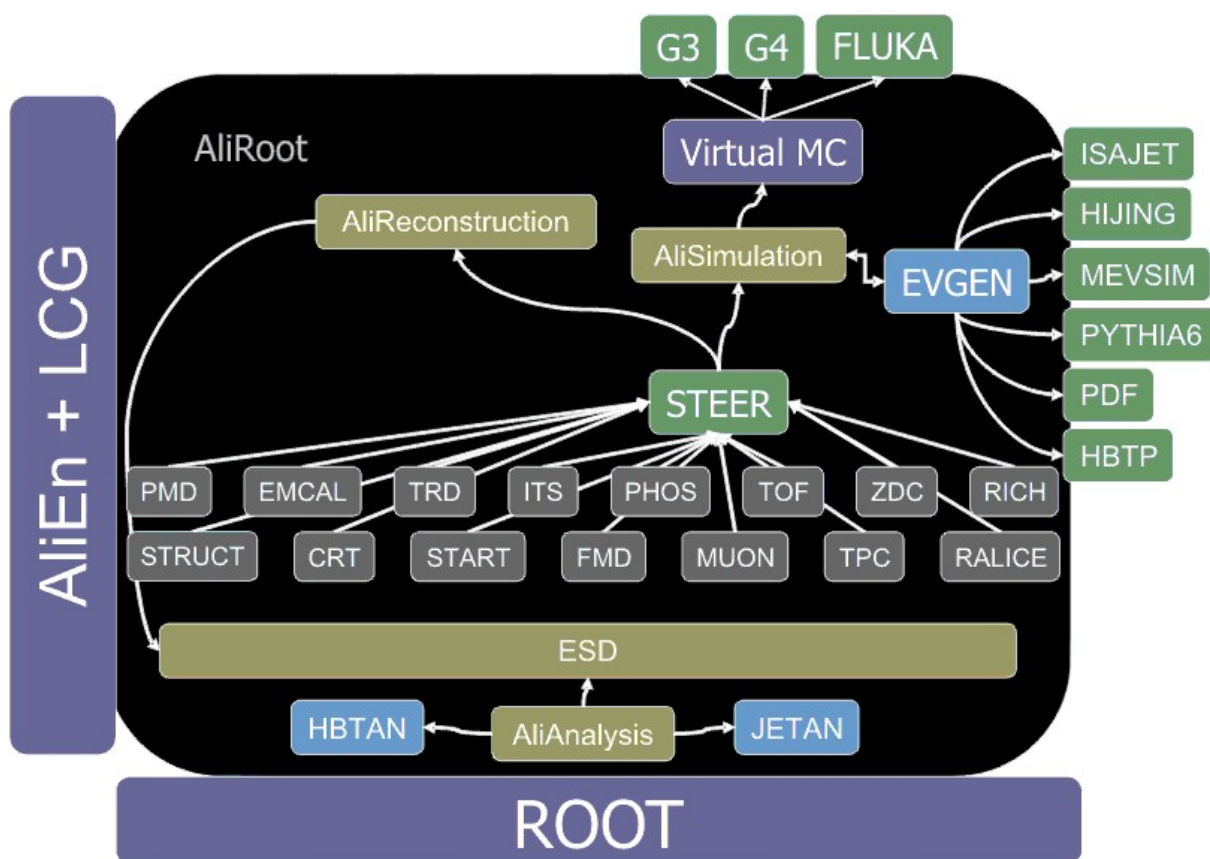


図 2.10: AliRoot の構造 [19] シミュレーション、データ再構成、解析の全てが処理できる

ALICE 実験では、物理結果を得る段階で、RAW、ESD、AOD の 3 つのデータ形式が存在する。RAW データは様々な検出器要素へのヒットに対応する形で記録される。物理解析を行うために、検出器を横切る単一の粒子によって生成されるヒットをつなぐことにより飛跡とし、それはその後物理のパラメータ (位置、運動量など) を抽出するのに使われる。RAW データからデータを再構成されたものを Event-Summary-Data(ESD) と呼ぶ。データの再構成とは物理解析に必要な情報を抽出し、各事象を整理してまとめられた形で出力することである。さらに、解析に必要な計算資源を減らすために、ESD から情報の一部を抽出したデータを Analysis-Object-Data(AOD) と呼ぶ。AOD は ESD と比べ典型的にデータ量は 10 分の 1 に相当する。そして最後に AOD を用いて解析を行うことによって最終的に必要な物理信号を得る。

第3章 強磁場生成の直接的検出手法

本研究室では高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の直接的検出を目的とした先行研究として強磁場中での仮想光子偏極による磁場方向に対する電子・陽電子対の方位角非等方性の測定が行われている。

本研究ではこの先行研究とは異なる、より直接的な新しい強磁場探索アプローチ法として磁場に依る荷電粒子の偏向の測定を提案する。

3.1 荷電粒子が受ける強磁場の影響

電場や磁場の中で荷電粒子が運動すると、荷電粒子は電場・磁場から力を受ける。この力をローレンツ力という。電荷 q を持つ荷電粒子が電場 \mathbf{E} 、磁束密度 \mathbf{B} の磁場の中を速度 \mathbf{v} で運動しているとき、荷電粒子が受けるローレンツ力 \mathbf{F} は

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

と表わされる。荷電粒子は、電場からは電場の方向に沿って、磁場からは磁場と運動の方向にそれぞれ垂直に力を受ける。原子核衝突によって生成された荷電粒子は衝突による強磁場の力を受け、その運動の方向を変える。

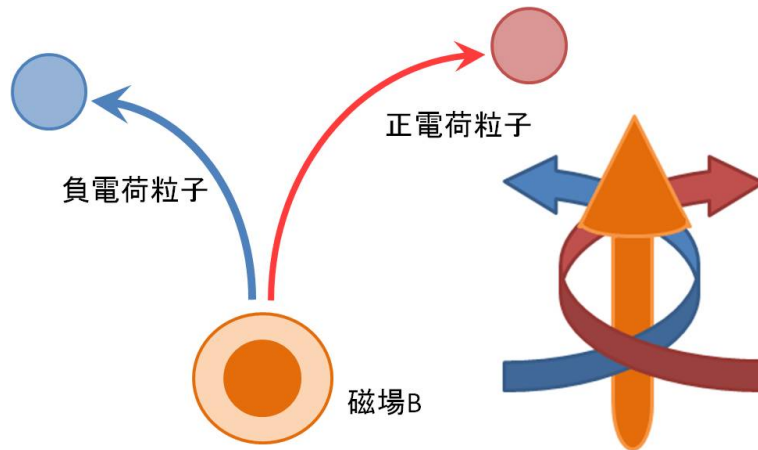


図 3.1: 電荷に依る磁場に対する偏向方向の違い
磁場に対して、負電荷は右ねじ方向に、正電荷は左ねじ方向に曲がる。

高エネルギー原子核衝突によって生じる磁場の大きさは RHIC エネルギー領域で $\sim 10^{14}$ Tesla、LHC エネルギー領域で $\sim 10^{15}$ Tesla 程度まで達している。この磁場は衝突直後から減少するが、QGP の寿命程度の時間までは保たれると推測している。

運動量 p を持つ電子がこの強磁場 B 中を進む時の曲率半径 R は

$$p[\text{GeV}] = 0.3 \times B \times R[\text{T} \cdot \text{m}] \quad (3.2)$$

によって計算できる。例えば運動量が 1 GeV の電子が $B = 10^{14}$ Tesla の磁場中を運動するとき、曲率半径 R は $\frac{1}{3} \times 10^{-13}$ m である。このとき、電子は 1fm 進む時に 1.5 度程度曲がる。原子核衝突によって生じる強磁場は QGP の大きさ程度の範囲に影響を与えると考えられ、QGP の大きさは原子核の大きさ程度であり、 ~ 10 fm 程度である。よって、この磁場に依る偏向は十分に検出可能であると推測する。

3.2 磁場に依る電子・陽電子対の偏向の測定手法

次に具体的な荷電粒子偏向測定の手法を説明する。節 3.1 で説明した強磁場の効果は電荷の符号によって逆向きの方向に生じる。その違いを利用することによって、原子核衝突によって強磁場が生成されていることを検出する。

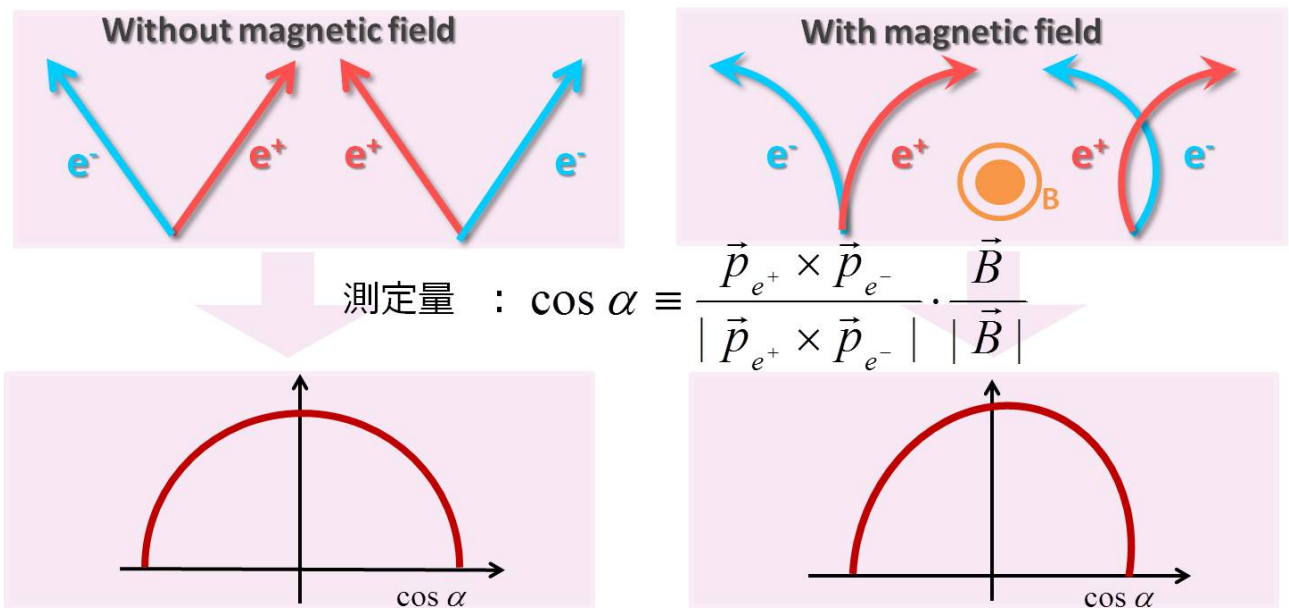


図 3.2: 強磁場に依る電子・陽電子対の偏向
電荷の正負で偏向が逆向きであることを利用する

この手法では同地点より対に生成した正と負の電荷をもつ 2 つの荷電粒子を用いる。ここでは、電子・陽電子対を用いて説明する。

例えば磁場が生成しない場合、崩壊によって生成した電子と陽電子は崩壊したときの方向を保ち飛んでいく。しかし、磁場が生成している場合、電子と陽電子は強磁場の効果を受け各々が磁場に対して電子なら右ねじ方向に、陽電子なら左ねじ方向に偏向し、検出された陽電子から電子への方向ベクトルは強磁場ベクトルに対して同方向に揃う。図 3.2 を見るとわかるように、強磁場が存在しない場合、対生成した電子・陽電子の飛ぶ方向はランダムであり、もちろん検出した電子・陽電子対の位置関係も同様である。しかし、強磁場の効果を受けると、電子・陽電子対の生成した方向にかかわらず、強磁場によって各々が逆方向に曲げられることで測定される電子と陽電子の位置は一方向に揃うのである。

この効果を測定するために、以下の観測量を提案する。

$$\cos\alpha \equiv \frac{\vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-}}{|\vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-}|} \cdot \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \quad (3.3)$$

この観測量 $\cos\alpha$ は電子と陽電子が作る面ベクトルと磁場ベクトルの間の角度を表している。磁場の効果を受け偏向しているのならば $\vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-}$ ベクトルは強磁場ベクトル方向と同方向に向く傾向を持つはずである。よって $\cos\alpha$ 分布は正方向に偏り、分布に歪みが生じることが考えられる。

このように、 $\cos\alpha$ 分布の歪みを確認することにより、強磁場による偏向が存在しているか、どの程度の偏向が観測されているかを評価する。分布の歪みを表す指標としては、歪度 (skewness) という値を導入する (付録 D)。歪度とは分布の左右非対称性を示す値であり、右に歪んだ分布では歪みの度合いに応じた負の値を持つ。歪みが右に寄ればよほど値は負に大きくなっていく。つまり、本手法では、 $\cos\alpha$ 分布の歪度が負に大きければ大きいほどより強く偏向が観測されているということになる。

3.3 直接仮想光子崩壊による電子・陽電子対

強磁場は衝突直後に最大値を取り、急激に減少していく。そのため強磁場の効果を受けるためには、衝突初期に生成される荷電粒子でなければならない。さらに、この手法を適用する粒子は同じ地点から生成された正と負の電荷をもつ粒子対である必要がある。この二つの条件を満たす荷電粒子対として、本研究では、直接仮想光子崩壊によって生成された電子・陽電子対を用いることにした。

直接光子とは節 1.4 で説明した通り、ハドロンの崩壊に依らずに衝突反応から直接生み出される光子であり、衝突極初期に生成される。そのため、直接仮想光子崩壊によって生成される電子・陽電子対は強磁場中を通過するため、検出される際に磁場の情報を持っていることが推測できる。更に、その崩壊はできるだけ早いことが好まれる。仮想光子の崩壊時間は不確定性原理に拠るため、エネルギーが高い仮想光子を用いればよい。よって、本検出手法では、エネルギーが高い摂動 QCD 直接仮想光子崩壊を起源とする電子・陽電子対を測定することが理想となる。

ただし、エネルギーの高い直接仮想光子を見たいからといって運動量の高い直接仮想光子を見てはならない。本研究では強磁場に拠る電磁気力を利用している。もちろん偏向が大きければ大きいほどより観測できることが期待できる。電磁気力は運動量に依存する力であり、運動量が小さいほどよく偏向する。そのため、低運動量の電子・陽電子対を用いるべきである。崩壊した電子・陽電子対の運動量は親の運動量に依存するため、親の直接仮想光子の運動量はできうる限り小さいものが好まれる。よって、本研究では高質量、低運動量の直接仮想光子を用いることが適切であると推測される。

3.3.1 高エネルギー原子核衝突における電子・陽電子対生成

高エネルギー原子核衝突では電子・陽電子対が直接仮想光子に崩壊以外にも様々なプローブで生成される。図 3.3 は、ALICE 実験核子対あたり重心系衝突エネルギー 7 TeV 陽子-陽子衝突における電子・陽電子対の質量分布である。 M_{ee} は電子・陽電子の不変質量、 M_e は電子の質量を表しており、 f_* は各々の形状因子である。点線は各ハドロンを起源とする電子・陽電子対の質量分布を表しており、それらの合計が黒い線の cacktail sum である。つまり、黒線は直接光子起源の電子・陽電子対以外の起源から来る電子・陽電子対の総計である。

この図を見ると $M_{ee} < 0.13 \text{ GeV}/c^2$ の領域では π^0 の崩壊より生成される電子・陽電子対が支配的になっており、直接仮想光子についての S/N 比 (信号とバックグラウンドの比) が非常に小さくなっている。その後、 $1.5 < M_{ee} \text{ GeV}/c^2$ の領域において S/N 比が比較的改善されていることが見て取れる。更に不変質量が大きくなるにつれてチャームクォーク起源の電子・陽電子対が増加している。これにより、高い不変質量領域では、S/N 比が小さくなってしまふ。

この結果は PHENIX 実験の結果と大差ないものである。PHENIX 実験では、これらの S/N 比を考慮し、 $120 < M_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$ でフィットして直接光子の増加分を評価し直接光子の収量を決定している。

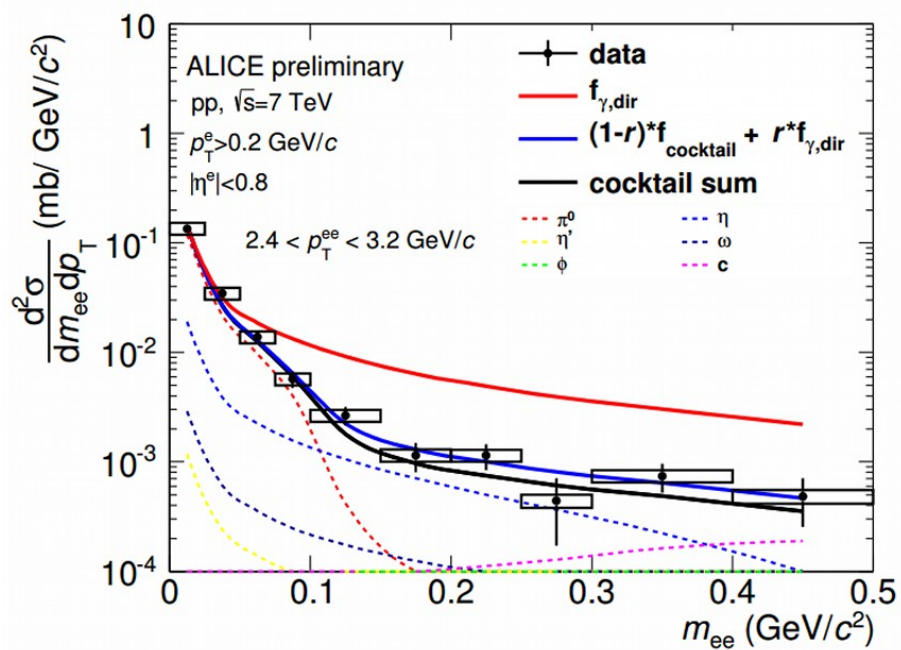


図 3.3: ALICE 実験における電子陽電子対の質量分布 [21]

第4章 シミュレーションによる偏向度の見積もり

本章では、LHC エネルギーで生成されると考えられる強磁場下で期待される電子・陽電子対の偏向度合いの計算方法、ならびに見積もりのシミュレーション結果を示す。

4.1 モンテカルロ計算を用いた偏向度のシミュレーション手順

まず、シミュレーションの手順について以下に記す。本研究では、モンテカルロシミュレーションによって仮想光子を生成、崩壊させ電子・陽電子対を生成し、これに磁場の効果による偏向を付随させ、第3章で説明した観測量を適用することで、どの程度の偏向による効果が得られるかを確認した。

1. 実験室座標系において仮想光子を生成する。この時、仮想光子の各々のパラメータは実データに近い状態を再現するため、以下のように設定した。

不変質量 (M_{ee}) : $120 < M_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$ の範囲で実データの不変質量分布を1次関数で再現する。(図 4.1)

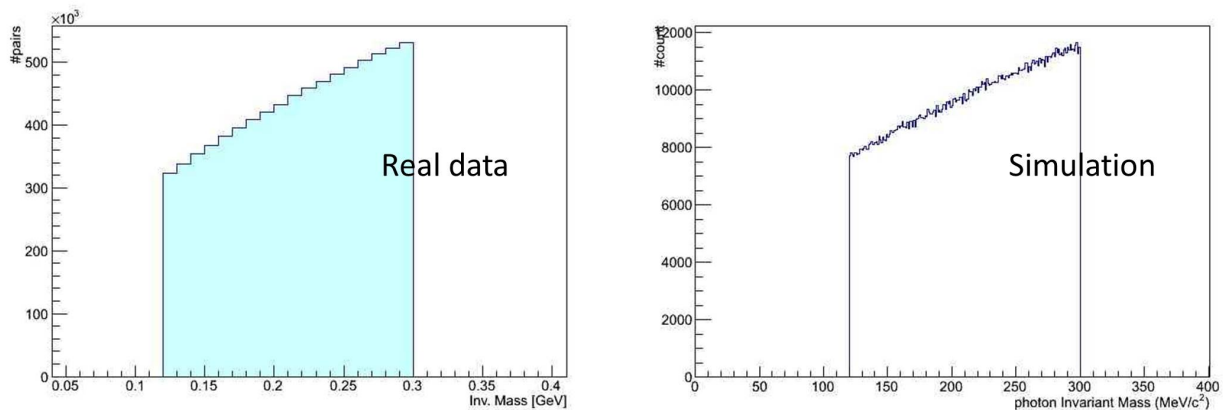


図 4.1: 電子・陽電子対の不変質量分布 (左: 実データ 右: シミュレーション)

運動量 (p) : 実データの横方向運動量 p_t 分布をランダウ分布でフィットし、シミュレーションで再現する。(図 4.2 上)
実データのビーム軸方向運動量 p_z を2ガウシアン分布でフィットし、シミュレーションで再現する。(図 4.2 下)
 p_t と p_z から運動量 p を決定する。

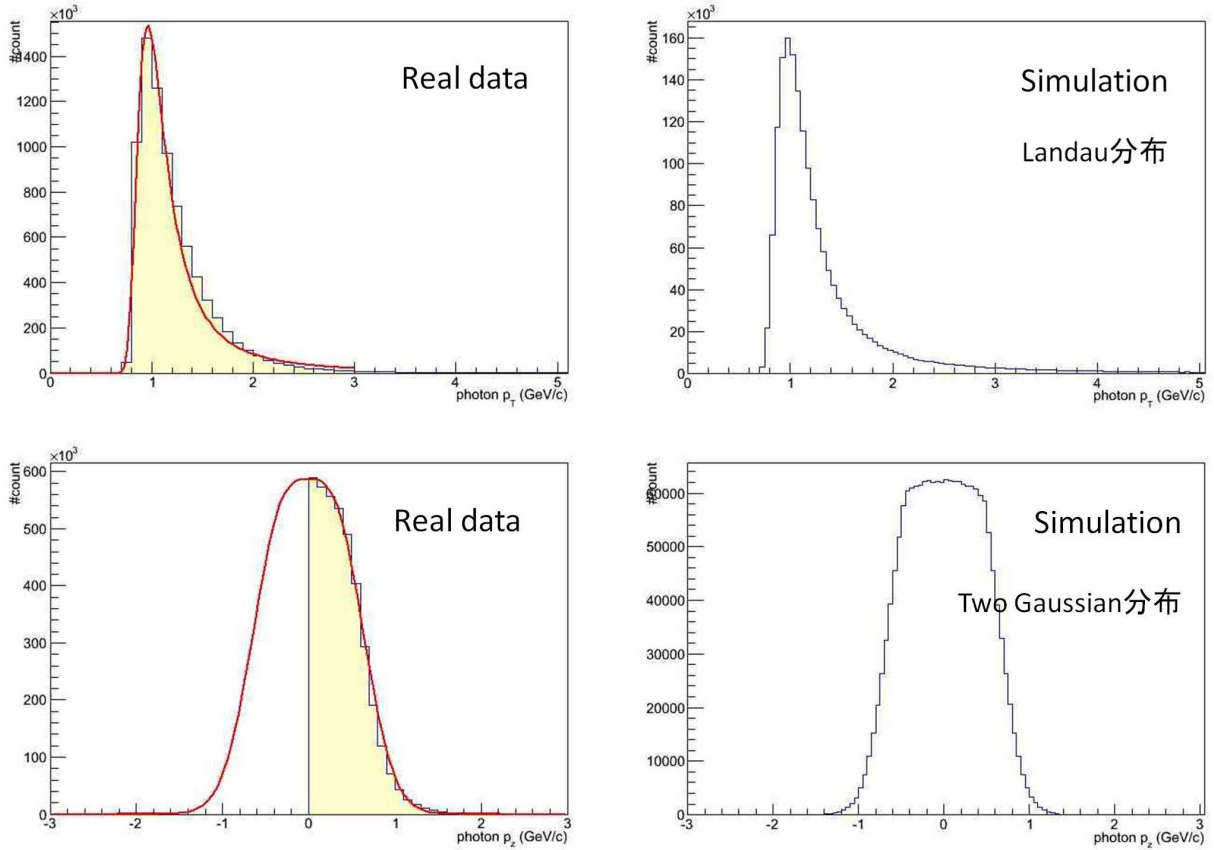


図 4.2: 電子・陽電子対の p_T 分布と p_z 分布 (左: 実データ 右: シミュレーション)

2. 実験室座標系から仮想光子の重心座標系にローレンツ変換を行い、仮想光子を運動力学に基づき電子、陽電子に二対崩壊させる。
3. 崩壊させた電子、陽電子を再びローレンツ変換を行い実験室系に戻す。
4. 電子、陽電子が 1fm 進む間強磁場の効果を受けると仮定し、各々の運動量に対して偏向させる。この時、強磁場は常に+y 軸方向に生成しており、受ける磁場の強さは一様に 10^{14} Tesla とする。電子・陽電子は強磁場に垂直な成分 p_{xz} に対応した角度だけ y 軸周りを偏向する。ここで、偏向する角度は

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3 \times B \times R \quad [Tm] \quad (4.1)$$

の式を用いて導出した。曲率半径 R の値より、1fm 進んだ時の角度が算出できる。

5. 最終的な運動量から電子・陽電子対毎の $\cos\alpha$ を計算し、分布を作成する。この時、検出器のアクセプタンスを考慮するため、ALICE 検出器によって検出できる範囲の ϕ 、 η に入ってきた電子、陽電子対についてのみ取り扱う。本研究では、実データにおいて TPC、TOF、ITS を用いて電子・陽電子対を識別するためこれらの検出器のアクセプタンスを考慮し、 $-0.9 < \eta < 0.9$ の範囲に入射した電子、陽電子対のみを取り扱った。

図 4.3 は生成された電子・陽電子の 3次元分布である。検出器のアクセプタンスに依って大きい p_z を持つ電子・陽電子は検出されない。

図 4.4 は電子及び陽電子の強磁場の効果に依る偏向の大きさを示している。電子の p_{xz} 運動量によって偏向の大きさが決まる。

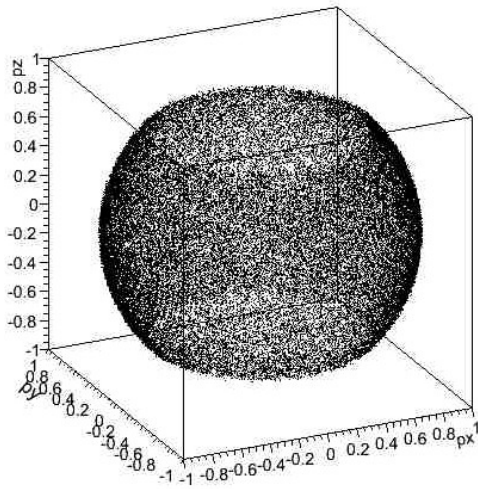


図 4.3: 電子・陽電子の運動量分布

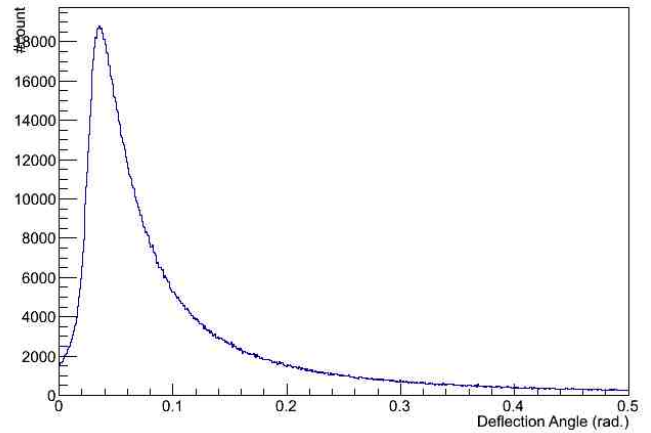


図 4.4: 電子及び陽電子の偏向度

4.2 電子・陽電子対の偏向のシミュレーション結果

以上の手順でシミュレーションを行った結果を次に示す。

図 4.5 は黒線が磁場が存在しないと仮定した場合、赤線が磁場が存在しており電子・陽電子が上に記した磁場の効果を受けると仮定した場合の各々の電子・陽電子対の $\cos\alpha$ 分布である。ここで、分布の形は検出器のアクセプタンスの影響である。本来ランダムな2つのベクトルの \cos 分布は一様分布を示す。しかし、本シミュレーションでは検出器のアクセプタンスを考慮し電子・陽電子の運動量 p_{e^-}, p_{e^+} の η 分布は $-0.9 < \eta < 0.9$ に限られている。これにより、 η 方向に開いた電子・陽電子対の数が減り、磁場と平行な $\vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-}$ ベクトルが少なくなる。その効果によって $\cos\alpha$ 分布は両端が落ちた形をしている。

磁場が存在していない場合、分布の歪みは見られず、-1 から 1 の範囲で左右対称に $\cos\alpha$ が分布している。一方、強磁場の効果を受けると仮定した場合、明らかに右方向に分布がゆがんでいることが分かる。これは電子・陽電子対が強磁場の影響により偏向した効果によって、陽電子から電子への外積ベクトル $\vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-}$ が強磁場方向に対して同方向に揃ったことにより、観測量 $\cos\alpha$ が相対的にプラスに寄ったためである。

表 4.1 は磁場が存在しない場合 (黒線) と存在する仮定した場合 (赤線) の各々の $\cos\alpha$ 分布の平均値と歪度の値である。分布をみると歪みは明らかであり、分布の歪度は、黒線の分布は誤差の範囲内でゼロに一致しているのに比べ、赤線の分布の歪度は -0.26 という大きい値を得ることができた。歪度を導入することで分布の傾きをきちんと評価することが可能である。

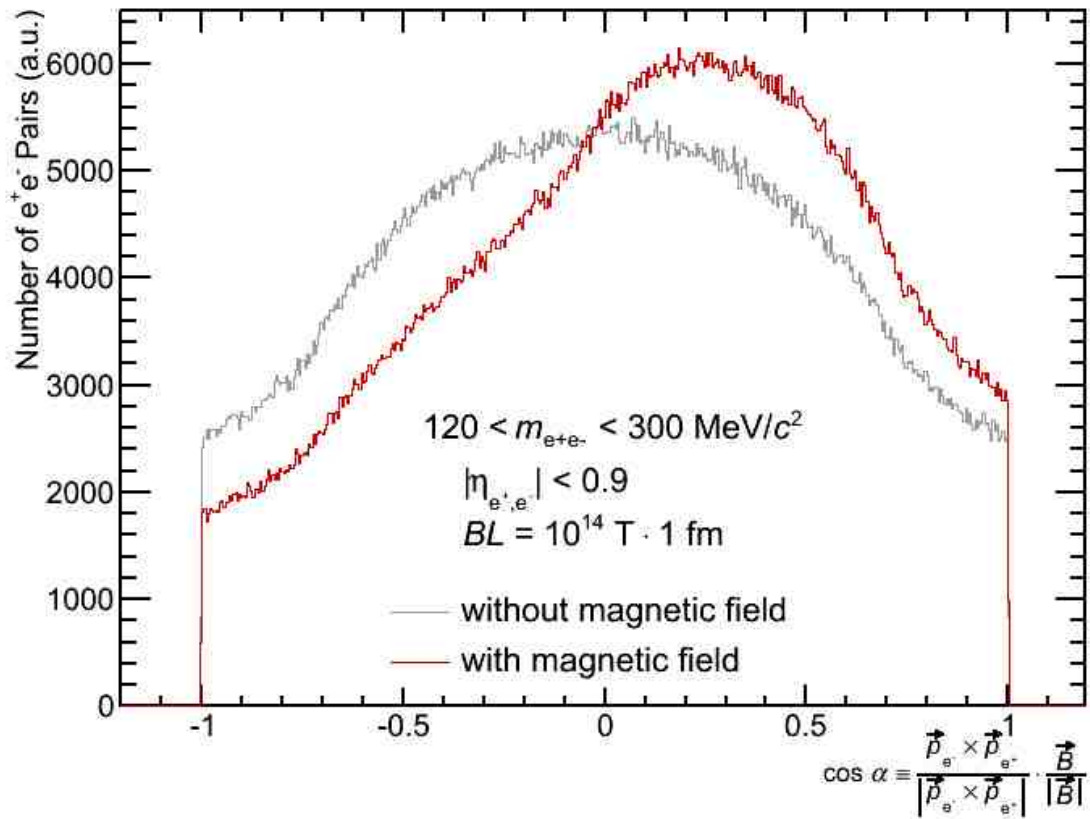


図 4.5: 1 電子・陽電子対の α 分布 黒線が磁場が存在しないと仮定した場合、赤線が磁場が存在しており電子陽電子が上に記した磁場の効果を受けると仮定した場合の各々の電子・陽電子対の α の分布

表 4.1: 磁場が存在している場合としていない場合の平均値と歪度の値

	平均値		歪度	
磁場が存在していない場合 (灰色)	-0.0008	\pm 0.0020	0.0011	\pm 0.0085
磁場が存在していると仮定した場合 (赤色)	0.1029	\pm 0.0020	-0.2613	\pm 0.0096

このシミュレーションは全電子・陽電子対が磁場の効果を受けると仮定している。実際に測定される実験データには磁場がなくなってから生成される電子・陽電子対やバックグラウンド等も混ざっているため、実際測定される偏向解析の結果ではシミュレーション結果が薄まったものが測定されるが、十分に観測可能であると推測できる。

第5章 電子・陽電子対の偏向解析

本章では、実際に ALICE 実験の実データを用いて行った電子・陽電子対の偏向解析の手順を示す。

5.1 解析データ

本研究では、2011 年に行った核子対あたり重心系衝突エネルギー 2.76TeV 鉛-鉛原子核衝突を ALICE 検出器で測定したデータを使用して偏向解析を行った。解析したデータの Run Number を以下に示す。

Run number (AOD115):

170593, 170572, 170388, 170387, 170315, 170313, 170312, 170311, 170309, 170308, 170306, 170270, 170269, 170268, 170230, 170228, 170207, 170204, 170203, 170193, 170163, 170159, 170155, 170091, 170089, 170088, 170085, 170084, 170083, 170081, 170040, 170027, 169859, 169858, 169855, 169846, 169838, 169837, 169835, 169591, 169590, 169588, 169587, 169586, 169557, 169555, 169554, 169553, 169550, 169515, 169512, 169506, 169504, 169498, 169475, 169420, 169419, 169418, 169417, 169415, 169411, 169238, 169167, 169160, 169156, 169148, 169145, 169144, 169138, 169099, 169094, 169091, 169045, 169044, 169040, 169035, 168992, 168988, 168826, 168777, 168514, 168512, 168511, 168467, 168464, 168460, 168458, 168362, 168361, 168342, 168341, 168325, 168322, 168311, 168310, 167988, 167987

また、ALICE 実験では、特定の条件、または閾値を課すことで、多種多様に異なる物理的特徴を持った事象の選別を行っている。これをトリガーという。本解析ではミニマムバイアストリガー、Central トリガー、SemiCentral トリガーを用いて取られた事象を選んで解析を行った。ミニマムバイアストリガーとは、もっとも一般的なトリガーであり、これは衝突が保障された事象、つまり出来るだけ全ての衝突事象を測定するトリガーである。Central トリガー、SemiCentral トリガーとは各々 Centrality が 0-10%、10-50% の事象を測定するトリガーである。

表 5.1: 各 Centrality の Event 数

Centrality	0-10 %	10-30 %	30-50 %	50-90 %
Event	35.0M	10.9M	9.9M	4.7M

5.2 中心衝突度の決定

原子核衝突実験において衝突時の幾何を制御することはできず、衝突事象毎にその幾何は異なる。2つの原子核同士はほぼ中心で衝突したり、ずれて衝突したり、もしくは少し掠る程度の衝突であったりし、これらは事象毎にランダムなのである。ALICE 実験では、この原子核同士の中心衝突度を Centrality という値で表す。Centrality 0%は中心衝突を表し、Centrality が増えるにつれ非中心度が大きくなっていく。Centrality は VZERO 検出器で測定された生成粒子多重度に依って決定する。図 5.1 は VZERO 検出器の多重度と Centrality との関係を示した図である。多重度が多いほど Centrality は小さくなる。

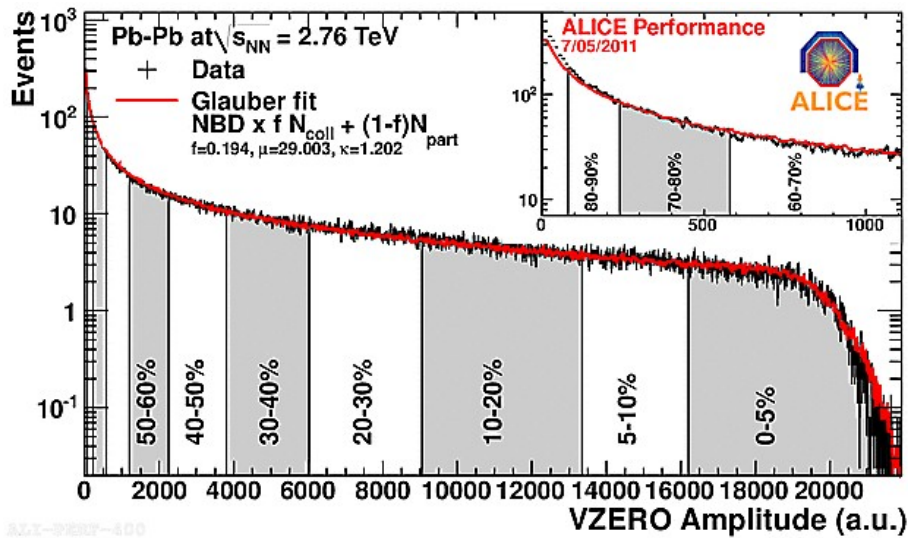


図 5.1: VZERO 検出器に依る Centrality の決定

5.3 強磁場方向ベクトルの決定 [22]

本手法では、事象毎に強磁場の方向を決定づける必要がある。高エネルギー原子核衝突によって衝突原点に生じる磁場は反応平面に対して垂直方向に生じると考えられるため、磁場の軸は反応平面を再構成することによって決定することができる。しかし、この方法で決定できるのは磁場の軸のみであって、方向まで決定することはできない。反応平面は ALICE 実験において $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ の範囲の面としてしか測定されておらず、方向は決定しないからである。

強磁場方向は原子核衝突の幾何に依って決まる。図 5.2 に示すように、同じ反応平面の事象であっても、原子核の衝突のずれの方向の違いによって生成される強磁場の方向は 180 度異なる。つまり、強磁場の方向は反応平面の表裏を決定づけることによって決定可能である。

本研究では、spectators 中性子を用いて事象毎に表裏を含めた反応平面を決定した。なお、この反応平面の表裏決定の解析は本著者が平成 24 年度卒業論文 [22] で行った研究である。

衝突に関与しない spectators は、衝突後光速に近い速度で直線的に飛び去ると考えられている。よって、非中心衝突では、+方向に進む spectators と -方向に進む spectators は衝突中心軸から点対称にずれており、そのずれを保ったまま飛び去り、測定されるはずである。このずれの方向が反応平面の表裏であるため、ずれの方向を検出できれば表裏を含めた反応平面が再構成できる。本来、このずれは衝突係数と同様の大きさであり、原子核の大きさ fm オーダー程度のずれであるため、測定することは不可能であると思われるが、実際の高エネルギー衝突実験では spectators

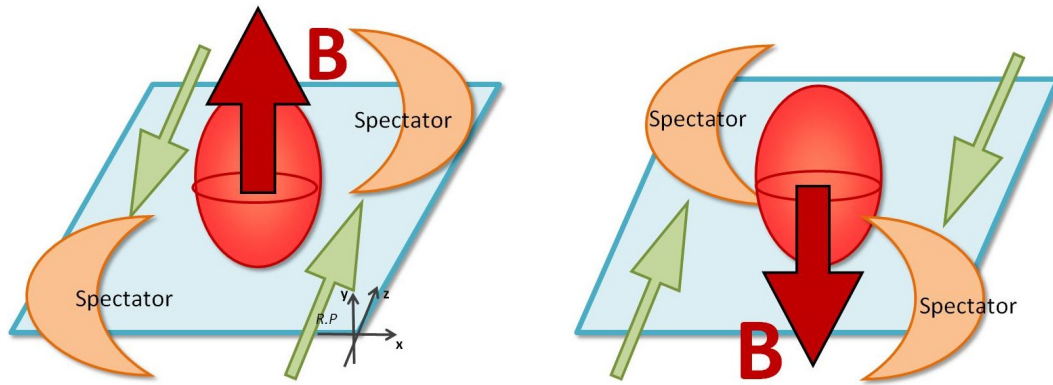


図 5.2: 強磁場の方向と反応平面の裏表との関係

は衝突の衝撃により僅かに外向きにキックを受け、ずれが大きくなることで測定が可能である。

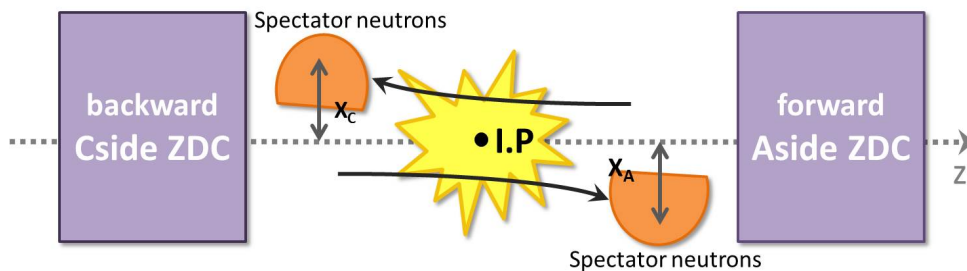


図 5.3: spectator 中性子を用いた表裏を含んだ反応平面の決定

spectators 中性子を測定している ZDC-ZN 検出器によって検出された spectators 中性子の衝突重心を測定し、表裏を含めた反応平面を再構成する。ZDC 検出器で測定されているエネルギーは spectators 中性子の数に比例していると考えられるため、衝突重心は Aside、Cside の ZDC-ZN 検出器において、各 Tower の中心座標 \mathbf{r}_k と測定したエネルギー E_k を用いて式 (5.1) によって計算できる。

$$(Q_X, Q_Y) = \frac{\sum_{k=1}^4 \mathbf{r}_k E_k}{\sum_{k=1}^4 E_k} \quad (5.1)$$

さらに、求められた衝突重心 (Q_X, Q_Y) より、以下の式で反応平面を再構成する。

$$\Phi_{A,C} = \arctan\left(\frac{Q_{X_{A,C}}}{Q_{Y_{A,C}}}\right) \quad (5.2)$$

図 5.4(a) は Aside と Cside の ZDC-ZN 検出器で測定された衝突重心の相関を表している。Aside、Cside の衝突重心に明らかな相関が見える。これは、spectators 中性子がイベント毎に点対称にずれていることがきちんと検出できており、表裏まで含めた反応平面が再構成できることを示している。さらに、本手法で再構成した表裏を含めた反応平面と VZERO 検出器で再構成した反応平面との相関を確認した。ZDC-ZN 検出器で再構成した反応平面と VZERO 検出器で再構成した反応平面はどちらも衝突幾何に依り決まるものであり、本来同じ平面を見ているはずである。そのため、これらは相関をもつと考えられる。図 5.4(b) は ZDC-ZN 検出器で再構成した表裏

まで含めた反応平面と VZERO 検出器によって $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ 再構成された反応平面との相関を表している図である。図を見てわかる通り、これら二つの方法で再構成された反応平面に相関があることが確認できた。

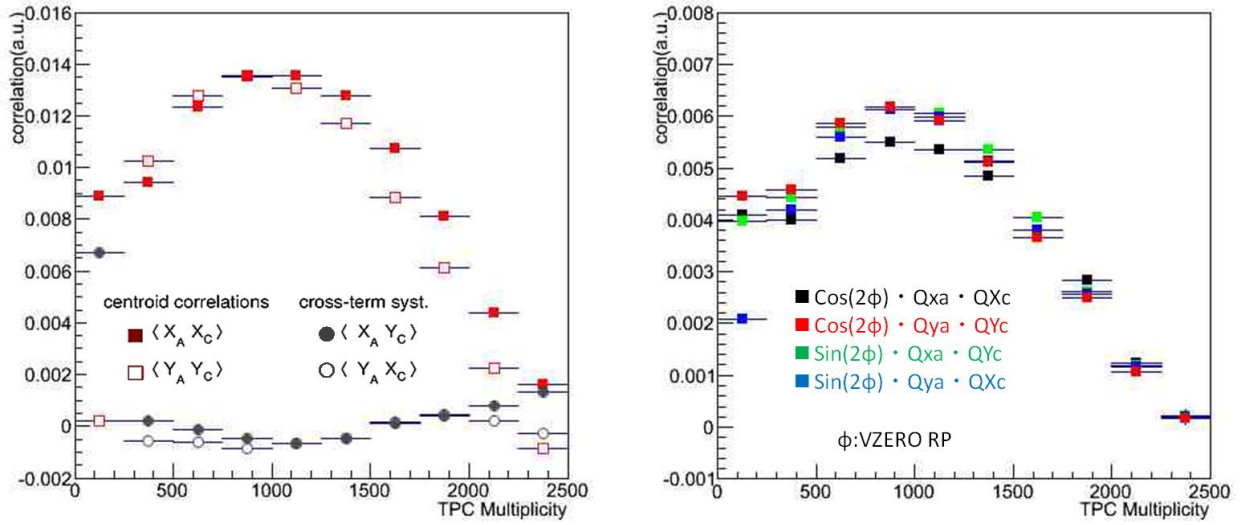


図 5.4: (a)Aside ZDC と Cside ZDC の相関
(b)ZDC で決めた反応平面と VZERO 検出器で決めた反応平面の相関

よって、ZDC-ZN 検出器を用いることで表裏まで含めた反応平面の決定が可能であることがわかった。図 5.5 は ZDC によって再構成された反応平面の分解能を表している。ZDC によって再構成された反応平面は非中心衝突においてよい分解能をもつ。

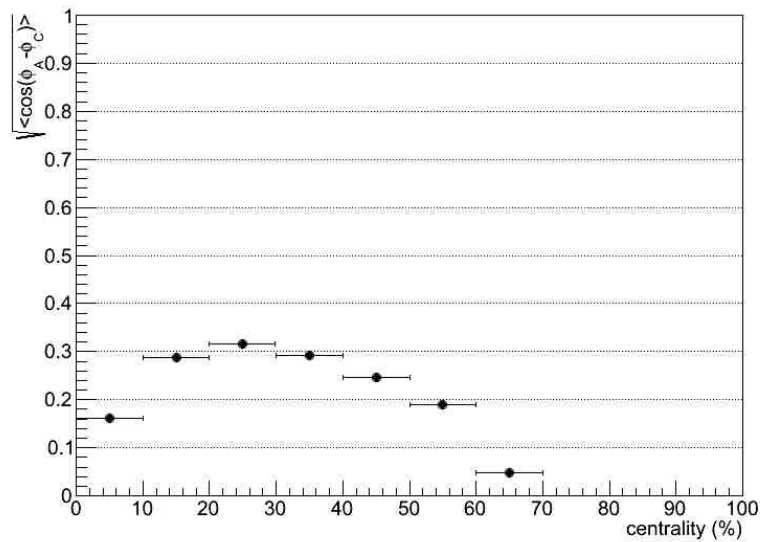


図 5.5: Aside ZDC と Cside ZDC で決めた反応平面の相関

これに依って求められた反応平面の垂直方向 $\Phi + \pi/2$ が磁場の方向である。

5.4 電子測定

本研究では ALICE 検出器の ITS、TPC、TOF(第 2 章) を用いて荷電粒子の飛跡測定、及び電子識別を行う。

5.4.1 荷電粒子の飛跡測定

表 5.2 は本解析で行った荷電粒子の飛跡再構成のためのパラメータのカットである。

表 5.2: 飛跡再構成のパラメータのカット

Cut criteria	Cut details
kinematics	$ \eta < 0.76$ $p_T < 3.5 \text{ GeV}/c$
Global	$ DCA_{xy} < 1 \text{ cm}$ $ DCA_z < 3 \text{ cm}$
ITS	number of clusters $N_{cls} \geq 4$
TPC	number of cross rows $N_{cls} > 100$ number of clusters for dE/dx : $N_{cls} > 50$ $N_{cr}/N_{clsF} > 0.8$ $\chi^2/N_{cls} \leq 4$

本解析では、ラピディティ $|\eta| < 0.76$ 、横方向運動量 $p_T < 3.5 \text{ GeV}/c$ を持つ荷電粒子について飛跡再構成を行った。ここで、用いられる検出器のラピディティは $|\eta| < 0.9$ であるが、検出器の端の影響を除外するためにラピディティを $|\eta| < 0.76$ としている。

DCA とは、高エネルギー原子核衝突において生成された粒子の崩壊粒子が作る飛跡とビーム衝突点との最近接距離である。この DCA は、親粒子の寿命に依存する値である。ここでは、ビーム衝突点近傍で崩壊した粒子を選別するため、DCA のカットを $|DCA_{xy}| < 1 \text{ cm}$ 、 $|DCA_z| < 3 \text{ cm}$ とした。

ITS においてはクラスタの数が 4 以上であることを要求している。TPC について、number of cross rows とは、track を再構成した際の TPC の内側のクラスタから外側のクラスタまでに hit したパッド列の数である。今回は cross rows の数が 100 以上、クラスタの数が 50 以上、 χ^2/N_{cls} が 4 以上であり、なおかつ cross rows とクラスタの数の比が 0.8 以上、つまり cross rows の数がクラスタの数より多いことを要求している。

5.4.2 電子識別

高エネルギー原子核衝突では多種多様な粒子が生成される。この多数の粒子の中から電子を識別しなければならない。本解析では、以下の流れで電子識別を行った。

1. $-4 < n\sigma_e(\text{ITS}) < 1$ を要求
TOF シグナルが得られる場合、 $|n\sigma_e(\text{TOF})| < 3$ を要求
2. $|n\sigma_\pi(\text{TPC})| < 3$ を除外
 $-1.5 < n\sigma_e(\text{TPC}) < 3$ を要求

ここで、 $n\sigma$ は測定した電子の dE/dx の中心値からどのくらい離れているかの値であり、以下で示すことができる。TOF については測定された粒子の速度から、同様に $n\sigma$ を用いて電子識別を行う。

$$n\sigma = dE/dx < dE/dx > \quad (5.3)$$

図 5.6 は左が ITS の dE/dx 、TOF は粒子速度 β の分布である。これらの電子における $n\sigma$ を計算し、過程 1 の処理を行う。図 5.7 は過程 1 後の TPC の dE/dx から導かれた σ_e の分布である。これに対し、次に過程 2 を行うことで、電子を識別する。

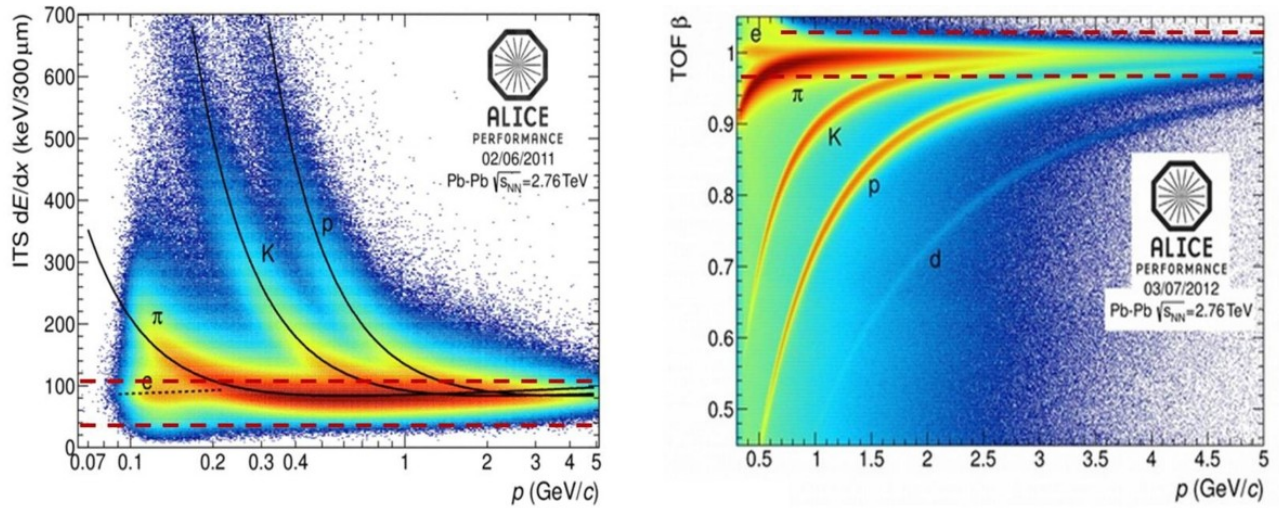


図 5.6: ITS,TOF による電子識別

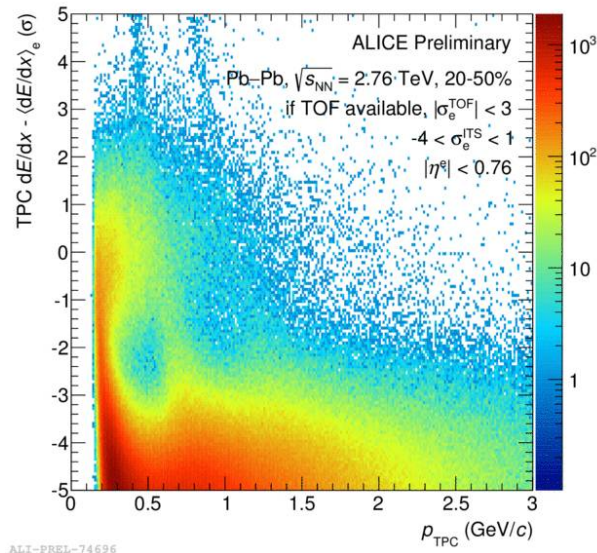


図 5.7: ITS,TOF による識別後の TPC の σ_e の運動量分布

この方法を用いることで、電子識別におけるハドロンの混入を概算で 10% 以下にまで抑えることができる。

5.5 不変質量分布

実験において測定される物理量はエネルギー、運動量が主である。そのため、質量はこれらの物理量より計算し導出する。高エネルギー衝突において粒子は光速近くまで加速されているため、相対論的な効果を考慮し、ローレンツ不変量として質量を求める。二体崩壊の場合の不変質量の一般的な定義式を以下に示す。

$$M_{12} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2)} \quad (5.4)$$

この時、 \vec{p}_1, E_1, m_1 や \vec{p}_2, E_2, m_2 は、それぞれの崩壊後の粒子の4元運動量、エネルギー、そして静止質量である。

測定された電子・陽電子対に対して上記の計算を行い、崩壊前の親粒子の不変質量を求める。

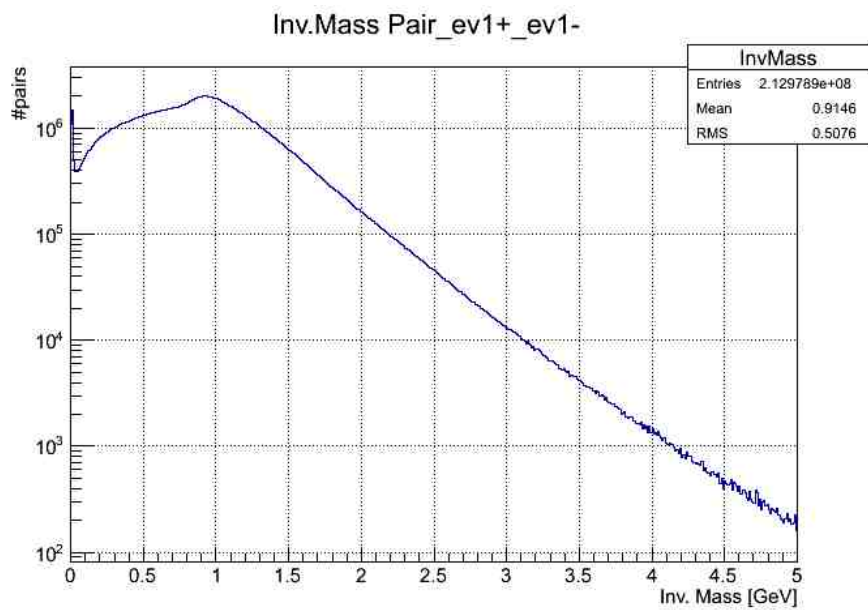


図 5.8: 電子・陽電子対の不変質量分布

5.6 無相関な電子対の見積もりと差し引き

電子対のバックグラウンドとして、Combinatorial background と Correlated pairs background があげられる。Combinatorial background とは、異なる親粒子を持つ粒子同士の無相関な対のことである。それに対し、Correlated pairs background とは、異なる親粒子を持つ粒子同士であるが、この二つの粒子が相関を持っている者同士の対のことである。例えば、親同士が相関をもったものの電子・陽電子対の親の違う対等である。つまり、測定された電子・陽電子対の中には本来測定したい物理信号である電子・陽電子対と Combinatorial、Correlated pairs の3つが含まれており、解析結果はこれら全てを合わせた結果となっている。そのため、最終結果からバックグラウンドの寄与を差し引く必要がある。

これらのバックグラウンドは、同じイベント内の電子・電子対、陽電子・陽電子対のような同じ電荷同士を組み合わせた粒子対を用いて見積もることができる。ここで、今後は電子・電子対、陽電子・陽電子対のように同じ電荷同士の粒子のことを Like sign pairs と呼び、これに対し、電子・陽電子対のように正と負の電荷をもった粒子の対を Unlike sign pairs と呼び、区別する。Like sign Pair には物理信号は含まれておらず、Combinatorial と Correlated pairs によって構成される。そのため、Like sign pairs に対しても同様な解析を行い測定値を導出することで、これらのバックグラウンドの寄与を見積もることができる。

5.6.1 検出効率補正係数 R

Like sign pairs と Unlike sign pairs では、検出器にかけられている磁場の影響により検出効率が異なる。そのため、Like sign pairs を用いてバックグラウンドの寄与を見積もるためには、まずこの効率の違いを補正する必要がある。この違いは違うイベント同士で組み合わせた Like sign pairs と Unlike sign pairs を用いて以下の式から見積もることができる。

$$\text{検出効率補正係数 } R = \frac{N_{+-}^{mixed}}{2\sqrt{N_{++}^{mixed} N_{--}^{mixed}}} \quad (5.5)$$

Centrality 別の検出効率補正係数 R の不変質量依存性を図 5.9 に示す。不変質量が小さい領域で R ファクターが 1 より小さく、大きくなるにつれて 1 に近づいていくことがわかる。これは不変質量が小さい対は粒子同士の開き角 (Opening Angle) が小さいために検出器の端の影響が強くなるためである。Centrality については大きな違いは見られない。

図 5.10 は、同じイベントの Unlike sign pairs と別イベントの unlike sign pairs、検出効率補正係数 R を用いてスケールされた同じイベントの Like sign Pair について各々の pairs の不変質量分布を示している。これらはほぼ一致しているが、低不変質量領域で同じイベントの Unlike sign pair が大きくずれていることが見て取れる。低不変質量の対を組み合わせるためには、粒子同士が非常に近い場所にいる必要がある。そのような組み合わせの粒子対はランダムである別イベントの unlike sign Pair や同じイベントの Like sign Pair では非常に少なく、むしろ物理信号である π^0 ダリツ崩壊起源の電子・陽電子対の方が多くなるため、低不変質量領域では同じイベントの Unlike sign pair の数がバックグラウンドより多くなる。

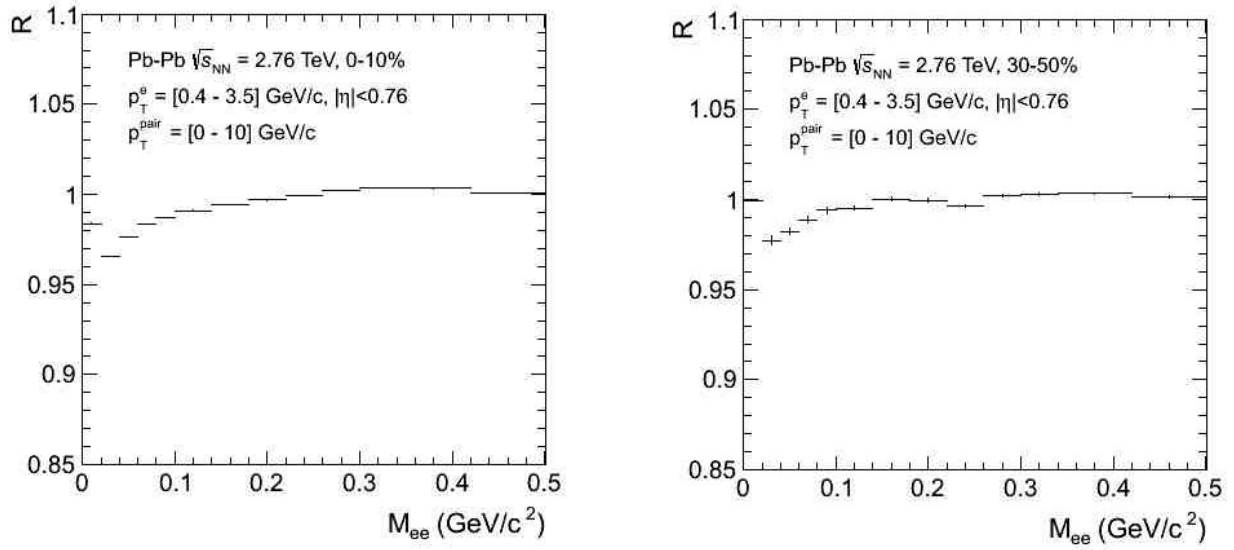


図 5.9: Centrality 0-10%、30-50%における R ファクターの不変質量依存性

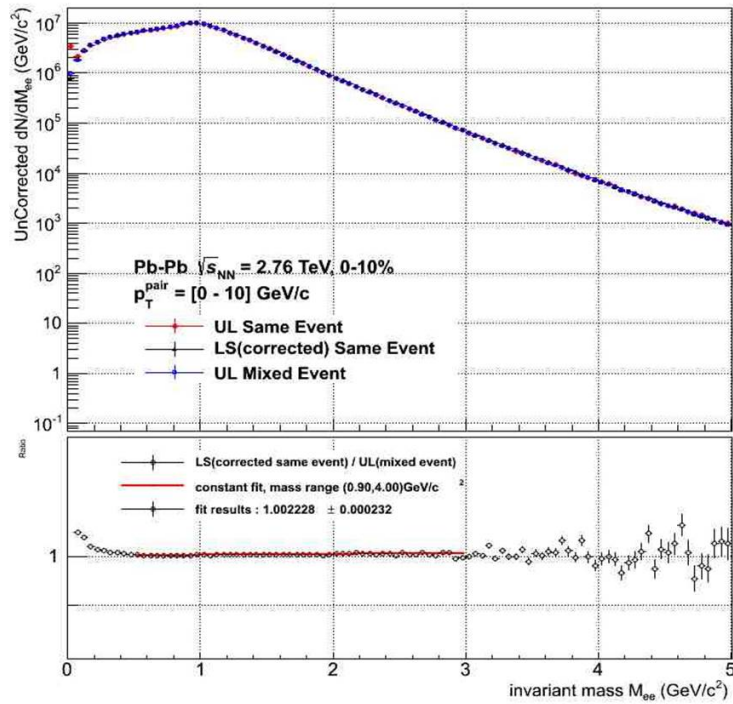


図 5.10: 同イベント、別イベントの unlike sign pairs と R 補正 Like sign pairs の不変質量分布

5.6.2 S/N 比

検出効率補正係数 R を用いて、同イベント Like sign pairs を補正することで、バックグラウンドの数を見積もることができた。これにより、全電子・陽電子対の中にどの程度物理信号の電子・陽電子対がいるかを見積もる。これを S/N 比という。

$$S/N = \frac{N_{unlike} - N_{like} \cdot R}{N_{unlike}} \quad (5.6)$$

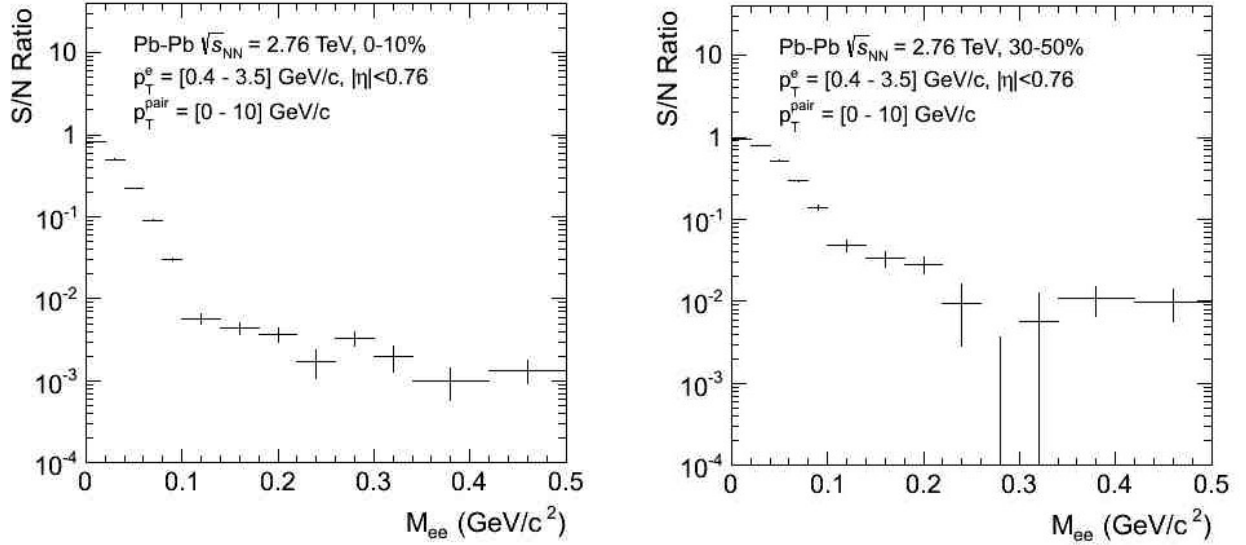


図 5.11: Centrality 0-10%、30-50%における S/N 比の不変質量依存性

図 5.9 は Centrality 別の S/N 比の不変質量依存性である。上で述べた理由によって低不変質量領域では S/N 比は高く、物理信号が支配的であることが分かる。不変質量が大きくなるにつれて S/N 比は下がっていき、一定になっていく。Centrality が 0-10% では S/N 比は 10^{-3} オーダーであるのに比べ、30-50% の時では 10^{-2} オーダーと 10 倍程度の差が出ており、Centrality が大きい方が S/N 比は大きくなり、物理信号が占める割合が大きいことが分かる。

以上の方法に依り求められた S/N 比を用いて、偏向結果より以下の式でバックグラウンドの差し引きを行う。

$$D_{signal} = \frac{1}{r} D_{Unlike} - \frac{1-r}{r} D_{like} \quad (r = S/N \text{ ratio}) \quad (5.7)$$

第6章 結果と考察

本章では、ALICE 検出器で測定した核子対あたり重心系衝突エネルギー 2.76 TeV 鉛-鉛原子核衝突のデータを用いた電子・陽電子対の偏向測定の結果を示す。

6.1 電子・陽電子対偏向の Centrality 依存性

本研究では、電子・陽電子対の不変質量を $0 < m_{ee} < 30\text{MeV}/c^2$ 、 $120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ の2領域に分け解析を行った。 $0 < m_{ee} < 30\text{MeV}/c^2$ 領域は、節 3.3.1 で示した通り π_0 ダリツ崩壊を起源とする電子・陽電子対が支配的になる領域である。この電子・陽電子対は生成が遅く、強磁場の強さが減衰した後に生成される。よって強磁場の効果を受けず、偏向が期待されない。 $120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ は直接仮想光子の有意度が最も良いと考えられる領域であり、偏向が期待される。

図 6.1 は $120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ 領域における各 Centrality 0-10%, 10-30%, 30-50%, 50-90% の $\cos\alpha$ の分布である。

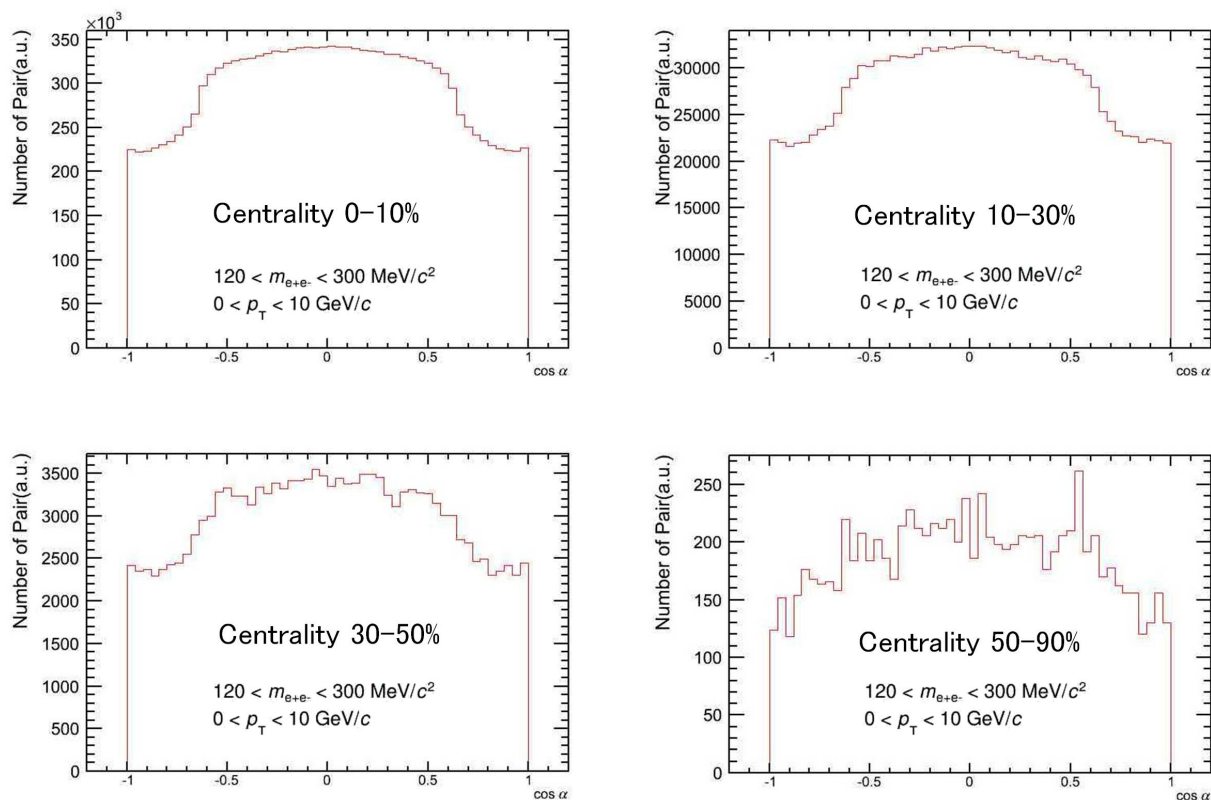


図 6.1: $120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ 領域における各 Centrality 毎の $\cos\alpha$ 分布

節 4.2 で説明した通り、分布の形は検出器のアクセプタンスの影響である。実データ解析では電子識別のため、rapidity が $|\eta| < 0.76$ の範囲の電子・陽電子対のみを選別し解析を行っている。そのため、 η 方向に広く開いた電子・陽電子対は数が少なくなるために両端が落ちた形をしている。

非中心衝突において強磁場の強度が最も強くなり、更に強磁場ベクトルの精度も高いため、強磁場の効果が期待される。Centrality 10-30%、30-50%の分布を見てみると有意な $\cos \alpha$ の歪みは現れていない。Centrality が大きくなるにつれ生成粒子数が減るために電子・陽電子対の数も十分な統計に足りておらず、分布がきちんと生成されていないことが分かる。

図 6.2 は $0 < m_{ee} < 30\text{MeV}/c^2$ 、 $120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ における各 Centrality の $\cos \alpha$ の歪度をプロットしたものである。赤点が同イベントの電子・陽電子対、黒点が別イベントを組み合わせた電子・陽電子対の $\cos \alpha$ 分布の歪度である。エラーバーは統計誤差である。黒点には物理信号は含まれておらずバックグラウンドの寄与であり、偏向は期待されない。よって、両方の領域でゼロに一致している ($0 < m_{ee} < 30\text{MeV}/c^2$ における Centrality 50-90%の点は誤差が大きく議論できない)。赤点には物理信号が含まれるため非中心衝突において偏向が期待される。しかし、分布をみると両方の領域において、有意な偏向は見られていない。

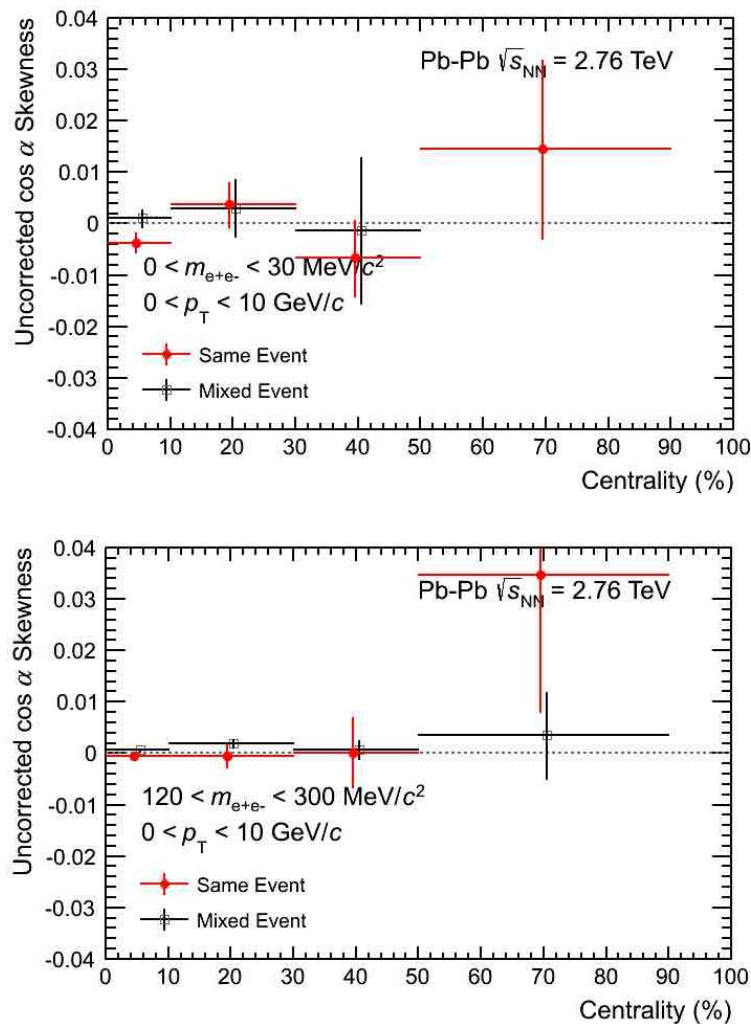


図 6.2: $\cos \alpha$ 歪度の Centrality 依存性 不変質量領域が $0 < m_{e+e-} < 30\text{MeV}/c^2$ 、 $120 < m_{e+e-} < 300\text{MeV}/c^2$ 、 p_T は全領域。

次に、電子・陽電子対の p_T 毎に区切った結果を図 6.3 に示す。上段が $0 < p_T^{pair} < 1 \text{ GeV}/c$ 、下段が $1 < p_T^{pair} < 2 \text{ GeV}/c$ である。

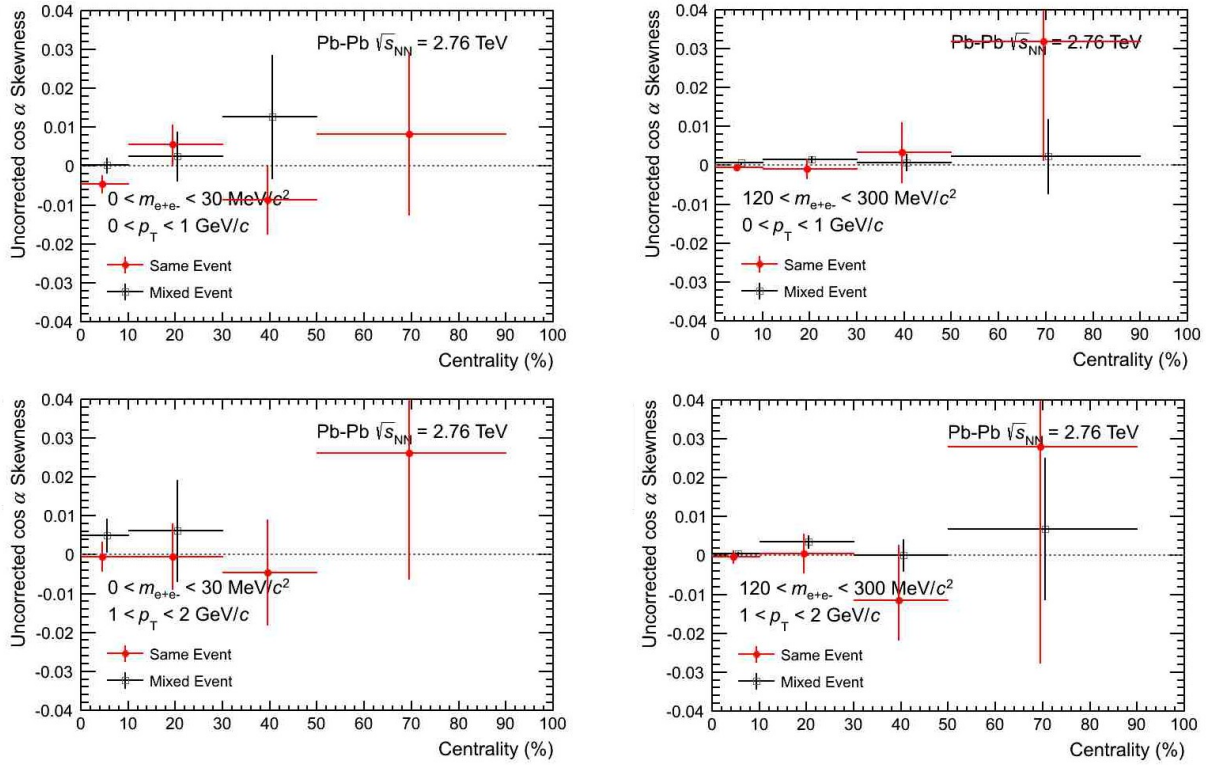


図 6.3: 各 p_T 領域における $\cos\alpha$ 歪度
上下が p_T 領域、左右は不変質量領域の違いである。

電子と陽電子が低運動量であるほど強磁場に抛るローレンツ力を大きく受けるため、偏向が期待できると推測される。 $0 < m_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$ の黒点の結果に抜けが生じているのは、電子・陽電子対がゼロであるためである。これは節 5.6.1 で説明した通り、低不変質量の対の生成が困難であることが理由である。

結果として、全領域において誤差の範囲内で有意な偏向は見られなかった。

6.2 バックグラウンドの偏向結果への寄与

次に、Like sign pairs を用いたバックグラウンドの見積もり結果を示す。図 6.4 の青点は Like sign pairs に対する偏向解析の結果である。Like sign pairs には物理信号はなく、combinatorial background と correlated pairs background のみが含まれている。よって、この結果が本解析の結果におけるバックグラウンドの寄与となる。

結果を見ると、両方の領域で偏向は誤差の範囲内でゼロに一致している。しかし、Like sign pairs においても別イベントの組み合わせた電子・陽電子対と同じ理由で誤差が大きく統計が足りないことが分かる。

表 6.1 は各 Centrality における S/N 比である。 $0 < m_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$ の領域では π^0 ダリツ崩壊に抛る電子・陽電子対が支配的なため、S/N 比は高い値を持つ。 $120 < m_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$ 領域において非中心衝突では S/N 比は 0.02 程度の値を得た。これは物理信号はオーダー 10^{-2} 程度に薄められているということを表している。

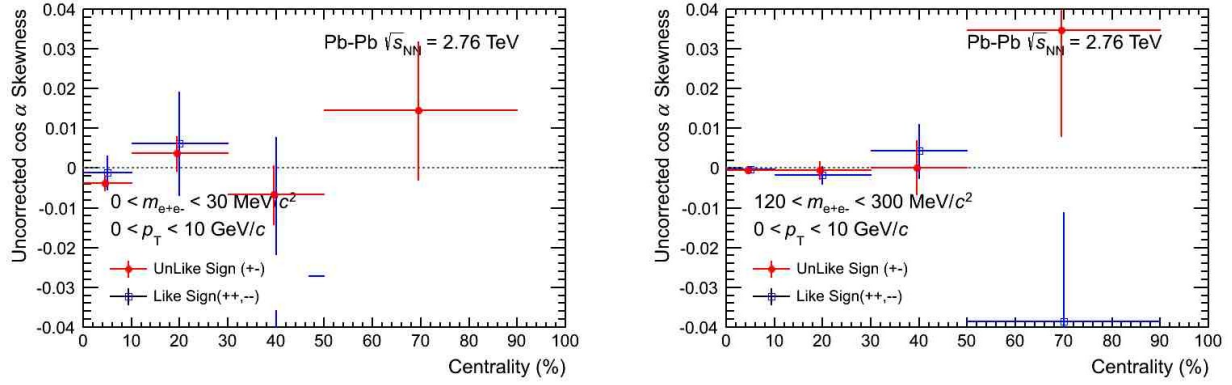


図 6.4: Like sign pairs の $\cos\alpha$ 歪度 不変質量領域が $0 < m_{e+e-} < 30\text{MeV}/c^2$ 、 $120 < m_{e+e-} < 300\text{MeV}/c^2$ 、 p_T は全領域である。

表 6.1: 各不変質量における Centrality 毎の SN 比

Centrality	0-10 %	10-30 %	30-50 %	50-90 %
$0 < m_{ee} < 30\text{MeV}/c^2$	0.8386 ± 0.0003	0.9042 ± 0.0005	0.9608 ± 0.0005	0.9841 ± 0.0008
$120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$	0.0032 ± 0.0007	0.0039 ± 0.0015	0.0214 ± 0.0045	0.0255 ± 0.0178

これらの S/N 比と Like sign pairs の結果を用いることで、バックグラウンドの差引を行った。

6.3 バックグラウンドの差引を行った後の偏向結果

図 6.5 は、combinatorial background と correlated pairs background の寄与を差し引いた後の結果である。この中には物理信号のみが含まれていると考えられる。結果として、両方の領域において、 $\cos\alpha$ の歪度は誤差の範囲内でゼロに一致している。よって、本測定では有意な偏向は見られず、強磁場の効果は検出できなかった。

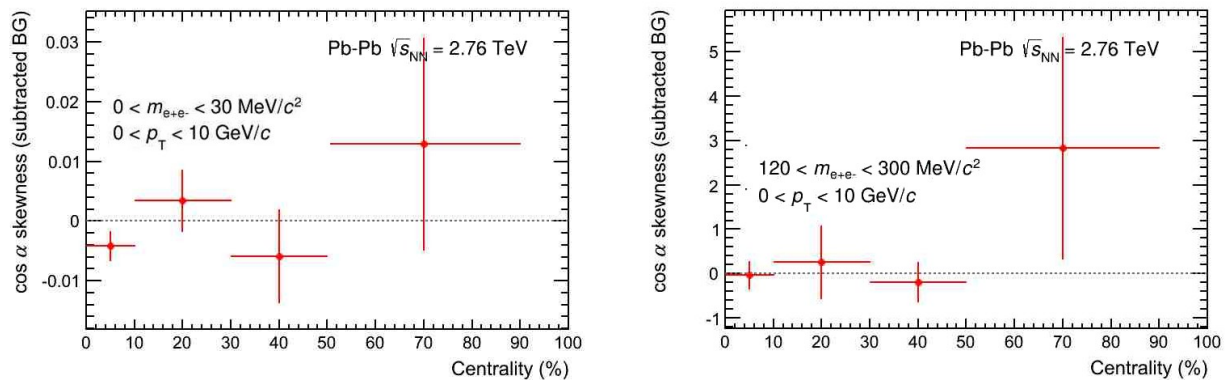


図 6.5: 1バックグラウンド差し引き後の $\cos\alpha$ 分布の歪度

6.4 電子・陽電子対の偏向測定結果の考察

本測定において、有意な偏向は見られなかった原因として以下の3つを挙げる。

1. 統計の不足

本結果の誤差は統計誤差である。特に非中心衝突においては統計誤差が大きく、測定の不確定性が大きいことがわかる。図 6.1 を見ると、Centrality 30-50、50-90%においては統計が足りておらず、ヒストグラムにガタつきが生じていることがわかる。本解析では S/N 比はオーダー 10^{-2} ととても小さく、信号は非常に薄められている。そのため、統計は重要であり、ヒストグラムがきちんと生成されなければ分布の歪度の測定には大きな不確定性を含んでいき、偏向の効果を確認することは困難になる。

今後、更に LHC 加速器での衝突実験が進み、統計が増えることによって統計誤差が減り測定の精度が上がるため、より詳細な議論ができると考えられる。

2. 強磁場ベクトル決定の不確定性

本解析手法は、強磁場ベクトルと電子・陽電子対の角度が観測量となっており、生成される強磁場ベクトルの決定が重要となっている。本解析では、ALICE 検出器で超前方に位置している ZDC-ZN 検出器によって spectator 中性子のエネルギー重心を測ることで表裏を含めた反応平面を再構成し、その垂直方向を強磁場のベクトルと定義している (付録 B)。つまり、この反応平面の分解能は、そのまま強磁場ベクトルの分解能となる。この手法で再構成された反応平面の分解能は最高で 0.3 程度、つまり $\arccos(0.3) = \pm 1.26$ [rad.] = ± 75.6 度である。90 度を超えていないことから、表裏の決定はできていると考えられるものの、不確定性はとても大きくこの効果が偏向の信号を薄めていると考えられる。

高エネルギー原子核衝突実験において、重視されているのは横方向の物理である。横方向は対称的に生成されるため、反応平面は面のみが決定されればよく、表裏を含めた反応平面はあまり重視されていない。しかし、この表裏を含めた反応平面の再構成は v_1 (付録 B) の測定等でも重要である。この表裏を含めた反応平面の再構成の精度を向上させることで、より高い精度で強磁場ベクトルの決定ができ、偏向の測定が期待できる。

3. 不変質量、横方向運動量の選択

本解析では、不変質量領域は S/N 比等を考慮し PHENIX 実験の直接光子測定において起用されている $120 < m_{e+e-} < 300 \text{ MeV}/c^2$ 、更に横方向運動領域は電磁気力の特性から低横方向運動量領域の測定が適切であると考えていた。(結果においては低横運動量領域の制限は統計量の不足から評価できない結果となった。) しかし、本解析手法における偏向測定においては、他の影響を考慮し、より最適な領域設定を行う必要がある。例えば、本研究では電子・陽電子対の開き角は非常に重要な要素である。崩壊前の直接仮想光子の質量や横方向運動量によって電子・陽電子対の開き角も当然変わってくるため、これが偏向測定に大きく影響してくることが推測できる。今後の解析においてはこのような他の影響も考慮して適切な領域設定を行うことで、偏向を測定することが可能になる可能性がある。

なお、不変質量領域と横方向運動領域については第 7 章で詳しく議論する。

以上のことを考慮して解析を進めることにより、今後の強磁場による偏向が測定される可能性は期待できる。本手法は強磁場の強度にも関係している。そのため、本手法によって偏向が測定

されると、生成されている強磁場の強度の議論等も可能となり、より進んだ強磁場生成の議論が進められると考えられる。

6.5 強磁場の強度 $\int Bdl$ の評価

本研究では、結果として、 $\cos\alpha$ の歪度は誤差の範囲内でゼロに一致しており、有意な偏向は見られなかった。そこで、第4章のシミュレーションを用いて、現状の実データ解析結果から得られる、仮想光子崩壊を起源とする電子・陽電子対が生成した後の時間における強磁場の強度と電子・陽電子飛行距離の積 $\int Bdl$ の上限値を導出した。

6.5.1 強磁場の強度 $\int Bdl$ と偏向の関係

図6.6は、シミュレーションで強磁場の強度 $\int Bdl$ を徐々に変化させた時の $\cos\alpha$ 分布の歪度をプロットしたものである。 $\int Bdl = 10^{13} \text{ T}\cdot\text{fm}$ の時は $\cos\alpha$ 分布の歪度はほぼゼロである。 $\int Bdl$ が大きくなるにつれて歪度は急激に負の方向に大きくなっていく。 $\int Bdl = 3 \times 10^{14} \text{ T}\cdot\text{fm}$ 程度で急激な落ち込みは終わり、そこからは変化が緩やかになっている。更に大きな磁場になると、電子・陽電子対の偏向度が180度を超え $\cos\alpha$ の値が負になる対が現れてくるために徐々に分布の歪度がゼロに戻っていく。

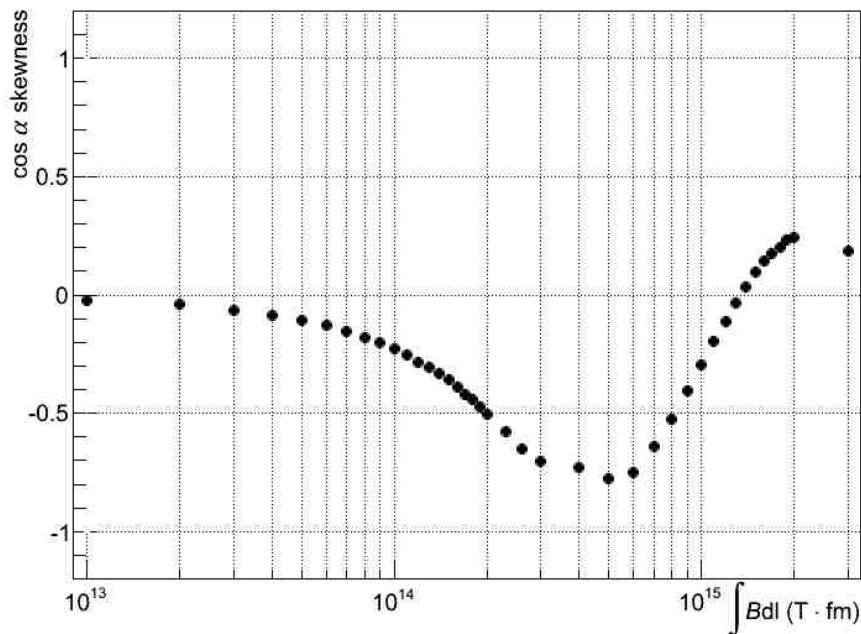


図 6.6: 強磁場の強度における $\cos\alpha$ の歪度の推移

この構造は、偏向度と $\cos\alpha$ との関係から説明することができる。図6.7(a)のような同様の ϕ を持つ2つの単位ベクトルが θ 方向に $\pi/3$ rad. 開いた状態を考える。この単位ベクトルが xz 平面上を各々逆方向に同じだけ偏向していくと考えた時の一方のベクトルの偏向度と、その時の2つのベクトルが為す面ベクトルと Y 軸の内積 ($\cos\alpha$) との関係を表したものが図6.7(b)である。この図を見ると、ベクトル同士が交差する 0.5 rad. 付近では急激に $\cos\alpha$ が変化し、 $\cos\alpha$ が反転した後は

変化が緩やかになっていることがわかる。その後、更に電子と陽電子が偏向し、両方が 180 度以上曲げられると面ベクトルと強磁場ベクトルは逆向きになり、 $\cos \alpha$ は負の方向に同様な流れで変化していく。

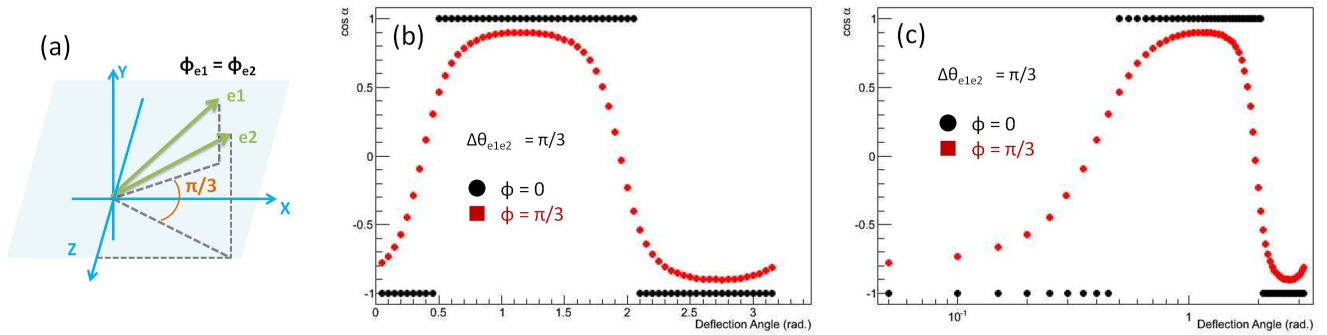


図 6.7: (a) 偏向度と $\cos \alpha$ の関係を表す概念図
(b)(c) 偏向度と $\cos \alpha$ との関係 (横軸：線形とログスケール)

この横軸の偏向度はまさに強磁場の強度 $\int Bdl$ に対応している。図 6.7(c) は図 6.7(b) の横軸をログスケールにしたものである。 $\cos \alpha$ の値が正であるほど歪度が負に出るという性質上見難いが、 $\int Bdl$ の構造はこの図の正負が逆になったものと一致していることが分かる。よって、この効果が $\int Bdl$ の構造を創り出している。

図 6.6 から、 $\int Bdl = 5 \times 10^{14} \text{ T} \cdot \text{fm}$ 以上の強磁場の検出においてこの手法は適用できないことがわかった。しかし、図 1.8 で示した通り、高エネルギー原子核衝突において生成される強磁場は最高でも衝突時に生成される 10^{15} Tesla であり、その後 1fm 以内の早い時間スケールで急激に減少する。よって、本研究で使用した電子・陽電子対が $\int Bdl = 5 \times 10^{14} \text{ T} \cdot \text{fm}$ 以上の大きな強磁場の効果を受けているとは考えにくい。よって、本研究では $\int Bdl = 5 \times 10^{14} \text{ T} \cdot \text{fm}$ 以下の強磁場について現状の結果から得られる強磁場の強度 $\int Bdl$ の上限値を導出した。

6.5.2 非中心衝突における強磁場の強度の上限値

本研究で議論している強磁場は非中心衝突において生成される。よって 6.2 の不変質量領域 $120 < m_{e^+e^-} < 300 \text{ MeV}/c^2$ における非中心衝突 Centrality30-50% の実データ解析の結果を用いて、生成されていると考えられる強磁場の上限値を導出した。

実データ解析の結果はバックグラウンドの寄与が含まれた結果である。また、解析において強磁場ベクトルは ZDC-ZN 検出器に依って測定された反応平面の垂直軸を取っている。よって、反応平面の分解能はそのまま強磁場ベクトルの分解能となる。実データ解析の結果はこの分解能の補正もなされていない。つまり、これらの効果により強磁場の効果を受け偏向した電子・陽電子に拠る信号は薄められていると考えられる。表 6.2 に $120 < m_{e^+e^-} < 300 \text{ MeV}/c^2$ の Centrality30-50% における S/N 比及び強磁場ベクトルの分解能を示す。

表 6.2: $120 < m_{e^+e^-} < 300 \text{ MeV}/c^2$ 、Centrality30-50% の S/N 比及び強磁場ベクトルの分解能

S/N 比	強磁場ベクトルの分解能
0.021 ± 0.004	0.270 ± 0.023

S/N比は0.021である。これは、測定した全電子・陽電子対の中で信号を持つ電子・陽電子対は2.1%であることを示している。更に、強磁場ベクトルの分解能が0.270というのは強磁場ベクトルはxy平面上で $\pm \arccos(0.270) = \pm 1.30\text{rad}$ の不定性を持っているということを表す。これらの効果は $\cos\alpha$ 分布の歪度を減少させる方向に働く。よって、以上の効果を含めたシミュレーションを行い、これらの効果によってどの程度 $\cos\alpha$ 分布の歪度が減少するかを確認した。

表 6.3: Centrality30-50%における不定性を含んだ場合の $\cos\alpha$ 分布の歪度

$\int Bdl$	$10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$	$3 \times 10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$	$5 \times 10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$
$\cos\alpha$ (10^{-1})	-2.28 ± 0.02	-7.01 ± 0.04	-7.77 ± 0.06
不定性を含んだ $\cos\alpha$ (10^{-3})	-2.59 ± 0.76	-1.06 ± 0.77	-1.04 ± 0.77
$\cos\alpha$ 分布の歪度の減少率	0.0114 ± 0.0034	0.0151 ± 0.0011	0.0134 ± 0.0010

表 6.3 は 6.2 の不定性を含まない場合と含んだ場合の $\int Bdl = 10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$ 、 $3 \times 10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$ 、 $5 \times 10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$ における $\cos\alpha$ 分布の歪度、及び二つの比を示したものである。不定性を含むと、 $\cos\alpha$ 分布の歪度は誤差の範囲内で一定に減少している。よって、この減少率の平均 0.0133 ± 0.0037 を用いて図 6.6 をスケールすることにより、Centrality30-50%における不定性を含んだ場合の強磁場の強度 $\int Bdl$ と $\cos\alpha$ 分布の歪度との関係図を作成し、これを用いて強磁場の強度 $\int Bdl$ の上限値を決定した。

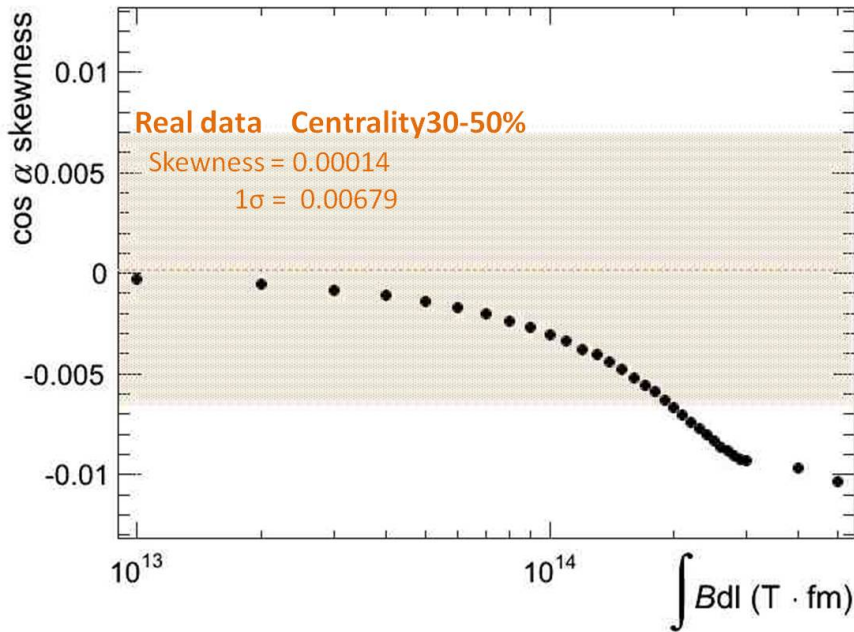


図 6.8: 不確定性を含んだ場合の強磁場の強度における $\cos\alpha$ の歪度の推移

結果が図 6.8 である。ここで、点線は $120 < m_{e^+e^-} < 300\text{MeV}/c^2$ の Centrality30-50%の実データ解析の結果の中心値であり、バンドは 1σ を表している。この図を見ると、 $\int Bdl = 2.1 \times 10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$ 以上では 1σ のバンドから外れている。これは、電子・陽電子生成時間後においては、84%の信頼度において $\int Bdl = 2.1 \times 10^{14}\text{T}\cdot\text{fm}$ 以上の $\int Bdl$ は生成していないことを示している。

この結果により、核子対あたり重心系衝突エネルギー 2.76 TeV 鉛-鉛原子核衝突実験 Centrality30-

50%の非中心衝突について、電子・陽電子生成後における $\int Bdl = 2.1 \times 10^{14} \text{T} \cdot \text{fm}$ 以上の強磁場の生成が 84%の信頼度で棄却された。

本研究では、84%の信頼度でしか、生成した強磁場強度の上限値を決定することができなかった。なお、84%という数字は $1\sigma = 68\%$ と正側の 16%の合計である。実データ解析結果の誤差が大きく、 1σ の幅が広いと、これ以上の信頼度では強磁場強度の上限値を決定できない。よって、この信頼度を向上させるためには実データ解析結果の誤差を小さくしていく必要がある。6.4で議論したように、実データ解析結果の精度を向上させることにより、今後、より高い信頼度での強磁場強度の上限値の決定が期待できる。

第7章 測定領域の最適化

本研究では、直接仮想光子の有意度の点から解析する不変質量測定領域を $0 < m_{ee} < 30\text{MeV}/c^2$ 、 $120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ の2領域に決定した。しかし、解析結果を踏まえて、本偏向解析ではより最適な領域設定を行う必要があると感じた。よって、第4章で説明したシミュレーションを用いて、不変質量と電子・陽電子対の横方向運動量 p_T について、測定領域の考察を行った。

7.1 不変質量

図7.1は、不変質量領域とその領域における $\cos \alpha$ の歪度との関係である。赤線は本解析で偏向が期待できる領域だと考えていた $120 < m_{ee} < 300\text{MeV}/c^2$ である。ここで、横方向運動量 p_T については図4.2(上)のランダウ分布に従っており、制限はかけていない。

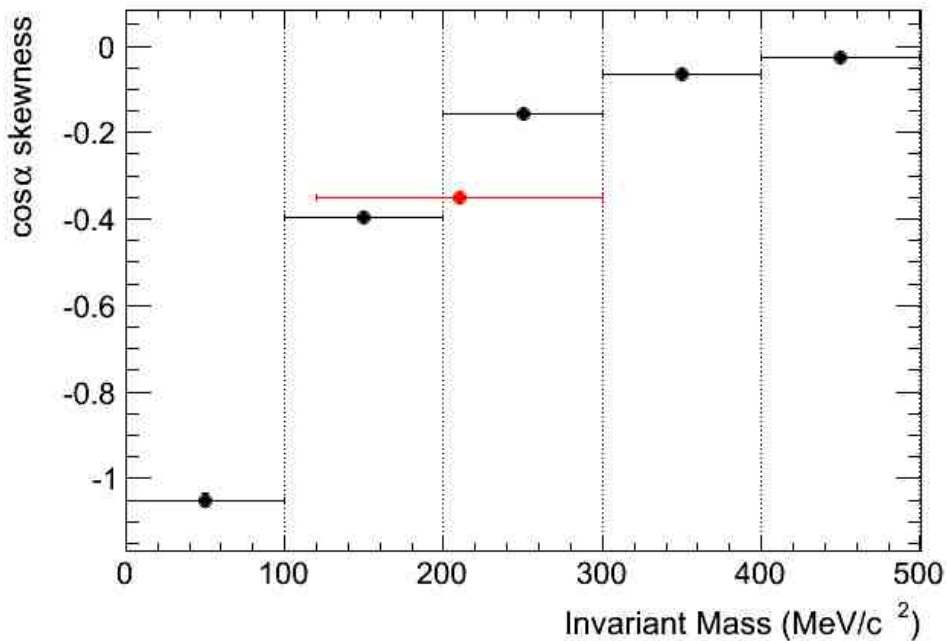


図 7.1: $\cos \alpha$ 歪度の不変質量依存性

不変質量領域が低い領域では歪度は大きな負の値をもち、不変質量が大きくなるにつれて歪度の値は0に近づいていくことが分かる。これは、不変質量が低い電子・陽電子対ほど、より $\cos \alpha$ 分布の歪みが観測されており、偏向が測定しやすいことを表している。

7.2 電子・陽電子対の横方向運動量 p_T

次に電子・陽電子対の横方向運動量領域と $\cos \alpha$ の歪度との関係を図 7.2 に示す。ここで、不変質量については図 4.1 のように実データに合わせて $120 < m_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$ の範囲に分布させている。

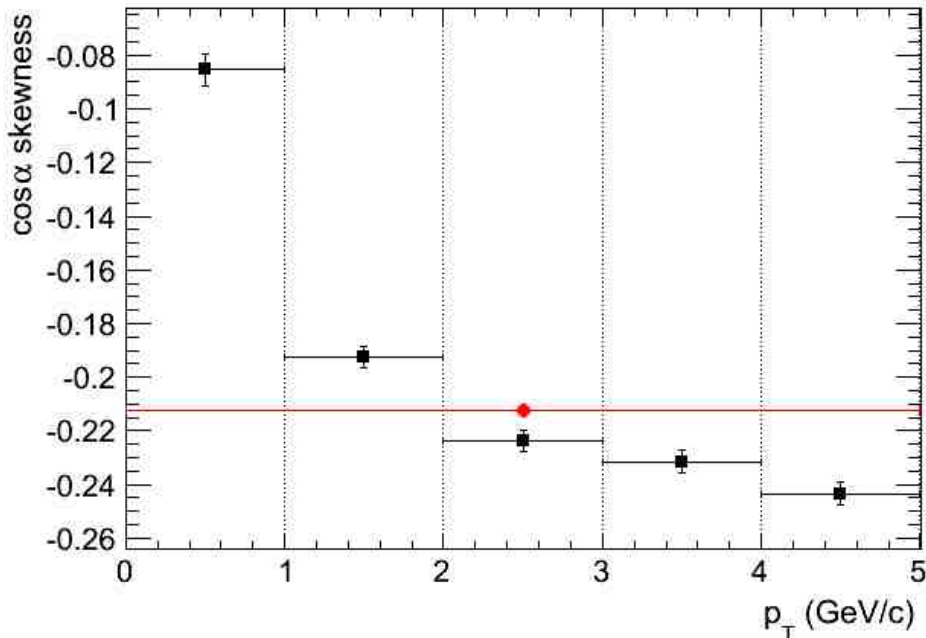


図 7.2: $\cos \alpha$ 歪度の電子・陽電子対の横方向運動量依存性

横方向運動量が小さい時、歪度は 0 に近い値を持ち、大きくなるにつれて歪度の値は大きな負の値を持つようになる。つまり、横方向運動量の場合、大きい横方向運動量を持つ電子・陽電子対ほど、より $\cos \alpha$ 分布の歪みは顕著になり、偏向が測定しやすい。

7.3 偏向度と電子・陽電子対の開き角の関係

上記の結果は、電子・陽電子対の開き角が関係していることが考えられる。図 7.3 は電子・陽電子対の初期の開き角の平均 (Opening Angle : 赤線) と電子・陽電子対の偏向度の平均 (Deflection Angle : 青線) の不変質量及び対の横方向運動量との関係を示した図である。

電子・陽電子対の偏向度については不変質量による違いはさほどなく一定である。しかし、電子・陽電子対の初期の開き角は不変質量が大きいほど大きい。本解析では電子・陽電子対が初期の開き角を超えて偏向することによって陽電子から電子へ方向ベクトルが強磁場ベクトルに揃うため、 $\cos \alpha$ の分布に歪みが生じる。そのため、電子・陽電子対の初期の開き角が大きいと電子・陽電子対が偏向しても陽電子から電子へ方向ベクトルはあまり変化せず、歪みとなって現れないため、偏向度が見られなくなる。

同様に横方向運動量においても電子・陽電子対の初期の開き角は横方向運動量が低いほど大きい。もちろん、電子・陽電子対の偏向度についても横方向運動量が低いほど偏向度は大きく、横方向運動量が高いほど偏向しづらくなるという傾向がある。しかし、その傾向の度合いは電子・陽電

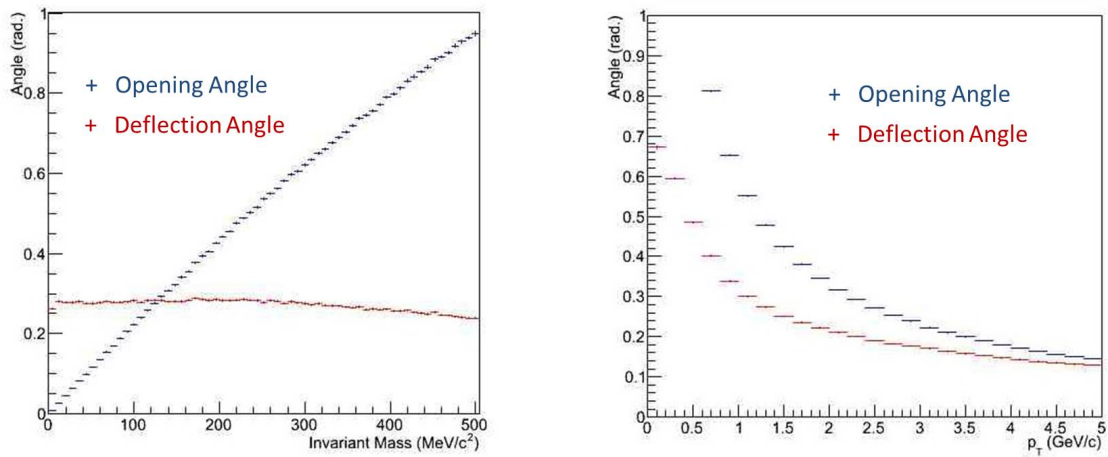


図 7.3: 電子・陽電子対の開き角と偏向度

左：不変質量依存性 右：対横方向運動量 p_T 依存性

子対の初期の開き角の方が顕著である。そのため、横方向運動量が高い方が偏向度が測定しやすくなる。

結果として、不変質量領域は低いほど、横方向運動量領域は高いほど偏向が観測されやすいという結果が得られた。しかし、これは偏向度のみに着目した場合の結果である。例えば不変質量については低いほど偏向は観測されやすいことはわかったが、低い領域では π_0 ダリツ崩壊起源の電子・陽電子対が支配的になり、直接仮想光子の有意度は低い。つまりバックグラウンドが多いため、測定は難しくなる。横方向運動量においても、高い横方向運動量になるほど生成粒子は少ないことから、高い横方向運動量を持つ電子・陽電子対を見ようとすると統計が足りないという問題に直面する。

このように、物理量に対して制限をかける際は、様々な要因を考慮し、最適領域を決定する必要がある。

第8章 結論

本研究では高エネルギー原子核衝突によって生じる高強度磁場の実験的検出を目指し、強磁場による電子・陽電子対の偏向測定のプロ案、及び実データを用いた解析を行った。

まず、強磁場生成を探索するより直接的な新しいアプローチ法として強磁場による電子・陽電子対の偏向測定を提案した。これは、強磁場による電磁気力の効果で電子・陽電子が各々逆方向に偏向することを利用した手法であり、これを観測する新しい観測量として電子陽電子対の面ベクトルと強磁場ベクトルとの間の角度 $\cos\alpha$ を定義した。強磁場が生成されており、効果を受けるならばこの分布に歪みが生じることが明確であり、歪度を測定することに依って偏向度を見積もることができる。モンテカルロ計算を用いて LHC エネルギー領域で生成されると計算されている 10^{14} Tesla の磁場下での偏向度の見積もりを行ったところ、 $\cos\alpha$ 分布に 10^{-1} オーダーの有意な歪度が測定された。

次に、核子対あたり重心系エネルギー 2.76 TeV 鉛-鉛原子核衝突の実験データを用いて電子・陽電子対の偏向測定を行った。測定領域は直接仮想光子の信号対雑音比が有意であると推定される $120 < m_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$ 領域に絞り、測定に用いる強磁場ベクトルは spectators 中性子を測定する超前方向カロリメータ ZDC-ZN 検出器を用いて再構成を行った。結果として、偏向が期待される非中心衝突において有意な偏向は観測されなかった。そこで、実験データ解析の結果から、核子対あたり重心系エネルギー 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突実験 Centrality30-50% の非中心衝突における、仮想光子崩壊起源の電子・陽電子対生成後の時間に生成が期待される強磁場の強度 $\int Bdl$ の上限値の決定を試みた。結果として、 $\int Bdl = 2.1 \times 10^{14} \text{ T}\cdot\text{fm}$ 以上の強磁場の生成を 84% の信頼度で棄却することに成功した。

更に、結果の考察において測定領域の重要性を感じ、不変質量領域及び電子・陽電子対の高横運動量領域の偏向度に着目した最適化を行った。偏向度と電子・陽電子対の開き角の関係から不変質量領域は低いほど、高横運動量領域は高いほど強い偏向度の観測が期待できることが明らかとなった。しかし、これは偏向度のみに着目した結果であり、今後信号対雑音比や統計量の問題を考慮し測定領域に制限をかけていく必要がある。

今後は、高統計による解析、強磁場ベクトルの分解能の向上や測定領域の選定等を行い、実験データ解析の精度を向上させることによって偏向度測定が可能ではないかと期待している。本手法では、偏向度が観測されることで生成されている強磁場の強度等の議論も行うことが可能であり、より高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の踏み込んだ議論が進められることだろう。

付録

A. 原子核衝突時の描像

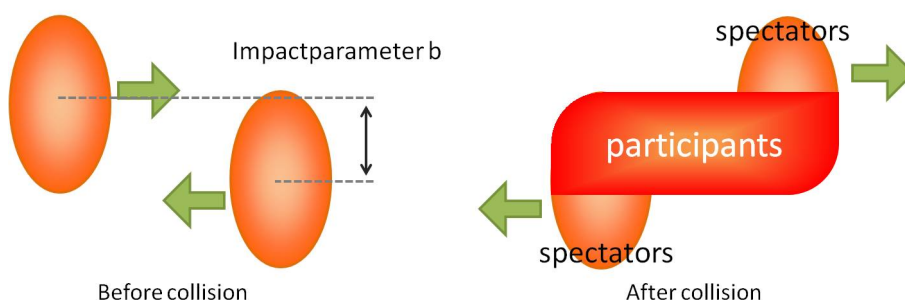


図 8.1: 原子核衝突前後の様子 反応に関与した部分は participants、反応に関与しなかった部分は spectators と呼ばれる。

原子核衝突実験において衝突時の幾何を制御することはできず、衝突事象毎にその幾何は異なる。2つの原子核同士はほぼ中心で衝突したり、ずれて衝突したり、もしくは少し掠る程度の衝突であったりし、これらは事象毎にランダムなのである。原子核衝突において物理を議論する際に重要な値の一つに衝突径数 (impactparameter) がある。衝突径数とは、衝突する2つの各原子核の進行方向に対する中心間の距離で定義される値である。すなわち、各原子核の最近接距離のことを指す。衝突径数は $b[\text{fm}]$ であらわされ、原子核の半径を R としたとき、 $b \simeq 0$ ならば中心衝突 (central collision)、 $0 < b < 2R$ ならば周辺衝突 (非中心衝突、peripheral collision) となる。

原子核衝突時において、反応を起こし少なくとも一回は衝突を起こした核子の部分を反応関与部 (participant)、反応に関与せず一度も衝突を起こさず通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ。spectators は、衝突による運動量の変化がほとんど無くそのまま光速で飛び去っていく部分で、衝突径数の算出や不安定核の研究などに利用されている。participants は入射エネルギーによってその様相が変化する。また、核子核子衝突の総数を Binary Collision と呼ぶ。各数は衝突径数の大きさに依存し、衝突径数が大きいほど Binary Collision は小さくなり、participants は小さく、spectators は大きくなる。高エネルギー原子核衝突実験では、衝突中心度は発生粒子などの測定結果から算出した centrality として見積もられる。

衝突のビーム軸と衝突径数方向によって作られる平面を反応平面 (Reaction Plane) という。原子核衝突では基本、ビーム軸方向を z 軸、衝突径数方向を x 軸、それらに垂直な方向 (反応平面に垂直な軸) を y 軸と定義する。

B. collective flow

近年 collective flow(高エネルギー原子核衝突実験において衝突後に生じた粒子の集団的流れ)についての研究が盛んに行われている。原子核衝突では、衝突時の描像により反応関与部分の初期の形状が異なり(正面衝突なら円形、周辺衝突だと楕円)、その後の系に違いが出てくる。非対称な反応関与部から生成、放出された粒子は、その影響を大きく受け、反応平面に対して生成される粒子の方位角方向の異方性が生じる。衝突による粒子の密度が低く、粒子の平均自由行程 λ が衝突関与部に比べて小さい場合、衝突後は粒子は等方的に広がると考えられる。しかし、衝突による粒子の密度が十分に高く、粒子の平均自由行程 λ が衝突関与部に比べて十分に小さい場合、衝突後の粒子の膨張はその圧力勾配に比例した速度で拡散する。すると、より圧力の高い楕円の短軸方向へ、より多くの粒子が放出されると考えられる。また、粒子の密度が均一ならばより表面積の広い横方向により多くの粒子は放出されることも考えられる。よって、生成粒子は横方向(衝突径数方向)に多くなることが予想される。このように粒子方位角異方性は核初期の衝突領域における空間的異方性に起因していると考えられている。これは、粒子放出における方位角異方性が直接的な衝突初期の情報を担うことを意味している。

このような生成粒子の異方性の強度を表す値として v_n がある。 v_n は生成粒子と反応平面の為す角度 θ の分布をフーリエ展開した時の各項の係数として定義される。

$$\frac{dN}{d(\theta - \Phi)} = N_0 + 2v_1 \cos(\theta - \Phi) + 2v_2 \cos[2(\theta - \Phi)] + \dots \quad (8.1)$$

$$v_n = \langle \cos(n[\theta - \Phi]) \rangle \quad (8.2)$$

それぞれの v_n は生成粒子の流れの形を反映している。たとえば、 v_1 は衝突径数方向の粒子の流れを示しており、 v_2 は楕円型の流れ、 v_3 は三角形型の流れを示している。衝突で生成された物質の性質を反映している測定量である。

このように粒子の方位角異方性を測定することは、初期状態の粒子の圧力勾配、すなわち反応

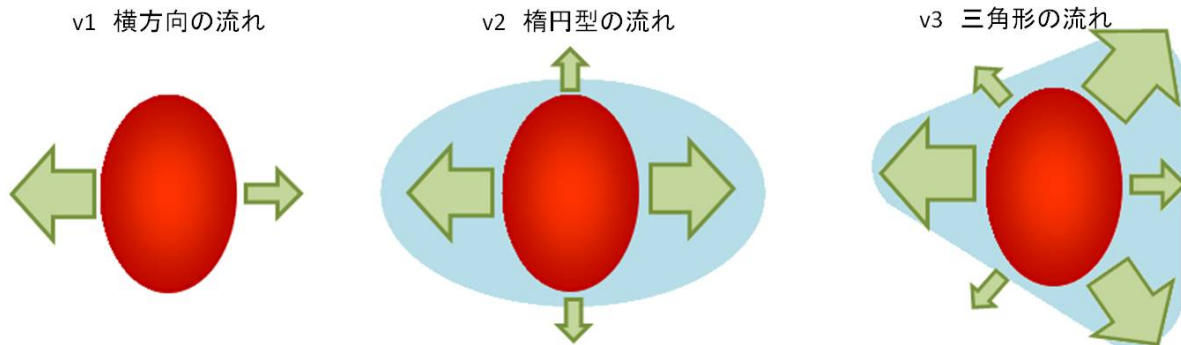


図 8.2: Collective Flow のイメージ図 v_1 は横方向、 v_2 は楕円形、 v_3 は三角形の流れを示している

関与部の方位角異方性を反映すると考えられるため、クォーク、グルーオン、プラズマ (QGP) 生成の有無を議論する上で非常に重要な解析テーマであり、近年注目されている。

C. rapidity と擬 rapidity

原子核衝突において、粒子の Rapidity y は正式には longitudinal rapidity と呼び

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \right) \\ &= \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{\sqrt{P_T^2 + m^2}} \right) \end{aligned} \quad (8.3)$$

で定義される。この変数 y は粒子の縦方向と横方向を分離して記述するのに便利で、粒子の質量に関わらず粒子の Phase Space が rapidity y に比例する。粒子がとりうる最大の rapidity は、重心系で $E_{max} = \sqrt{s}/2$ なので

$$y_{max} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\frac{\sqrt{s}}{2} + \sqrt{\frac{s}{4} - m^2}}{\frac{\sqrt{s}}{2} - \sqrt{\frac{s}{4} - m^2}} \right) \quad (8.4)$$

$$= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\left(\frac{\sqrt{s}}{2} + \sqrt{\frac{s}{4} - m^2} \right)^2}{m^2} \right) \quad (8.5)$$

$$= \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m} \right) \quad (8.6)$$

となり粒子によって y の kinematical limit がちがう。

粒子の種類（質量）が分からないときは擬 rapidity (pseudorapidity) η を使う。 y の定義式に $m = 0$ を入れて

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \right) \\ &= -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \end{aligned} \quad (8.7)$$

で与えられる。ここで θ は粒子の発生角度（天頂角）である。この式から逆に θ は

$$\theta = 2 \arctan(e^{-\eta}) \quad (8.8)$$

で与えられる。

D. 歪度 skewness

歪度(わいど : skewness) は、分布の左右対称性の違いを表す値である。以下の式で計算することができる。

$$Sk = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3 / s^3 \quad (8.9)$$

n はデータの個数、 \bar{x} はデータ全体の平均値、 s はデータ全体の標準偏差である。ここで、

$$\langle \Delta x^n \rangle \equiv \frac{1}{n} \sum (x_i - \bar{x})^n \quad (8.10)$$

を導入すると

$$Sk = \frac{\langle \Delta x^3 \rangle}{s^3} \quad (8.11)$$

とかける。歪度の誤差は誤差伝搬を用いて計算する。

$$Sk_{error}^2 = \left(\frac{1}{s^3} \cdot \langle \Delta x^3 \rangle_{Error} \right)^2 + \left(\frac{3 \langle \Delta x^3 \rangle}{s^4} \cdot S_{Error} \right)^2 \quad (8.12)$$

ここで、

$$\langle \Delta x^3 \rangle_{Error} = \frac{\langle \Delta x^6 \rangle - \langle \Delta x^3 \rangle^2}{\sqrt{n-1}} \quad (8.13)$$

である。

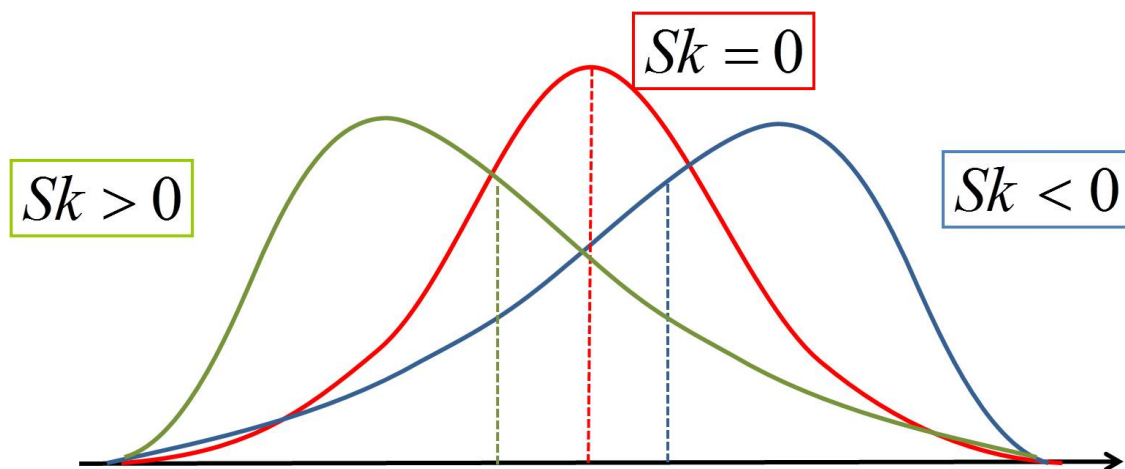


図 8.3: 歪度 skewness の概念図

左に歪むと歪度はプラスに、右に歪むとマイナスになる。

歪度 Sk の値によって分布の左右対称性が分かる。

- $Sk = 0$ データは左右対称に分布している
- $Sk > 0$ 左に偏った分布
- $Sk < 0$ 右に偏った分布

※ただし、 $Sk=0$ だからと言って、常に分布の形が左右対称とは限らない。

謝辞

最後に、本研究を行うにあたり、関わり支えてくださった方々に感謝の意を示させていただきます。様々な形で非常に多くの方々のお力添えをいただき、大変お世話になりました。

まず、本研究に取り組むきっかけを与えてくださった指導教官の志垣先生に心から感謝いたします。研究室に配属になった当初から熱心に御指導して頂きました。研究がうまくいかず、行き詰っていた時も真摯に答えてくださり、常によりよい研究になるように進む方向を導いてくださいました。ALICE グループでの会議や国際学会では、英語が乏しい私の代わりに質問に答えてくれてありがとうございます。本研究を形にすることができたのは志垣先生のおかげです。本当にありがとうございました。

杉立先生には、研究室での方針、研究者、ALICE 実験グループのメンバーとしての心構えや考え方など、多く御指導して頂きました。研究室ミーティングでは的確なご指摘を受け、研究をよりよくしていくことができました。学会前には、ALICE の CC として、私の所属グループを担当していないにも関わらず、承認等していただき、大変助かりました。ありがとうございました。

本間さん、三好さんには、研究室ミーティング等において、研究において自身が気付いていない様々な視点からのご指摘をいただき、物理の理解を深めることができました。

東京大学 CNS の郡司さんには、ALICE 実験のデータを用いた解析で非常にお世話になりました。ALICE 特有の解析ツールについて、わからないことなどを質問すると、毎回詳しく説明して頂き、滞ることなく解析を続けていくことができました。LMee グループ会議や学会発表前には、的確なアドバイスを頂き、理解するまで議論していただきました。本当にありがとうございました。

先輩方には、多くの助言と励ましを頂きました。特に卒業された辻さんは、同じ強磁場のテーマを研究されており、本テーマの面白さや奥深さを教えていただきました。強磁場の物理でわからないことも一緒に考えてくださいました。PWG-DQ のフレームワークも一から使い方を教えていただき、スムーズに解析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。修士課程後期の八野さんにはコンピュータ関係のことで非常にお世話になりました。エラーがでて途方に暮れる私に的確な指示を下さり、助けてくれました。同じ部屋でたくさん助言と激励を下さり、息抜きにも付き合っ下さり本当に嬉しかったです。ありがとうございました。

同期の皆の存在は非常に自身の助けになりました。息抜きに付き合ってくれて、落ち込んでいた時も声をかけ励ましてくれる皆さんにとっても救われていました。特に永嶋君は私が公私共に悩んでいる時や、つまづいている時、真っ先に声をかけてくださり、一緒に考えて、理解力の乏しい私のために時には何時間も議論に付き合ってくれました。3年間支え、助けてくれて本当にありがとうございました。今後も本分野を盛り上げ、活躍していくことを期待しています。

最後に、私の大学院での生活をずっと支え続けてくれた家族に感謝致します。工業高等専門学校からいきなり他県の大学に進学したいと言い出した私に、やりたいことをやれと背中を押してくれました。体の弱い私の体調をいつも気に掛け、笑顔で励まし、応援してくれました。本当に感謝しています。ありがとうございました。

本研究を最後までやり遂げることができたのは、関わってくださった全ての方のご支援、御助言があったからだと感じています。深謝の念を表して、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] K. Fukushima and T. Hatsuda, Rep. Prog. Phys. 74 (2011), 014001
The phase diagram of dense QCD
- [2] TAPAN K. NAYAK, arXiv:1201.4264 [nucl-ex]
Heavy Ions:Results from the Large Hadron Collider
- [3] LHC ALICE 実験 日本グループ <http://alice-j.org/>
- [4] Paul Stankus Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2005. 55:517—54
Direct Photon Production in Relativistic Heavy-Ion Collisions
- [5] 秋葉 康之 著 クォーク・グルーオン・プラズマの物理 実験室で再現する宇宙の始まり
- [6] Daniel Lohner for the ALICE Collaboration , J. Phys.: Conf. Ser. 446,012028 (2013)
Measurement of Direct-Photon Elliptic Flow in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV
- [7] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba, Phys. Rev. C 61 (2000),024901
Relativistic nuclear collisions at 10A GeV energies from p+Be to Au+Au with the hadronic cascade model
- [8] 辻 亜沙子 著 平成 25 年度広島大学理学研究科修士論文
核子対あたり 2.76TeV 鉛+鉛原子核衝突における強磁場生成による仮想光子偏光の評価と測定
- [9] Vachaspati, PLB265 (1991) 258
- [10] K.Tuchin, Phys Rev C 82,034904(2010)
Synchrotron radiation by fast fermions in heavy-ion collisions
- [11] 衝突から熱平衡まで 強ゲージ場、不安定性、粒子生成
- [12] K. Hattori and K. Itakura, in print in Ann. Phys., [hep-ph/1209.2663].
“Vacuum birefringence in strong magnetic fields:
(I) Photon polarization tensor with all the Landau levels”
- [13] K. Hattori and K. Itakura, [hep-ph/1212.1897].
“Vacuum birefringence in strong magnetic fields:
(II) Complex refractive index from the lowest Landau level”
- [14] K.Tuchin,Phys Rev C 83,017901(2011)
- [15] K.Fukushima, D.E.Kharzeev, H.J.Warringa, Phys.Rev.D 78, 074033(2008)

- [16] A. Adare et al. Phys. Rev. C 81, 034911
Detailed measurement of the $e+e^-$ pair continuum in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for direct photon production
- [17] ALICE collaboration Page <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>
- [18] 2008 JINST 3 S08002 <http://jinst.sissa.it/LHC/>
- [19] ALICE Offline Pages <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/>
- [20] CERN Homepage <http://public.web.cern.ch/public/Welcome.html>
- [21] Patrick Reichelt, for the ALICE Collaboration, arXiv:1412.0619 [hep-ex]
Low-Mass Dielectron Production in pp, p-Pb and Pb-Pb Collisions with ALICE
- [22] 谷崎 麗未 著 平成 24 年度広島大学理学部卒業論文
高エネルギー原子核反応における強磁場生成の検出に向けた衝突幾何の決定手法の考察