

高強度磁場による仮想光子由来  $\mu$  粒子対偏向の  
検出可能性に対する模擬計算を用いた評価

広島大学 理学部物理学科

クォーク物理学研究室

学籍番号 B190215

村岡 俊一郎

指導教員 志垣 賢太 教授

主査 志垣 賢太 教授

副査 檜垣 浩之 准教授

令和5年度2月8日

## 概要

高エネルギー原子核非中心衝突によって非常に強力な磁場が生成される。その磁場強度は LHC 加速器のエネルギーにおいて最大  $10^{15}$  Tesla にも達するが、実験的に高強度磁場が存在する証拠は確認されていない。高強度磁場の検出が実現すれば、強磁場中のカイラル磁気効果などの興味深い物理現象に知見を与えることが出来る。高強度磁場中を通過した仮想光子は磁場の影響を受け偏光し、レプトン対への崩壊面に偏向が生じるため [1]、レプトン対偏向を高強度磁場生成の直接的な証拠として提案している。

本研究は LHC 加速器で 2022 年に開始した ALICE 実験 Run 3 における Pb-Pb 衝突を想定し、仮想光子由来のレプトン対偏向検出可能性を評価するものである。偏光度測定におけるレプトン対については  $\mu$  粒子対を選択した。理由として、電子対と比較して背景事象が少ないことや、ALICE 実験 Run 3 で導入した前方  $\mu$  粒子飛跡検出器によって偏光度測定に必要な 1 次生成  $\mu$  粒子と雑音となる 2 次生成  $\mu$  粒子の区別がしやすくなることが挙げられる。シミュレーションデータについては、背景事象を  $\sqrt{s_{NN}} = 5.52$  TeV の Pb-Pb 衝突で生成した。また信号となる初期衝突の仮想光子由来の  $\mu$  粒子対については pp 衝突でその収量を見積り、Pb-Pb 衝突での核子間衝突数に応じてスケールリングをしている。その仮想光子由来  $\mu$  粒子対を Pb-Pb 衝突に埋め込んだデータを使用した。これらのデータはイベントシミュレータ pythia を用いて生成したものである。上記のデータから  $\mu$  粒子対の崩壊面についての偏向を定量化して計算し、 $\mu$  粒子対偏向の検出可能性を評価した。

結果として、偏光を加えたデータと偏光を加えていないデータを比較することで、仮想光子偏光を確認することができた。今後 Run 3 の Pb-Pb 衝突実験に向けて、シミュレーションの統計量を増やすと共に検出器効果も考慮し、偏光度測定の推定の精度を上げていく予定である。そして実データにおける仮想光子偏光の測定に反映できるようにしていきたい。

[1] K.-I. Ishikawa, D. Kimura, K. Shigaki, and A. Tsuji, J. Mod. Phys. A28 (2013) 1350100.

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>4</b>
1.1 高エネルギー原子核衝突実験	4
1.1.1 participant-spectator の描像	5
1.2 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成	6
1.2.1 強磁場生成の原理	6
1.2.2 高強度磁場の強度・寿命	7
1.3 強磁場下の物理現象	8
1.3.1 非線形量子電磁力学（非線形 QED）	8
1.3.2 カイラル磁気効果	9
1.3.3 クォークのシンクロトロン放射	10
1.3.4 光子の真空複屈折・分裂・崩壊	10
1.4 直接仮想光子を用いた偏光測定	11
1.4.1 高エネルギー原子核衝突における直接光子生成	11
1.4.2 仮想光子の偏光測定	12
1.5 研究目的	12
<b>第2章 実験背景・検出器</b>	<b>14</b>
2.1 LHC 加速器	14
2.2 ALICE 実験	14
2.3 ALICE 実験における $\mu$ 粒子測定	15
2.4 前方 $\mu$ 粒子飛跡検出器	16
<b>第3章 解析手法</b>	<b>17</b>
3.1 偏光度測定	17
3.1.1 偏光度の計算	17
3.1.2 $\mu$ 粒子対の角度の計算	18
3.2 使用したシミュレーションデータ	18
<b>第4章 シミュレーション結果</b>	<b>22</b>
<b>第5章 考察・結論</b>	<b>24</b>
謝辞	26
参考文献	27

# 目次

1.1	高エネルギー原子核衝突の時間発展の様子 [2]	4
1.2	半径 $R$ の原子核同士の中心衝突と非中心衝突 [3]	5
1.3	非中心原子核衝突の衝突前後の様子 [3]	5
1.4	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の模式図	7
1.5	participant が衝突直後に生成する磁場の強度 [4]	7
1.6	磁場強度の時間依存性 [5]	8
1.7	強電磁場との相互作用を含むフェルミオンの伝播関数 [6]	9
1.8	カイラル磁気効果の図 ( $Q_w$ は QCD におけるトポロジカル不変量) [7]	10
1.9	光子分解のダイアグラム [9]	11
1.10	高エネルギー原子核衝突における直接光子の生成機構の例. A と B は プロンプト光子、C と D は熱的光子の生成機構の例 [10]	11
1.11	LHC の Pb-Pb 衝突=2.76TeV における直接光子収支 [11]	12
2.1	LHC 加速器の概要図 [12]	14
2.2	ALICE 実験 Run 3 における検出器の概要図 [13]	15
2.3	$\mu$ 粒子検出器の概要図 [14]	16
2.4	MFT の概要図 [15]	16
3.1	仮想光子が $\mu$ 粒子対に崩壊する様子	17
3.2	崩壊面の角度計算に用いる基準軸	18
3.3	PbPb 衝突で生成された $\mu$ 粒子対の質量分布	19
3.4	PbPb 衝突で生成された $\mu$ 粒子対の横運動量分布	19
3.5	シグナルとなる $\mu$ 粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=0.12$ )	20
3.6	シグナルとなる $\mu$ 粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=1.0$ )	20
3.7	シグナルとなる $\mu$ 粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=0.0$ )	21
4.1	$\mu$ 粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=0.12$ )	22

# 表 目 次

4.1	それぞれのデータの $N_{\perp}, N_{\parallel}$ . . . . .	22
4.2	それぞれのデータの偏光度 $P$ . . . . .	23
5.1	Run2, Run 3 の Pb-Pb 衝突における $\mu$ 粒子対の統計量の推定 [17] と今回使用したデータの統計量 . . . . .	24

# 第1章 序論

## 1.1 高エネルギー原子核衝突実験

クォークは通常、ハドロンに閉じ込められておりクォークが単体で存在することはできない。しかし超高温・超高密度下ではハドロン同士の境界がなくなり、クォークが強い相互作用や電磁相互作用を受けながらその系の中を自由に動けるようになる。この状態を、クォークが閉じ込めから解放された状態であると考えることができる。このようなクォークやグルーオンが単独で存在している相をクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 相と呼ぶ。一方、クォークがハドロンに閉じ込められており、単独で存在しない相をハドロン相と呼ぶ。

高エネルギー原子核衝突実験は、加速器を用いて相対論的速度まで加速させた鉛などの重い原子核を衝突させることによって QGP 相を生成することができる。高エネルギー原子核衝突における時空発展を図 1.1 に示した。その状態は主に「衝突時」「QGP 相」「ハドロン相」「終状態」の4つに分けられる。相対論的速度まで加速された原子核は、ローレンツ収縮によって平べったい状態で衝突する。衝突後  $1\text{fm}/c$  程で原子核内のパートン散乱によって系の温度が相転移温度 (約  $150\text{MeV}$ ) を超える。その後、局所的な熱平衡状態に達し QGP が生成される。時間経過で系の温度が下がると、クォークが捕獲されハドロンが生成される。最終的に不安定なハドロンが崩壊し、安定した状態になる。こうした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にあるブルックヘブン国立研究所 (BNL) の RHIC 加速器や、スイス連峰ジュネーブにある欧州合同原子核研究機構 (CERN) の LHC 加速器などで行われており、QGP の性質解明に向けて日々研究を行っている。今後の実験により、QGP の性質の理解、カイラル対称性の自発的な破れによる質量獲得現象への理解、初期宇宙や高温極限における物質性質の解明などに期待している。

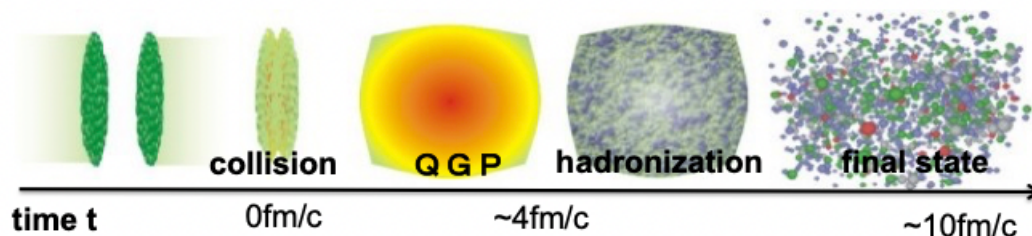


図 1.1: 高エネルギー原子核衝突の時間発展の様子 [2]

### 1.1.1 participant-spectator の描像

原子核衝突の議論を行う際には衝突径数  $b$ [fm](impact parameter) がよく使用される。衝突径数は原子核の進行方向に対する中心間の距離で定義され、 $b \sim 0$  なら中心衝突 (central collision)、 $b < 2R$  ならば非中心衝突 (peripheral collision) をする。このとき、 $R$  は原子核の半径である。図 1.2 は中心衝突と非中心衝突の様子を示している。

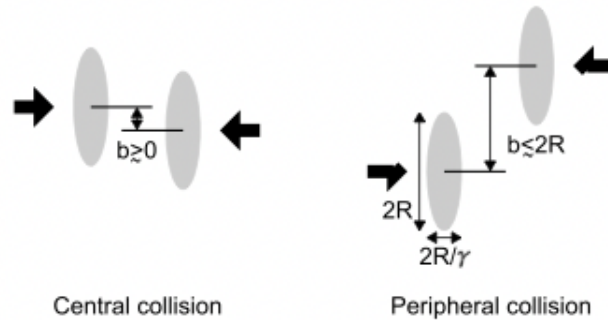


図 1.2: 半径  $R$  の原子核同士の中心衝突と非中心衝突 [3]

中心衝突の場合、同種原子核同士で衝突させると全ての核子が衝突に関与するが、非中心衝突の場合には互いに重なり合う領域に存在する核子のみが衝突に関与する。反応に関与した部分を反応関与部 (participant)、反応に関与せずを通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ。spectator はそのまま光速で飛び去っていくが、participant は衝突し反応することでその様相が変化していく。図 1.3 は衝突係数を  $b$  とした原子核衝突の前後の様子を表している。

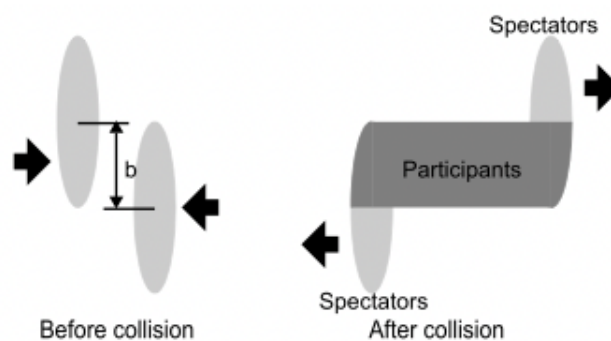


図 1.3: 非中心原子核衝突の衝突前後の様子 [3]

## 1.2 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成

理論的には、非中心的な高エネルギー原子核衝突によって非常に強い磁場が生成されることがわかっている。しかし、実験的には高強度磁場の直接的な証拠が検出されたことは未だ無い。CERN の LHC 加速器におけるエネルギー領域では、生成される磁場は最大  $10^{15}$  Tesla にも達する。これは現在、存在している磁場の中で最も強い磁場である。

### 1.2.1 強磁場生成の原理

高エネルギー原子核衝突によって高強度磁場が生成される原理を以下に示す。荷電粒子が光速に近い速度で運動すると、荷電粒子による電場はローレンツ収縮を起こし進行方向に強くなる。電場が時間変化するため、同程度の強度を持つ磁場を生成する。時刻  $t$ 、位置  $\mathbf{r}'$ 、速度  $\mathbf{v}$  で相対論的運動をし、電荷  $Ze$  を持つ荷電粒子が、位置  $\mathbf{r}$  に生成する磁場は Lienard-Wiechert Potential により式 1.1 と記述される。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{Ze\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \frac{(1 - v^2/c^2)}{[1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv}]^{3/2}} \quad (1.1)$$

$Z$  : 電荷の大きさ

$e$  : 素電荷

$\mathbf{R}$  :  $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$

$c$  : 光速

$\mu_0$  : 真空の透磁率

$\phi_{Rv}$  :  $\mathbf{R}$  と  $\mathbf{v}$  のなす角

高エネルギー原子核衝突では、光速に近い速度まで加速された荷電粒子が走るため式 1.1 をそのまま使うことができる。各荷電粒子の位置と速度の情報から、各粒子が生成する磁場を求めることができる。そして、それを全荷電粒子で足し上げることによって、高エネルギー原子核衝突で生成される磁場を計算することができる。式 1.1 より、LHC 加速器の Pb-Pb 衝突で生成される磁場の最大強度は約  $10^{15}$  Tesla と計算できる。

図 1.4 は高エネルギー原子核衝突における高強度磁場生成の様子である。高エネルギー原子核衝突では、2つの原子核を光速近くまで加速して衝突させる。原子核同士が中心衝突した場合、磁場は衝突点に対し対称的に生成されるため打ち消し合う。非中心衝突の場合、原子核衝突時に粒子は反応関与部 (participant) と反応傍観部 (spectator) に分かれ、それぞれが磁場を生成する。また、磁場は原子核衝突における反応平面と垂直に生成される。



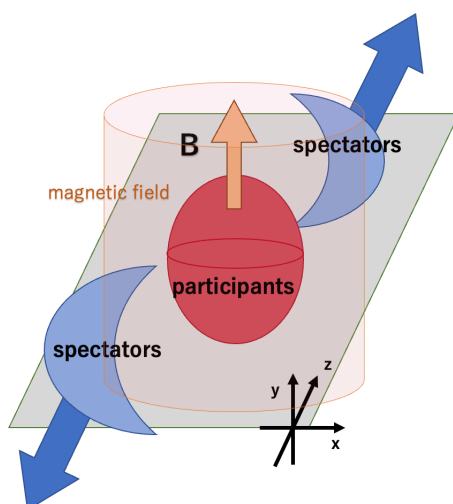


図 1.4: 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の模式図

## 1.2.2 高強度磁場の強度・寿命

図 1.5 は、モンテカルロシミュレーションによる Glauber 模型を用いた、原子核衝突直後において participant の陽子が衝突中心点に生成する磁場強度の衝突係数依存性を示した図である。

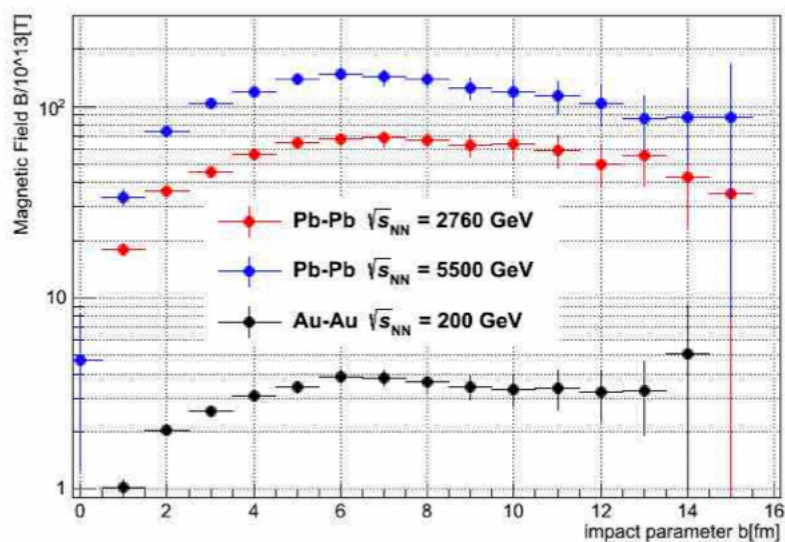


図 1.5: participant が衝突直後に生成する磁場の強度 [4]

Glauber 模型は、高エネルギー原子核衝突の幾何学的な描像を表す模型である。原子核衝突を核子・核子衝突の重ね合わせであると考え、核子は一直線を進み衝突後もその軌道を曲げないと仮定している。また、二次的な粒子生成や励起などは考慮

されていない。全てのエネルギー領域において、中心衝突での生成磁場は比較的弱く衝突係数が大きくなるにつれ磁場も強くなる。また、磁場強度は衝突エネルギーに比例しており、LHC 加速器のエネルギー領域では  $10^{15}$  Tesla に達することがわかる。

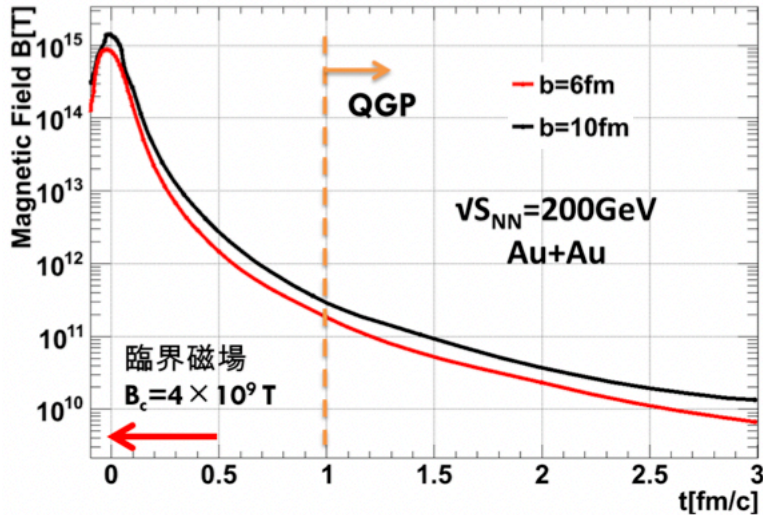


図 1.6: 磁場強度の時間依存性 [5]

原子核同士がすれ違う瞬間、spectator の寄与により強い磁場が生成されるが、その後光速で飛び去るため短い時間で減衰してしまう。一方 participant が生成する磁場は、すり抜けずに残った陽子が角運動量を持つことで生成されると考えられる。この角運動量は QGP 領域が膨張して冷えるまで保たれると考えられるため、spectator により生成される磁場に比べて長く保たれる。図 1.6 で示すように、高エネルギー原子核衝突でされる高強度磁場は、原子核衝突の瞬間 ( $t = 0$ ) に最大となりその後急激に減衰する。

## 1.3 強磁場下の物理現象

ここでは高強度磁場下における興味深い物理現象を紹介する。

### 1.3.1 非線形量子電磁力学 (非線形 QED)

古典的な電磁気学は線形的に記述できるものが多く、重ね合わせの原理を使うことができる。量子電磁力学 (Quantum Electro-Dynamics, QED) でも、結合定数が 1 より十分小さい値である場合、摂動展開することによって現象を記述することが出来る。その結果、さまざまな物理量を非常に高い精度で計算することができ、実験値とよく比較されている。しかし、強磁場下における QED の現象は、真空中と異なり

摂動計算が破綻する。QEDの基本ラグランジアンは、古典的な線形相互作用を記述しているが、強い外場がかかると高次の量子効果が強調され、光子間の非線形相互作用が生じる。図1.7を例に挙げる。強磁場がかかる場合、磁場を示す外線を1本取り入れるごとに  $eB/m^2$  の因子が寄与するため、 $n$  本の外線を持つ場合  $(eB/m^2)^n$  の寄与がかかる。そして、外部磁場が臨界強度に達すると外部磁場についての全次の寄与がかかり摂動展開が破綻する。このように、非線形的な効果が強くなるのは電場や磁場が臨界強度に達したときである。磁場の臨界強度は、 $B_c \equiv m^2/|e| = 4.4 \times 10^9$  Tesla であり、現在これを上回る磁場は中性子星か高エネルギー原子核衝突でしか確認されていない。この現象は非摂動的、非線形な振る舞いを示すため、非線形 QED と呼ばれている。

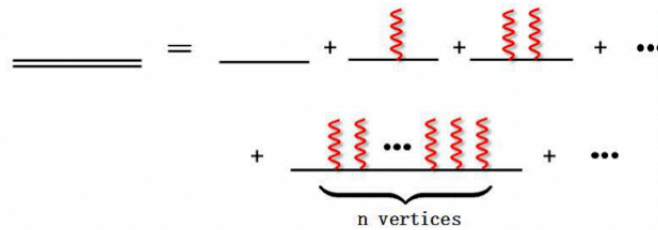


図 1.7: 強電磁場との相互作用を含むフェルミオンの伝播関数 [6]

### 1.3.2 カイラル磁気効果

カイラル磁気効果は非線形 QED の効果ではないが、QED と量子色力学 (Quantum Chromo-Dynamics) の関係が見られる興味深い現象である。カイラル磁気効果は、強磁場中でのトポロジカルな転移により磁場と平行な方向に電流が流れる現象のことである。高強度磁場中におけるカイラル磁気効果を図1.8に示す。赤い矢印は運動量の方向、青い矢印はスピン方向を意味している。初期段階では、右巻きクォークと左巻きのクォークが同じ数存在している。ここに強力な磁場がかかることによってクォークの運動量とスピンの方向をそろえる。結果として、右巻きのアップクォークが磁場方向に、左巻きのダウンクォークが磁場と反対方向に移動し、電流が流れる。実際の高エネルギー原子核衝突実験では電流そのものを観測することはできないが、電流によって磁場に沿った方向に生じる電荷揺らぎの増大がカイラル磁気効果の証拠になると考えられている。また、カイラル磁気効果は CP 対称性を破っている可能性があるなどの興味深い議論がなされている。

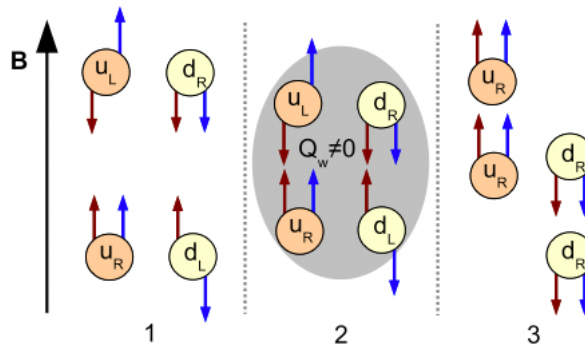


図 1.8: カイラル磁気効果の図 ( $Q_w$  は QCD におけるトポロジカル不変量) [7]

### 1.3.3 クォークのシンクロトロン放射

QGP 相では、閉じ込めから解放されたクォークやグルーオンが多数存在する。この QGP 相に強磁場が生成されると、クォークは電荷を持つため、磁場に巻きついてグルーオンを放出する。これは電子が磁場から力を受けて曲がり、光子を放出するのと同じ現象である。クォークシンクロトロン放射は、QCD の結合定数が QED の結合定数よりも十分大きいために起こる。結合定数は相互作用の大きさを示している。クォークや反クォークは、グルーオンを放出することでエネルギーを損失する。クォークは高温物質中を通過することでエネルギー損失を起こすが、シンクロトロン放射によるエネルギー損失もその一部である。また、原子核衝突におけるクォークのエネルギー損失は、QGP 領域内の原子核の性質を知るうえで重要なプローブである。[8]

### 1.3.4 光子の真空複屈折・分裂・崩壊

光子の真空複屈折は、高強度磁場中での非線形 QED 効果による現象である。系に強力な磁場が存在する場合、系に特定の方向性が与えられるため、光の屈折率は磁場方向に影響されるようになる。光子の分裂も非線形 QED 効果による現象であり、通常の真空中の現象とは異なる。図 1.9 は 1 光子から 2 光子への分裂の様子を表している。このような奇数本の外線をもつ過程は、通常の真空中では Furry 定理によって禁止されている。だが、外場中では偶数本の外線を持つダイアグラムが寄与するため、通常の真空中とは異なり光子の分裂が起こる。真空は何もない空間ではなく、仮想粒子として粒子・反粒子が生成、消滅を繰り返している。これは不確定性原理によって可能になる。ボーズ粒子が仮想的な粒子・反粒子を生成する過程を真空偏極といい、真空偏極テンソルによって表される。強い磁場中において、光子が持つエネルギーが一定の値以上になると光子に対して真空偏極テンソルが虚部を持つことが可能になり、これは光子がフェルミオン粒子・反粒子ペアへ崩壊する過程を示している。

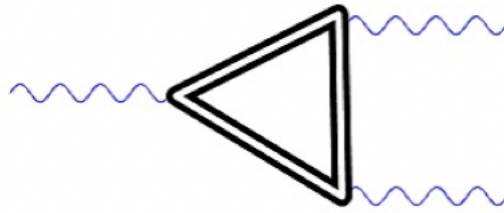


図 1.9: 光子分解のダイアグラム [9]

## 1.4 直接仮想光子を用いた偏光測定

### 1.4.1 高エネルギー原子核衝突における直接光子生成

高エネルギー原子核衝突の過程で、多数の光子が生成される。光子の大多数は  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  などの過程で生成さ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崩壊過程ではなく、原子核衝突反応から直接生成される光子もある。様々な過程で生成される光子のうち、ハドロンの崩壊過程に起因する光子を除いたものを直接光子と呼ぶ。ハドロン崩壊光子は原子核衝突反応終了後に生成される二次的光子なため、反応初期や反応領域内の情報を保持していない。一方、直接光子は反応領域内で生成され他の物質とほとんど相互作用しないため、反応初期や反応領域内の情報を保持している。そのため直接光子を測定することは非常に重要である。直接光子は生成過程によって、プロンプト光子と熱的光子の2つに大きく分けられる。直接光子の生成過程の例を図 1.10 に示している。A,B はプロンプト光子の生成機構を示すダイアグラムであり、それぞれ初期衝突におけるパートンのハード散乱 (A) や破碎 (B) を示している。C,D は熱的光子の生成機構を示し、QGP 由来 (C) のものとハドロンガス由来 (D) のものがある。

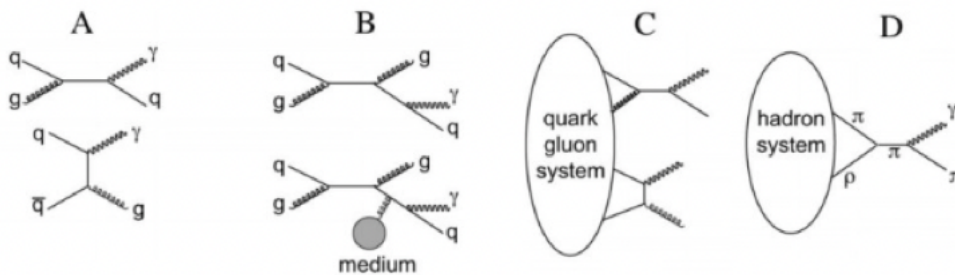


図 1.10: 高エネルギー原子核衝突における直接光子の生成機構の例。A と B はプロンプト光子、C と D は熱的光子の生成機構の例 [10]

直接光子はその生成過程によって横運動量が異なるため、測定した光子の横運動量から生成過程を推定できる。図 1.11 で示すように横運動量  $4\sim 5\text{GeV}$  以下では熱的光

子が支配的であり、それ以上の横運動量ではプロンプト光子が支配的である。高強度磁場による仮想光子偏光を測定する際には、衝突初期に生成される光子の崩壊について検出する必要があるため高い横運動量領域を見るのが望ましい。

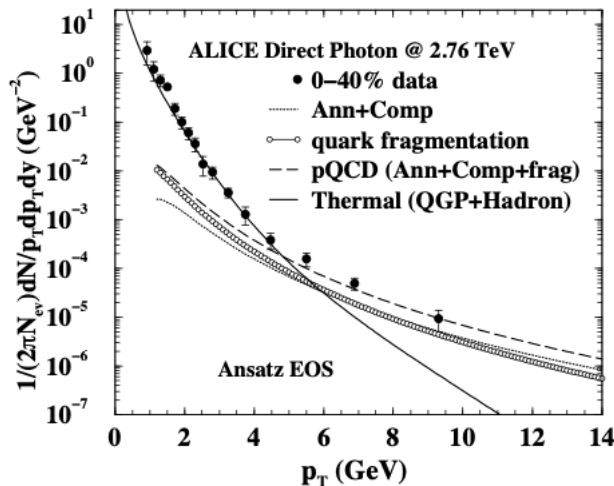


図 1.11: LHC の Pb-Pb 衝突=2.76TeV における直接光子収支 [11]

## 1.4.2 仮想光子の偏光測定

仮想光子とは、通常の光子が質量を持たないのに対し、有限の質量を持った状態の光子である。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を持った光子が存在することができる。仮想光子は光子と同様に高強度磁場中での非線形 QED の効果によって偏光し、その後フェルミオン対に崩壊する際に崩壊面は非等方性を持つ。この非等方性が確認できれば高強度磁場の直接的な証拠になり得ると考えている。本研究では、レプトン対の崩壊面の向きの偏りを「偏向」と呼んでいる。生成される磁場に対して崩壊面の角度を計算し、磁場と垂直になる場合と平行になる場合の生成確率を比較することで偏光度を求める。

## 1.5 研究目的

高エネルギー原子核衝突における高強度磁場生成の直接的な検出を目指している。過去に LHC の核子当たり 2.76 TeV の Pb-Pb 衝突の実験データで、電子対をプローブとした検出可能性の議論は行われているが、強磁場の直接的な証拠の検出には至っていない。そこで  $\mu$  粒子対をプローブとすると透過性が高く粒子識別が容易であることや、電子より質量が大きく  $\pi^0$  ダリツ崩壊がないため背景事象となる  $\mu$  粒子対を減らすことができる利点がある。そのため  $\mu$  粒子対をプローブとした強磁場の検出を計画している。また、先行研究では強磁場下での偏光が期待される直接仮想光

子の、Run 3 の Pb-Pb 衝突における統計量を推定し、偏光度を見積もっている。これは pp 衝突における直接仮想光子由来の  $\mu$  粒子対の統計量を算出し、それを核子間衝突数倍してスケールリングをすることによって見積もられている。本研究では、Run 3 における Pb-Pb 衝突を想定したデータをイベントシミュレータ pythia で生成し、そのデータで偏光度を計算することで偏光の検出可能性評価を行った。

## 第2章 実験背景・検出器

### 2.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は CERN (欧州合同原子核機構) によって建設された世界最大のハドロン衝突型の円形加速器である。この加速器はスイスとフランスの国境上の地上から約 100m 地下のトンネルに設置されており、周長は約 27km にも及ぶ。LHC 加速器では、ALICE 実験、CMS 実験、ATLAS 実験、LHCb 実験、LHCf 実験、TOTEM 実験の 6 つの実験を行っており、それぞれ異なる物理を目指している。ALICE 実験は高エネルギー原子核衝突と重イオン衝突に特化した唯一の実験である。また ATLAS 実験や CMS 実験では、高エネルギー pp 衝突に着目し衝突時の生成粒子を解析することにより、宇宙の暗黒物質の解明にもつながる超対称性粒子の発見や、標準模型を超える新しい物理の探査などを目指している。

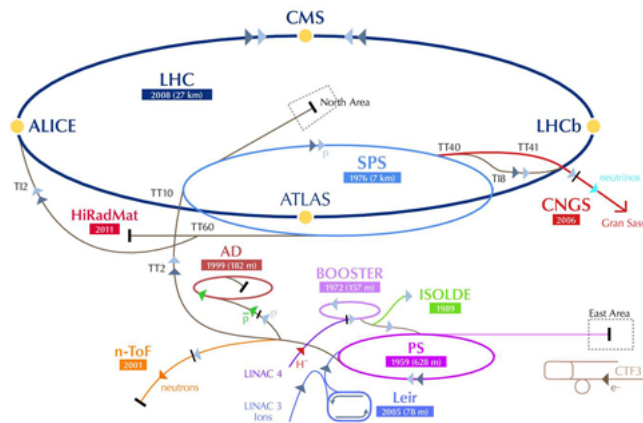


図 2.1: LHC 加速器の概要図 [12]

### 2.2 ALICE 実験

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験は、LHC 加速器で展開される 6 つの実験の 1 つである。ALICE 実験は原子核衝突と重イオン衝突実験に特化した実験であり、QGP の性質の解明に焦点を置いている。QGP 領域内で生成された粒子の情報を解析することで QGP の性能を解明することが目的であるため、検出器は粒子のエネルギー、運動量や粒子識別など多くの物理を測定できる必要がある。



そのため多数の検出器が組み合わさっており検出器全体では高さ 16m、幅 16m、長さ 26m あり、総重量では 10000 トンもある。その検出器の全容は図 2.2 に示す。この実験には、アメリカやイギリスなど世界 36 カ国の人々が参加し、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。2015 年に開始した Run 2 ではビーム重心系での衝突エネルギーは、pp 衝突で  $\sqrt{s} = 13$  TeV、Pb-Pb 衝突で核子対あたり  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV の衝突エネルギーに到達しており、世界最高の衝突エネルギーを実現している。2022 年に開始した Run 3 では pp 衝突で  $\sqrt{s} = 14$  TeV に達しており、Pb-Pb 衝突で  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV での実験が計画されている。

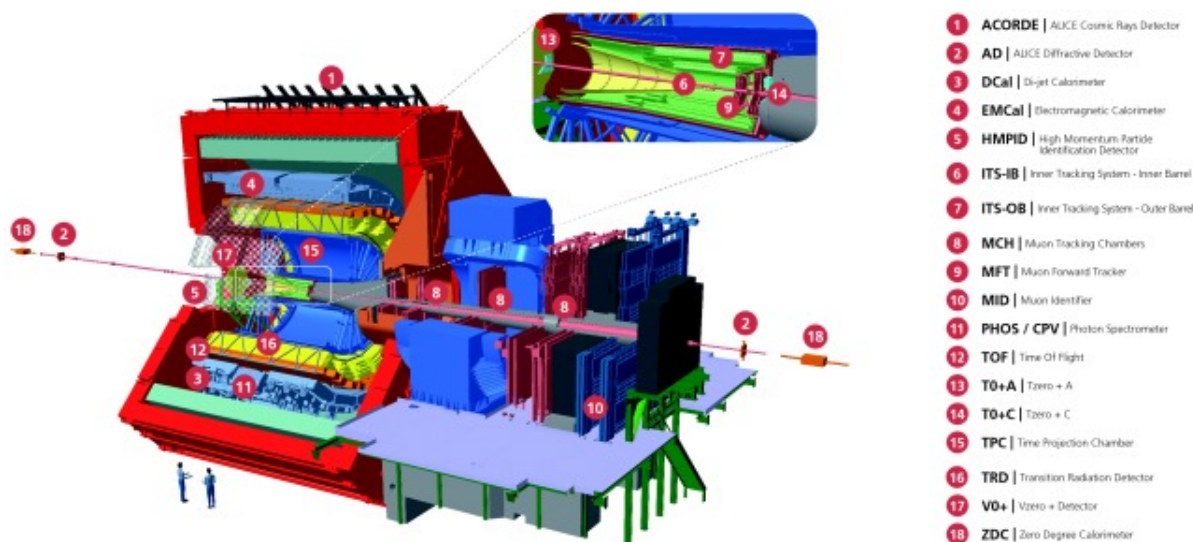


図 2.2: ALICE 実験 Run 3 における検出器の概要図 [13]

## 2.3 ALICE 実験における $\mu$ 粒子測定

原子核衝突によって生成された QGP の性質を調べるためには、プローブとなる粒子の測定が必要となる。生成される粒子のうち、レプトンはカラー電荷を持たず強い相互作用を受けないため生成時の情報を持った状態で測定できる。また第二世代のレプトンである  $\mu$  粒子は、電子と比べ背景事象が少なく高い透過性を持つため識別が容易であり、QGP の測定に適していると考えられる。ALICE 実験では図 2.3 に示すミューオンスペクトロメーターを用いて  $\mu$  粒子の飛跡、運動量の測定を行う。ミューオンスペクトロメーターは  $-4 < \eta < -2.5$  の前方擬ラピディティ領域をカバーしている。この領域は、ビーム軸方向である  $z$  軸に近い領域を示している。衝突点付近の  $z = -0.9\text{m}$  から  $z = -5.03\text{m}$  に設置されているアブゾーバーで、衝突点から放出される粒子を吸収する。高い透過性を持つ  $\mu$  粒子はアブゾーバーに吸収されず通過するため、 $\mu$  粒子のみの測定を行うことができる。さらに、 $z = -5.2\text{m}$  から  $z = -14.4\text{m}$  の間にあるダイポールマグネットによって運動量を測定し、飛跡の再構成を行う。

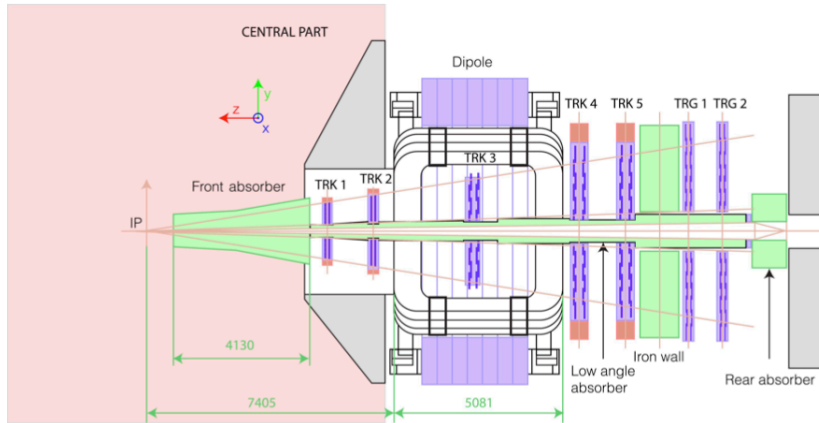


図 2.3:  $\mu$  粒子検出器の概要図 [14]

## 2.4 前方 $\mu$ 粒子飛跡検出器

ALICE 実験は 2019 年から 2 年間のロングシャットダウンを実施しており、検出器の機能向上や新検出器の導入が行われている。2022 年に開始した ALICE 実験 Run 3 で、前方  $\mu$  粒子飛跡検出器 (Muon Forward Tracker、MFT) を導入した。ミュオンスペクトロメーターには  $\mu$  粒子を選別するためのアブゾーバーが設置している。これによりハドロンを排除することができるが  $\mu$  粒子も多重散乱を起こすため、多重散乱を受ける以前の衝突点付近の飛跡が不鮮明であった。Run 3 では衝突点とアブゾーバーの間に MFT が導入された。これによって、アブゾーバーへ入射前の  $\mu$  粒子の飛跡の測定を可能にし、より正確な飛跡の再構成を実現することが期待される。より正確な飛跡の再構成により、低質量  $\mu$  粒子対質量分解能の向上や、チャームクォークとボトムクォークの識別が可能になる。また、衝突点において直接生成された  $\mu$  粒子と 2 次生成  $\mu$  粒子の区別が可能になることが期待される。

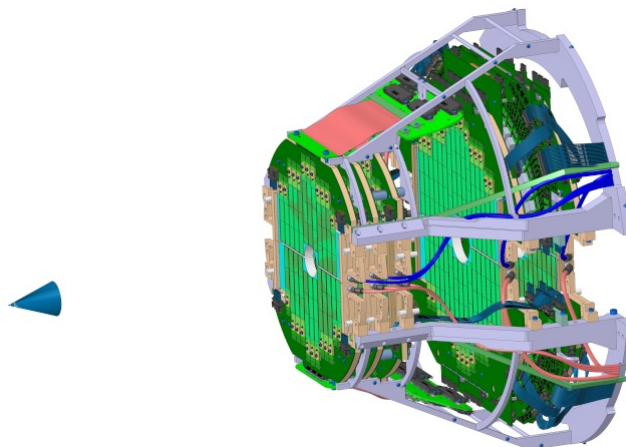


図 2.4: MFT の概要図 [15]

# 第3章 解析手法

## 3.1 偏光度測定

### 3.1.1 偏光度の計算

偏光とは前述した通り、仮想光子からレプトン対に崩壊する際に、その崩壊面の磁場に対する角度に偏りが出ること指す。この偏光の度合いを示す偏光度  $P$  を次のように定義した。

$$P = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \quad (3.1)$$

$N_{\perp}$  : 磁場に対して垂直に近い  $\mu$  粒子対の数

$N_{\parallel}$  : 磁場に対して平行に近い  $\mu$  粒子対の数

偏光せず崩壊面である  $\mu$  粒子対の角度に偏りが無い場合、つまり  $N_{\perp} = N_{\parallel}$  の時には偏光度  $P$  は 0 であり、偏光し角度に偏りが生じている場合 ( $N_{\perp} \neq N_{\parallel}$ ) には偏光度  $P$  は 1 に近づく。図 3.1 は仮想光子が  $\mu$  粒子対に崩壊する様子を示している。磁場方向を  $Y$  軸、ビーム方向を  $Z$  軸としている。実際の原子核衝突実験でも、検出器でカバーできる範囲に限られるためビーム方向 ( $Z$  軸) 付近に飛んでくる仮想光子を選択して測定している。

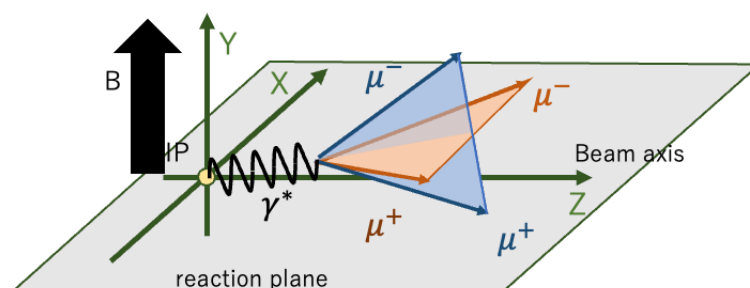


図 3.1: 仮想光子が  $\mu$  粒子対に崩壊する様子

また、実際の原子核衝突実験のデータを解析する際に同じ粒子から生まれた  $\mu$  粒子同士のみで  $\mu$  粒子対を再構成するのは非常に困難なため、本研究においても親粒子に関わらずあらゆる組み合わせの  $\mu^+$  と  $\mu^-$  から  $\mu$  粒子対を再構成する。

### 3.1.2 $\mu$ 粒子対の角度の計算

高強度磁場は直接測定することが出来ないため、代わりに  $\mu$  粒子対の崩壊面と基準となる軸との角度を測定する。この基準軸、角度は次の式 3.2、3.3、3.4 のように定義する。

$$\theta = \cos^{-1} \left( \frac{\vec{n}_{\mu\mu} \cdot \vec{n}_{ref}}{|\vec{n}_{\mu\mu}| |\vec{n}_{ref}|} \right) \quad (3.2)$$

$$\vec{n}_{\mu\mu} = \vec{P}_{\mu^+} \times \vec{P}_{\mu^-} \quad (3.3)$$

$$\vec{n}_{ref} = (\vec{P}_{\mu^+} + \vec{P}_{\mu^-}) \times (\vec{P}_{\mu^+} + \vec{P}_{\mu^-})_{XZ} \quad (3.4)$$

$\vec{P}_{\mu^+}$  :  $\mu^+$  の運動量ベクトル

$\vec{P}_{\mu^-}$  :  $\mu^-$  の運動量ベクトル

$(\vec{P}_{\mu^+} + \vec{P}_{\mu^-})_{XZ}$  は  $(\vec{P}_{\mu^+} + \vec{P}_{\mu^-})$  を XZ 平面に射影したものであり、 $\gamma^*$  の運動量ベクトルとの外積をとった基準軸は常に XZ 平面上に位置する。この基準軸は、 $\gamma^*$  の位置に応じて磁場ベクトルに対して垂直になるように設定されているため、磁場方向を考慮した上で  $\gamma^*$  に対応した軸となっている。図 3.2 は  $\mu$  粒子対と基準軸を示している。本研究では  $\mu$  粒子対の角度が  $0 < \theta \leq 45$ 、 $135 \leq \theta < 180$  の場合は  $N_{\perp}$ 、 $45 < \theta < 135$  であった場合には  $N_{\parallel}$  と判別している。

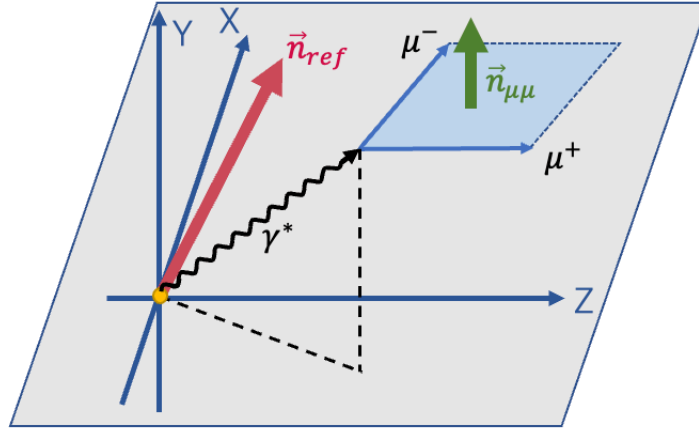


図 3.2: 崩壊面の角度計算に用いる基準軸

## 3.2 使用したシミュレーションデータ

背景事象となる Pb-Pb 衝突、 $\sqrt{s_{NN}} = 5.52$  TeV のデータを、イベントジェネレーター pythia を用いて生成した。シグナルとなる直接仮想光子由来の  $\mu$  粒子対を、同じく pythia で生成した pp 衝突のデータから該当するものを選択している。そしてシグナルのデータを背景事象となる PbPb のデータに埋め込むことで、Pb-Pb 衝突で

偏光した直接仮想光子由来の  $\mu$  粒子対が生成されることを想定したデータを作成した。以下に生成したデータの情報を記載する。

### 背景事象

Pb-Pb 衝突,  $\sqrt{s_{NN}} = 5.52$  TeV のデータを、pythia を用いて生成している。そして Pb-Pb 衝突で生成された  $\mu$  粒子同士で組み合わせ、 $\mu$  粒子対を作り背景事象としている。また、event mixing という手法を用いて  $\mu$  粒子対の統計量を増やしている。event mixing とは、本来原子核衝突の event ごとに独立して解析を行うが、他の event で生成された粒子の情報も使用して解析する手法である。以下に生成された  $\mu$  粒子対の質量分布、横運動量分布を示す。ヒストグラムの赤線が event mixing を用いて増幅させたデータ (mixed event)、青線が生成されたそのままのデータ (same event) である。

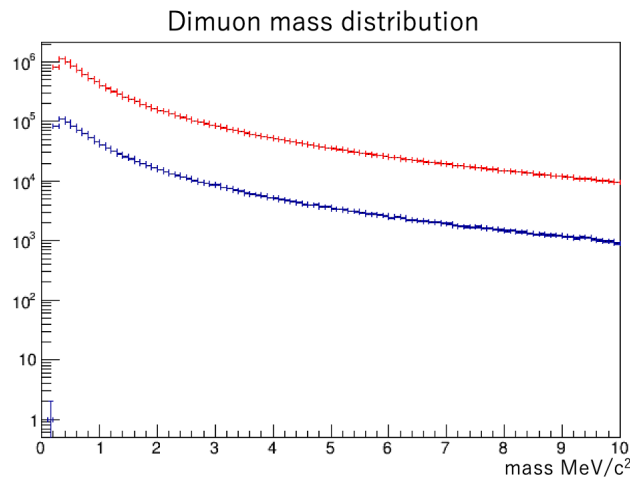


図 3.3: PbPb 衝突で生成された  $\mu$  粒子対の質量分布

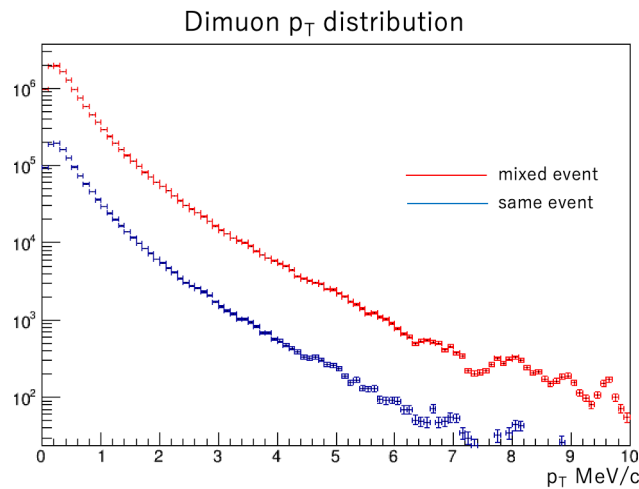


図 3.4: PbPb 衝突で生成された  $\mu$  粒子対の横運動量分布

Pb-Pb衝突によって生成された背景事象となる  $\mu$  粒子対は  $1.46 \times 10^7$  個である。

### シグナル

pythia を用いてシミュレーションした pp 衝突のデータから、仮想光子由来の  $\mu$  粒子対を選択しシグナルとしている。ここで得られる  $\mu$  粒子対にはあらかじめ偏向を加えており、偏光度を  $P=0.12[1]$ ,  $0.0$ ,  $1.0$  と設定し生成した。

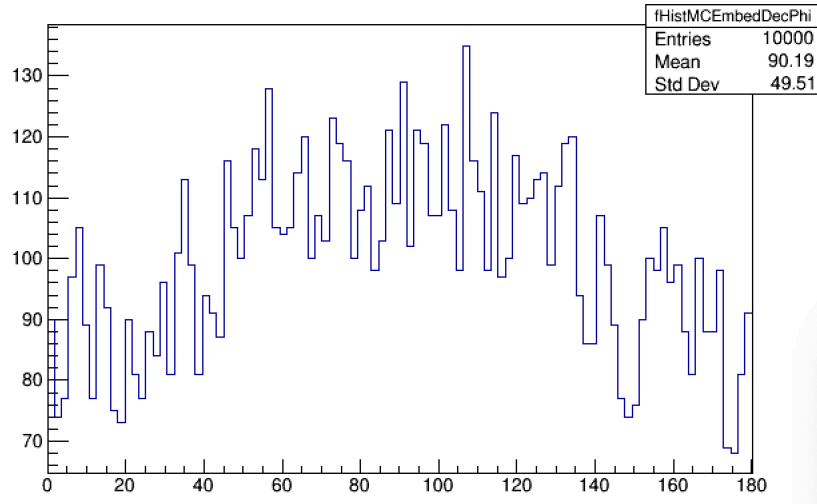


図 3.5: シグナルとなる  $\mu$  粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=0.12$ )

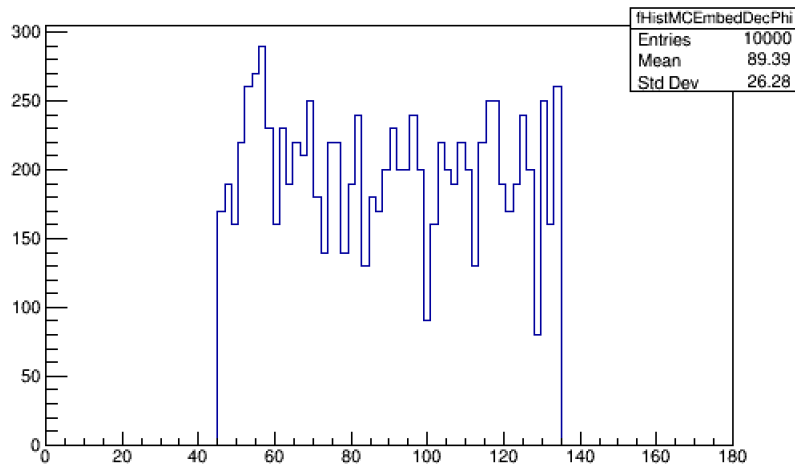


図 3.6: シグナルとなる  $\mu$  粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=1.0$ )

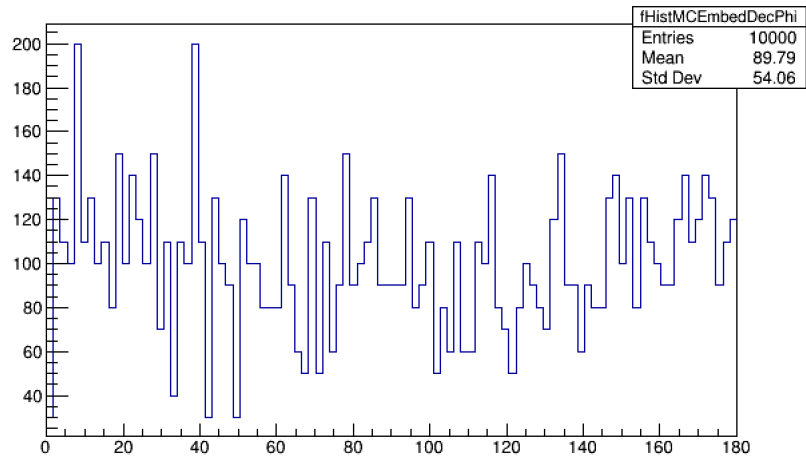


図 3.7: シグナルとなる  $\mu$  粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=0.0$ )

これらの、シグナルとなる偏光仮想光子由来の  $\mu$  粒子対のデータを背景事象となる PbPb 衝突のデータに埋め込み、合わさったデータを偏光度測定に使用した。これにより、多くの背景事象の中に埋もれている直接仮想光子由来  $\mu$  粒子対の偏光度を測定できるかどうかの検証を行なっている。

## 第4章 シミュレーション結果

偏光度  $P=0.12$  のシグナルを埋め込んだ、 $\mu$  粒子対の崩壊面の角度分布を図 4.1 に示す。図 4.1 は背景事象に含まれる  $\mu$  粒子対の崩壊面角度分布 (青線) と、背景事象にシグナルを加えた  $\mu$  粒子対の角度分布 (赤色) である。また、角度計算にあたり崩壊面の表裏を区別しない場合、 $90 < \theta < 180$  のものは  $\theta' = 180 - \theta$  と考えても物理的に同等なものであるため、そう計算して  $0 < \theta < 90$  のヒストグラムを作成している。

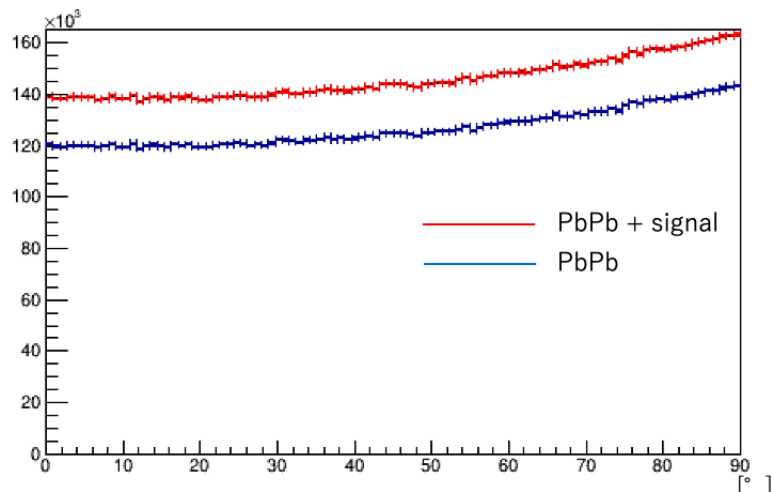


図 4.1:  $\mu$  粒子対の崩壊面の角度分布 ( $P=0.12$ )

そして崩壊面が磁場に対して垂直に近い  $\mu$  粒子対と平行に近い  $\mu$  粒子対の数  $N_{\perp}, N_{\parallel}$  を算出し、以下に示す偏光度の誤差を含めて求める式を用いて偏光度を計算した。また、偏光度  $P=0.0, 1.0$  のシグナルを埋め込んだデータについても同様に計算を行った。

データセット	$N_{\perp}$	$N_{\parallel}$	計
PbPb のみ	6623105	6052616	12675721
$P=1.0$ を埋め込んだデータ	7621011	6956663	
$P=0.12$ を埋め込んだデータ	7591093	6986581	14577674
$P=0.0$ を埋め込んだデータ	7578121	6999553	

表 4.1: それぞれのデータの  $N_{\perp}, N_{\parallel}$



## 偏光度とその誤差

偏光度の誤差を含めて計算する式は次のように表される。

$$P = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \pm \frac{2}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \sqrt{\frac{N_{\perp} N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}} \quad (4.1)$$

それぞれのデータに対して偏光度を計算した結果を以下に示す。

データセット	偏光度 P
P=1.0 を埋め込んだデータ	0.00456 ± 0.0003
P=0.12 を埋め込んだデータ	0.00415 ± 0.0003
P=0.0 を埋め込んだデータ	0.00397 ± 0.0003

表 4.2: それぞれのデータの偏光度 P

表 4.2 より、シグナルの偏光度が高いほど測定値も大きいため偏光を確認できたといえる。

次に P=0.12 のデータと P=0.0 のデータの測定結果の差を、P=1.0 のデータと P=0.0 のデータの測定結果の差と比較した。

$$(0.00415 - 0.00397) / (0.00456 - 0.00397) = 0.3 \pm 0.1$$

つまり、偏光度 P=0.12 のシグナルを埋め込んだデータからの簡易的な偏光度の推定値は P=0.3 ± 0.1 となった。

## 第5章 考察・結論

埋め込むシグナルの偏光度を変えて偏光度測定をした結果、シグナルの偏光度を上げるほど測定値も上昇しているため偏光は検出できていることがわかる。P=0.12のシグナルを埋め込んだデータの測定値は、誤差の範囲で考えると2倍以上合わないが、数倍の範囲に収まっていると考えることもできる。シグナルの偏光度によって測定値も変化しているため、異なる偏光度のシグナルを加えたデータの測定値を比較した結果も見当はずれではないと考える。以下に偏光度測定の精度を向上するために考慮すべき点を記す。

### 統計量・シグナルの密度

先行研究 [17] にて、Run 3での Pb-Pb 衝突におけるシグナル、背景事象となる  $\mu$  粒子対の統計量が推定されている。これは、pp 衝突における  $\mu$  粒子対の収量を見積り、Pb-Pb 衝突での核子間衝突倍することでスケールリングを行うことで推定している。

Periods	Cuts	$N_s$	$N_B$
Run 2	All dimuons	$\sim 10^5$	$\sim 10^{10}$
	$p_T > 4\text{GeV}/c$	$\sim 10^4$	$\sim 10^6$
Run 3	All dimuons	$\sim 10^6$	$\sim 10^{11}$
	$p_T > 4\text{GeV}/c$	$\sim 10^5$	$\sim 10^7$
今回使用したデータ (All dimuons)		$2.0 \times 10^4$	$1.5 \times 10^7$

表 5.1: Run2,Run 3 の Pb-Pb 衝突における  $\mu$  粒子対の統計量の推定 [17] と今回使用したデータの統計量

今回シミュレーションを行った統計量はシグナルが  $10^4$ 、背景事象が  $10^7$  のオーダーであるため、統計量が足りていない。統計量を増加させることで、より正確な崩壊面の角度分布が得られるため偏光度測定の精度も上がると期待している。また、特に重要なのは背景事象に対するシグナルの密度である。シグナルの密度は  $S/N$ (総数とシグナルの比) で示され、本研究に用いたデータは  $S/N = 1.4 \times 10^{-3}$  である。対して、表 5.1 の推定された Run 3,Pb-Pb の統計量から、横運動量  $p_T > 4 \text{ GeV}/c$  における  $\mu$  粒子対の  $S/N$  は  $10^{-2}$  のオーダーである。 $S/N$  が大きいほど偏光を確認しやすいため、表 4.2 の推定値における  $S/N$  に合わせることでより偏光度測定の精度が上昇することが期待できる。 $p_T > 4 \text{ GeV}/c$  のカットについては後述する。

今後このようなことを考慮し、Run 3での実データを再現するために多くの統計を用意する必要がある。

### 崩壊面の角度計算

本研究のような手法で偏光測定するのであれば崩壊面の角度計算に使用した基準軸について考慮し直す必要がある。使用した基準軸は仮想光子と磁場の両方に対応したベクトルであったので採用したが、本研究の目的に対しては背景事象のみの $\mu$ 粒子対の角度分布は一定であるのが望ましかった。そのほうがシグナルを埋め込んだ際に角度分布の変化を評価しやすいためである。さらに、背景事象の角度分布が一定であると、シグナルの偏光度を変えて比較する必要がなく、より実データ解析に近い形での評価が可能なる。

また展望として、ALICE 実験 Run 3における Pb-Pb 衝突実験を再現するために考慮しなければならないことを以下に挙げる。

### 検出器効果

本研究におけるシミュレーションには検出器効果は組み込んでいないが、今後 Run 3 の Pb-Pb 衝突データを再現するためには検出器の効果を組み込まなければならない。特に Run 3 で導入される前方 $\mu$ 粒子飛跡検出器 (MFT) による影響は大きいと予想される。仮想光子偏光の測定で検出したい $\mu$ 粒子は、直接光子由来の $\mu$ 粒子であり衝突点で生成される。しかし、寿命が短いハドロンが崩壊して出来る $\mu$ 粒子は衝突点付近で生成され飛んでくるので、直接光子由来のものとの区別ができない。MFT を用いれば衝突点付近の飛跡再構成がより正確になるため、これらを区別できるようになると考えている。このように検出器効果をシミュレーションに組み込むことで背景事象となるハドロンの一部を除外できるため、得られる $\mu$ 粒子中における直接光子由来 $\mu$ 粒子の純度が上昇し偏光測定の可能性が上がることを期待できる。

### $\mu$ 粒子対の横運動量

”1.5.1 高エネルギー原子核衝突における直接光子生成”で前述したように、直接光子は生成過程によってプロンプト光子と熱的光子に分けられる。また、プロンプト光子と熱的光子は横運動量が異なるため、横運動量から生成過程が推定できる。偏光が期待されるのはプロンプト光子であり、プロンプト光子が支配的な横運動量  $p_T > 4\text{GeV}$  の領域を調べることである程度熱的光子を除外することができる。これにより背景事象を一部取り除くことで、得られる光子中における偏光仮想光子の純度が上昇し偏光測定の可能性が上がることを期待できる。

シミュレーションにより埋め込んだシグナルの偏光を確認したのは本研究が初めてである。また本研究によって、仮想光子偏光の検出が可能であることを確認できたが、その精度についてはまだまだ向上の余地があることも示した。今後、上記の点を取り入れて偏光度測定を行うことで偏光度の推定精度を向上させ、Run 3における実データ解析での仮想光子偏光測定に反映できるようにしていきたい。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々の支えがあり卒業論文を書き上げることができました。この場を持って深くお礼申し上げます。

指導教員である志垣教授は、研究に関する質問をしにいくといつも快く答えてくださり、私が理解できるように丁寧に指導して下さいました。また、基本から段階を踏んで研究を進めていくといったような研究に対する取り組み方、考え方を教えて下さって、研究の流れを見通しつつ研究を進めることができました。研究会に参加する機会もたくさん与えてくださったため、積極的に学習する意識と研究に対する意欲を持つことができました。

山口准教授は私の研究内容の説明に対して助言をしていただき、よりの確な説明となるよう協力して下さいました。また日頃から学生部屋に来て、何気ない会話と共に励ましの言葉をかけて下さいました。そのおかげで研究のモチベーションを保つことができました。

八野助教には隔週のミーティングにて、うまくいかない原因や考慮すべき点などの的確なアドバイスをいただいて、問題点を解決し研究を進めることができました。

本間准教授には、前期のラボエクササイズで素粒子実験の基礎を教えてくださいました。また物理量のスケール感覚など、物理的な感覚が研究者にとって重要なことを教えてくださいました。

三好助教には前期のゼミを担当していただき、原子核素粒子物理学についての学習する際に大変お世話になりました。また、プログラミングについても教えてくださいいただき、本研究を進める上で非常に役に立っています。

荻野研究員は研究室のサーバーの管理をしていただき、本研究の解析も何不自由なく行うことができました。

木村さんにはシミュレーション行う際に使用するコードについていろいろ教えてくださいいただきました。また、木村さんが出張中にも関わらず、私が研究に行き詰まり質問をした際には、返答をくださり非常に助かりました。

先輩方は日頃の生活の中で研究に関するアドバイスをくださったり、雑談で楽しませていただきました。先輩方のおかげで研究室生活を楽しく送ることができました。

同研究室の B4 生とは日頃から議論を行い、とても楽しく素粒子実験について学習してこれました。研究に対するモチベーションを持ち続けられたのは、辛いことの愚痴も言い合える B4 生達存在あってこそだと思っています。そして、卒論の苦しみを共有することでより一層仲が深まったように思います。今後もよろしく願います。

最後にずっと支えてくれる家族に最大限の感謝を伝えたいです。こまめに連絡をしてくれて、好物を送ってくれるのが非常に嬉しいです。ありがとうございます。

# 参考文献

- [1] K.-I. Ishikawa, D. Kimura, K. Shigaki, and A. Tsuji, J. Mod. Phys. A28 (2013) 1350100.
- [2] Virtual Journal on QCD Matter. <http://qgp.phy.duke.edu>.
- [3] Y.Yamaguchi, ” Direct photon measurement with virtual photon method in d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  ” Tokyo University, doctor thesis(2011)
- [4] 谷崎 麗未 著 平成 26 年度広島大学理学研究科修士論文  
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
- [5] 辻 亜紗子 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 2.76 TeV 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
- [6] H. Koichi and I. Kazunori. Vacuum birefringence in strong magnetic fields:(i) photon polarization tensor with all the landau levels. Annals of Physics, (2013).
- [7] D. E. Kharzeev, L. D. McLerran, and H. J. Warringa. The effects of topological charge change in heavy ion collisions: “
- [8] K.Tuchin, Phys Rev C 82,034904(2010)
- [9] event by event p and cp violation ”. Nuclear Physics A, (2008). K.Hattori, K.Itakura 強磁場中における真空複屈折の詳細解析とその応用に向けて <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/soken.editorial/sokendenshi/vol13/netsuba2012/p23-05-Hattori.pdf>
- [10] Paul Stankus. Direct photon production in relativistic heavy-ion collisions. Annual Review of Nuclear and Particle Science, (2005).
- [11] Jajati K. Nayak. Direct photon productions from Pb+Pb collisions at 2.76 TeV, LHC energy. DAE Symp. Nucl. Phys. (2013).
- [12] LHC ALICE 実験 日本グループ <http://alice-j.org/>
- [13] A. Tauro. 3D ALICE Schematic Run 3 - with Description (2017). URL: <https://cds.cern.ch/record/2263642>.

- [14] The Muon Forward Tracker Letter of Intent
- [15] CERN Document Server-MFT. <https://cds.cern.ch/record/2748310>
- [16] ALICE Letter of Intent J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 087001
- [17] 木村 健斗 著 2022 年広島大学先進理工科学研究科修士論文  
Detection feasibility of ultra-intense magnetic field generated in non-central Pb-Pb collisions with dimuon measurement at ALICE
- [18] K.Hattori, K.Itakura Ann. Phys. 330 (2013) 23-54