

卒業論文

高エネルギー原子核衝突における仮想光子偏光測定  
および流体模型計算を用いた背景効果評価

広島大学理学部物理科学科  
クォーク物理学研究室  
B115284

信廣 晃秀

指導教官 杉立 徹 教授  
主査 志垣 賢太 准教授  
副査 高橋 徹 准教授

平成27年2月10日

## 概要

高エネルギー原子核相互の非中心衝突において、 $10^{15}$  Tesla にも及ぶ高強度磁場の生成が予測されている。この磁場の最初の直接的観測を目的として、 $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV 鉛+鉛原子核衝突の ALICE 実験データを用いて仮想光子偏光測定を進めている。

本研究では電子陽電子対の2つの不変質量領域について解析を行った。一つは、衝突初期に生じた強磁場が消失した後生成するため磁場の影響を受けない  $\pi^0$  中間子のダリツ崩壊による電子陽電子対が支配的である  $0-30$  MeV/ $c^2$  領域である。もう一つは、磁場の影響を受け得る仮想光子から崩壊した電子陽電子対に対してバックグラウンドが小さくなり、電子陽電子対を仮想光子由来のものとして判別して収量測定が可能になる  $120-300$  MeV/ $c^2$  領域である。初期結果として  $0-30$  MeV/ $c^2$  領域において有限な値が観測されたが、この質量領域では磁場による偏光は存在しないと考えられるため、反応平面に垂直方向と平行方向とで横運動量分布に偏りが生じる方位角に依存した集団運動である方位角異方性の効果が含まれるのではないかと予想した。そこで、磁場の効果を反映すると考えられる  $120-300$  MeV/ $c^2$  領域においても、測定した偏光度から方位角異方性の効果を差し引くために、原子核相互衝突の流体模型計算を用いてこの効果を評価した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>5</b>
1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	5
1.2	高エネルギー原子核衝突	6
1.2.1	原子核衝突	6
1.2.2	方位角異方性	7
1.3	高エネルギー原子核衝突による強磁場の生成	7
1.3.1	強磁場生成の原理	7
1.3.2	高エネルギー原子核衝突の時空発展と強磁場の寿命	8
1.3.3	強磁場中での物理現象	8
1.4	研究目的	9
<b>第 2 章</b>	<b>実験施設、測定器</b>	<b>10</b>
2.1	LHC 加速器	10
2.2	ALICE 実験	10
2.2.1	検出器	11
<b>第 3 章</b>	<b>仮想光子偏光を用いた強磁場の測定方法</b>	<b>14</b>
3.1	反応平面と磁場軸の決定	14
3.2	偏光度の測定	14
3.2.1	偏光度の定義	14
3.2.2	磁場軸に対する崩壊面の向き	16
3.2.3	アクセプタンスの考慮	16
3.2.4	無相関な電子陽電子対	16
<b>第 4 章</b>	<b>ALICE 実験データ解析、結果、考察</b>	<b>18</b>
4.1	中心衝突度の測定	18
4.2	反応平面の測定	18
4.3	電子、陽電子	19
4.3.1	荷電粒子の飛跡再構成	19
4.3.2	電子識別	19
4.4	電子対	20
4.5	不変質量分布	20
4.6	崩壊面の角度分布	21
4.7	ALICE 実験データの解析結果	21
4.8	実験データの解析結果に対する考察	24
<b>第 5 章</b>	<b>流体模型計算データ解析、結果、考察</b>	<b>25</b>
5.1	$\pi^0$ のダリツ崩壊による電子陽電子対の生成	25
5.2	中心衝突度の決定	25

5.3	流体模型計算データの解析結果 . . . . .	26
5.4	計算データに対する考察 . . . . .	28
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	<b>30</b>
付 録 A	流体模型シミュレーション	31

# 目次

1.1	宇宙の歴史 [1] . . . . .	5
1.2	原子核衝突の様子 . . . . .	6
1.3	方位角異方性のイメージ図。 . . . . .	7
1.4	高エネルギー原子核衝突の時空発展の略図。 [1] . . . . .	8
2.1	LHC 加速器の概略図 [1] . . . . .	10
2.2	ALICE 実験検出器群 [1] . . . . .	11
2.3	ITS . . . . .	12
2.4	TPC . . . . .	12
2.5	V0 検出器 . . . . .	13
3.1	粒子の反応平面からの角度と磁場の関係 . . . . .	14
3.2	仮想光子が電子陽電子対に磁場と垂直に崩壊する様子。青は崩壊面の方向が磁場に垂直、赤は崩壊面の方向が磁場に平行の場合である。 . . . . .	15
3.3	仮想光子が電子陽電子対に磁場と平行に崩壊する様子。 . . . . .	15
4.1	ALICE 実験における VZERO 検出器の多重度と中心衝突度の関係 [7] . . . . .	18
4.2	VZERO-C 検出器で測定した各中心衝突度における反応平面の角度分布。左上：0-10% , 右上：10-30% , 左下：30-50% , 右下：50-90% . . . . .	19
4.3	電子陽電子対の不変質量分布 (中心衝突度 0-10%) . . . . .	20
4.4	電子陽電子の崩壊面とビーム軸に垂直な面との角度分布 (中心衝突度 0-10%) . . . . .	21
4.5	0-30 $MeV/c^2$ における偏光度。左は、同じ衝突事象内 (same event) での偏光度、右は、異なる衝突事象 (mixed event) で電子陽電子対を組み合わせた偏光度。一段目は電子陽電子対 (unlike sign) の見かけの偏光度、二段目は同種粒子の組 (like sign) での見かけの偏光度、三段目はアクセプタンスを考慮した偏光度。緑の四角は仮想光子の運動量が磁場に垂直、青の四角は仮想光子の運動量が磁場に平行の見かけの偏光度を示す。赤の上向き三角は like sign、下向き三角は unlike sign を示す。 . . . . .	22
4.6	120-300 $MeV/c^2$ における偏光度。左は、同じ衝突事象内 (same event) での偏光度、右は、異なる衝突事象 (mixed event) で電子陽電子対を組み合わせた偏光度。一段目は電子陽電子対 (unlike sign) の見かけの偏光度、二段目は同種粒子の組 (like sign) での見かけの偏光度、三段目はアクセプタンスを考慮した偏光度。緑の四角は仮想光子の運動量が磁場に垂直、青の四角は仮想光子の運動量が磁場に平行の偏光度を示す。赤の上向き三角は like sign、下向き三角は unlike sign を示す。 . . . . .	23
4.7	左：0-30 $MeV/c^2$ と右：120-300 $MeV/c^2$ でのコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた偏光度 . . . . .	24
4.8	範囲を狭めた 0-30 $MeV/c^2$ でのコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた偏光度 . . . . .	24

5.1	モンテカルロシミュレーションによる中心衝突度とインパクトパラメータの関係 [9] . . . . .	26
5.2	$v_2$ の中心衝突度依存性 . . . . .	26
5.3	流体模型計算の偏光度。左上：緑は磁場に垂直な偏光度で青は磁場に垂直な偏光度を示す。右上：アクセプタンスを考慮した偏光度。下：範囲を狭めたアクセプタンスを考慮した偏光度。 . . . . .	27
5.4	流体模型計算の偏光度。左：不変質量 0-30 Mev/ $c^2$ 。右：不変質量 0-30 Mev/ $c^2$	28

# 第1章 序論

高エネルギー原子核衝突において  $10^{15}$  Tesla もの強磁場が発生すると考えられている。この章では、高エネルギー原子核衝突による強磁場生成の原理と性質および研究目的について説明する。

## 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

クォークグルーオンプラズマ (Quark-Gluon Plasma, QGP) は高温高密度状態のクォークおよびグルーオンからなるプラズマ状態のことである。原子は陽子と中性子からなる原子核と電子によって構成され、さらに陽子や中性子はクォークによって構成されている。クォーク間の結合を媒介する粒子であるグルーオンは強い相互作用を伝搬している。量子色力学 (QCD) の性質によってクォークは低温低密度状態では単独で取り出すことができず、全体で色が中世になるような組み合わせでしか存在できない。これをクォークの閉じ込めという。

ビッグバン直後の初期宇宙や中性子星内部においてもクォークグルーオンプラズマは存在していると考えられている。クォークグルーオンプラズマを観測することはクォークの閉じ込めやハドロンなどの性質、はたまた宇宙初期を研究する手がかりとなる。

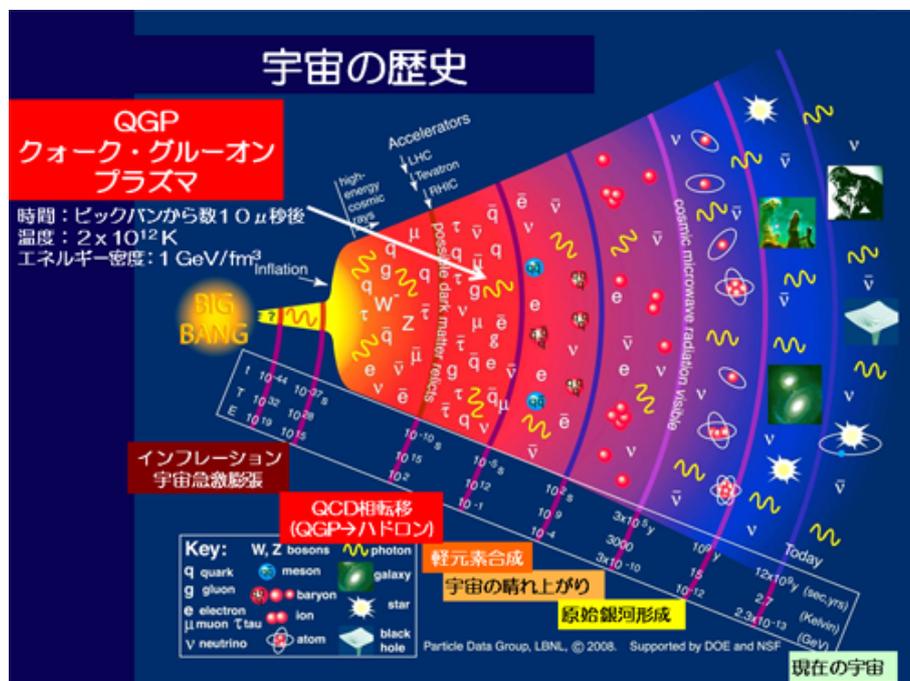


図 1.1: 宇宙の歴史 [1]

## 1.2 高エネルギー原子核衝突

現在の科学でビッグバンを起こしたり、中性子星をつくったりすることはできないが、非常に小さな空間時間において QGP をつくることは可能である。QGP は高エネルギー重イオン衝突実験によってつくることができる。量子色力学において低温低密度状態ではクォーク単体を取り出せないが、高温もしくは高密度で閉じ込めが敗れる性質も持っている。重い原子核同士を相対論的な領域の速度まで加速させて衝突させると高温になり、クォークが閉じ込めのを破り QGP が生成するのである。

現在では、CERN 研究所の LHC 加速器やブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器などで高エネルギー原子核衝突を通して、様々な研究が行われている。

### 1.2.1 原子核衝突

原子核衝突実験において衝突の中心度を制御することはできず、原子と原子は正面衝突することもあれば掠るように衝突することもある。これらの衝突事象は毎回異なり、衝突の割合は原子核物理学を議論する際に重要な値となる。この値の一つに衝突径数 (impact parameter) がある。これは衝突する二つの原子核の中心間の距離で定義され、衝突径数を  $b$ 、衝突原子半径を  $r$  とすると、 $b \approx 0$  ならば中心衝突で  $0 < b < 2r$  ならば周辺衝突となる。

原子核衝突時に衝突を起こした核子部分を反応関与部 (participant)、通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ。反応傍観部は衝突による運動量の変化はなく、そのまま飛んでいき、中心衝突度の測定などに利用される。

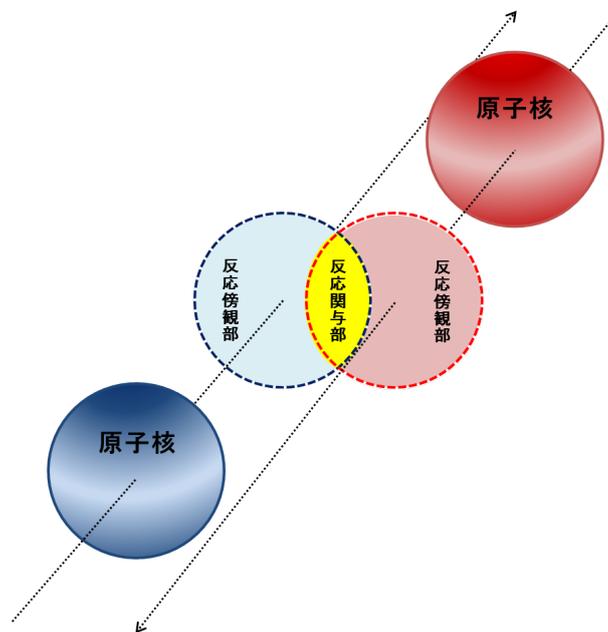


図 1.2: 原子核衝突の様子

高エネルギー原子核衝突において中心衝突の割合を表す中心衝突度 (centrality) は反応関与部の生成粒子などから見積もられている。

### 1.2.2 方位角異方性

最近、高エネルギー原子核衝突において衝突後に生成した粒子の集団的運動について議論されている。原子核衝突では反応関与部の初期の形状が中心衝突度ごとに異なり、のちの系に違いが出てくる。非対称な反応関与部から生成された粒子はその影響を受けて、反応平面に対して生成粒子の方位角方向に違法性が生じる。例えば、反応関与部の粒子密度が均一ならば表面積の広い横方向へ多く粒子が放出されると考えられる。このように粒子の方位角異方性は反応関与部における空間的異方性に起因していると考えられる。

このような方位角異方性を表す値として  $v_n$  がある。 $v_n$  は反応平面と生成粒子のなす角  $\theta$  の分布をフーリエ展開した各項の係数として定義される。

$$\frac{dN}{d(\theta - \phi)} = N_0 + 2v_1 \cos(\theta - \phi) + 2v_2 \cos(2(\theta - \phi)) + \dots \quad (1.1)$$

$$v_n = \langle \cos(n(\theta - \phi)) \rangle \quad (1.2)$$

これらの  $v_n$  は生成粒子の流れの形を表しており、例えば  $v_2$  は楕円型の流れを示している。

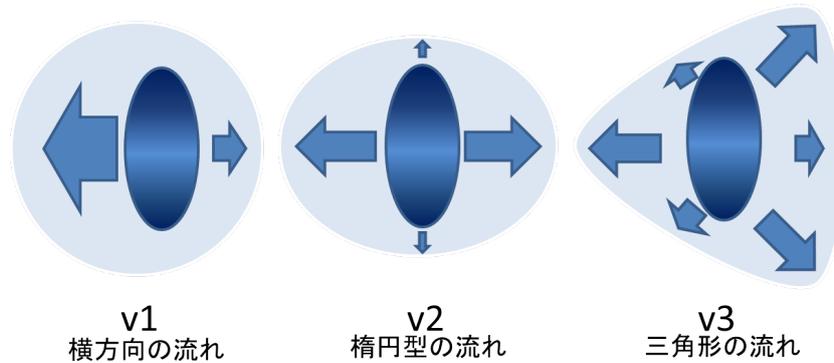


図 1.3: 方位角異方性のイメージ図。

## 1.3 高エネルギー原子核衝突による強磁場の生成

高エネルギー原子核衝突における強磁場の生成は以前から議論されており、RHIC 加速器では  $10^{14}$  Tesla, LHC 加速器では  $10^{15}$  Tesla にも達する磁場が生成されると考えられている。これらは最強磁場を持つことで知られる中性子星マグネターの  $10^3$  倍以上も強い磁場である。

### 1.3.1 強磁場生成の原理

静止系の荷電粒子の周りには球対象にクーロン電場が分布している。この荷電粒子が高速で運動すると電場がローレンツ収縮によって進行方向につぶれ、その分強度が大きくなる。この時電場が時間変化することにもとない、同程度の磁場が生成される。時刻  $t$ 、位置  $r_1$ 、速度  $v$  で運動する電荷  $Z$  の粒子が位置  $r_2$  に作る磁場は、 $e$  を素電荷、 $R$  を  $r_1 - r_2$ 、 $c$  を光速、 $\mu_0$  を真空の誘電率、 $\phi_{Rv}$  を  $R$  と  $v$  のなす角とすると、Lienard Wiechert Potential により式 (3.10) で記述される。

$$B(r, t) = \frac{e\mu_0}{4\pi} \frac{v \times R}{R^3} \frac{(1 - v^2/c^2)}{(1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv})^{3/2}} \quad (1.3)$$

式からわかるように磁場は  $r$  が小さく、 $v$  が早いほど大きくなる。高エネルギー原子核衝突において原子核の半径は  $\sim 10$  fm 程度であり、速度は高速まで加速されている。そのためきわめて強い磁場が生成される。

### 1.3.2 高エネルギー原子核衝突の時空発展と強磁場の寿命

まず、高エネルギー原子核衝突の時空発展について説明する。図 (1.4) に時空発展の様子を示す。原子核は光速に近い速度のためローレンツ収縮によって進行方向に縮み、薄い円盤型になって衝突する。衝突から約  $1$  fm/c 後、パートン (クォークとグルーオンの総称) 同士の散乱が起こり、局所的な熱平衡状態になり、QGP が生成する。その後系の温度が下がっていき、パートンからハドロオンが生成されていく。生成粒子は系の膨張とともに流れていき、温度は粒子間の運動量のやり取りがなくなるまで下がり、終状態となる。この時の粒子を検出器で測定することとなる。

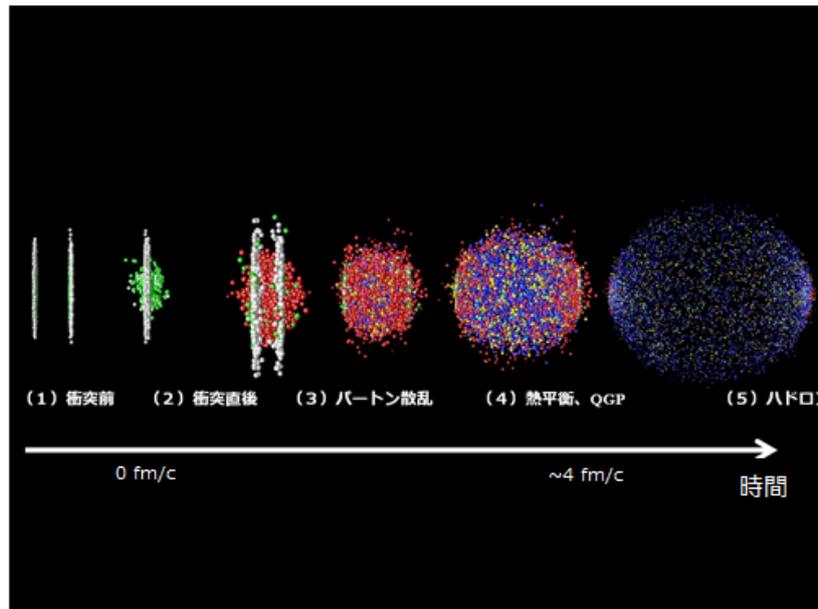


図 1.4: 高エネルギー原子核衝突の時空発展の略図。[1]

高エネルギー原子核衝突によって生成する強磁場は、原子核衝突のシミュレーションにより原子核同士の衝突直後最大となり、QGP が生成される前に減衰することがわかっている。QGP 生成以前に磁場が最大になることと、磁場は非中心衝突時に最大となるが QGP は中心衝突時に最も顕著となることから、磁場の影響は熱平衡化にとっては大きな影響を与えないと考えられる。また、衝突初期に生成された光子は強い相互作用をしないため、光子が生成したときの情報を保ったままの状態を測定することができる。これが磁場の影響を受けていたとすれば、高エネルギー原子核衝突において強磁場が生成されている証拠として観測されることが期待できる。

### 1.3.3 強磁場中での物理現象

高エネルギー原子核衝突における強磁場下において現れる現象についていくつか説明する。

## シンクロトロン放射

QGP 中に強磁場が生成されると、電荷をもつクォークや反クォークが磁場に巻き付いて光子やグルーオンなどを放射する。グルーオンを放出したクォークたちはエネルギー損失を起こす。通常おこるエネルギー損失は高温物質中を通過することによって起きると考えられているので、新たなエネルギー損失の原因として考えられている。

## 光子の分裂、融合、崩壊

強磁場中で光子のエネルギーが十分に大きくなると光子が分裂することで低エネルギー化することが可能となり、その逆も可能である。また、光子が電子陽電子対に崩壊可能となる。実光子が真空中でフェルミオン対に崩壊することは起こりえないことである。仮に真空中で光子が崩壊したとき二つの粒子の重心系をとると、光子が静止した状態になってしまい矛盾してしまう。しかし、強磁場中ではこれが起こり得るのである。

## 光子の複屈折

強磁場中を光子が通過すると電子陽電子対の真空編曲の効果によって、光子の屈折率が変化する。これは、光子の2つの伝搬モードとも1とならない屈折率を持ち、互いの値が異なっていることから複屈折と呼ばれる。磁場を通過するとき、電子と陽電子が磁場に対して垂直成分と平行成分とで速度がそれぞれ変化する。そのために起きる現象である。

## 1.4 研究目的

本研究では、高エネルギー原子核衝突において生成する強磁場の直接的観測を目指している。本研究室では先行研究として仮想光子偏光を用いた強磁場の測定が行われており、アクセプタンスを考慮した偏光度の評価まで行われている。私はここからさらに、コンビナトリアルバックグラウンドの差引を行い、そののちに現れた強磁場に対する偏光度の値の評価を行うことを目的としている。

## 第2章 実験施設、測定器

この章では実験施設の概要、また、測定に用いた検出器について説明する。

### 2.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は欧州原子核研究機構 (CERN) によって建設され、2009 年に物理運転を開始した世界最大の円形ハドロン衝突型加速器である。スイスとフランスの国境をまたぎ、周長 26.7 km で地下約 100 m、の位置に存在している。2011 年には陽子陽子衝突 7 TeV、鉛鉛原子核衝突 2.76 TeV の実験が行われた。

LHC 加速器には、ALICE 実験、CMS 実験、ATLAS 実験、LHCb 実験、LHCf 実験、TOTEM 実験の 6 つの実験施設が設置されており、それぞれの実験施設では見ようとしている物理が異なっている。例えば ATLAS 実験や CMS 実験では陽子と陽子を高エネルギーで衝突させることで生成する粒子を測定することにより、標準模型を超える新しい物理の探索などを目指している。また、ALICE 実験では鉛原子核同士を高エネルギーで衝突させることで生成する高温高密度状態である QGP に着目している。

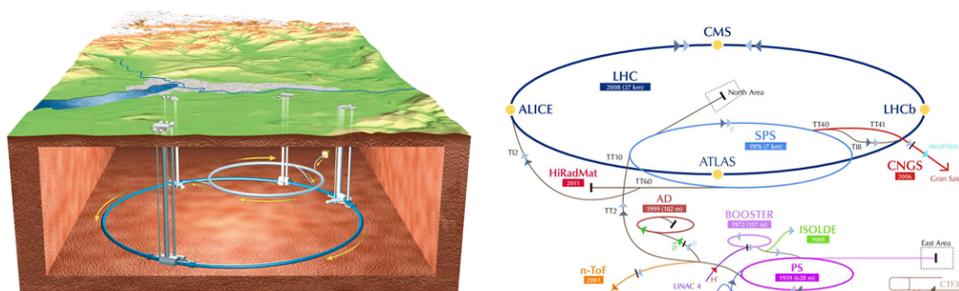


図 2.1: LHC 加速器の概略図 [1]

### 2.2 ALICE 実験

ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) は LHC 実験の中で唯一高エネルギー重イオン衝突に特化した実験である。実験には 35ヶ国、120 の機関、1300 名が参加する大型の国際共同実験であり、日本からは広島大学、東京大学、筑波大学が参加している。実験では QGP の性質解明による宇宙初期の状態や、高温極限での物質の性質を明らかにすることを目指している。

高エネルギーで原子核を衝突させると電子や陽子、ストレンジネスやチャームといった様々な粒子が生成される。ALICE 実験検出器ではこれらの粒子を幅広いエネルギー領域で観測できるよう設計されてる。検出器全体の大きさは、高さや幅が 16 m、長さが 26 m、総重量は約

1000 tもある。ALICE 実験における検出器は大きく分けて3つに分類することができる。衝突点付近を扱うセントラルバレル、前方方向の  $\mu$  粒子を測定するミュオンアーム、衝突事象を選別するグローバル検出器の3つである。

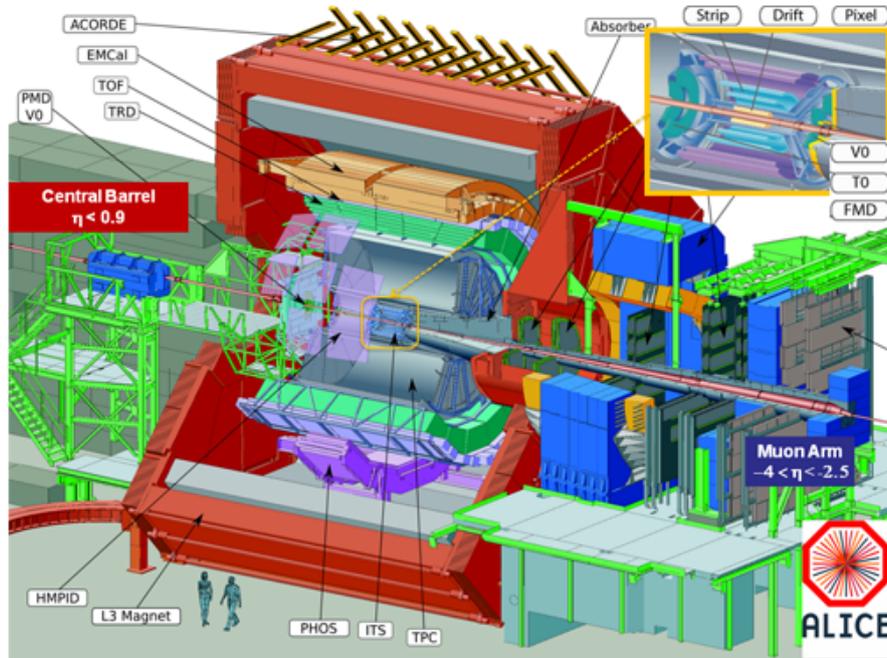


図 2.2: ALICE 実験検出器群 [1]

セントラルバレルは、磁石の中に格納されており、0.5 Tesla の磁場がかけられている。原子核衝突によって生成された荷電粒子はこの磁場によってローレンツ力を受け、進路を曲げられる。その曲率を測定することによって荷電粒子の運動量を測定することができる。

### 2.2.1 検出器

本研究では生成磁場の影響によりおこると考えている仮想光子の偏光を、仮想光子から崩壊した電子陽電子対を測定することで計算しようとしている。そのため、電子や陽電子の四元運動量の測定値や正確な電子識別などが必要となる。ここで、測定するために用いた ALICE 実験検出器である、ITS , TPC , TOF , V0 検出器について説明する。

#### ITS

ITS (Inner Tracking System) は衝突点付近の最も内側に設置されている検出器で、擬ラビディティ  $0.9 < \eta < 0.9$ 、方位角  $2\pi$  の範囲の荷電粒子の飛跡や単位長さ当たりのエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) を測定する。荷電粒子の飛跡から磁場の影響による曲率を計算することで運動量を求めたり、エネルギー損失から粒子識別を行うことができる。また、衝突点や二次崩壊点の測定にも使用される。ITS は 6 つのシリコン層で構成されており、内側から二層ごとに SPD (Silicon Pixel Detector) , SDD (Silicon Drift Detector) , SSD (Silicon Strip Detector) を備えている。

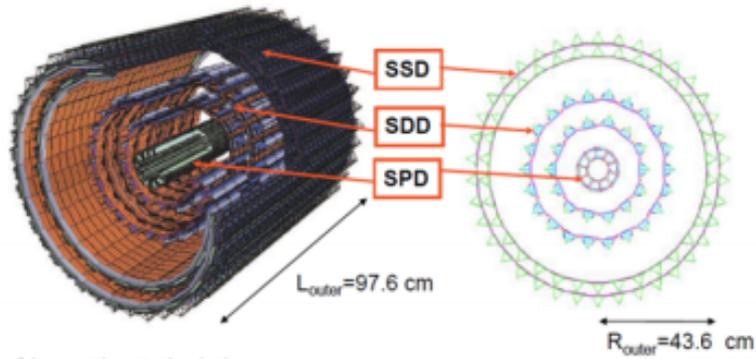


図 2.3: ITS

### TPC

ITSの外側にTPC(Time Projection Chamber)は設置されている。TPCは荷電粒子検出器群の中でメインとなる検出器であり、擬ラピディティー  $0.9 < \eta < 0.9$ 、方位角  $2\pi$ 、ビーム軸方向 5 m の範囲で飛跡再構成、運動量測定、粒子識別、反応平面の決定などが行われる。内部では  $Ne, CO_2, N_2$  (85.7 : 9.5 : 4.8) の混成ガスが満たされており、荷電粒子が通過するとエネルギー損失してイオン対が電離により生成する。この電離電子に 400 V/cm の電場をかけることでドリフトさせ、位置と時間情報から荷電粒子の三次元飛跡を再構成する。また、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も行っている。

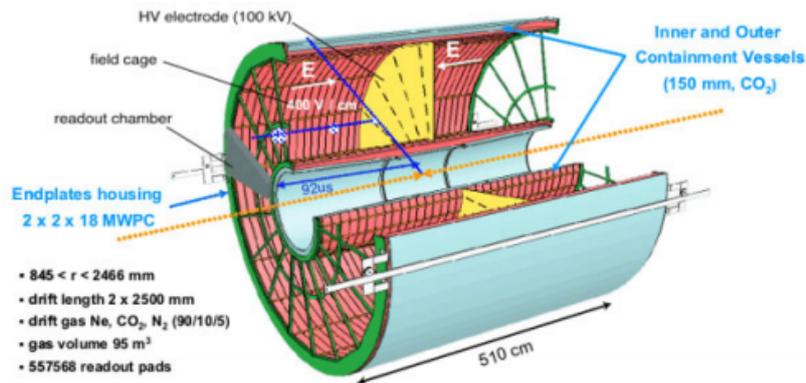


図 2.4: TPC

### TOF

ITSとTPCのさらに外側、半径方向に 2.9 m~3.68 m の間に TOF(Time Of Flight)は設置されている。擬ラピディティー  $0.9 < \eta < 0.9$ 、方位角  $2\pi$  の範囲を占めており、荷電粒子の飛行時間を測定し、TPCで得られた飛行距離、運動量の情報と合わせて粒子識別を行う測定

器である。TOF 検出器は MRCP(Multi-Gap Resistive Plate Chamber) と呼ばれるモジュールを実装していて、時間を 50 ps という高い分解能で測定することができる。

#### グローバル検出器

グローバル検出器は中心衝突度などの衝突事象を選別するために設置されている。V0 検出器や T0 検出器などグローバル検出器は用途に合わせていくつか設置されているが、ここでは本研究で用いた V0 検出器について説明する。

V0 検出器は、 $z=3.3$  m( $2.8 < \eta < 5.1$ ) の位置に V0-A、 $z=-0.9$  m( $-3.7 < \eta < -1.7$ ) の位置に V0-C、この二枚の円盤型シンチレータによって構成されている。衝突で発生した荷電粒子数や中心衝突度、トリガーの形成、反応平面の決定などに使われている。

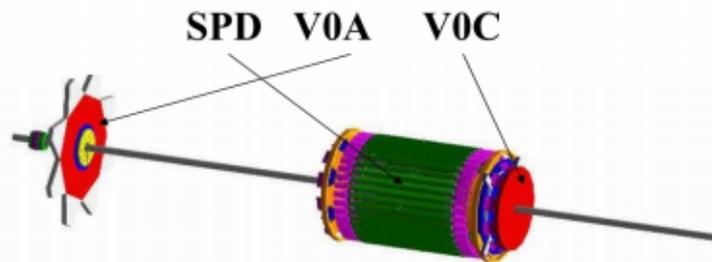


図 2.5: V0 検出器

## 第3章 仮想光子偏光を用いた強磁場の測定方法

この章では、強磁場の影響を受けた仮想光子の偏光度の求め方を説明する。

### 3.1 反応平面と磁場軸の決定

本研究で偏光と呼んでいるものは、強磁場の影響を受けた仮想光子から崩壊した電子陽電子対の崩壊面の向きの偏りのことである。崩壊面が磁場に垂直方向と平行方向で生成された粒子数を比較することで偏光度を求めることができる。まず、この崩壊面の磁場に対する方向を決定するために磁場軸の決定を行う。

磁場は反応平面に垂直方向に生成するので反応平面を測定することによって磁場軸を決定することができる。本研究では、ビーム軸方向に放出された粒子の方位学分布を VZERO 検出器で測定し、その分布を用いることで衝突ごとに異なる反応平面を計算した。

反応平面からの角度が図 (3.1) のように、 $\pi/4 \sim 3\pi/4$  と  $-\pi/4 \sim -3\pi/4$  の時は、仮想光子の崩壊方向が磁場と平行だと近似し、それ以外を磁場と垂直だと近似した。

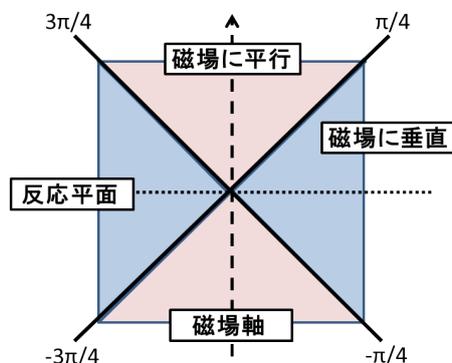


図 3.1: 粒子の反応平面からの角度と磁場の関係

### 3.2 偏光度の測定

偏光度の測定方法について説明する。

#### 3.2.1 偏光度の定義

仮想光子に偏光が生じるのは、仮想光子が磁場に対して垂直の運動量を持つときである。図 3.2 のように電子の崩壊面が平行方向 (図 3.2 の青矢印) を  $\phi$  方向、垂直方向 (図 3.2 の赤矢印)

を  $\eta$  方向とし、それぞれの方向について電子陽電子対の数を  $N_{\perp\phi}$ ,  $N_{\perp\eta}$  として、見かけの偏光度を以下のように定義した。

$$P_{\perp} \equiv \frac{N_{\perp\phi} - N_{\perp\eta}}{N_{\perp\phi} + N_{\perp\eta}} \quad (3.1)$$

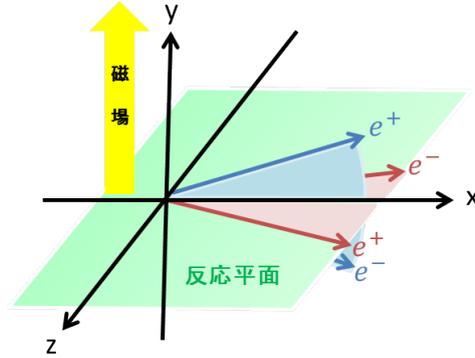


図 3.2: 仮想光子が電子陽電子対に磁場と垂直に崩壊する様子。青は崩壊面の方向が磁場に垂直、赤は崩壊面の方向が磁場に平行の場合である。

また、磁場と平行方向に電子陽電子対が崩壊した場合、仮想光子は磁場の影響を受けないので偏光しないが、後でアクセプタンスの補正をするときに使用するので見かけの偏光度を定義しておく。式 (3.1), 図 (3.2) と同様に考え、図 (3.3) のように青矢印方向を  $\phi$  方向、赤矢印方向を  $\eta$  方向とし、それぞれの崩壊方向について電子陽電子対の数を  $N_{\parallel\phi}$ ,  $N_{\parallel\eta}$  として、式 (3.2) で定義した。

$$P_{\parallel} \equiv \frac{N_{\parallel\phi} - N_{\parallel\eta}}{N_{\parallel\phi} + N_{\parallel\eta}} \quad (3.2)$$

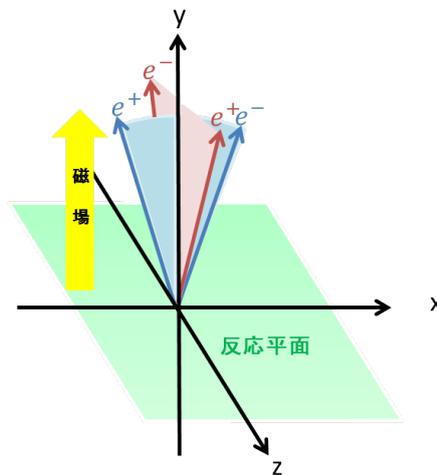


図 3.3: 仮想光子が電子陽電子対に磁場と平行に崩壊する様子。

### 3.2.2 磁場軸に対する崩壊面の向き

磁場に対して電子陽電子対の崩壊面が垂直か平行かを判別するために、仮想光子の方位角に依らず常に法線がビーム軸方向を向いている面と崩壊面のなす角  $\theta$  を測定した。この角度は、それぞれの法線ベクトルがなす角に等しいので以下のように計算した。電子陽電子対の崩壊面の法線ベクトル  $\vec{n}_{e^+e^-}$  は、電子と陽電子の運動量ベクトル  $\vec{P}_{e^+}$ ,  $\vec{P}_{e^-}$  の外積を計算すればよいので、

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

と書ける。よって、 $\theta$  は崩壊面の法線ベクトルが  $z$  軸方向の単位ベクトル  $\vec{n}_z$  として表せるので、以下の式 (3.4) でかける。

$$\theta = \arccos\left(\frac{\vec{n}_{e^+e^-} \times \vec{n}_z}{|\vec{n}_{e^+e^-}| |\vec{n}_z|}\right) \quad (3.4)$$

崩壊面の向きが完全に磁場と垂直のとき  $\theta = 90^\circ$  となり、平行のとき  $\theta = 0^\circ$  となる。よって、 $0 < \theta < \pi/4$  を  $\phi$  方向、 $\pi/4 < \theta < \pi/2$  を  $\eta$  方向とした。

### 3.2.3 アクセプタンスの考慮

ALICE 検出器はラピディティ  $\eta$  と  $\phi$  方向全ての範囲を覆っているわけではないので、このアクセプタンスが偏光度に影響する可能性が考えられる。これを補正するために、磁場に平行方向の偏光度も求めておいた。真の偏光度を  $P$  として、仮にアクセプタンスが 100% だとすると  $P_\perp = P$ ,  $P_\parallel = 0$  となり、

$$\begin{cases} P_\perp = \frac{(1+P) - (1-P)}{(1+P) + (1-P)} = P \\ P_\parallel = 0 \end{cases} \quad (3.5a)$$

$$(3.5b)$$

とかける。しかし実際には、全ての範囲は覆われていないので、 $\eta$  方向のアクセプタンスを  $A_\eta$ 、 $\phi$  方向のアクセプタンスを  $A_\phi$  とすると、

$$\begin{cases} P_\perp = \frac{(1+P)A_\eta - (1-P)A_\phi}{(1+P)A_\eta + (1-P)A_\phi} \neq P \\ P_\parallel = \frac{A_\eta - A_\phi}{A_\eta + A_\phi} \end{cases} \quad (3.6a)$$

$$(3.6b)$$

となる。さらに  $A = A_\eta/A_\phi$  とすると、

$$\begin{cases} P_\perp = \frac{(A-1) + (A+1)P}{(A+1) + (A-1)P} \\ P_\parallel = \frac{A-1}{A+1} \end{cases} \quad (3.7a)$$

$$(3.7b)$$

と変形でき、この連立方程式を解くと真の偏光度  $P$  が  $P_\perp$  と  $P_\parallel$  で書かれた以下の式 (3.8) で表すことができる。

$$P = \frac{P_\perp - P_\parallel}{1 - P_\perp P_\parallel} \quad (3.8)$$

### 3.2.4 無関連な電子陽電子対

現在の検出器では正確に、ある衝突 (same event) での一つの仮想光子から崩壊した電子陽電子対 ( $N_{e^+e^-}$ ) を判別することはできない。つまり、観測された対には無関連なものが含ま

れているといえる。これらは見たい電子陽電子対とは異なるものであるため、バックグラウンドとなる。正しい組み合わせを含んでいる、ある衝突での電子陽電子対 ( $N^{same}$ ) に対するこのコンビナトリアルバックグラウンドの寄与を見積もるために、同種粒子 ( $N_{e^+e^+}, N_{e^-e^-}$ ) での測定や、異なる衝突事象で電子陽電子対 ( $N^{mixed}$ ) を組み合わせた対 (mixed event) での測定を行った。これらの測定結果から変数  $R, r$  を用いて以下の計算式で偏光度からコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた。N は粒子数、P は偏光度を示し、添字などは組み合わせ方法を示す。

$$R = \frac{N_{e^+e^-}^{mixed}}{2\sqrt{N_{e^+e^+}^{mixed}N_{e^-e^-}^{mixed}}} \quad (3.9)$$

$$r = \frac{N_{e^+e^-}^{same} - (N_{e^+e^+}^{same} + N_{e^-e^-}^{same}) \times R}{N_{e^+e^-}^{same}} \quad (3.10)$$

$$P = \frac{1}{r}P_{e^+e^-}^{same} - \frac{1-r}{r}(P_{e^+e^+}^{same} + P_{e^-e^-}^{same}) \quad (3.11)$$

## 第4章 ALICE実験データ解析、結果、考察

この章では、3章で説明した測定法を用いて解析を行った結果と考察を示す。

### 4.1 中心衝突度の測定

本研究では中心衝突度を 0-10%、10-30%、30-50%、50-90% の4通りに分けて実データ解析を行った。中心衝突度は、図(4.1)で示すように、VZERO 検出器で検出された各多重度の粒子の割合によって決定している。

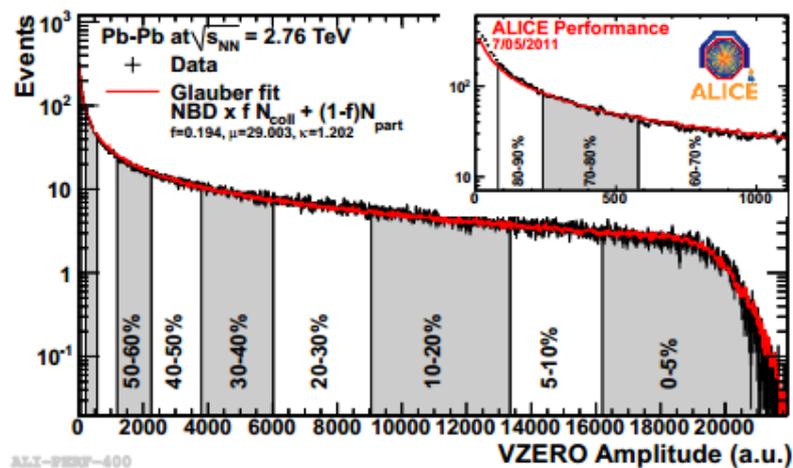


図 4.1: ALICE 実験における VZERO 検出器の多重度と中心衝突度の関係 [7]

### 4.2 反応平面の測定

反応平面の測定には VZERO-C 検出器を用いた。以下の図のように中心衝突ごとの反応平面の角度分布を求め、それぞれの分布において仮想光子の崩壊方向が、磁場軸に対して垂直か平行かを 3.1 で説明した範囲で決定した。

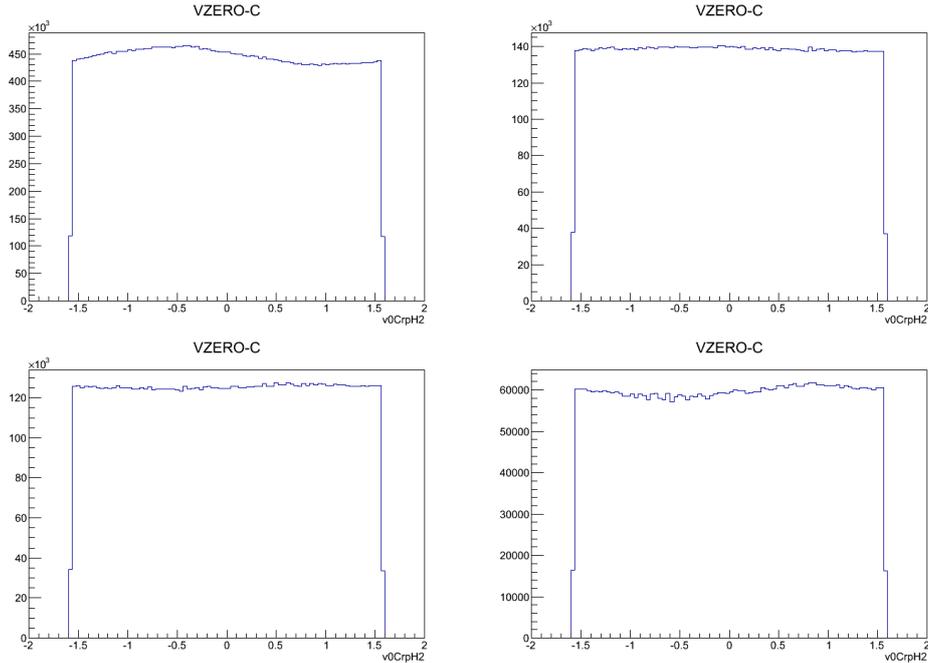


図 4.2: VZERO-C 検出器で測定した各中心衝突度における反応平面の角度分布。左上：0-10% , 右上：10-30% , 左下：30-50% , 右下：50-90%

### 4.3 電子、陽電子

電子の測定には ITS,TPCTOF を用いた。ITS と TPC で荷電粒子の飛跡再構成を行い、TPC と TOF で電子識別を行った。

#### 4.3.1 荷電粒子の飛跡再構成

荷電粒子の飛跡再構成はラピディティが  $|\eta| \leq 0.84$ 、横運動量が  $0.05 \leq Pt \leq 6 \text{ GeV}/c^2$  の領域で行った。また、セミレプトニック崩壊による電子を取り除くために  $DAC_{xy} \leq 1 \text{ cm}$  ,  $DCA_z \leq 3 \text{ cm}$  とした。ITS では、SPD の内側の層にヒットがあることとクラスターの数  $\geq 3$  であることを要求し、TPC では、クラスターの数  $\geq 80$  以上、パッドの列  $\geq 100$  以上、 $\chi^2/ndf$  が  $\leq 3.5$  以下であることを要求した。

#### 4.3.2 電子識別

TPC と TOF でエネルギー損失  $dE/dx$  を測定し、電子の  $dE/dx$  の中心値から測定値  $n\sigma$  がどれくらい離れているかの値を用いて電子識別を行う。  $n\sigma$  は以下のようにして書ける。

$$n\sigma = dE/dx < dE/dx > \quad (4.1)$$

電子に対して TPC では  $\pm 3\sigma$  を要求し、 $\pi$  中間子を除去した。また、TOF では  $\pm 3\sigma$  を要求し、 $k$  中間子と陽子を除去した。

## 4.4 電子対

測定して組まれた電子陽電子対の中には、光子が検出器などの物質と相互作用したときに対生成することにより、生成するものも含まれている。衝突点のずれと検出器の磁場と崩壊面の関係を見ることによって、取り除くことができる。コンバージョンによる電子陽電子対は、その崩壊面の法線ベクトルと検出器の磁場の向きが等しくなる。このことから、崩壊面の法線ベクトルと磁場のベクトルがなす角度が  $0^\circ$  以上  $2^\circ$  以下の時であることを要求した。

## 4.5 不変質量分布

電子陽電子対の不変質量 ( $M_{e^+e^-}$ ) は測定された運動量 ( $P_{e^+e^-}$ ) とエネルギー ( $E_{e^+e^-}$ ) から以下のようにして求めた。

$$M_{e^+e^-} = \sqrt{E_{e^+e^-}^2 - P_{e^+e^-}^2} \quad (4.2)$$

ここで、電子と陽電子の運動量を  $P_{e^-}$ ,  $P_{e^+}$ 、xyz 軸方向の各成分を  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$ 、エネルギーを  $E_{e^-}$ ,  $E_{e^+}$ 、質量を  $m_{e^+}$ ,  $m_{e^-}$  とすると

$$E_{e^+e^-} = E_{e^+} + E_{e^-} \quad (4.3)$$

$$P_{e^+e^-} = P_{e^+} + P_{e^-} \quad (4.4)$$

$$(E_{e^+} + E_{e^-})^2 = (\sqrt{m_{e^+}^2 + P_{e^+}^2} + \sqrt{m_{e^-}^2 + P_{e^-}^2})^2 \quad (4.5)$$

$$(P_{e^+} + P_{e^-})^2 = (P_{e^+x} + P_{e^-x})^2 + (P_{e^+y} + P_{e^-y})^2 + (P_{e^+z} + P_{e^-z})^2 \quad (4.6)$$

である。求めた電子陽電子対の不変質量分布を図 (4.3) で示す。

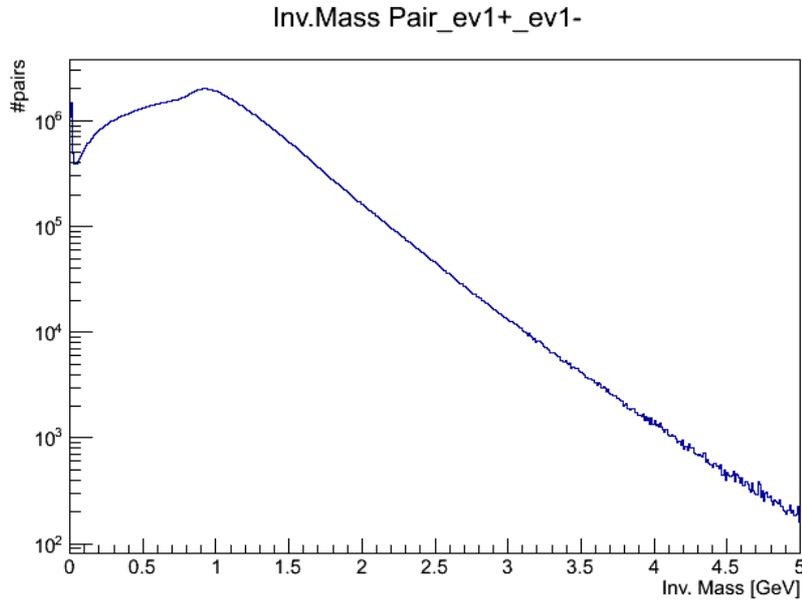


図 4.3: 電子陽電子対の不変質量分布 (中心衝突度 0-10%)

本研究では  $\pi^0$  が大半を占める  $0 - 30 MeV/c^2$  の領域と、磁場の影響を受けている仮想光子の優位性が最も良い  $120 - 300 MeV/c^2$  の領域について偏光度を測定した。[8]

## 4.6 崩壊面の角度分布

式 (3.4) の  $\theta$  の角度分布を図 (4.4) に示す。

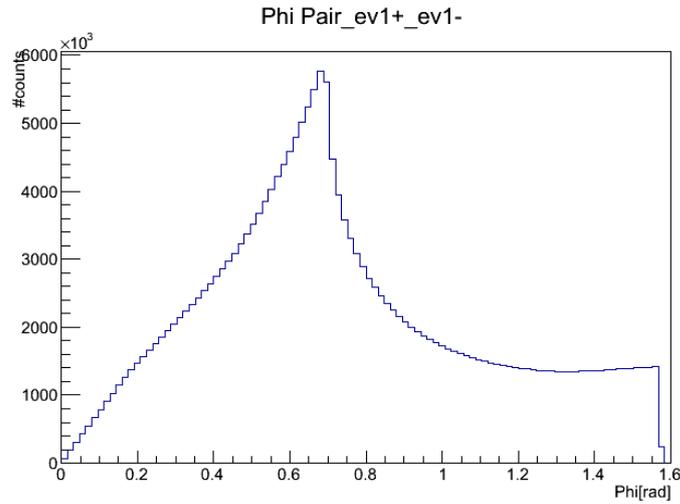


図 4.4: 電子陽電子の崩壊面とビーム軸に垂直な面との角度分布 (中心衝突度 0-10%)

角度分布を各中心衝突度で、 $\pi/4$  で磁場に平行か垂直かを区別し、この比をとることで偏光度を求めることができる。

## 4.7 ALICE 実験データの解析結果

ALICE 実験での核子対あたり 2.76 TeV 鉛鉛衝突における、3 章の測定法を用いた測定結果を次に示す。縦軸を偏光度 (Polarization)、横軸を中心衝突度 (Centrality[%]) とした。

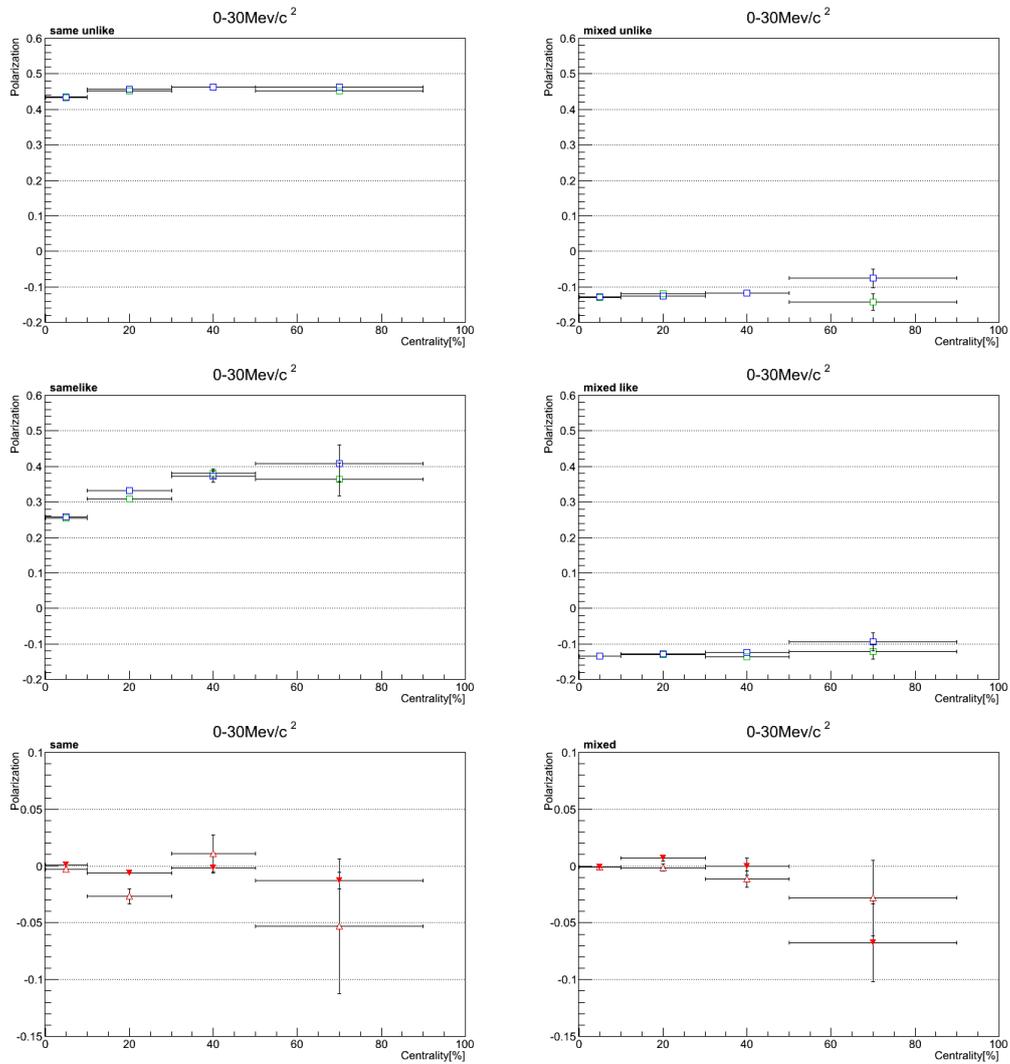


図 4.5:  $0-30 \text{ MeV}/c^2$  における偏光度。左は、同じ衝突事象内 (same event) での偏光度、右は、異なる衝突事象 (mixed event) で電子陽電子対を組み合わせた偏光度。一段目は電子陽電子対 (unlike sign) の見かけの偏光度、二段目は同種粒子の組 (like sign) での見かけの偏光度、三段目はアクセプタンスを考慮した偏光度。緑の四角は仮想光子の運動量が磁場に垂直、青の四角は仮想光子の運動量が磁場に平行の見かけの偏光度を示す。赤の上向き三角は like sign、下向き三角は unlike sign を示す。

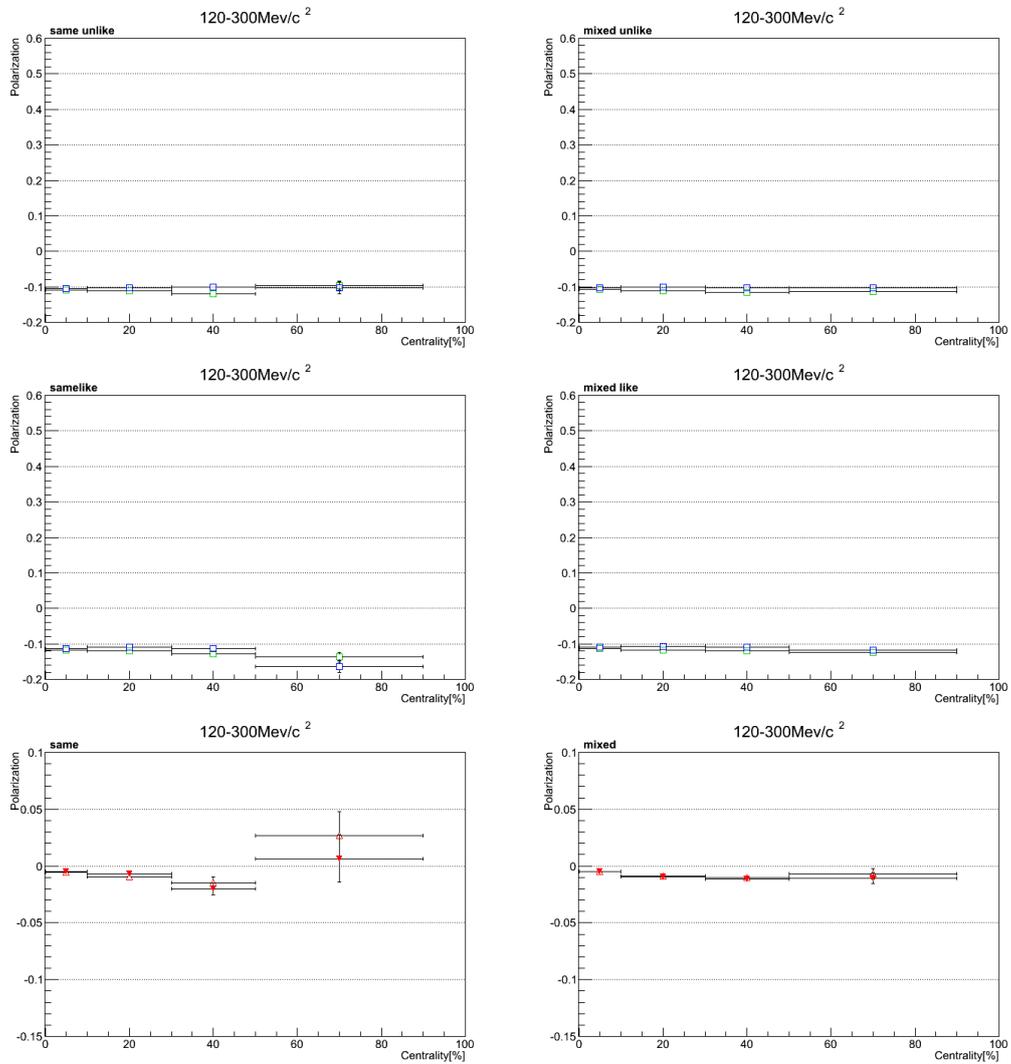


図 4.6: 120-300  $MeV/c^2$  における偏光度。左は、同じ衝突事象内 (same event) での偏光度、右は、異なる衝突事象 (mixed event) で電子陽電子対を組み合わせた偏光度。一段目は電子陽電子対 (unlike sign) の見かけの偏光度、二段目は同種粒子の組 (like sign) での見かけの偏光度、三段目はアクセプタンスを考慮した偏光度。緑の四角は仮想光子の運動量が磁場に垂直、青の四角は仮想光子の運動量が磁場に平行の偏光度を示す。赤の上向き三角は like sign、下向き三角は unlike sign を示す。

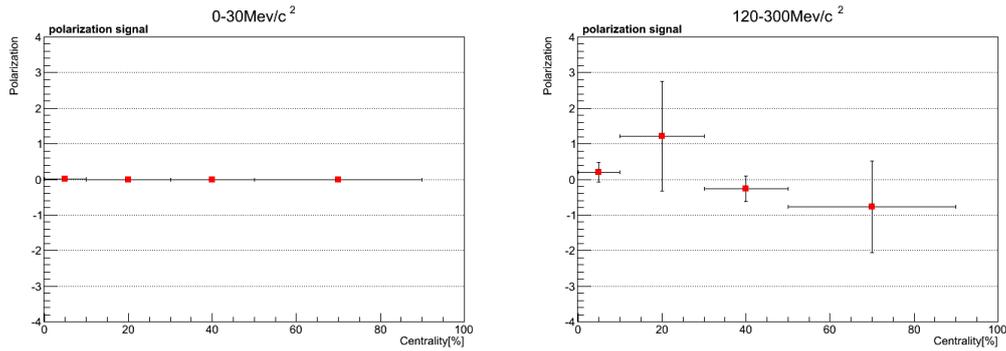


図 4.7: 左 : 0-30  $MeV/c^2$  と右 : 120-300  $MeV/c^2$  でのコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた偏光度

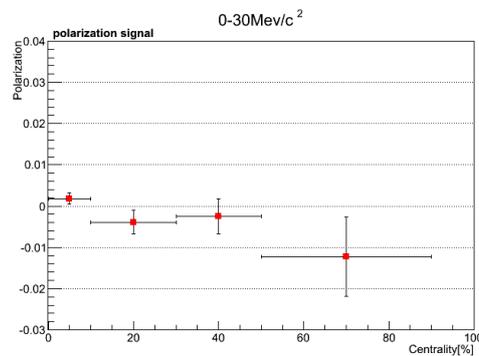


図 4.8: 範囲を狭めた 0-30  $MeV/c^2$  でのコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた偏光度

結果として、0-30  $MeV/c^2$  と 120-300  $MeV/c^2$  のどちらも誤差の範囲で偏光度は概ね 0 であった。しかし、磁場の影響を受けていない  $\pi^0$  が支配的である 0-30  $MeV/c^2$  において、有意な値が見られた。

## 4.8 実験データの解析結果に対する考察

今回の測定結果では誤差が大きく、仮想光子偏光を見ることは出来なかった。さらに統計をためなければ、本研究の測定方法では磁場の有無や強度の議論はできないと考えられる。しかし、0-30  $MeV/c^2$  において有意な値が見えたことから、現在考えている真の偏光度の中には別の効果によるものが含まれていると考えられる。また、本来磁場とは無関係であり、偏光度は 0 の値をとると考えられる mixed event において、120-300  $MeV/c^2$  の領域においても有意な値がみられた。この二つの結果から、反応平面に垂直方向と平行方向とで横運動量分布に偏りが生じる方位角に依存した集団運動の効果が含まれるのではないかと予想した。

十分に実験での統計をためることができた暁には、真の偏光度を求めるためにこの効果の寄与も差し引かなければならないだろう。そのために、流体模型計算を用いてこの効果を評価を行うことにした。

## 第5章 流体模型計算データ解析、結果、考察

この章では流体模型シミュレーションによってつくられたデータを用いて、4章と同様に偏光度を計算した結果と考察を示す。

### 5.1 $\pi^0$ のダリツ崩壊による電子陽電子対の生成

実験結果に方位角異方性が含まれているかを評価するためには、磁場の効果を受けず、方位角異方性の効果を受けている  $\pi^0$  を作る必要がある。その後、その  $\pi^0$  を 100% ダリツ崩壊 ( $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ ) させることによって出来る電子陽電子対の運動量情報などから実験データと同様にして偏光度を計算し、4章の結果と比較することで評価できると考えられる。

まず、 $\pi^0$  を生成するために、QGP は完全流体であると仮定された、相対論的流体力学模型を用いて原子核衝突の時間発展を記述している流体模型シミュレーションを用いることにした。相対論的流体力学模型とは、衝突後の系で局所熱平衡が成り立っていると仮定して、その系において相対論的な流体力学の方程式を適用し、時間発展を計算しようとしているものである。これは、方位角異方性をよく表すことができている。

流体模型シミュレーションで、衝突事象ごとの粒子の種類、運動量、質量、生成場所、の情報を持ったデータをつくる。これらの情報をもとにして EXODUS というイベントジェネレーターを用いて  $\pi^0$  をダリツ崩壊させた。ダリツ崩壊した粒子は粒子の種類、運動量、エネルギー、質量の情報を持ったデータがつけられる。これによってできた電子陽電子対の四元運動量を用いて偏光度を計算する。

シミュレーションでは 100% 粒子が特定されているため、コンビナトリアルバックグラウンドは差し引く必要がなく、アクセプタンスを考慮した偏光度まで計算することで、実データ結果と評価することが可能となる。

### 5.2 中心衝突度の決定

ALICE 実験では TPC や V0 検出器を用いて磁場軸や反応平面や中心衝突度を決めていたが、シミュレーションではインパクトパラメータを使うことで中心衝突度を決定し、磁場軸や反応平面は、衝突面が反応平面となっているので特に計算は不要である。

中心衝突度はモンテカルロシミュレーションによって計算された、インパクトパラメータと中心衝突度の関係の図 (5.1) の値を用いて計算した。

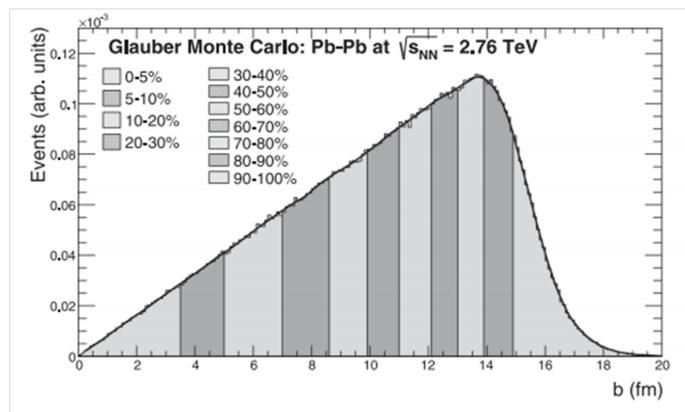


図 5.1: モンテカルロシミュレーションによる中心衝突度とインパクトパラメータの関係 [9]

### 5.3 流体模型計算データの解析結果

同一衝突事象では  $\pi^0$  からつくられた電子陽電子対であるため質量によるカットは行わなかったが、異なる衝突事象で組み合わせた電子陽電子対においては質量領域を実データと同じ 0-30 MeV/ $c^2$  と 120-300 MeV/ $c^2$  で範囲を限定して計算した。実データ解析では中心衝突度を 0-10% , 10-30% , 30-50% , 50-90% としたが、ここでは 10% ずつに分けた。

まず、方位角異方性を表す  $v_2$  が含まれていることを確認した。 $v_2$  は式 (5.1) 式で求め、中心衝突度との関係を見たものが図 (5.2) である。縦軸が  $v_2$  の値で横軸が中心衝突度である。

$$v_2 = \frac{Px^2 - Py^2}{Px^2 + Py^2} \quad (5.1)$$

半中心衝突付近で最大となっていることが確認できた。

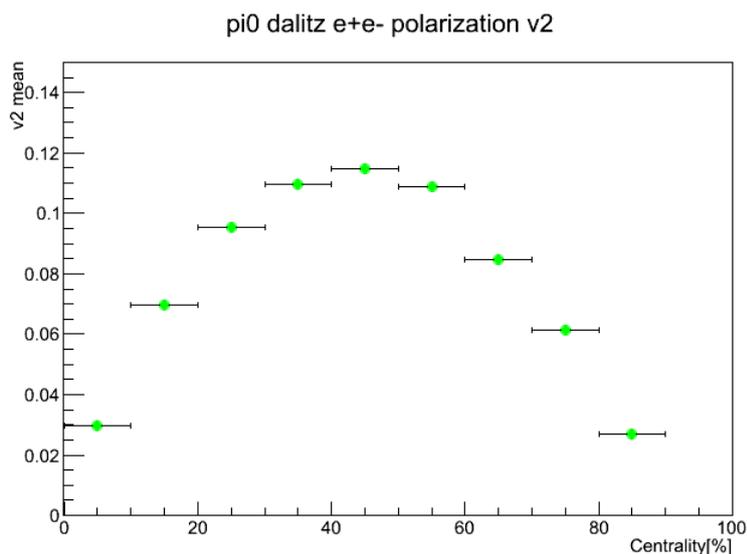


図 5.2:  $v_2$  の中心衝突度依存性

次に流体模型シミュレーションによってつくられた  $\pi^0$  からダリツ崩壊してできた電子陽電子対のデータの計算結果を以下に示す。縦軸が偏光度で横軸が中心衝突度を示す。

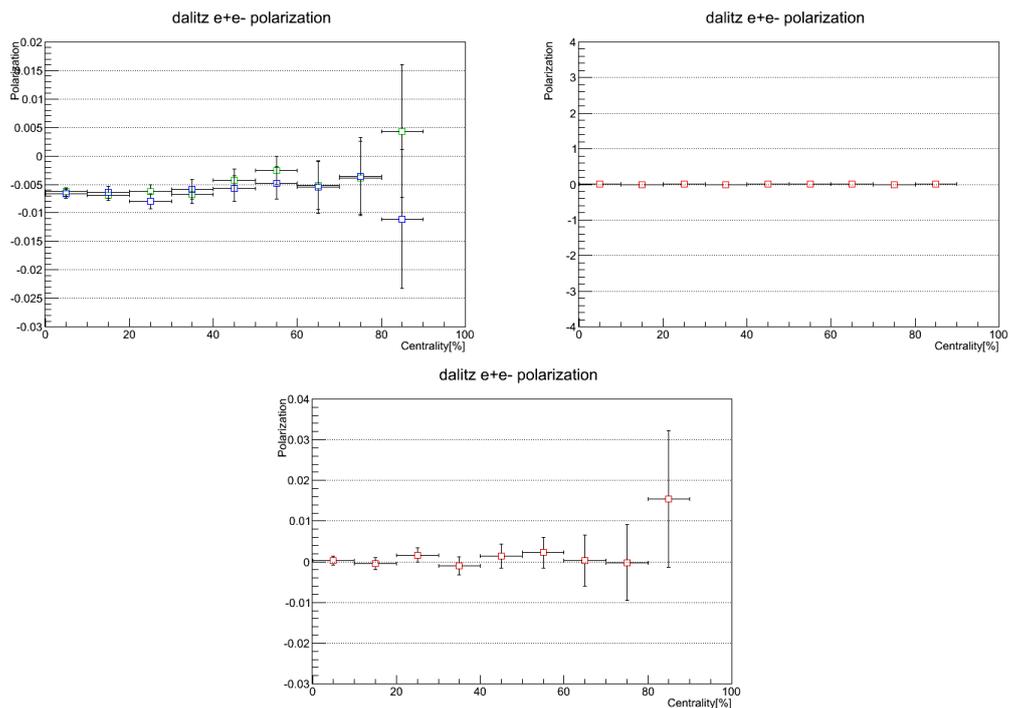


図 5.3: 流体模型計算の偏光度。左上：緑は磁場に垂直な偏光度で青は磁場に垂直な偏光度を示す。右上：アクセプタンスを考慮した偏光度。下：範囲を狭めたアクセプタンスを考慮した偏光度。

実データと同様に誤差を含めて 0 という結果となった。次に異なる衝突事象ごとで電子用電子対を作り、不変質量を  $0-30 \text{ MeV}/c^2$  と  $120-300 \text{ MeV}/c^2$  の範囲で選択した結果を以下に示す。

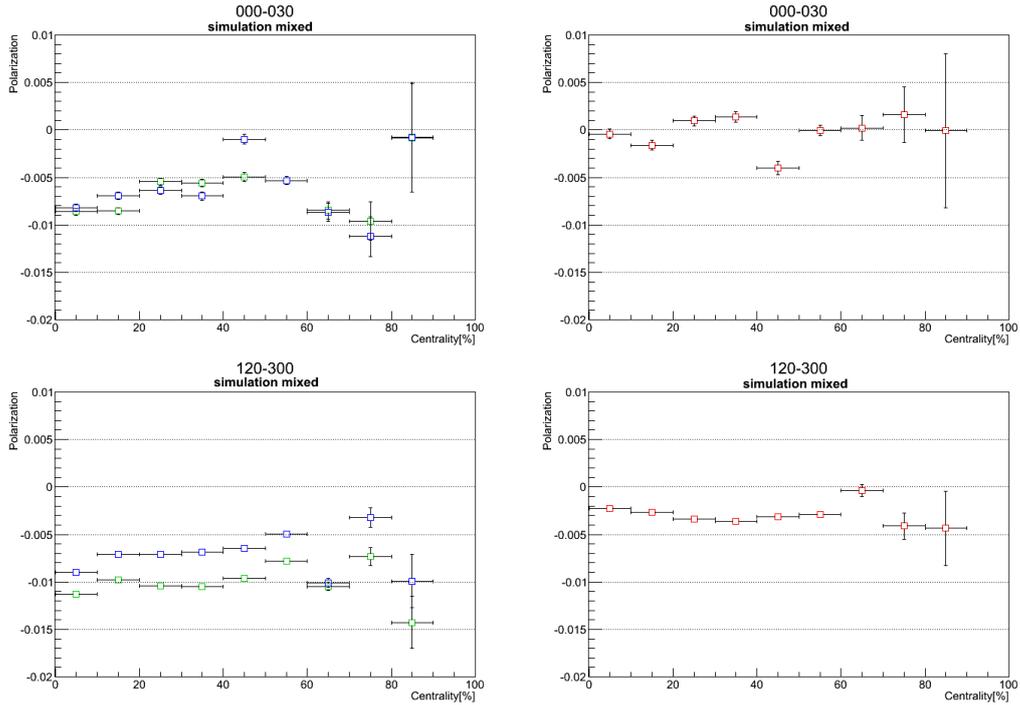


図 5.4: 流体模型計算の偏光度。左：不変質量 0-30  $\text{MeV}/c^2$ 。右：不変質量 0-30  $\text{MeV}/c^2$

0-30  $\text{MeV}/c^2$  の領域では 0 付近でばらついてはいたが、120-300  $\text{MeV}/c^2$  の領域では有意な値を示す結果となった。

## 5.4 計算データに対する考察

このシミュレーション結果には磁場の影響は含まれず、方位角異方性の効果のみ含まれるとするならば、図 (5.2) から、半中心衝突度付近で偏光度は最大となり中心衝突付近と掠るような衝突付近では 0 に近い値になると考える。

結果を見てみると、一衝突事象に対するシミュレーション時間がかかり、十分な統計を貯めることができなかつたために、同一衝突事象では実際のデータと同様に誤差が大きく、方位角異方性の効果を見ることはできなかつた。10 倍以上の統計を貯めたならば有意な値を示すと考える。

次に異衝突事象による電子陽電子対の偏光度では 120-300  $\text{MeV}/c^2$  の領域で有意な値が見られたことに対して、実際の仮想光子の偏光度に方位角異方性の効果が含まれていると考えられる。そうであるならば、中心衝突付近で 0 に近い数値になっておらず、誤差を含めて偏光度と中心衝突度が滑らかに推移してないことが問題となる。

まず、中心衝突付近で 0 に近い数値になっていないのは、インパクトパラメータを 0 ではなく、0 から 5 で幅を持たせて振っているために完全に 0 にならないからだと考えられる。インパクトパラメータを 0 で固定したデータで偏光度を計算すれば 0 に近い値になると考える。

次に誤差を含めて偏光度と中心衝突度が滑らくなっていないことについてだが、十分に事象ごとのばらつきを打ち消せるほど電子と陽電子を組みあわせることができているためではないかと考えている。異なる衝突事象での電子と陽電子を組み合わせは、ある中心衝突度の範囲で、ある衝突の電子または陽電子と、次に起きた事象の陽電子または電子を組み合わせ

いる。この際、元となる衝突事象自体が一定量しか作られていないため、異衝突事象による電子陽電子対も一定量しか作ることができていない。つまり、一衝突事象と同様に統計を十分に貯めれば、事象ごとのばらつきを打ち消せるほどに異衝突事象をつくることができ、誤差を含めて偏光度と中心衝突度の滑らかな推移をみることができると考える。

シミュレーションにおいて今の十倍以上統計を貯めることができたならば、誤差や事象ごとのばらつきが減り、実際の偏光度に含まれている方位角異方性による効果がどれだけ含まれているのかという議論ができる。

## 第6章 結論

本研究では高エネルギー原子核衝突による生成強磁場に対する仮想光子の偏光度の測定および、結果に対する評価を目的として研究を行った。

まず偏光度の測定だが、本研究室の先行研究のさらなる研究としてはじめ、コンビナトリアルによるバックグラウンドを差し引いた。その結果統計が少ないために誤差が大きく、偏光度を検出するには至らなかった。しかし、強磁場の影響を受けていない0-30 MeV/c<sup>2</sup>の領域と、統計を増やすことのできる異衝突事象において有意な値が見られた。このことから、今まで考えていた偏光度の中には方位角異方性の効果によるものが含まれていると予想した。

次に、実データから予想された方位角異方性の効果を評価するために流体模型シミュレーションを用いて計算を行った。結果として一衝突事象で有意な値を見ることはできなかったが、異衝突事象では有意な値を見ることができた。実際の仮想光子の偏光度を計算する際には方位角異方性の効果を見積もらなければならないだろう。

結局、現在の統計量では仮想光子偏光を用いた測定法による強磁場の検出はできないが、シミュレーション結果から、現在考えている偏光度から方位角異方性の効果を差し引く必要があることが分かった。

今後は高強磁場の検出および、実際に含まれる偏光度に対する方位角異方性の割合評価のため、実験データもシミュレーションデータもさらなる統計量で解析する必要がある。

## 付録A 流体模型シミュレーション

流体模型シミュレーション [4] は、上智大学の平野哲文教授と東京大学博士課程の村瀬功一氏によって開発された、重イオン衝突の流体模型に基づくシミュレーションプログラムである。

このシミュレーションは、RHIC(Au+Au 200 GeV) と LHC(Pb+Pb 2.76 TeV) についてモンテカルロ (Monte Carlo) での Kharzeev Levin Nardi model (MC-KLN) と Glaubermodel (MC-Glauber) のどちらかで初期条件決定し [5]、ハドロンカスケードシミュレーションによって粒子分布を決定するものである。以下に詳しくシミュレーションの流れを説明する。

### 1. 初期条件の生成

MC-KLN または MC-Glauber[5] に基づいて初期のエントロピー密度分布をつくる。ここではエントロピーの三次元分布  $(x, y, \eta_s)$  を出力する。

### 2. 流体発展

1 の出力ファイルを読み込み、それを初期条件として流体発展を計算する。温度  $T_{sw}=155$  MeV の超局面で流体が終わると考え、超局面の各点での流体の流速や温度を出力する。

### 3. ハドロンカスケード

2 の出力ファイルを読み込んで乱数を振って超局面上での粒子分布を決定する。その後は微視的輸送コード JAM によってハドロンカスケードの計算を行う。JAM(JetAA Microscopic Transport Model)[6] とは、奈良寧氏によって開発されたハドロン+ストリング+摂動論的 QCD に基づいた高エネルギー原子核衝突を記述しているコードである。計算した後、最終的な粒子分布を出力する。

まず、最初に 1 で大量に初期条件を生成しておき、次にそれぞれのイベントについて 2 と 3 を計算している。

## 謝辞

本研究を行うに当たって、多くの先生、先輩方に大変お世話になりました。心より感謝いたします。

杉立先生には研究室ミーティングで私が発表する時など、鋭い質問や助言をしてくださり、とても感謝しています。曖昧な知識があることを認識することができ、物理を改めて考えより一層深く理解することができました。志垣先生は本研究を始めるきっかけを与えてくださりありがとうございました。また、研究に関する質問に伺った際には的確な助言をいただいたり、疑問を一緒に考えてくださったり、大変助かりました。本間先生にはラボエクササイズを通して研究の基礎を教えていただき、三好先生には4年生のゼミで原子核物理の基礎を教えていただきました。研究を進める手助けとなりました。

先輩方には基礎的なことから専門的なことまで様々な助言をいただきました。特に星野さんには本研究のシミュレーションの手助けをしていただき、谷崎さんには本研究を始めるために必要なことを一から教えていただきました。いつも基本的なことばかり質問してすみません。本当に感謝しています。

4年生の人とは物理の話だけでなく、雑談をしたりするなど、研究生活を楽しく送ることができました。ありがとうございました。

この研究を行うに当たり非常にたくさんの方に支えていただきました。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] LHC ALICE 実験 -ALICE JAPAN- <http://alice-j.org/>
- [2] 谷崎麗美 2013 年卒業論文 “高エネルギー原子核反応における強磁場生成に向けた衝突幾何決定手法の考察”
- [3] 辻亜沙子 2014 年修士論文 “核子対あたり 2.76 TeV 鉛鉛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”
- [4] T. Hirano, P. Huovinen, K. Murase and Y. Nara, arXiv:1204.5814 [nucl-th]. “Integrated Dynamical Approach to Relativistic Heavy Ion Collisions,”
- [5] H. -J. Drescher and Y. Nara, Phys. Rev. C 75, 034905 (2007) [nucl-th/0611017]. “Effects of fluctuations on the initial eccentricity from the ColorGlass Condensate in heavyion collisions,”
- [6] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita and S. Chiba, Phys. Rev. C 61, 024901 (2000) [nucl-th/9904059]. “Study of relativistic nuclear collisions at AGS energies from p + Be to Au + Au with hadronic cascade model,”
- [7] ALICE collaboration Phys. Rev. C 88, 044909 (2013)
- [8] N. M. Kroll and W. Wada, Phys.Rev., vol. 98, pp. 1355-1359, 1955.
- [9] B. Abelev, Phys. Rev. C 88, 044909, “Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV with ALICE”