

平成 29 年度卒業論文

高エネルギー原子核偏芯衝突における  
 $\mu$  粒子対の偏向を用いた強磁場探索可能性

広島大学理学部物理科学科  
クォーク物理学研究室  
学籍番号 B142033

大佐古 拓海

平成 30 年 2 月 27 日  
指導教官 杉立 徹 教授  
主査 志垣 賢太 准教授  
副査 水野 恒史 准教授

## 概要

私たちは高エネルギー原子核偏芯衝突で生成される強磁場の検出を目指している。強磁場は最大で  $10^{15}$  [Tesla] に達すると予想されており、これは自然界に存在する磁場の中では最強の磁場である。強磁場中ではシンクロトン放射や実光子崩壊、カイラル磁気効果などの特異な物理現象が起こっていることが予想されているが、そもそも強磁場の存在は実験的に検証されてはいない。本研究の目的は将来的な強磁場の直接的検出に向けて、RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年、LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年の実験データを想定した強磁場検出可能性の評価を仮想光子由来のレプトン対を用いて行う。

イベントシミュレータである pythia を用いて  $\sqrt{s} = 200$  GeV, 5 TeV での陽子+陽子衝突のデータを生成、上記の2つの実験にスケールリングして仮想光子とその他の光子による信号雑音比・統計的有意さを算出した。

結果として RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年においてミューオン対をプローブとした際に最大で  $\sim 0.7 \sigma$  の検出可能性があることがわかった。また、将来行われる LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV run3 2023 年においてミューオン対をプローブとした際に最大で  $\sim 1.0 \sigma$  の検出可能性があることがわかった。

# 目次

<b>1 序論</b>	<b>6</b>
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 participant-spectator の描像	8
1.3.2 Glauber 模型	10
1.3.3 原子核衝突の時空発展	10
1.4 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成	12
1.4.1 強磁場生成の原理	12
1.4.2 強磁場の強度と寿命	13
1.4.3 強磁場下での物理現象	15
1.5 研究目的	16
<b>2 実験背景・実験施設</b>	<b>17</b>
2.1 LHC 加速器	17
2.1.1 ALICE 実験	18
2.2 RHIC 加速器	19
2.2.1 PHENIX 実験	20
<b>3 解析手法</b>	<b>21</b>
3.1 高エネルギー原子核衝突での直接光子生成	21
3.2 直接仮想光子による強磁場検出	23
3.3 仮想光子の偏光度	23
<b>4 シミュレーション・検出可能性評価手法</b>	<b>24</b>
4.1 解析に用いられる物理量	24
4.2 pythia について	26
4.3 検出可能性評価の手順	26
<b>5 シミュレーション結果</b>	<b>28</b>
5.1 pythia で生成した衝突データ	28
5.2 スケーリング後のシグナル・バックグラウンド	32
5.3 S/B, significance	33
<b>6 考察・結論</b>	<b>38</b>
6.1 significance の比較	38
6.2 将来の統計量での significance の見積もり	41
6.3 結論	41

## 目 次

1	標準模型 [4] . . . . .	6
2	QGP の相関関 [1] . . . . .	7
3	半径 R の原子核どうしの中心衝突 (central collision) と非 中心衝突 (peripheral collision) を表したものを [2] . . . . .	9
4	原子核衝突の衝突前後の様子 [2] . . . . .	9
5	モンテカルロシミュレーションによる $N_{binary}$ (図中では $N_{coll}$ ) と $N_{part}$ の衝突係数依存性 [3] . . . . .	10
6	原子核衝突の時間発展 [18] . . . . .	11
7	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [4] . . . . .	13
8	Glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場 の強度 [4] . . . . .	14
9	ログスケールでの磁場の時間依存性 [5] . . . . .	15
10	LHC 加速器の概略図 [10] [11] 地下 100 m に円周 27 km の加速器トンネルが掘られ、そこに LHC 加速器が設置さ れている。 . . . . .	18
11	ALICE 検出器 [12] 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。 . . . . .	19
12	RHIC 加速器 [13] . . . . .	19
13	上図:ビーム軸方向からの断面図, 下図:ビーム軸に対して横 から見た図 [14] . . . . .	21
14	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 はプロンプト光子の生成機構の例.C と D は熱的 光子の生成機構の例. . . . .	22
15	直接光子の収量分布 [16] . . . . .	23
16	仮想光子が電子・陽電子対に崩壊する様子。赤は磁場と垂 直に、青は磁場と平行に崩壊面をなしている。赤と青の比 をとることで偏光度を求める。 [5] . . . . .	24
17	$\sqrt{s} = 5$ TeV での、ミューオンの擬ラピディティ分布 . . . . .	28
18	$\sqrt{s} = 5$ TeV での、全因子由来ミューオン対の不変質量 (左) と横運動量 (右) . . . . .	28
19	$\sqrt{s} = 5$ TeV での、直接仮想光子由来ミューオン対の不変 質量 (左) と横運動量 (右) . . . . .	29
20	$\sqrt{s} = 5$ TeV での、電子の擬ラピディティ分布 . . . . .	29
21	$\sqrt{s} = 5$ TeV での、全因子由来電子対の不変質量 (左) と横 運動量 (右) . . . . .	29

22	$\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ での、直接仮想光子由来電子対の不変質量 (左) と横運動量 (右) . . . . .	30
23	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ での、ミューオンの擬ラピディティ分布 . . . . .	30
24	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ での、全因子由来ミューオン対の不変質量 (左) と横運動量 (右) . . . . .	30
25	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ での、直接仮想光子由来ミューオン対の不変質量 (左) と横運動量 (右) . . . . .	31
26	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ での、電子の擬ラピディティ分布 . . . . .	31
27	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ での、全因子由来電子対の不変質量 (左) と横運動量 (右) . . . . .	31
28	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ での、直接仮想光子由来電子対の不変質量 (左) と横運動量 (右) . . . . .	32
29	LHC Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ run2 2015 年におけるミューオン対の S/B . . . . .	34
30	LHC Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ run2 2015 年におけるミューオン対の significance . . . . .	34
31	LHC Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ run2 2015 年における電子対の S/B . . . . .	35
32	LHC Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ run2 2015 年における電子対の significance . . . . .	35
33	RHIC Au-Au $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ run14 2014 年におけるミューオン対の S/B . . . . .	36
34	RHIC Au-Au $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ run14 2014 年ミューオン対の significance . . . . .	36
35	RHIC Au-Au $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ run14 2014 年における電子対の S/B . . . . .	37
36	RHIC Au-Au $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ run14 2014 年における電子対の significance . . . . .	37
37	LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年におけるミューオンと電子の significance . . . . .	38
38	RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年におけるミューオンと電子の significance . . . . .	38
39	LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年におけるミューオン対と電子対の S/B . . . . .	39
40	RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年におけるミューオン対と電子対の S/B . . . . .	39
41	ミューオン対をプローブにした際の LHC Pb-Pb 5 TeV と RHIC Au-Au 200 GeV の significance . . . . .	40

42	ミューオン対をプローブにした際の LHC Pb-Pb 5 TeV と RHIC Au-Au 200 GeV の S/B . . . . .	40
----	--	----

## 表目次

1	各検出器の擬ラピディティ範囲 . . . . .	26
2	金+金衝突での $N_{coll}$ 、 $N_{part}$ [17] . . . . .	27
3	鉛+鉛衝突での $N_{coll}$ 、 $N_{part}$ [16] . . . . .	27
4	LHC Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV run2 2015年ミューオン対の スケーリング後のシグナル・バックグラウンド . . . . .	32
5	LHC Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV run2 2015年電子対のスケー リング後のシグナル・バックグラウンド . . . . .	33
6	RHIC Au-Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV run14 2014年ミューオ ン対のスケーリング後のシグナル・バックグラウンド . . . . .	33
7	RHIC Au-Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV run14 2014年電子対の スケーリング後のシグナル・バックグラウンド . . . . .	33

# 1 序論

## 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ゾ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ゾンが存在する。電磁相互作用・強い相互作用・弱い相互作用に対応するゲージボゾンはそれぞれフォトン・グルーオン・ウィークボゾンとなっており、重力相互作用に対応するゲージボゾンとしてグラビトンが未発見ながら予言されている。

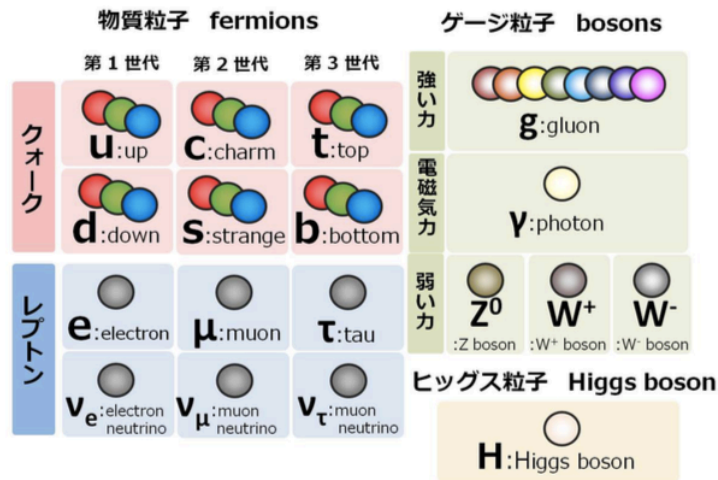


図 1: 標準模型 [4]

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。クォークは色荷と電荷を持っており、強い相互作用と電磁相互作用が働く。これに対しレプトンは電荷を持つが色荷は持たず、強い相互作用の影響を受けない。

強い相互作用が働くクォークで構成される粒子を総称してハドロンと呼ぶ。ハドロンには、合計の色荷が0になるように3つのクォークが結合したバリオンと、クォークと反クォークが結合したメソンが存在する。原



子核を構成する陽子や中性子はハドロンであり、パイ中間子やK中間子はメソンである。強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) によれば、クォークとグルーオンはハドロン内部で互いに相互作用しており、単体で取り出すことは不可能である。これをクォークの閉じ込めという。さらにQCDの特徴として、高エネルギー領域で強い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ものがある。

## 1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

クォークの閉じ込めからの解放の鍵は、漸近的自由性と高温高密度状態である。漸近的自由性という特徴から、高温高密度状態では強い相互作用の結合定数は運動量の増加とともに減少する。また高密度状態ではグルーオンが色荷を持つ為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。結果として高温高密度状態では、クォークやグルーオンが実効的に自由粒子として振る舞う物質相が生成されることとなる。このクォークやグルーオンが束縛から解放され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を観察することは、未だ謎の多いクォークの閉じ込め機構や、原子核及びハドロンの性質、また宇宙初期の研究を行うことにおいても重要な手がかりとなり、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。

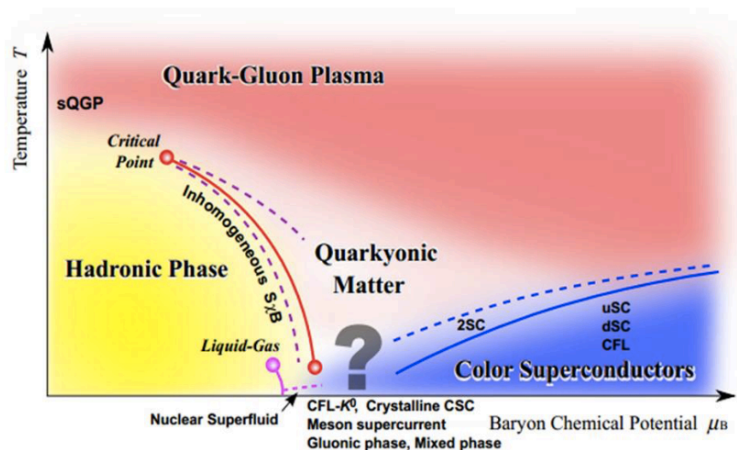


図 2: QGP の相関図 [1]

### 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とは、高温高密度状態を地球上で再現できる唯一の方法である。QGP についての研究のために重イオン、すなわち鉛などの重い原子核を相対論的な領域まで加速させることのできる加速器を用いて高エネルギーで衝突させ、高温高密度物質を作り出すという試みが1980年代から本格的に始まった。原子核は地球上で最も密度の高い物質でありこれを光速に近い速度まで加速させ衝突させることで、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作り出し、QGPを生成する。

現在、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ロングアイランドにあるブルックヘブン国立研究所 (BNL) のRHIC 加速器や、スイス連邦ジュネーブにある欧州合同原子核研究機構 (CERN) にあるLHC 加速器で行われており、我々のグループはそれらに属する PHENIX 実験や ALICE 実験に正式加盟している。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再現しており、初期宇宙の解明に迫る実験と言える。今後の実験により、QGP 物性の解明・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。

ここでは高エネルギー原子核衝突の描像について述べる。

#### 1.3.1 participant-spectator の描像

原子核衝突の議論を行う際には衝突係数  $b$  [fm] (impact parameter) というものがしばしば使用される。衝突係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、 $b \sim 0$  ならば中心衝突 (central collision)、 $b < 2R$  ならば非中心衝突 (peripheral collision) をする。

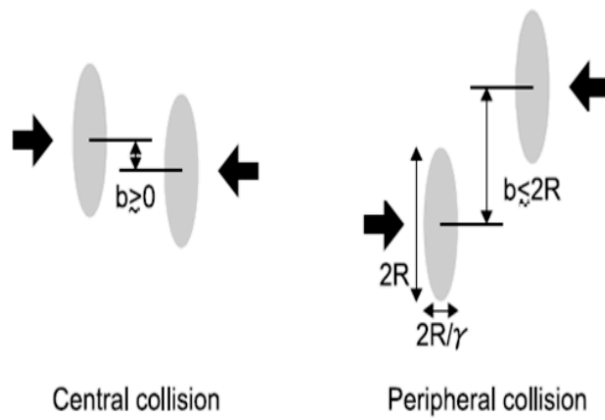


図 3: 半径  $R$  の原子核どうしの中心衝突 (central collision) と非中心衝突 (peripheral collision) を表したものの [2]

中心衝突の場合、同じ種類の原子核を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、互いに重なり合う部分だけが衝突に関与する。反応に関与した部分を反応関与部 (participant)、反応に関与せずに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さっていくが participant は入射エネルギーによってその様相が変化する。図 4 は衝突係数を  $b$  とした原子核衝突の前後の様子である。

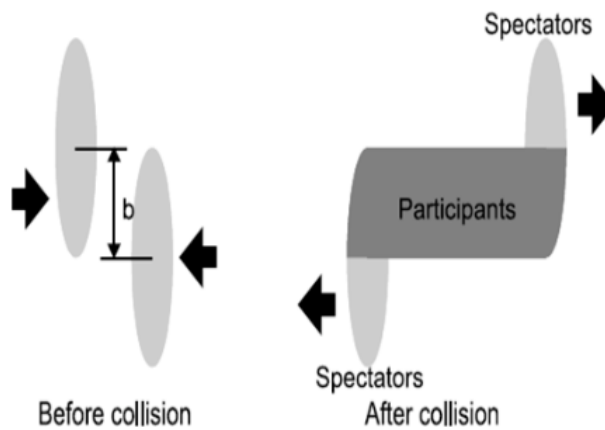


図 4: 原子核衝突の衝突前後の様子 [2]

### 1.3.2 Glauber 模型

Glauber 模型は高エネルギー原子核衝突の幾何学的描像をよく表している模型である。原子核衝突を核子・核子衝突の重ね合わせと考え、核子は一直線上を進み衝突後もその軌道を曲げないものと仮定している。

Glauber 模型では衝突原子核の初期分布と核子-核子の反応断面積  $\sigma_{NN}$  を与えることで衝突係数  $b$  の関数として核子-核子衝突の回数 ( $N_{binary}$ ) や participant の数 ( $N_{part}$ ) を求めることができる。また、実際の実験では衝突係数を決めて実験することは不可能なので、実験データと Glauber 模型を比較することで衝突中心度 (centrality) というものを決定している。図 5 はモンテカルロシミュレーションによって導かれた  $N_{binary}$  と  $N_{part}$  の衝突係数依存性である。

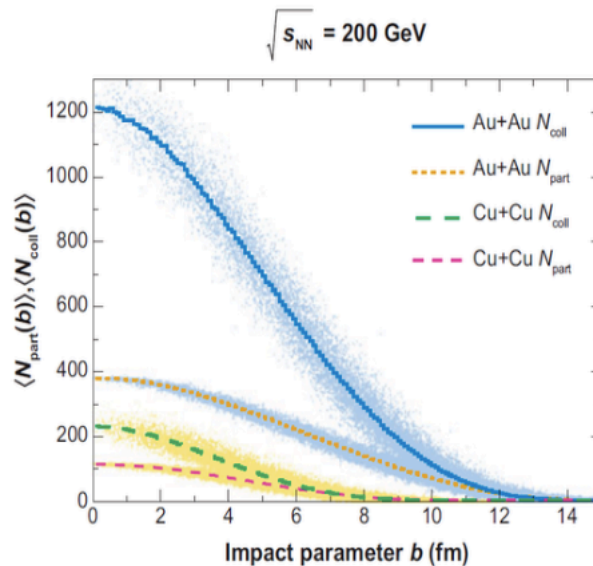


図 5: モンテカルロシミュレーションによる  $N_{binary}$  (図中では  $N_{coll}$ ) と  $N_{part}$  の衝突係数依存性 [3]

### 1.3.3 原子核衝突の時空発展

ここでは高エネルギー原子核衝突の中心衝突における時間経過の様子を示す。図 6 に RHIC での高エネルギー原子核衝突の時空発展を示す。

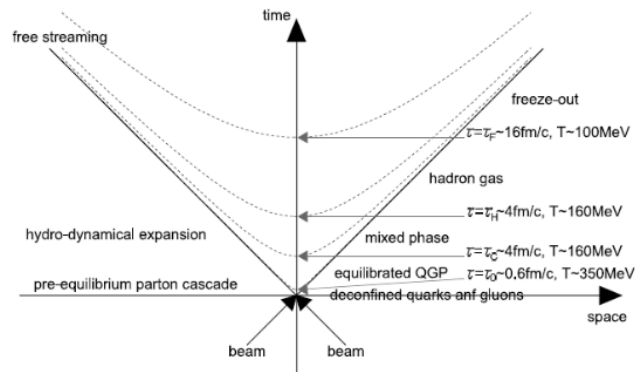


図 6: 原子核衝突の時間発展 [18]

### Pre equilibrium

LHC 加速器や RHIC 加速器で光速近くまで加速された原子核は、ローレンツ収縮によってパンケーキ状になって衝突し、非常に小さい領域に膨大なエネルギーを持ち込む。多数のパートンやグルーオンが作られ、やがてボルツマン分布に従うような局所的平衡状態になる。

### QGP in thermal equilibrium

その後、熱平衡に達すると QGP 相に相転移する。QGP 相は流体的な取扱が可能となり、膨張を続けながら温度を下げていく。

### Mixed phase between QGP and hadrons

臨界温度を超えると一部がハドロン化されはじめ、ハドロンと QGP が混じったような状態になる。

### Hadron gas

その後も系が膨張するにつれて温度が下がり、やがてハドロン相へ相転移する。ハドロン相も膨張を続け、ハドロン間による非弾性散乱が終了し、生成粒子の種類が固定される (化学的凍結)。次にハドロンガスの弾性散乱が終わり、それぞれの運動量は固定され (運動量凍結)、拡散していく。

## 1.4 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成

### 1.4.1 強磁場生成の原理

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、これは宇宙に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方面から議論されているが、臨海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、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、極めて簡単な古典力学で説明できる。高エネルギー原子核衝突では、大きな電荷を持った原子核 (LHC 加速器 Pb :  $Z = 82$ ) を光速に近い速度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、右ねじ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。ことによって打ち消し合い、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、spectator がほぼ光速で運動することにより、衝突原点を中心に非常に強い磁場が生成される。図 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。さらに、これらの現象は 10 fm 程度の狭い空間スケールで生じる。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。

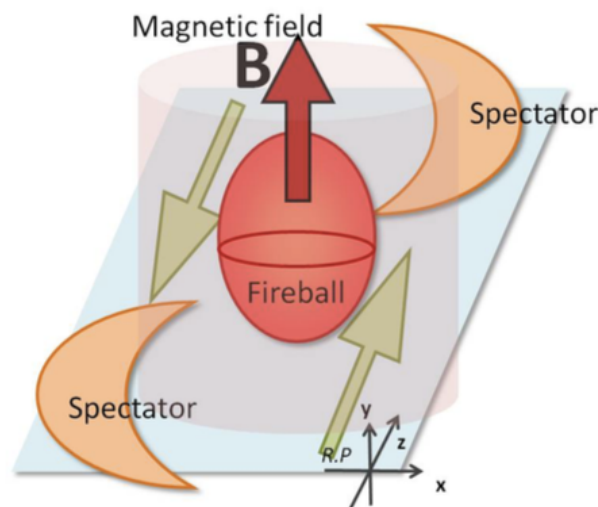


図 7: 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [4]

光速近くまで加速した原子核が衝突するため、強磁場の強度の計算には相対論的効果を考慮しなければならない。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 (1.1) により記述される。

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

ここで  $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $\phi_{R\nu}$  は、 $\mathbf{R}$  と  $\boldsymbol{\nu}$  のなす角である。各荷電粒子の位置と速度を知ることができれば、各粒子が作り出す磁場の強さを求めることができ、それを全荷電粒子で足し合わせれば、原子核衝突により生成される磁場の強さを求められる。この計算によると、原子核衝突時に衝突原点に生成される磁場の最大強度は約  $10^{15}$  Tesla 程度にも達する。実験室で作り出せる安定磁場は最大約 45 Tesla 程度であるが、高エネルギー原子核衝突ではその 14 桁も大きな磁場を作り出せるのである。

#### 1.4.2 強磁場の強度と寿命

図 8 はモンテカルロシミュレーションによる、Glauber 模型を用いた衝突直後  $t=0$  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の衝突係数依存性である。

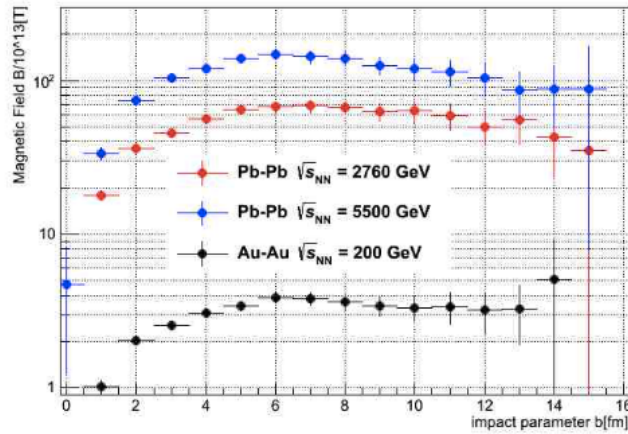


図 8: Glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場の強度 [4]

全てのエネルギー領域において中心衝突では磁場は比較的弱く、衝突係数が大きくなるにつれて磁場は大きくなり、 $b=6\sim 10$  fm で磁場強度は最大を迎える。これは衝突中心度に換算すると 30~60 % に対応する。その後中心衝突になるにつれて衝突に関与する陽子数の減少により、磁場は弱くなっていく。また磁場強度は衝突エネルギーに比例しており、磁場の最大強度は RHIC エネルギー領域では  $10^{14}$  Tesla、LHC エネルギー領域では  $10^{15}$  Tesla に達している。

1.3.1 で説明したように、衝突時には粒子は participant と spectator に分けられる。participant と spectator では生成する磁場が異なる。spectator は衝突後光速で飛び去ってしまうため、反応平面に垂直な方向に極めて強い磁場を生成するが、飛び去っていくためそれはすぐに衰退してしまう。participant は衝突後も衝突点に留まり、衝突の衝撃によって y 軸方向を回転軸として回転をしていると予想できる。よって participant が作る磁場は spectator が作るものより長く保たれる。理想的にはこの回転は永遠に続くものだが、実際には抵抗を受け QGP の寿命を迎えると飛び散っていく。よって、時間経過につれて減少してはいくものの、QGP の寿命程度まで磁場は続くものと推測できる。

図 9 は生成する強磁場の時間依存性を示したものである。これはハドロンカスケードモデルによって計算されており、粒子の角運動量などは考慮されていない。そのため、この計算で求められた磁場強度は participant と spectator が作る磁場の重ね合わせだが、主に spectator が作る磁場の寄与が大きい。衝突直後に最大を迎えるが、その後すぐに衰退していることがわかる。しかし、QGP の寿命程度までは電子の臨界磁場以上の強度を保っていることがわかる。よって QGP 内の素粒子は強磁場の影響を受



けることがわかる。

また、衝突直後に生成される光子、電子などの電磁プローブは強い相互作用の擾乱を受けないために強磁場の影響を残したまま検出されることが期待されている。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よって強磁場が生成されている証拠を得ることができると期待される。

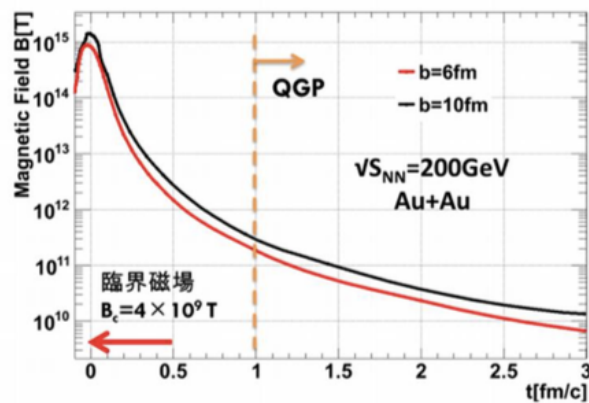


図 9: ログスケールでの磁場の時間依存性 [5]

### 1.4.3 強磁場下での物理現象

強磁場の生成によって高エネルギー原子核衝突のダイナミクスにどのような影響が現れるのかということは非常に興味深い。ここでは強磁場生成に伴う現象としてシンクロトロン放射と実光子崩壊・カイラル磁気効果について簡単に説明する。

#### シンクロトロン放射 [6]

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。そこに強磁場が生成されると、クォークは電荷を持っているので、磁場に巻きついてグルーオンを放射する。ちょうど電子が磁場に巻きついて光子を放射するのと同じ現象である。この現象が起きるのは、QCD の結合定数が、QED の結合定数よりも十分大きいからである。クォークや反クォークがグルーオンを放出すると、クォークや反クォークはエネルギーロスを起こす。通常は、エネルギーロスは高温物質中を通過することによって起こると考えられているので、シンクロトロン放射によるエネルギー

ギーロス、新たなエネルギーロスの原因として位置付けられている。[6]では、長さあたりのエネルギーロスを横運動量の関数として求めている。

#### 強磁場下での実光子崩壊 [7]

通常、エネルギー保存則により実光子がフェルミオン対に崩壊することはありませんが、驚くべきことに強磁場中ではそれが可能になる。これは、非線形 QED の現象である。高エネルギー原子核衝突では直接光子や熱光子・崩壊光子など様々な光子が放出され、QGP の情報を得る手がかりとなっているが、それらが強磁場中でフェルミオン対に崩壊する可能性を考えると QGP の正しい情報が取り出せているとは言えないのである。[7] では、強磁場中での実光子崩壊の確率を求めている。

#### カイラル磁気効果 (Chiral Magnetic Effect)[8]

これは非線形 QED の効果ではないが、QED と QCD の関係性が見られる興味深い現象である。

カイラル磁気効果 (Chiral Magnetic Effect) とは、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をいう。実際の高エネルギー衝突実験では電流そのものを観測することは不可能だが、電流によって引き起こされる電荷対称性の揺らぎがカイラル磁気効果の証拠ではないかと考えられている。RHIC の STAR 実験グループは、トポロジカルな効果を取り入れない理論計算では説明がつかない電荷対称性の揺らぎを観測している。[9]

また、カイラル磁気効果の実験的検証はカイラル対称性の回復の証拠になりうる可能性や、カイラル磁気効果に伴う CP 非保存の可能性など、非常に興味深い議論がなされている。

その他、強磁場中で光子が二つの光子に分裂する現象 (photon splitting) や強磁場中で屈折した光子によって QGP の大きさを測定しようとする試みなど、強磁場によって現れる種々の現象の理論的予想がなされている。

しかし、それらの根幹にある強磁場生成についての研究は未だ不十分であるとともに、そもそも本当に  $\sim 10^{15}$  Tesla もの高強度な磁場が生成されているのかという実験的検証はなされていないのが現状である。

### 1.5 研究目的

我々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指している。過去に LHC の核子あたり 2.76 TeV の鉛+鉛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 [4][5] が、

そこでは検出に成功してはいない。本研究では、将来的に行うことを計画しているミュオン対をプローブとした強磁場検出に向け、RHIC、LHCの実験データを想定した強磁場検出可能性の議論を行う。

電子対をプローブとした場合と比べて、ミュオン対をプローブとすると高い透過性により粒子識別が容易、質量が電子ほど小さくないためバックグラウンドとなるミュオン対を減らすことができるなどの利点が存在する。まず後述するイベントジェネレーターの pythia を用いて、各実験のエネルギー領域 (RHIC Au-Au 200 GeV 2014 年、LHC Pb-Pb 5 TeV 2015 年) の、陽子+陽子衝突のデータを得る。スケールリング則によってそれらを RHIC Au-Au 200 GeV、LHC Pb-Pb 5 TeV にスケールし、実際の統計量を用いて各実験の実データのシミュレーションを行う。そこから信号雑音比と統計的有意さを計算し、各実験での検出可能性を見積もることを目標とする。

## 2 実験背景・実験施設

### 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) によって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 100 m に建設され、周長は 26.7 km 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 14 TeV、鉛鉛衝突で核子対あたり重心系衝突エネルギー 5.5 TeV 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目指している。

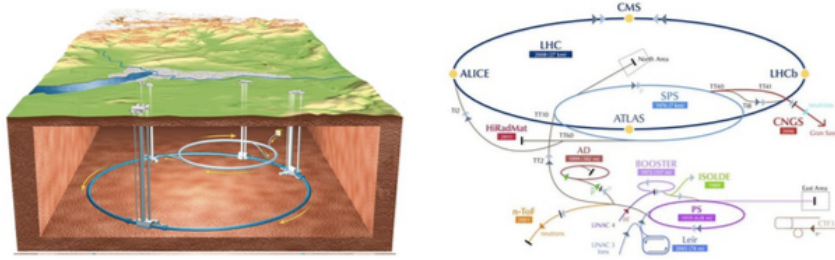


図 10: LHC 加速器の概略図 [10] [11] 地下 100 m に円周 27 km の加速器トンネルが掘られ、そこに LHC 加速器が設置されている。

### 2.1.1 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 16 m、幅 16 m、奥行き 26 m、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 11 に示す。

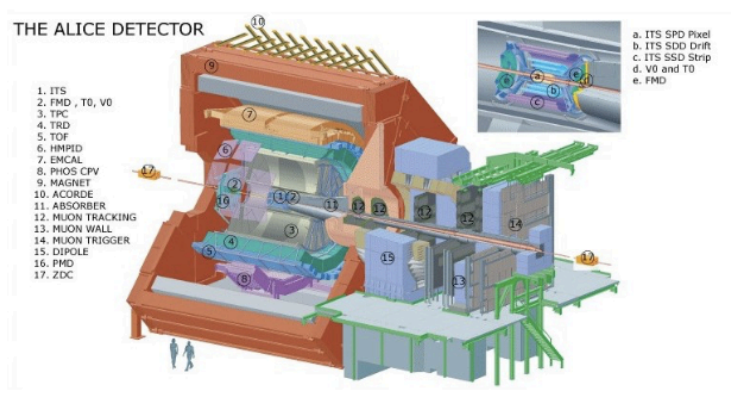


図 11: ALICE 検出器 [12] 17 種類の検出器が組み合わさっており、これらの検出器を用いて QGP の定量的理解を目指している。

## 2.2 RHIC 加速器

RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider) は米国ブルックヘブン国立研究所に建設された周長 3.8 km の 2 つの独立な超伝導加速器リングからなる衝突型加速器である。RHIC は陽子や重陽子、金原子核など様々な粒子を加速することができ、重心系エネルギーで核子対当たり 200 GeV のエネルギーを達成している。RHIC には 6 つの衝突地点が設けられており、そのうち 4 箇所 PHENIX、STAR、BRAHMS、PHOBOS の各実験が行われている。

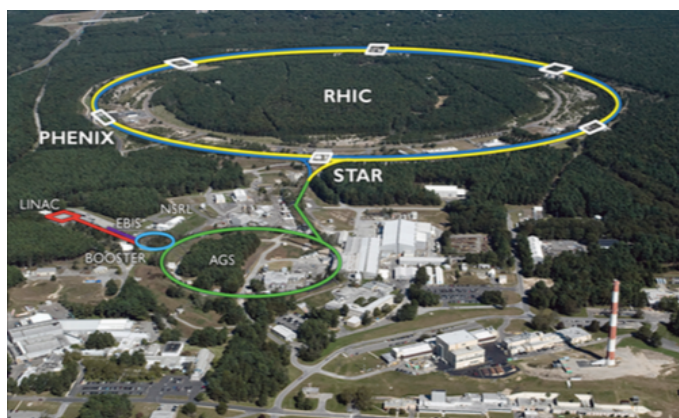


図 12: RHIC 加速器 [13]

### 2.2.1 PHENIX 実験

PHENIX( the Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) 実験は世界 14 か国、71 の 研究機関から 500 名余りが参加している大型国際共同実験であり、RHIC 加速器で行われている 4 つの実験の中でもレプトンと光子測定に特化した実験である。

PHENIX 検出器は東西にある 2 つのセントラルアームと南北にあるミュオンアーム、ビームパイプ付近にあるビーム検出器によって構成されている。セントラルアームは粒子の飛跡を検出するドリフトチェンバー (DC)、パッドチェンバー (PC)、電子陽電子を識別するリングイメージングチェレンコフカウンター (RICH)、ハドロン粒子を同定する飛行時間測定器 (ToF)、各粒子のエネルギーを測定する鉛シンチカロリメーター (PbSc EMC) 及び鉛ガラスカロリメーター (PbGI EMC) によって構成されている。ミュオンアームは  $\mu$  粒子飛跡検出器 (MuTr) と  $\mu$  粒子識別検出器 (MuID) から構成され、 $\mu$  粒子の測定に用いられる。ビーム検出器はビームビームカウンター (BBC) と零点ハドロンカロリメーター (ZDC) から構成され、衝突中心点や衝突中心度などの衝突初期の情報を観測するものである。

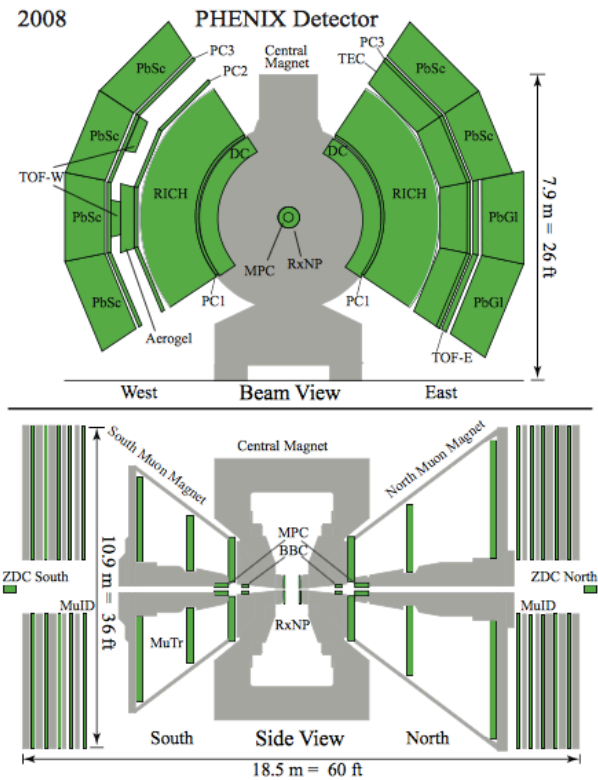


図 13: 上図:ビーム軸方向からの断面図, 下図:ビーム軸に対して横から見た図 [14]

### 3 解析手法

#### 3.1 高エネルギー原子核衝突での直接光子生成

高エネルギー原子核衝突の過程で、多数の光子 ( $\gamma$ ) が生成する。光子の大多数は  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  などから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よらずに衝突反応から直接生み出される光子もある。様々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のぞいた成分を直接光子と呼ぶ。直接光子には、初期パートン衝突及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  $\alpha \sim 1/137$  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保持してはいない。一方、直接光子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 14 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。

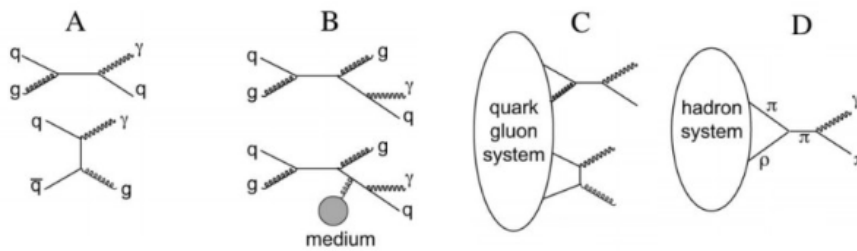


図 14: 高エネルギー原子核衝突における直接光子の生成機構の例.A と B はプロンプト光子の生成機構の例.C と D は熱的光子の生成機構の例.



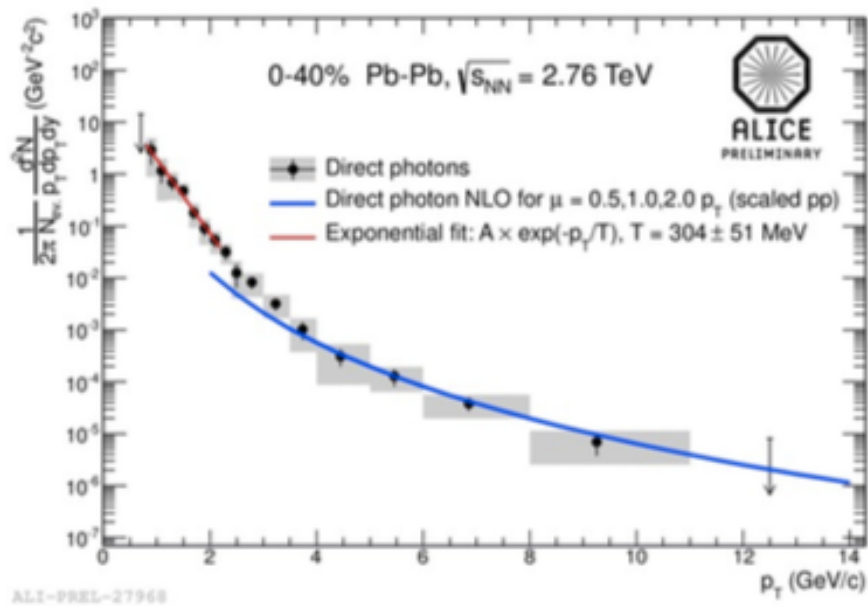


図 15: 直接光子の収量分布 [16]

### 3.2 直接仮想光子による強磁場検出

仮想光子とは、通常的光子(これを実光子と呼ぶ)がゼロの質量を持つのにに対し、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がゼロでない光子が存在することができる。これが仮想光子である。仮想光子はすぐにレプトン対に崩壊する。仮想光子も強磁場によって偏光するため、その仮想光子由来のレプトン対の崩壊面は非等方性を持つと考えられる。その非等方性を測定することによって強磁場の存在を確認できるはずである。

### 3.3 仮想光子の偏光度

本研究で”偏光”と呼んでいるものは、レプトン対の崩壊面の向きの偏りである。崩壊面が磁場と垂直になる場合の生成確率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。この計算は [5] において辻氏が計算したものであり、本研究では電子対とミュオン対では、1次近似のもとで偏光度のオーダーは変わらないことを仮定してその計算結果を使用する。

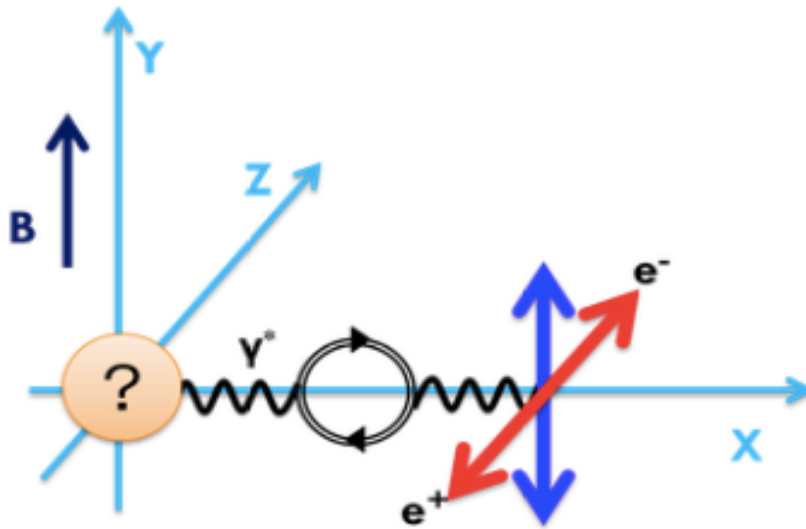


図 16: 仮想光子が電子・陽電子対に崩壊する様子。赤は磁場と垂直に、青は磁場と平行に崩壊面をなしている。赤と青の比をとることで偏光度を求める。 [5]

この計算によると、偏光度は 10% のオーダーであることがわかった。

## 4 シミュレーション・検出可能性評価手法

### 4.1 解析に用いられる物理量

#### ラピディティ・擬ラピディティ

高エネルギー原子核衝突実験において、生成した粒子の運動を分析する際にラピディティ (rapidity,  $y$ ) という変数がよく用いられる。ラピディティは

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \ln \frac{E + p_z}{\sqrt{m^2 + p_T^2}} = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right) \quad (2)$$

という式で定義される量である。z 軸はビーム軸方向で、 $p_T$  は横運動量  $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  である。y が小さい時は  $y \approx p_z/E$  となり、z 軸方向の速度  $\beta = v_z/c$  に等しくなる。これは、ラピディティが z 軸方向の速度に対応していることを示している。

ラピディティと同じような変数として、擬ラピディティ (pseudorapidity,  $\eta$ ) がある。

$$\eta = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{p} \right) = \tanh^{-1}(\cos\theta) \quad (3)$$

$\theta$  は z 軸からの粒子の放出方向である。擬ラピディティは  $\theta$  の関数になっているので、生成した粒子の z 軸からの放出角を擬ラピディティで表現することができる。

## 不変質量

不変質量の再構成を、 $\gamma^* \rightarrow e^-e^+$  の過程を用いて説明する。 $\gamma^*$  の質量を  $M_{e^-e^+}$ 、電子のエネルギーと運動量を  $E_{e^-}$ 、 $p_{e^-}$ 、陽電子のエネルギーと運動量を  $E_{e^+}$ 、 $p_{e^+}$  とすると、電子・陽電子の質量  $M_{e^-}$ 、 $M_{e^+}$  は以下のように表せる。

$$M_{e^-} = \sqrt{E_{e^-}^2 - p_{e^-}^2} \quad (4)$$

$$M_{e^+} = \sqrt{E_{e^+}^2 - p_{e^+}^2} \quad (5)$$

これらを用いると、 $M_{e^-e^+}$  は

$$M_{e^-e^+} = \sqrt{(E_{e^-}^2 + E_{e^+}^2)^2 - (p_{e^-}^2 + p_{e^+}^2)^2} \quad (6)$$

と表せる。この式を用いてレプトン対から直接仮想光子の不変質量を再構成する。

## 信号雑音比と統計的有意さ

本研究では、検出可能性評価を信号雑音比 (signal-background ratio, S/B) と統計的有意さ (significance) という値を用いて評価する。信号雑音比は全事象の中で標的とする信号がどれだけの割合で出てくるかを表すものであり、信号の事象を評価する際に様々な形で参考とされる。統計的有意さは、その信号が統計的にどれだけの信頼度をもつかの指標となる重要な値であり、この値を参考にして探索のための実験は行われる。信号を signal、背景事象を background とすると信号雑音比と統計的有意さは

$$S/B = \frac{\text{signal}}{\text{background}} \quad (7)$$

$$\text{significance} = \frac{\text{signal}}{\sqrt{\text{signal} + \text{background}}} \quad (8)$$

という式で表される。

## 4.2 pythia について

pythia は、高エネルギー陽子+陽子衝突実験の物理過程を再現するイベントジェネレーターである。衝突後のパートン分布や相互作用、生成・崩壊現象を再現する。本研究では、200 GeV、5 TeV での仮想光子由来のミューオン対・電子対の収量から RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年、LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年における仮想光子由来のミューオン対・電子対の収量を見積もるために用いた。

## 4.3 検出可能性評価の手順

### 1. pythia で 200 GeV, 5 TeV の衝突データを生成する

### 2. ミューオン対・電子対の不変質量・横運動量を再構成する

全因子由来のレプトン対と、直接仮想光子由来のレプトン対の不変質量を再構成し、それぞれをバックグラウンド・シグナルとする。

また、実際の検出器は全立体角を覆っているわけではなく、ある決まった擬ラピディティ範囲、方位角範囲を覆っている。RHIC/LHC 検出器のミューオン・電子検出器の擬ラピディティ・方位角範囲を下にまとめている。この領域に入った粒子だけをシグナル・バックグラウンドとして扱う。

表 1: 各検出器の擬ラピディティ範囲

LHC ミューオン	$-4 < \eta < -2.5$
LHC 電子	$-0.9 < \eta < 0.9$
RHIC ミューオン	$-2.25 < \eta < -1.15, 1.15 < \eta < 2.24$
RHIC 電子	$-0.3 < \eta < 0.3$

### 3. スケーリングを行い実際の統計量を再現する

pythia は陽子+陽子衝突しか再現できないため、金+金・鉛+鉛衝突の再現をするためにはスケーリングをしなければならない。1.3.2 で説明した Glauber 模型に基づくモンテカルロ計算を行うことで、ある中心衝突度の原子核衝突の際に核子間の衝突が何回起こっているかが計算できる。これが  $N_{coll}$  である。また、反応に関与した核子がどれだけいるかという値も計算でき、これが  $N_{part}$  である。シグナルとなる pQCD 直接光子は単純に核子間衝突の数に比例するので、 $N_{coll}$  倍することでスケーリングできる。その他バックグラウンドとなるものは、低質量側のシングルミュー

オンの収量が一次近似では  $N_{part}$  に比例することから、 $N_{part}^2$  倍でスケールリングすることとした。表は 40%~60% の中心衝突度での、金+金・鉛+鉛の  $N_{part}$ 、 $N_{coll}$  を計算したものである。[16][17]

表 2: 金+金衝突での  $N_{coll}$ 、 $N_{part}$ [17]

$N_{coll}$	91
$N_{part}$	60

表 3: 鉛+鉛衝突での  $N_{coll}$ 、 $N_{part}$ [16]

$N_{coll}$	130
$N_{part}$	73

さらに、pythia から得られるデータは 1 回の陽子+陽子衝突におけるシグナル・バックグラウンドの収量であり、議論を行う際には実際の実験における統計量にスケールしなければならない。そのため、下の式で定義される scale factor というものを用いて実際の統計量へのスケールリングを行う。本研究では 1.4.2 で触れたように、中心衝突度が 30~60 % の時に磁場は最大になるので、40~60 % の中心衝突度のイベントを対象とした。

$$scale\ factor = \frac{RHIC\ stat. / LHC\ stat.}{pythia\ Minimum\ Bias\ events(10^8)} \times \frac{20[\%]}{100[\%]} \quad (9)$$

ここで、RHIC stat. は RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年の統計量で、 $2.0 \times 10^{10}$  events であり、LHC stat. は LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年の統計量で、 $4.0 \times 10^8$  events である。また、3.3 で説明したように直接仮想光子の偏光度を 10% だと仮定しているので、シグナルは 0.1 倍される。

#### 4. S/B, significance を計算する

S/B, significance の計算の際には、 $p_T$  を 0.5 GeV/c ごとに区切り、そこに含まれるレプトン対の数をその横運動量範囲に含まれるシグナル・バックグラウンドとして計算した。

## 5 シミュレーション結果

### 5.1 pythia で生成した衝突データ

図は  $\sqrt{s}=200$  GeV, 5 TeV での陽子陽子衝突から生成されたミュオン対・電子対の擬ラピディティ領域と、そこに含まれるミュオン対・電子対の不変質量・横運動量である。

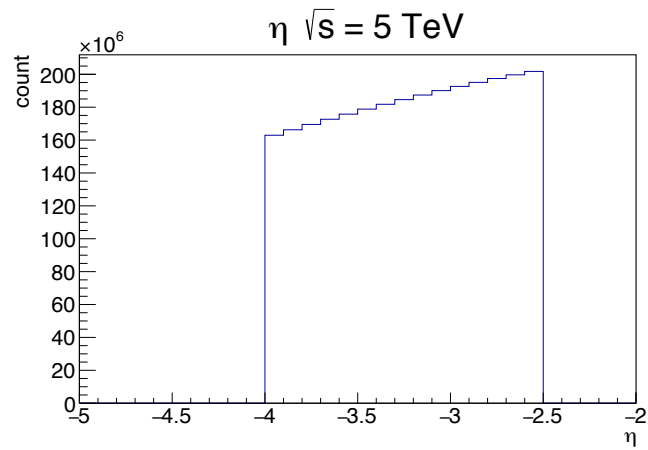


図 17:  $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$  での、ミュオンの擬ラピディティ分布

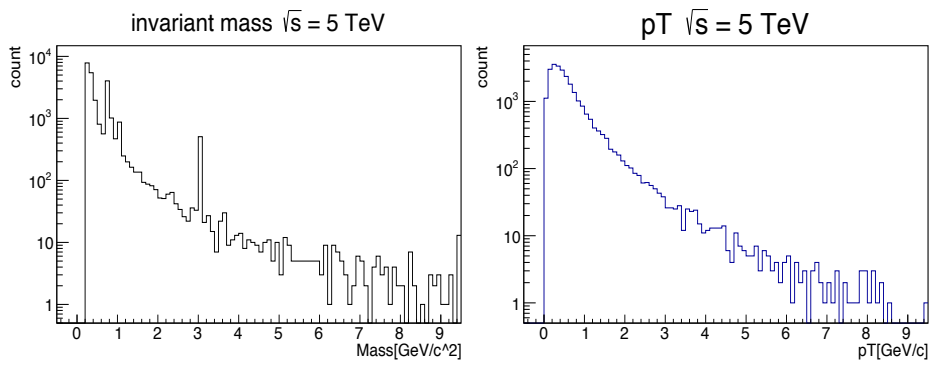


図 18:  $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$  での、全因子由来ミュオン対の不変質量 (左) と横運動量 (右)

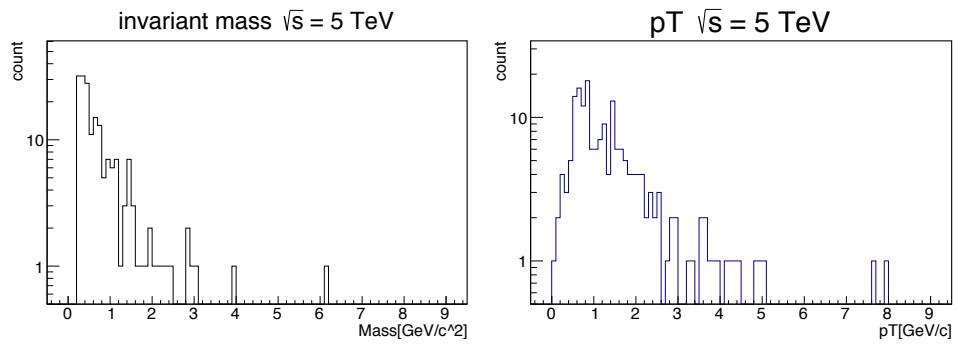


図 19:  $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$  での、直接仮想光子由来ミューオン対の不変質量 (左) と横運動量 (右)

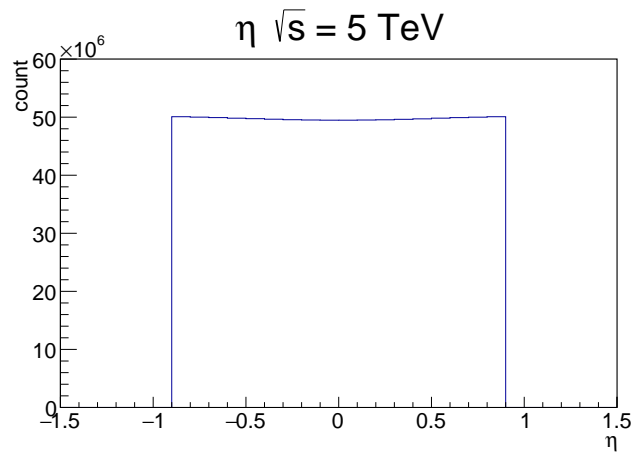


図 20:  $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$  での、電子の擬ラピディティ分布

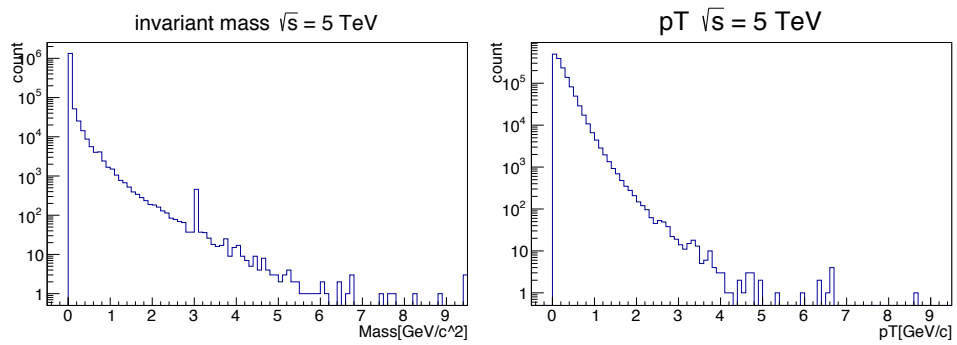


図 21:  $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$  での、全因子由来電子対の不変質量 (左) と横運動量 (右)

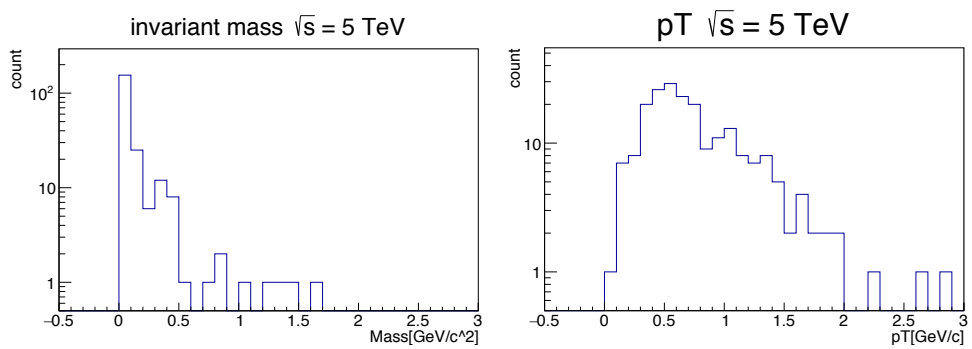


図 22:  $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$  での、直接仮想光子由来電子対の不変質量 (左) と横運動量 (右)

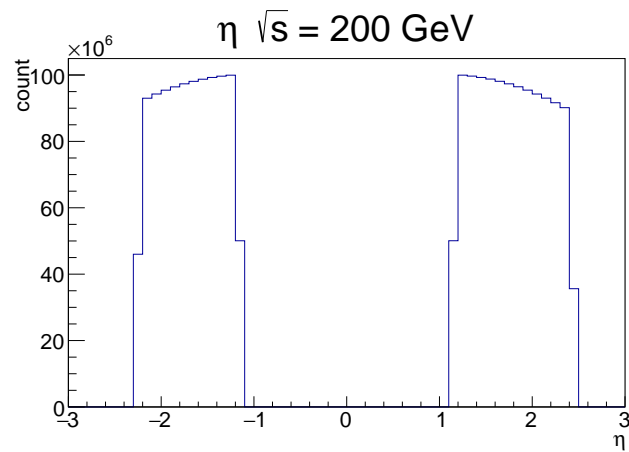


図 23:  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  での、ミューオンの擬ラピディティ分布

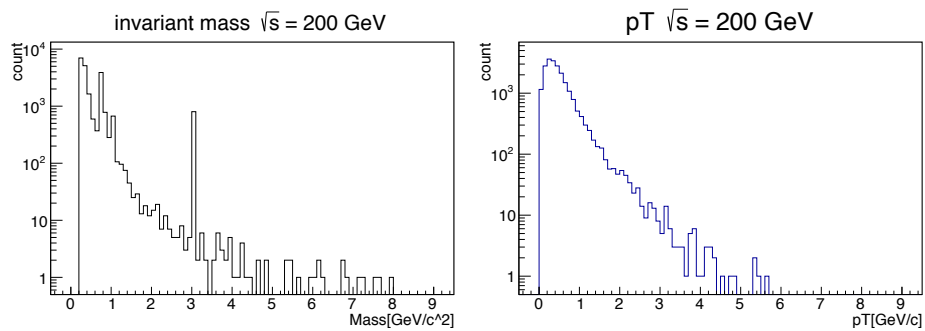


図 24:  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  での、全因子由来ミューオン対の不変質量 (左) と横運動量 (右)



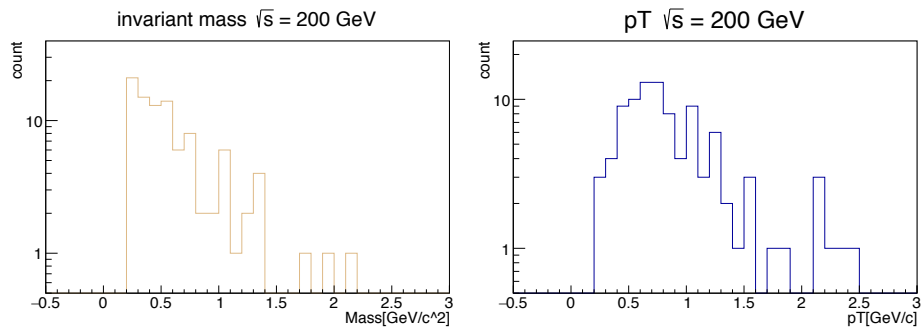


図 25:  $\sqrt{s} = 200$  GeV での、直接仮想光子由来ミューオン対の不変質量 (左) と横運動量 (右)

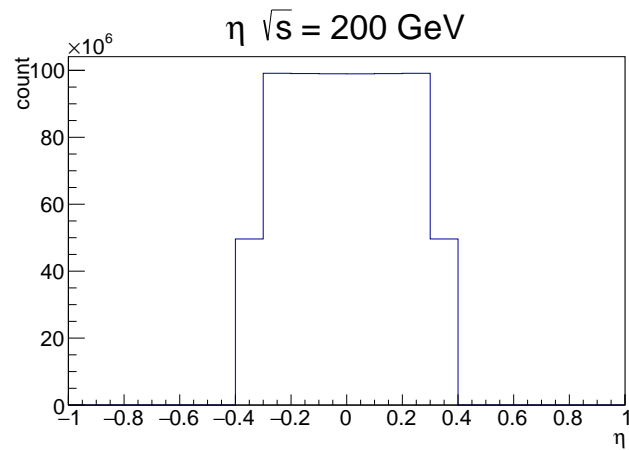


図 26:  $\sqrt{s} = 200$  GeV での、電子の擬ラピディティ分布

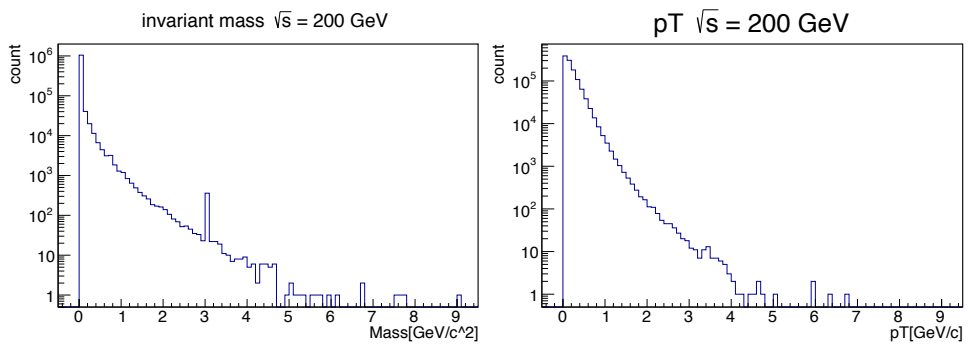


図 27:  $\sqrt{s} = 200$  GeV での、全因子由来電子対の不変質量 (左) と横運動量 (右)

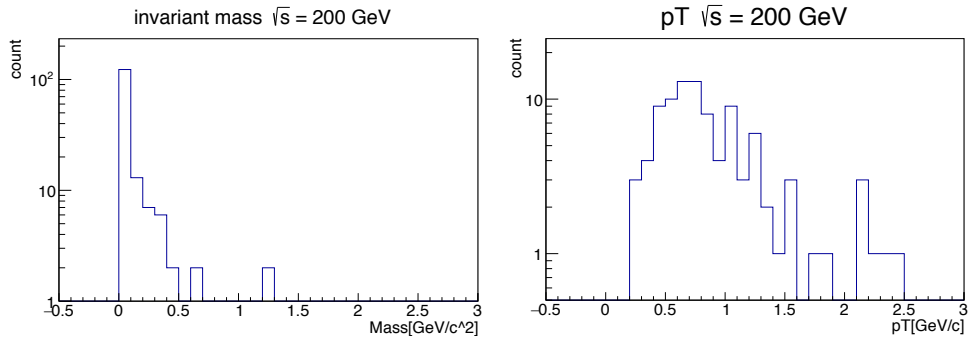


図 28:  $\sqrt{s} = 200$  GeV での、直接仮想光子由来電子対の不変質量 (左) と横運動量 (右)

## 5.2 スケーリング後のシグナル・バックグラウンド

スケール後のシグナル・バックグラウンドは、4.3 で説明した通りシグナルには  $N_{coll}$  を、バックグラウンドには  $N_{part}^2$  をかけることで計算した。元のシグナル・バックグラウンドの大きさは、5.1 で示した横運動量のヒストグラムを  $p_T = 0.5$  GeV/c ごとの範囲で積分して算出している。以下の表は、LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年・RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年でのミューオン対・電子対のシグナル・バックグラウンドをまとめたものである。

表 4: LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年ミューオン対のスケール後のシグナル・バックグラウンド

$p_T$ GeV/c	シグナル	バックグラウンド
0~0.5	377	$8.6 \times 10^7$
0.5~1	936	$4.2 \times 10^7$
1~1.5	585	$1.3 \times 10^7$
1.5~2	377	$5.4 \times 10^6$
2~2.5	234	$2.5 \times 10^6$
2.5~3	104	$1.4 \times 10^6$
3~3.5	52	$7.3 \times 10^5$
3.5~4	91	$5.4 \times 10^5$

表 5: LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年電子対のスケーリング後のシグナル・バックグラウンド

$p_T$ GeV/c	シグナル	バックグラウンド
0~0.5	1183	$7.2 \times 10^9$
0.5~1	1365	$6.2 \times 10^8$
1~1.5	559	$6.3 \times 10^7$
1.5~2	156	$1.1 \times 10^7$
2~2.5	13	$2.7 \times 10^6$
2.5~3	26	$1.0 \times 10^6$
3~3.5	39	$3.9 \times 10^5$
3.5~4	13	$1.6 \times 10^5$

表 6: RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年ミューオン対のスケーリング後のシグナル・バックグラウンド

$p_T$ GeV/c	シグナル	バックグラウンド
0~0.5	237	$5.7 \times 10^7$
0.5~1	519	$2.3 \times 10^7$
1~1.5	218	$4.9 \times 10^6$
1.5~2	46	$1.5 \times 10^6$
2~2.5	55	$6.9 \times 10^5$

表 7: RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年電子対のスケーリング後のシグナル・バックグラウンド

$p_T$ GeV/c	シグナル	バックグラウンド
0~0.5	309	$2.0 \times 10^9$
0.5~1	332	$1.6 \times 10^8$
1~1.5	118	$1.7 \times 10^7$
1.5~2	64	$3.0 \times 10^6$
2~2.5	18	$8.0 \times 10^5$

### 5.3 S/B, significance

以下の図は、LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年・RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年におけるミューオン対・電子対の S/B, significance をプロットしたものである。

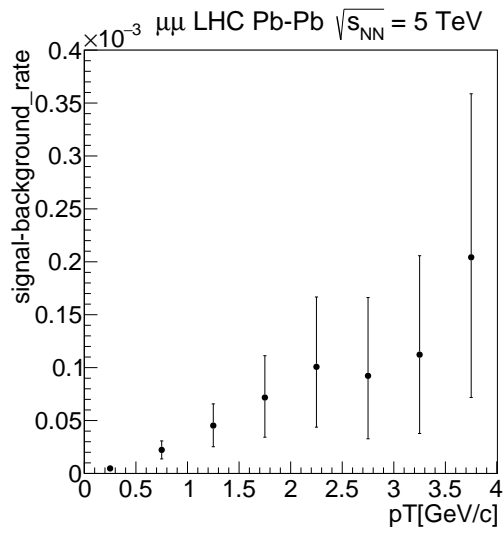


図 29: LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年におけるミューオン対の S/B

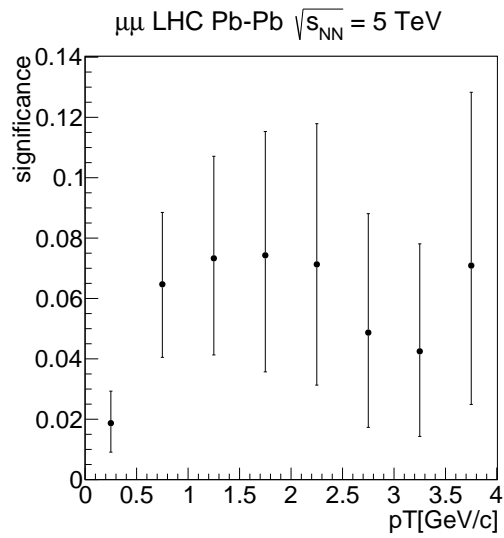


図 30: LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年におけるミューオン対の significance

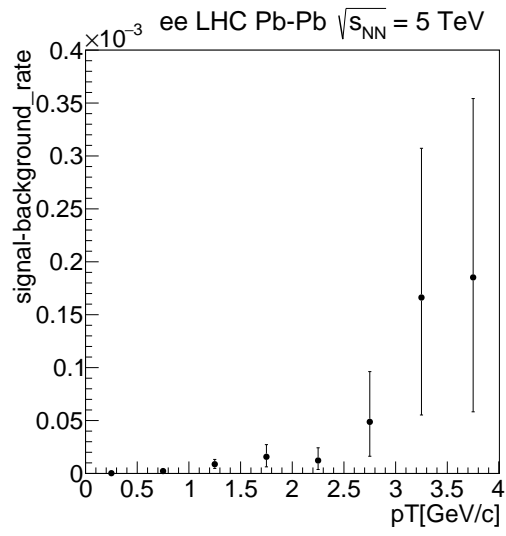


図 31: LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年における電子対の S/B

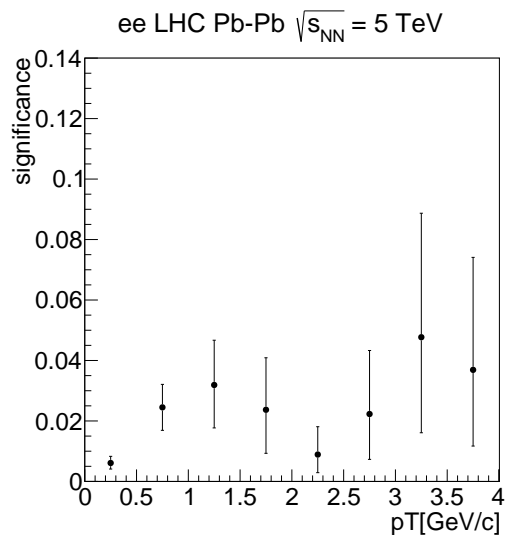


図 32: LHC Pb-Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV run2 2015 年における電子対の significance

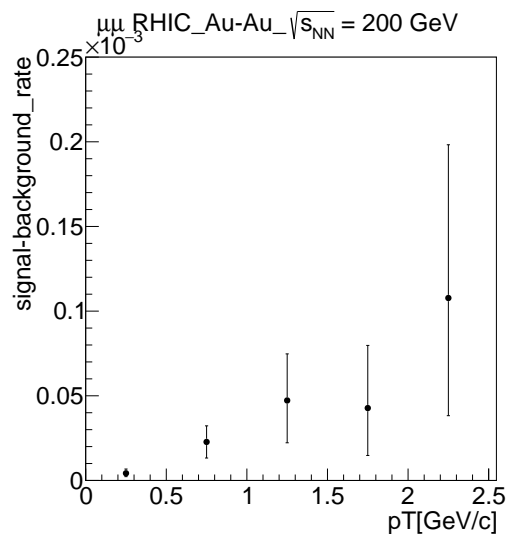


図 33: RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年におけるミューオン対の S/B

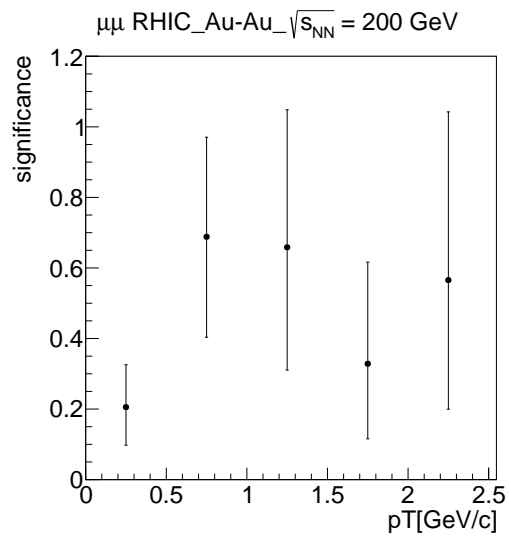


図 34: RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年ミューオン対の significance

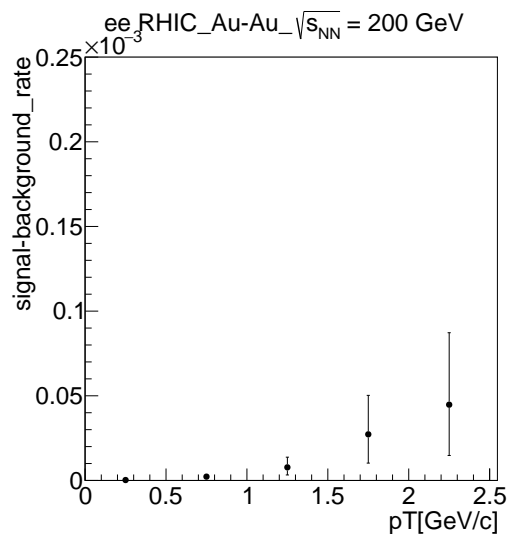


図 35: RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年における電子対の S/B

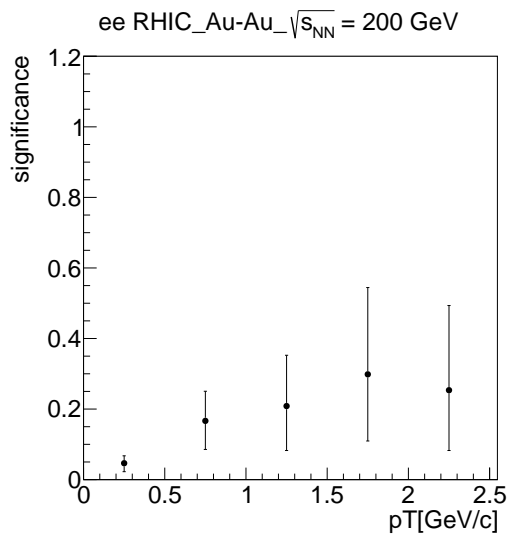


図 36: RHIC Au-Au  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV run14 2014 年における電子対の significance

## 6 考察・結論

### 6.1 significance の比較

まず、同実験でのプローブの違いによる significance の違いについて考察する。図 37.38 は LHC、RHIC それぞれにおけるミューオン対と電子対の significance の比較である。

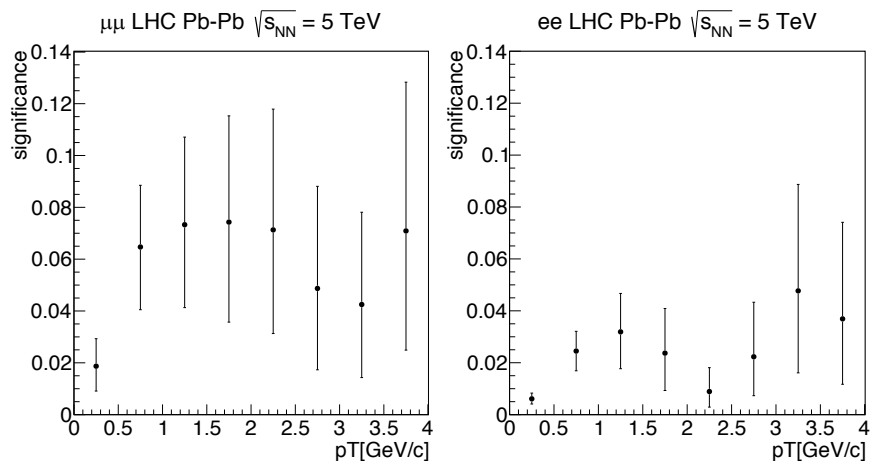


図 37: LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年におけるミューオンと電子の significance

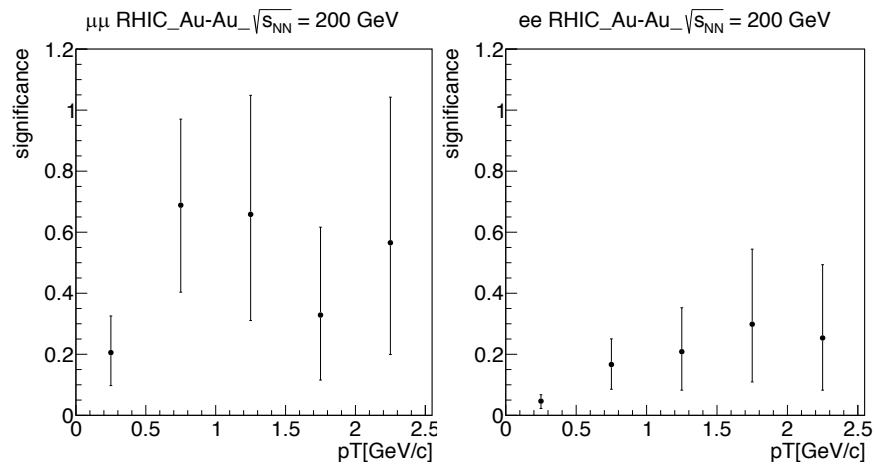


図 38: RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年におけるミューオンと電子の significance

それぞれミューオンの方が2~3倍ほど大きくなっているが、これはS/B



に起因すると考えられる。図 39.40 は LHC、RHIC それぞれにおけるミュオン対と電子対の S/B の比較である。

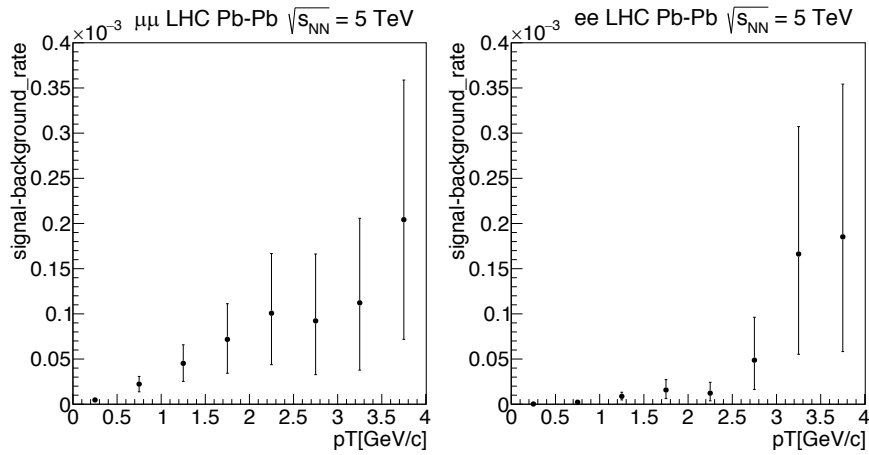


図 39: LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年におけるミュオン対と電子対の S/B

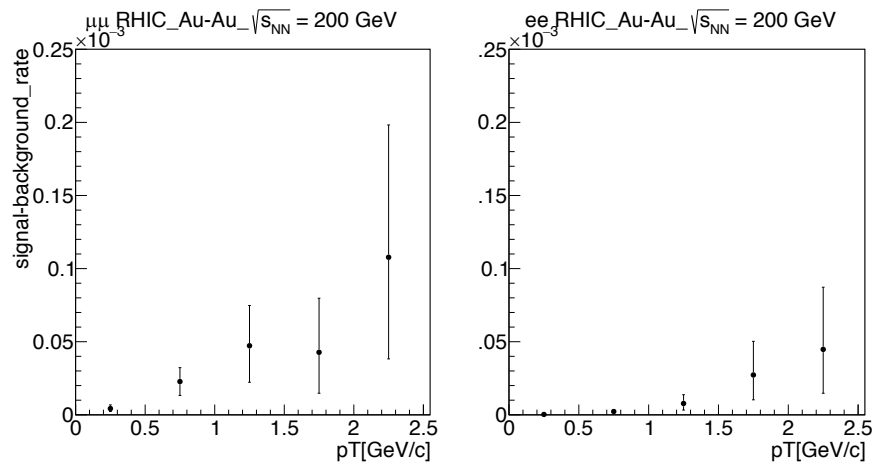


図 40: RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年におけるミュオン対と電子対の S/B

S/B を見ると、両実験に共通してミュオン対の S/B は電子対の S/B より約 4 倍ほど大きいということがわかる。ここから、電子は特に低運動量領域においてバックグラウンドが多くなり、結果として significance を下げていることがわかる。よってミュオン対と電子対ではミュオン対の方が有利である。

次に、LHC と RHIC のミュオン対をプローブとした際の significance の違いについて考察する。図 41.42 は LHC、RHIC それぞれにおけるミュオン対と電子対の significance と S/B の比較である。

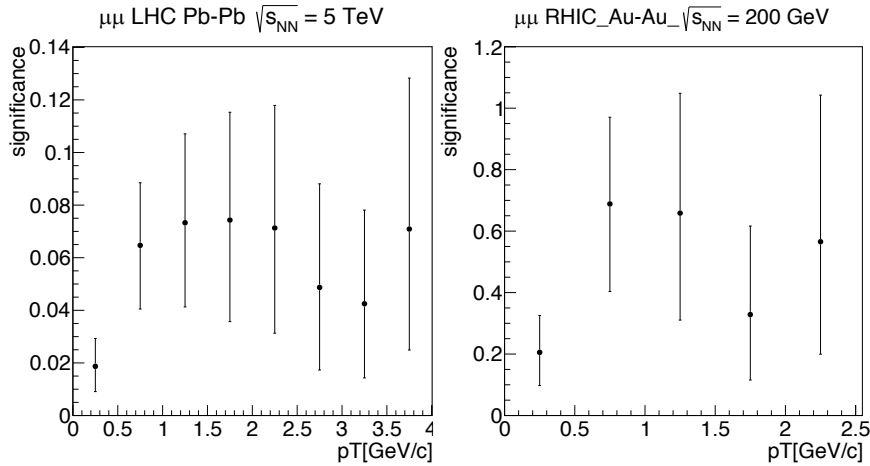


図 41: ミュオン対をプローブにした際の LHC Pb-Pb 5 TeV と RHIC Au-Au 200 GeV の significance

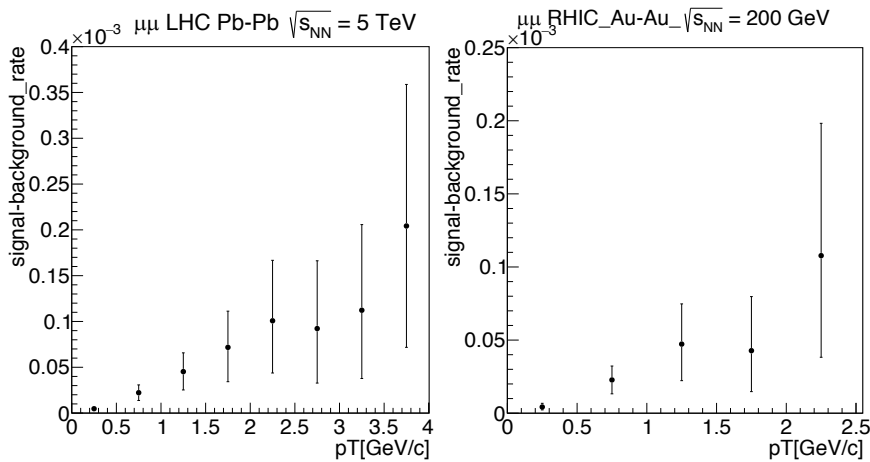


図 42: ミュオン対をプローブにした際の LHC Pb-Pb 5 TeV と RHIC Au-Au 200 GeV の S/B

ここから、LHC と RHIC ではミュオン対をプローブにした際 S/B はほとんど変わらず、RHIC の方が significance が約 10 倍高いということがわかる。これは、significance に  $\sqrt{\text{イベント数}}$  の係数があり、LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年と RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年では後者の方が約 200 倍イベント数が多いことから約 10 倍の差が生まれていると考

えられる。よって、強磁場検出においては衝突エネルギーや原子核の核子数の差の寄与はあまり小さくなく、統計量の寄与が支配的であることがわかった。これは、衝突エネルギーや原子核の核子数の差はシグナル・バックグラウンド双方に同じ程度の影響を与えるため寄与が少ないが、イベント数は平方根が直接 significance の係数となっているためである。

## 6.2 将来の統計量での significance の見積もり

本研究では LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年の統計量を用いて強磁場検出可能性の議論をおこなってきた。ALICE では 2018 年まで run2 として鉛+鉛衝突が行われており、2018 年には今の約 2 倍の統計になる。さらに 2021 年からは検出器等をアップグレードして run3 が行われる予定であり、2023 年までに 100 倍の統計量を得る予定である。run2 2015 年の統計量では significance は  $\sim 0.07 \sigma$  であったので、将来的な significance として run2 2018 年では  $\sim 0.1 \sigma$ 、run3 2023 年では  $\sim 1.0 \sigma$  になると予想される。

## 6.3 結論

RHIC Au-Au 200 GeV run14 2014 年と LHC Pb-Pb 5 TeV run2 2015 年の統計量を想定して強磁場検出可能性を計算した結果、RHIC Au-Au run14 2014 年のミュオン対をプローブにすると最大で  $\sim 0.7 \sigma$  の検出可能性があることがわかった。また、将来的な統計量を見込んで計算した結果、LHC Pb-Pb 5.5 TeV run3 において  $\sim 1.0 \sigma$  の検出可能性があるということがわかった。

## 参考文献

- [1] K. Fukushima and T. Hatsuda, Rep. Prog. Phys. 74 (2011), 014001  
The phase diagram of dense QCD
- [2] 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)
- [3] Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.2007.57:205-43
- [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 2.76 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] K.Tuchin, Phys Rev C 82,034904(2010)
- [7] K.Tuchin, Phys Rev C 83,017901(2011)
- [8] K.Fukushima, D.E.Kharzeev, H.J.Warringa, Phys.Rev.D 78, 074033(2008)
- [9] STAR Collabroration, Phys.Rev.C 81,054908(2010), Phys.Rev.Lett 103,251601(2009)
- [10] LHC ALICE 実験 日本グループ <http://alice-j.org/>
- [11] cern homepage url<http://public.web.cern.ch/public/Welcome.html>
- [12] <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>
- [13] BNL 国立研究所 HP <http://www.bnl.gov/rhic/images.asp>
- [14] PHENIX 実験 HP <http://www.phenix.bnl.gov/>
- [15] Daniel Lohner for the ALICE Collaboration , J. Phys.: Conf. Ser. 446,012028 (2013) Measurement of Direct-Photon Elliptic Flow in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$
- [16] The ALICE Collaboration, (2014), ”Centrality determination in heavy ion collisions”

- [17] M. L. Miller et al., Annu. Rev. nucl. Part. Sci. 57, 205 (2007)
- [18] P.F.Kolb,Heavy Ion Phys.21,243(2004)
- [19] The ALICE upgrade program  
[http://web-docs.gsi.de/~andronic/emmi\\_nqm\\_seminar/2016/sma\\_ALICEupgrade.pdf](http://web-docs.gsi.de/~andronic/emmi_nqm_seminar/2016/sma_ALICEupgrade.pdf)

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、数多くの方の協力のおかげで卒業研究を終えることができました。

まず、指導教官である志垣先生にはテーマ決めの段階から、何もわからなかった自分に何度も丁寧に説明をしてくださり、そのおかげでスムーズに研究へと取り掛かることができました。とても柔らかい物腰で、萎縮せずに話を聞きに行けたことは本当にありがたかったです。これからもお世話になるとは思います。ぜひ宜しくお願いします。

杉立先生には、毎週のミーティングで研究者とはどうあるべきかを説いてくださり、とても感銘を受けたのが印象に残っています。杉立先生とお話すること全てが僕の成長に繋がっていると今実感しています。本当にありがとうございました。

本間先生、三好先生には物理の議論のみならず、普段の会話などでもたくさんのお話を教えていただき、大変感謝しています。

また、先生方と同じくらいたくさんの方にも助けられてこの研究をすることができました。特に八野さん・永嶋さんには色々なことを教えていただきました。研究に行き詰まった時にはいつも助言を求めてしまっていた自分がいてとても申し訳ないです。

同期の皆さん、毎日の研究室での時間はみなさんのおかげでとても楽しかったです。作業の妨げになってしまっているかもしれないと薄々感じてはいましたが、笑って付き合ってくれるみなさんの優しさに何度も助けられました。本当にありがとう。

最後に、両親に感謝を伝えたいと思います。たまに送られて来るメッセージに、いつも心が軽くなる想いでした。これからも頑張るので宜しくお願いします。本当にありがとうございました。