

令和2年度卒業論文

LHC エネルギー原子核衝突における
硬散乱起源前方仮想光子の収量見積

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 B171492

張 イ

2021年2月25日
指導教官 志垣 賢太 教授
主査 志垣 賢太 教授
副査 檜垣 浩之 准教授

概要

CERN の LHC 加速器では、光速に近い速度の原子核非中心衝突により最大 10^{15} Tesla ほどの強磁場生成が期待される。強磁場の生成により光子の複屈折・崩壊やシンクロトン放射など興味深い物理現象が予想されている。しかしこの強磁場は実験的に示す証拠は未だにない。

硬散乱起源光子は強磁場と同時期に生成され、その過程で不確定性により質量を持つ仮想光子が生成される。仮想光子はレプトン対に崩壊するが、強磁場の影響で偏光しレプトン対の崩壊面に偏向が生じると考えられ、偏光度測定は強磁場の直接証拠になり得る。仮想光子から崩壊して生成されるレプトン対のうち、 μ 粒子対は透過性が高く識別が容易であるため、ALICE 実験前方領域における μ 粒子対をプローブとした仮想光子偏光度測定を目指している。実際には硬散乱起源以外の背景事象が存在し偏光度測定にはその考慮は必要であるが、検出可能性評価の上で信号の収量見積は重要である。

本研究では、陽子-陽子衝突シミュレーションを行い硬散乱起源実光子、仮想光子収量を見積もる。初めに中央領域の実光子収量を理論計算と比較し、シミュレータの精度を評価した。次に ALICE 実験で仮想光子由来 μ 粒子対を検出する前方領域の仮想光子由来 μ 粒子対と中央領域の仮想光子由来電子対をそれぞれ実光子/仮想光子・中央/前方領域の収量比を用いて見積もった。最後に実際に行われた ALICE 実験 Run2 で取得した、 $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV での鉛-鉛衝突 4×10^8 事象にスケーリングを行った。このスケーリングは、中心衝突度 $0 \sim 100\%$ (最小バイアス) と磁場が最大強度になると予想されている $30 \sim 50\%$ を想定した。ALICE 実験 Run2 において仮想光子の横運動量 $p_T > 4$ GeV/c という条件で、最小バイアス事象では擬ラビディティ $-3.9 < \eta < -2.5$ の範囲に仮想光子由来 μ 粒子対が $(3.0 \pm 0.7) \times 10^3$ 個、 $|\eta| < 0.9$ の範囲に仮想光子由来電子対が $(1.4 \pm 0.1) \times 10^4$ 個生成されると見積もった。また Run2 の実験で中心衝突度 $30 \sim 50\%$ のみを選択すると最小バイアス事象と同じ条件で $-3.9 < \eta < -2.5$ の範囲に仮想光子由来 μ 粒子対が $(1.4 \pm 0.3) \times 10^3$ 個、 $|\eta| < 0.9$ の範囲に仮想光子由来電子対が $(6.7 \pm 0.7) \times 10^3$ 個生成されると見積もった。

目次

1	序論	6
1.1	高エネルギー原子核衝突	6
1.1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	6
1.1.2	participant-spectator	7
1.1.3	Glauber 模型	9
1.2	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成	9
1.2.1	強磁場生成の原理	10
1.2.2	強磁場の強度と寿命	11
1.2.3	強磁場下での物理現象	12
1.3	直接仮想光子を用いた偏光測定	13
1.3.1	高エネルギー原子核衝突での直接光子生成	13
1.3.2	即発仮想光子による強磁場検出	15
1.3.3	仮想光子の偏光度	15
1.4	研究目的	17
2	実験背景・実験施設	17
2.1	LHC 加速器	17
2.2	ALICE 実験	18
2.3	ALICE 実験における μ 粒子測定	19
3	シミュレーション手法	20
3.1	解析に用いられる物理量	20
3.2	PYTHIA	21
3.3	仮想光子対収量見積もり	21
3.3.1	理論計算による実光子収量の見積	21
3.3.2	仮想光子の不変質量・横運動量再構成	22
3.3.3	仮想光子由来電子対、 μ 粒子対の収量見積	22
3.3.4	スケーリング	22
4	結果・結論	24
4.1	PYTHIA で生成した衝突データ	24
4.2	PYTHIA データと NLO 計算の比較	25
4.3	シグナルの収量計算	26
4.3.1	中央領域の即発光子収量見積	26
4.3.2	即発仮想光子収量見積	26
4.4	結論・展望	27

目 次

1	QCD の相関関 [1]	7
2	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]	8
3	原子核衝突の衝突前後の様子 [2]	8
4	モンテカルロシミュレーションによる N_{coll} と N_{part} の衝突 係数依存性 [3]	9
5	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [5]	10
6	Glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場 の強度 [5]	11
7	ログスケールでの磁場の時間依存性 [6]	12
8	光子崩壊のダイアグラム	13
9	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 は即発光子の生成機構の例.C と D は熱的光子の 生成機構の例 [6]	14
10	直接光子の収量分布 [17]	15
11	レプトン対に崩壊する仮想光子	16
12	μ 粒子対に崩壊する仮想光子偏光度の数値計算結果 [8]	16
13	LHC 加速器の概略図 [10] 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
14	ALICE 検出器 [11] 多数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。	18
15	ビーム軸に対して横から見た図 [12]	19
16	中央領域即発光子の p_T 分布	24
17	前方領域即発光子の p_T 分布	24
18	中央領域即発仮想光子由来電子対の p_T 分布	24
19	中央領域即発仮想光子由来電子対の不変質量分布	24
20	中央領域即発仮想光子由来 μ 粒子対の p_T 分布	24
21	中央即発仮想光子由来 μ 粒子対の不変質量分布	24
22	前方領域即発仮想光子由来 μ 粒子対の p_T 分布	25
23	前方領域即発仮想光子由来 μ 粒子対の不変質量分布	25
24	$\sqrt{s} = 5$ TeV 即発光子の横運動量不変収量分布 青が PYTHIA、 赤が NLO 計算	25

表 目 次

1	各検出器の擬ラピディティ範囲	20
2	$\sqrt{s} = 5$ TeV 陽子-陽子衝突 10^8 事象でのPYTHIAのカウント数	26
3	$\sqrt{s} = 5$ TeV 陽子-陽子衝突 10^8 事象での即発仮想光子の収量	27
4	最小バイアス $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV 鉛-鉛衝突 4×10^8 事象での即発仮想光子の収量	27
5	中心衝突度 30~50 % のみを選択した $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV 鉛-鉛衝突 4×10^8 事象での即発仮想光子の収量	27

1 序論

1.1 高エネルギー原子核衝突

高エネルギー原子核衝突は、原子核を光速に近い速度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ることによって、高温高密度物質を作り出すことができる。原子核は地球上で最も密度の高い物質であり、これを高エネルギーで衝突させることで、 1 fm^3 の空間に $15\sim 20 \text{ GeV}$ ほどの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 加速器で熱心に行われている。これらの実験は人類が到達できる最も高い温度を実験室上で再現しており、極初期宇宙に存在した物質状態の性質解明を目指している。

1.1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

原子核内の陽子や中性子はさらに複数のクォークによって構成されていてクォーク間の束縛はグルーオンが媒介する強い相互作用が担っている。クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) は高温高密度状態のクォーク・反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。

クォークは強い相互作用によってハドロン内に閉じ込められているが、高温下ではハドロンの熱運動が激しくなりハドロン同士は非弾性散乱が繰り返されて密度が増大し重なり合い、クォークは閉じ込めから解放され QGP が実現されていると考えられている。QGP はビッグバンの発生から $\sim 10^{-5}$ 秒の極初期宇宙に存在したとされ、原子核衝突反応からは $10\sim 20 \text{ fm}/c$ までの間生存できる。QGP を観察することは、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研究が注目されている。図 1 は QCD の物質状態とその相境界を示した相関図である。

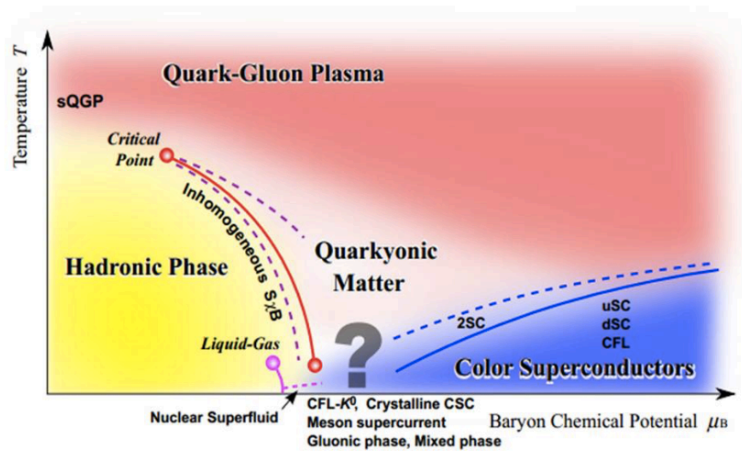


図 1: QCD の相関図 [1]

1.1.2 participant-spectator

高エネルギー原子核反応では原子核は光速に近い速度を持つことによりローレンツ収縮を起し、図 2 のように長半径 R のパンケーキ型になって衝突する。重イオン衝突実験では衝突の中心度を設定して実験を行うことは不可能で、核同士は正面衝突することもあればかするように衝突することもある。重イオン衝突の議論を行う際には衝突係数 b [fm] 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。(例: 鉛原子核半径 $R = 7.1$ fm)

また衝突係数以外にもどれだけ中心衝突をしているか定量的に表すために”衝突中心度” という量もよく用いられる。衝突中心度は全衝突断面積中の割合を % で示したもので完全には中心衝突の場合、この値は 0 で中心から離れた衝突をするほど中心衝突度の値を大きくするのが慣例である。

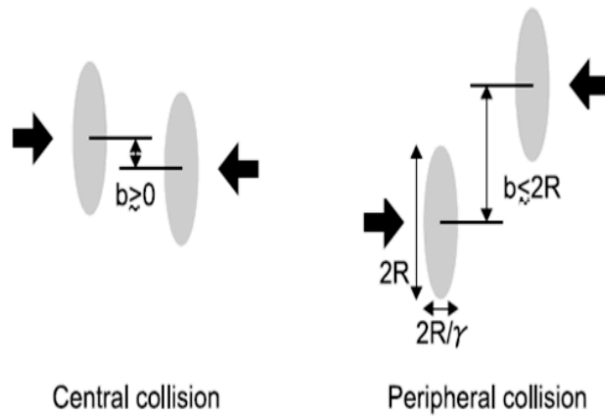


図 2: 半径 R の原子核どうしの中心衝突 (central collision) と非中心衝突 (peripheral collision) を表したもの [2]

同種の原子核同士の中心衝突の場合、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)、反応に関与せずを通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ。spectator はほぼ光速で飛びさっていき、participant は核子同士の衝突によって高温高密度の物質状態を形成する。図 3 は衝突係数を b とした原子核衝突の前後の様子である。

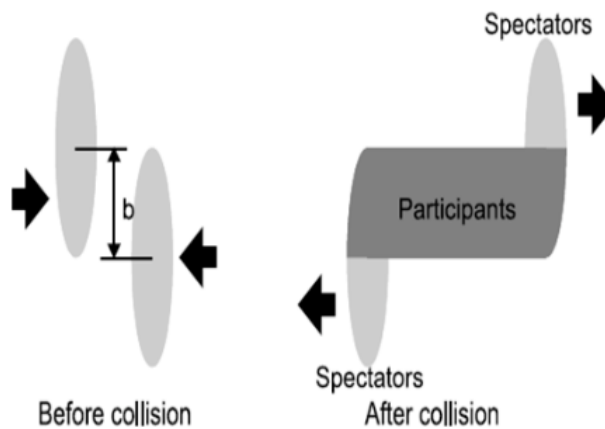


図 3: 原子核衝突の衝突前後の様子 [2]

1.1.3 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。このモデルでは原子核衝突を核子-核子衝突の重ね合わせと考え、核子は衝突前後で一直線に運動し軌道が変わらないとする。

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 σ_{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_{coll}) や participant の数 (N_{part}) を求めることができる。図 4 はモンテカルロシミュレーションによって導かれた銅-銅または金-金衝突における N_{coll} と N_{part} の衝突係数依存性である。

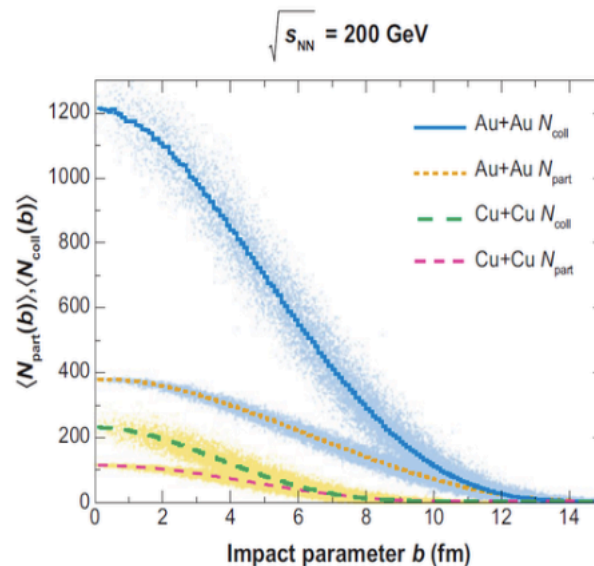


図 4: モンテカルロシミュレーションによる N_{coll} と N_{part} の衝突係数依存性 [3]

1.2 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成

高エネルギー原子核衝突において、強磁場が生成される可能性は約 30 年ほど前に予言されている [15]。その最大強度は LHC エネルギー領域で 10^{15} T 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。以前から強磁場下での特殊な現象が理論方面から議論されているが、臨界磁場を超えた磁場下での検証には至っていない。

1.2.1 強磁場生成の原理

高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の理論を古典力学で説明する。荷電粒子の運動により、右ねじの回る方向に磁場が生成される。原子核同士が中心衝突した場合、生成される磁場は衝突点に対し対称的に逆方向で同強度生成されることによって打ち消し合う。しかし、非中心衝突では、spectators がほぼ光速で運動することにより、衝突点を中心に非常に強い磁場が生成される。図5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、原子核同士がずれた方向が為す面(反応平面)に対して垂直に生成される。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。

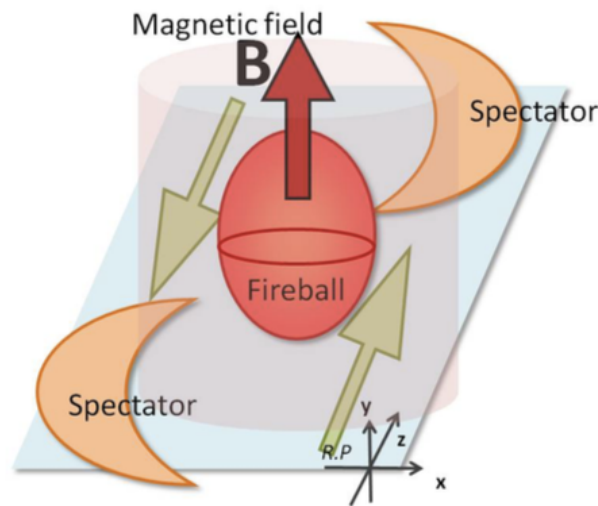


図 5: 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [5]

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 から次のように計算できる。

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

ここで $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 、 μ_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によって各粒子が作る磁場の強さを求めることができ、全荷電粒子での重ね合わせで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} T 程度にも達するとされる。実験室内で計測された強力な磁場は最大約 10^3 T 程度であるとされているが [16]、高エネルギー原子核衝突ではその 12 桁も大きな磁場を作り出せる。

1.2.2 強磁場の強度と寿命

図 6 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 $t=0$ の衝突に参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。

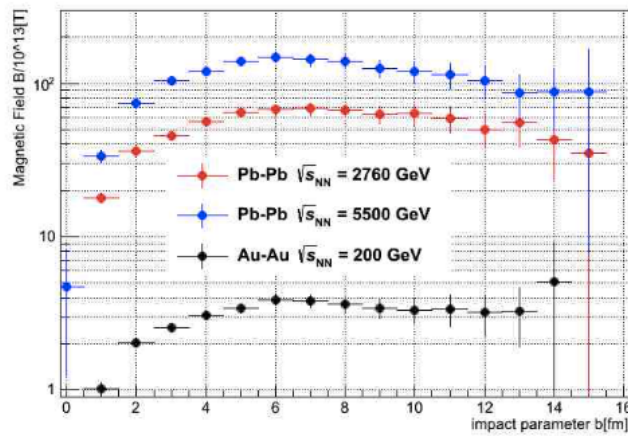


図 6: Glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場の強度 [5]

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 で磁場強度は最大になる。これは衝突中心度に換算すると 30~50 % に対応する [13]。また磁場強度は衝突エネルギーに伴って増加し、磁場の最大強度は LHC エネルギー領域では 10^{15} T に達している。

1.1.2 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 では生成する磁場の強度と時間依存性が異なる。spectator は衝突後は光速で通り過ぎるので、反応平面に垂直な方向に極めて強い磁場を短寿命で生成する。participant は、衝突点に核子同士の散乱が繰り返されることによって反応平面に垂直な方向を軸として回転をしていると考えられる。よって participant が作る磁場は spectator が作るものより長く保たれるが、QGP の寿命とともに減衰し

ていく。

図7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 [18]、粒子の角運動量などは考慮されていない。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の寿命程度とされる $3 \text{ fm}/c$ までは電子の臨界磁場 $\sim 10^9 \text{ T}$ 以上の強度を保っていることがわかる。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影響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。

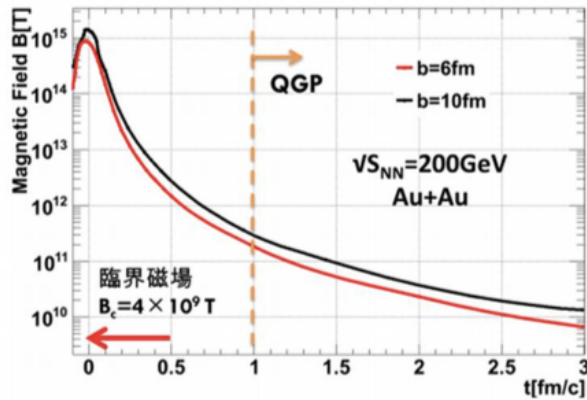


図 7: ログスケールでの磁場の時間依存性 [6]

1.2.3 強磁場下での物理現象

強磁場が原子核衝突で生成した粒子に与える影響は、磁場の弱い環境では起こり得ない現象になっているため非常に興味深い。ここでは強磁場生成に伴う現象として光子の複屈折と崩壊について簡単に説明する。

光子の複屈折と崩壊 [7]

強磁場中を光子が伝播すると電子対の真空偏極によって、光子の屈折率が変化する。これはローレンツ対称性の破れにより電子・陽電子の磁場に対する応答に異方性が現れ、光速度の磁場と磁場と垂直・平行な成分が変

化するからである。この現象は物質中での複屈折似ているため”真空複屈折”と呼ばれる。さらに、光子のエネルギーが大きくなりある閾値を超えると、フェルミオン粒子・反粒子へ崩壊する。これは真空中では起こり得ない。この現象により磁場に対して垂直な運動量を持つ光子は、屈折率が変化しエネルギーの増加次第ではレプトン対に崩壊する。図8は光子崩壊を表すダイアグラムである。

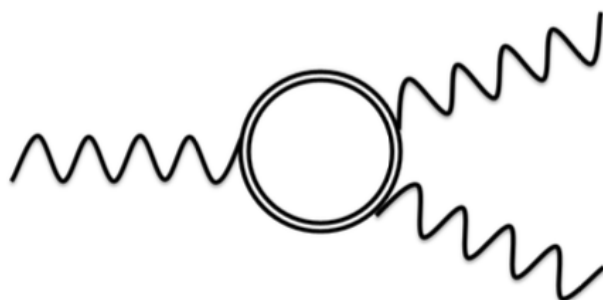


図 8: 光子崩壊のダイアグラム

これ以外にも、シンクロトロン放射など強磁場下では様々な興味深い現象の理論的予想がなされている。

1.3 直接仮想光子を用いた偏光測定

1.3.1 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 (γ) 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ではなく、衝突反応から直接生み出される光子もある。そのような反応に起因する光子を直接光子と呼ぶ。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ので、測定にとってのバックグラウンドになる。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ための信号となるため、直接光子を測定することは非常に重要である。

直接光子の生成機構のダイアグラムを図9に示す [6]。A と B はそれぞれ即発光子に分類され、A の上図と下図はそれぞれクォークとグルーオン

のコンプトン散乱、クォーク・反クォークによる対消滅を表す。Bは破碎 (fragmentation) による光子生成のダイアグラムで、上図は真空中での下図は物質中での破碎を表す。CとDはそれぞれQGPとハドロンガスに由来する熱的光子である。また、即発光子と熱的光子では生成されるタイムスケールが異なる。即発光子が原子核衝突反応から $\sim 1\text{fm}/c$ 後に生成されるのに対し、熱的光子は数 fm/c に生成される。本研究では、separator によって原子核衝突直後に生成される短寿命で極強度の磁場に焦点を当てているので、同程度のタイムスケールで生成された即発光子に注目する。

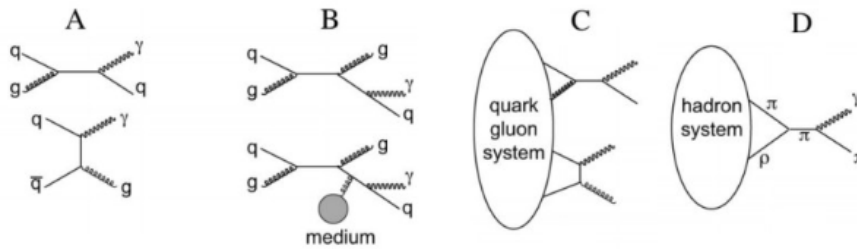


図 9: 高エネルギー原子核衝突における直接光子の生成機構の例.A と B は即発光子の生成機構の例.C と D は熱的光子の生成機構の例 [6]

直接光子は、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即発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 10 は核子対あたり $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ 鉛-鉛原子核衝突での直接光子の横運動量不変収量分布である。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 計算結果である。NLO 計算によれば、横運動量が $3\sim 5 \text{ GeV}/c$ 以下で熱的光子が支配的になり、それ以上では即発光子が優位になる。

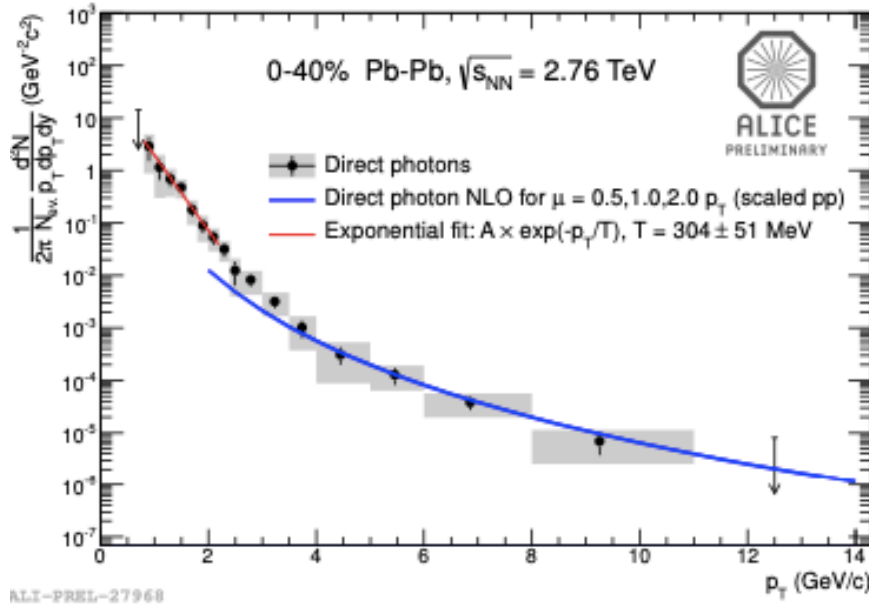


図 10: 直接光子の収量分布 [17]

1.3.2 即発仮想光子による強磁場検出

仮想光子 (γ^*) 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、量子力学の不確定性により短時間質量を持った光子である。仮想光子はすぐにレプトン対に崩壊する。仮想光子は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磁場の影響で非等方性を持つと考えられる [18]。強磁場と同じタイムスケールで生成された即発光子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。

1.3.3 仮想光子の偏光度

本研究での仮想光子の”偏光度”はレプトン対の崩壊面の向きの偏りを意味する。崩壊面が磁場と垂直になる場合の生成確率 R_{\perp} と平行になる場合の生成確率 R_{\parallel} を用いて偏光度を次式のように定義する。

$$P = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}}$$

図 11 は仮想光子がレプトン対に崩壊する様子である。赤と青の崩壊の仕方はそれぞれ磁場に対して垂直・平行な崩壊面を表している。

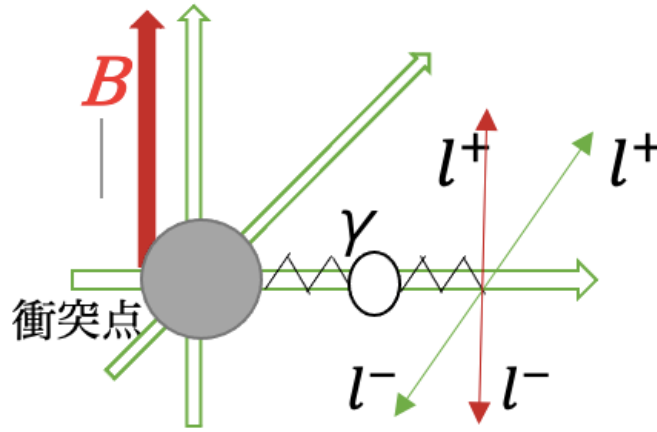


図 11: レプトン対に崩壊する仮想光子

[8] で行われた偏光度計算によると仮想光子由来 μ 粒子対は、運動量 $p_{\mu\mu} < 20 \text{ GeV}/c$ かつ、不変質量 $300 \text{ MeV} < p_{\mu\mu} < 400 \text{ MeV}$ で $P < 0.15$ の偏光度が期待できるとわかった。図 12 はその数値計算結果である。

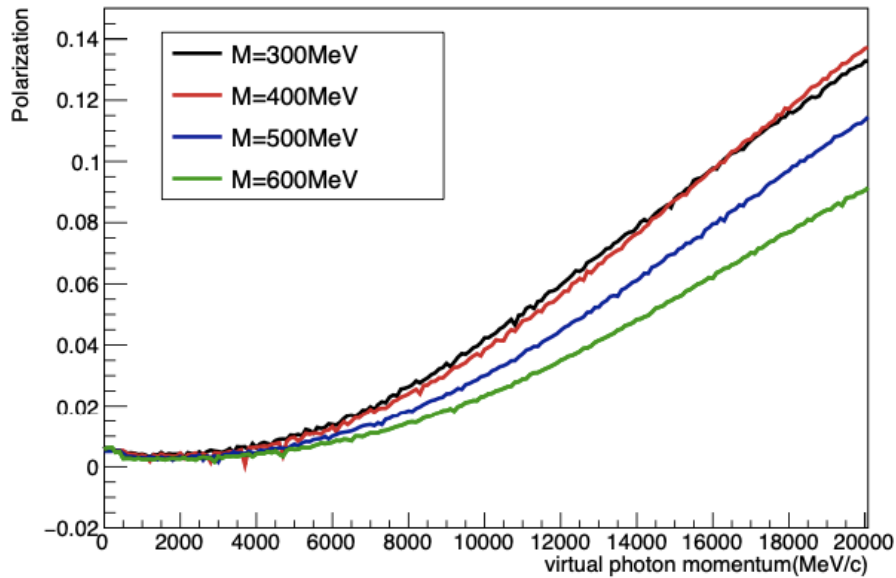


図 12: μ 粒子対に崩壊する仮想光子偏光度の数値計算結果 [8]

1.4 研究目的

本研究の目的は、鉛-鉛衝突における即発仮想光子の収量を見積もることである。

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即発仮想光子偏光度測定によって目指している。過去に LHC $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV の鉛-鉛衝突の実験データで、中央領域での電子対をプローブとした検出可能性の議論は行われた [5][6] が、そこでは検出が不可能とされた。前方領域は ALICE 実験の μ 粒子検出領域となっており、 μ 粒子は電子に比べてバックグラウンドが少なく粒子識別も容易であるため、将来的には仮想光子由来 μ 粒子対をプローブとした偏光度の検出が期待される。本研究では、偏光度検出のための準備段階として鉛-鉛衝突における前方仮想光子収量見積を陽子-陽子衝突シミュレータ PYTHIA を用いて行う。

初めに、中央領域実光子収量を理論計算と比較し PYTHIA の精度を評価する。後に、実光子/仮想光子、中央領域/前方領域、それぞれの収量比から前方仮想光子収量見積を行う。最後に陽子-陽子を鉛-鉛衝突にスケールリングし、実際の実験での収量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 (Large Hadron Collider) はヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) により建設され、2009 年より物理運転を開始した世界最大のハドロン衝突型加速器である。LHC 加速器の円周の長さは 27 km にもおよび、フランスとスイスの国境をまたぎ地下約 100 m の位置に設置されている。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 には 6 つの実験グループが存在していて、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。LHCb 実験ではボトムクォークの研究により物質と反物質の調査を目指している。LHCf 実験では実験室で宇宙線を再現し、宇宙線シャワーモデルの検証を行なっている。TOTEM 実験では陽子-陽子相互作用断面積の正確な測定により、陽子構造の更なる理解を深めることを目的としている。

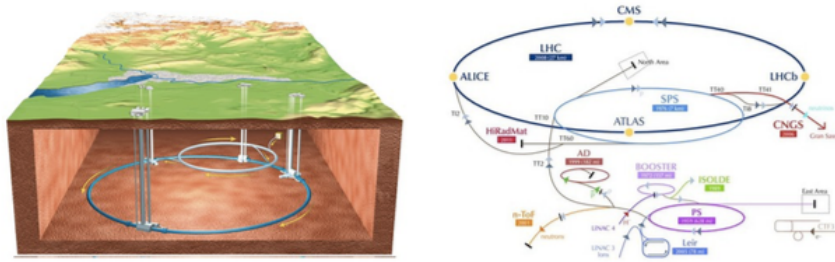


図 13: LHC 加速器の概略図 [10] 地下 100 m に円周 27 km の加速器トンネルが掘られ、そこに LHC 加速器が設置されている。

2.2 ALICE 実験

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験は、LHC 加速器で展開される 6 つの実験の一つである。ALICE 実験は重イオン衝突実験に特化した唯一の実験であり、QGP の解明に焦点を置いている。LHC によって加速された原子核同士を衝突させると、様々な種類の粒子が生成される。QGP の性質解明には、エネルギー・運動量分解能に加え優れた粒子識別能力が必要になる。それゆえ多数の検出器が組み合わさっており、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 14 に示す。

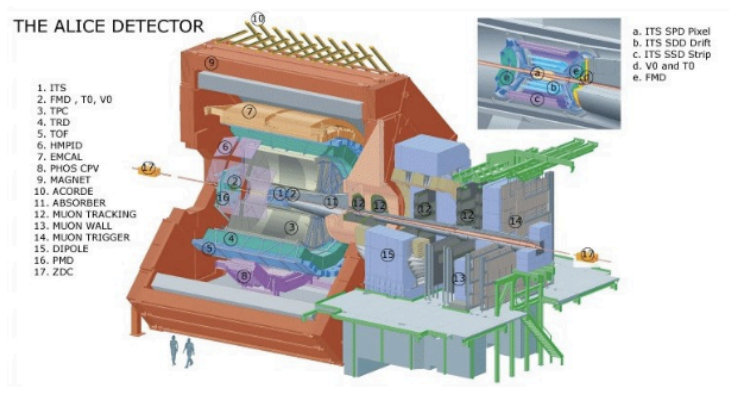


図 14: ALICE 検出器 [11] 多数の検出器が組み合わさっており、これらの検出器を用いて QGP の定量的理解を目指している。

2.3 ALICE 実験における μ 粒子測定

原子核衝突によって生成した 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である。発生する粒子の中で、レプトンは色荷を持たないため強い相互作用を受けず生成時の情報を持ったまま測定できる。ALICE 実験では図 15 に示す muon spectrometer を用いて μ 粒子の飛跡、運動量の測定を行う。muon spectrometer は $-3.9 < \eta < -2.5$ の前方擬ラピディティ領域をカバーしている。前方領域は粒子密度が大きく粒子識別は困難だが μ 粒子は背景事象が少なく高い透過性を持つ。よって、衝突点付近に設置してある absorber で他の粒子は除去できるので μ 粒子のみの測定を行うことができる。

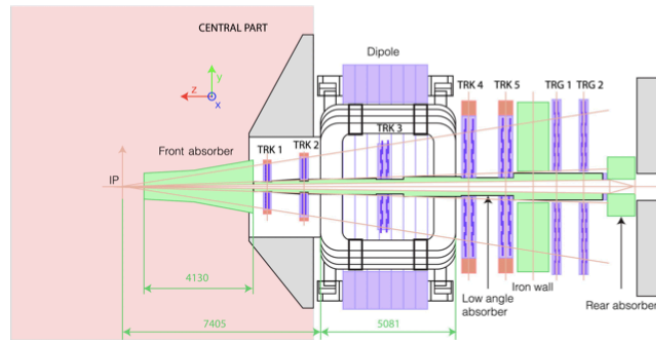


図 15: ビーム軸に対して横から見た図 [12]

3 シミュレーション手法

本研究では陽子-陽子シミュレーション PYTHIA によって実光子と仮想光子の横運動量と不変質量分布を再現する。NLO 計算による実光子の不変収量分布から行う実光子の収量見積を出発点とし、PYTHIA による仮想光子/実光子比から後述する各検出器領域の仮想光子の収量を見積もる。最後に、実験で行われた統計量と陽子-陽子から鉛-鉛衝突ヘスケーリングする。

3.1 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

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

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, η) がある。

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

θ は z 軸からの粒子の放出方向である。擬ラピディティは θ 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。

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。ALICE 実験の検出器領域にはそれぞれ前方領域、中央領域と呼ばれる範囲が存在し、それぞれ特定の粒子を検出する。ALICE 実験の電子・ μ 粒子検出領域は以下のようになっている。

表 1: 各検出器の擬ラピディティ範囲

前方領域 μ 粒子	$-3.9 < \eta < -2.5$
中央領域 電子	$-0.9 < \eta < 0.9$

不変質量

不変質量は崩壊反応の前後で保存する量から決定され、ある粒子が崩壊して生成される粒子のエネルギーおよび運動量から計算される。崩壊前の粒子の不変質量 W は崩壊後の粒子のエネルギー E と運動量の大きさ p を用いて以下の公式で表すことができる。

$$W^2 = (\sum E)^2 - (\sum p)^2$$

ここで、仮想光子の不変質量の再構成を電子対に崩壊する過程 ($\gamma^* \rightarrow e^-e^+$) を用いて説明する。仮想光子由来電子対の質量を $M_{e^-e^+}$ 、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。

$$M_{e^-} = \sqrt{E_{e^-}^2 - p_{e^-}^2}$$

$$M_{e^+} = \sqrt{E_{e^+}^2 - p_{e^+}^2}$$

これらを用いると、 $M_{e^-e^+}$ は

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

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。

3.2 PYTHIA

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モンテカルロイベントジェネレーターである。衝突の重心系のエネルギーを指定すれば、理論に基づいてどのような反応(素過程)が起こるかを計算し、反応によってどのような粒子が生成されるか、また寿命の短い粒子の場合はその崩壊までシミュレーションを行う。本研究では $\sqrt{s} = 5$ TeV 陽子-陽子衝突という条件で 10^8 事象をシミュレーションした。また、PYTHIA における直接光子生成過程には 1.3.1 で記述したうち即発光子のみを含む。

3.3 仮想光子対収量見積もり

3.3.1 理論計算による実光子収量の見積

本研究の解析では、まず PYTHIA と理論計算との比較を行い PYTHIA の再現性を評価する。具体的には $\sqrt{s} = 5$ TeV での陽子-陽子衝突の中央

領域即発実光子の横運動量分布を NLO 計算による理論曲線データと比較する。NLO 計算は即発光子が支配的な横運動領域で非常に良い再現性を持っている。PYTHIA と NLO 計算の横運動量分布を用いて中央領域の実光子の収量を計算する。

3.3.2 仮想光子の不変質量・横運動量再構成

PYTHIA で生成された電子・ μ 粒子とそれらの反粒子が同じ即発光子から生成されている場合、そのペアをを仮想光子由来のレプトン対としてそれぞれの運動量とエネルギーから (*) 式を用いて不変質量を再構成する。また、仮想光子の横運動量も同様に、崩壊後に生成されたレプトンと反レプトンの運動量から保存則を用いて再構成する。ペアの 2 粒子のうち片方のみが検出領域の擬ラピディティ範囲に含まれている場合は、実験ではペアとして検出はできないので本研究でも仮想光子としてカウントしないものとする。

3.3.3 仮想光子由来電子対、 μ 粒子対の収量見積

前方領域・中央領域の各領域で実光子・仮想光子由来レプトン対の収量をそれぞれ PYTHIA で計算する。これにより、実光子/仮想光子由来レプトン対の収量比、前方/中央領域の収量比を求める。3.3.1 で求めた中央実光子収量とこれらの比を用いて中央電子対・前方 μ 粒子対を見積もる。また、収量を計算する際は、粒子の横運動量を 0.1 GeV/c に区切り即発光子の支配的な横運動量範囲に含まれるシグナルとする。

3.3.4 スケーリング

PYTHIA は陽子-陽子衝突しか再現できないため、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。1.1.3 で説明した Glauber 模型に基づくモンテカルロシミュレーションにより、ある中心衝突度の原子核衝突の際に核子間の衝突回数 (N_{coll}) を計算できる。シグナルとなる即発光子の数は核子間衝突の回数に比例するので、 N_{coll} 倍することでスケーリングできる。0%~100%(最小バイアス事象) と 30%~50% の中心衝突度での鉛+鉛衝突 $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV での N_{coll} はそれぞれ次のように計算されている。[14]

$$N_{coll}(\text{最小バイアス}) = 114$$

$$N_{coll}(30 \sim 50\%) = 270$$

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、(1) 式で定義される scale factor というものを用いて実際に行われた実験の統計量へのスケーリングを行う。本研究では最小バイアス事象と、1.2.2 で触れたように中心衝突度が30~50 %の時に磁場は最大になるので、30~50 %の中心衝突度事象を対象とした。

$$scale\ factor(\text{最小バイアス}) = \frac{LHC\ stat.}{pythia\ events(10^8)} \times N_{coll}(114) \quad (1)$$

$$scale\ factor(30 \sim 50\%) = \frac{LHC\ stat.}{pythia\ events(10^8)} \times \frac{20[\%]}{100[\%]} \times N_{coll}(270) \quad (2)$$

ここで、LHC stat. は2015年にALICEが取得した $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeVの鉛-鉛原子核衝突 Run2の統計量で、 4.0×10^8 eventsである。

4 結果・結論

4.1 PYTHIA で生成した衝突データ

図 16~23 は硬散乱由来即発光子、即発仮想光子由来電子対・ μ 粒子対の、横運動量・不変質量分布である。本研究で得られる分布は全て、 $\sqrt{s}=5$ TeV 陽子-陽子衝突 10^8 事象のシミュレーションである。

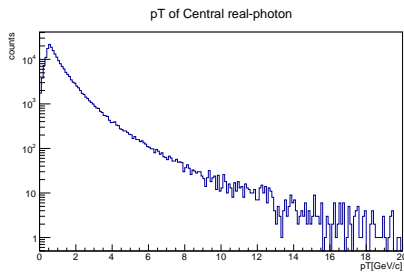


図 16: 中央領域即発光子の pT 分布

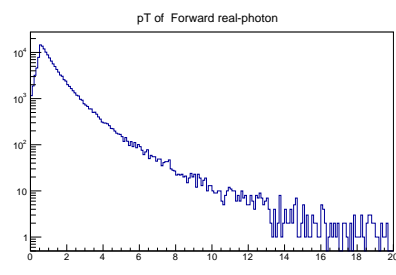


図 17: 前方領域即発光子の pT 分布

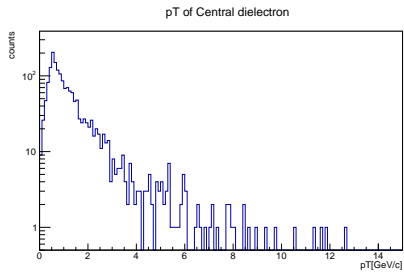


図 18: 中央領域即発仮想光子由来電子対の pT 分布

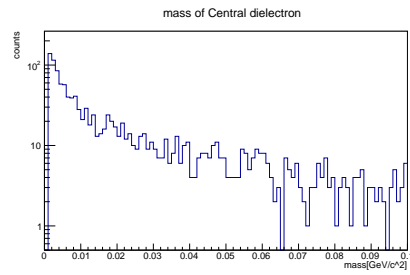


図 19: 中央領域即発仮想光子由来電子対の不変質量分布

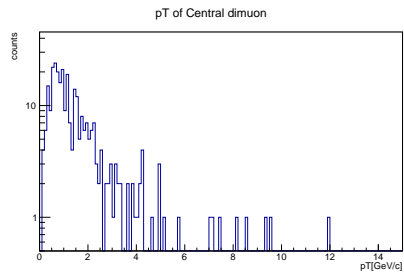


図 20: 中央領域即発仮想光子由来 μ 粒子対の pT 分布

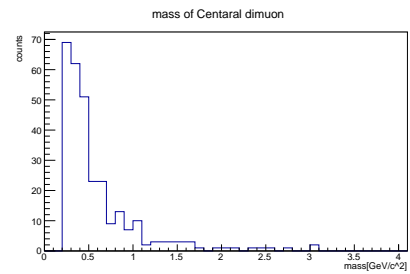


図 21: 中央即発仮想光子由来 μ 粒子対の不変質量分布

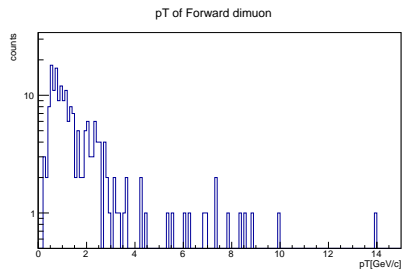


図 22: 前方領域即発仮想光子由来 μ 粒子対の pT 分布

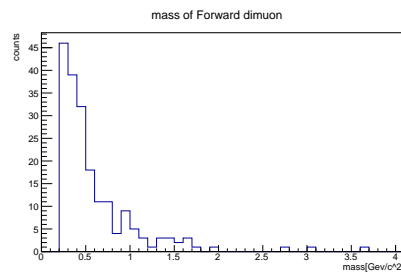


図 23: 前方領域即発仮想光子由来 μ 粒子対の不変質量分布

4.2 PYTHIA データと NLO 計算の比較

図 22 は シミュレーションから生成された中央領域即発光子の横運動量分布を不変収量に変換した分布と、NLO 計算による即発仮想光子の不変収量分布の重ね書きである。また収量から不変収量への変換は次式で表すことができる。

$$\frac{dN}{dpT} \rightarrow \frac{1}{2\pi\Delta\eta N_{ev}} \times \frac{1}{pT} \times \frac{dN}{dpT} \quad (3)$$

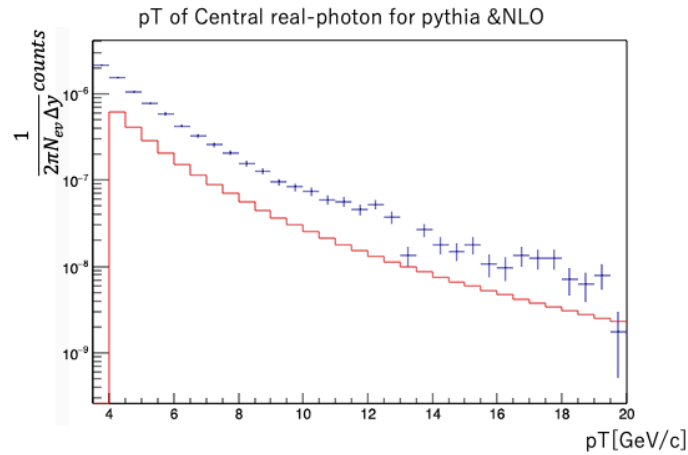


図 24: $\sqrt{s} = 5$ TeV 即発光子の横運動量不変収量分布 青が PYTHIA、赤が NLO 計算

4.3 シグナルの収量計算

即発光子、即発仮想光子由来電子対・ μ 粒子対の収量はそれぞれ、 $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ に含まれる粒子のカウント数とする。

4.3.1 中央領域の即発光子収量見積

NLO 計算は即発光子が支配的な領域でよく実測値とよくあう。よって中央領域の即発光子の収量 N_γ を次式で見積もる。

$$N_\gamma = n_{\gamma Central} \times \frac{n_{invNLO}}{n_{invPythia}}$$

上式の $n_{\gamma Central}$ は 図 16 から出した PYTHIA データによる中央領域のカウント数で、 n_{invNLO} と $n_{invPythia}$ はそれぞれ図 26 から出された不変収量の $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ 以上の積分値である。その結果、 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 陽子-陽子衝突 10^8 事象では

$$N_\gamma = (2.59 \pm 0.03) \times 10^3 \quad (4)$$

という結果が得られた。

4.3.2 即発仮想光子収量見積

PYTHIA データから得られた実光子と仮想光子由来電子対・ μ 粒子対の中央・前方領域のカウント数を以下の表にまとめる。

表 2: $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 陽子-陽子衝突 10^8 事象での PYTHIA のカウント数
収量

$(-0.9 < \eta < 0.9)$	γ	$(7.0 \pm 0.1) \times 10^3$
$(-3.9 < \eta < -2.5)$	γ	$(5.2 \pm 0.1) \times 10^3$
$(-0.9 < \eta < 0.9)$	$\gamma^{*-} \rightarrow e^- e^+$	$(8.3 \pm 0.9) \times 10$
$(-0.9 < \eta < 0.9)$	$\gamma^{*-} \rightarrow \mu^- \mu^+$	$(2.1 \pm 0.5) \times 10$
$(-3.9 < \eta < -2.5)$	$\gamma^{*-} \rightarrow \mu^- \mu^+$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10$

中央領域の仮想光子由来電子対と前方領域の仮想光子由来 μ 粒子対を見積もるために、(4) で求めた N_γ と PYTHIA データでの前方/中央 ($n_{Forward}/n_{Central}$)、実光子/仮想光子 (n_{γ^*}/n_γ) の収量比を用いる。よっ

て、前方仮想光子由来 μ 粒子対・中央仮想光子由来電子対を、それぞれ $N_{\mu\mu} \cdot N_{ee}$ とすると、

$$N_{\mu\mu} = N\gamma \times \frac{n_{\gamma Forward}}{n_{\gamma Central}} \times \frac{n_{\mu\mu Forward}}{n_{\gamma Forward}} \quad (5)$$

または、

$$N_{\mu\mu} = N\gamma \times \frac{n_{\mu\mu Central}}{n_{\gamma Central}} \times \frac{n_{\mu\mu Forward}}{n_{\mu\mu Central}} \quad (6)$$

$$N_{ee} = N\gamma \times \frac{n_{ee Central}}{n_{\gamma Central}} \quad (7)$$

(4)~(7) 式を用いて見積もった、陽子-陽子衝突 $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ 10^8 事象での即発仮想光子の収量を以下の表にまとめる

表 3: $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 陽子-陽子衝突 10^8 事象での即発仮想光子の収量

収量		
$(-0.9 < \eta < 0.9)$	$\gamma^* \rightarrow e^- e^+$	$(3.1 \pm 0.3) \times 10^4$
$(-3.9 < \eta < -2.5)$	$\gamma^* \rightarrow \mu^- \mu^+$	6.7 ± 1.6

次に 3.3.4 の (1)(2) 式で記述したように、*scale factor* を用いて Run2 の条件にスケーリングした即発仮想光子の収量を見積もる。

表 4: 最小バイアス $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ 鉛-鉛衝突 4×10^8 事象での即発仮想光子の収量

収量		
$(-0.9 < \eta < 0.9)$	$\gamma^* \rightarrow e^- e^+$	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^4$
$(-3.9 < \eta < -2.5)$	$\gamma^* \rightarrow \mu^- \mu^+$	$(3.1 \pm 0.7) \times 10^3$

表 5: 中心衝突度 30~50 % のみを選択した $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ 鉛-鉛衝突 4×10^8 事象での即発仮想光子の収量

収量		
$(-0.9 < \eta < 0.9)$	$\gamma^* \rightarrow e^- e^+$	$(6.66 \pm 0.74) \times 10^3$
$(-3.9 < \eta < -2.5)$	$\gamma^* \rightarrow \mu^- \mu^+$	$(1.44 \pm 0.34) \times 10^3$

4.4 結論・展望

我々は LHC エネルギーにおける原子核衝突における強磁場の直接測定のために、前方領域での硬散乱起源仮想光子の偏光測定を目指している。本研究では NLO 計算による中央領域の実光子収量と、シミュレー

シオンによる前方/中央領域収量比と実光子/仮想光子収量比を用いて仮想光子収量を見積もった。ALICE 実験 Run2 において仮想光子の横運動量 $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ という条件で、最小バイアス事象では擬ラピディティ $-3.9 < \eta < -2.5$ の範囲に仮想光子由来 μ 粒子対が $(3.0 \pm 0.7) \times 10^3$ 個、 $|\eta| < 0.9$ の範囲に仮想光子由来電子対が $(1.4 \pm 0.1) \times 10^4$ 個生成されると見積もった。また Run2 の実験で中心衝突度 30 ~ 50% のみを選択すると最小バイアス事象と同じ条件で $-3.9 < \eta < -2.5$ の範囲に仮想光子由来 μ 粒子対が $(1.4 \pm 0.3) \times 10^3$ 個、 $|\eta| < 0.9$ の範囲に仮想光子由来電子対が $(6.7 \pm 0.7) \times 10^3$ 個生成されると見積もった。

今回のシミュレーションでは、強磁場と同時期に生成された硬散乱起源の光子のみをシグナルとして扱ったが、実際にはハドロン崩壊由来など多数の背景が存在しその考慮が必要であるほか、実験で用いられる検出器の効率の評価等も偏光測定の可能性に関わってくる。また、仮想光子の収量を計算する際に PYTHIA の仮想光子/実光子の収量比が実データと概ね等しいという前提を用いているが、QED 計算による理論的アプローチからの仮想光子収量見積も進めていきたいと考えている。

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] P.F.Kolb, Heavy Ion Phys.21,243(2004)
- [4] Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.2007.57:205-43
- [5] 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
- [6] 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
- [7] Koichi Hattori, Kazunori Itakura, in print in Ann. Phys., Vacuum birefringence in strong magnetic fields: (I) Photon polarization tensor with all the Landau levels
- [8] 木村 健斗 著 令和 1 年度広島大学理学部卒業論文
ALICE 実験 μ 粒子検出領域における 強磁場起因仮想光子偏光度の数値計算
- [9] The ALICE Collaboration, (2014), ”Centrality determination in heavy ion collisions”
- [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] ALICE Collaboration. Addendum of the letter of intent for the upgrade of the alice experiment : The muon forward tracker
- [14] ALICE Collaboration. Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5\text{ TeV}$ with ALICE
- [15] <http://solomon.as.utexas.edu/>

- [16] Record indoor magnetic field of 1200 T generated by electromagnetic flux-compression
- [17] Daniel Lohner and the ALICE Collaboration. Measurement of Direct-Photon Elliptic Flow in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV
- [18] 辻 亜沙子 著 平成 23 年度広島大学理学部卒業論文
高エネルギー原子核衝突における強磁場生成

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教えていただきました。また、なかなかやる気に火がつかなかった自分の尻をたたき続けてくださったことには非常に感謝しています。山口先生と八野先生の二人は毎週のミーティングで、学術的な指摘だけでなく、研究を進めていく上での態度などにも言及していただき、緊張感を持って取り組み続けることができました。本間先生と三好先生には、特に前期の授業や実習で大変お世話になりました。研究内容は違いますが、気軽にお話しさせていただき楽しかったです。

また、先生方と同じくらいたくさん先輩方に助けていただきました。特に、大佐古さんには、毎日何時間も自分の研究を手伝ってくださったり、いろいろな話をしてくれて楽しかったです。木村さんも、私が壁にぶつかった際に議論や質問に付き合ってくださいありがとうございました。同期のみんなと話した時間も楽しかったです。肝心の時に寝坊して迷惑をかけて申し訳ありませんでした。電話かけてくれてありがとう。

私が素晴らしい4年間を過ごせたのは紛れもなくヨット部の皆様のおかげです。同期のみんなとは一生の関係になれることを望んでいます。俺の暴走や、わがままに付き合ってくれる君たちは今後どんな人たちともうまくやっていけるでしょう。また、今の私の人格は、OBさんや先輩たちによって形成されていったと思います。特に土屋監督と盛谷ヘッドは、調子に乗ってしまう自分を何度も叱っていただきました。二人には頭が上がりません。

最後に家族のみんなに感謝を伝えたいと思います。もう大学を卒業するのに、いまだに心配をかけてしまって申し訳ありません。自分がどんなことに挑戦しようとしても遠くから全力で支援してくれるのおかげで、少しずつですが成長できています。もうしばらくお世話になると思います。これからもよろしく。