

平成31年度卒業論文

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

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 B166124

木村 健斗

令和2年2月7日

指導教員	志垣 賢太 教授
主査	志垣 賢太 教授
副査	植村 誠 准教授

目次

第 1 章	序論	1
1.1	強磁場の物理	1
1.1.1	非線形量子電磁気学	1
1.1.2	強磁場中における光子の複屈折と崩壊	1
1.2	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成	2
1.2.1	強磁場生成の原理	2
1.2.2	強磁場の強度と寿命	3
1.2.3	強磁場下での物理現象	4
1.3	直接仮想光子を用いた偏光測定	5
1.3.1	高エネルギー原子核衝突による直接光子生成	5
1.3.2	仮想光子の偏光測定	6
1.4	先行研究	7
1.5	研究目的	7
第 2 章	実験背景	9
2.1	LHC 加速器	9
2.2	ALICE 実験	10
2.2.1	ALICE 実験における μ 粒子測定	11
2.2.2	前方 μ 粒子飛跡検出器	11
第 3 章	強磁場による仮想光子偏光	13
3.1	外部磁場中における真空偏極テンソル	13
3.2	強磁場におけるレプトン対生成確率	14
第 4 章	結果・議論	16
4.1	結果	16
4.1.1	仮想光子の偏光度	16
4.2	展望	17
	謝辞	20
付録 A	高エネルギー原子核衝突のモデル	21
A.1	participants-spectators の描像	21
A.2	Glauber 模型 [13]	21
	参考文献	23

目次

1.1	強磁場中でのフェルミオンの伝播関数 [1]	1
1.2	強磁場中での真空偏極ダイアグラム []	2
1.3	高エネルギー原始核衝突における強磁場生成の様子	3
1.4	Glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場の強度 [2]	4
1.5	高エネルギー原子核衝突における磁場の時間依存性 [3]	5
1.6	光子分裂のダイアグラム [4]	6
1.7	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	6
1.8	直接光子の理論計算と ALICE 実験で測定された直接仮想光子	7
1.9	偏光度の衝突係数依存性、赤は同一事象内の電子・陽電子、黒は異なる事象から選んだ電子・陽電子 [3]	8
2.1	LHC 加速器の概要図 [5]	9
2.2	ALICE 実験の検出器概要図 [6]	10
2.3	muon spectrometer の概要図 [7]	11
2.4	MFT の概要図 [8]	12
3.1	初期状態から、仮想光子が強磁場を通過後にレプトン対に崩壊し、終状態になるまでの様子 [3]	15
4.1	磁場に対して垂直方向の運動量を持つ仮想光子の μ 粒子対生成確率の全運動量依存性。青線は磁場に平行に崩壊した場合、赤線は磁場に垂直に崩壊した場合を示す。仮想光子不変質量は $M = 300MeV/c^2$	16
4.2	$M = 300MeV$ での仮想光子偏光度の結果	17
4.3	仮想光子偏光度の結果	18
4.4	形状因子 N_0 (左)、形状因子 N_1 (右): $lmax = 1000$ の計算 ($1 < r$)	18
4.5	形状因子 N_2 : $lmax = 1000$ の計算 ($1 < r$)	19
A.1	原子核衝突の様子 [15]	21

概要

ALICE 実験では CERN(欧州原子核研究機構)の LHC 加速器を用いて重イオン同士を衝突させることによって、極初期宇宙に存在したと考えられているクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) を生成し、その性質の研究が行われている。

光速に近い速度まで加速させた重イオン同士の非中心衝突によって極めて強い磁場が生じ、その最大磁場は LHC 加速器エネルギーにおいて 10^{15} Tesla にまで達することが期待されるが、この強磁場の影響を示す直接的な結果は未だない。

強磁場中を通過した仮想光子は偏光し、結果レプトン対の崩壊面に偏向を生じさせると考えられる。この偏光度測定は強磁場生成を示す直接証拠となり得るため、強磁場の検出方法として提案する。本研究では、外部強磁場中 (10^{15} Tesla) を通過した仮想光子が磁場に対して非等方的に崩壊する μ 粒子対の生成確率から偏光度を計算した。

第1章 序論

1.1 強磁場の物理

1.1.1 非線形量子電磁気学

量子電磁気学 (Quanyum Electro-Dynamics, QED) において現れる結合定数が小さいため摂動展開が良く機能する。そのため、あらゆる物理量が非常に高い精度で計算でき、実験値とよく一致していることがわかっている。しかし、高強度電磁場中において通常の摂動計算が破綻する可能性があることが指摘されている。外部磁場中でのフェルミオンの伝播関数を図 1.1 に示す。 e を素電荷、 m をフェルミオンの質量とすると、外場を示す外線が一本取り入れるごとに eB/m^2 の因子がかかるため、 n 本の外線を持つ場合 $(eB/m^2)^n$ の寄与があることがわかる。したがって、外部磁場 B が臨界磁場 $B_c \equiv m^2/|e|$ に達すると、外部磁場について無限次の寄与するために摂動展開が破綻する。このように無限次までの寄与を取り入れたものは、臨界磁場中では実粒子が対生成することで真空が不安定になる。この現象は非摂動的かつ非線形的に振る舞うので非線形 QED と呼ばれる。

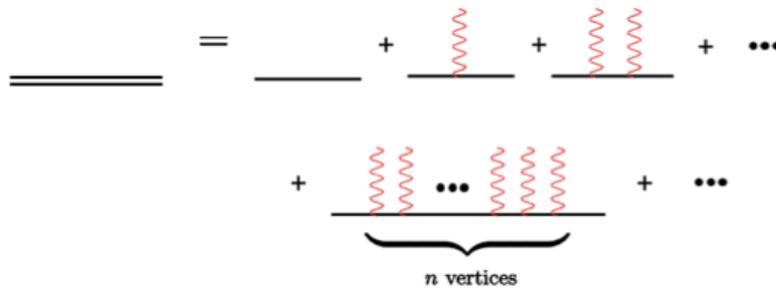


図 1.1: 強磁場中でのフェルミオンの伝播関数 [1]

1.1.2 強磁場中における光子の複屈折と崩壊

非線形 QED 効果による現象として、光子の複屈折と崩壊がある。図に示すように外部磁場中のフェルミオンの真空偏極テンソルを評価することによってその現象を得ることができる。フェルミオンの伝播関数には、図 1.2 の二重線で示した磁場の効果を無限次まで取り入れたものを用いる。外部磁場によってローレンツ対称性が破れることに着目すれば、磁場の方向が特別な方向を与え、垂直成分と平行成分で異なる応答を示すようになる。また、光子のエネルギーがある閾値 ($1 < r$) を超えると、真空偏極テンソル

に虚部が生じ、真空中では不可能であった実光子からのフェルミオン・反フェルミオンペアへの崩壊が可能になる。



図 1.2: 強磁場中での真空偏極ダイアグラム []

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極めて強い磁場が生成される可能性がある。欧州原子核研究機構 (CERN) の LHC 加速器のエネルギー領域では、生成される磁場は 10^{15} Tesla に達する。これは宇宙に存在する磁場の中で最も強い磁場である。

1.2.1 強磁場生成の原理

荷電粒子の静止系では球対称なクーロン電場が分布する。その荷電粒子が光速に近い速度で運動すると、電場はローレンツ収縮を起こすことによって進行方向の強度が大きくなる。電場が時間変化するので、同程度の強度の磁場を生成する。時刻 t 、位置 \mathbf{r}' 、速度 \mathbf{v} で運動する電荷 Ze を持つ粒子が、位置 \mathbf{r} に作る磁場は Lienard-Wiechert potential より式 (1.1) と記述される。

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

Z : 荷電の大きさ

e : 素電荷

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

c : 光速

μ_0 : 真空の透磁率

ϕ_{Rv} : \mathbf{R} と \mathbf{v} のなす角

これより、光速に近い速度まで加速された荷電粒子が生成する磁場は電荷と速度の大ききで決定されることがわかる。

図 1.3 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。高エネルギー原子核衝突では、2つの原子核 (LHC 加速器 Pb: $Z=82$) を光速近くまで加速して衝突させ

る。衝突時に生成される磁場は反応傍観部 (spectators) と反応関与部 (participants) による磁場の足しあわせであるが、主に spectators の寄与が大きい。中心衝突の場合、磁場は打ち消し合う。非中心衝突の場合、反応平面と垂直方向に磁場が生成される。式 (1.1) より Pb-Pb 衝突における最大磁場は約 10^{15} Tesla と計算できる。

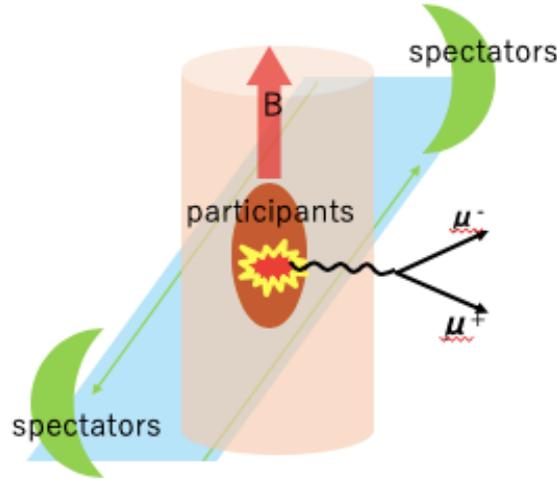


図 1.3: 高エネルギー原始核衝突における強磁場生成の様子

1.2.2 強磁場の強度と寿命

モンテカルロシミュレーションによる Glauber 模型を用いて原子核衝突直後において participants に存在する陽子が衝突中心点に生成する磁場の強度を図 1.4 に示す。[2] Glauber 模型は、高エネルギー原子核衝突の幾何学的描像を表す模型である。原子核衝突を核子・核子衝突の重ね合わせであると考え、核子は一直線上を進み衝突後もその軌道を曲げないと仮定している。また、二次的な粒子生成や励起などは考慮されていない。

全てのエネルギー領域において中心衝突の場合、比較的弱い磁場が生成される。衝突係数が大きくなるにつれ生成される磁場は強くなり、衝突係数 $b = 6 \sim 10$ fm で最大に達する。また、衝突エネルギーに比例して磁場が強くなり、最大磁場は RHIC 加速器 (Au + Au) のエネルギー領域では 10^{14} Tesla、LHC 加速器 (Pb-Pb) のエネルギー領域では 10^{15} Tesla にまで達することがわかる。

図 1.3 のように、高エネルギー原子核衝突時には粒子は spectators と participants に分かれ、それぞれ異なる磁場を生成する。反応傍観部は反応平面に対して垂直方向の極めて強い磁場を生成するが、衝突後に光速で飛び去ってしまうため短い時間で衰退する。また、participants が生成する磁場は衝突後すり抜けずに残った陽子が角運動量を持つことで生成されると考えられている。この角運動量は衝突でできた高温高密度の物質が膨張して冷えるまで保たれると考えられるため、反応関与部による磁場は participants による磁場よりも長く保たれる。したがって、図 1.5 のように高エネルギー原子核衝突における強磁場は原子核同士が衝突する瞬間 ($t = 0$) に最大となり、その後急激に減衰する。

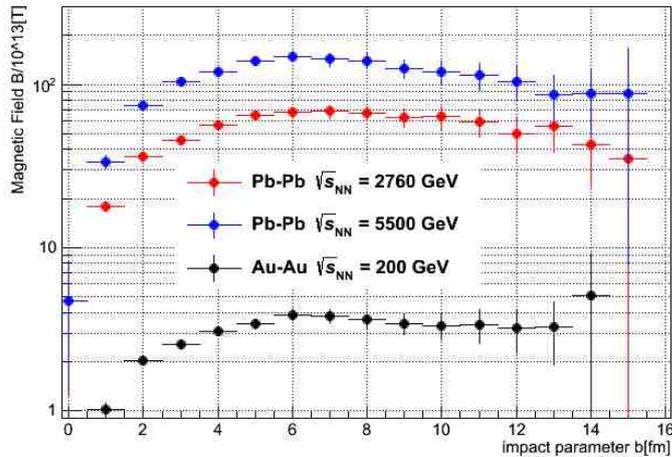


図 1.4: Glauber 模型による participant が衝突直後に生成する磁場の強度 [2]

1.2.3 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。ここでは強磁場による現象としてシンクロトロン放射や実光子分裂について簡単に紹介する。

シンクロトロン放射

グルーオンを媒介粒子とする強い相互作用によってクォークは単体で取り出すことはできないが、極初期宇宙ではクォークとグルーオンはプラズマ状態であった。このような状態をクォーク・グルーオンプラズマ (Quark Gluon Plasma, QGP) という。その 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。量子色力学 (Quantum Chromo-Dynamics, QCD) の結合定数が、QED の結合定数よりも十分大きいためにこの現象が起こる。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損失を起こす。主に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こると考えられている。シンクロトロン放射によるエネルギー損失は、新たなエネルギー損失の原因として位置付けられている。

光子の分裂 [4]

光子分裂のダイアグラムを図 1.6 に示す。真空中では、Furry の定理によりこのような奇数個の外線がついた過程は禁止されているが、磁場中では偶数本の外線を持つダイアグラムが寄与するため、実光子が二つの光子に分裂することが起こる。この現象は高エネルギー原子核衝突においても起こり得ることで、光子が分裂することによって光子のエネルギー分布がソフトな方向へ変化する可能性がある。

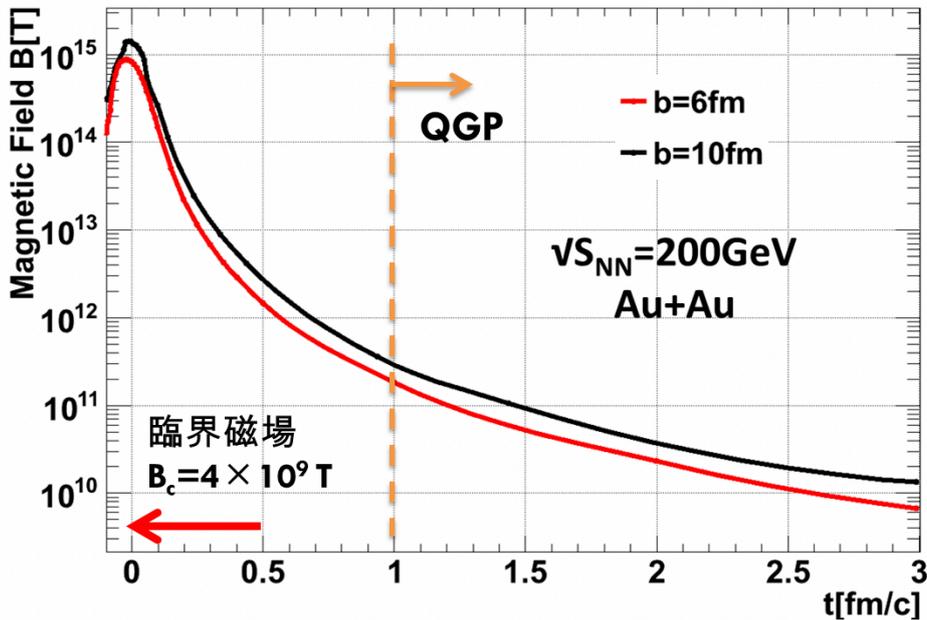


図 1.5: 高エネルギー原子核衝突における磁場の時間依存性 [3]

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による直接光子生成

本研究では、強磁場中での非線形 QED による光子の崩壊に着目する。高エネルギー原子核衝突では、衝突する瞬間に磁場が最大になるため、衝突直後に生成される光子に注目する。

高エネルギー原子核衝突の過程で、多数の光子が生成する。光子の多くは $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 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。直接光子は QGP 媒質中を通過しても相互作用しないため、光子が生成された段階での情報を直接持ち出す。直接光子は生成過程によってプロンプト光子と熱的光子の 2 つに大きく分けることができる。直接光子の生成過程の例を図 1.7 に示す。プロンプト光子は、衝突初期にパートンのハード散乱と破碎によって生成される。A はハード散乱による leading order (LO) での光子生成のダイアグラムで、上の図はクォークとグルーオンのコンプトン散乱を、下の図はクォークと反クォークの対消滅を示している。B は破碎による光子生成の Next to leading order (NLO) でのダイアグラムで、上の図は真空中で破碎を示しており、下の図は高エネルギー原子核衝突によってできた物質中での破碎を示している。C と D に熱的光子の生成機構の例を示す。熱的光子は QGP 由来のもの (図 1.7 の C) とハドロンガス由来 (D) のものがある。

実験的には測定される直接光子は上記のもの総和であるが、生成機構によって横運動量分布が異なるので測定した光子の横運動量から生成起源を推定できる。核子対あた

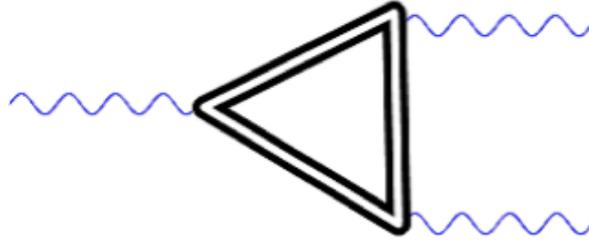


図 1.6: 光子分裂のダイアグラム [4]

り 2.76TeV Pb-Pb 衝突における直接光子の理論計算と実験データを図 1.8 に示す。NLO 計算によると、横運動量 $4\text{GeV} \sim 5\text{GeV}$ 以下では熱的光子が支配的であり、それ以上の横運動量ではプロンプト光子が支配的である。本研究では衝突初期に生成された光子の崩壊に着目するので、高い横運動量領域を見ればよい。

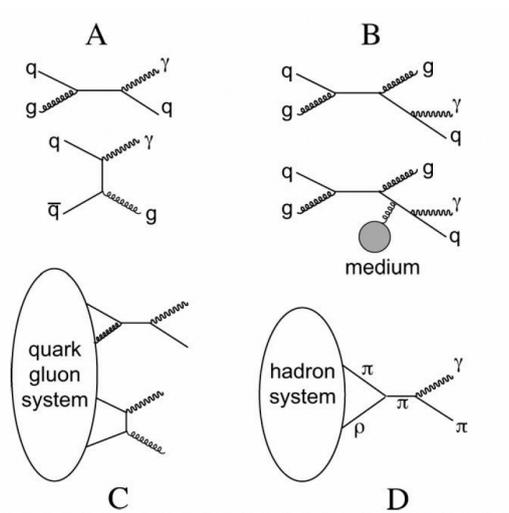


図 1.7: 高エネルギー原子核衝突における直接光子の生成機構の例:A と B はプロンプト光子の生成機構の例.C と D は熱的光子の生成機構の例

1.3.2 仮想光子の偏光測定

高エネルギー原子核衝突において観測される光子の偏光に強磁場の影響が現れる可能性がある。光子の偏光を測定できれば強磁場の存在の直接的な証拠となり得る。しかし、ALICE 実験や PHENIX 実験など原子核衝突実験は偏光測定器を備えていない。よって、仮想光子由来レプトン対の崩壊面の向きを測定することによる偏光測定法を提案する。仮想光子は光子と同様に強磁場中での非線形 QED の効果によってフェルミオン対に崩壊する。この時フェルミオン対の崩壊面は磁場と相関を持つと考えられるので、その相関が仮想光子の終状態であるレプトン対にも影響を与えると期待される。その影響をレプトン対の崩壊面の非対称性として測定できれば、強磁場の存在が確認できると考える。

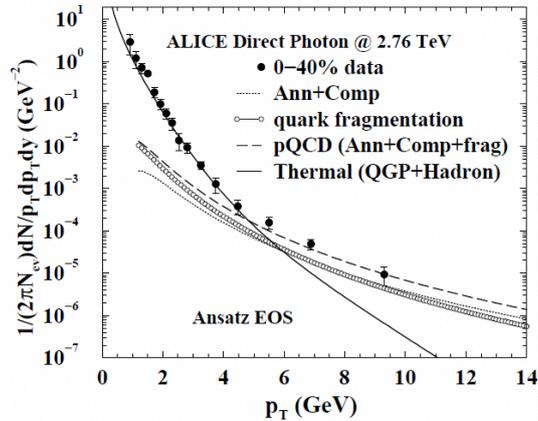


図 1.8: 直接光子の理論計算と ALICE 実験で測定された直接仮想光子

1.4 先行研究

2014 年に辻亜紗子氏は mid-rapidity 領域 (電子検出領域) において電子・陽電子対に崩壊する仮想光子偏光測定を行った。[3] また、磁場による仮想光子偏光度の数値計算によって測定可能性を評価した。具体的な計算については第 3 章で述べる。

測定可能性の評価において偏光度は磁場に対して垂直方向と平行方向に崩壊するそれぞれの電子・陽電子対生成確率の比から計算した。その結果、磁場に垂直な運動量を持つ仮想光子偏光度は $O(10^{-1})$ であり、磁場に平行な運動量を持つ仮想光子偏光度は 0 であった。したがって、強磁場による仮想光子偏光度は $O(10^{-1})$ と見積もられ、測定可能であると考えられた。

次に ALICE 実験 Run1 の実験データを用いて偏光測定を行った。図 1.9 は偏光度の衝突係数依存性を示す。異なる事象から選んだ電子・陽電子対では偏光はみられない。同一事象内の電子・陽電子対では偏光が見られるはずだが、誤差の範囲で偏光は測定されなかった。この原因として、高横運動量 ($p_T > 3\text{GeV}$) の統計量が足りていないことが考えられた。

ここで、先行研究で行われた偏光度の計算について注意が必要である。偏光度は電子・陽電子対生成確率を計算から求めた。電子・陽電子対生成確率 (3.2 参照) には真空偏極テンソルが含まれている。この真空偏極テンソルは式 (3.1) と表される。そのため、磁場に対して垂直な運動量を持つ仮想光子を考慮する第 3 項が重要である。しかし、辻氏の偏光度計算では第 3 項を計算していないため、先行研究における偏光度の見積もりは見直す必要がある。

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 2.76TeV の Pb-Pb 衝突の実験データで、電子対をプローブとした検出可能性の議論は行われている [2][3] が、強磁場の検出には至っていない。そこで電子対をプローブとした場合と比べて、 μ 粒子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であることや質量が電子より大きいためバックグラウンドとなる μ 粒子対

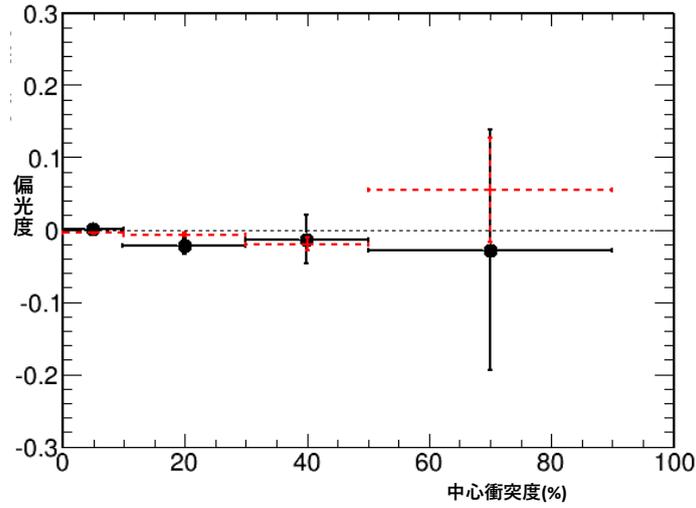


図 1.9: 偏光度の衝突係数依存性、赤は同一事象内の電子・陽電子、黒は異なる事象から選んだ電子・陽電子 [3]

を減らすことができるなどの利点がある。そのため、 μ 粒子対をプローブとした強磁場検出を計画する。また、先行研究では電子・陽電子対へ崩壊する仮想光子において実験的に測定可能性について外部強磁場中での真空偏極テンソルの数値計算により mid-rapidity 領域で期待される偏光度を見積もられた。我々が計画する前方領域で μ 粒子対に崩壊する仮想光子の偏光測定では、未だ偏光度は見積もられていない。

本研究では、 μ 粒子対に崩壊する仮想光子における外部磁場中での真空偏極テンソルの数値計算により前方方向で期待される偏光度を見積もった。

第2章 実験背景

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器はスイス・ジュネーブ郊外にヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) によって建設された世界最大のハドロン衝突型の加速器である。フランスとスイスの国境をまたぎ、地下 50m~100m にあり、周長 27km にもなる。LHC 加速器では、陽子-陽子衝突では重心系衝突エネルギー 14TeV、鉛-鉛衝突では 5.5TeV(核子対当たり) に到達させることが計画されている。

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 つの実験施設がある。それぞれの実験で目指している物理は異なっている。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、宇宙の暗黒物質の解明にも繋がる超対称性粒子の発見や、標準模型を超える新しい物理の探査などを目指している。

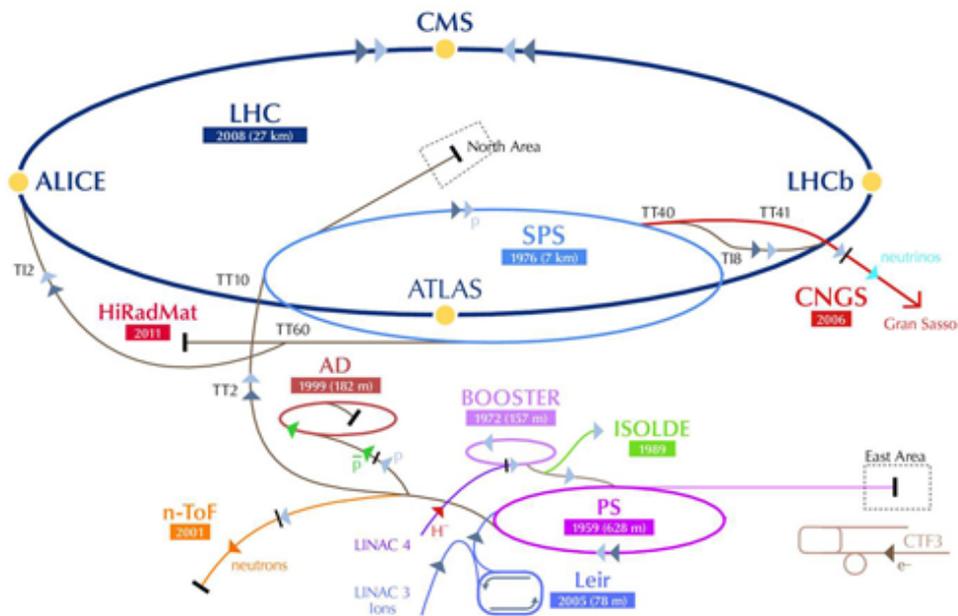


図 2.1: LHC 加速器の概要図 [5]

2.2 ALICE 実験

ALICE(A Large Ion Collider Experiment) 実験は LHC 加速器で展開されている 6 つの実験の 1 つである。LHC 加速器における原子核衝突では太陽中心部温度の 10^6 倍以上の温度になる。核子中のクォークは閉じ込めから解放され、ビッグバン直後の高温であった宇宙に存在していたと考えられるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) が発現される。ALICE 実験によって QGP 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宇宙の膨張に伴い冷却される過程でどのように生成されたかを知る手がかりになる。

ALICE 実験は重イオン衝突に原子核衝突に特化した唯一の実験である。LHC 加速器で加速させた原子核同士を衝突させると数千の様々な粒子が生成され、それらを精度よく測定することで QGP の性質を研究することが目的であるため、検出器は粒子判別や運動量、エネルギーといった多くの物理が測定できるように設計されている。検出器全体では高さ 16m、幅 16m、長さ 26m あり、総重量では 10,000 トンもある。その検出器の全容は図 2.2 に示す。この実験には、アメリカやイギリスなど世界 36ヶ国の人々が参加し、132 の研究機関から構成される、大規模な実験となっている。日本からは、広島大学、東京大学、筑波大学、長崎総合科学大学、奈良女子大学が参加している。

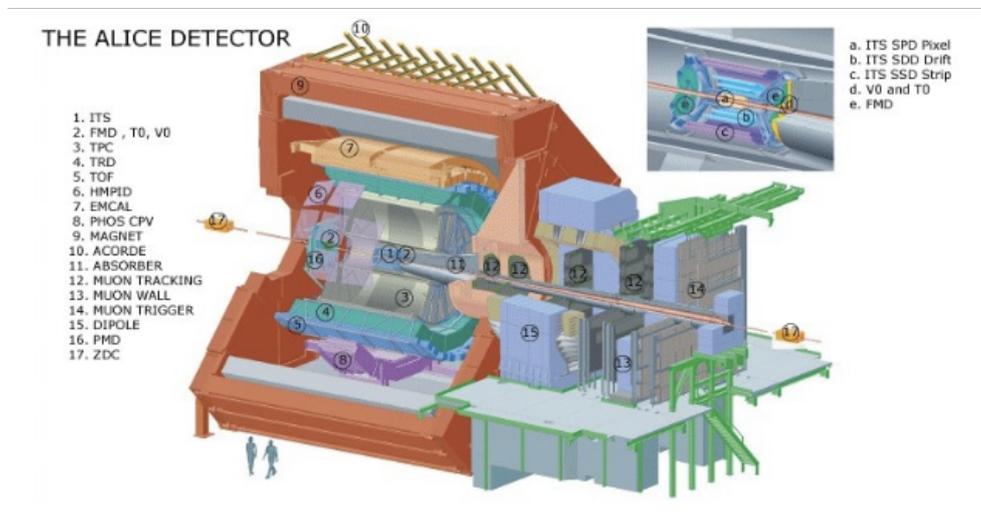


図 2.2: ALICE 実験の検出器概要図 [6]

2.2.1 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、レプトンはカラー電荷を持たないため強い相互作用の影響を受けず生成時の情報を持ったまま測定できる。電子と比べ、第二世代のレプトンである μ 粒子は背景事象が少なく高い透過性を持つため、識別が容易であり、QGP の測定に適している。

ALICE 実験では図 2.3 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 $-4 < \eta < -2.5$ の擬ラピディティ領域をカバーしている。衝突点に最も近い場所にあるのは absorber であり、 $z = -0.9$ m から $z = -5.03$ m にある absorber で μ 粒子以外の粒子を吸収する。absorber を通過した粒子は全て μ 粒子と考える。さらに、 $z = -5.2$ m から $z = -14.4$ m の間にある 5 つの Pad chamber と Dipole magnet によって、飛跡の再構成を行う。

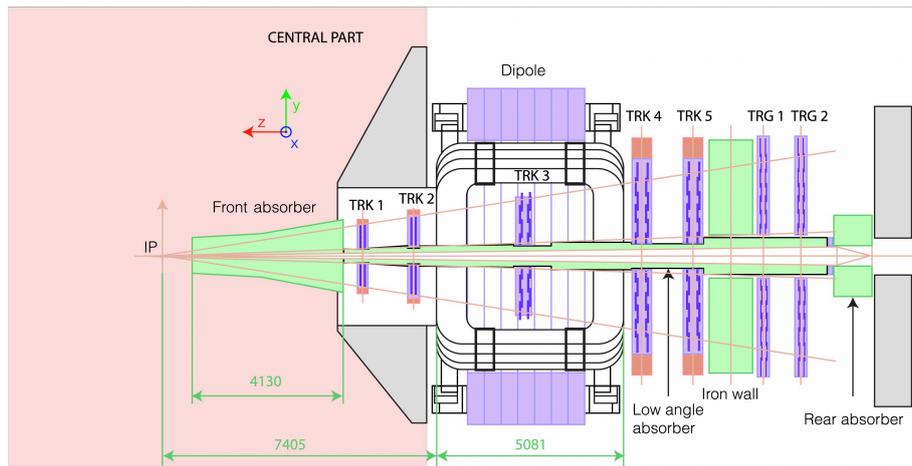


図 2.3: muon spectrometer の概要図 [7]

2.2.2 前方 μ 粒子飛跡検出器

ALICE 実験は 2019 年から 2 年間のロングシャットダウンを実施しており、検出器の機能向上や新検出器の導入が行われている。2021 年に開始される ALICE 実験 Run3 では、前方 μ 粒子飛跡検出器 (Muon Forward Tracker, MFT) が導入される。

MFT は図 2.4 のように $z = -460$ mm、 -493 mm、 -531 mm、 -687 mm、 -768 mm にある 5 枚のディスクで構成され、 $-3.6 < \eta < -2.45$ の範囲を覆っている。muon spectrometer の absorber 内で μ 粒子が多重散乱するため精密な飛跡の再構成は困難である。衝突点と absorber の間に MFT を設置する。absorber へ入射前の μ 粒子の飛跡を測定することに

よって、より正確な飛跡再構成が期待される。そのため、低質量 μ 粒子対質量分解能の向上や、チャームクォークとボトムクォークの識別が可能となる。また、衝突点において直接生成された μ 粒子とバックグラウンド μ 粒子の区別が可能となることが期待される。

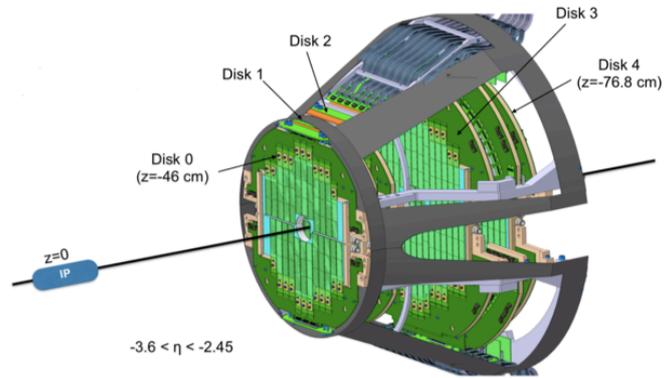


図 2.4: MFT の概要図 [8]

第3章 強磁場による仮想光子偏光

3.1 外部磁場中における真空偏極テンソル

図 1.2 で示した外部磁場中での真空偏極テンソルは $\Pi^{\mu\nu}$ 次のように書くことができる。

$$\Pi^{\mu\nu}(k) = (P^{\mu\nu} - P_{\parallel}^{\mu\nu} - P_{\perp}^{\mu\nu})N_0(k) + P_{\parallel}^{\mu\nu}N_1(k) + P_{\perp}^{\mu\nu}N_2(k) \quad (3.1)$$

ここで、 k^{μ} は光子の四次元運動量であり、 $P^{\mu\nu}$ は次のように定義する。

$$P^{\mu\nu} = k^2\eta^{\mu\nu} - k^{\mu}k^{\nu}, \quad P_{\parallel}^{\mu\nu} = k_{\parallel}^2\eta^{\mu\nu} - k_{\parallel}^{\mu}k_{\parallel}^{\nu}, \quad P_{\perp}^{\mu\nu} = k_{\perp}^2\eta^{\mu\nu} - k_{\perp}^{\mu}k_{\perp}^{\nu} \quad (3.2)$$

真空偏極テンソルの計算では、磁場の方向を z 軸方向に定義し、光子の四元運動量 k^{μ} と計量テンソル $\eta^{\mu\nu}$ は、磁場に対して垂直であるか平行であるかで以下のように定義する。

$$k_{\parallel}^{\mu} = (k^0, 0, 0, k^3) = (\omega, 0, 0, k_z), \quad k_{\perp}^{\mu} = (0, k^1, k^2, 0) = (0, k_x, k_y, 0) \quad (3.3)$$

$$g^{\mu\nu}_{\parallel} = \text{diag}(1, 0, 0, -1), \quad g^{\mu\nu}_{\perp} = \text{diag}(0, -1, -1, 0) \quad (3.4)$$

$$k_{\parallel}^2 = (k^0)^2 - (k^3)^2 = \omega^2 - k_z^2 \quad (3.5)$$

$$k_{\perp}^2 = -(k^1)^2 - (k^2)^2 = -k_x^2 - k_y^2 = -\mathbf{k}_{\perp}^2 \quad (3.6)$$

式 (3.1) の形状因子 N_j ($j=0,1,2$) は、次のように表せる。

$$N_j = -\frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_{0-i\epsilon}^{\infty-0\epsilon} [\tilde{N}_j(z, v) e^{-i\psi(z, v)\eta - i\phi(v; r, \mu)} - \frac{1-v^2}{z} e^{-i\frac{z}{\mu}}] dz \quad (3.7)$$

$$\tilde{N}_0(z, v) = \frac{\cos(vz) - c\cot(z)\sin(vz)}{\sin(z)} \quad (3.8)$$

$$\tilde{N}_1(z, v) = (1-v^2)\cot(z) \quad (3.9)$$

$$\tilde{N}_2(z, v) = 2\frac{\cos(vz) - \cos(z)}{\sin^3(z)} \quad (3.10)$$

$$\psi(z, v) = \frac{\cos(vz) - \cos(z)}{\sin(z)} \quad (3.11)$$

$$\phi(v; r, \mu) = \frac{1 - (1-v^2)r}{\mu} \quad (3.12)$$

ここで、無次元量 μ 、 r 、 η は次のように定義した。

$$\mu = \frac{eB}{m^2}, \quad r = \frac{k_{\parallel}^2}{4m^2}, \quad \eta = \frac{2q}{\mu} \quad \text{また、} q = \frac{\mathbf{k}_{\perp}^2}{4m^2} \quad (3.13)$$

以上の外部磁場中の真空偏極テンソルの表式は S.L.Adler などによって得られた。[14] しかし、この表式では非常に複雑な積分であり、理論研究は限られた条件下での近似計算 [10]-[12] であった。

2012 年に服部恒一氏と板倉数記氏によって外部磁場中での真空偏極テンソルの 1 ループでの完全な解析的記述に成功した。[1] 二重積分の被積分関数を次のようにフェルミオン粒子対に起源を持つランダウ準位の二重無限和の形に展開し、二重積分の近似を用いずに解析的に実行している。(式 (3.14) は式 (3.7) と同等である)

$$\chi_i = \frac{\alpha B_r}{4\pi} e^{-\eta} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{li}^n, \quad i = 0, 1, 2 \quad (3.14)$$

強磁場中で粒子の対生成が起こる場合、終状態の粒子は磁場中に存在するのでランダウ準位に従うエネルギーでしか対生成しなくなる。つまり、粒子の対生成が起こる運動学的条件は、光子の縦運動量 r^2 がランダウ準位より大きくなった時であり、以下の式でかける。

$$r^2 = [\sqrt{m^2 + 2leB} + \sqrt{m^2 + 2(l+n)eB}]^2 \quad (3.15)$$

外部磁場中における真空偏極テンソルの完全な解析的記述は得られたが、数値計算は困難であるため、LHC エネルギー領域での真空偏極テンソルの評価ができない。そこで、広島大学石川健一准教授や辻亜紗子氏によって繰り込みを行いやすいランダウ準位の和の表式が得られた。[9] 形状因子の式 (3.7) は既に繰り込み計算が行われている形であるため数値計算できない。 $r \neq 0$ の項 (第 1 項) と $r = 0$ の項 (第 2 項) に分けた形に変形する。第 1 項は服部・板倉氏が用いた方法によって級数化し、第 2 項は解析接続可能であるため式 (3.17) のように書ける。

$$\begin{aligned} N_j = & - \frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_{0-i\epsilon}^{\infty-0\epsilon} [\tilde{N}_j(z, v) e^{-i\psi(z, v)\eta} (e^{-i\phi(v; r, \mu)} - e^{-i\frac{z}{\mu}})] dz \\ & - \frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_{0-i\epsilon}^{\infty-0\epsilon} [(\tilde{N}_j(z, v) e^{-i\psi(z, v)\eta} - \frac{1-v^2}{z}) e^{-i\frac{z}{\mu}}] \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} N_j = & - \frac{\alpha}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sum_{l=0}^{\infty} \Omega_{lj}^n(r, \eta, \mu) \\ & - \frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_{0-i\epsilon}^{\infty-0\epsilon} [(\tilde{N}_j(z, v) e^{-i\psi(z, v)\eta} - \frac{1-v^2}{z}) e^{-i\frac{z}{\mu}}] \end{aligned} \quad (3.17)$$

数値計算には式 (3.17) を用いた。

3.2 強磁場におけるレプトン対生成確率

初期状態から仮想光子が放射され、強磁場を通過後にレプトン対に崩壊するまでの様子を図 3.1 に示す。強磁場におけるレプトン対生成確率は次のように書ける。

$$R_l^+ l^- = \frac{\alpha^2}{2\pi^4} L^{\mu\nu}(p_1, p_2) D_{\mu\alpha}(q, eB) D_{\nu\beta}^*(q, eB) \frac{\text{Im} G_R^{\alpha\beta}(q, T, eB)}{e^{q^0/T} - 1} \quad (3.18)$$

ここで、 p_1 、 p_2 はレプトンとその反粒子の 4 次元運動量、 $q = p_1 + p_2$ は仮想光子の 4 次元運動量である。 $L^{\mu\nu}$ はレプトン対の運動学を記述したレプトンテンソルで式 (3.19) のように定義する。

$$L^{\mu\nu} = p_1^\mu p_2^\nu + p_1^\nu p_2^\mu - (p_1 \cdot p_2 + m^2)g^{\mu\nu} \quad (3.19)$$

$G_R^{\alpha\beta}$ は、熱的かつ強磁場における仮想光子のソースとなるグリーン関数である。高エ

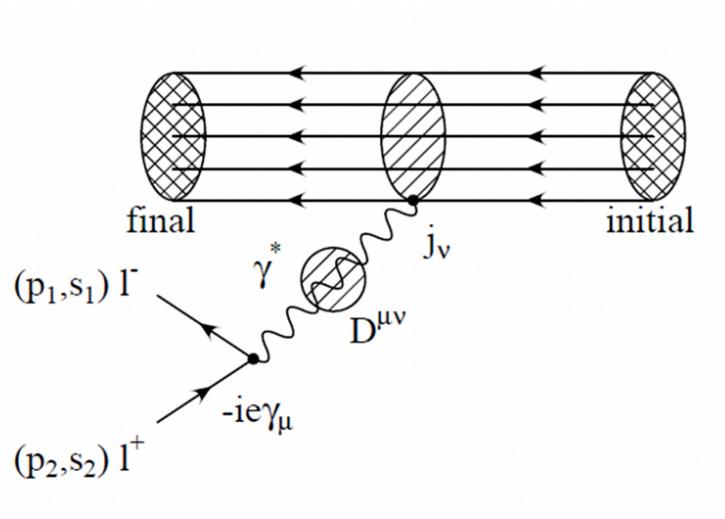


図 3.1: 初期状態から、仮想光子が強磁場を通過後にレプトン対に崩壊し、終状態になるまでの様子 [3]

ネルギー原子核衝突においてこのソース部分を記述するには難解な計算が必要であるため、式 (3.20) のように保存カレントに置き換える。

$$\frac{ImG_R^{\alpha\beta}(q, T, eB)}{e^{q^0/T} - 1} = (-g^{\alpha\beta}q^2 + q^\alpha q^\beta)C \quad (3.20)$$

偏光度は比をとって求めるため、ソース部分はキャンセルされ则认为られる。したがって、このように置き換えを行っても結果に影響はないと考えている。

$D_{\mu\nu}(q, eB)$ は強磁場中での仮想光子の伝播関数である。 $\Pi^{\mu\nu}(q, eB)$ は強磁場における真空偏極テンソルであり、3.1 で求めた式 (3.17) を式 (3.1) に代入したものである。

$$D_{\mu\nu}(q, eB) = -\frac{i}{q^2} [g^{\mu\nu} - \frac{1}{q^2} \Pi_{\mu\nu}(q, eB)]^{-1} \quad (3.21)$$

第4章 結果・議論

4.1 結果

4.1.1 仮想光子の偏光度

仮想光子から崩壊したレプトン対の崩壊面の偏りを”偏光”と定義する。式(3.18)を用いて磁場に対して垂直に崩壊する場合の生成確率と磁場に対して平行に崩壊する場合の生成確率を比較することによって仮想光子の偏光度を求める。

本研究では仮想光子から崩壊した前方 μ 粒子の偏光測定を目指しているため、一定外部磁場(10^{15} Tesla)として、磁場に垂直方向の運動量を持った仮想光子の偏光度を求める。また、真空偏極テンソルの計算では $l_{max} = 1000$ まで行った。 μ 粒子対生成確率の数値計算の結果は以下に示す。

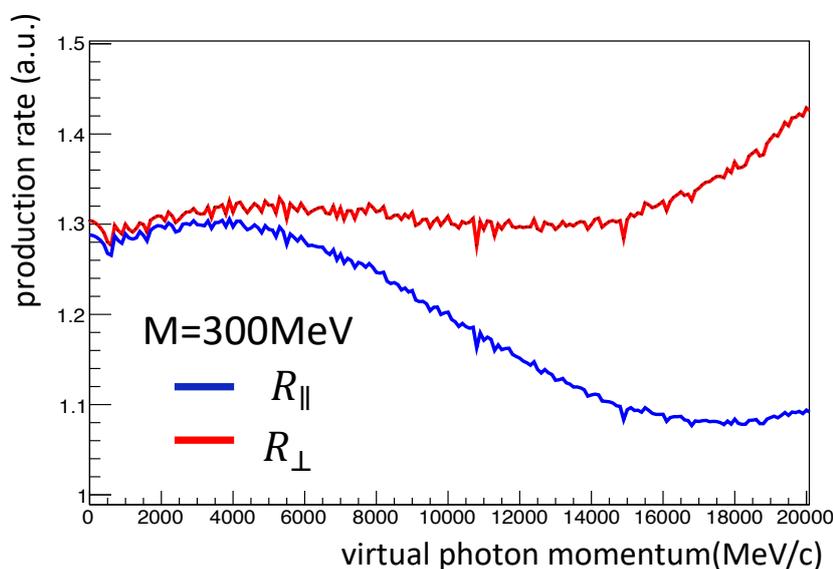


図 4.1: 磁場に対して垂直方向の運動量を持つ仮想光子の μ 粒子対生成確率の全運動量依存性。青線は磁場に平行に崩壊した場合、赤線は磁場に垂直に崩壊した場合を示す。仮想光子不変質量は $M = 300\text{MeV}/c^2$

図 4.1 の縦軸の大きさは生成確率の規格化を行っていないため、値に意味はない。この結果から仮想光子の崩壊面は非等方性があることがわかった。

次に、生成確率から偏光度を求める。偏光度は磁場に垂直方向に崩壊する生成確率 R_{\perp}

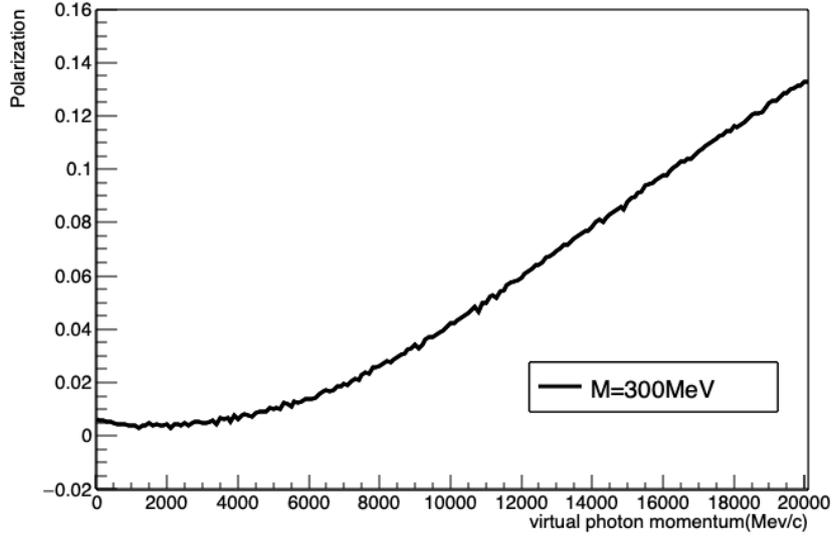


図 4.2: $M = 300\text{MeV}$ での仮想光子偏光度の結果

と磁場に平行方向に崩壊する生成確率 R_{\parallel} を用いて次のように定義した。

$$P = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \quad (4.1)$$

式 (4.1) を用いて仮想光子の不変質量が 300MeV の場合、偏光度は図 4.2 のようになる。真空偏極テンソルにおいてランダウ準位が現れるため振動している。しかし、実験では運動量の分解能に限界があるため、振動が見えないと考えられる。他の不変質量での偏光度を計算した。その結果は図 4.3 に示す。この結果から偏光度は仮想光子が高運動量であるほど大きくなる。また、 300MeV の場合と 400MeV の場合で偏光度に違いが見られなかったが不変質量の増加につれ減少することがわかった。また、 $M=300\text{MeV}$ 、 400MeV の仮想光子では運動量がおよそ $15\text{GeV}/c$ で偏光度が 0.1 になる。全運動量 $15\text{GeV}/c$ のとき横運動量約 $1.5\text{GeV}/c$ である。偏光測定領域である仮想光子 $p_T \geq 4\text{GeV}/c$ において、偏光度はより大きくなることが予測されるため、前方領域における仮想光子偏光が測定可能であると考えられる。

4.2 展望

偏光測定はプロンプト光子から崩壊した前方 μ 粒子の観測を行う。1.3.1 で述べたように μ 粒子横運動量 $3 \sim 5\text{GeV}$ 以上でプロンプト光子が支配的になる。本研究では仮想光子の全運動量が 20GeV まで計算を行ったが、横運動量では約 2GeV にすぎない。したがって、少なくとも全運動量 40GeV 以上の計算を行う必要がある。しかし、図 4.4、図 4.5 は $l_{max} = 1000$ の範囲での形状因子の計算結果を示す。これから N_0 と N_1 はよく収束しているが、 N_2 は高い運動量につれ収束が悪くなる。つまり、数値計算の誤差が大きくなり正しい評価ができない。したがって、今後は形状因子の収束の評価を行い、より高い運動量領域での偏光度の計算を行う。

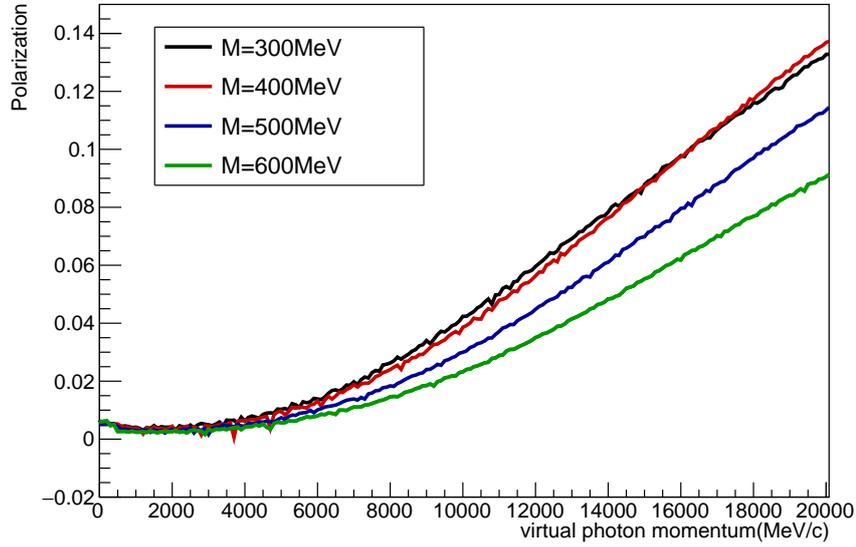


図 4.3: 仮想光子偏光度の結果

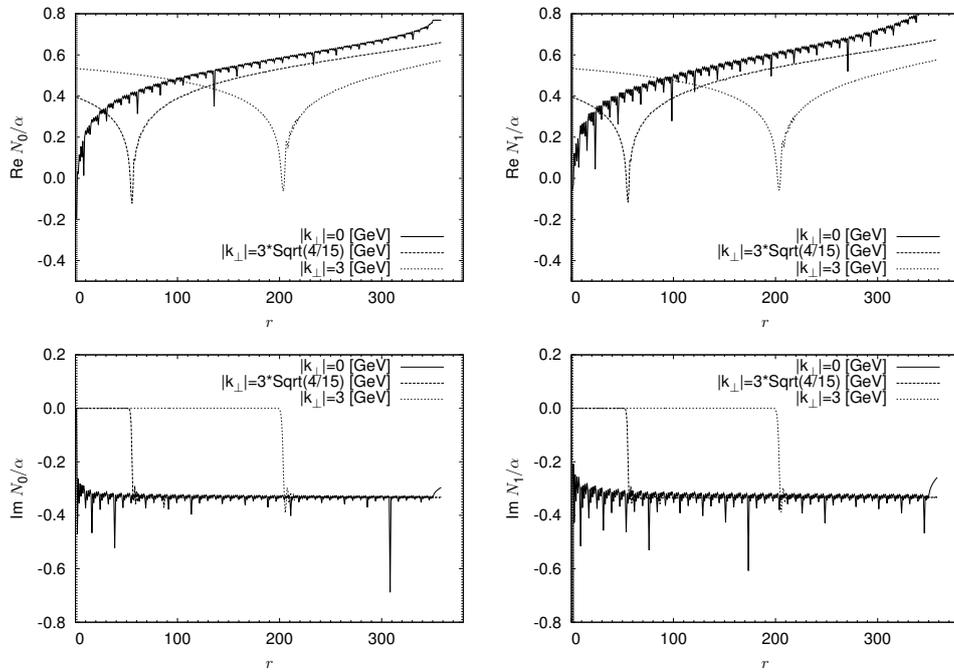


図 4.4: 形状因子 N_0 (左)、形状因子 N_1 (右): $l_{max} = 1000$ の計算 ($1 < r$)

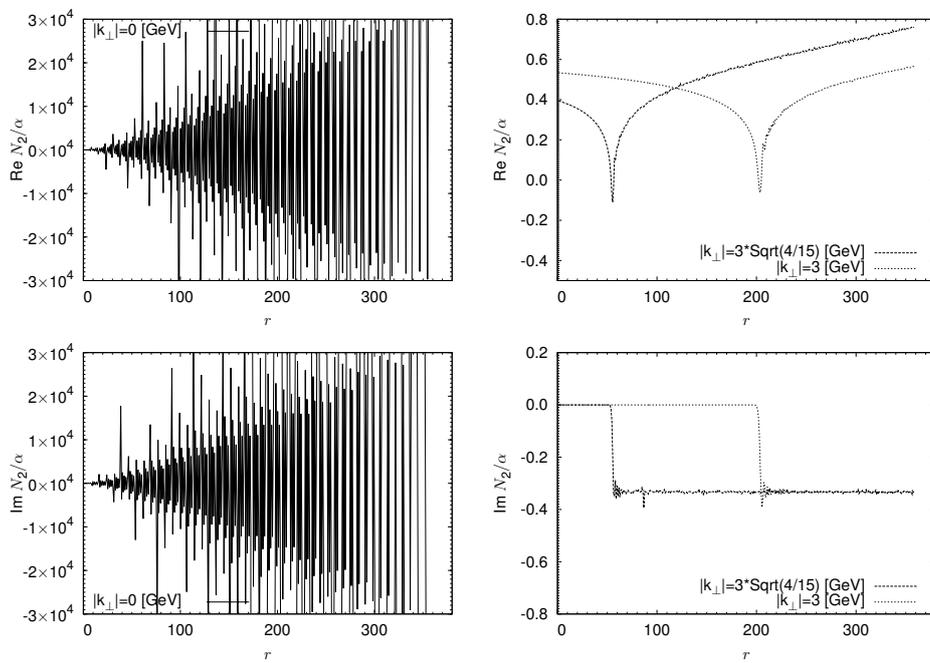


図 4.5: 形状因子 $N_2:l_{max} = 1000$ の計算 ($1 < r$)

謝辞

本研究を進めるにあたり、終始適切な助言をいただき、また丁寧に指導して下さった志垣賢太教授に感謝します。研究会に参加する機会を多く与えてくださり、大変勉強になりました。素粒子論研究室の石川健一准教授には、お忙しい中私のために時間を割いていただき、理論の基本的なところから丁寧に指導していただき感謝します。山口頼人特任助教には、研究会の発表リハーサルで細かく指導していただきありがとうございました。本間謙助教、三好隆博助教には、主にミーティングで鋭い指摘をいただき勉強になりました。研究室の先輩方に研究内容だけでなく研究室生活についても教えていただきました。同期の皆さんのおかげで日々の研究室生活が楽しかったです。最後に研究室生活を支えてくれた家族に感謝を伝えます。

付録 A 高エネルギー原子核衝突のモデル

A.1 participants-spectators の描像

原子核衝突の議論を行う上で、衝突の幾何学的な様子は重要である。衝突の描写には衝突係数 b を用いる。衝突係数は原子核進行方向に対する中心間の距離で定義される。中心衝突 ($b \simeq 0$) の場合、同じ種類の原子核衝突ならば全ての核子が衝突に関与する。非中心衝突 ($b < 2R$, R は原子核の半径)、図 A.1 のように反応に関与した部分を反応関与部 (participants) と反応に関与せず通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectators) に分かれる。spectators はそのまま光速で飛び去り、participants は入射エネルギーによって様相は変化する。

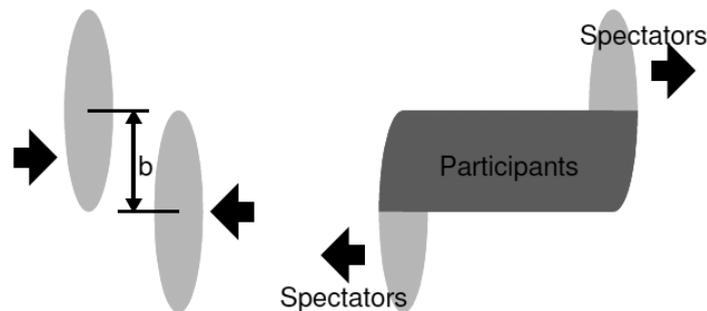


図 A.1: 原子核衝突の様子 [15]

A.2 Glauber 模型 [13]

Glauber 模型とは、高エネルギー原子核衝突は核子-核子の重ね合わせであり、核子は一直線上に進むと仮定し、二次的な粒子生成や励起などについて考慮していない模型である。核子-核子の衝突の回数 (N_{binary}) や participants の数 (N_{part}) を見積もるのに用いられる。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、衝突径数 b の関数として核子-核子衝突の回数 (N_{binary}) や participants 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径数を決めて衝突させること

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) を導いている。

参考文献

- [1] K.Hattori, K.Itakura Ann. Phys. 330 (2013) 23-54
- [2] 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
- [3] 辻 亜紗子 著平成 25 年度広島大学理学研究科修士論文
核子対あたり 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突における強磁場生成による 仮想光子偏
光の評価と測定
- [4] K.Hattori, K.Itakura 強磁場中における真空複屈折の詳細解析とその応用に向けて
<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/soken.editorial/sokendenshi/vol13/netsuba2012/p23-05-Hattori.pdf>
- [5] LHC-ALICE 実験 日本グループ<http://alice-j.org>
- [6] ALICE collaboration Page <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>
- [7] ALICE Collaboration. Addendum of the letter of intent for the upgrade of the
alice experiment : The muon forward tracker
- [8] Raphael Tieulent Muon forward tracker status. 12th ALICE ITS Upgrade, MFT,
and O2 Asian Workshop.
- [9] K. Ishikawa, D. Kimura, K. Shigaki, and A. Tsuji J. Mod. Phys. A28 (2013)
1350100
- [10] B. Dobrich, H. Gies, N. Neitz and F. Karbstein, Phys. Rev. D 87, 025022 (2013)
- [11] F. Karbstein, L. Roessler, B. Dobrich and H. Gies, Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.
14, 403 (2012)
- [12] K. Fukushima, Phys. Rev. D 83, 111501 (2011)
- [13] Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.57:205-243,2007
- [14] S.L.Adler, Annals Phys. 67, 599 (1971)
- [15] 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)