

卒業論文

高エネルギー原子核衝突における仮想光子偏極の
偏極観測系を用いた解析

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室
B112151
山川 皓生

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

2015年2月26日

概要

数百 GeV から数 TeV の高エネルギーで原子核が非中心衝突する際、 10^{15} Tesla 程度の強磁場が発生すると考えられているが、直接的検出はされていない。強磁場中では仮想光子が磁場の向きに依存して電子陽電子対に崩壊すると考えられている。そこで、私はこのことを利用し強磁場を検出しようと考えた。本研究では、3つの偏極観測系を用いた場合の、強磁場による仮想光子偏光の検出可能性についてのシミュレーション、相関のない電子と陽電子の場合に見かけ上偏光が起きているように見えるか否かのシミュレーションを行った。その結果、すべての偏極観測系で、無偏光、磁場の向きと垂直な偏光、磁場の向きと平行な偏光の3つの物理シナリオが見分けられること、一方で相関のない電子と陽電子の場合にもすべての偏極観測系で運動学の影響によって見かけ上の偏極が見えることが分かった。

目次

1	序論	6
1.1	クォークとレプトン	6
1.2	自然界の4種類の力	6
1.3	実光子と仮想光子	7
1.4	ヘリシティ	7
1.5	マンデルシュタム変数	7
1.6	高エネルギー原子核衝突実験	8
1.7	高エネルギー原子核衝突による強磁場生成	10
1.8	強磁場中での物理現象	11
1.9	研究目的	11
2	解析手法	12
2.1	偏極観測系の特徴	12
2.2	偏極観測系の決定方法と角度の取り方	13
2.3	偏極パラメタの導出	14
2.4	良い偏極観測系	16
3	シミュレーション	17
3.1	シミュレーション方法	17
3.2	アクセプタンスの考慮	17
3.3	相関のない電子・陽電子対の考慮	17
4	結果と考察	18
4.1	λ_θ の導出	18
4.2	相関のある電子・陽電子対	19
4.3	相関のない電子・陽電子対	24
4.4	相関のない電子・陽電子対での見かけ上の偏光に対する考察	25
4.5	実データ解析に向けた考察	30
5	結論	31
	謝辞	32
	参考文献	33
	付録1 ドレル-ヤン過程	34
	付録2 アインシュタインの関係式	34
	付録3 ローレンツ変換	35

図目次

1	二対反応 [2]	7
2	高エネルギー原子核衝突の様子 [3]	9
3	LHC のビームライン概略図。 [3]	9
4	検出器の配置 [3]	10
5	強磁場生成の様子 [4]	10
6	各偏極観測系の z 軸の決め方 [10]	13
7	天頂角と方位角の取り方 [10]	14
8	天頂角方向の異方性 [11]	15
9	方位角方向の異方性 [11]	15
10	左: x, y, z からなる系は物理的に正しい観測系、 x', y', z' からなる系は δ ずれている、右: 正しい観測系は物理的に正しい観測系からずれない [11]	16
11	無偏光の場合の各偏極観測系での $ \cos \theta $ 分布	18
12	垂直偏光の場合の各偏極観測系での $ \cos \theta $ 分布	18
13	平行偏光の場合の各偏極観測系での $ \cos \theta $ 分布	19
14	無偏光の場合の各偏極観測系での $ \cos \theta $ 分布	25
15	実験室系における陽電子の運動量	25
16	実験室系における電子の運動量と陽電子の運動量の相関	26
17	再構成した粒子の不変質量と運動量の範囲を指定した場合の実験室系における電子と運動量の相関	26
18	再構成した粒子と電子とのなす角と再構成した粒子と陽電子とのなす角の相関	27
19	相関のない電子・陽電子対を実験室系から重心系へローレンツ変換した際の角度関係	27
20	偏極観測系の z 軸と HX 観測系の z 軸とのなす角	28
21	無偏極の場合の各偏極観測系での $ \cos \theta $ 分布	28
22	偏極観測系の z 軸と HX 観測系の z 軸とのなす角	28

表目次

1	物質の構成粒子一覧 [1]	6
2	4種類の力と力を媒介する粒子 [1]	6
3	全領域における $m_{ee} = 300 \text{ MeV}/c^2$ 、 $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ のときの各偏極観測系での λ_θ	18
4	全領域において $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ	19
5	全領域において $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ	20
6	全領域において $p = 3.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ	20
7	全領域において $p = 4.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ	21
8	ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系 での λ_θ	22
9	ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系 での λ_θ	22
10	ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 3.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系 での λ_θ	23
11	ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 4.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系 での λ_θ	23
12	全領域における $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ 、 $m_{ee} = 300 \text{ MeV}/c^2$ のときの λ_θ	24

1 序論

1.1 クォークとレプトン

クォークとはハドロンを構成する粒子のことをいう。

ハドロンとは強い相互作用をする粒子を指す。スピンの半整数のバリオン (陽子、中性子、 Λ など) とスピンの整数のメソン (中間子のこと、 π 、 K 、 ρ など) がハドロンである。ハドロンはスピンの $1/2$ のクォークから構成されており、そのクォークは 6 種類存在することが知られている。6 種類のクォークは質量の小さなものから大きなものへ 2 種類ごとに世代 (またはファミリー) と呼ばれ分けられている。

レプトンとは、強い相互作用をしない粒子を指し、電子 (e)、ミューオン (μ)、タウオン (τ) とそれぞれの粒子に対応する 3 つのニュートリノ (ν_e, ν_μ, ν_τ) の 6 種類が知られている。レプトンもクォーク同様 3 つの世代に分けられる。

粒子には質量が等しく、電荷などが粒子と逆となった反粒子と呼ばれるものが存在する。

表 1 物質の構成粒子一覧 [1]

名称	スピン	電荷	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
クォーク	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	u(アップ)	c(チャーム)	t(トップ)
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	d(ダウン)	s(ストレンジ)	b(ボトム)
レプトン	$\frac{1}{2}$	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	$\frac{1}{2}$	-1	e	μ	τ

1.2 自然界の 4 種類の力

自然界には 4 種類の力が存在することが知られている。4 種類の力とは、重力、電磁気力、強い力と弱い力である。力に対応して、力を媒介する粒子も 4 種類知られている。力を媒介する粒子の名称は重力子 (グラヴィトン)、光子 (フォトン)、グルーオン、 W と Z である。これらの粒子うち、グラヴィトンのみ未発見である。

表 2 4 種類の力と力を媒介する粒子 [1]

種類	強い力	電磁気力	弱い力	重力
源	色荷	電荷	弱荷	質量
強さ	~ 0.1	$1/137$	10^{-5}	10^{-38}
到達距離 (cm)	10^{-13}	∞	10^{-16}	∞
ポテンシャル	$k_1/r + k_2r$	$1/r$	$\exp(-m_W cr/\hbar)/r$	$1/r$
粒子名	グルーオン	フォトン	W^\pm, Z^0	グラヴィトン
スピン	1	1	1	2

1.3 実光子と仮想光子

前述のように電磁気力の媒介粒子は光子だが、自由空間を伝播する電磁波の量子としての光子と力を媒介する量子としての光子は異なる。

自由空間を伝播する電磁波の量子としての光子はアインシュタインの関係式 (式 (1)) を満たすので、光子の質量が0であることが分かる。

$$E^2 = (\mathbf{p}c)^2 + (mc^2)^2, \quad m = 0 \quad (1)$$

このようにアインシュタインの関係式を満たす粒子のことを実粒子といい、質量殻に乗っている (on mass shell) と表現される。一方で、力を媒介する量子としての光子はアインシュタインの関係式を満たさない (off shell)。このような粒子のことを仮想粒子という。

自由空間を伝播する電磁波の量子としての光子を実光子、力を媒介する量子としての光子を仮想光子という。

1.4 ヘリシティ

粒子自身の運動方向を z 軸とした場合におけるスピンの z 成分のことをヘリシティという。運動量 \mathbf{p} で運動している粒子のヘリシティ h は次のように定義される。

$$h = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s}||\mathbf{p}|} \quad (2)$$

ここで \mathbf{s} はスピンである。

1.5 マンデルシュタム変数

図 1 のように運動量と質量が定義されている二対反応を考える。

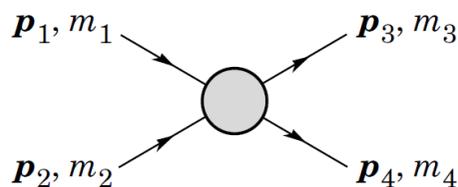


図 1 二対反応 [2]

実験室系での 4 つの粒子の 4 元運動量をそれぞれ p_1, p_2, p_3, p_4 とすると式 (3) となる。

$$\begin{aligned} p_1 &= (E_1, \mathbf{p}_1), & p_2 &= (E_2, \mathbf{p}_2) \\ p_3 &= (E_3, \mathbf{p}_3), & p_4 &= (E_4, \mathbf{p}_4) \end{aligned} \quad (3)$$

エネルギー運動量保存則より、式 (4) が得られる。

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4 \quad (4)$$

ローレンツ不変量であるマンデルシュタム変数は次のように定義される。

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

s は全エネルギーを表し、 t と u は運動量移行を表すものであり、散乱角の目安を与える量である。また、 s 、 t 、 u は独立ではなく式 (6) を満たす。

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \quad (6)$$

図 1 の二対反応

$$p_1 + p_2 \longrightarrow p_3 + p_4 \quad (7)$$

において、次のような置き換えを行う。

$$p_2 \longrightarrow -p_2, \quad p_3 \longrightarrow -p_3 \quad (8)$$

次のような反応になる。

$$p_1 + \bar{p}_3 \longrightarrow \bar{p}_2 + p_4 \quad (9)$$

ここで、 \bar{p}_2 、 \bar{p}_3 は反粒子である。

反粒子の運動量は負の値として扱うので、この反応におけるマンデルシュタム変数 s' 、 t' 、 u' は次のようになる。

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 \rightarrow (p_1 - p_3)^2 = t' \\ t &= (p_1 - p_3)^2 \rightarrow (p_1 - (-p_2))^2 = s' \\ u &= (p_1 - p_4)^2 \rightarrow (p_1 - p_4)^2 = u' \end{aligned} \quad (10)$$

式 (7) の反応と式 (9) の反応で s と t の役割が入れ替わっていることが分かる。式 (7) の反応を s チャンネル反応、式 (9) の反応を t チャンネル反応という。

1.6 高エネルギー原子核衝突実験

クォークとグルーオンは、通常、量子色力学 (QCD) の性質によってハドロンから単体で取り出すことはできず閉じ込められている。しかし、高温・高密度にすることでクォークとグルーオンは閉じ込めから解放され、単体で存在することができる。この状態をクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) という。QGP はビッグバンから数十マイクロ秒後に存在していたと考えられており、QGP の性質を知ることは宇宙初期の状態を知ることにつながると言える。QGP を実験室上で生成する方法として高エネルギー原子核衝突実験がある。実験で扱う衝突系は時間とともに変化する。以下に高エネルギー原子核衝突の様子を示す。

1. 光速近くまで原子核を加速させるため、ローレンツ収縮によって円盤状になる。
2. 原子核同士が衝突するが高エネルギーであるため、互いに通り抜け熱エネルギーのみを残していく。
3. 衝突により生じた熱エネルギーによって系が高温・高密度になりパートン (クォークとグルーオンのこと) が閉じ込めから解放される。
4. 閉じ込めから解放されたパートンの散乱によって、系の温度が上がり相転移温度を超えると、QGP が生成される。
5. 時間とともに系の温度は下がり、パートンからハドロンが生成される。

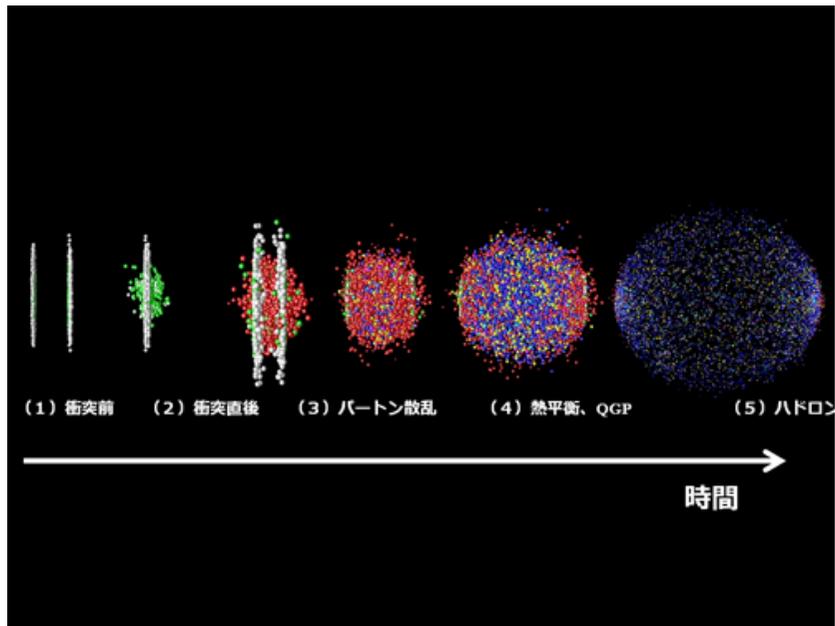


図2 高エネルギー原子核衝突の様子 [3]

1.6.1 LHC 加速器

LHC(Large Hadron Collider) 加速器は、欧州原子核研究機構によって建設された世界最大の衝突型加速器で、フランスとスイスをまたいで設置されている。LHC 自体は地下に 2009 年に陽子 + 陽子衝突 900 GeV で運転を開始した。2012 年 11 月からアップグレードのためのシャットダウンに入り、今年から、陽子 + 陽子衝突 14 TeV、鉛鉛 + 衝突 5.5 TeV での実験が行われる予定である。LHC には ALICE、ATLAS、CMS、LHCb、LHCf、TOTEM の 6 つの実験施設がある。

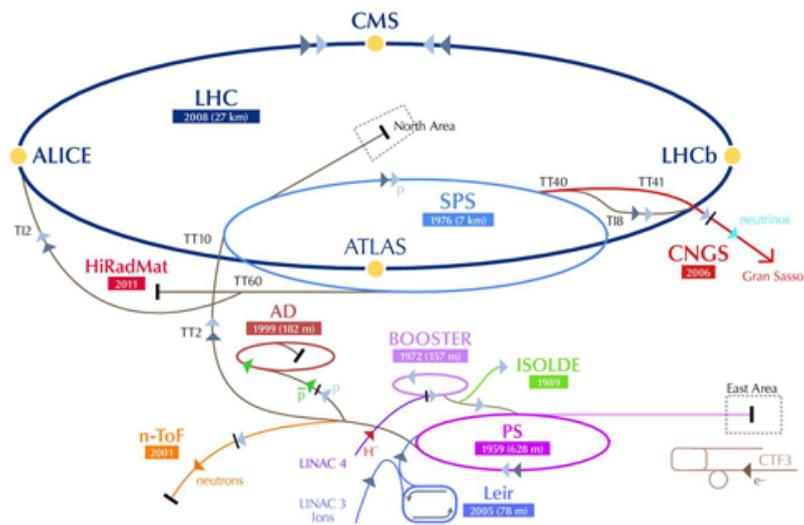


図3 LHC のビームライン概略図。 [3]

1.6.2 ALICE 実験

ALICE(A Large Ion Collider Experiment) は、LHC の中で唯一重イオン衝突に特化したの検出器を持つ実験である。クォーク閉じ込め機構の解明、質量の発現機構の解明を主な目的としている。35 か国、120 の研究機関が参加しており、日本からは広島大学、東京大学、筑波大学、理化学研究所が参加している。

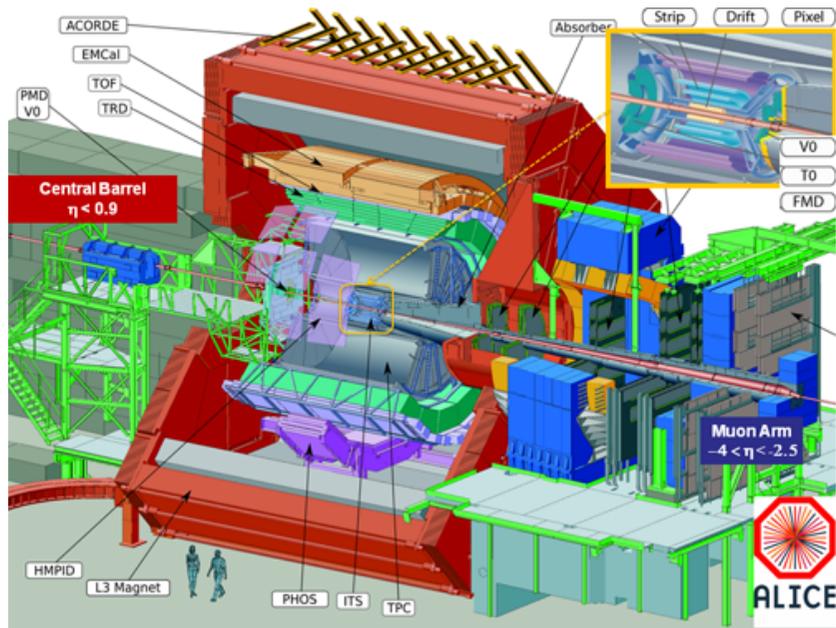


図4 検出器の配置 [3]

1.7 高エネルギー原子核衝突による強磁場生成

強磁場は荷電粒子が高速で運動することで生成する。荷電粒子の静止系では荷電粒子の周囲に球対称なクーロン場がある。その荷電粒子が相対論的効果が表れる速さで運動すると、ローレン収縮が起きる。荷電粒子とその周囲にあるクーロン場が進行方向に収縮しクーロン場の強度が大きくなる。クーロン場が時間変化しているため磁場が発生する。

電荷 Z を持った粒子が時刻 t 、位置 \mathbf{r}' で速度 \mathbf{v} で運動するとき位置 \mathbf{r} に作る磁場は Lienard-Wiechert potential によって表される (式 (11))。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{Ze\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \frac{1 - v^2/c^2}{[1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv}]^{3/2}} \quad (\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (11)$$

ここで、 e は素電荷、 c は光速、 μ_0 は真空の透磁率、 ϕ_{Rv} は \mathbf{R} と \mathbf{v} のなす角である。式 (11) を用いると、 Pb^{208} 同士を LHC エネルギーで衝突させた際、生成される磁場の大きさは 10^{15} Tesla 程度ということが分かる。中心衝突の際、強磁場は打ち消しあってしまうため生成されず、非中心衝突する際、非常に強い磁場が生成されると考えられている。

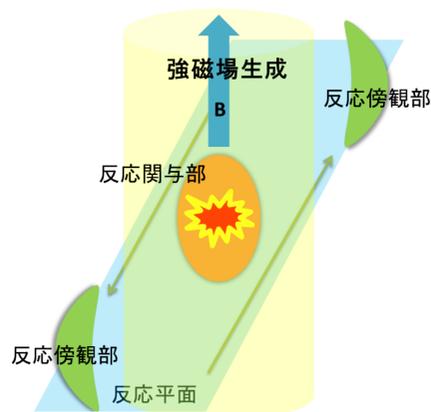


図5 強磁場生成の様子 [4]

1.8 強磁場中での物理現象

シンクロトロン放射

通常、荷電粒子が磁場によって曲げられたとき光を放出する現象をシンクロトロン放射という。強磁場が存在すると、QGP中のクォークが強磁場によって曲げられるグルーオンを放出する、シンクロトロン放射と同様の現象が起きる。クォークはグルーオンを放出することでエネルギーを失う。クォークのエネルギー損失は高温物質中を通過することで起きると考えられている。そのため、クォークのシンクロトロン放射はエネルギー損失の新たな原因となる。

実光子の複屈折と崩壊

量子電磁力学 (QED) は高い精度で摂動計算が可能だが、強い外場が存在すると破綻することがある。強い外場によって非摂動的で非線形的な振る舞いをする QED のことを非線形 QED という。強磁場中では非線形 QED の効果によって、本来崩壊しない実光子が高いエネルギーを得ることで実光子から電子・陽電子対への崩壊が可能となる。また、実光子の運動量が磁場に対して垂直な成分と磁場に対して平行な成分で異なる応答を示し、崩壊面が偏ると考えられている。

強磁場による仮想光子の偏光

本研究でいう偏光とは電子・陽電子対の崩壊面の偏りのことである。

強磁場中で非線形 QED の効果によって光子が電子・陽電子対に崩壊するが、仮想光子も同様に電子・陽電子対に崩壊する。崩壊面は磁場と相関を持ち、仮想光子崩壊後の電子・陽電子対に影響を与え、偏光が現れると考えられている。

1.9 研究目的

本研究の最終目的は強磁場の直接的検出である。そこで偏極観測系を用いて仮想光子の偏光を測定し、強磁場を検出しようと考えた。しかし、偏極観測系は強磁場による仮想光子偏光の測定に使用できるか知られておらず、検証する必要がある。

本研究では、仮想光子が電子・陽電子対に崩壊する際、磁場の向きに依存せず崩壊した場合 (無偏光)、磁場の向きに対して垂直に崩壊した場合 (垂直偏光)、磁場の向きと平行に崩壊した場合 (平行偏光) の 3 つの物理シナリオを考え、偏極観測系による検出可能性について議論する。また、相関のない電子・陽電子対のみの場合、偏極観測系がどのように振る舞うか検証し、実データを扱う際に考慮すべき点を議論する。

2 解析手法

偏極観測系はヘリシティ観測系、Gottfried-Jackson 観測系、Collins-Soper 観測系の 3 つが良く知られている。以下で、偏極観測系について説明する。

2.1 偏極観測系の特徴

- ヘリシティ観測系

ヘリシティ (HX) 観測系は s チャンネルヘリシティ観測系ともいう。任意のスピンをもった粒子の二対反応の解析のために考案された。

s チャンネル反応の解析について様々な議論がされていた。例えば、実験室系で見た入射ビームの向きを z 軸とする方法である。しかし、相対論は考慮されていなかった。そこで、相対論的な運動をする粒子に応用するために、 s チャンネル反応で生成された粒子のヘリシティを軸にとることで解決を図った。ヘリシティを軸とすることで、質量のない光子にも応用することができると考えた [5]。

3 つの偏極観測系のうち最も運動学の影響を受けると考えられている [6, 7]。

- Gottfried-Jackson 観測系

Gottfried-Jackson(GJ) 観測系は t チャンネルヘリシティ観測系ともいう。

HX 観測系は s チャンネル反応を用いているが、 t チャンネル反応を用いることでより簡潔にしようと考えた。Born 近似を用いると入射チャンネルの運動量移行の方向を軸としたとき振動が軸回りに対称になる。例として、式 (9) の場合を考える。 p_4 の静止系で見たとき、 \bar{p}_2 の運動量方向は p_1 と \bar{p}_3 の運動量移行の方向 $p_1 - p_3$ と一致する。このため、ビームの向きを軸とすることが最も良いと考えた [8]。3 つの偏極観測系のうち 2 番目に運動学の影響を受けにくいと考えられている。

- Collins-Soper 観測系

Collins-Soper(CS) 観測系は、高エネルギーハドロン衝突によって生成されたレプトン対の角度分布解析のために考案された。

初め、ドレル-ヤン過程で生成されるミューオン対の横運動量は運動量に比べ小さく、無視できると考えられていた。横運動量が無視できる場合、ビームの運動量の向きとターゲットの運動量の向きは一致する。このとき、ミューオン対の静止系でのビーム軸を z 軸とすると、 z 軸とミューオンの運動量との角 θ のみ角度分布に現れ、 $1 + \cos^2 \theta$ に一致する。しかし、ミューオン対が無視できない大きさの横運動量を持つという実験結果がいくつか報告されるようになった。横運動量が無視できない場合、ビームの運動量の方向とターゲットの運動量の方向が一致せず、天頂角 θ と方位角 ϕ が必要になる。ミューオン対の静止系におけるビームの運動量と逆向きのターゲットの運動量のなす角の 2 等分線を軸とすることが最も簡潔と考えた [9]。

3 つの偏極観測系のうち最も運動学の影響を受けにくいと考えられている。

2.2 偏極観測系の決定方法と角度の取り方

偏極観測系を用いた偏極測定方法は、それぞれの偏極観測系で x 、 y 、 z 軸を決め、崩壊後の正の電荷を持つレプトンの天頂角と方位角を求め偏極を測定する。

それぞれの偏極観測系の z 軸は以下のように定義される (図 6)。ここで、 q はレプトン対、 $b1$ と $b2$ は衝突のビームを表す。

- HX 観測系
実験室系でのレプトン対の運動量方向
- GJ 観測系
レプトン対の静止系での、 $b1$ (または $b2$) の運動量方向
- CS 観測系
レプトン対の静止系での、 $b1$ と $-b2$ (または $-b1$ と $b2$) の二等分線

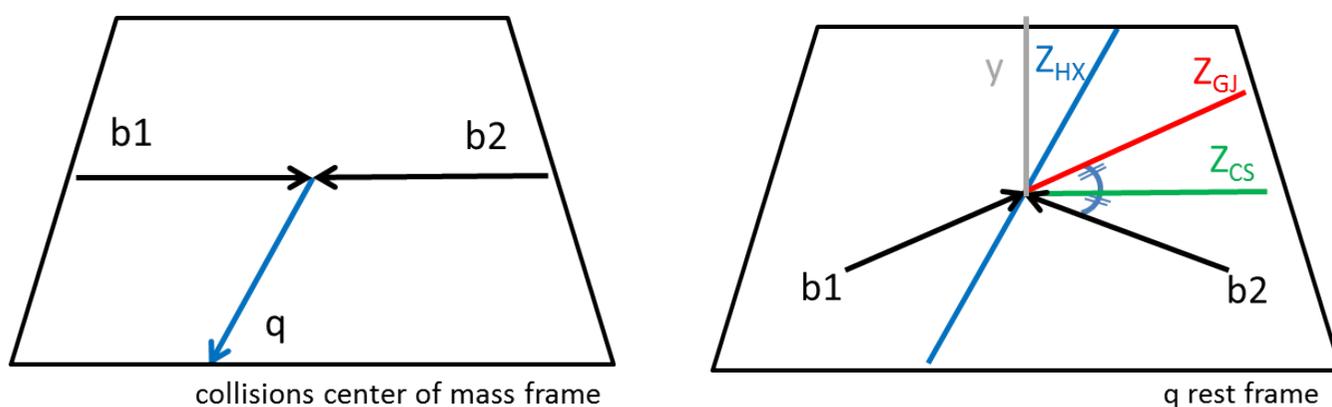


図 6 各偏極観測系の z 軸の決め方 [10]

y 軸は z 軸と衝突のビームを含む面 (production plane) に対して垂直なものを取り、すべての偏極観測系で共通である。 x 軸はそれぞれの偏極観測系で右手系になるよう y 軸と z 軸から作る。

天頂角 θ は z 軸とレプトン対の静止系で見た正の電荷を持つレプトンのなす角度、方位角 ϕ はレプトン対の静止系で見た正の電荷を持つレプトンのベクトルを xy 平面に射影したものと x 軸となす角度である。図 7 のようにとる。ここで l^+ は正の電荷を持つレプトンである。

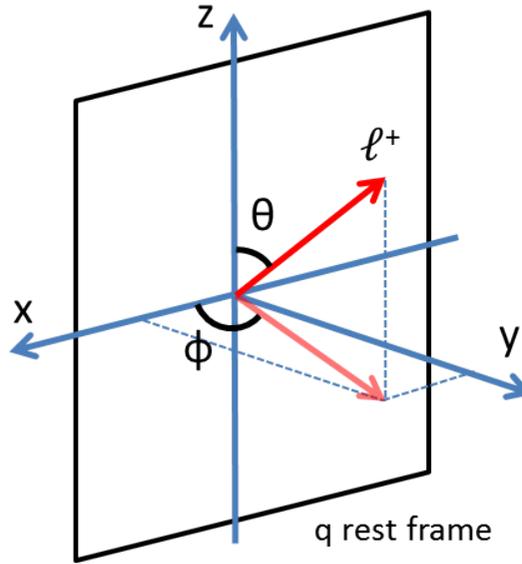


図7 天頂角と方位角の取り方 [10]

2.3 偏極パラメタの導出

実験によって得られる角度分布は式 (12) で表される。

$$W(\cos \theta, \phi) \propto \frac{1}{3 + \lambda_\theta} (1 + \lambda_{\theta} \cos^2 \theta + \lambda_\phi \sin^2 \theta \cos 2\phi + \lambda_{\theta\phi} \sin 2\theta \cos \phi) \quad (12)$$

ここから、偏極のパラメタを求めることができるが、式 (12) を $\cos \theta$ と ϕ それぞれで積分することで個別の角度分布を求めることができる。

$$W(\cos \theta) \propto 1 + \lambda_\theta \cos^2 \theta \quad (13)$$

$$W(\phi) \propto 1 + \frac{2\lambda_\phi}{3 + \lambda_\theta} \cos 2\phi \quad (14)$$

式 (12) の $\lambda_{\theta\phi}$ を求めるためには、新たに $\tilde{\phi}$ を定義する必要がある、式 (15) で定義される。

$$\tilde{\phi} = \begin{cases} \phi - \frac{3}{4}\pi & \cos \theta < 0 \text{ のとき} \\ \phi - \frac{1}{4}\pi & \cos \theta > 0 \text{ のとき} \end{cases} \quad (15)$$

$\tilde{\phi}$ の範囲が $0 \leq \tilde{\phi} < 2\pi$ のように連続していない場合、 $\tilde{\phi}$ に 2π を加算または減算し 1 つの範囲に収まるようにする。

$\tilde{\phi}$ の分布は式 (16) で表され、 $\lambda_{\theta\phi}$ を求めることができる。

$$W(\tilde{\phi}) \propto 1 + \frac{\sqrt{2}\lambda_{\theta\phi}}{3 + \lambda_{\theta}} \cos \tilde{\phi} \quad (16)$$

また、これら 3 つパラメタは角度分布における粒子数の非対称性から求めることができる (式 17)。

$$\begin{aligned} \frac{P(|\cos \theta| > 1/2) - P(|\cos \theta| < 1/2)}{P(|\cos \theta| > 1/2) + P(|\cos \theta| < 1/2)} &= \frac{3}{4} \frac{\lambda_\theta}{3 + \lambda_\theta} \\ \frac{P(\cos 2\phi > 0) - P(\cos 2\phi < 0)}{P(\cos 2\phi > 0) + P(\cos 2\phi < 0)} &= \frac{2}{\pi} \frac{2\lambda_\phi}{3 + \lambda_\theta} \\ \frac{P(\sin 2\theta \cos \phi > 0) - P(\sin 2\theta \cos \phi < 0)}{P(\sin 2\theta \cos \phi > 0) + P(\sin 2\theta \cos \phi < 0)} &= \frac{2}{\pi} \frac{2\lambda_{\theta\phi}}{3 + \lambda_\theta} \end{aligned} \quad (17)$$

λ_θ は天頂角方向の異方性を表し、 $\lambda_\theta = 0$ のとき無偏極、 $\lambda_\theta > 0$ のとき横向きの偏極、 $\lambda_\theta < 0$ のとき縦向きの偏極を表す。(図 8)

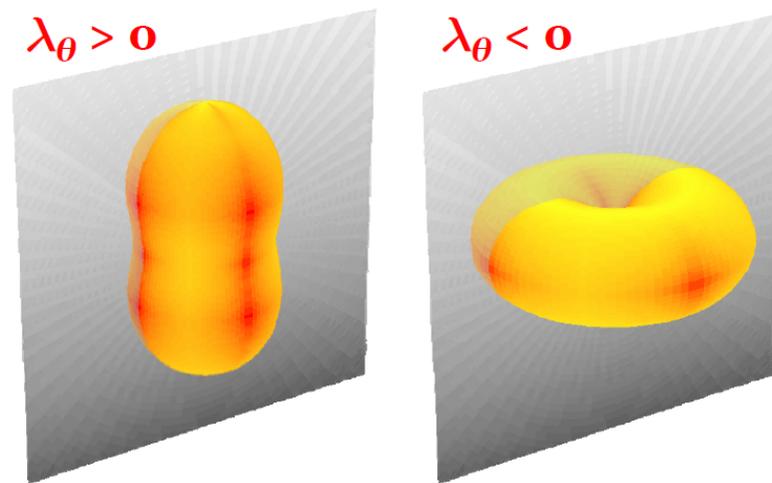


図 8 天頂角方向の異方性 [11]

λ_ϕ は方位角方向の異方性を表し、 $\lambda_\phi = 0$ のとき無偏極、 $\lambda_\phi > 0$ のとき横向きの偏極、 $\lambda_\phi < 0$ のとき縦向きの偏極を表す。(図 9)

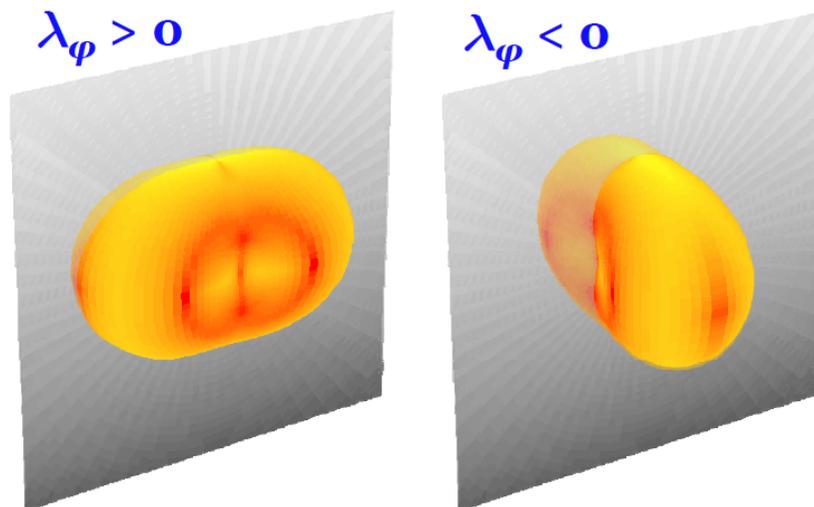


図 9 方位角方向の異方性 [11]

$\lambda_{\theta\phi}$ は良い偏極観測系を判断するために用いられる。この良い偏極観測系については後述する。

2.4 良い偏極観測系

どの偏極観測系が偏極測定に良い偏極観測系かという議論は行われている。

偏極観測系では1組のレプトン対ごとに観測を行っており、運動学が1組ごとに異なる。偏極観測系は運動学に依存しているため、事前に良い偏極観測系を決めることができない。そのため、2つ以上の偏極観測系で偏極を測定し、結果を比較するという手順を踏んでいる。

良い偏極観測系は δ と $|\lambda_\theta|$ によって決定する。 δ が最も小さく、 $|\lambda_\theta|$ が最も統計的に優位である偏極観測系が良い偏極観測系であると考えられている。

δ は式(18)で定義される。

$$\delta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\lambda_{\theta\phi}}{\lambda_\phi - \lambda_\theta} \right) \quad (18)$$

δ はy軸まわりの回転の角度を表す。角度は物理的に正しい偏極観測系からのずれを意味しており、ずれが小さい偏極観測系が良い観測系ということになる。(図10)

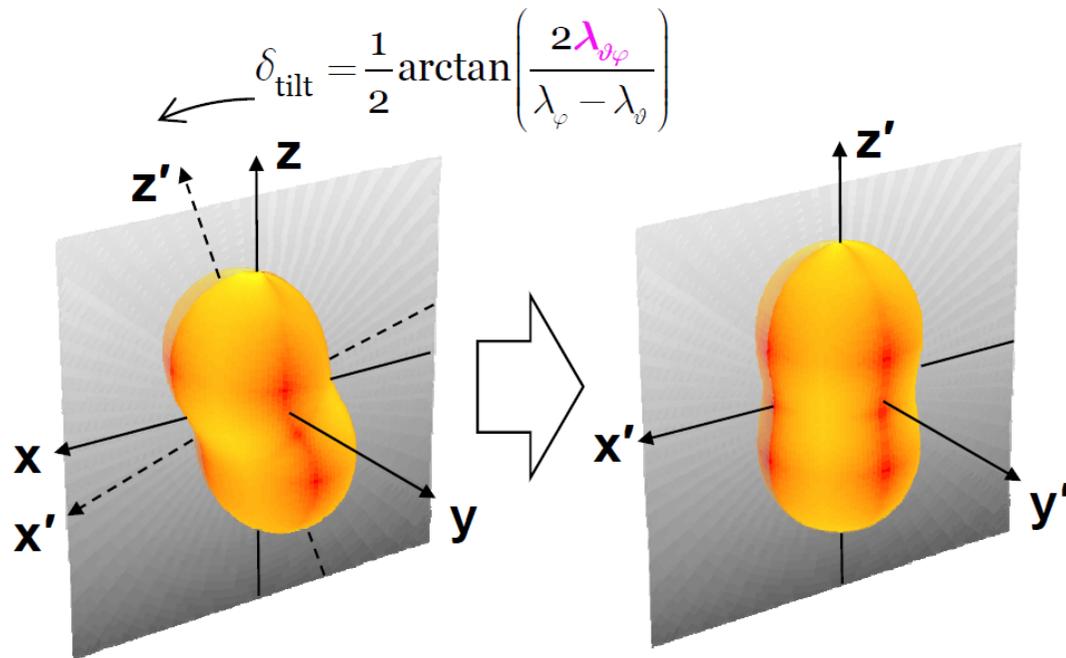


図10 左: x, y, zからなる系は物理的に正しい観測系、x', y', z'からなる系は δ ずれている、右: 良い観測系は物理的に正しい観測系からずれない [11]

3 シミュレーション

3.1 シミュレーション方法

ビーム軸を z 軸、地面と垂直な軸を y 軸、 y 軸と z 軸に垂直な軸を x 軸となる系を実験室系、実験室系をローレンツ変換し、 x' 、 y' 、 z' 軸からなり仮想光子が原点に位置する系を重心系とした。シミュレーションは以下の手順で行った。

1. 実験室系で、ある値に固定した質量と運動量をもった仮想光子を 4π [sr] に一様に飛ばし、衝突のビームと磁場を仮想光子の重心系へローレンツ変換する。ここで、磁場の向きは xy 平面で一様になるよう乱数を振った。また、ビームのエネルギーは LHC の鉛 + 鉛衝突実験の 2.76 TeV を用いた。
2. 重心系で仮想光子を電子と陽電子に崩壊させる。このとき、電子と陽電子の運動方向を互いに反平行し、磁場の向きに依存しない場合 (無偏光)、磁場の向きと垂直になる場合 (垂直偏光)、磁場の向きと平行になる場合 (平行偏光) の 3 つの物理シナリオを作る。
3. 電子と陽電子を重心系から実験室系へローレンツ変換する。
4. 得られた結果から角度を導出し、 λ_θ を求める。

3.2 アクセプタンスの考慮

実在する検出器で衝突点を 4π [sr] 覆っているものは存在せず、検出器が粒子をとらえる領域が限られてしまう。この粒子が検出できる領域をアクセプタンス (acceptance) と呼び、天頂角 (擬ラピディティ) η と方位角 ϕ [rad] で定義される。

そのため、シミュレーションでは想定する検出器の測定可能な領域を考慮し、計算する粒子を選別しなければならない。

今回は、衝突点が検出器によって 4π [sr] 覆われたシミュレーション (全領域) と ALICE で電子の測定に使用される ITS、TPC と TOF のアクセプタンス $|\eta| < 0.9$ 、 $0 \leq \phi < 2\pi$ を考慮したシミュレーション (ALICE で測定可能なラピディティ領域) を行った。

3.3 相関のない電子・陽電子対の考慮

実際に測定された電子・陽電子対には異なる親粒子から生成された相関のない電子・陽電子対が多く含まれる。これをコンビナトリアルバックグラウンド (combinatorial background) という。

一方、今回のシミュレーション手順では、同一の仮想光子から生まれた電子・陽電子対のみ計算することになる。そこで、ある仮想光子から生成された電子と別の仮想光子から生成された陽電子を組み合わせ仮想光子を再構成することで、相関のない電子・陽電子対のみの場合に見かけ上偏光が見えるか否かのシミュレーションを行った。

4 結果と考察

相関のある電子・陽電子対のシミュレーションは偏極観測系の質量と運動量の依存性を見るため、仮想光子の質量 m_{ee} と運動量 p を変化させ行った。相関のない電子・陽電子対のシミュレーションは仮想光子の質量を $300 \text{ MeV}/c^2$ 、運動量を $1.0 \text{ GeV}/c$ に固定し行った。シミュレーションの試行回数はそれぞれの物理シナリオで 100,000 回、乱数のシードはすべて同じものを使用した。

4.1 λ_θ の導出

全領域で得られた $|\cos\theta|$ の分布に式 (13) をフィットし λ_θ の値を導出した。

表 3 全領域における $m_{ee} = 300 \text{ MeV}/c^2$ 、 $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ のときの各偏極観測系での λ_θ

	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.03
垂直偏光	0.95 ± 0.02	0.63 ± 0.02	1.20 ± 0.03
平行偏光	-1.191 ± 0.003	-0.945 ± 0.004	-1.066 ± 0.002

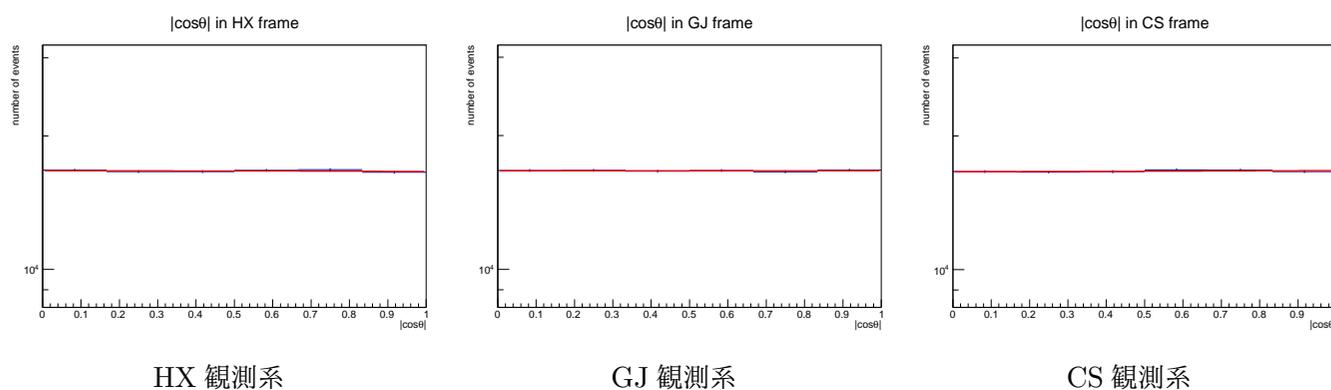


図 11 無偏光の場合の各偏極観測系での $|\cos\theta|$ 分布

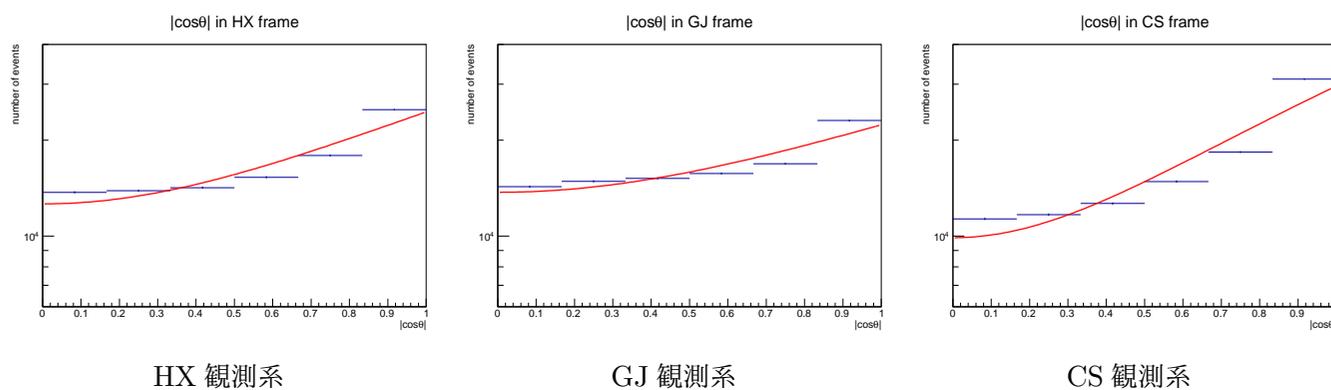


図 12 垂直偏光の場合の各偏極観測系での $|\cos\theta|$ 分布

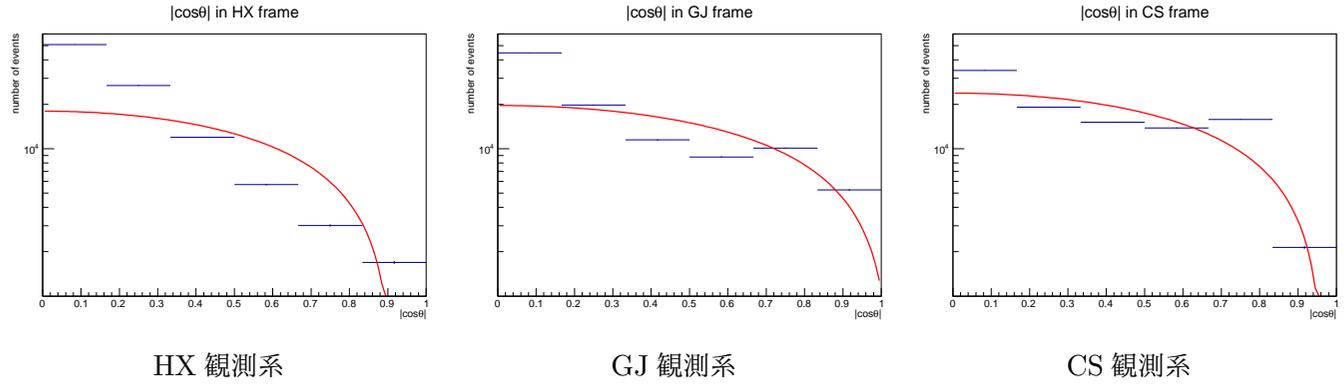


図 13 平行偏光の場合の各偏極観測系での $|\cos\theta|$ 分布

すべての偏極観測系で無偏光 (図 11) の場合はフィットできているが、垂直偏光 (図 12) と平行偏光 (図 13) の場合フィットできていない。

一般に偏極を測定する際は、式 (13) を用いられるが、フィットできていないため、今回は式 (17) を用いることにした。

4.2 相関のある電子・陽電子対

4.2.1 全領域

まず、 $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 4 全領域において $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	210	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	300	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	400	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01
垂直偏光	120	1.23 ± 0.02	1.04 ± 0.02	1.27 ± 0.02
	210	1.01 ± 0.02	0.71 ± 0.02	1.58 ± 0.03
	300	0.84 ± 0.02	0.53 ± 0.02	1.89 ± 0.03
	400	0.69 ± 0.02	0.45 ± 0.02	2.01 ± 0.03
平行偏光	120	-1.6844 ± 0.0007	-1.650 ± 0.001	-0.667 ± 0.007
	210	-1.624 ± 0.001	-1.391 ± 0.003	-0.810 ± 0.06
	300	-1.541 ± 0.002	-1.225 ± 0.004	-0.981 ± 0.005
	400	-1.430 ± 0.003	-1.105 ± 0.005	-1.179 ± 0.004

次に、 $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 5 全領域において $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	210	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	300	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	400	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.02
垂直偏光	120	1.38 ± 0.03	1.31 ± 0.03	1.10 ± 0.02
	210	1.27 ± 0.02	1.11 ± 0.02	1.22 ± 0.02
	300	1.15 ± 0.02	0.91 ± 0.02	1.38 ± 0.03
	400	1.02 ± 0.02	0.74 ± 0.02	1.55 ± 0.03
平行偏光	120	-1.7064 ± 0.0003	-1.7062 ± 0.0003	-0.609 ± 0.008
	210	-1.6914 ± 0.0006	-1.6713 ± 0.0008	-0.649 ± 0.008
	300	-1.6679 ± 0.0009	-1.588 ± 0.002	-0.709 ± 0.007
	400	-1.632 ± 0.001	-1.416 ± 0.003	-0.793 ± 0.007

次に、 $p = 3.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 6 全領域において $p = 3.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.01
	210	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	300	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	400	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01
垂直偏光	120	1.43 ± 0.03	1.39 ± 0.03	1.07 ± 0.02
	210	1.35 ± 0.03	1.27 ± 0.02	1.12 ± 0.02
	300	1.28 ± 0.03	1.13 ± 0.02	1.20 ± 0.02
	400	1.19 ± 0.02	0.97 ± 0.02	1.32 ± 0.03
平行偏光	120	-1.7110 ± 0.0002	-1.7109 ± 0.0002	-0.597 ± 0.008
	210	-1.7034 ± 0.0004	-1.7028 ± 0.0004	-0.617 ± 0.008
	300	-1.6934 ± 0.0006	-1.6768 ± 0.0008	-0.643 ± 0.008
	400	-1.6775 ± 0.0008	-1.627 ± 0.001	-0.684 ± 0.007

最後に、 $p = 4.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 7 全領域において $p = 4.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.01
	210	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	300	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
	400	0.00 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
垂直偏光	120	1.46 ± 0.03	1.43 ± 0.03	1.04 ± 0.02
	210	1.40 ± 0.03	1.35 ± 0.03	1.09 ± 0.02
	300	1.34 ± 0.03	1.25 ± 0.02	1.13 ± 0.02
	400	1.28 ± 0.03	1.13 ± 0.02	1.20 ± 0.02
平行偏光	120	-1.7123 ± 0.0002	-1.7123 ± 0.0002	-0.592 ± 0.008
	210	-1.7083 ± 0.0003	-1.7081 ± 0.0003	-0.603 ± 0.008
	300	-1.7020 ± 0.0004	-1.6994 ± 0.0005	-0.620 ± 0.008
	400	-1.6934 ± 0.0006	-1.6768 ± 0.0008	-0.643 ± 0.008

無偏光の場合において、全ての偏極観測系は質量と運動量に依存していないことが分かる。また、垂直偏光と平行偏光の場合において、CS 観測系では運動量が大きくなるにつれ $|\lambda_\theta|$ が小さくなり、質量が大きくなるにつれ $|\lambda_\theta|$ が大きくなっており、HX 観測系と GJ 観測系では、運動量が大きくなるにつれ $|\lambda_\theta|$ が大きくなり、質量が大きくなるにつれ $|\lambda_\theta|$ が小さくなっている。

結果として、すべての偏極観測系で仮想光子の質量と運動量に依存せず、無偏光の場合において誤差の範囲内で 0、垂直偏光の場合において正の値、平行偏光の負の値をとり、3つの物理シナリオが見分けられることが分かる。

4.2.2 ALICE で測定可能なラピディティ領域

まず、 $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 8 ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	-0.13 ± 0.01	-0.14 ± 0.01	-0.01 ± 0.02
	210	-0.17 ± 0.01	-0.23 ± 0.01	-0.09 ± 0.02
	300	-0.19 ± 0.01	-0.30 ± 0.01	-0.22 ± 0.01
	400	-0.18 ± 0.02	-0.33 ± 0.01	-0.45 ± 0.01
垂直偏光	120	1.58 ± 0.04	1.44 ± 0.03	0.99 ± 0.03
	210	1.21 ± 0.03	0.94 ± 0.03	1.54 ± 0.04
	300	0.91 ± 0.03	0.49 ± 0.02	2.03 ± 0.05
	400	0.62 ± 0.03	0.18 ± 0.02	1.32 ± 0.04
平行偏光	120	-1.670 ± 0.001	-1.660 ± 0.001	-1.132 ± 0.005
	210	-1.571 ± 0.002	-1.500 ± 0.003	-1.328 ± 0.004
	300	-1.506 ± 0.003	-1.457 ± 0.003	-1.588 ± 0.002
	400	-1.422 ± 0.004	-1.389 ± 0.004	-1.7073 ± 0.0004

次に、 $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 9 ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 2.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	-0.07 ± 0.01	-0.07 ± 0.01	0.01 ± 0.02
	210	-0.11 ± 0.01	-0.13 ± 0.01	-0.01 ± 0.02
	300	-0.14 ± 0.01	-0.17 ± 0.01	-0.03 ± 0.02
	400	-0.16 ± 0.01	-0.22 ± 0.01	-0.08 ± 0.02
垂直偏光	120	1.89 ± 0.04	1.84 ± 0.04	0.67 ± 0.02
	210	1.65 ± 0.04	1.55 ± 0.04	0.91 ± 0.03
	300	1.44 ± 0.04	1.27 ± 0.03	1.17 ± 0.03
	400	1.23 ± 0.03	0.98 ± 0.03	1.48 ± 0.04
平行偏光	120	-1.7029 ± 0.0005	-1.7025 ± 0.0005	-1.024 ± 0.006
	210	-1.6804 ± 0.0009	-1.6760 ± 0.0009	-1.103 ± 0.006
	300	-1.643 ± 0.001	-1.615 ± 0.002	-1.196 ± 0.005
	400	-1.585 ± 0.002	-1.513 ± 0.003	-1.305 ± 0.004

次に、 $p = 3.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 10 ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 3.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	-0.04 ± 0.01	-0.04 ± 0.01	0.01 ± 0.02
	210	-0.08 ± 0.01	-0.08 ± 0.01	0.01 ± 0.02
	300	-0.10 ± 0.01	-0.12 ± 0.01	-0.01 ± 0.02
	400	-0.13 ± 0.01	-0.16 ± 0.01	-0.02 ± 0.02
垂直偏光	120	2.02 ± 0.04	1.99 ± 0.04	0.56 ± 0.02
	210	1.83 ± 0.04	1.77 ± 0.04	0.72 ± 0.02
	300	1.67 ± 0.04	1.58 ± 0.04	0.88 ± 0.03
	400	1.52 ± 0.04	1.36 ± 0.03	1.07 ± 0.03
平行偏光	120	-1.7096 ± 0.0003	-1.7094 ± 0.0003	-0.995 ± 0.006
	210	-1.6984 ± 0.0006	-1.6976 ± 0.0006	-1.040 ± 0.006
	300	-1.6834 ± 0.0008	-1.6801 ± 0.0009	-1.093 ± 0.006
	400	-1.659 ± 0.001	-1.644 ± 0.001	-1.161 ± 0.005

最後に、 $p = 4.0 \text{ GeV}/c$ としたときの結果を示す。

表 11 ALICE で測定可能なラピディティ領域において $p = 4.0 \text{ GeV}/c$ で質量を変化させたときの各偏極観測系での λ_θ

偏光の種類	$m_{ee} [\text{MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	120	-0.03 ± 0.01	-0.03 ± 0.01	0.01 ± 0.02
	210	-0.05 ± 0.01	-0.06 ± 0.01	0.01 ± 0.02
	300	-0.08 ± 0.01	-0.09 ± 0.01	0.01 ± 0.02
	400	-0.10 ± 0.01	-0.12 ± 0.01	-0.01 ± 0.02
垂直偏光	120	2.09 ± 0.04	2.07 ± 0.04	0.51 ± 0.02
	210	1.93 ± 0.04	1.90 ± 0.04	0.63 ± 0.02
	300	1.80 ± 0.04	1.75 ± 0.04	0.74 ± 0.02
	400	1.67 ± 0.04	1.58 ± 0.04	0.88 ± 0.03
平行偏光	120	-1.7114 ± 0.0002	-1.7114 ± 0.0002	-0.981 ± 0.006
	210	-1.7057 ± 0.0004	-1.7053 ± 0.0004	-1.013 ± 0.006
	300	-1.6964 ± 0.0006	-1.6952 ± 0.0006	-1.049 ± 0.006
	400	-1.6834 ± 0.0008	-1.6801 ± 0.0009	-1.093 ± 0.006

結果から全ての観測系において、ほとんどの不変質量、運動量で無偏光のとき 3 つのシナリオ中 0 に近い値、垂直偏光のとき正の値、平行偏光のとき負の値をとることが分かる。GJ 観測系において、 $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ $m_{ee} = 400 \text{ MeV}/c^2$ のときのみ垂直偏光が質量に従って低下している。

ALICE で測定可能なラピディティ領域においても、ほとんどすべての偏極観測系で仮想光子の質量と運動量に依存せず、無偏光の場合において誤差の範囲内で 0、垂直偏光の場合において正の値、平行偏光の負の値をとり、3 つの物理シナリオが見分けられることが分かる。

4.3 相関のない電子・陽電子対

実際に測定された電子・陽電子対には異なる親粒子から生成された相関のない電子・陽電子対が多く含まれる。そこで、相関のない電子・陽電子対のみの場合に見かけ上偏光が見えるか否かのシミュレーションを行った。

4.3.1 全領域

まず、親粒子の運動量を $1.0 \text{ GeV}/c$ 、質量を $300 \text{ MeV}/c^2$ としたときの結果を示す。表中の—は再構成した粒子の運動量・不変質量の範囲を指定していないことを表す。

表 12 全領域における $p = 1.0 \text{ GeV}/c$ 、 $m_{ee} = 300 \text{ MeV}/c^2$ のときの λ_θ

偏光の種類	$p \text{ [GeV}/c^2]$	$m_{ee} \text{ [MeV}/c^2]$	HX 観測系	GJ 観測系	CS 観測系
無偏光	1.0 - 2.0	120 - 300	-0.82 ± 0.04	-0.77 ± 0.04	0.6 ± 0.1
	—	120 - 300	1.20 ± 0.06	0.66 ± 0.04	-0.01 ± 0.03
	1.0 - 2.0	—	-1.375 ± 0.006	-0.86 ± 0.01	0.69 ± 0.04
	—	—	-0.25 ± 0.01	-0.03 ± 0.01	-0.01 ± 0.01
垂直偏光	1.0 - 2.0	120 - 300	0.04 ± 0.07	-0.05 ± 0.07	0.00 ± 0.07
	—	120 - 300	3.4 ± 0.1	1.74 ± 0.07	0.35 ± 0.04
	1.0 - 2.0	—	-1.273 ± 0.007	-0.64 ± 0.02	0.58 ± 0.04
	—	—	0.21 ± 0.01	0.35 ± 0.02	-0.12 ± 0.01
平行偏光	1.0 - 2.0	120 - 300	-1.691 ± 0.004	-1.605 ± 0.008	2.1 ± 0.2
	—	120 - 300	-1.386 ± 0.009	-1.20 ± 0.01	-0.47 ± 0.02
	1.0 - 2.0	—	-1.685 ± 0.002	-1.354 ± 0.008	1.29 ± 0.07
	—	—	-1.455 ± 0.002	-0.688 ± 0.007	0.57 ± 0.02

結果から、無偏光の場合においても親粒子と再構成した粒子不変質量と運動量の範囲を指定すると、全ての偏極観測系で偏光があるように見える。また、不変質量と運動量の範囲を指定しないと、GJ 観測系と CS 観測系では無偏光であるが、HX 観測系では見かけ上偏光がある。

4.4 相関のない電子・陽電子対での見かけ上の偏光に対する考察

少なくとも無偏光で崩壊させた場合、相関のない電子・陽電子対では偏光がないと考えていたが、3つの物理シナリオすべてにおいて見かけ上の偏光がある。ここでは、無偏光で崩壊させたときに現れる見かけ上の偏光について考察する。

まず、不変質量と運動量の範囲を指定した場合を考える。

全領域で再構成した粒子の不変質量と運動量の範囲を指定した場合における各偏極観測系での角度分布が図 14 である。

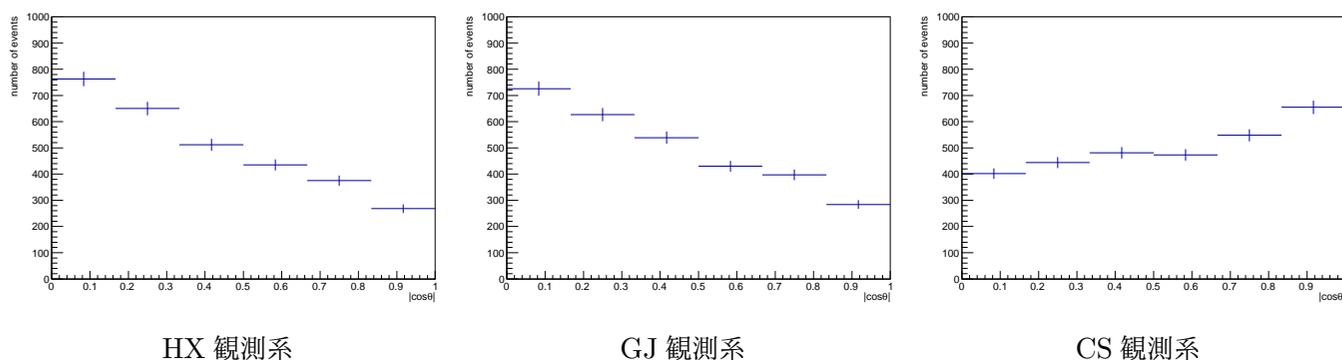


図 14 無偏光の場合の各偏極観測系での $|\cos \theta|$ 分布

実験室系における陽電子の運動量を図 15 に示す。図から運動量がほとんど一様に分布していることが分かる。

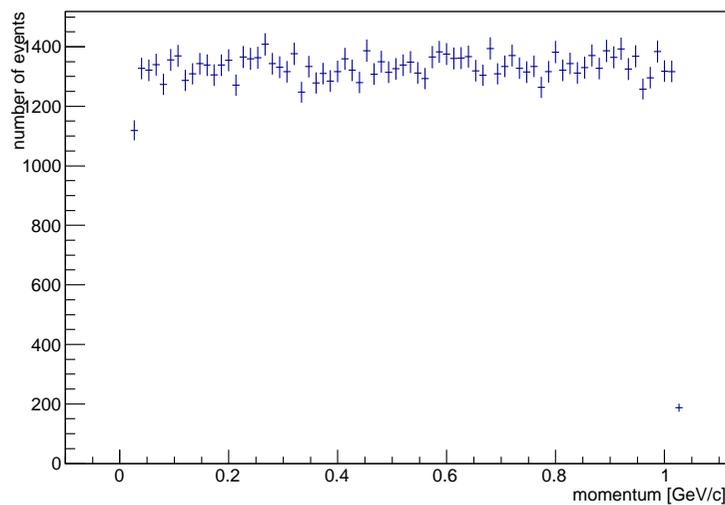


図 15 実験室系における陽電子の運動量

実験室系における電子と陽電子の運動量の相関を図 16 に示す。図から一様に分布していることが分かる。

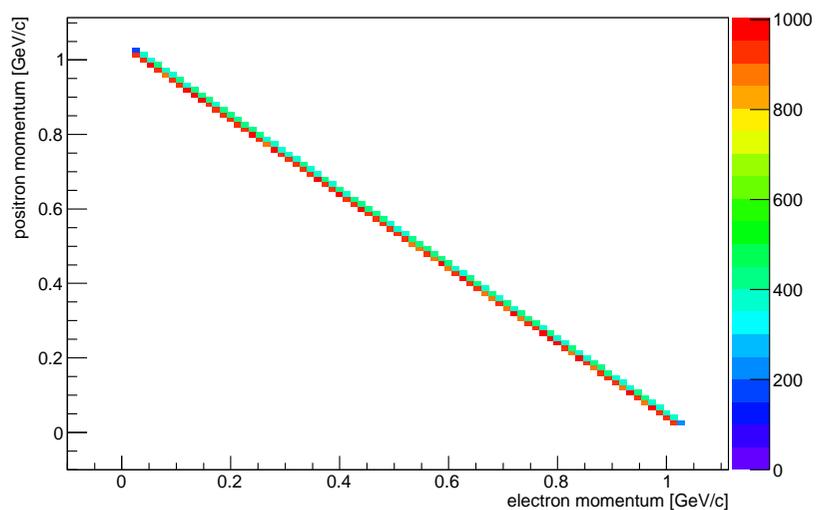


図 16 実験室系における電子の運動量と陽電子の運動量の相関

しかし、再構成した粒子の不変質量と運動量の範囲を指定すると、実験室系における電子と陽電子の運動量の相関が一様ではなくなる (図 17)。

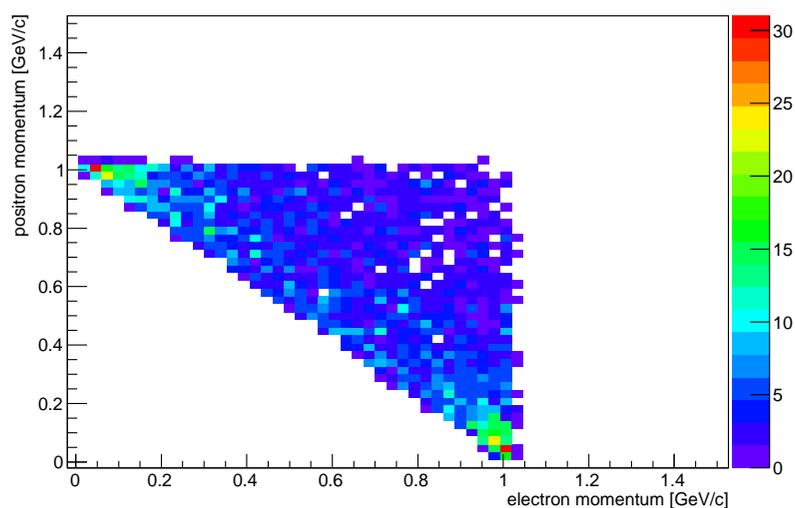


図 17 再構成した粒子の不変質量と運動量の範囲を指定した場合の実験室系における電子と運動量の相関

また、再構成した粒子の運動量と不変質量の範囲を指定したとき、再構成した粒子と電子とのなす角 (θ_e) と再構成した粒子と陽電子とのなす角 (θ_p) の相関が図 18 である。

図 18 から 2 つの角度 (θ_e と θ_p) の大きさが近い電子・陽電子対が多いことが分かる。

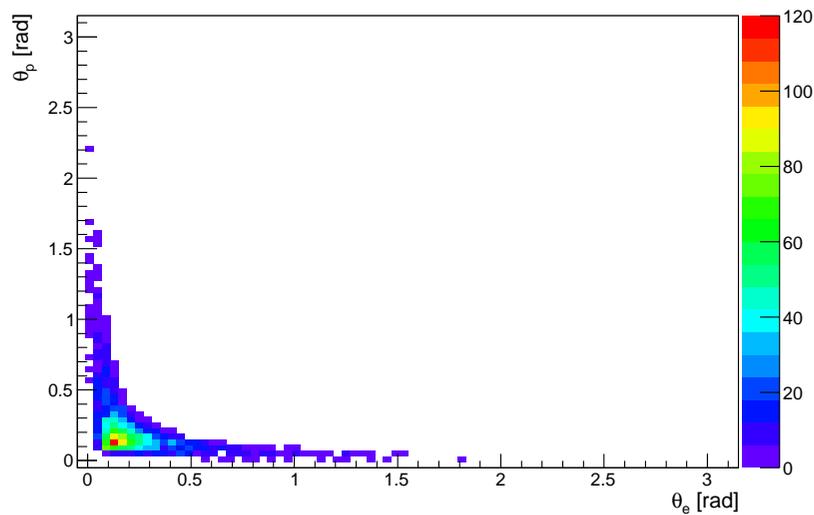


図 18 再構成した粒子と電子とのなす角と再構成した粒子と陽電子とのなす角の相関

以上のことから、再構成した粒子と電子とのなす角と再構成した粒子と陽電子とのなす角が等しく、電子の運動量の大きさと陽電子の運動量の大きさが等しい場合を考える。このとき、実験室系における相関のない電子・陽電子対を重心系へローレンツ変換すると、HX 観測系の z 軸と陽電子のなす角 θ が大きくなり $\pi/2$ rad 程度となると考えられる。

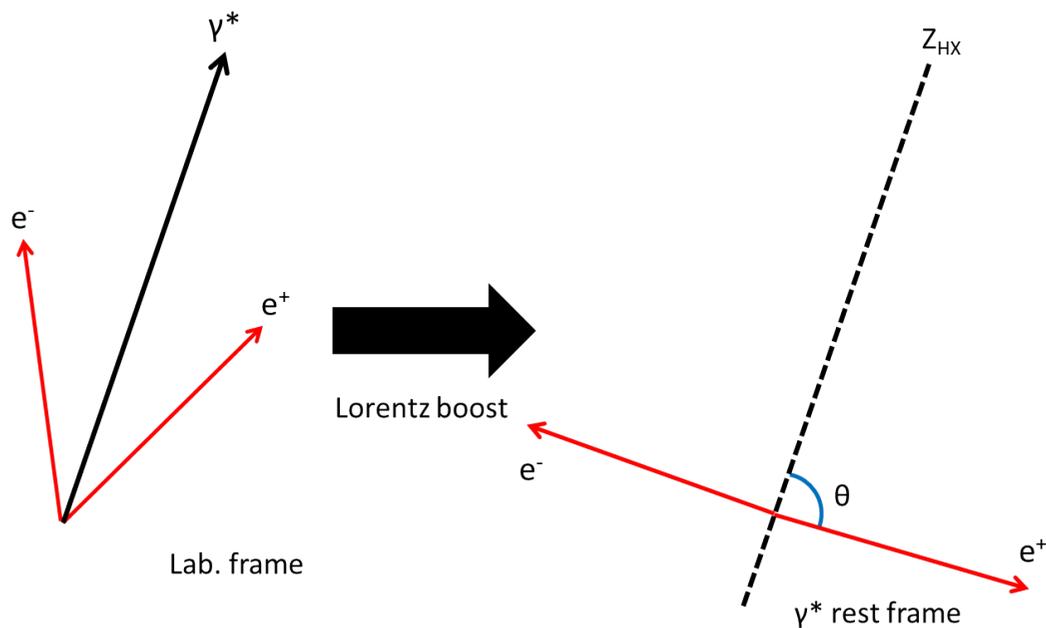


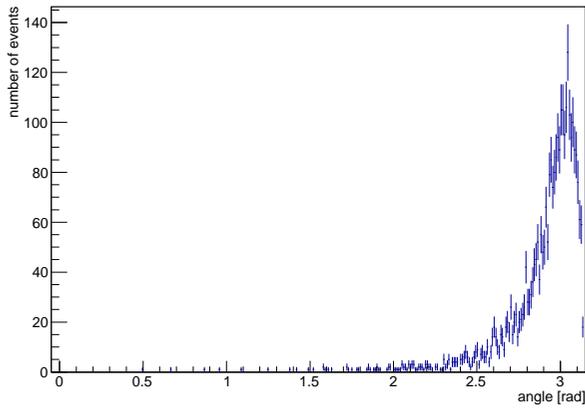
図 19 相関のない電子・陽電子対を実験室系から重心系へローレンツ変換した際の角度関係

このように再構成した粒子の運動量と不変質量の範囲を指定した場合、HX 観測系に運動学によって見かけ上の偏光が現れると考えられる。

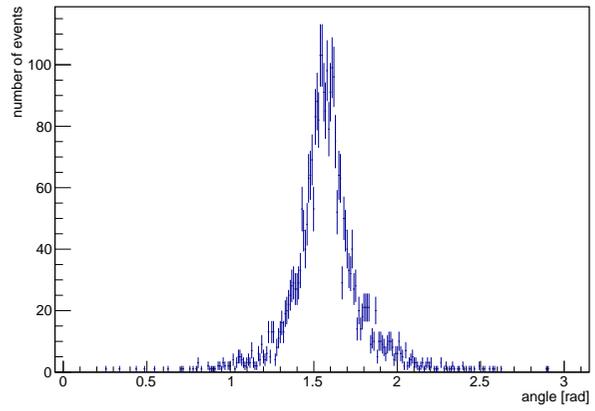
また、GJ 観測系と CS 観測系の z 軸は、HX 観測系の z 軸回りに偏って存在する。(図 20)

図 20 から、GJ 観測系の z 軸は HX 観測系の z 軸から π rad ずれているものが多く、CS 観測系の z 軸は HX 観測系の z 軸から $\pi/2$ rad ずれているものが多いことが分かる。

軸が偏っているため、図 14 において、HX 観測系での角度分布が右肩下がりなら、GJ 観測系で右肩下がり、



GJ 観測系



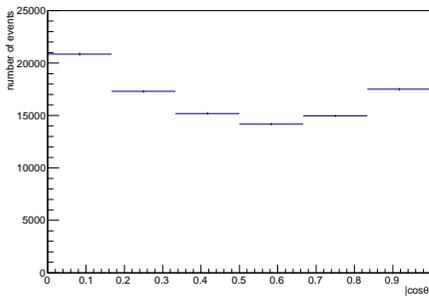
CS 観測系

図 20 偏極観測系の z 軸と HX 観測系の z 軸とのなす角

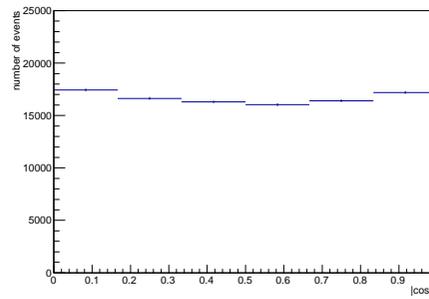
CS 観測系で右肩上がりとなると考えられる。

次に、不変質量と運動量の範囲を指定しない場合を考える。

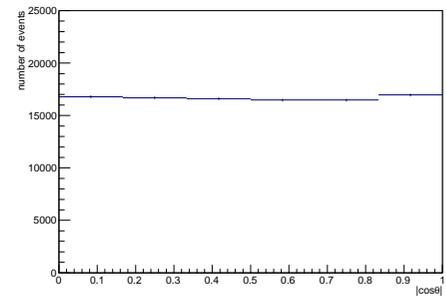
全領域で不変質量と運動量の範囲を指定しない場合における各偏極観測系での角度分布が図 14 である。



HX 観測系



GJ 観測系

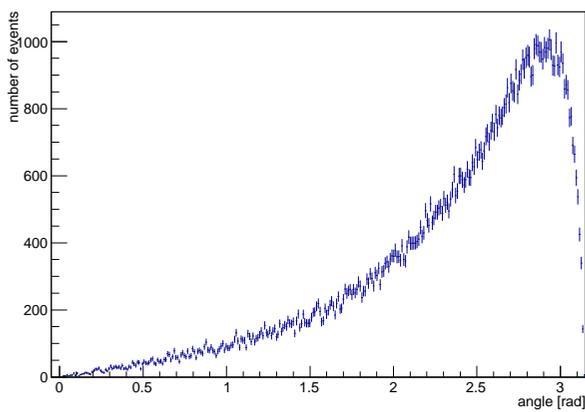


CS 観測系

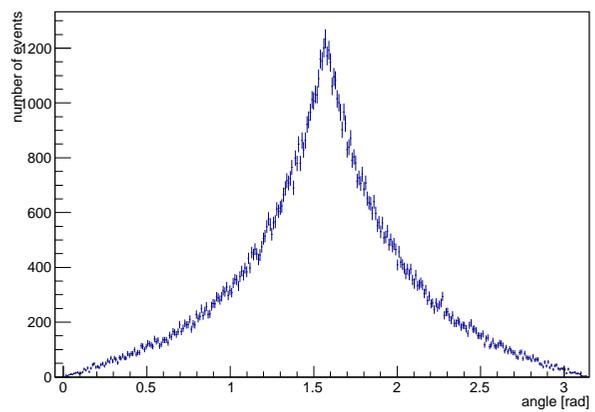
図 21 無偏極の場合の各偏極観測系での $|\cos\theta|$ 分布

不変質量と運動量の範囲を指定しない場合での HX 観測系の角度分布 (図 21) は、不変質量と運動量の範囲を指定した場合の角度分布 (図 14) に比べ偏りが小さいことが分かる。

偏極観測系の z 軸と HX 観測系の z 軸とのなす角が図 22 である。



GJ 観測系



CS 観測系

図 22 偏極観測系の z 軸と HX 観測系の z 軸とのなす角

不変質量と運動量の範囲を指定した場合 (図 20) に比べ、分散している。

これらが合わさることで、不変質量と運動量の範囲を指定しない場合、GJ 観測系と CS 観測系で無偏光のとき、 λ_θ が 0 になると考えられる。

HX 観測系は再構成した粒の運動量の方向が z 軸となっているため、無作為に電子と陽電子を選択したとしても運動学の影響によって見かけ上の偏光が現れると考えられる。

以上のことから、全ての偏極観測系は運動学の影響を受けるが、HX 観測系は最も運動学の影響を受けやすい偏極観測系と考えられる。

4.5 実データ解析に向けた考察

実データには、同じ衝突事象により生成された電子・陽電子対を観測した場合、相関のない電子・陽電子対が含まれている。本研究のシミュレーション結果から、相関のない電子・陽電子対においても見かけ上の偏光があるため、この成分を差し引かなければならないことを見出した。相関のない電子・陽電子対による成分を差し引くため、イベントミキシング法と呼ばれる異なる衝突事象により生成された電子と陽電子を組み合わせる手法がある。イベントミキシング法を用いて、相関のない電子・陽電子対による影響を見積り、仮想光子の偏光が含まれていると考えているシグナルと比を取ればよいと考えられる。これは今後の課題である。

また、実データには、他の粒子に由来する電子・陽電子対も含まれている。本研究で行ったシミュレーションでは、仮想光子のみを電子・陽電子対へ崩壊させたため、他の粒子由来電子・陽電子対は含まれていない。そこで、 π^0 、 η などの様々な粒子に由来する電子・陽電子対を含めたシミュレーションを行い影響を見積もる必要がある。この様々な粒子を混合させたシミュレーションはカクテルシミュレーション (cocktail simulation) と呼ばれている。カクテルシミュレーションを行い、偏極観測系を用いた仮想光子偏光の測定にどれだけの影響があるか見積もる必要があり、今後の課題である。

5 結論

本研究では、シミュレーションにより3つの偏極観測系を用いた場合の、強磁場による仮想光子偏光の検出可能性について議論した。

まず、全領域と ALICE で測定可能なラピディティ領域において相関のある電子・陽電子対のシミュレーションを行った。その結果、すべての偏極観測系でアクセプタンス、不変質量と運動量に関係なく、無偏光、磁場の向きと垂直な偏光、磁場の向きと平行な偏光の3つの物理シナリオの検出が可能であるとの結論が導かれた。

また、全領域において相関のない電子・陽電子対のシミュレーションを行い、再構成した粒子の不変質量と運動量の範囲を指定することで無偏光で崩壊させた場合においても、運動学の影響により見かけ上の偏光が現れ、3つの偏極観測系はすべて運動学の影響を受けるが、特に HX 観測系は運動学の影響を受けやすく、扱うには注意が必要である。

実データを扱うにあたり、相関のない電子・陽電子対と他の粒子に由来する電子・陽電子対の影響を考慮しなければならず、今後の課題である。

以上のことを踏まえ、強磁場の直接的検出に向けて解析を行っていく予定である。

謝辞

杉立先生には、研究室ミーティングにおいて、研究の方法・手順について多くの指摘と助言をいただき本研究について理解を深めることができました。志垣先生は本研究のきっかけを与えていただきました。ミーティングにおいて、研究の方向性や行うべきことなどについてアドバイスをいただきました。本間先生には、前期のラボ・エクササイズで実験を行うために必要な考え方を教えていただきました。また研究室ミーティングにおいて、理解が不足しているところを指摘していただき、研究についてより深く理解することができました。三好先生にはセミナーを担当していただき、原子核物理について学ぶことができました。

研究室の先輩方には、様々な相談にのっていただきました。特に星野さん、谷崎さん、上田さんにはお世話になりました。星野さんには、研究について分からないところがあると丁寧に教えていただきました。谷崎さんには、強磁場の物理や解析方法、プログラミングなど教えていただきました。上田さんにはシミュレーション方法について教えていただき、研究を円滑に進めることが出来ました。同期の方々には、セミナーとラボ・エクササイズでお世話になりました。皆様、ありがとうございました。

参考文献

- [1] 素粒子物理学の基礎 I/II 長島順清 著 朝倉書店
- [2] The Review of Particle Physics, Particle Data Group
- [3] LHC ALICE 実験 -ALICE JAPAN- <http://alice-j.org/>
- [4] 辻亜紗子 平成 25 年度 広島大学大学院理学研究科修士論文
- [5] M. Jacob and G.C. Wick, Ann. Phys. 7, 404(1959)
- [6] E.L. Berger, J.T. Donohue, S. Wolfram, Phys. Rev. D 17, 858(1978)
- [7] C.S. Lam and W.K. Tung, Phys. Rev. D 18, 2447(1978)
- [8] K. Gottfried and J.D. Jackson, Nuovo Cim. 33, 309(1964)
- [9] J.C. Collins and D.E. Soper, Phys. Rev. D 16, 2219(1977)
- [10] P. Faccioli, C. Lourenço, J. Seixas and H.K. Wöhri, Eur. Phys. J. C 69, 657(2010)
- [11] P. Faccioli et al., J/ψ polarization measurements revisited, Int. Workshop on Heavy Quarkonia 2008
- [12] The ALICE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 108, 082001(2012)
- [13] P. Faccioli, C. Lourenço, J. Seixas and H.K. Wöhri, Phys. Rev. Lett. 102, 151802(2009)
- [14] 原子核物理学 永江知文・永宮正治 共著 裳華房
- [15] 素粒子・原子核物理入門 改訂新版 B. ポッフ・K. リーツ・C. ショルツ・F. サッチャ 著 柴田利明 訳
シュプリンガー・ジャパン

付録1 ドレール-ヤン過程

陽子 (またはハドロン) と陽子の反応において、ミューオン対を作る過程のことをドレール-ヤン過程という (式 (19))。ここで X は数多くのハドロンを意味する。

$$p(\text{or } \pi \text{ or } \bar{p}) + p \longrightarrow \mu^+ + \mu^- + X \quad (19)$$

一方の陽子のクォークがもう一方の陽子の反クォークと対消滅し、仮想光子が生成され、その仮想光子がミューオン対に崩壊するというものである。

付録2 アインシュタインの関係式

粒子の速度 v が光の速さに比べ十分小さいとき非相対論的近似が成り立ち、質量を m とすると運動量 \mathbf{p} とエネルギー E は以下のようになる。

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} \quad (20)$$

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m} \quad (p = |\mathbf{p}|) \quad (21)$$

しかし、速度が光の速さに近い場合、相対論で扱わなければならないアインシュタインの関係式と呼ばれる式で表される。

$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (22)$$

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (23)$$

アインシュタインの関係式は粒子の質量が 0 でないことが前提である。ただし、運動量とエネルギーをすでに知っている場合、次の式で質量と運動量を定義できる。

$$E^2 = (\mathbf{p}c)^2 + (mc^2)^2 \quad (24)$$

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}c^2}{E} \quad (25)$$

これらの式は、質量が 0 の粒子に対しても成り立つ。質量が 0 の場合 $E = pc$ なので、粒子の速さは光速と等しくなる。

付録3 ローレンツ変換

ある系 K に対して x 方向に速度 v で動いている系 K' を仮定する。 K で測った 4 元ベクトルを $\mathbf{V} = (t, x, y, z)$ 、 K' で測った 4 元ベクトルを $\mathbf{V}' = (t', x', y', z')$ とすると、 \mathbf{V}' は

$$\mathbf{V}' = \begin{bmatrix} t' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix} \equiv \mathbf{L}\mathbf{V} \quad (26)$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (27)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (28)$$

で与えられる。このような変換をローレンツ変換という。

K に対して速度 \mathbf{v} で動いている系 K' を仮定する。この場合、式 (26) の \mathbf{L} を K' の動いている向きへ回転させれば良い。回転後の \mathbf{L} を \mathbf{L}' とすると

$$\mathbf{L}' = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma\beta_x & -\gamma\beta_y & -\gamma\beta_z \\ -\gamma\beta_x & 1 + (\gamma-1)\frac{\beta_x^2}{\beta^2} & (\gamma-1)\frac{\beta_x\beta_y}{\beta^2} & (\gamma-1)\frac{\beta_x\beta_z}{\beta^2} \\ -\gamma\beta_y & (\gamma-1)\frac{\beta_x\beta_y}{\beta^2} & 1 + (\gamma-1)\frac{\beta_y^2}{\beta^2} & (\gamma-1)\frac{\beta_y\beta_z}{\beta^2} \\ -\gamma\beta_z & (\gamma-1)\frac{\beta_x\beta_z}{\beta^2} & (\gamma-1)\frac{\beta_y\beta_z}{\beta^2} & 1 + (\gamma-1)\frac{\beta_z^2}{\beta^2} \end{bmatrix} \quad (29)$$

$$\boldsymbol{\beta} = (\beta_x, \beta_y, \beta_z) \quad (30)$$

$$= \left(\frac{v_x}{c}, \frac{v_y}{c}, \frac{v_z}{c} \right) \quad (31)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (32)$$

となる。

K' から K へのローレンツ変換は式 (26) での β を $-\beta$ とすれば良い。

また、ローレンツ変換は 4 元運動量 $\mathbf{P} = (E, p_x, p_y, p_z)$ に対しても成り立つ。 x 方向に運動量 p で動いているとすると、式 (26) の β を

$$\beta = \frac{p}{E} \quad (33)$$

とする。これらは、式 (29) についても同様である

電磁場のローレンツ変換はテンソルを用いて計算する。電磁場テンソル $F^{\mu\nu}$ は電場 $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ と磁場 $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ を用いると式 (34) で表される。

$$F^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & E_x/c & E_y/c & E_z/c \\ -E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix} \quad (34)$$

実験室系での電磁場テンソルを $F^{\mu\nu}$ 、重心系での電磁場テンソル $F'^{\mu\nu}$ をとすると、 \mathbf{L} を用いて

$$F'^{\mu\nu} = \mathbf{L}F^{\mu\nu}\mathbf{L}^t \quad (35)$$