

修士論文

核子対あたり 2.76TeV 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

広島大学理学研究科物理科学専攻

クォーク物理学研究室

M123645

辻 亜紗子

指導教官 志垣 賢太 准教授

主査 志垣 賢太 准教授

副査 吉田 道利 教授

平成 26 年 2 月 10 日

## 概要

本研究の目的は、高エネルギー原子核衝突において生成される高強度磁場の直接的検出である。強磁場の検出方法として、磁場軸に対する電子・陽電子対の崩壊面の向きに着目した仮想光子偏光測定を行った。

高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の可能性は、以前から議論されている。その強度は CERN-LHC エネルギー領域 (数 TeV) で  $10^{15}$  Tesla にも達すると予測されており、電子の臨界磁場 ( $10^{15}$  Tesla) やマグネターの表面磁場 ( $10^{11}$  Tesla) と比べると桁違いに強力な磁場である。この強磁場生成に伴い、カイラル磁気効果や非線形 QED など興味深い機構が議論されているが、それらの根幹にある強磁場の直接的検出は未だ成されていないのが現状である。

本研究では第一に、強磁場による仮想光子偏光の理論的評価を行った。外部強磁場中での真空偏極テンソルの数値計算 [1] を行い、電子・陽電子対の崩壊確率を見積もった。その結果、磁場と垂直方向に運動量を持つ仮想光子は、異方的に崩壊する、つまり、偏光することが分かり、10% オーダーの偏光が見積もられた。また、核子対あたり 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突実験において、現在までに得られた統計量で期待される有意性を見積もった結果、 $1\sigma$  のオーダーであることが分かった。これは、仮想光子の偏光測定で強磁場を検出できる可能性があることを示している。

第二に、核子対あたり 2.76 TeV の鉛+鉛原子核衝突実験で得たデータを用いて仮想光子偏光測定を行った。まず、磁場軸に対する電子・陽電子対の崩壊面を決定するための解析手法を数種類考案し、モンテカルロ計算により最適な手法を決定した。その手法を用いて仮想光子の偏光測定を行い、偏光度の中心衝突度依存性や不変質量依存性を求めた。また、無相関粒子での偏光測定も行い、強磁場検出の可能性について議論した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>7</b>
1.1	強磁場の物理	7
1.1.1	非線形 QED	7
1.1.2	強磁場中における光子の複屈折と崩壊	8
1.1.3	最近の理論的進展	9
1.2	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成	11
1.2.1	強磁場生成の原理	11
1.2.2	磁場の衝突中心度依存性と時間依存性	13
1.2.3	高エネルギー原子核衝突の時空発展と強磁場の寿命	14
1.2.4	高エネルギー原子核衝突による強磁場下での物理現象	16
1.3	直接仮想光子を用いた偏光測定	18
1.3.1	高エネルギー原子核衝突における直接光子生成	18
1.3.2	仮想光子法を用いた直接光子測定	20
1.3.3	仮想光子法を用いた偏光測定の提案	21
1.4	研究目的	22
<b>第 2 章</b>	<b>強磁場による仮想光子偏光の理論的評価</b>	<b>23</b>
2.1	真空偏極テンソルの計算	23
2.2	強磁場の影響を考慮した電子・陽電子対生成確率	26
2.3	仮想光子の偏光度	27
2.4	強磁場の検出実現性	30
<b>第 3 章</b>	<b>実験施設, 検出器</b>	<b>32</b>
3.1	LHC 加速器	32
3.2	ALICE 実験	33
3.2.1	荷電粒子検出器群	34
3.2.2	グローバル検出器	36
<b>第 4 章</b>	<b>仮想光子偏光の測定方法</b>	<b>38</b>
4.1	磁場軸の決定	38
4.2	偏光度の測定	39
4.2.1	偏光度の定義	39
4.2.2	磁場軸に対する崩壊面の向きを表す運動学変数	40
4.2.3	ALICE 検出器のアクセプタンスを考慮した偏光測定	43

<b>第 5 章</b>	<b>モンテカルロ計算による運動学変数の定量評価</b>	<b>44</b>
5.1	モンテカルロ計算による仮想光子の電子・陽電子対崩壊	44
5.2	崩壊面の角度分布	46
5.2.1	アクセプタンスを考慮しない場合	46
5.2.2	ALICE アクセプタンスを考慮した場合	48
5.3	各変数で計算した偏光度の結果	50
<b>第 6 章</b>	<b>解析</b>	<b>52</b>
6.1	データセット	52
6.2	衝突事象の選択	52
6.3	中心衝突度の測定	52
6.4	反応平面の測定	53
6.5	電子測定	54
6.5.1	荷電粒子の飛跡再構成	54
6.5.2	電子識別	54
6.6	電子対の選択	55
6.6.1	コンバージョンによる電子対の除去	55
6.6.2	無相関な電子対の考慮	55
6.7	不変質量分布	56
6.8	崩壊面の角度分布	57
<b>第 7 章</b>	<b>結果と考察</b>	<b>58</b>
7.1	アクセプタンスを考慮する前の偏光度	58
7.2	アクセプタンスを考慮した偏光度	61
7.3	モンテカルロ計算と実験データの比較	63
7.4	考察	64
<b>第 8 章</b>	<b>結論</b>	<b>66</b>
付録 A	高エネルギー原子核衝突の基礎知識	67
付録 B	二項分布の誤差	71
	謝辞	72
	参考文献	74

# 目次

1.1	強磁場中の電子の伝搬関数. . . . .	8
1.2	強磁場中における光子の真空偏極のダイアグラム. . . . .	8
1.3	光子の縦運動量と磁場の強さでみた真空偏極テンソルの理論解釈が得られている領域をしめしたもの [5]. . . . .	10
1.4	高エネルギー原子核衝突での強磁場生成の様子. . . . .	12
1.5	原子核衝突の数値シミュレーション [44] による磁場の中心衝突度依存性と時間依存性. . . . .	13
1.6	Glauber 模型による, 衝突直後に participants が作る磁場の衝突径数依存性と衝突エネルギー依存性. . . . .	14
1.7	高エネルギー原子核衝突の時間発展の略図. . . . .	15
1.8	ログスケールでの磁場の時間依存性. 臨界磁場, QGP ができる時間を比較している. . . . .	15
1.9	光子分裂のダイアグラム . . . . .	17
1.10	高エネルギー原子核衝突の時空発展に伴う光子生成機構の横運動量との関係. . . . .	18
1.11	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. . . . .	19
1.12	直接光子の理論計算 [22] と ALICE 実験で測定された直接仮想光子 [24]. . . . .	20
1.13	電子陽電子対の不変質量分布 [26]. . . . .	21
2.1	$r < 1$ の時に真空偏極テンソルの形状因子 $N1$ を電子に対して 1 ループ計算した結果 [1]-Fig.4. . . . .	24
2.2	$r > 1$ での真空偏極テンソルの形状因子 $N1$ を電子に対して 1 ループ計算した実部の結果 [1]-Fig.5. . . . .	25
2.3	$r > 1$ での真空偏極テンソルの形状因子 $N1$ を電子に対して 1 ループ計算した虚部の結果 [1]-Fig.5. . . . .	25
2.4	初期状態から, 仮想光子が放射されて磁場の影響を受け, 磁場を通りぬけた後に電子・陽電子に崩壊し, 終状態になるまでの様子. . . . .	26
2.5	仮想光子が電子・陽電子に崩壊する様子. 赤は磁場と垂直に, 青は磁場と平行に崩壊面を成している. 赤と青の比をとることで偏光度を求める. . . . .	27
2.6	仮想光子が磁場と平行な運動量を持つ場合の電子・陽電子対の生成確率を横方向運動量依存性. 赤線が磁場と垂直に崩壊した場合, 青線は平行に崩壊した場合を示している. 仮想光子の不変質量は $M_{ee} = 200MeV/c^2$ , 磁場の強さは $B = 10^{15}Tesla$ . . . . .	28
2.7	仮想光子が磁場と垂直な運動量を持つ場合の電子・陽電子対の生成確率を横方向運動量依存性. 赤線が磁場と垂直に崩壊した場合, 青線は平行に崩壊した場合を示している. 仮想光子の不変質量は $M_{ee} = 200MeV/c^2$ , 磁場の強さは $B = 10^{15}Tesla$ . . . . .	28
2.8	仮想光子の偏光度を求めた結果 . . . . .	29
2.9	仮想光子の偏光度を求めた結果 . . . . .	30

3.1	地下 100m に設置されている LHC 加速器.	32
3.2	LHC 加速器で行われている実験とビームの経路図.	33
3.3	ALICE 実験検出器群 [29].	34
3.4	ITS(Inner Tracking System).	34
3.5	TPC(Time Projection Chamber)[30].	35
3.6	TPC で測定されたエネルギー損失 $dE/dx$ と運動量の関係 [30]	35
3.7	TOF で測定された各粒子の速度 $\beta = v/c$ と運動量の関係.	36
3.8	V0 検出器.	37
3.9	T0 検出器.	37
4.1	左：反応平面の角度 $\Psi_{RP}$ と粒子の方位角 $\phi$ の関係. 右：反応平面からの角度と磁場との関係.	39
4.2	磁場と垂直の方向に電子・陽電子対が崩壊する様子. 緑は崩壊面が磁場と平行な場合, 橙は垂直な場合を示している.	39
4.3	磁場と平行の方向に電子・陽電子対が崩壊する様子.	40
4.4	磁場軸に対する崩壊面の向きを表す 4 つの変数.	41
4.5	変数 1 の場合の反応平面からみた仮想光子の方位角と電子・陽電子対の崩壊面の角度の二次元プロット.	42
5.1	電子・陽電子対の三次元分布.	45
5.2	反応平面の角度分布.	45
5.3	反応平面からの仮想光子の方位角分布.	45
5.4	無偏光の場合の崩壊面の角度分布.	46
5.5	垂直に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.	47
5.6	平行に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.	47
5.7	無偏光の場合の崩壊面の角度分布.	48
5.8	垂直に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.	49
5.9	平行に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.	49
5.10	アクセプタンス 100% を仮定した場合での各変数で計算した偏光度.	50
5.11	ALICE 検出器のアクセプタンスを考慮した場合の各変数で計算した偏光度.	51
6.1	ALICE 実験で定義されている VZERO 検出器の多重度と中心衝突度の関係 [9].	53
6.2	左：VZERO-C 検出器で測定した中心衝突度 0~10% における反応平面の角度分布. 右：中心衝突度.	54
6.3	TPC で測定したエネルギー損失と運動量の関係. 左は TOF のカット前, 右がカット後.	55
6.4	電子・陽電子対の不変質量分布	56
6.5	中心衝突度 0~10% における各変数で測定した崩壊面の角度分布.	57
7.1	$120 < M_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$ におけるアクセプタンスを考慮する前の偏光度. 左：仮想光子の運動量が磁場と垂直の場合. 右：仮想光子の運動量が磁場と平行の場合.	59
7.2	$0 < M_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$ におけるアクセプタンスを考慮する前の偏光度. 右：仮想光子の運動量が磁場と平行の場合.	60

7.3	左：変数 2 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性. 右：変数 3 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性. ▼・実線は同じ衝突事象内の電子・陽電子で測定した偏光度で, △・点線は異なる事象の電子・陽電子で測定した偏光度. . . . .	61
7.4	左：変数 1 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性. 右：変数 4 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性. ▼・実線は同じ衝突事象内の電子・陽電子で測定した偏光度で, △・点線は異なる事象の電子・陽電子で測定した偏光度. . . . .	62
7.5	実験データとモンテカルロ計算の比較. . . . .	63
7.6	実験データとモンテカルロ計算の比較を (-0.2,0.2) の範囲で拡大したもの. . . . .	64
A.1	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 [37]. . . . .	67
A.2	原子核衝突の衝突前後の様子 [37]. . . . .	68
A.3	モンテカルロシミュレーションによる $N_{binary}$ と $N_{part}$ の衝突径数依存性 [39]. . . . .	69
A.4	net-proton の rapidity 分布 [45] . . . . .	70

# 表 目 次

1.1	現在の宇宙に存在する磁場と高エネルギー原子核衝突における強磁場の比較 [10]. . .	12
2.1	統計的有意性を見積もるために用いた数値の一覧. . . . .	31
4.1	磁場との向き of 定義. . . . .	42
6.1	各中心衝突における統計量. . . . .	53
6.2	各中心衝突における統計量のヒストグラム. . . . .	53



# 第1章 序論

高エネルギー原子核衝突において宇宙最高強度の磁場が生成されている可能性がある。この章ではまず、その強い場によって現れる物理現象を紹介し、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の原理とその性質について述べる。次に、本研究でのターゲットとなる直接光子とその測定法を紹介する。そして最後に、強い磁場によって現れる物理現象を利用した磁場の検出方法を提案し、本研究の目的を述べる。

## 1.1 強磁場の物理

”強い場の物理”の歴史は古く、1936年に W.Heisenberg と H.Euler が強電磁場中での非線形な有効理論を導出し [2]，続いて 1951 年に Schwinger がその結果を場の理論に再導出する [3] などして基礎が作られた。その電磁場の強さは、臨界電場や臨界磁場程度という当時では非現実的な大きさであり、強磁場中での現象を実験や観測で確かめるには不可能であった。しかし近年、大型のレーザー施設が建設中であったり、マグネターと呼ばれる臨界磁場を超える強い磁場を持つ特殊な天体が発見されるなど、実験や観測の進歩によって、強電磁場の実現に現実味が出てきた。ここでは、強磁場中で真空とは違う現象が起こり得る原理とその現象について述べ、最近の理論的進展について記述する。

### 1.1.1 非線形 QED

量子電磁力学 (QED) は、結合定数が小さいために摂動計算が可能であり、あらゆる物理量を非常に高い精度で計算することができ、実験値とも一致している。しかし、強い外場が存在すると通常の摂動展開が破綻する状況が現れる。図 (1.1) は、強磁場中の電子の伝搬関数を示している。電子の伝搬関数に対して外部磁場を摂動的に取り入れると、 $eB/m_e^2 = B/B_c$  という因子がかかる。(ここで  $B_c$  は電子の臨界磁場で、その強さは約  $4 \times 10^9$  Tesla である。e は素電荷、m は電子の質量である。) 外場を示す外線を 1 本取り入れるごとにその因子がかかるため、 $n$  次の外場の挿入がある場合は、 $(eB/m_e^2)^n$  の寄与があることがわかる。つまり、外部磁場  $eB$  が臨界磁場  $eB_c = m_e^2$  よりも強くなると、 $B/B_c > 1$  となり、外部磁場の強さが結合定数 e を補って、外部磁場について無限次の寄与を考慮する必要がでてくるのである。このような強磁場による高次の効果が効く領域の物理は、非摂動的かつ外場に対して非線形な振る舞いを示すので”非線形 QED”と呼ばれている。

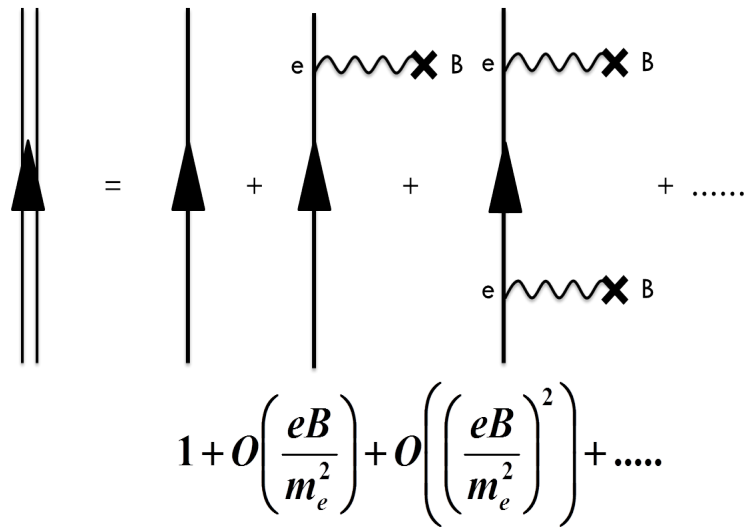


図 1.1: 強磁場中の電子の伝搬関数.

### 1.1.2 強磁場中における光子の複屈折と崩壊

強磁場中で初めて可能となる非線形 QED 効果の典型的な現象として、光子の複屈折と崩壊がある。図 (1.2) に示すように、外部磁場中の電子の 1 ループ真空偏極ダイアグラムを評価することによってその現象を得ることができる。電子の伝搬関数には、図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。強磁場中では、磁場の方向が特別な方向となり、ローレンツ対称性が破れた真空偏極テンソルの形になる。そのため、物質が存在していなくても磁場中であれば、垂直成分と平行成分で異なる応答を示すようになる (複屈折)。また、光子のエネルギーがある閾値を超えると、真空偏極テンソルに複素成分が生じ、真空中では不可能であった実光子からの電子・陽電子崩壊が、強磁場中では可能になるのである。

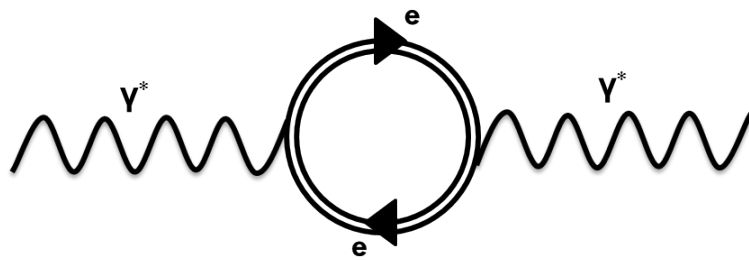


図 1.2: 強磁場中における光子の真空偏極のダイアグラム.

### 1.1.3 最近の理論的進展

図 (1.2) で示した強磁場中での真空偏極テンソル  $\Pi^{\mu\nu}$  は次のように書くことができる.

$$\Pi^{\mu\nu}(k) = \left( P^{\mu\nu} - P_{\parallel}^{\mu\nu} - P_{\perp}^{\mu\nu} \right) N_0(k) + P_{\parallel}^{\mu\nu} N_1(k) + P_{\perp}^{\mu\nu} N_2(k) \quad (1.1)$$

ここで,  $k^{\mu}$  光子の四元運動量であり,  $P^{\mu\nu}$  は以下のように定義する.

$$P^{\mu\nu} = k^2 \eta^{\mu\nu} - k^{\mu} k^{\nu}, \quad P_{\parallel}^{\mu\nu} = k_{\parallel}^2 \eta^{\mu\nu} - k_{\parallel}^{\mu} k_{\parallel}^{\nu}, \quad P_{\perp}^{\mu\nu} = k_{\perp}^2 \eta^{\mu\nu} - k_{\perp}^{\mu} k_{\perp}^{\nu}. \quad (1.2)$$

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  $k^{\mu}$  と計量テンソル  $\eta^{\mu\nu}$  は, 磁場と垂直か平行かで以下のように定義する.

$$k_{\parallel}^{\mu} = (k^0, 0, 0, k^3) = (\omega, 0, 0, k_z), \quad k_{\perp}^{\mu} = (0, k^1, k^2, 0) = (0, k_x, k_y, 0), \quad (1.3)$$

$$g_{\parallel}^{\mu\nu} = \text{diag}(1, 0, 0, -1), \quad g_{\perp}^{\mu\nu} = \text{diag}(0, -1, -1, 0), \quad (1.4)$$

$$k_{\parallel}^2 = (k^0)^2 - (k^3)^2 = \omega^2 - k_z^2, \quad (1.5)$$

$$k_{\perp}^2 = -(k^1)^2 - (k^2)^2 = -(k_x^2 + k_y^2) = -\mathbf{k}_{\perp}^2. \quad (1.6)$$

式 (1.1) の形状因子  $N_j (j = 0, 1, 2)$  は, 次のように与えられる.

$$N_j = -\frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_{0-i\varepsilon}^{\infty-i\varepsilon} dz \left[ \tilde{N}_j(z, v) e^{-i\psi(z, v)\eta - i\phi(v; r, \mu)z} - \frac{1-v^2}{z} e^{-i\frac{z}{\mu}} \right], \quad (1.7)$$

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

$$\tilde{N}_1(z, v) = (1-v^2) \cot(z), \quad (1.8)$$

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

$$\psi(z, v) = \frac{\cos(vz) - \cos(z)}{\sin(z)}, \quad (1.9)$$

$$\phi(v; r, \mu) = \frac{1 - (1-v^2)r}{\mu}, \quad (1.10)$$

ここで, 無次元化した  $\mu$ ,  $r$ ,  $\eta$  は以下のように定義した.

$$\mu = \frac{eB}{m^2}, \quad r = \frac{k_{\parallel}^2}{4m^2}, \quad \eta = \frac{2q}{\mu}, \quad q = \frac{\mathbf{k}_{\perp}^2}{4m^2}. \quad (1.11)$$

以上の外部強磁場中の光子偏極テンソルの表式は 1971 年 S.L.Adler の論文 [4] などによって得られている. しかし, これは非常に複雑な積分形の表式でしかなく, これまでの理論研究は限られた条件下での近似計算にとどまっていた. また, 激しい振動的振る舞いをするため, 数値積分による解析も限られた領域でしか実行できていなかった. (例えば, 粒子の対生成が起こらない  $k^2 < 4m^2$  の場合は解析接続によって数値的に積分が実行できている.)

最近、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 [17]. 二重積分の被積分関数を以下のような二重の無限和の形 (式 1.12 は式 1.1 の形状因子  $N_j$  と同等のもの) に展開し、二重積分を近似を用いずに解析的に実行している.

$$\chi_i = \frac{\alpha B_r}{4\pi} e^{-\eta} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{li}^n, \quad i = 0, 1, 2 \quad (1.12)$$

二重和の  $l$  と  $n$  は、フェルミオン粒子と反粒子のそれぞれのランダウ準位を示している. 真空偏極テンソルを無限二重和の形に記述したことは、ランダウ準位に対する足しあげを行うということに等しいと解釈することができる. 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.

$$r^2 = [\sqrt{m^2 + 2leB} + \sqrt{m^2 + 2(l+n)eB}]^2 \quad (1.13)$$

図 (1.3) に、これまでに真空偏極テンソルの理論解析が得られている領域を示している. 服部氏と板倉氏によって可能になったのは、青い部分であり、高エネルギー原子核衝突における光子のエネルギー領域での非線形 QED の効果が記述できるようになったといえる. また、数値計算について、今まではランダウ準位の足しあげを考慮した計算は成されておらず、最も低いランダウ準位 (Lowest Landau Level : LLL) での近似計算 [6]-[8] しか行われていなかったが、本研究でランダウ準位の無限次までの足しあげの数値計算が可能となった.

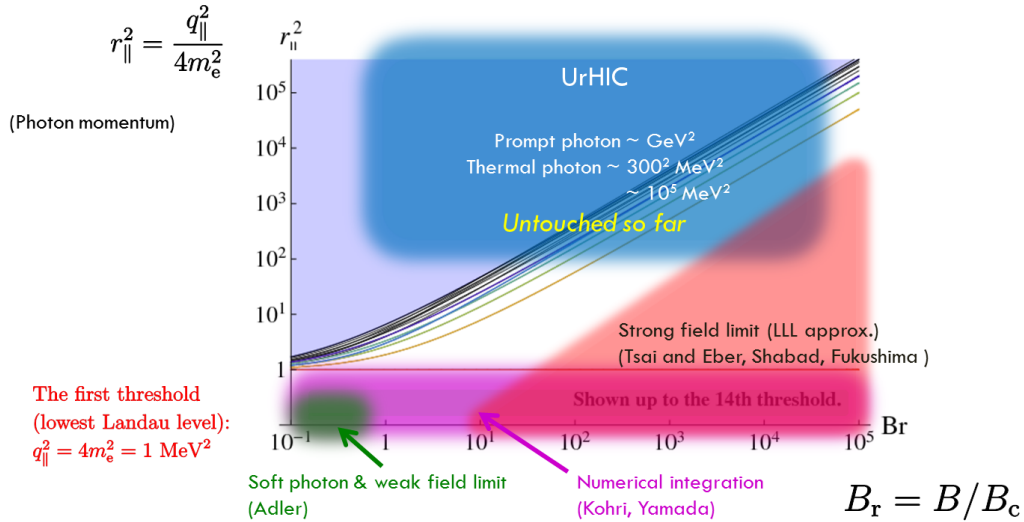


図 1.3: 光子の縦運動量と磁場の強さでみた真空偏極テンソルの理論解析が得られている領域をしめしたもの [5].

## 1.2 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成

本研究で着目する高エネルギー原子核衝突においても以前から強磁場の存在<sup>1</sup>が議論されており、RICHやLHCのエネルギー領域では電子の臨界磁場を何桁も超える非常に強い磁場が生成すると予想されている。ここでは、高エネルギー原子核衝突において非常に高強度な磁場が出現する原理とその性質について述べ、高エネルギー原子核衝突で生成される強磁場下で起こる物理現象について紹介する。

### 1.2.1 強磁場生成の原理

荷電粒子の静止系ではその周りに球対称なクーロン電場が分布する。その荷電粒子が高速で運動すると、電場はローレンツ収縮によって進行方向に潰され、その分強度が大きくなる。この時、電場が時間変化するので、同程度の強度の磁場が生成される。時刻  $t$ 、位置  $\mathbf{r}'$  において速度  $\mathbf{v}$  で運動する荷電  $Z$  を持つ粒子が、位置  $\mathbf{r}$  に作る磁場は Lienard-Wiechert potential から式 (1.14) により記述される。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{Ze\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \frac{(1 - v^2/c^2)}{[1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv}]^{3/2}} \quad (1.14)$$

$Z$  : 荷電の大きさ,

$e$  : 素電荷,

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

$c$  : 光速,

$\mu_0$  : 真空の透磁率,

$\phi_{Rv}$  :  $\mathbf{R}$  と  $\mathbf{v}$  のなす角.

これより、粒子が持つ電荷と速度の大きさによって磁場の強度が決まることが分かる。

高エネルギー原子核衝突での強磁場生成の様子を図 (1.4) に示す。高エネルギー原子核衝突では、光速近くまでに加速された二つの原子核 ( $Z = 79(\text{Au}), 82(\text{Pb})$ ) が衝突する。中心衝突の場合、磁場は打ち消しあってゼロとなる (原子核の電荷分布の揺らぎにより、実際には有限の磁場が存在し得る) が、非中心衝突の場合は、反応平面と垂直の方向に強い磁場が生成される。(反応平面とは、ビーム軸と二つの原子核間の衝突径数の方向によって作られる平面のことである。) 式 (1.14) を用いて高エネルギー原子核衝突における磁場の強さを計算すると最大で約  $10^{15}$  Tesla となり、電子の臨界磁場 ( $4 \times 10^9$  Tesla) の  $10^6$  倍にも達する。表 (1.1) に高エネルギー原子核衝突で生成される磁場と現在の宇宙に存在する磁場の比較をしたものを示す。これからも分かるように、高エネルギー原子核衝突で生成される磁場は現在の宇宙で最高の強度を持っている。

<sup>1</sup>高エネルギー原子核衝突においては、強磁場の他に強いカラー電磁場も生成する。高密度の飽和グルーオン状態である原子核が衝突すると、高密度のグルーオンが解放されて強いカラー電磁場が生成される。これについては本論文では取り上げないが非常に興味深い現象が議論されている。

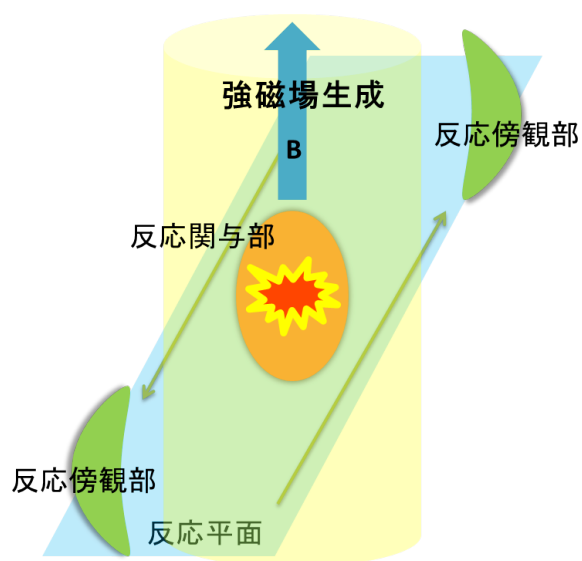


図 1.4: 高エネルギー原子核衝突での強磁場生成の様子.

強さ [Tesla]	系
$6 \times 10^{-5}$	地球表面での地磁気
$10^{-2}$	典型的な磁石
8.3	LHC の超伝導磁石
45	実験室での最強静磁場
$\sim 10^8$	中性子星の表面
$4 \times 10^9$	電子の臨界磁場
$\sim 10^{11}$	マグネターの表面磁場
$\sim 10^{14}$	非中心原子核衝突 (RHIC)
$\sim 10^{15}$	非中心原子核衝突 (LHC)

表 1.1: 現在の宇宙に存在する磁場と高エネルギー原子核衝突における強磁場の比較 [10].

### 1.2.2 磁場の衝突中心度依存性と時間依存性

原子核衝突の数値シミュレーション [44] により、磁場の衝突中心度依存性と時間依存性を計算したものを図 (1.5) に示す。横軸は時間で  $t = 0 \text{ fm/c}$  が衝突した時間である。色の違いは、衝突径数  $b$  (付録 A 参照) の違いを示しており、その値が小さくなるほど中心衝突になる。磁場の強さが最も大きくなる衝突径数は  $b \geq 10$  であり、中心衝突度に直すと 40% 以上の非中心衝突で最大になる [9]。この磁場の見積もりは、participants(反応関与部) と spectators(傍観部)(付録 A 参照) の両方が作る磁場の足し合わせであるが、主に spectators による寄与が大きい。spectators は、ほぼ光速ですれ違うので、衝突直後には非常に強い磁場を作ることができる。また、非中心衝突になるほど、spectators の数が増えるので、その分磁場も強くなる。時間依存性を見ると、 $1 \text{ fm/c}$  も経たないうちに磁場の強さが衰退するが、ログスケールの図 (1.8) でみると、 $3 \sim 4 \text{ fm/c}$  までは臨界磁場程度の磁場を保っている。高エネルギー原子核衝突の時空発展と磁場の寿命についての議論は、1.2.3 で行う。

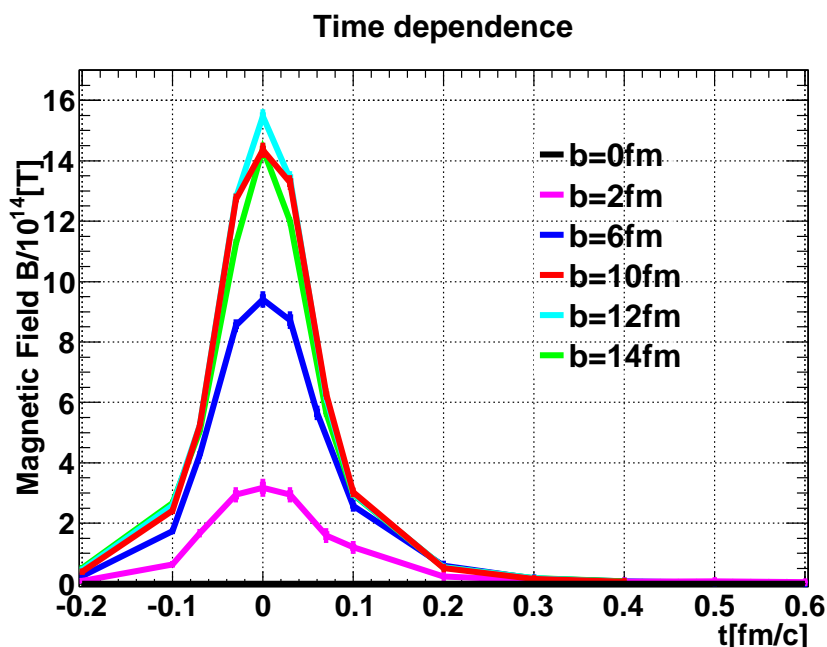


図 1.5: 原子核衝突の数値シミュレーション [44] による磁場の中心衝突度依存性と時間依存性。

図 (1.6) に、グラウバー模型による磁場の衝突中心度依存性と衝突エネルギー依存性を示す。横軸は衝突径数で、金+金衝突と鉛+鉛衝突のエネルギーにおいて計算を行った。この結果は、衝突直後 ( $t = 0 \text{ fm/c}$ ) に participants だけが作る磁場を計算したものである。participants が作る磁場は、stopping power(付録 A 参照) によってすり抜けずに残った陽子が角運動量をもつことで生成されると考えられている。中心衝突では、角運動量を持たずゼロとなるが、非中心衝突になるにつれて spectators に引きずられ角運動量を持つようになるため磁場は強くなっていくと考えられる。この計算結果では、磁場の強さが最大になるのは衝突径数が  $b = 8 \sim 9 \text{ fm}$  の時であり、中心衝突度に直すと 30 – 40% となる。また、衝突でできた高温高密度の物質 (fireball) が膨張して冷えてしまうまではその角運動量は保たれるはずなので、participants が作る磁場は spectators が作る磁場よりも長寿命である可能性がある。spectators が作る磁場の時間発展の計算を厳密に行うには流体力学を考慮したシミュレーションを行う必要がある。

以上に挙げた磁場の見積もりの他にも、より現実的な原子核衝突のシミュレーション [11] や式 (1.14) を用いた簡単な評価 [12] が行われており、同様の結果を得ている。

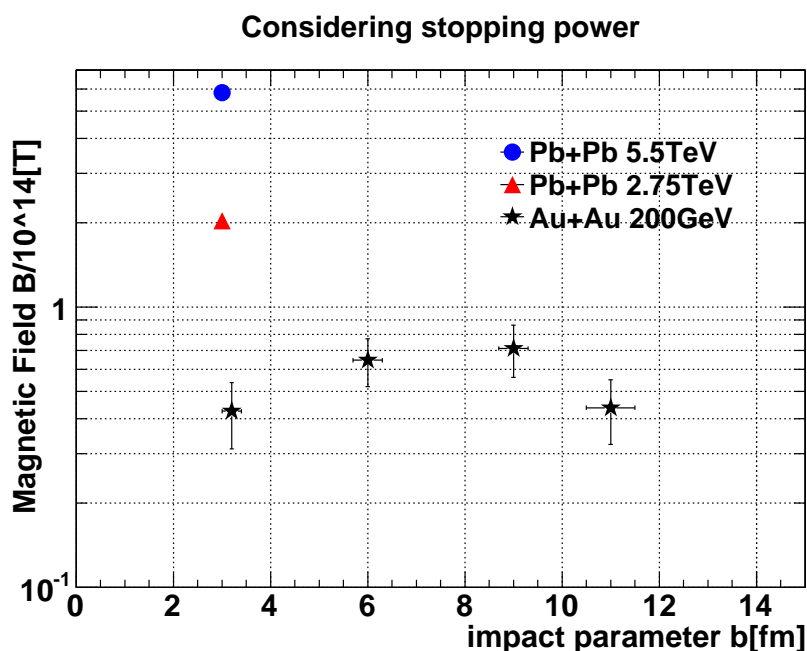


図 1.6: Glauber 模型による、衝突直後に participants が作る磁場の衝突径数依存性と衝突エネルギー依存性。

### 1.2.3 高エネルギー原子核衝突の時空発展と強磁場の寿命

ここでは高エネルギー原子核衝突の時空発展と強磁場の寿命との関係について述べる。

まず、高エネルギー原子核衝突の時空発展について説明する。図 (1.7) に高エネルギー原子核衝突の時間発展の様子を示す。原子核は、ローレンツ収縮によって薄い円盤型になって衝突する。衝突から約  $1fm/c$  後、パートンどうしの散乱がおり、その結果系の温度が相転移温度 ( $T_c$ ) を超えるとクォークとグルーオンの局所的な熱平衡状態が実現され、QGP (クォークとグルーオンのプラズマ状態) が生成する。その後、系の温度が下がり、パートンからハドロン粒子が生成され、粒子間の非弾性衝突を経て化学的粒子凍結温度 ( $T_{ch}$ ) になる。この時粒子の生成比が固定される。系はさらに膨張を続け、最終的に粒子間の運動量のやり取りが無くなる温度まで到達する。この時の温度を運動学的粒子凍結温度 ( $T_{fo}$ ) といい、この時点での粒子を検出器で測定することになる。

図 (1.8) にログスケールで見た磁場の時間依存性を示す。高エネルギー原子核衝突の時間発展と磁場の時間依存性の時間スケールを見ると、衝突直後 QGP が生成される前に最大磁場となり、その後すぐに衰退する (が、QGP の寿命程度では臨界磁場  $B_c = 4 \times 10^9$  以上の強さを保っている)。QGP が生成されるよりも前に磁場が最大になることと、磁場は非中心衝突で最大となるが QGP は中心衝突で最も顕著になるということから、強磁場の影響は熱平衡化にとっては大きな影響を与えないと考えられる。一方で、強い相互作用をしない電磁プローブ (光子や電子) は衝突の初期から生成されるので、光子が生成した時の情報をそのまま持った状態で測定することができ、強磁場の影響による現象をみることで衝突初期の情報を得ることができると考えられる。また、衝突初期に生成される電磁プローブが磁場の影響を受けて観測されれば、高エネルギー原子核衝突において



強力な磁場ができている証拠にもなると期待されている。

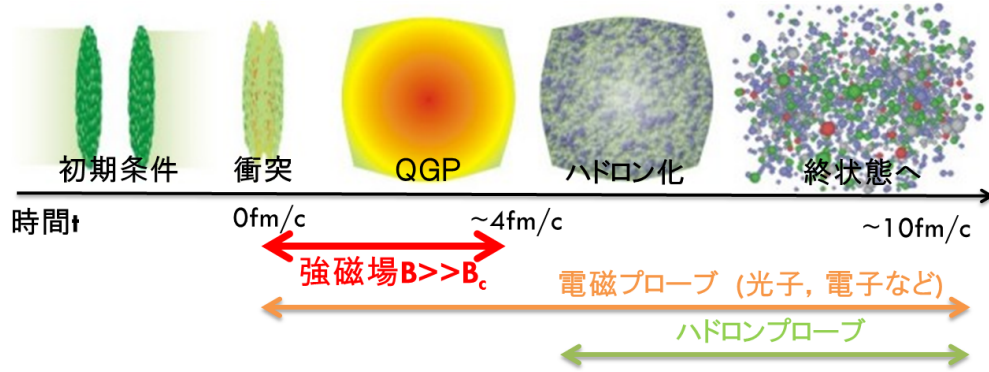


図 1.7: 高エネルギー原子核衝突の時間発展の略図。

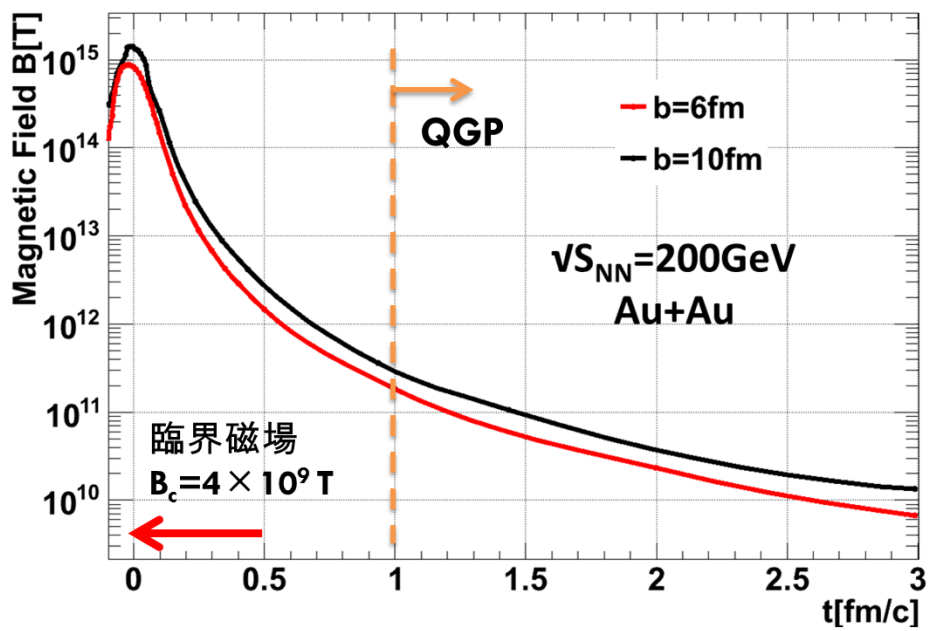


図 1.8: ログスケールでの磁場の時間依存性。臨界磁場、QGP ができる時間を比較している。

#### 1.2.4 高エネルギー原子核衝突による強磁場下での物理現象

ここでは、高エネルギー原子核衝突において、強磁場下で怒る現象について紹介する。

##### シンクロトロン放射

QGP の中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、磁場に巻き付いてグルーオンを放射する。ちょうど電子が磁場に巻き付いて光子を放出するシンクロトロン放射と同じ現象である。この現象が起こるのは、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損失を起こす。通常では、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ので、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づけられる。[15] では、単位長さ当たりのエネルギー損失  $-\Delta E/l$  を横運動量  $p_T$  の関数として求めている。それによると、横運動量  $p_T = 10 \sim 20 \text{ GeV}$  を持ったクォークは、LHC で  $-\Delta E/l \sim 1.5 - 2 \text{ GeV/fm}$  のエネルギー損失をすることが分かった。これは十分に大きな値であり、より現実的な評価を行う必要がある。

また、シンクロトロン放射では、荷電粒子の運動の接線方向に光が放射される。高エネルギー原子核衝突では、反応平面に垂直に磁場が生成されるので、その放射は反応平面内に集中し、方位角依存性が現れるようになると考えられる。

##### 光子の複屈折と崩壊

1.1.2 で説明した光子の複屈折や崩壊も高エネルギー原子核衝突において起こり得る。複屈折や崩壊の強さは磁場と光子の伝搬方向の角度に依存する。磁場と平行な運動量を持つ光子は磁場の影響を受けないが、垂直な運動量を持つ光子は屈折率が大きく変化し、光子のエネルギーが閾値を超えれば電子・陽電子に崩壊する。よって、この効果により光子の収量に方位角依存性が現れるようになる。光子が磁場と垂直な運動量を持つ時にこの現象が現れるので、x 軸方向の収量が減り、y 軸方向に偏りが見えるはずである。(上で説明したシンクロトロン放射による方位角依存性はこれとは逆になる)

##### 光子の分裂

光子分裂のダイアグラムを図 (1.9) 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。しかし、磁場中ではこの三点相互作用が可能になり、実光子が二つの光子に分裂するということが起こる。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で、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。

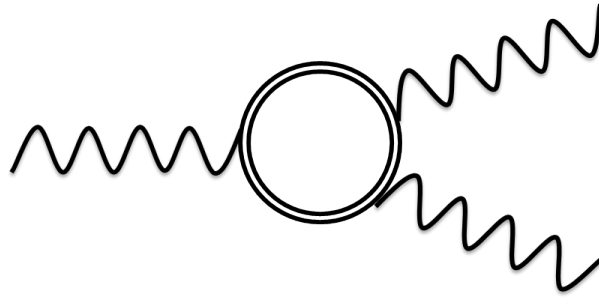


図 1.9: 光子分裂のダイアグラム

### カイラル磁気効果

これは非線形 QED の現象ではないが、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非対称性の揺らぎがカイラル磁場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できない電荷非対称性の揺らぎを観測している [16]。

### 1.3 直接仮想光子を用いた偏光測定

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、衝突直後に磁場が最大になることから、衝突直後に生成される光子をターゲットにする必要がある。ここではまず、高エネルギー原子核衝突の時間発展の各段階において生成される光子の生成機構を述べ、次に、PHENIX 実験にて成功を取めた仮想光子を使った直接光子の測定方法を紹介する。そして最後に仮想光子を用いた磁場の検出方法を提案し、本研究の目的を述べる。

#### 1.3.1 高エネルギー原子核衝突における直接光子生成

高エネルギー原子核衝突で観測される光子は、初期衝突から化学平衡、そして終状態に至るまで、衝突の時空発展に伴って各段階で生成される。図 (1.10) に、衝突の時空発展の各段階における光子生成機構を横運動量と時間の関係で示す。ハドロン崩壊からの光子 (図の緑) は、衝突から約  $10^7$  fm/c の時間スケールで生成される。例えば、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  の崩壊長は  $c\tau = 25.5\text{nm}$  である [19]。一方、ハドロン崩壊以外からの光子 (図の橙) は、fireball の時空発展と同程度  $t \leq t_{fo} \approx 10$  fm/c の時間スケールで生成される。これらハドロン崩壊以外のメカニズムで生成される光子を直接光子と呼ぶ。

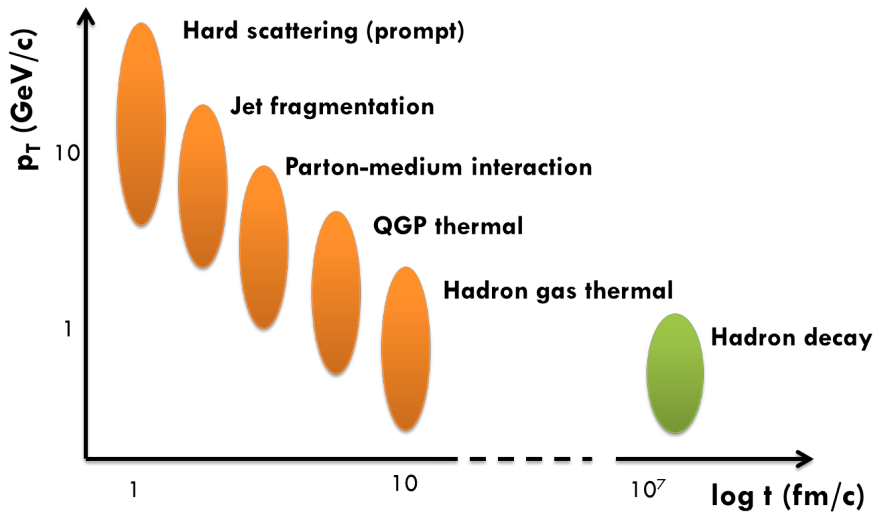


図 1.10: 高エネルギー原子核衝突の時空発展に伴う光子生成機構の横運動量との関係。

直接光子は、衝突初期や衝突の時空発展の様子を調べることができる情報源の一つである。電磁相互作用は強い相互作用よりも非常に弱いことから、光子は femtoscopic な大きさの強相関プラズマの QGP 中をそのまま透過すると考えることができる。例えば、1 GeV/c の光子が温度  $T=200$  MeV/ $k_B$  の QGP 中を通過する際の平均自由行程は、約  $\lambda = 430\sim 480$  fm [20, 21]、一方でフリーズアウト時の典型的な媒質の大きさは、約 10 fm のオーダーである。このように、直接光子は強相関プラズマである QGP 媒質中で相互作用せずそのまま通過することができるため、光子が生成された段階での情報を直接持ち出すことができる。

直接光子は生成機構によって大きく分けると、プロンプト光子と熱的光子がある。図(1.11)に直接光子の生成機構の例を示す。プロンプト光子は、衝突初期にパートンのハード散乱と fragmentation(破砕)によって生成される。これらの生成比率は、pQCD(perturbative QCD:摂動論的量子色力学)によって計算できる。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( $q+g \rightarrow g+\gamma$ )を、下の図は、クォークと反クォークの対消滅( $q+\bar{q} \rightarrow g+\gamma$ )を示している。Bは fragmentation による光子生成の Next to leading order(NLO)でのダイアグラムで、上の図は真空中での fragmentation( $g+q \rightarrow g+q+\gamma$ )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 fragmentation 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1.11のC)とハドロンガス由来(D)のものがある。QGP 由来の熱的光子は、理論計算によると  $1 < p_T < 3\sim 5 \text{ GeV}/c$  の運動量領域で支配的になり、ハドロン由来の熱的光子は、 $p_T < 1 \text{ GeV}/c$  で支配的になる。

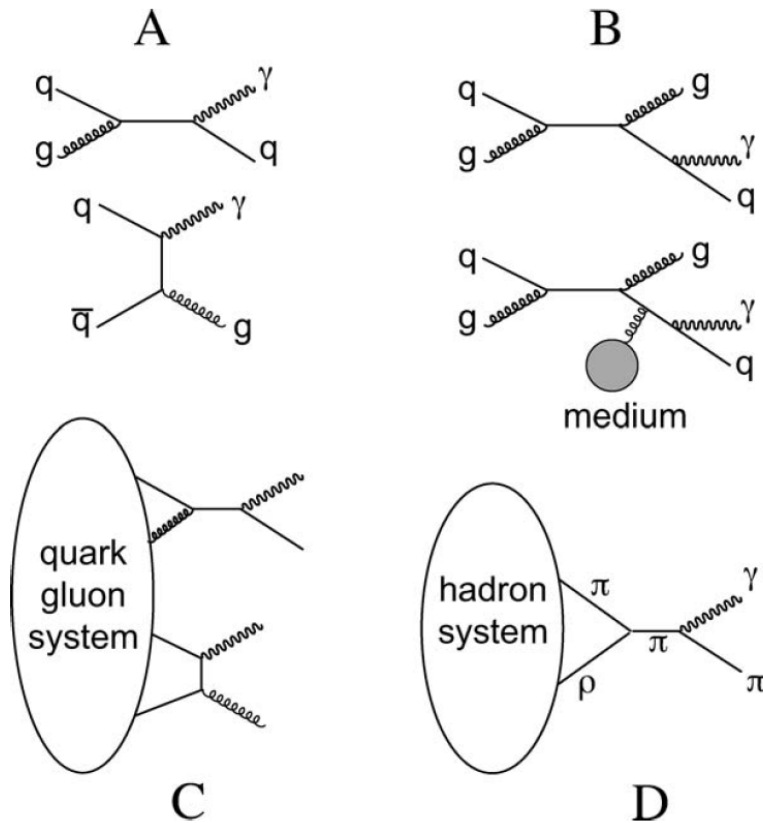


図 1.11: 高エネルギー原子核衝突における直接光子の生成機構の例。AとBはプロンプト光子の生成機構の例。CとDは熱的光子の生成機構の例。

実験的には測定される直接光子は上に説明してきたものの総和であるが、図(1.10)に示したように生成機構によって横運動量の大きさが違うので、測定した光子の横運動量から生成起源を推定することができる。図(1.12)に、核子対あたり 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突での直接光子の理論計算と実験データを示す。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、それ以上ではプロンプト光子 (pQCD photon) が優位になる。本研究でターゲットとしている

のは衝突初期に生成されるプロンプト光子 (pQCD photon) であるので、高い横運動量領域をみればいいことが分かる。

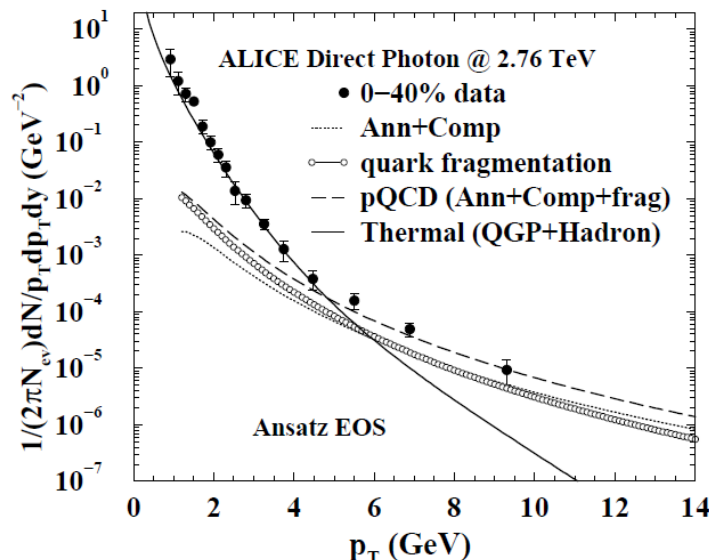


図 1.12: 直接光子の理論計算 [22] と ALICE 実験で測定された直接仮想光子 [24].

### 1.3.2 仮想光子法を用いた直接光子測定

直接光子測定においてバックグラウンドとなるのはハドロンの崩壊からくる光子、主に  $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$  である。PHENIX 実験では電磁カロリメータを用いて直接光子測定を行っていたが、低い横運動量領域 ( $1 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ ) においては、電磁カロリメータのエネルギー分解能が不十分であったために、直接光子とハロン崩壊起源の光子を区別することができず、直接光子の測定が困難であった。そこで考えられたのが、仮想光子崩壊 ( $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ ) による電子・陽電子対を用いた測定 (仮想光子法) である。この方法は、光子の電子・陽電子対への内部変換過程を利用しており、電子・陽電子対の不変質量分布において適切な質量領域を選択することにより、直接光子の優位性が改善され、直接光子の収量を測定することができる。この方法を用いて PHENIX 実験では、低い横運動量領域での直接光子測定に成功した [26].

図 (1.13) に PHENIX 実験で測定された電子・陽電子対の不変質量分布を示す。点線がカクテルシミュレーションによって求められた各粒子のダリツ崩壊の成分で、 $f_c(m_{ee})$ (青) はその総和である。 $f_{dir}(m_{ee})$ (橙) は、期待される直接光子の分布である。

ダリツ崩壊と直接光子の不変質量分布は、Kroll-Wada formula[25] によって見積もることができる。

$$\frac{1}{N_\gamma} \frac{dN_{e^+e^-}}{dM_{e^+e^-}} = \frac{2\alpha}{3\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M_{e^+e^-}^2}} \left(1 + \frac{2m_e^2}{M_{e^+e^-}^2}\right) \frac{1}{M_{e^+e^-}} S \quad (1.15)$$

$$S = \begin{cases} |F(M_{e^+e^-}^2)|^2 \left(1 - \frac{M_{e^+e^-}^2}{M^2}\right)^3 & \text{ハロン崩壊の場合} \\ 1 & \text{直接仮想光子の場合 } (p_T \gg M_{e^+e^-}) \end{cases} \quad (1.16)$$

ここで、 $M_{e^+e^-}$  は電子・陽電子の不変質量、 $m_e$  は電子の質量、 $M$  はハドロンの質量、 $F(M_{e^+e^-}^2)$  は形状因子である。直接光子の分布  $f_{dir}(m_{ee})$ (橙) とバックグラウンドの分布  $f_c(m_{ee})$ (青) を低質量領域で実験データと規格化したのち、free パラメータである  $r$  で  $f_{dir}(m_{ee})$  と  $f_c(m_{ee})$  をフィッティングする。 $r$  は、直接光子と包括光子(崩壊光子+直接光子)の比であり、仮想光子の増加分が分かる値となっている。図を見ると、 $M_{e^+e^-} < 120 \text{ MeV}/c^2$  では、 $\pi_0$  のダリツ崩壊 ( $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma^*$ ) が支配的になり直接光子のシグナルとバックグラウンドの比 ( $S/B$ ) は非常に小さくなっているのが分かる。一方で、 $120 < M_{e^+e^-} < 300 \text{ MeV}/c^2$  の質量領域では、 $S/B$  が改善されている。PHENIX 実験では、 $120 < M_{e^+e^-} < 300 \text{ MeV}/c^2$  でフィットして直接光子の増加分を評価し直接光子の収量を決定した。

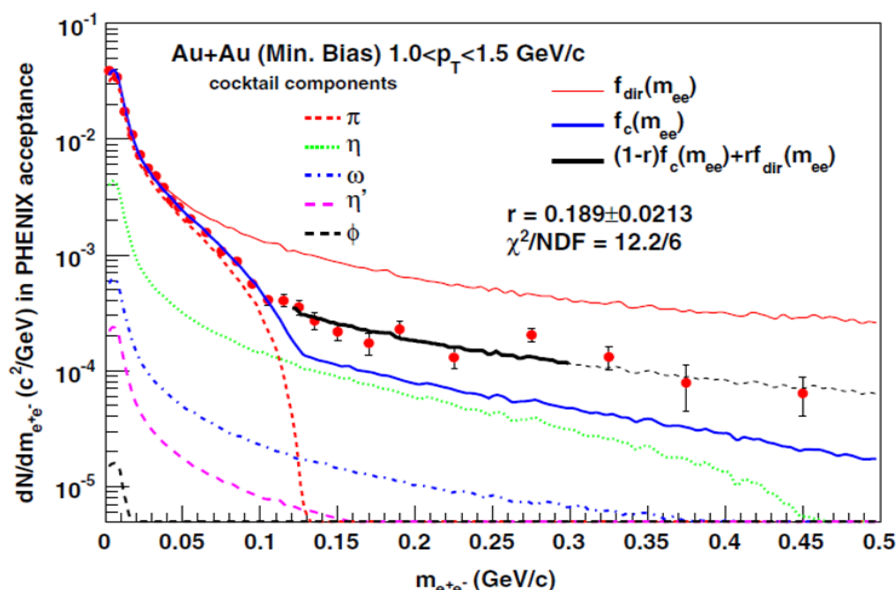


図 1.13: 電子陽電子対の不変質量分布 [26].

### 1.3.3 仮想光子法を用いた偏光測定の提案

強磁場の影響が高エネルギー原子核衝突で観測される光子の偏光に現れている可能性がある。光子の偏光を測定できれば強磁場の存在の証拠となり得る。しかし、高エネルギー原子核衝突では偏光測定器を備えていない。よって、本研究では、仮想光子法 (1.3.2) を用いた電子・陽電子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。ターゲットとなるのは衝突初期に生成されるプロンプト光子 (pQCD photon) である。仮想光子も光子と同様に強磁場中での非線形 QED 効果によってフェルミオン粒子と反粒子に崩壊する。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電子・陽電子対にも影響を与える。その影響を電子・陽電子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。1.2.4 で触れたような光子放射の方位角依存性 (楕円フロー) に対する磁場の影響は、それ以外からくる他のさまざまな成分を差引する必要があるが、実験的に測定するには困難である。それと比較してこの仮想光子を用いた偏光測定は、そのような差引は必要なく直接的に磁場の影響を測定できると考えている。

## 1.4 研究目的

本研究の目的は、高エネルギー原子核衝突において生成される強磁場を直接的に検出することである。強磁場の検出方法として、磁場軸に対する電子・陽電子対の崩壊面の向きに着目した仮想光子偏光測定を行う。

強磁場による電子・陽電子対の崩壊面にどのような非対称性が現れるかの議論は今までなされておらず、定量的な評価とともに実験的に測定可能かどうかの議論が必要である。よって第一に、外部強磁場中での真空偏極テンソルの数値計算により期待される偏光度を見積もり、強磁場の検出実現性を議論する。

第二に、核子対あたり 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突のデータを用いて仮想光子崩壊による電子・陽電子対の崩壊面の向きに着目した仮想光子偏光測定を行う。まず、磁場と崩壊面のなす角を求める運動学的変数を考案し、モンテカルロ計算によって最適な変数を決定する。次に、その変数を使って偏光度を測定し、中心衝突度依存性や不変質量依存性などの系統的測定により強磁場検出を目指す。



## 第2章 強磁場による仮想光子偏光の理論的評価

本研究では、広島大学・石川健一准教授らとともに、服部・板倉氏により解析的に導出された強磁場中での光子2点関数の表式 [17] を、LHC や RHIC のエネルギー領域における光子の運動量領域 ( $O(1)$  GeV/c) で具体的に数値評価することに成功した [1]. ここではまず、強磁場中における光子の真空偏極テンソルの数値計算結果を共著論文 [1] より一部紹介する. そして、その結果を電子・陽電子対の生成確率に応用し、強磁場による仮想光子偏光の理論的評価を行う.

### 2.1 真空偏極テンソルの計算

外部強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、服部・板倉氏によって得られているが、そのままの形では数値計算が困難であり、LHC や RHIC のエネルギー領域では真空偏極テンソルの評価ができない. よって本研究では、服部・板倉氏による表式に変更を加えて繰り込みを行いやすいランダウ準位の和の表式を導き、数値計算を行った. もともとの表式 (1.7) は、繰り込みが既に行われている形で数値積分ができない. よってまず、以下のように第一項と第二項に分けた形に変形する.

$$N_j = -\frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_{0-i\epsilon}^{\infty-i\epsilon} dz \left[ \tilde{N}_j(z, v) e^{-i\psi(z, v)\eta} \left( e^{-i\phi(v; r, \mu)z} - e^{-i\frac{z}{\mu}} \right) \right] - \frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_{0-i\epsilon}^{\infty-i\epsilon} dz \left[ \left( \tilde{N}_j(z, v) e^{-i\psi(z, v)\eta} - \frac{1-v^2}{z} \right) e^{-i\frac{z}{\mu}} \right], \quad (2.1)$$

次に、第一項を服部・板倉氏が用いた方法によって級数化し、第二項は、解析接続が可能で以下のように変形した.

$$N_j = -\frac{\alpha}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sum_{\ell=0}^{\infty} \Omega_{j, \ell}^n(r, \eta, \mu) - \frac{\alpha}{4\pi} \int_{-1}^1 dv \int_0^{\infty} dx \left[ \left( \bar{N}_j(x, v) e^{\bar{\psi}(x, v)\eta} - \frac{1-v^2}{x} \right) e^{-\frac{x}{\mu}} \right], \quad (2.2)$$

数値計算には以上の式を用いた. この形状因子の詳しい計算方法と級数の収束性については [1] にまとめてある.

図(2.1, 2.2, 2.3)に形状因子  $N_j$  の数値計算の結果を一部紹介する. 磁場の強さを  $eB = 10m_\pi^2$  (LHCでの最大磁場を質量換算したもの) とし, 電子に対して1ループ計算を行い, 三種類の横運動量の大きさで縦運動量依存性を見た. 図(2.1)に,  $r < 1$  つまり光子の縦方向運動量  $k_{\parallel}^2$  が電子・陽電子対の質量  $4m^2$  を超えない時(閾値以下)の, 形状因子  $N_1$  の実部を示す. 閾値以下では虚部はゼロになり, 電子・陽電子対の生成は起こらないことが分かった.

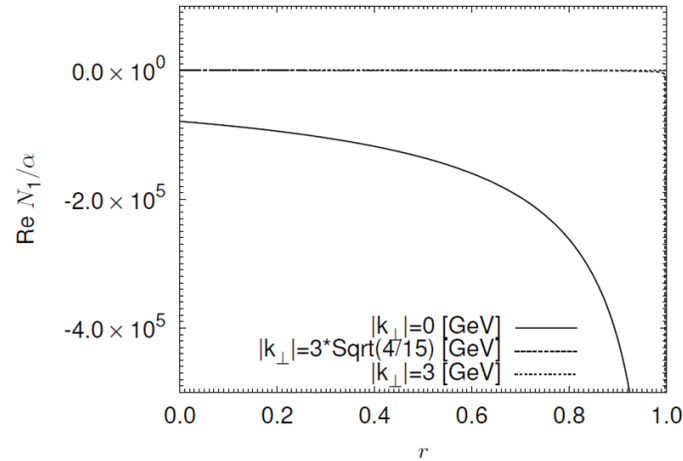


図 2.1:  $r < 1$  の時に真空偏極テンソルの形状因子  $N_1$  を電子に対して1ループ計算した結果 [1]-Fig.4.

図(2.2)に閾値以上での形状因子  $N_1$  の実部を, 図(2.3)に閾値以上での形状因子  $N_1$  の虚部を示す. 光子の縦運動量が閾値を超える ( $r > 1$ ) と, 真空偏極テンソルに複素成分が生じる. これは, 実光子であっても電子・陽電子対に崩壊することを意味している. 激しく振動しているのはランダウ準位を示しており, 落ち込んでいる所が電子・陽電子対生成が起り始める縦運動量を示している. 最初に電子・陽電子対に崩壊し始めるランダウ準位を Lowest Landau Level (LLL) といい, 今までは LLL の近似でしか数値計算は行われていなかったが, 本研究でランダウ準位を無限次まで(実際の数値計算では  $l_{max} = 10000 \sim 20000$  まで計算を行った.) 足しあげて計算することが可能になった.

ここでは, 電子に対する1ループ計算の結果のみ紹介したが, [1]ではミューオンに対しても数値計算を行った. また, フェルミオン対のループ計算にはレプトン以外にクォークに対しても行う必要があるが, それについては別途研究がすすめられている [18].

本研究で用いた真空偏極テンソルは, 形状因子  $N_0, N_1, N_2$  を電子とミューオンに対して数値計算を行いそれらを足し合わせたものである. 2.2ではこの真空偏極テンソルを使って, 強磁場の影響を受けた仮想光子が磁場を抜けた後に, 電子・陽電子対生成する確率を求める.

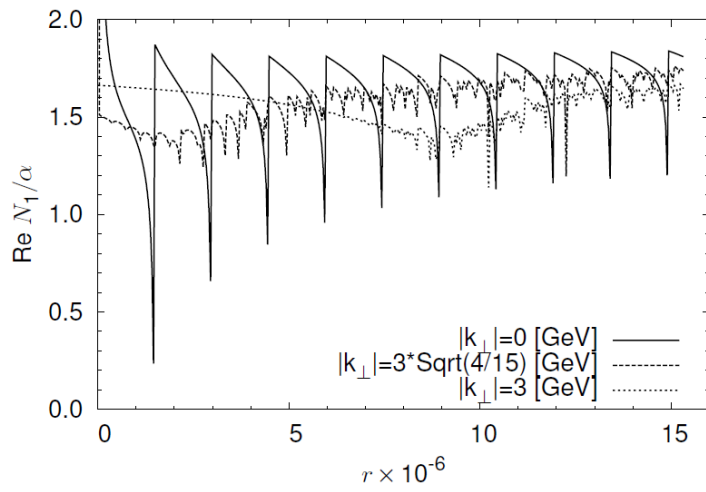


図 2.2:  $r > 1$  での真空偏極テンソルの形状因子  $N_1$  を電子に対して 1 ループ計算した実部の結果 [1]-Fig.5.

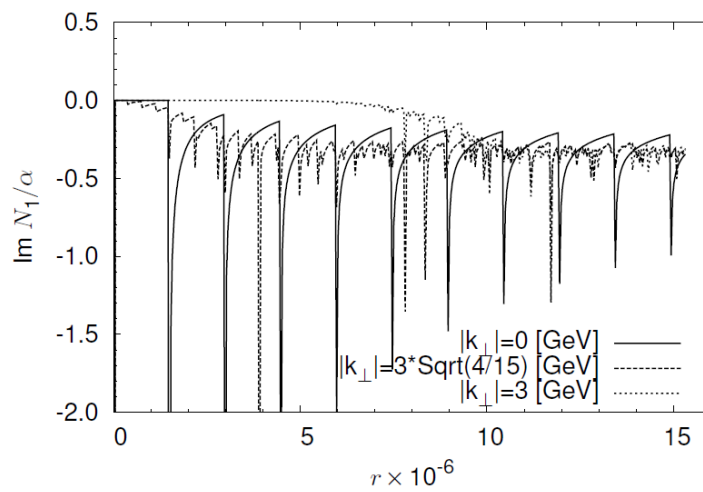


図 2.3:  $r > 1$  での真空偏極テンソルの形状因子  $N_1$  を電子に対して 1 ループ計算した虚部の結果 [1]-Fig.5.

## 2.2 強磁場の影響を考慮した電子・陽電子対生成確率

2.1 で得た真空偏極テンソルの結果を用いて、強磁場の影響を考慮した電子・陽電子の生成確率を求める。図 (2.4) に、初期状態から、仮想光子が放射されて磁場の影響を受け、磁場を通りぬけた後に電子・陽電子に崩壊し、終状態になるまでの様子を示す。

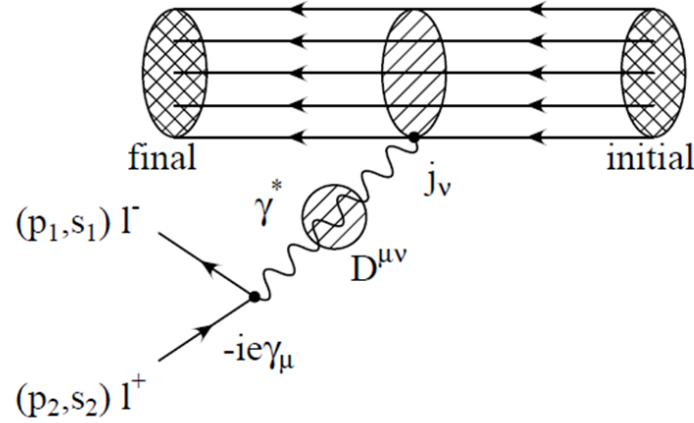


図 2.4: 初期状態から、仮想光子が放射されて磁場の影響を受け、磁場を通りぬけた後に電子・陽電子に崩壊し、終状態になるまでの様子。

強磁場の影響を考慮した電子・陽電子対生成確率は、式 (2.3) のように書くことができる。

$$R_{p_1 p_2} \equiv \frac{E_1 E_2 dN_{e^+ e^-}}{d^3 p_1 d^3 p_2 d^4 x} = \frac{\alpha^2}{2\pi^4} L^{\mu\nu}(p_1, p_2) D_{\mu\alpha}(q, eB) D_{\nu\beta}(q, eB) * \frac{\text{Im}G_R^{\alpha\beta}(q, T, eB)}{e^{q^0/T} - 1} \quad (2.3)$$

ここで、 $p_1, p_2$  は電子と陽電子の 4 次元運動量、 $q = p_1 + p_2$  は仮想光子の運動量である。 $L^{\mu\nu}$  は、電子のレプトンテンソルで以下のように定義する。このレプトンテンソルの部分で電子・陽電子対の運動学が記述され、崩壊後の電子・陽電子の崩壊面の向きを考慮している。

$$L^{\mu\nu} = p_1^\mu p_2^\nu + p_1^\nu p_2^\mu - (p_1 \cdot p_2 + m_e^2) g^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

$G_R^{\alpha\beta}$  は、熱的かつ強磁場の環境における、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ためには、強磁場下での格子 QCD など、非常に難解な計算を必要とするため、ここでは以下のようなような保存カレントに置き換えている。このソースの部分は、偏光度を求める際に比を取るようになるのでキャンセルされると考えられるため、このような置き換えを行っても結果に影響を与えないと考えている。

$$\frac{\text{Im}G_R^{\alpha\beta}(q, T, eB)}{e^{q^0/T} - 1} = (-g^{\alpha\beta} q^2 + q^\alpha q^\beta) C \quad (2.5)$$

$D_{\mu\alpha}(q, eB)$  は、磁場中での光子の伝搬関数であり、以下のように定義する。  $\Pi^{\mu\nu}(q, eB)$  は、強磁場中での真空偏極テンソルであり、式 (2.2) で形状因子を求めたものを真空偏極テンソルのもともとの式である式 (1.1) に代入したものである。

$$D_{\mu\alpha}(q, eB) = \frac{-i}{q^2} [g^{\mu\nu} - \frac{1}{q^2} \Pi^{\mu\nu}(q, eB)]^{-1} \quad (2.6)$$

この  $D_{\mu\alpha}(q, eB)$  が強磁場の影響を考慮した部分であり、その影響がレプトンテンソルにどう表れるかに着目する。

### 2.3 仮想光子の偏光度

式 (2.3) を使用して、強磁場の影響による仮想光子の偏光度を求める。本研究で”偏光”と呼んでいるのは電子・陽電子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。

まず、電子・陽電子対の崩壊面が磁場と平行になる場合と垂直になる場合の生成確率を求める。図 (2.5) に磁場と垂直な運動量を持つ仮想光子が磁場の影響を受けて電子・陽電子対に崩壊する様子を示す。この図では y 軸が磁場の向きで z 軸がビーム軸である。青線が磁場と平行の崩壊面が開いたときで、赤線が磁場と垂直に崩壊した場合を示している。仮想光子が磁場と平行の運動量を持つ場合は磁場の影響を受けないので、青線と赤線の生成確率は等しくなるはずである。一方で、磁場と垂直な運動量を持つ場合は磁場の影響を受けるので、青線と赤線の生成確率に非等方性が現れるはずである。

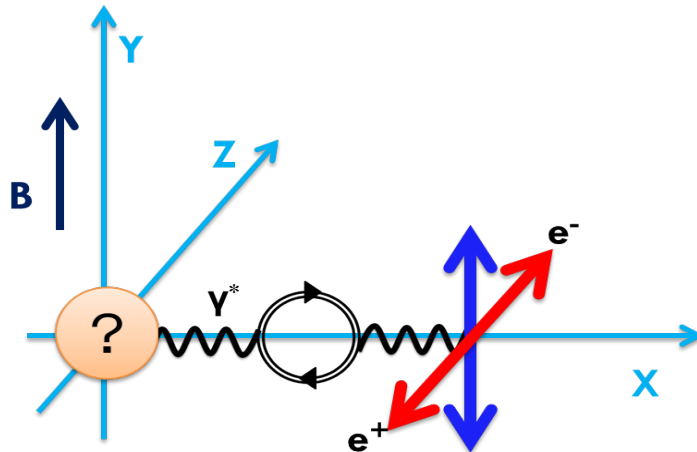


図 2.5: 仮想光子が電子・陽電子に崩壊する様子。赤は磁場と垂直に、青は磁場と平行に崩壊面を成している。赤と青の比をとることで偏光度を求める。

数値計算の結果を以下に示す。仮想光子が磁場と平行の運動量を持つ場合を図 (2.6) に、垂直の場合を図 (2.7) に示す。

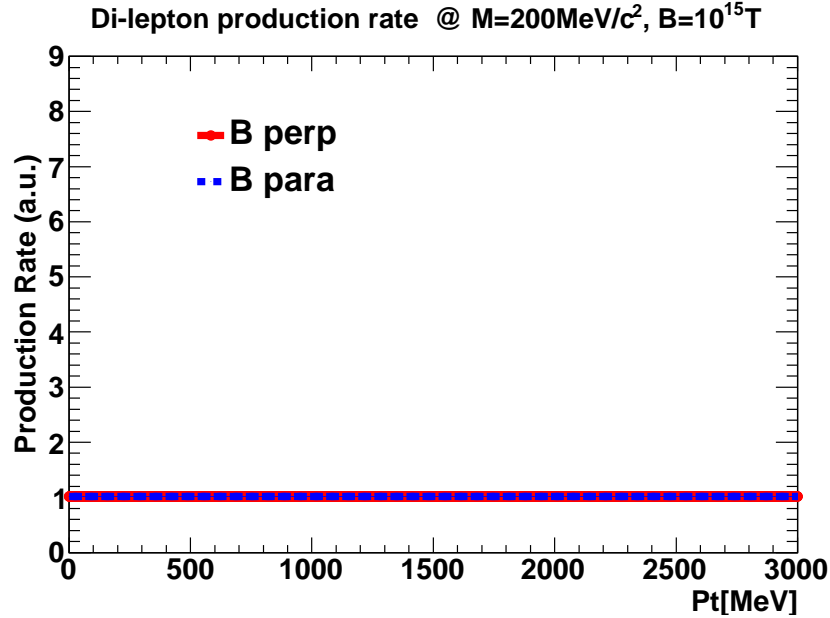


図 2.6: 仮想光子が磁場と平行な運動量を持つ場合の電子・陽電子対の生成確率を横方向運動量依存性. 赤線が磁場と垂直に崩壊した場合, 青線は平行に崩壊した場合を示している. 仮想光子の不変質量は  $M_{ee} = 200\text{MeV}/c^2$ , 磁場の強さは  $B = 10^{15}\text{Tesla}$ .

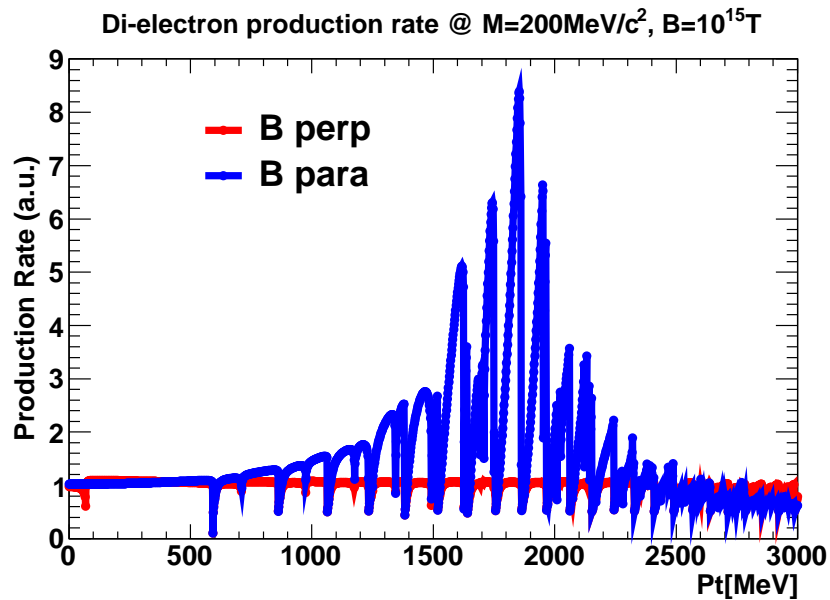


図 2.7: 仮想光子が磁場と垂直な運動量を持つ場合の電子・陽電子対の生成確率を横方向運動量依存性. 赤線が磁場と垂直に崩壊した場合, 青線は平行に崩壊した場合を示している. 仮想光子の不変質量は  $M_{ee} = 200\text{MeV}/c^2$ , 磁場の強さは  $B = 10^{15}\text{Tesla}$ .

図中の赤線と青線は図 (2.5) と対応しており、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自体に意味はない (偏光度を計算する際に比を取るので規格化しなくても問題ない). これらの結果から、仮想光子が磁場と平行な運動量を持つ場合崩壊面の向きは等方的になっている事が確認できた. また、垂直な運動量を持つ場合は崩壊面の向きが非対称になっていることが分かった.

次に、生成確率から偏光度を計算する. 偏光度  $P$  は以下のように定義する.

$$P = \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{R_{\parallel} + R_{\perp}} \quad (2.7)$$

ここで、 $R_{\parallel}$  は電子・陽電子対が磁場に対して平行な崩壊面をもつ場合 (青) の生成確率で、 $R_{\perp}$  は垂直な場合 (赤) である. 図 (2.8) に  $M_{ee} = 200 \text{ MeV}/c^2$  の時の偏光度の計算結果を示す.

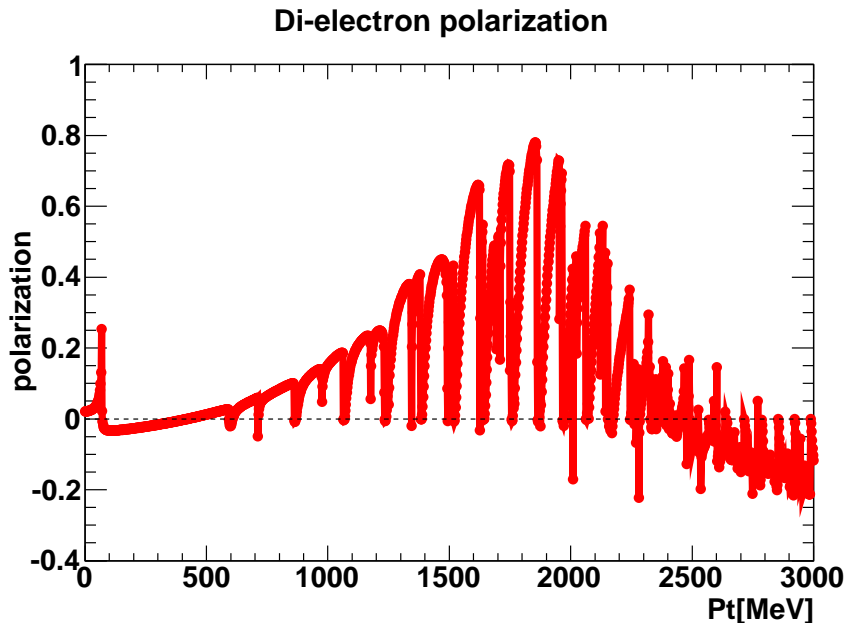


図 2.8: 仮想光子の偏光度を求めた結果

振動しているのは、真空偏極テンソルの計算で出てきたランダウ準位が現れている. 実験では運動量の分解能に限度があるため、この振動は観測できないと考えられる.

図 (2.9) に他の不変質量で偏光度を計算したものを示す.

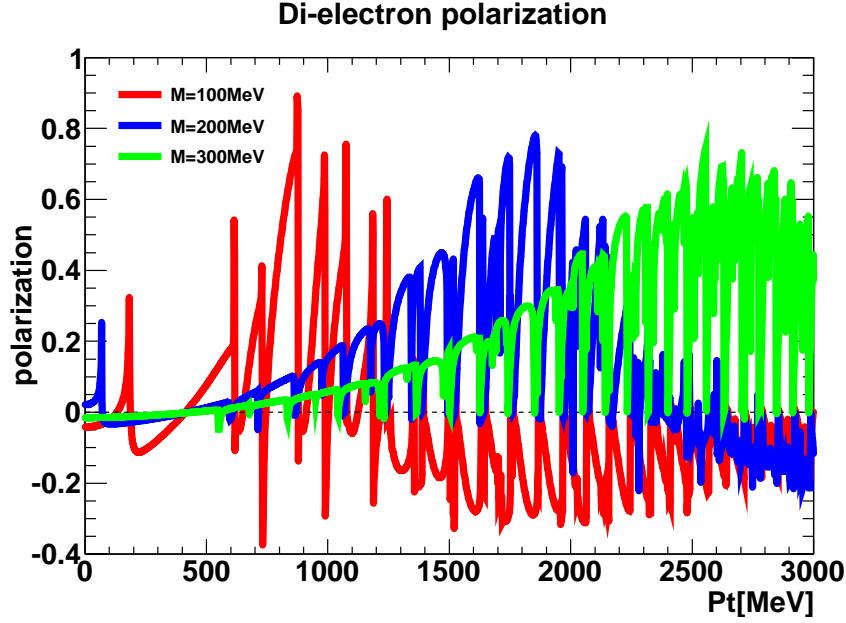


図 2.9: 仮想光子の偏光度を求めた結果

この結果から、不変質量や横運動量の大きさによって偏光度が大きく変動するものの、その偏光度は 10% のオーダーであることが分かった。以上の計算は、仮想光子が完全に磁場と垂直方向に運動量を持ち、電子・陽電子対への崩壊の仕方も磁場と完全に平行か垂直の場合のみを想定した近似的な見積もりである。実際の実験では、仮想光子はすべての方向に運動量を持ち、崩壊面もいろいろな方向を向くので、実験の状況により近づけるためには工夫が必要であり、その計算については現在進行中である。次に、10% オーダーの偏光度で実験的に測定が可能かどうかを議論する。

## 2.4 強磁場の検出実現性

外部強磁場中での真空偏極テンソルの数値計算により見積もった偏光度を用いて、ALICE 実験 (次章で説明) における検出実現性を議論する。現在までに ALICE 実験で得た実験データをもとに統計的有意性を見積もり、仮想光子偏光測定における強磁場検出の可能性に言及する。統計的有意性は以下の式 (2.9) により求める。

$$\text{statistical significance} = \frac{\text{signal}}{\sqrt{\text{signal} + \text{background}}} \quad (2.8)$$

$$= \frac{N_{e^+e^-}^{\text{all}}/2 \times S/B_{cb} \times (1 - f_{\text{hadronic}}) \times R_{E.P.} \times P}{\sqrt{N_{e^+e^-}^{\text{all}}/2}} \quad (2.9)$$

実験データは 2011 年に行われた核子対あたり 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突実験で得たもので、サンプルとして、中心衝突度が 0 – 10% の中心衝突、仮想光子 (電子・陽電子対) の不変質量が  $M_{e^+e^-} = 0.1 - 0.3 \text{ GeV}/c^2$ 、横方向運動量が  $p_t^{\text{pair}} = 1.0 - 2.0 \text{ GeV}/c$  の領域のデータを使用する。磁場の強さは非中心衝突で最大となるので本来ならその領域の実験データを用いたが、非中心衝



突での結果が公表されていないので中心衝突のデータを用いた。また、仮想光子の不変質量の領域は、PHENIX 実験における仮想光子測定での標準的なカットである。この領域でより多くの仮想光子が測定されている。

式 (2.9) において、 $N_{e^+e^-}^{all}$  は、電子・陽電子対のすべての組み合わせの数である。この中には、同じ親粒子が起源でない無相関な成分 (Combinatorial Background) も含まれているので、この成分を差引するために同種粒子 ( $e^+e^+/e^-e^-$ ) での測定や異なるイベントからくる粒子を組み合わせるイベントミキシング法を用いて Combinatorial Background を見積もる。Combinatorial Background と本来のシグナルとの比をとったものが  $S/B_{cb}$  である。さらに、Combinatorial Background を差し引いて残った電子・陽電子対のうちの仮想光子成分が  $1 - f_{hadronic}$  である。 $f_{hadronic}$  は、 $\pi_0$  ダリツ崩壊などの崩壊からくる電子・陽電子の割合であり、これは PHENIX 実験で公表されている値を用いる。 $R_{E.P.}$  は反応平面の分解能で、 $P$  は仮想光子の偏光度である。表 (2.1) に、用いた数値をまとめる。

	数値	参考文献
$N_{e^+e^-}^{all}$	$\sim 4 \times 10^7$	[27]-Fig.5
$S/B_{cb}$	$\sim 1\%$	[27]-Fig.6
$f_{hadronic}$	$\sim 80\%$	[26]
$R_{E.P.}$	$\sim 50\%$	[28]
$P$	$O(10^{-1})$	2 章

表 2.1: 統計的有意性を見積もるために用いた数値の一覧。

これらの数値を式 (2.9) に代入すると、統計的有意性が  $1\sigma$  オーダーであることが分かった。これは、仮想光子の偏光測定を用いれば、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成が検出できる可能性があることを示している。また、2018 年の LHC のアップグレードに向けて統計量が現在よりも増える予定である。それを考慮すると、期待される統計的有意性はさらに大きくなり、強磁場生成が検出できる可能性がより大きくなることが期待される。

以上のように理論計算による仮想光子の偏光度と検出実現性をまとめると以下ようになった。よって実験的に検出できる可能性が示されたので、次章から実際の測定を行う。

強磁場による仮想光子偏光の理論評価の結果

$$\begin{aligned}
 \text{偏光度 } P & : O(10^{-1}) \\
 \text{統計的有意性} & : O(1\sigma) \\
 (p_t = O(1)GeV/c, M_{e^+e^-} = O(100)MeV/c^2)
 \end{aligned}$$

## 第3章 実験施設, 検出器

この章では, 使用した実験施設の概要や検出器について説明する.

### 3.1 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) によって建設された世界最大のハドロン衝突型加速器である. スイスとフランスの国境をまたぐ形で存在し, 周長は約 27 km, 地下約 100 m の位置に設置されている図 (3.1). 2009 年に陽子+陽子衝突 900 GeV で物理運転を開始し, その後, 2013 年始末までに, 鉛+鉛衝突 2.76 TeV や陽子+鉛衝突 5.02 TeV などの実験が行われた. LHC 加速器は, 2013 年 2 月からビームエネルギーとビーム輝度 (ルミノシティ) の増強のために長期シャットダウンに入っている. 2015 年から再始動の予定であり, アップグレード後は, 陽子+陽子衝突で 14 TeV (ビーム輝度  $L = 10^{-34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ), 鉛+鉛衝突で 5.5 TeV ( $L = 10^{-27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) という本来の性能での物理実験を予定している.

LHC 加速器では, ALICE 実験, CMS 実験, ATLAS 実験, LHCb 実験, LHCf 実験, TOTEM 実験 6 つの実験施設が設置されている図 (3.2). それぞれ異なる物理を探究しており, 例えば ATLAS 実験や CMS 実験では, ヒッグス粒子の発見 (2013 年 10 月に発見) や精密測定, 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. 一方, ALICE 実験では鉛+鉛衝突によって生成される高温・高密度状態のクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) に着目した実験である. ALICE 実験について次節にて説明する.

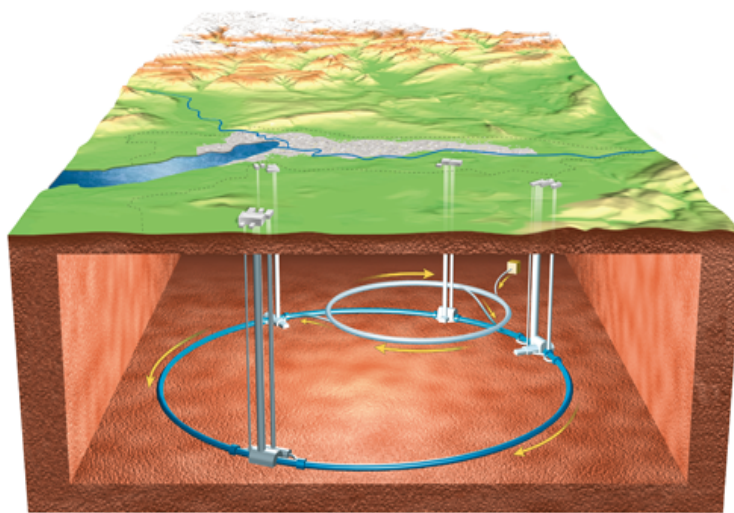


図 3.1: 地下 100m に設置されている LHC 加速器.



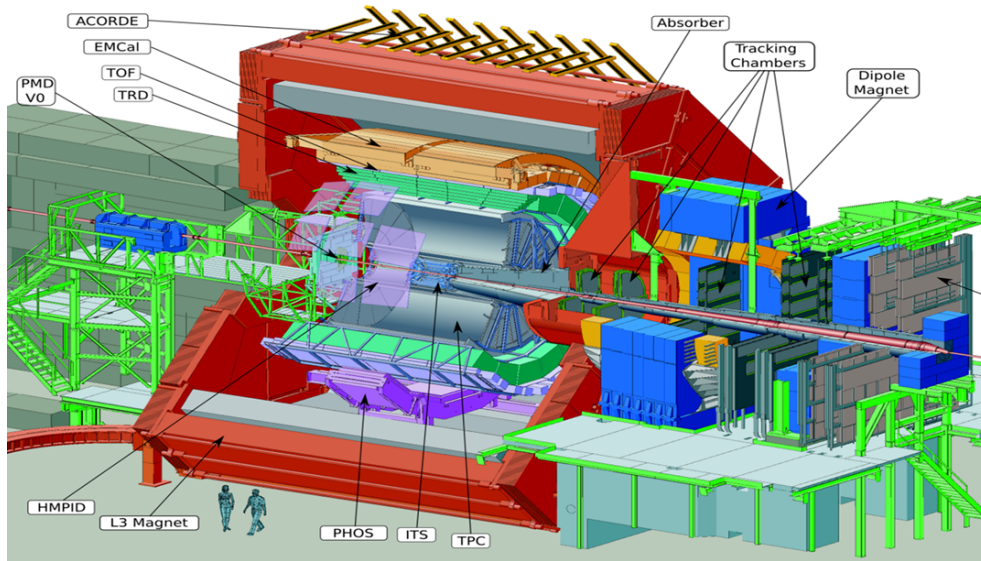


図 3.3: ALICE 実験検出器群 [29].

### 3.2.1 荷電粒子検出器群

本研究では、仮想光子の偏光度を電子・陽電子対崩壊を用いて測定する。そのため、電子の三次元情報や電子識別の正確性が重要かつ重要になる。ここでは、ALICE 実験において荷電粒子測定に用いる検出器を紹介する。

#### ITS(Inner Tracking System)

衝突点付近の最も内側 (ビームパイプから半径方向に 3.9 cm から 43 cm の間) には、ITS(Inner Tracking System) 検出器を設置している。擬ラピディティ  $-0.9 < \eta < 0.9$ 、方位角  $2\pi$  の範囲の荷電粒子の飛跡や単位長さあたりのエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) を測定する検出器である。荷電粒子の飛跡から磁場の影響による曲率を計算し運動量をもとめたり、エネルギー損失を用いて粒子識別を行うことができる。また、初期衝突点や二次崩壊点の測定にも使用する。

ITS は 6 つのシリコンの層で構成され、内側から順に 2 層の Silicon Pixel Detector (SPD), 2 層の Silicon Drift Detector (SDD), そして 2 層の Silicon Strip Detector (SSD) を備えている。

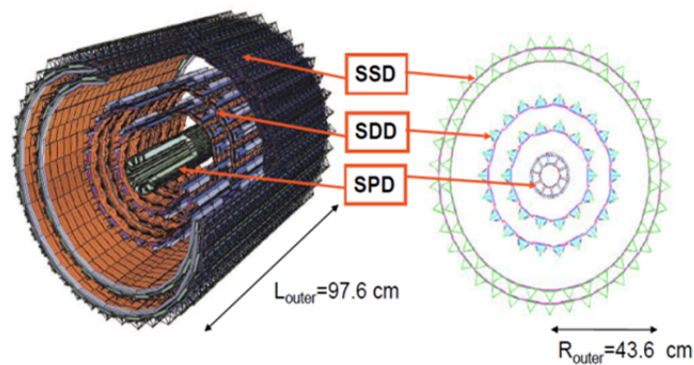


図 3.4: ITS(Inner Tracking System).

### TPC(Time Projection Chamber)

ITSの外側の半径方向に85 cmから247 cmの間には、TPC(Time Projection Chamber)を設置している。TPCは三次元飛跡検出器で、荷電粒子検出器群の中でメインとなる検出器である。擬ラピディティ $-0.9 < \eta < 0.9$ 、ビーム軸方向の長さ5 m、方位角 $2\pi$ の範囲を占めており、荷電粒子の飛跡再構成、運動量測定、粒子識別、反応平面の決定などを行う。内部には $Ne/CO_2/N_2$ (85.7%/9.5%/4.8%)の混合ガスが満たされており、荷電粒子がその中を通過するとエネルギー損失してイオン対が電離により生成される。電離電子を400 V/cmの電場をかけることによってドリフトさせ、その電離電子の位置と時間情報から荷電粒子の3次元飛跡を再構成する。

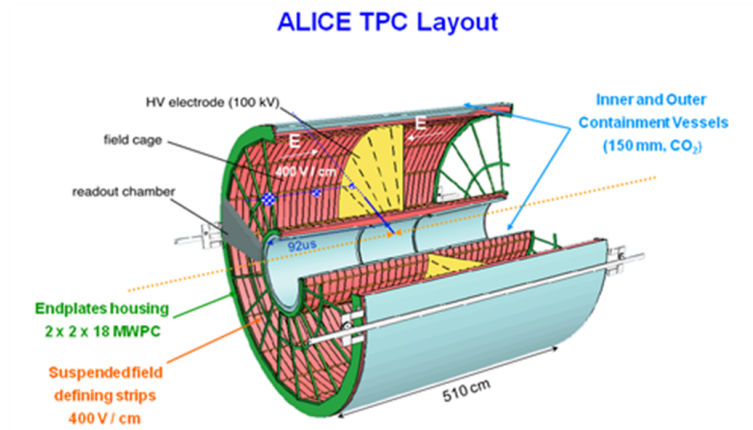


図 3.5: TPC(Time Projection Chamber)[30].

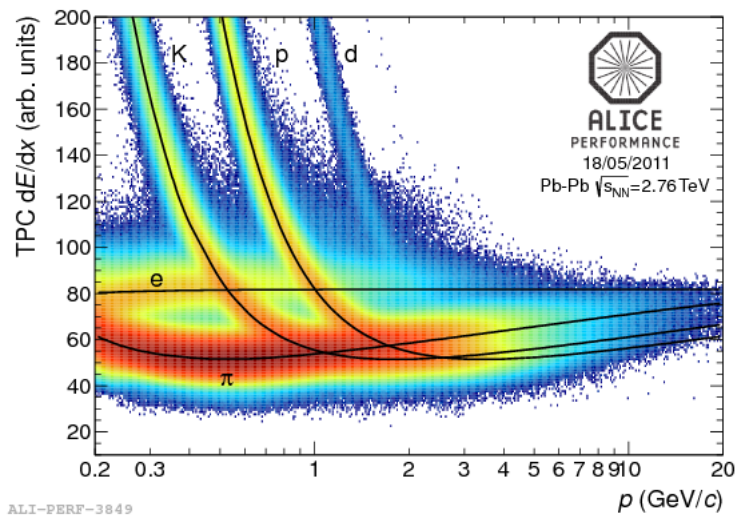


図 3.6: TPC で測定されたエネルギー損失  $dE/dx$  と運動量の関係 [30]

### TRD(Transition Radiation Detector)

TPCの外側，半径方向に2.9 m～3.68 mの間には，TRD(Transition Radiation Detector)を設置している．擬ラピディティ $-0.9 < \eta < 0.9$ ，ビーム軸方向の長さ7 m，方位角 $2\pi$ の範囲を占めており，1 GeVを超える運動領域において，高い効率で荷電パイ中間子から電子を識別する検出器である．また，高い横運動量粒子のトリガーや電子のトリガーとしても使用している．

TRDは，遷移放射を利用した検出器で，誘電率の異なる物質の境界に高速の荷電粒子が通過するときその進行方向にX線(遷移放射光子)が放射されることを利用して電子を識別することができる．

### TOF(Time Of Flight)

TRDのさらに外側，半径方向に3.7 m～3.99 mの間に，TOF(Time Of Flight)を設置している．擬ラピディティ $-0.9 < \eta < 0.9$ ，方位角 $2\pi$ の範囲を占めており， $\phi$ 方向には18のセクター， $z$ 方向には5個のセグメントがあり，合計90個のMulti-Gap Resistive Plate Chamber (MRPC)のモジュールを実装している．TOF検出器は，T0検出器によって測定されたタイムゼロからTOFに粒子が衝突するまでの時間を約50 psという高い分解能で測定することができ，TS-TPCから得られた飛行距離や運動量の情報と，TOF検出器で測定した飛行時間を組み合わせることによって粒子識別を行っている．

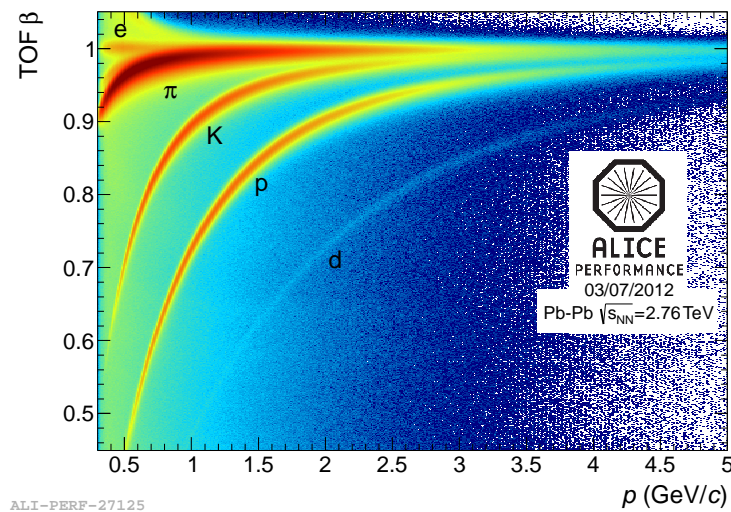


図 3.7: TOF で測定された各粒子の速度  $\beta = v/c$  と運動量の関係.

### 3.2.2 グローバル検出器

グローバル検出器は，中心衝突度のように衝突事象を選別するために設置している．ここでは，V0検出器とT0検出器を紹介するが，その他にも，中性子を前方で測定するZDC(Zero Degree Calorimeters)検出器や，前方の粒子多重度を測定するFMD検出器がある．

#### V0検出器

V0検出器は， $z = 3.3$  m ( $2.8 < \eta < 5.1$ )に位置するV0-Aと， $z = -0.9$  m ( $-3.7 < \eta < -1.7$ )に位置するV0-Cの二枚の円盤型プラスチックシンチレータタイルで構成されている．衝突で発生

した荷電粒子数を測定し、衝突事象の中心衝突度や反応平面の決定、トリガーの形成などに使用する。本研究では、反応平面の決定に V0 検出器を用いた。測定原理については後に説明する。

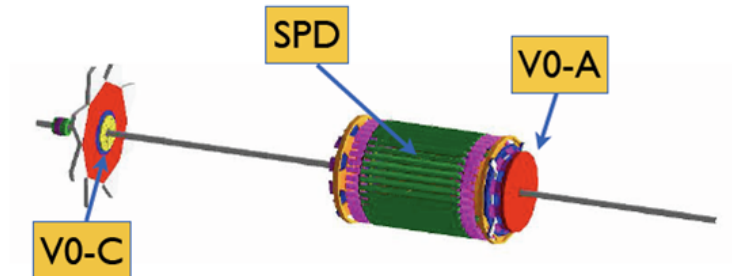


図 3.8: V0 検出器.

#### T0 検出器

T0 検出器は、12 個のチェレンコフカウンターと光電子増倍管で構成されており、 $4.61 < \eta < 4.92$  と  $-3.28 < \eta < -2.97$  に設置している。主に、衝突のタイミングと衝突点の決定に用いている。時間分解能は 50 ps 以下、位置分解能は  $\pm 1.5$  cm という高精度であり、TOF などの測定精度向上に役立っている。

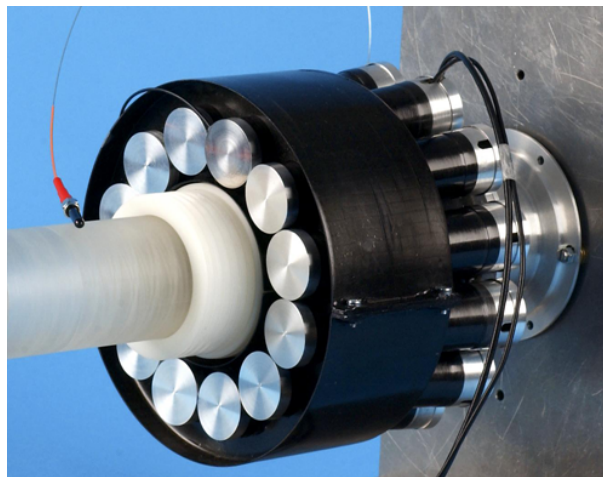


図 3.9: T0 検出器.

## 第4章 仮想光子偏光の測定方法

この章では、実際の実験においての仮想光子偏光の測定方法を説明する。

### 4.1 磁場軸の決定

まず、磁場軸を衝突毎に決定する。磁場は反応平面に垂直方向に生成するので、反応平面を測定することによって磁場軸が決定できる。また、反応平面は衝突ごとに変わるので衝突ごとに反応平面の測定をする必要がある。本研究では、ビーム軸方向に放出される粒子の方位角分布をVZERO検出器で衝突ごとに測定し、その分布を用いて反応平面を決定する。フローベクトル  $\vec{Q}$  を、 $S_i$  によって重みづけされたそれぞれのシンチレータアレイの位置の平均によって定義する。

$$Q_{n,x} = \frac{\sum_{i=0}^{i=31} \cos(n\phi_i) S_i}{\sum_{i=0}^{i=31} S_i} \quad (4.1)$$

$$Q_{n,y} = \frac{\sum_{i=0}^{i=31} \sin(n\phi_i) S_i}{\sum_{i=0}^{i=31} S_i} \quad (4.2)$$

ここで、 $\phi_i$  は測定された粒子の方位角、つまり反応したシンチレータアレイの方位角で、VZERO検出器は360度を8等分し、さらにリングが4つ(つまり32cell)あるので  $i = 0 \sim 31$  となっている。 $n = 2$  の時、運動量空間での粒子の方位角分布をフーリエ級数を用いて展開したときの二番目の寄与を示し、この時の粒子の方位角依存性を楕円フロー ( $v_2$ ) という。

$n = 2$  の時の反応平面の角度を  $\Psi_2^{V0C}$  とすると、

$$Q_{2,x} = |\vec{Q}_2| \cos(2\Psi_2^{V0C}) \quad (4.3)$$

$$Q_{2,y} = |\vec{Q}_2| \sin(2\Psi_2^{V0C}) \quad (4.4)$$

とかけるので、反応平面はこれらのフローベクトルから以下のように計算できる。

$$\Psi_2^{V0C} = \arctan(Q_{2,y}/Q_{2,x})/2, \quad \langle -\pi/2 < \Psi < \pi/2 \rangle \quad (4.5)$$

この方法では反応平面の裏表は区別できないが、本研究における偏光測定では、磁場の軸が決定できればいいので問題はない。図(4.1)の左に原子核の衝突をx-y平面で見ると、反応平面の角度  $\Psi_{RP}$  と粒子の方位角  $\phi$  の関係を示した。x'-z平面が反応平面であり、それに垂直なy'軸が磁場軸となる。本研究では、図(4.1)の右に示すように、反応平面からの角度が  $\pi/2 \sim 3\pi/2$  と  $-\pi/2 \sim 3\pi/2$  の時(青: out of plane)は磁場と平行であると近似し、それ以外の時(赤: in plane)は磁場と垂直であると近似する。



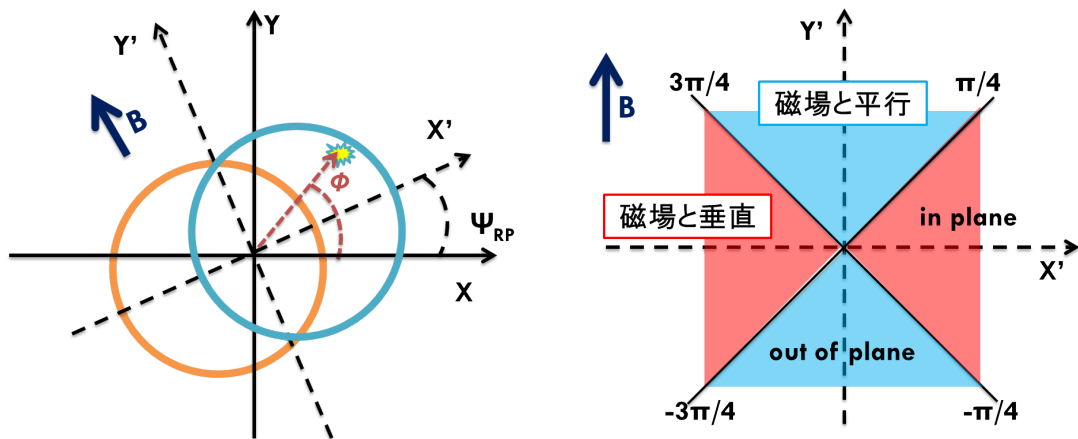


図 4.1: 左：反応平面の角度  $\Psi_{RP}$  と粒子の方位角  $\phi$  の関係．右：反応平面からの角度と磁場との関係．

## 4.2 偏光度の測定

磁場と電子・陽電子対の崩壊面との関係に着目した偏光度の測定方法のついて説明する．

### 4.2.1 偏光度の定義

仮想光子は、磁場と垂直な運動量を持つ場合に磁場の影響を受ける．

この時、崩壊面が磁場と平行な電子・陽電子対 (図 (4.2) の緑の矢印) の数を  $N_{\perp\parallel}$ ，崩壊面が磁場と垂直な場合 (図 (4.2) の橙の矢印) は  $N_{\perp\perp}$  とし、偏光度を以下のように定義する．

$$P_{\perp} \equiv \frac{N_{\perp\parallel} - N_{\perp\perp}}{N_{\perp\parallel} + N_{\perp\perp}} \quad (4.6)$$

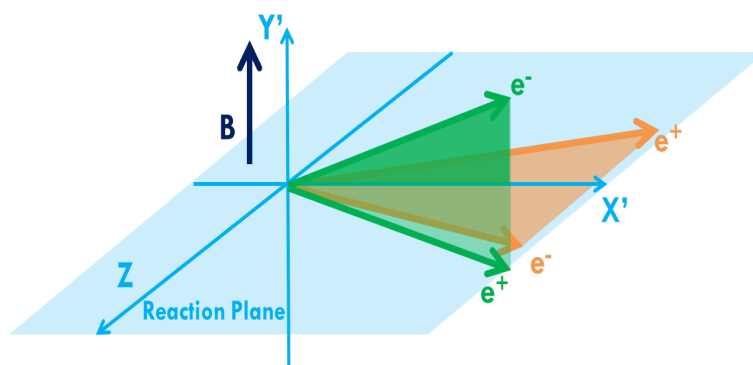


図 4.2: 磁場と垂直の方向に電子・陽電子対が崩壊する様子．緑は崩壊面が磁場と平行な場合，橙は垂直な場合を示している．

一方、磁場と平行な運動量を持つ場合には磁場の影響を受けないが、後にアクセプタンスの補正に使用するので、ここで定義しておく。崩壊面が図 (4.3) の緑の矢印のような電子・陽電子対の数を  $N_{\parallel}$ 、図 (4.3) の橙の矢印の場合は  $N_{\perp}$  とし、偏光度を以下のように定義する。

$$P_{\parallel} \equiv \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} \quad (4.7)$$

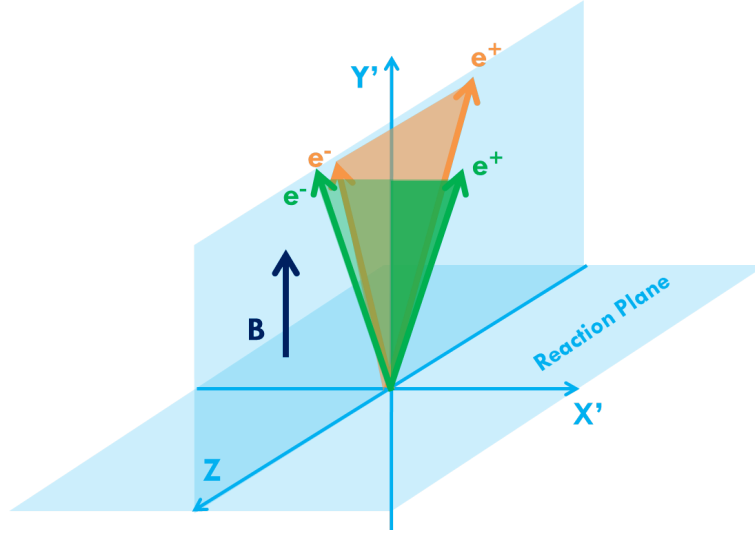


図 4.3: 磁場と平行の方向に電子・陽電子対が崩壊する様子。

#### 4.2.2 磁場軸に対する崩壊面の向きを表す運動学変数

磁場に対して、電子・陽電子対の崩壊面が垂直なのか平行なのかを見分けるために、以下の4つの変数を考案した。それぞれの変数は図 (4.4) の青い面の法線ベクトルを示している。この青い面を基準にして電子・陽電子の崩壊面 (緑の面) の角度を測定する。

- 変数 1 :  $\vec{n}_1 = \vec{e}_{X'} \times \vec{e}_Z$
- 変数 2 :  $\vec{n}_2 = (\vec{P}_{e^+} + \vec{P}_{e^-}) \times \vec{e}_Z$
- 変数 3 :  $\vec{n}_3 = (\vec{P}_{e^+} + \vec{P}_{e^-}) \times (\vec{P}_{e^+} + \vec{P}_{e^-})_{X'Z}$
- 変数 4 :  $\vec{n}_4 = \vec{e}_{X'} \times \vec{e}_{Y'}$

$\vec{n}_1$  は常に磁場と同じ軸となる。よって、仮想光子が磁場と垂直に出た場合には崩壊面の向きを区別できるが、平行に出た場合は区別ができないと考えられる。 $\vec{n}_2$  は、反応平面を使う必要がないので反応平面の分解能の影響がない変数である。 $\vec{n}_3$  は、常に磁場と垂直であり、仮想光子の運動量ベクトルの向きに応じて磁場の周りを回転する。 $\vec{n}_4$  は、仮想光子の方位角に関わらず常にビーム軸方向に向いている。

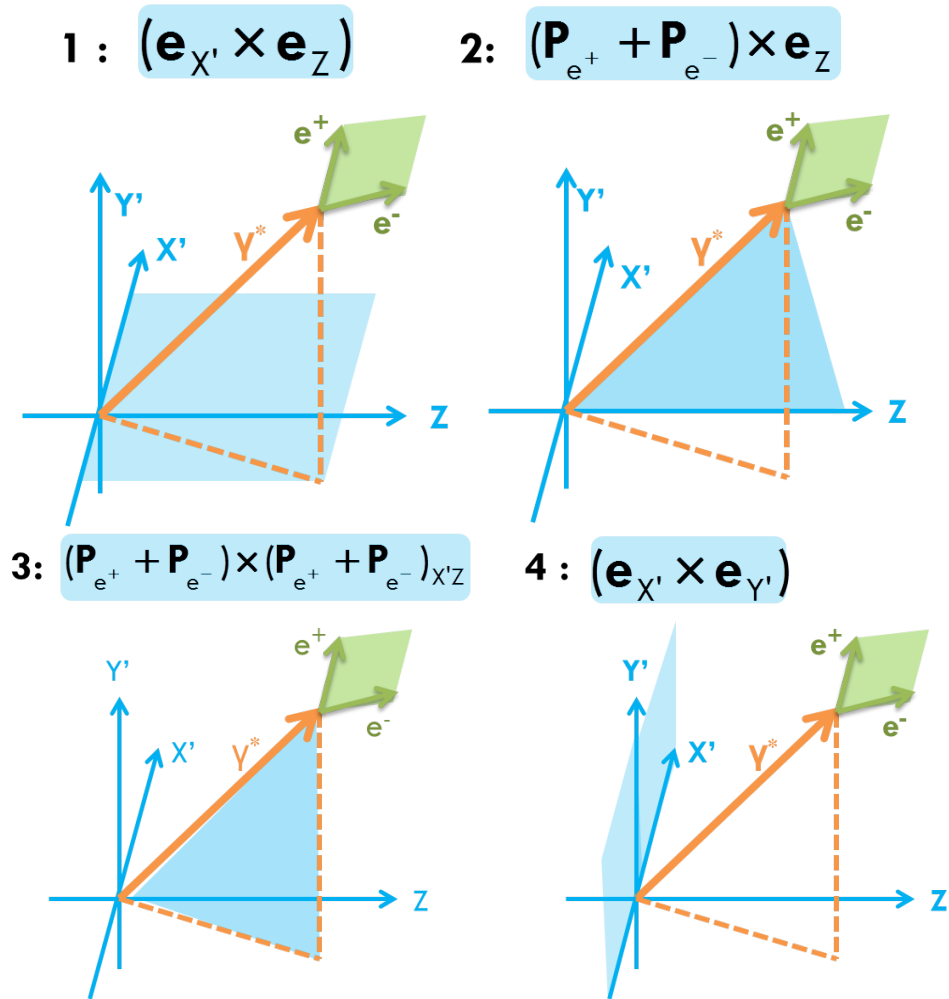


図 4.4: 磁場軸に対する崩壊面の向きを表す 4 つの変数

基準となる青い面と電子・陽電子対の崩壊面 (緑の面) がなす角度は、それぞれの法線ベクトルがなす角と等しいので、以下のように計算する。電子・陽電子対の崩壊面に対する法線ベクトル  $\vec{n}_{e^+e^-}$  は外積を計算すればいいので、電子と陽電子の運動量ベクトルを  $\vec{P}_{e^+}, \vec{P}_{e^-}$  とすると、

$$\vec{n}_{e^+e^-} = \vec{P}_{e^+} \times \vec{P}_{e^-} \quad (4.8)$$

とかける。よって、基準面 (青) と崩壊面 (緑) のなす角  $\theta$  は以下の式でかける。

$$\theta = \arccos\left(\frac{\vec{n}_{e^+e^-} \cdot \vec{n}_i}{|\vec{n}_{e^+e^-}| |\vec{n}_i|}\right), \quad i = 1 \sim 4, \quad (0 < \theta < \pi/2) \quad (4.9)$$

変数 1 と 2 に関しては，崩壊面が磁場と垂直になる時になす角  $\theta$  は  $0^\circ$  になり，平行の時は  $90^\circ$  になる．よって，なす角度が  $0 \sim \pi/4$  の時を磁場と垂直に崩壊面が開く場合 ( $N_{\perp\perp}, N_{\parallel\perp}$ )， $\pi/4 \sim \pi/2$  の時を磁場と平行に崩壊面が開く場合 ( $N_{\perp\parallel}, N_{\parallel\parallel}$ ) とする．

一方で変数 3 と 4 に関しては，崩壊面が磁場と垂直になる時になす角  $\theta$  は  $90^\circ$  になり，平行の時は  $0^\circ$  になる．よって，なす角度が  $0 \sim \pi/4$  の時を磁場と平行に崩壊面が開く場合 ( $N_{\perp\parallel}, N_{\parallel\parallel}$ )， $\pi/4 \sim \pi/2$  の時を磁場と垂直に崩壊面が開く場合 ( $N_{\perp\perp}, N_{\parallel\perp}$ ) とする．

表 (4.1) に，仮想光子と磁場との向きをまとめた．図 (4.5) に，崩壊面とのなす角  $\theta$  と仮想光子の方位角  $\Delta\phi$  の二次元プロットを示し，変数 1 の場合での角度の分け方について説明した．

表 4.1: 磁場との向きの定義．

磁場との向き	垂直	平行
反応平面からみた仮想光子の方位角 $\Delta\phi = \phi - \Psi_{RP}, [-\pi, \pi]$	$[-\pi/4, \pi/4], [3\pi/4, \pi], [-\pi, -3\pi/4]$	$[\pi/4, 3\pi/4], [-3\pi/4, -\pi/4]$
電子・陽電子対の崩壊面の角度 変数 1, 2 $\theta, [0, \pi/2]$	$[0, \pi/4]$	$[\pi/4, \pi/2]$
電子・陽電子対の崩壊面の角度 変数 3, 4 $\theta, [0, \pi/2]$	$[\pi/4, \pi/2]$	$[0, \pi/4]$

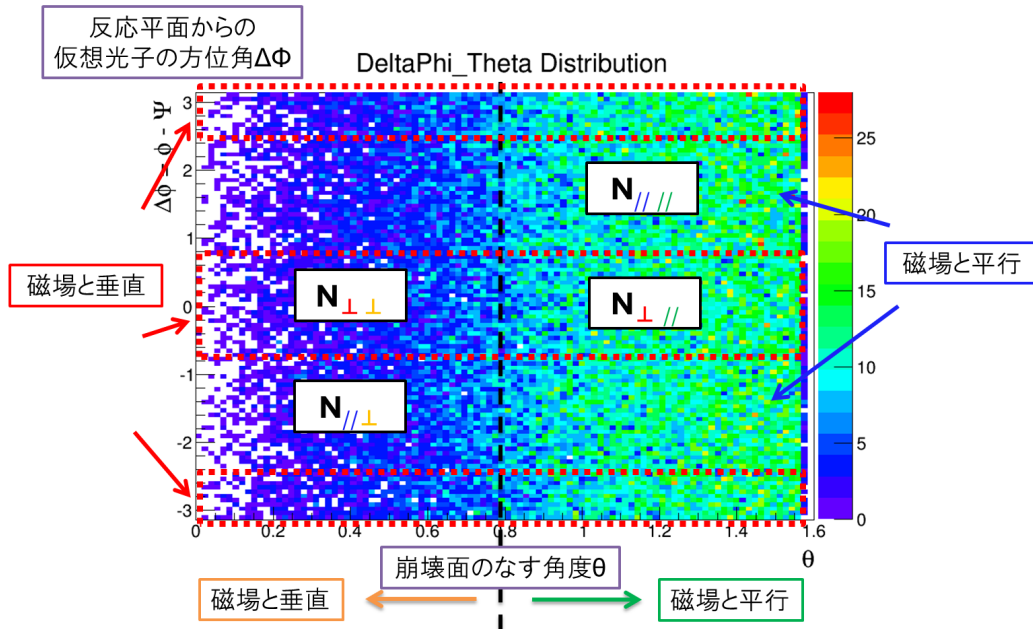


図 4.5: 変数 1 の場合の反応平面からみた仮想光子の方位角と電子・陽電子対の崩壊面の角度の二次元プロット．

### 4.2.3 ALICE 検出器のアクセプタンスを考慮した偏光測定

ALICE 検出器はラピディティ  $\eta$  と  $\phi$  方向すべての範囲を覆っていないので、そのアクセプタンスが偏光度に影響する可能性がある。これを補正するために、磁場と平行方向に運動量を持つ仮想光子の偏光度についても同様に求め、アクセプタンスの補正に使用する。真の偏光度を  $P$ 、磁場と垂直方向に運動量をもつ仮想光子の偏光度を  $P_{\perp}$ 、平行の場合を  $P_{\parallel}$  とする。仮にアクセプタンスが 100%、つまり ALICE 検出器が  $\eta$  と  $\phi$  方向すべての範囲を覆っていれば、磁場の影響を受ける  $P_{\perp}$  は真の偏光度  $P$  となり、磁場の影響を受けない  $P_{\parallel}$  は偏光度ゼロとなり、

$$\begin{cases} P_{\perp} = \frac{(1+P) - (1-P)}{(1+P) + (1-P)} = P & (4.10a) \\ P_{\parallel} = 0 & (4.10b) \end{cases}$$

とかける。しかし実際には  $\eta$  と  $\phi$  方向すべての範囲を覆っていないので、 $\eta$  方向のアクセプタンスを  $A$ 、 $\phi$  方向を  $B$  とすると、

$$\begin{cases} P_{\perp} = \frac{(1+P)A - (1-P)B}{(1+P)A + (1-P)B} \neq P & (4.11a) \\ P_{\parallel} = \frac{A-B}{A+B} & (4.11b) \end{cases}$$

となる。さらに、 $C = A/B$  とおくと、

$$\begin{cases} P_{\perp} = \frac{(C-1) + (C+1)P}{(C+1) + (C-1)P} & (4.12a) \\ P_{\parallel} = \frac{C-1}{C+1} & (4.12b) \end{cases}$$

と変形でき、この連立方程式を解くことによって、真の偏光度  $P$  を  $P_{\perp}$  と  $P_{\parallel}$  の式で書くことができる。よって、ALICE 検出器のアクセプタンスを考慮した偏光度は、

$$P = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{1 - P_{\perp}P_{\parallel}} \quad (4.13)$$

となる。この式を使用して偏光度の中心衝突度依存性を測定し、強磁場の検出可能性を議論する。

## 第5章 モンテカルロ計算による運動学変数の 定量評価

この章では、4.2.2 で説明した運動学変数の定量的評価を行う。どの変数を使うと最も仮想光子の偏光が見えやすいか議論する。このモンテカルロ計算による運動学変数の定量評価は、上田庸介氏の25年度卒業論文 [41] での研究に基づくものである。

### 5.1 モンテカルロ計算による仮想光子の電子・陽電子対崩壊

モンテカルロ計算の流れを以下に示す。

1. 実験室系において仮想光子を球面一様分布に従って生成させる。仮想光子の質量と運動量は以下のように設定した。

$$M_{ee} = 200 \text{ MeV}/c^2, \quad q_{\gamma^*} = 3 \text{ GeV}/c$$

2. 磁場の向きを x-y 平面内において  $0 \sim 2\pi$  の範囲で一様分布で決定する。
3. ローレンツ変換により実験室系から重心系に変換し、電子・陽電子対に崩壊させる。この時、以下の三通りの崩壊パターンを作る。
  - (a) 一様に崩壊 (無偏光)
  - (b) 磁場と垂直な面内で崩壊 (垂直完全偏光)
  - (c) 磁場と平行に崩壊面をもつように崩壊 (平行完全偏光)
4. ローレンツ変換により再び実験室系に戻し、アクセプタンスが 100% の場合と、ALICE 実験でのアクセプタンスを考慮した場合の二通りで、第 4 章で説明した偏光測定法に従って偏光度を求める。

図 (5.1) に、ALICE 実験のアクセプタンスを考慮した場合の電子・陽電子の三次元分布を、図 (5.2,5.3) に、反応平面の角度  $\Psi$  と反応平面からの仮想光子の方位角  $\Delta\phi$  を示す。

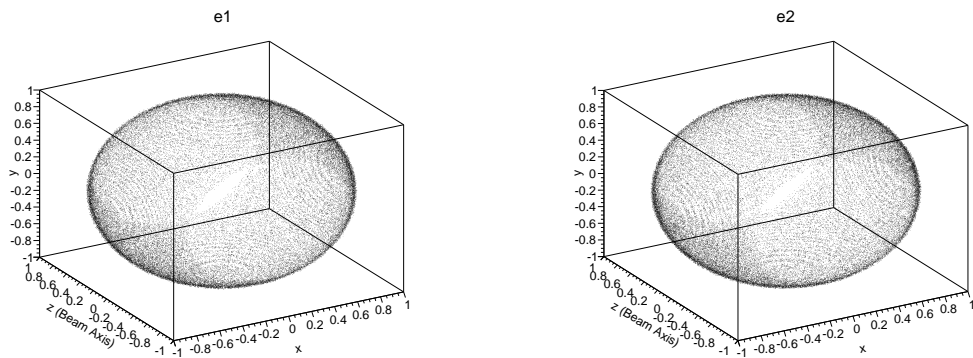


図 5.1: 電子・陽電子対の三次元分布.

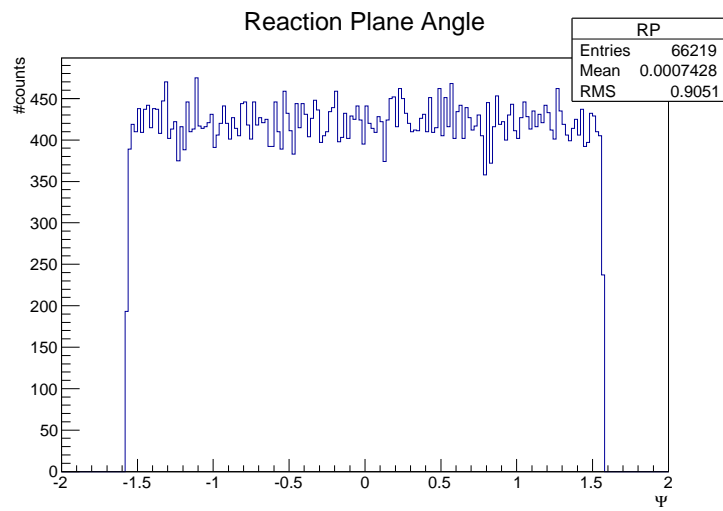


図 5.2: 反応平面の角度分布.

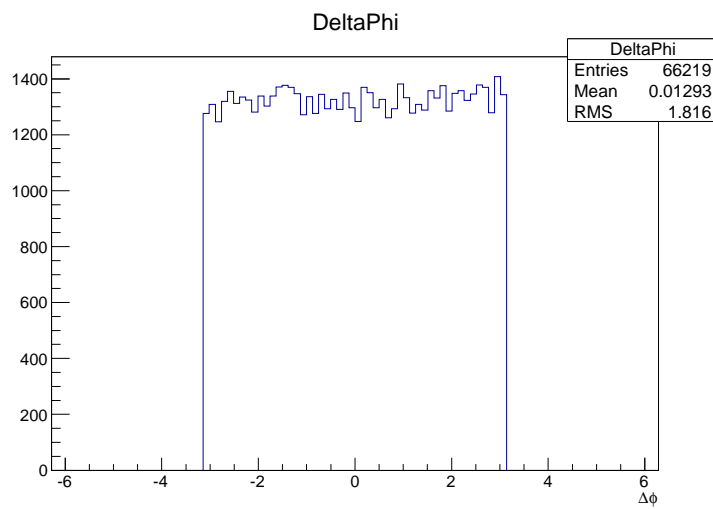


図 5.3: 反応平面からの仮想光子の方位角分布.

## 5.2 崩壊面の角度分布

電子・陽電子対の崩壊面と4種類の基準面とのなす角度  $\theta_{n_{ee} \times n_i}$  分布を示す.

### 5.2.1 アクセプタンスを考慮しない場合

まず, アクセプタンスが100%の場合の角度分布を示す. 図(5.4)に無偏光の場合, 図(5.5)に垂直に完全偏光した場合, 図(5.6)に平行に完全偏光した場合の崩壊面の角度分布を示す.

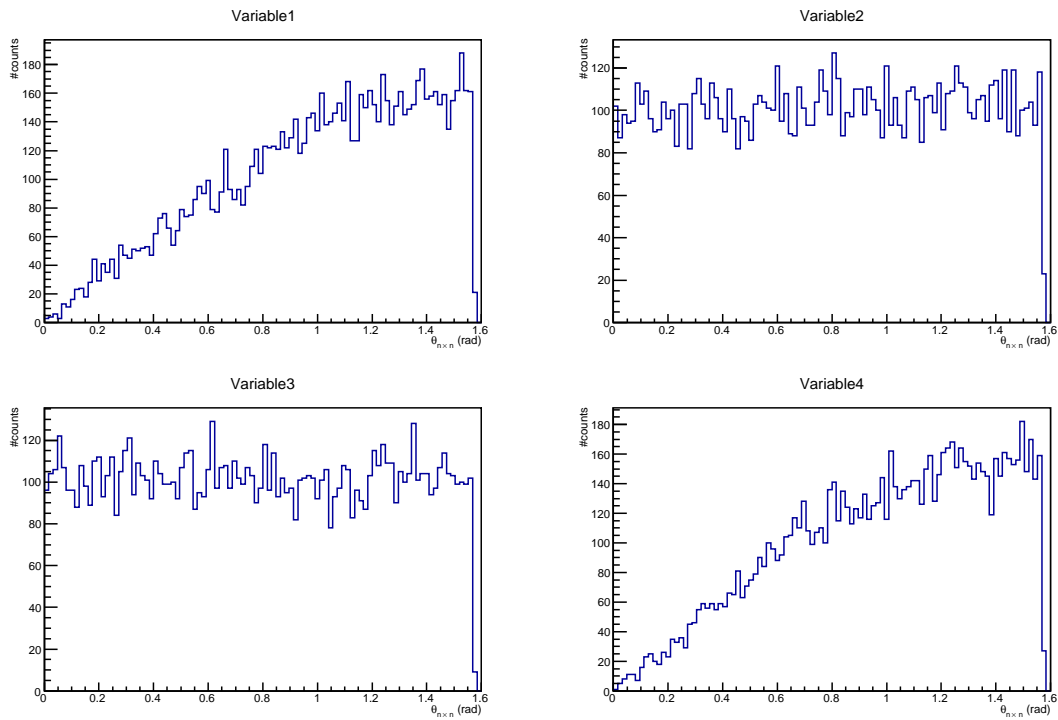


図 5.4: 無偏光の場合の崩壊面の角度分布.



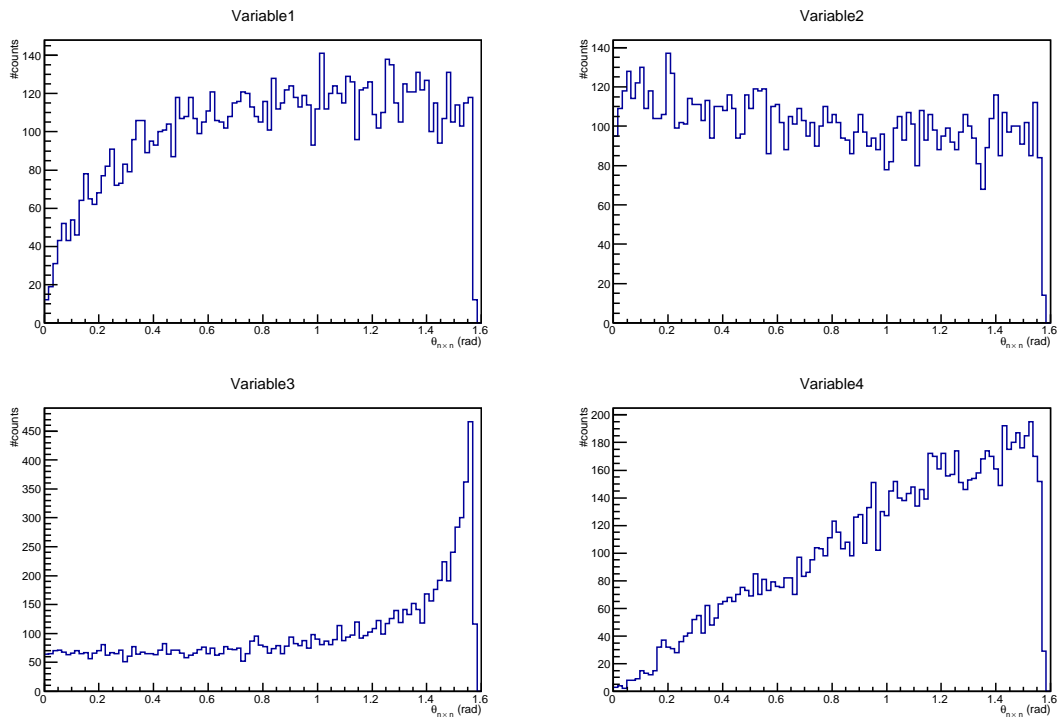


図 5.5: 垂直に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.

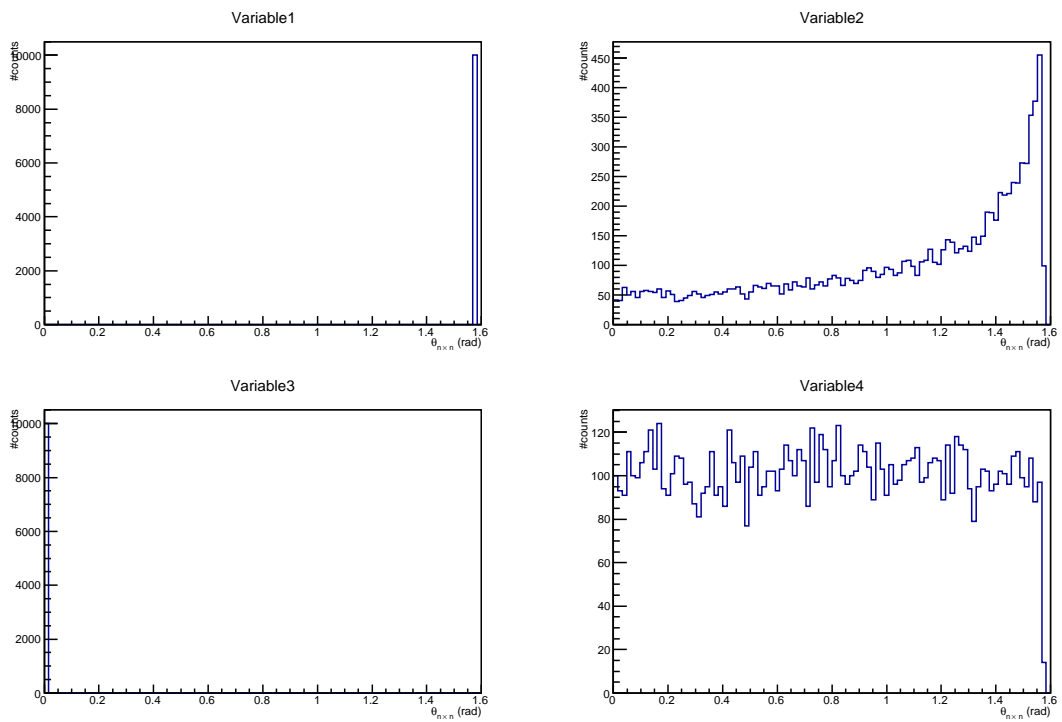


図 5.6: 平行に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.

## 5.2.2 ALICE アクセプトランスを考慮した場合

次に ALICE 検出器のアクセプトランスを考慮した場合の角度分布を示す．電子の測定にはセントラルバレルにある検出器群を使用しているので， $|\eta| < 0.9$  の領域に入る電子だけを選別した．図 (5.7) に無偏極の場合，図 (5.8) に垂直に完全偏光した場合，図 (5.9) に平行に完全偏光した場合の崩壊面の角度分布を示す．

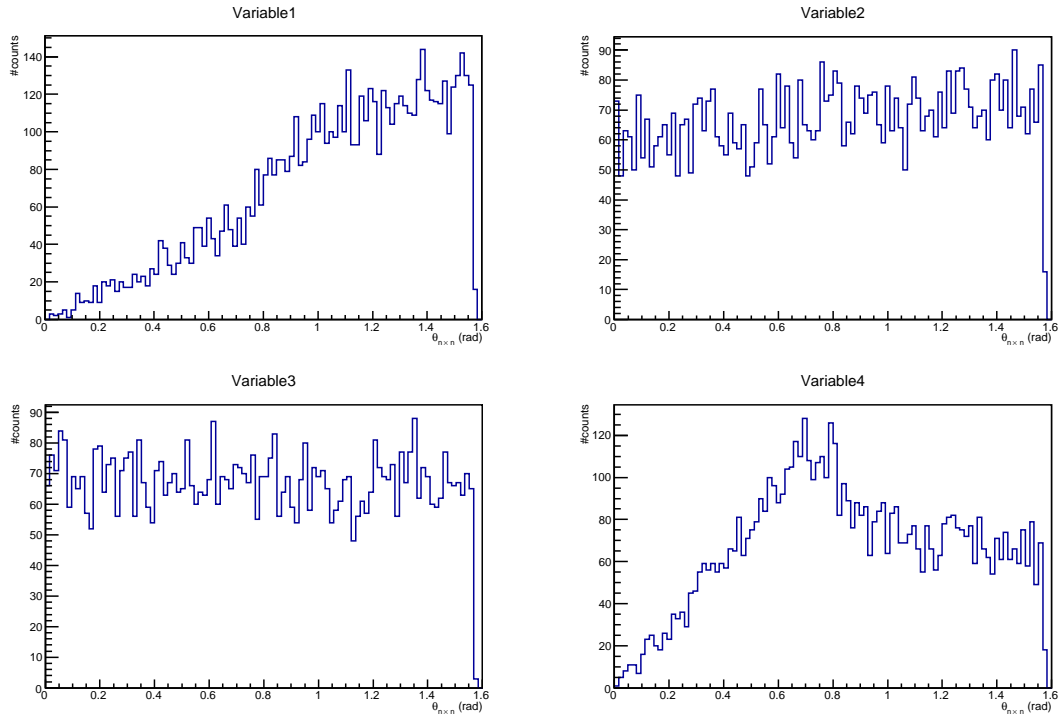


図 5.7: 無偏光の場合の崩壊面の角度分布.

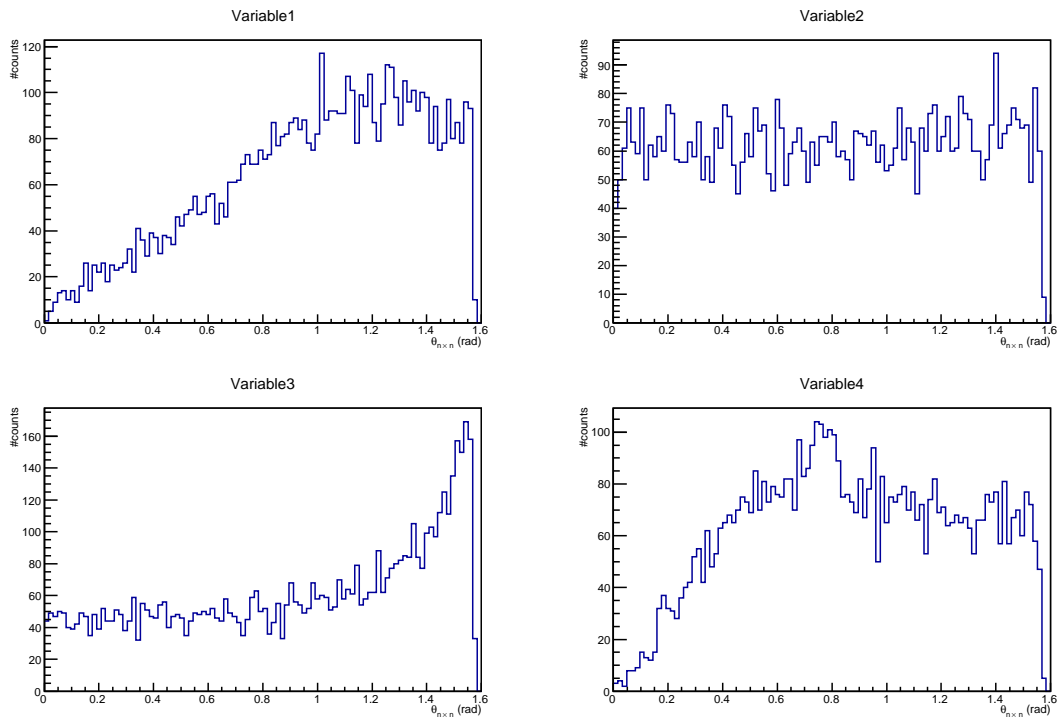


図 5.8: 垂直に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.

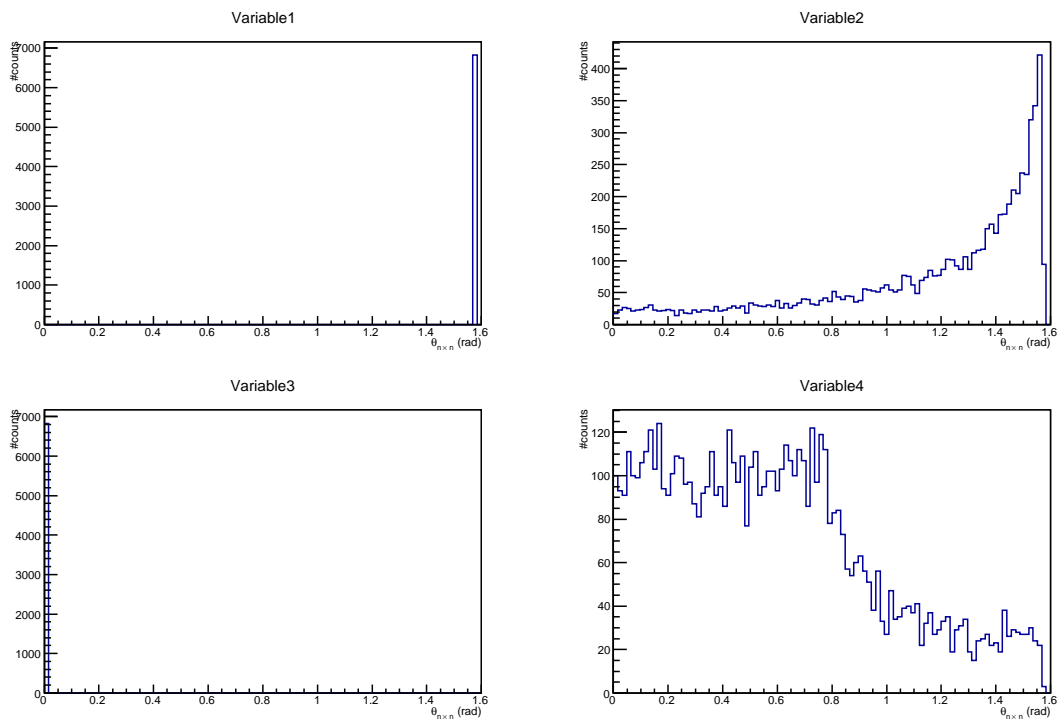


図 5.9: 平行に完全偏光する場合の崩壊面の角度分布.

### 5.3 各変数で計算した偏光度の結果

第4章で定義した偏光度の計算方法に従って偏光度を求めた結果を示す。図(5.10)はアクセプタンス100%を仮定した場合、図(5.11)はALICEアクセプタンスを考慮した場合の偏光度の結果である。横軸は使用した変数を示しており、縦軸は偏光度である。●が無偏光の場合、▲が垂直に完全偏光の場合、▼が平行に完全偏光の場合を示している。

偏光度は式(4.6)の定義から、無偏光の場合は $P = 0$ 、垂直に完全偏光する場合は $P = -1$ 、平行に完全偏光する場合は $P = 1$ となるべき物理量である。しかし、このモンテカルロ計算により変数によっては無偏光の場合は0からずれたり、完全偏光の場合は1(-1)よりも小さい(大きい)値をとるなど、偏光のしかたを区別する解像度が悪くなることが分かった。よって、偏光測定に適した変数というのは、無偏光の時には偏光度が $P \approx 0$ 、垂直に完全偏光する場合は $P < 0$ 、平行に完全偏光する場合は $P > 0$ であり、かつその三つが区別できることが条件である。

まず、アクセプタンス100%を仮定した場合の結果について議論する。変数1は、無偏光の場合に偏光度がゼロから大きく外れており、無偏光の場合と垂直に完全偏光の場合が同じ値なので、偏光しているのかしていないのかを見分ける変数としてはふさわしくない。変数2は、無偏光の場合が偏光度ゼロとなっており、かつ完全偏光の場合はゼロではなく垂直か平行かが区別できることが分かる。変数3は、どの場合でも偏光度ゼロに集中しており、無偏光の場合と垂直に完全偏光の場合が同じ値なので、変数1同様、偏光しているのかしていないのかを見分けることは難しい。変数4は、変数2と同様で無偏光の場合が偏光度ゼロとなっており、かつ完全偏光の場合はゼロではなく垂直か平行かが区別できることが分かる。以上のことより、変数2と4が適した変数であると言える。

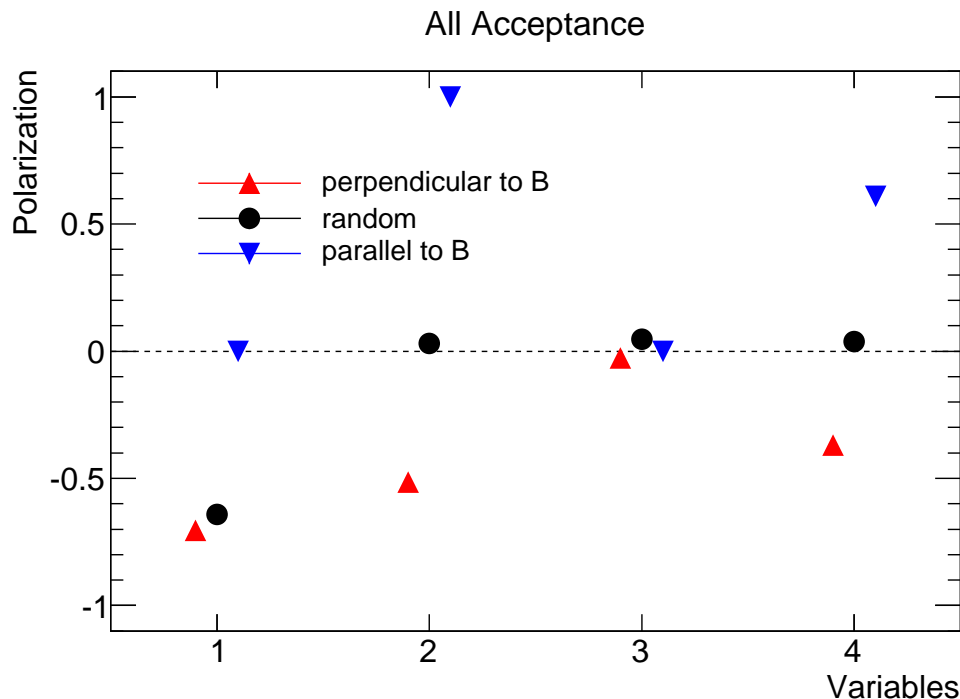


図 5.10: アクセプタンス 100% を仮定した場合での各変数で計算した偏光度。

次に、ALICE 検出器のアクセプタンスを考慮した場合の結果について議論する。各変数の傾向はアクセプタンス 100% を仮定した場合とほぼ変わっていない。変数 1 は、アクセプタンス 100% を仮定した場合と同じ理由で偏光測定には適していない。変数 3 に関しては、アクセプタンスを考慮すると、無偏光の場合に偏光度がゼロから外れ、垂直に完全偏光の場合と平行に完全偏光の場合が入れ替わっているため、偏光測定には適していないと言える。変数 2 と変数 4 は、アクセプタンスを考慮しても偏光度はゼロで、完全偏光の場合はゼロではなく垂直か平行かが区別できるため、適した変数であると言える。また、変数 2 はアクセプタンスを考慮する前と後では変化はないが、変数 4 は変化しておりアクセプタンスの影響を受けることが分かった。

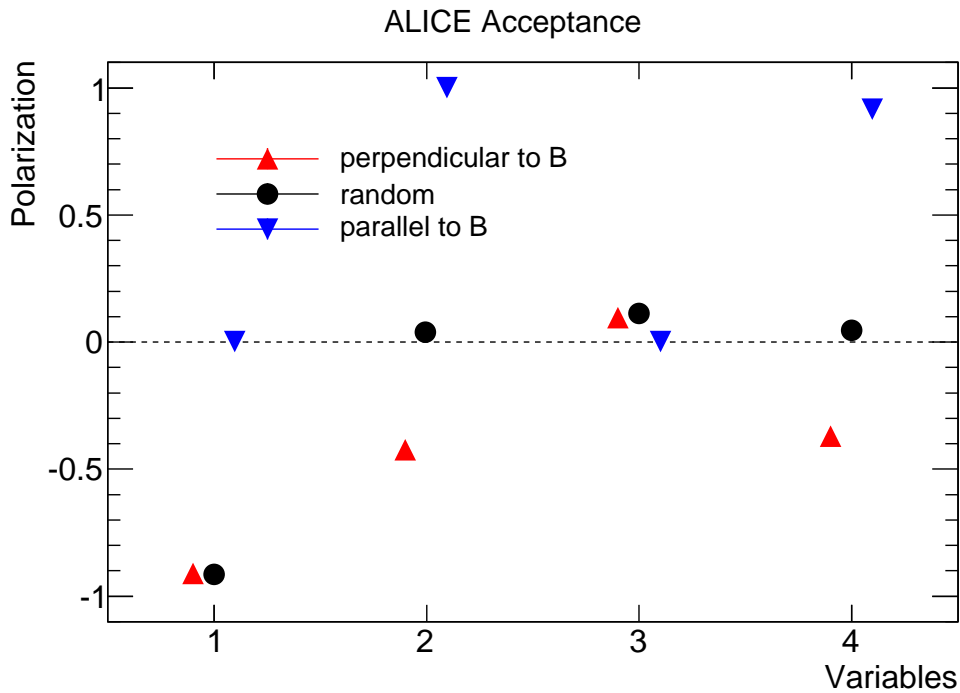


図 5.11: ALICE 検出器のアクセプタンスを考慮した場合の各変数で計算した偏光度。

モンテカルロ計算による運動学変数の質量・運動量依存性などのより詳細な議論は上田氏の卒業論文 [41]で行っている。今後、このモンテカルロ計算と強磁場中での真空偏極テンソルの計算を組み合わせれば、より実際の実験に近い状態での議論が可能となるだろう。

## 第6章 解析

### 6.1 データセット

本研究では、2011年にALICE検出器で収集した核子対あたり2.76TeV鉛+鉛原子核衝突のデータを用いた。使用したデータは、収集されたデータから物理解析に必要な情報を抽出し、各事象を整理してまとめてデータ再構成が行われた後のデータである。そのデータ形式をAnalysis Object Data(AOD)と呼び、本研究での結果はすべてAODから導出したものである。以下に使用したrun numberを示す。

run number :

170593, 170572, 170388, 170387, 170315, 170313, 170312, 170311, 170309, 170308, 170306, 170270, 170269, 170268, 170230, 170228, 170207, 170204, 170203, 170193, 170163, 170159, 170155, 170091, 170089, 170088, 170085, 170084, 170083, 170081, 170040, 170027, 169859, 169858, 169855, 169846, 169838, 169837, 169835, 169591, 169590, 169588, 169587, 169586, 169557, 169555, 169554, 169553, 169550, 169515, 169512, 169506, 169504, 169498, 169475, 169420, 169419, 169418, 169417, 169415, 169411, 169238, 169167, 169160, 169156, 169148, 169145, 169144, 169138, 169099, 169094, 169091, 169045, 169044, 169040, 169035, 168992, 168988, 168826, 168777, 168514, 168512, 168511, 168467, 168464, 168460, 168458, 168362, 168361, 168342, 168341, 168325, 168322, 168311, 168310, 167988, 167987

### 6.2 衝突事象の選択

上に示した実験データから物理解析が可能な衝突事象を選別する。条件として、その衝突に一つ以上のトラックがあることと、その衝突の位置がビーム軸に沿って $\pm 10\text{cm}$ 以内を満たすイベントを解析に用いた。この衝突事象の選択により、合計29,991,836イベントの解析を行った。

### 6.3 中心衝突度の測定

中心衝突度の決定は、VZERO検出器で測定された粒子の多重度によって決定する。図(6.1)に、ALICE実験で定義されているVZERO検出器の多重度と中心衝突度の関係を示す。

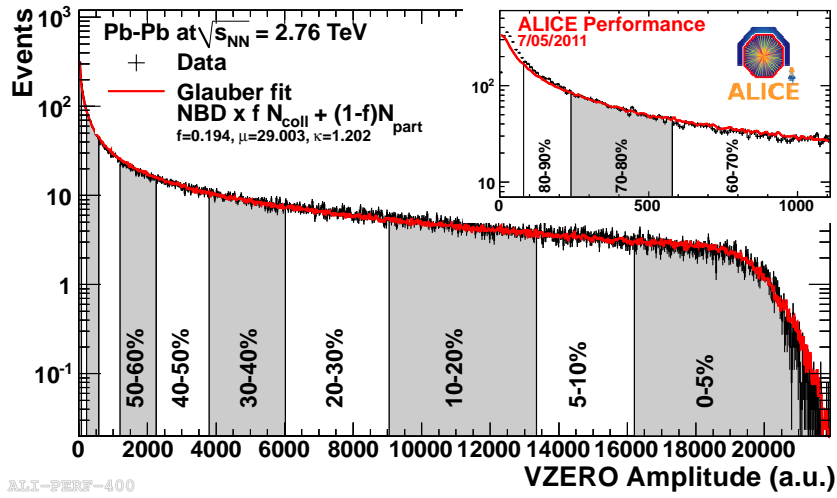


図 6.1: ALICE 実験で定義されている VZERO 検出器の多重度と中心衝突度の関係 [9].

本研究では、0 – 10%, 10 – 30%, 30 – 50%, 50 – 90% に分けて解析を行った。それぞれの統計量を表 (6.1) に、ヒストグラムを図 (6.2) に示す。

中心衝突度	統計量
0 – 10%	17963730
10 – 30%	9445778
30 – 50%	8504483
50 – 90%	2582328

表 6.1: 各中心衝突における統計量。

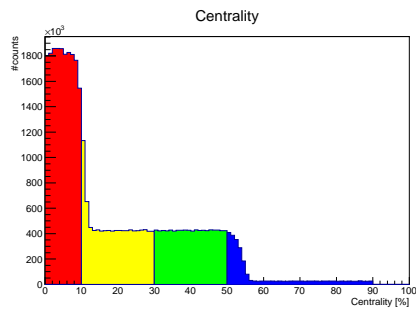


表 6.2: 各中心衝突における統計量のヒストグラム。

## 6.4 反応平面の測定

反応平面の測定には VZERO-C 検出器を用いて、4.1 で説明した測定方法で決定した。図 (6.2) の左に VZERO-C 検出器で測定した中心衝突度 0~10% における反応平面の角度分布を、図 (6.2) の右にそれぞれの中心衝突度における反応平面の角度分布を示す。

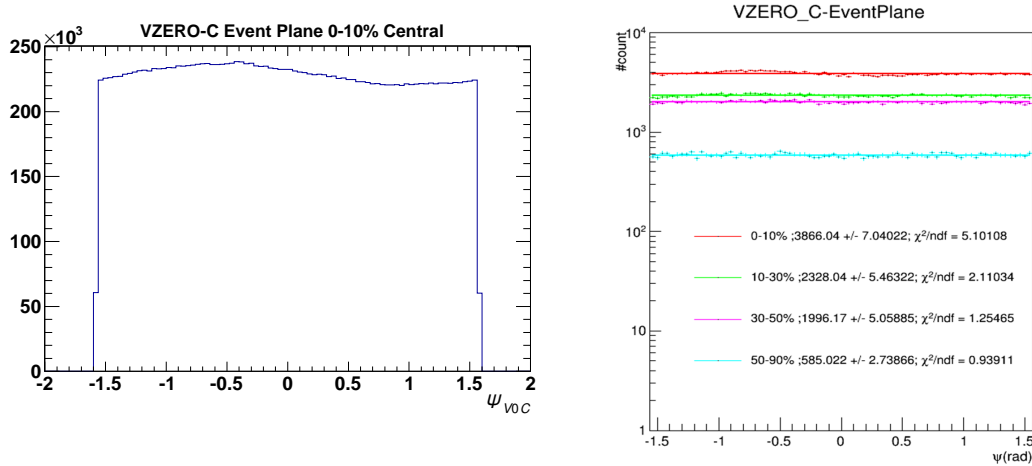


図 6.2: 左 : VZERO-C 検出器で測定した中心衝突度 0~10% における反応平面の角度分布. 右 : 中心衝突度.

## 6.5 電子測定

電子測定には, セントラルバレル内にある ITS, TPC, TOF を用いている. ITS と TPC で荷電粒子の飛跡再構成を行い, TPC と TOF で電子識別を行っている.

### 6.5.1 荷電粒子の飛跡再構成

荷電粒子の飛跡再構成は, ラピディティが  $|\eta| \leq 0.84$  で荷電粒子の横方向運動量が  $0.05 \leq p_T \leq 6$  GeV/c の領域で行う. また, 重いクォークを含む粒子のセミレプトニック崩壊による電子を除くために, DCA 分布のカットを  $DCA_{XY} \leq 1\text{cm}$ ,  $DCA_Z \leq 3\text{cm}$  とした. DCA とは崩壊粒子が作る飛跡とビーム衝突点との最近接距離であり, この距離は親粒子の寿命に依存するため, その寿命に対応した DCA のカットをすることで粒子を除くことができる.

ITS では, SPD の最初の層にヒットがあることとクラスターの数 が 3 以上であることを要求し, TPC では, クラスターの数 が 80 以上, パッドの列が 100 以上,  $\chi^2/ndf$  が 3.5 以下であることを条件として飛跡再構成を行う.

### 6.5.2 電子識別

電子識別には, TPC と TOF を用いた. TPC ではエネルギー損失  $dE/dx$  を測定し, 測定した電子の  $dE/dx$  の中心値からどのくらい離れているかの値  $n\sigma$  を用いて電子識別を行う.  $n\sigma$  は以下のようにかける.

$$n\sigma = dE/dx < dE/dx > \quad (6.1)$$

TOF では粒子の速度を測定し, TOF と同様に  $n\sigma$  の値を用いて電子識別を行う.



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

図 (6.3) は、TPC で測定したエネルギー損失と運動量の関係を示しており、左は TOF のカット前、右がカット後である。TOF のカット後は k 中間子と陽子が少なくなっていることが分かる。

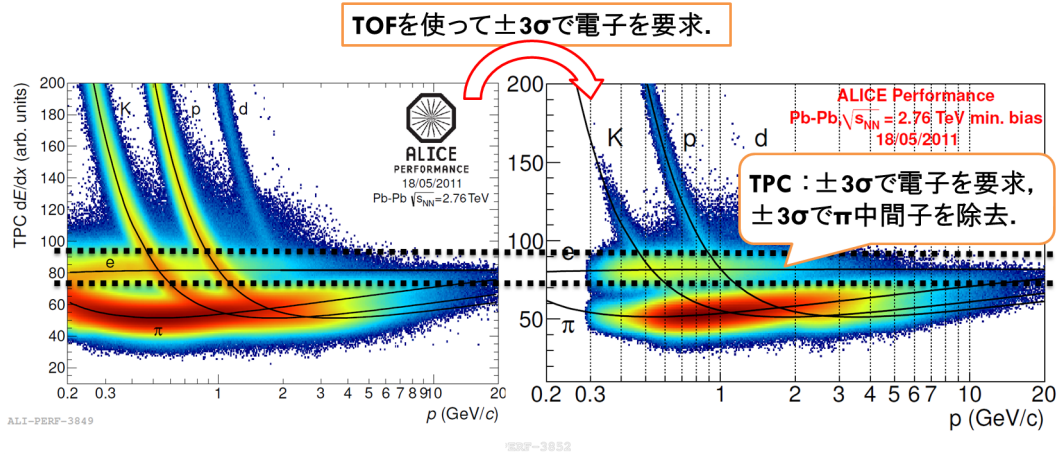


図 6.3: TPC で測定したエネルギー損失と運動量の関係。左は TOF のカット前、右がカット後。

本研究では TOF と TPC で電子識別を行ったが、ITS を追加した電子識別が最近新たに行われている。これよりさらに高い純度が得られることが分かっており、今後の解析に導入すべきである。

一方で、このような電子識別を行ってもハドロンのは混入は残っている。その割合は TPC と TOF を使った場合は約 10%、ITS を追加した場合には 1% のオーダーであることが分かっている。

## 6.6 電子対の選択

### 6.6.1 コンバージョンによる電子対の除去

電子・陽電子対のなかには、光子が検出器やビームパイプの物質と相互作用した時に対生成するものも測定される。これを取り除くためには、衝突点のずれと、検出器の磁場と崩壊面の関係を見ることによって除去できる。コンバージョンによって生成される電子・陽電子対は、その崩壊面の法線ベクトルと磁場の向きが等しくなる。よって本研究では、崩壊面の法線ベクトルと磁場のベクトルがなす角度が  $0 < \phi_v < 2^\circ$  の場合をカットしている。

### 6.6.2 無関連な電子対の考慮

以上のような方法で測定された電子・陽電子対 ( $N_{e^+e^-}$ ) の中のほとんどのペアが違う親粒子からきた無関連なものである。それをコンビナトリアルバックグラウンドと呼ぶ。その寄与を見積もるために同種粒子 ( $N_{e^+e^+}$ ,  $N_{e^-e^-}$ ) での測定や違うイベント同士で電子・陽電子対を組み合わせる

イベントミキシング法でも測定を行い，無相関な成分 (combinatorial background) の見積もりを行う。

## 6.7 不変質量分布

電子・陽電子対の不変質量は，測定されたエネルギーと運動量から以下のように求める。

$$M_{e^+e^-} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (6.2)$$

ここで，

$$(E_{e^+} + E_{e^-})^2 = (\sqrt{m_{e^+}^2 + p_{e^+}^2} + \sqrt{m_{e^-}^2 + p_{e^-}^2})^2 \quad (6.3)$$

$$(\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2 = (p_{e^+x} + p_{e^-x})^2 + (p_{e^+y} + p_{e^-y})^2 + (p_{e^+z} + p_{e^-z})^2 \quad (6.4)$$

$p_x, p_y, p_z$  は，ビーム軸からの極角  $\theta$  と，方位角  $\phi$  を使って以下のように求める。

$$p_x = p \times \sin\theta \cos\phi$$

$$p_y = p \times \sin\theta \sin\phi \quad (6.5)$$

$$p_z = p \times \cos\theta \quad (6.6)$$

図 (6.4) に電子陽電子対の不変質量分布を示す。

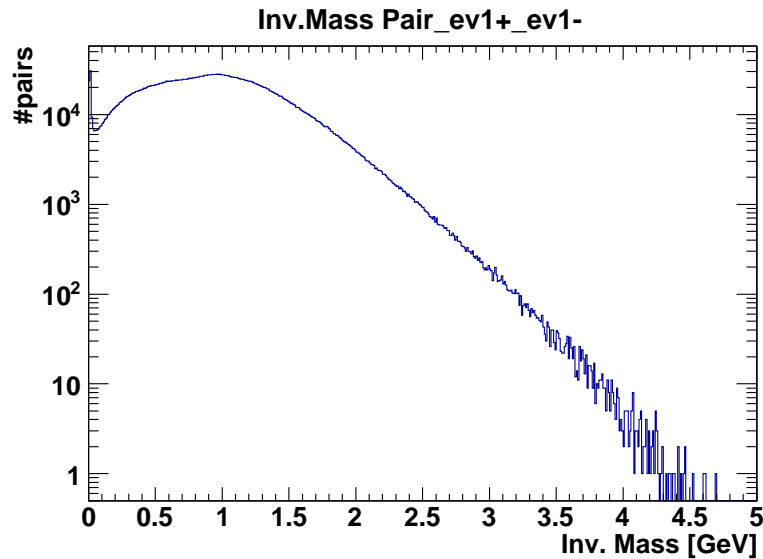


図 6.4: 電子・陽電子対の不変質量分布

## 6.8 崩壊面の角度分布

電子・陽電子対の崩壊面と4種類の基準面とのなす角度  $\theta_{n \times n}$  の分布を示す. 図(6.5)に中心衝突度0~10%における崩壊面の角度分布を示す. この分布を中心衝突度が10~30%, 30~50%, 50~90%の場合でも求め,  $\pi/4$ で磁場と垂直か平行かを区別し, その比をとることによって偏光度を求める.

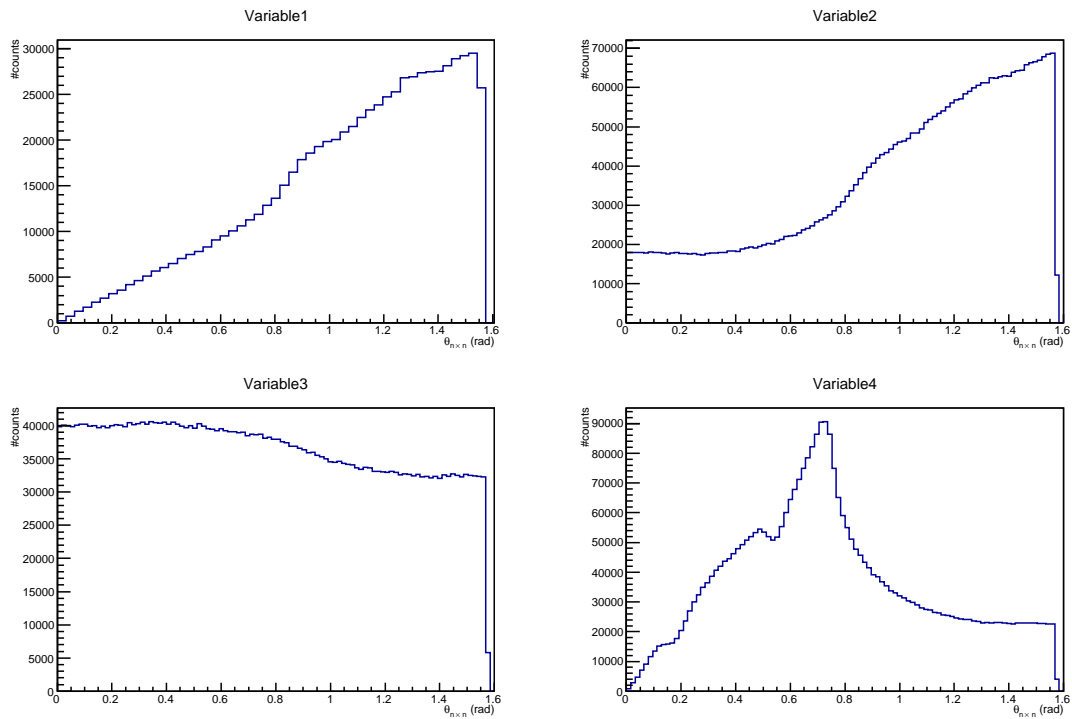


図 6.5: 中心衝突度 0~10% における各変数で測定した崩壊面の角度分布.

## 第7章 結果と考察

この章では、核子対あたり 2.76 TeV 鉛+鉛原子核衝突のデータを用いた偏光度の測定結果を示す。また、モンテカルロ計算による各変数での偏光度と測定結果を比較し、強磁場の検出可能性について議論する。

### 7.1 アクセプタンスを考慮する前の偏光度

アクセプタンスの補正を考慮する前の偏光度の中心衝突度依存性を示す。第5章では適切な変数として変数2と変数4を選んだが、クロスチェックのため4つの変数すべてで測定を行った。横軸が中心衝突度で値が大きくなるほど非中心衝突になる。縦軸は偏光度である。

図(7.1)に、 $120 < M_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$  の質量領域における偏光度の結果を示す。この不変質量の領域は、PHENIX 実験での直接仮想光子の測定で仮想光子の優位性が最も良い領域である。ALICE 実験においては現在解析を進めているところであり、どの質量領域が仮想光子の優位性が最も良いかの結果はまだ公表されていない。図(7.2)に、 $0 < M_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$  の質量領域における偏光度の結果を示す。この領域では、 $\pi_0$  のダリツ崩壊からくる電子・陽電子対が支配的になり、偏光は期待されない領域である。

それぞれの図の左側は仮想光子の運動量が磁場と垂直の場合 (in plane) で、磁場の影響を受けて偏光が期待される。右側は平行の場合 (out of plane) で、アクセプタンスの補正に使用する。

これらの結果から、磁場と平行か垂直かで電子・陽電子対の数を数え、式(4.13)より偏光度を求める。

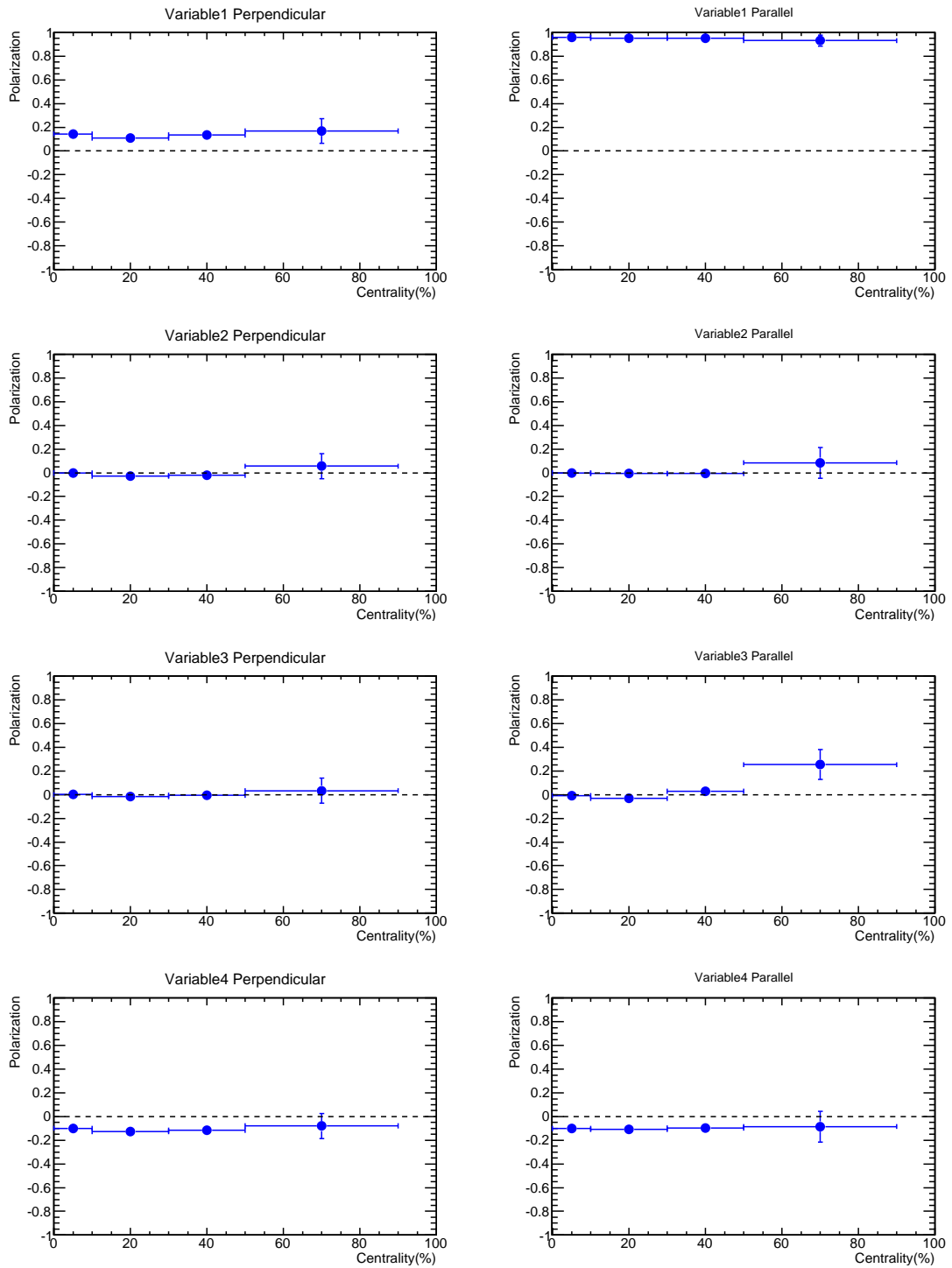


図 7.1:  $120 < M_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$  におけるアクセプタンスを考慮する前の偏光度. 左: 仮想光子の運動量が磁場と垂直の場合. 右: 仮想光子の運動量が磁場と平行の場合.

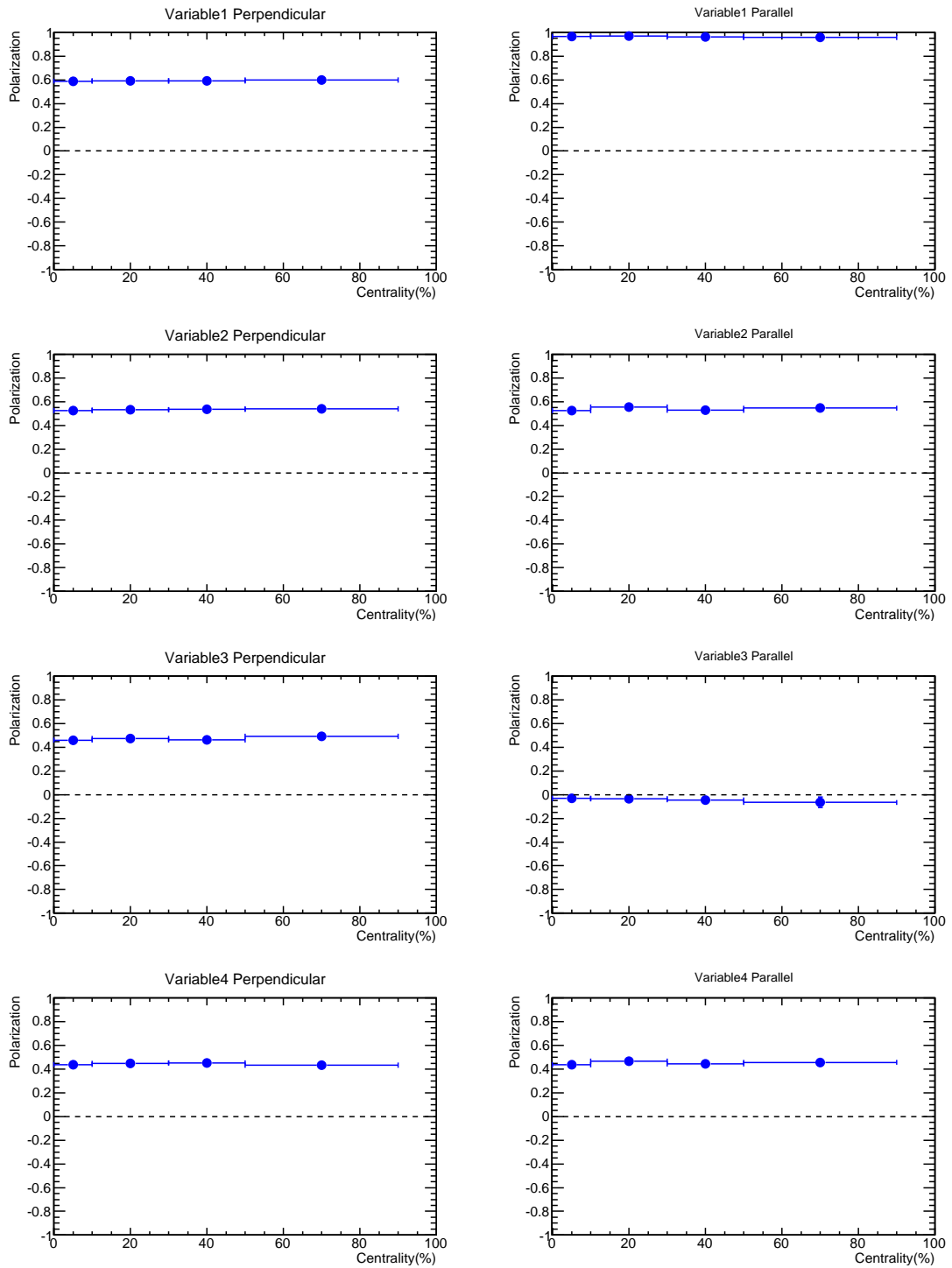


図 7.2:  $0 < M_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$  におけるアクセプタンスを考慮する前の偏光度. 右: 仮想光子の運動量が磁場と平行の場合.

## 7.2 アクセプトランスを考慮した偏光度

ALICE 検出器のアクセプトランスを考慮した偏光度の結果を示す。

電子・陽電子対 ( $e^+e^-$ ) で測定した偏光度 (実線・▼) と、異なる衝突事象での電子・陽電子を組み合わせるイベントミキシング法での偏光度 (点線・△) を比較した。図 (7.3) に、変数 2 と 4 で測定した偏光度の結果を  $(-0.3, 0.3)$  のスケールで、図 (7.4) に、変数 1 と 3 で測定した偏光度の結果を  $(-1, 1)$  のスケールで示す。

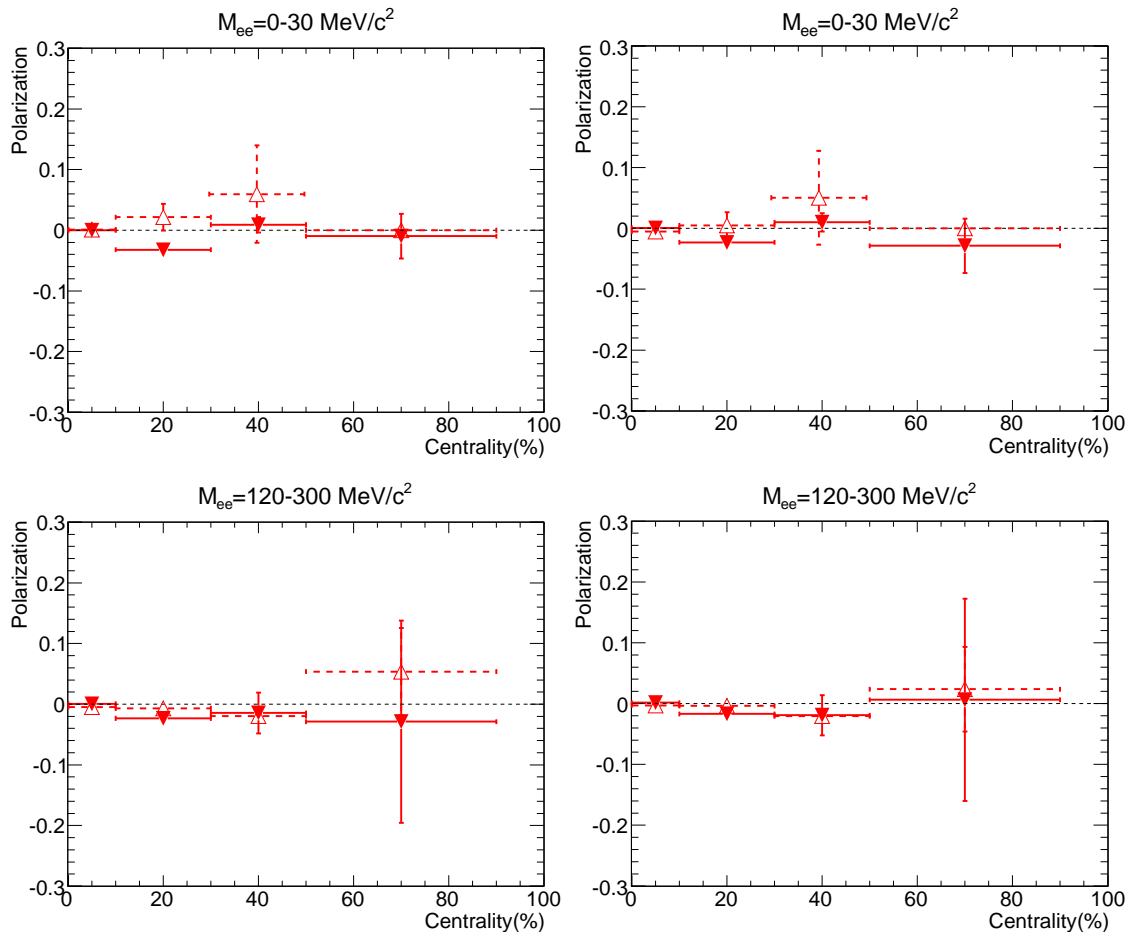


図 7.3: 左 : 変数 2 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性. 右 : 変数 3 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性. ▼・実線は同じ衝突事象内の電子・陽電子で測定した偏光度で, △・点線は異なる事象の電子・陽電子で測定した偏光度.

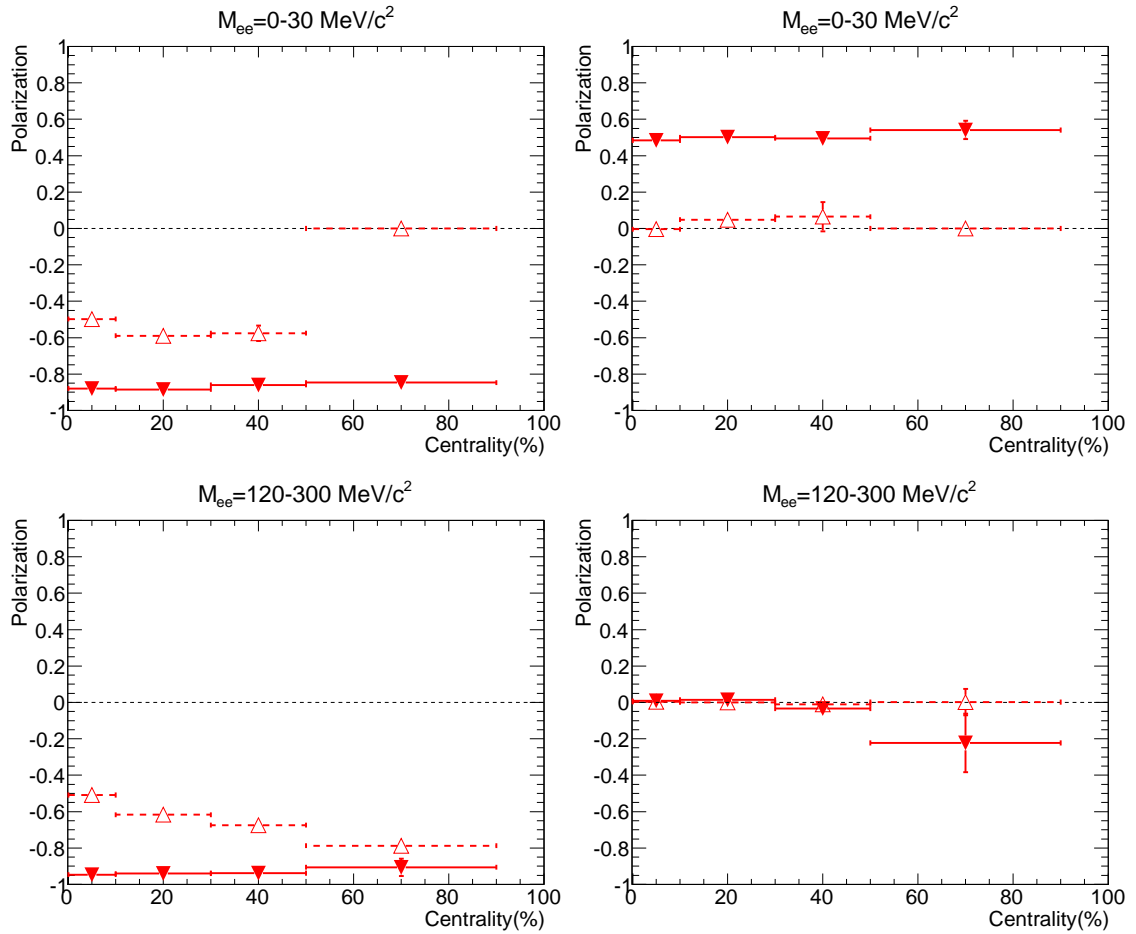


図 7.4: 左 : 変数 1 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性. 右 : 変数 4 で測定した各質量領域における偏光度の中心衝突度依存性.  $\blacktriangledown$ ・実線は同じ衝突事象内の電子・陽電子で測定した偏光度で,  $\triangle$ ・点線は異なる事象の電子・陽電子で測定した偏光度.

イベントミキシング法では無相関な粒子を組み合わせているので偏光度はゼロになるはずであり, 変数 2~4 では誤差範囲でゼロになっている. 変数 1 については, モンテカルロ計算により無偏光の場合でも偏光度はゼロにならないことが分かっており, 測定結果もゼロになっていない.

一方で, 同じ事象内での電子・陽電子対を用いた測定では質量領域によって期待される偏光度が違う.  $M_{ee} < 100 \text{ MeV}/c^2$  の質量領域においては,  $\pi_0$  のダリツ崩壊からくる電子・陽電子対が支配的になり偏光は期待されないが,  $M_{ee} > 100 \text{ MeV}/c^2$  の質量領域では, 仮想光子からの電子・陽電子対が支配的になり偏光が期待され, 非中心衝突になるにつれて偏光度が大きくなることが期待される.

変数 2 と変数 4 の結果をみると, どちらの質量領域においても誤差の範囲で偏光度はゼロとなり, 偏光度は測定されなかった. 変数 1 には有意なシグナルがみえているが, モンテカルロ計算により無偏光の場合でも偏光度はゼロにならないことが分かっているため, 偏光度が測定できたとは言えない. また, 変数 3 では,  $\pi_0$  のダリツ崩壊からくる電子・陽電子対が支配的になる領域  $M_{ee} < 100 \text{ MeV}/c^2$  においてのみ有意なシグナルが見えている. 変数 3 で崩壊面との角度を計算する方法は, コンバージョンによる電子・陽電子対の除去で使用する方法と似ているため, コンバー



ジョンによる電子・陽電子対が十分に取り除けていない可能性がある。これについてはより詳細な解析が必要である。

### 7.3 モンテカルロ計算と実験データの比較

モンテカルロ計算と実験データの比較を行う。比較したデータは、磁場が最も強くなると期待されている中心衝突度が30–50%、仮想光子がバックグラウンドよりも優位とされる  $120 < M_{ee} < 300$  MeV/c<sup>2</sup> における結果である。図(7.5)にALICE検出器のアクセプタンスを考慮したモンテカルロ計算の結果と実験データを比較したものを示す。□が実験データで、その他(▲・●・▼)はモンテカルロ計算による結果である。

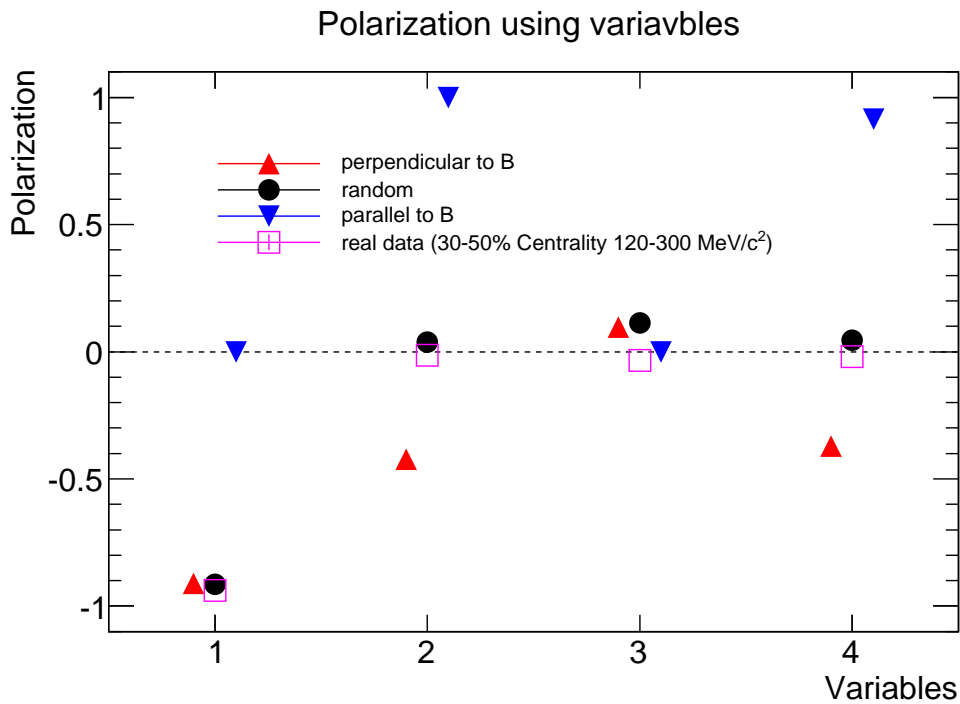


図 7.5: 実験データとモンテカルロ計算の比較。

変数1と変数3は、モンテカルロ計算による議論で偏光度を見分けるには適していないことが分かっている変数であるので、偏光がないの議論はできないが、モンテカルロ計算の結果と実験データの傾向は似ている。変数1では、垂直に完全偏光の場合(▲)と同時に無偏光の場合(●)と一致している。また、変数3は平行に完全偏極の場合(▼)と近い値をとっている。

変数2と変数4については、モンテカルロ計算による議論で偏光度を見分けるのに適していると分かった変数である。図(7.6)に、実験データとモンテカルロ計算の比較を(-0.2,0.2)の範囲で拡大したものを示す。

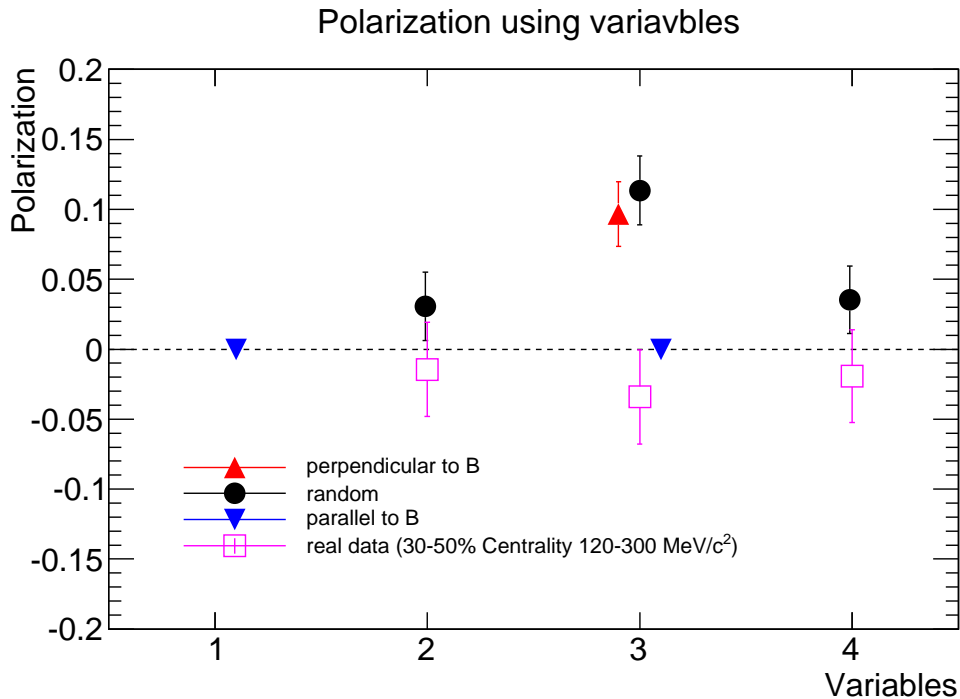


図 7.6: 実験データとモンテカルロ計算の比較を (-0.2.0.2) の範囲で拡大したもの。

変数 2 と 4 において、実験データと無偏光を仮定した計算結果とが誤差の範囲で一致していることが分かる。このことにより、今回の測定では偏光度に有意なシグナルは確認できず、偏光度はゼロという結果を得た。

## 7.4 考察

真空偏極テンソルの理論的評価により偏光測定で強磁場の検出ができる可能性があるという結論を得たが、実際の測定では検出できなかった。

原因として考えられるものを以下に挙げる。

- 反応平面が一様ではないこと。

6.4 で測定した反応平面は、本来一様になるはずだが、図 (6.2) を見ると分かるように一様分布になっていない。これは、反応平面を測定する検出器のアクセプタンスの影響によるものである。偏光測定には、磁場の方向を決める際に反応平面を使用するので、その分布が一様ではないことが偏光度の結果に影響を与える可能性もある。しかし、偏光度を求める際には比をとるのでその影響は打ち消す合う可能性もある。今後は、反応平面を一様分布にする flattening という作業を行い反応平面を一様にして偏光測定を行う必要がある。

- 電子識別が十分でないこと。

電子識別を行っても、ハドロンを電子と数え間違えている可能性は残っている。本研究の電子識別では TPC と TOF を用いたが、この場合は約 10% のハドロンが混入していることが分かっている。この影響で、仮想光子のバックグラウンドに対する優位性が悪くなり、偏光

のシグナルが見えにくくなっている可能性がある。改善策としては、電子識別に ITS を導入することを提案する。ITS も TPC と同様にしてエネルギー損失を求めることによって荷電粒子の識別を行うことができる検出器である。最近の解析によって、ITS を導入すればハドロンの混入が 1% まで下がることが分かっている。これは偏光測定に大きく影響する可能性があり、今後の解析に導入するべきである。

- 高い横運動量での統計量が少ないこと。

本研究で着目しているのは、プロンプト光子 (pQCD photon) である。プロンプト光子は衝突初期、つまり磁場が最大になる時間に生成されるので、磁場の影響を最も受けていると考えられる光子である。プロンプト光子は横運動量で見ると 3-5 GeV/c 以上の高い運動量で支配的になる。しかし、本研究で用いた統計量では高い運動量を持つ光子は少ない。今回の解析では統計量の関係から横運動量で区切った解析を行っていないため、1-3GeV/c 付近の光子がほとんどを占めている。この運動量領域では、磁場が最大の時よりも数桁弱い時間帯に生成する熱的光子が支配的になっており、熱的光子はプロンプト光子に比べて磁場の影響が弱くなるので偏光度も非常に小さくなると考えられる。よって、今回の測定では、おもに熱的光子を見ていることになり、偏光度はゼロになったと考える。今後は、LHC のアップグレードに向けて統計が増えるので、横方向運動量の依存性もみることによって強磁場検出のより進んだ議論ができるようになると思う。

- 適切な質量領域を選択できていないこと。

本研究で直接仮想光子が優位になる質量領域として、PHENIX 実験で用いられている  $120 < M_{ee} < 300 \text{ MeV}/c^2$  を選んだ。しかしこれは PHENIX 検出器のアクセプタンスでの研究結果であり、ALICE 検出器でも同じ質量領域で最も直接仮想光子が優位になるとは限らない。仮に ALICE 実験では他の質量領域のほうが優位性が高いのであれば、今回の測定ではシグナルが見えにくくなり偏光度が観測されなかったのかもしれない。今後は、ALICE 実験でも直接仮想光子の収量を求め、適切な質量領域を決定する必要がある。

今後以上のことを考慮して解析を進めれば、より進んだ強磁場検出の可能性の議論ができると考えている。また、モンテカルロ計算だけではなく、原子核衝突を再現したイベントジェネレータ (強磁場は考慮されていないもの) を使ったシミュレーションも行い実験データと比較することも重要である。

## 第8章 結論

本研究では、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の検出を目的とし、理論・実験の両面から研究を行った。磁場の検出方法として、強磁場による仮想光子偏光の測定を提案した。

まず、強磁場による仮想光子偏光の理論的評価を行った。外部強磁場中における光子偏極テンソルの数値計算に成功し、LHCのエネルギー領域での仮想光子偏光は10%オーダーであることが分かった。また、ALICE実験において現在までに得られた統計量で期待される統計的優位性は、 $1\sigma$ のオーダーであり、仮想光子の偏光測定で強磁場が検出できる可能性があることが分かった。

次に、核子対あたり  $2.76\text{TeV}$  鉛+鉛原子核衝突の実験データを用いて仮想光子偏光の測定を行った。モンテカルロシミュレーションによって電子・陽電子の崩壊面の向きを識別する適切な方法を決定し、その方法を用いて仮想光子偏光の測定を行った。偏光度の中心衝突度依存性や不変質量依存性の測定を行い、無相関粒子との比較を行ったが、偏光は観測されなかった。また、モンテカルロシミュレーションで無偏光と仮定した場合の結果と一致しており、偏光度はゼロという結果を得た。

今回の測定では強磁場を検出することはできなかったが、仮想光子を使って偏光測定を行うという新しい視点に着目し測定方法を確立することができた。また、理論に関しては、強磁場中での真空偏極テンソルの数値計算が高い光子のエネルギーで可能になったことで、強磁場に関する様々な現象論との議論が可能になり、重イオン衝突の分野に限らず、マグネターのような臨界磁場を超える磁場を持つ天体で起こる現象への応用も期待できる。

今後は、より高統計での解析やITSの導入による電子識別の純度向上などにより、中心衝突度をより細かく分けたり横運動量依存性を見るなどさらに詳細な解析が進み、理論研究ではより実験に近い状況下での評価を行うことで、強磁場検出の可能性の議論が進むと期待している。

## 付録 A 高エネルギー原子核衝突の基礎知識

### participant-spectator の描像

高エネルギー原子核衝突の幾何学的な様相は、衝突のダイナミクスにおいて重要な役割を果たす。衝突の描写は、衝突径数  $b$  fm (impact parameter) を用いて表現される。衝突径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、 $b \cong 0$  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 A.1)。

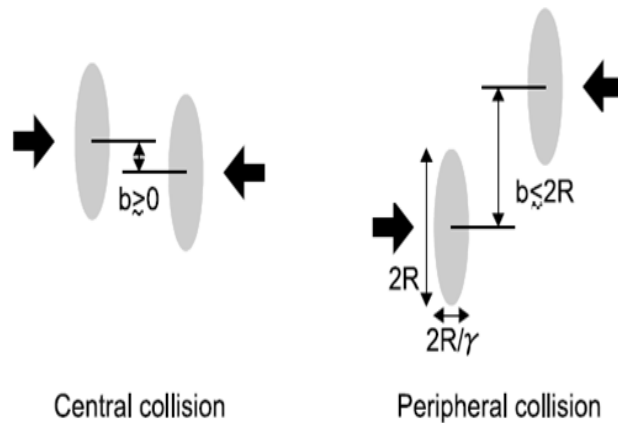


図 A.1: 半径  $R$  の原子核どうしの中心衝突 (central collision) と非中心衝突 (peripheral collision) を表したもの [37].

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反応に関与する。反応に関与した部分を反応関与部 (participant)、反応に関与せず通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ。spectators はそのまま光速で呼び去っていくが participants は入射エネルギーによってその様相が変化する。図 (A.2) は、衝突径数を  $b$  とした原子核衝突の衝突前後の様子である。

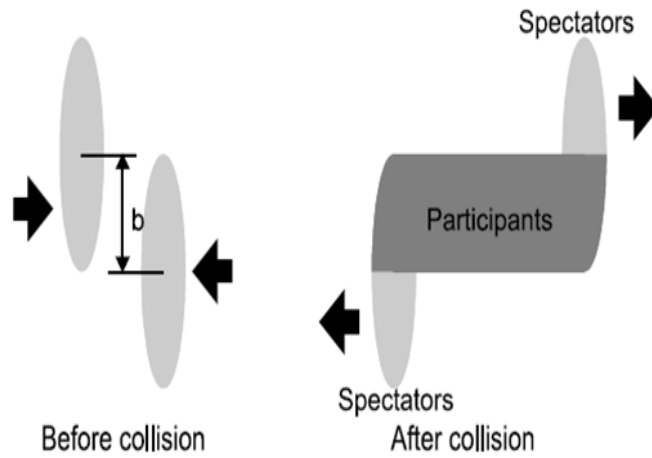


図 A.2: 原子核衝突の衝突前後の様子 [37].

## Glauber 模型

Glauber 模型 [39] は、高エネルギー原子核衝突の幾何学を描像する模型で、核子-核子の衝突の回数 ( $N_{binary}$ ) や participant の数 ( $N_{part}$ ) を見積もるのに用いられる。

この模型では、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モデルである。

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、衝突径数  $b$  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。図 (A.3) は、モンテカルロシミュレーションによって計算された  $N_{binary}$  (図では  $N_{coll}$ ) と  $N_{part}$  の衝突径数依存性である。

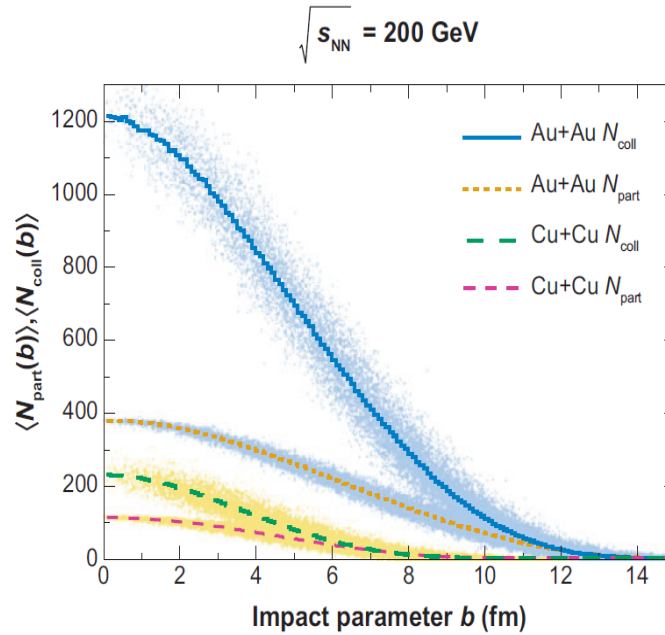


図 A.3: モンテカルロシミュレーションによる  $N_{binary}$  と  $N_{part}$  の衝突径数依存性 [39].

## stopping 領域と scaling 領域

高エネルギー領域の原子核衝突において、participant の描像は入射する粒子のエネルギーによって変わってくる。実験室系でのエネルギーが核子あたり数十 GeV 以下の衝突では、エネルギー阻止能 (Stopping power) が大きいために入射核子中の核子が衝突において中央で静止し、そこから発生するハドロンは中心 rapidity 近傍に集まる。この領域を stopping 領域と言う。一方、核子辺りのエネルギーが重心系で 100GeV 以上の領域になると、Stopping power が小さいために核子がすり抜けて、粒子の rapidity 分布の幅が広がり、中心 rapidity では低いバリオン密度状態になる。この領域を scaling 領域と言い、その描像を Bjorken 描像 [35] という。図 (A.4) は net-proton の rapidity 分布を示したものである。net-proton とは、陽子の数から反陽子の数を引いたものである。原子核衝突によって生成された粒子と反粒子の数は同じはずなので、残った陽子の数は最初の原子核からのものだけということが分かる。実線はシミュレーションにより計算されたもので、プロットは実験データである。RHIC や LHC のエネルギー領域ではすり抜けの効果が顕著に表れており、中心 rapidity 付近では  $dN/dy$  の値は小さくなっている。しかし、 $dN/dy \neq 0$  であることから、すり抜けずに残った陽子が存在することが分かる。

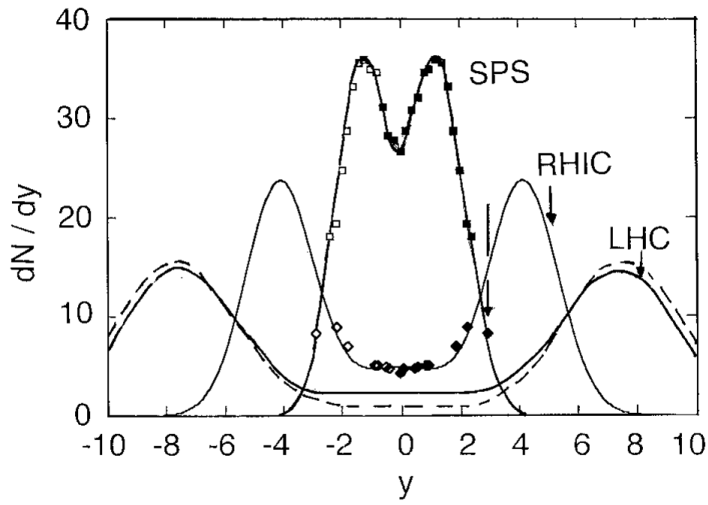


図 A.4: net-proton の rapidity 分布 [45]

## rapidity と pseudo rapidity

rapidity とは,

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{A.1})$$

で定義される物理量である．ここで  $E$  は入射粒子の全エネルギー， $p_z$  はその粒子のビーム軸方向の運動量である．rapidity は粒子の入射方向の速度を表す目安のようなもので，Lorentz 不変な量である．粒子生成の rapidity 分布  $dN/dy$  もローレンツ不変な量となる．

また，運動量が質量に対して十分に大きい時 rapidity は近似的に次の pseudo rapidity で示すことができる．高エネルギー衝突実験では，ビーム軸に対する粒子の放射角を  $\theta$  とおくと  $p_z = p \cos \theta$  となるので，

$$y \sim \eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{A.2})$$

とかける．



## 付録B 二項分布の誤差

偏光測定では、測定されたN個の電子・陽電子を磁場に垂直か平行かのいずれかに分ける。これは二項分布にしたがうので、誤差の評価には二項分布の分散を用いた。

本研究での偏光度の定義は、

$$P \equiv \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} \quad (\text{B.1})$$

である。これを  $N(= N_{\parallel} + N_{\perp})$  と  $N_{\parallel}$  だけの式で示すと、

$$P \equiv \frac{2N_{\parallel} - N}{N} \quad (\text{B.2})$$

となる。ここで分散  $Var(N_{\parallel})$  は、二項分布の分散関係から、

$$Var(N_{\parallel}) = N \frac{N_{\parallel}}{N} \left(1 - \frac{N_{\parallel}}{N}\right) \quad (\text{B.3})$$

である。偏光度Pの分散  $Var(P)$  は、

$$Var(P) = Var\left(\frac{2N_{\parallel} - N}{N}\right) \quad (\text{B.4})$$

$$= Var\left(\frac{2N_{\parallel}}{N} - 1\right) \quad (\text{B.5})$$

$$= \left(\frac{2}{N}\right)^2 Var(N_{\parallel}) \quad (\text{B.6})$$

とかけるので、式 (B.3) を代入すると、

$$Var(P) = \left(\frac{2}{N}\right)^2 N \frac{N_{\parallel}}{N} \left(1 - \frac{N_{\parallel}}{N}\right) \quad (\text{B.7})$$

となる。よって偏光度Pの誤差は、

$$\pm\sqrt{Var(P)} = \pm\frac{2}{N}\sqrt{N_{\parallel}\left(1 - \frac{N_{\parallel}}{N}\right)} \quad (\text{B.8})$$

となる。これを、 $N_{\parallel}$  と  $N_{\perp}$  だけの式に書き直すと、

$$\pm\sqrt{Var(P)} = \pm\frac{2}{N_{\parallel} + N_{\perp}}\sqrt{\frac{N_{\parallel}N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}}} \quad (\text{B.9})$$

となり、これを用いて偏光度の誤差を計算した。アクセプタンスの偏光度に変換する際は誤差伝搬を用いた。

## 謝辞

研究を行うにあたって関わって頂いた全ての方々に感謝の意を示します。

まず、指導教官である志垣先生には、卒業研究の時から熱心に指導して頂き、心から感謝しています。的確な目標設定や助言をしてくださりながら、正しい方向へと導いてくださいました。海外での研究発表や他分野の研究会への参加など、最先端の物理に触れる機会も多く与えてくださり、とても刺激的でした。LMEE ミーティングでは、英語の苦手な私の変わりにいつも質問に答えて頂いてありがとうございました。研究室に入る前から、志垣さんのようになりたいと思ってたくさん学ばせて頂きました。この研究室で志垣さんのもとで研究できた時間は、私にとって貴重なものとなっています。本当にありがとうございました。

杉立先生には、毎週のミーティングで鋭い質問や助言をして頂いて、とても感謝しています。杉立先生が、「相手が何を求めているか考えなきゃダメだ」と度々言うておられたことがとても印象に残っています。ただ研究をしているだけではだめで、研究成果をいかに面白く分かりやすく説明できるか、聴衆に理解させることができるかということはとても重要なんだと改めて感じました。発表資料など人に見せるものを作るときは、その言葉を思い出しています。一度だけ、今日の発表は素晴らしかった！と褒めて頂いたときは本当にうれしかったです。

本間先生、三好先生には、さまざまな視点から物理の議論をしてくださり、物理の面白さを改めて感じさせてくださいました。ありがとうございました。

素粒子物理学研究室の石川先生には、理論の計算を一緒にして頂いて本当に感謝しています。お忙しい中、私たちのために毎週時間を割いて議論をしてくださり本当にありがとうございました。

東京大学 CNS の郡司さんには、ALICE のフレームワークを指南して頂いたり、PWG-DQ のコンビナーとしてたくさんのアドバイスをしていただきました。ありがとうございました。

KEK の板倉さん、延世大学の服部さんには、広島大学まで足を運んで強磁場に関する講演会をして下さったり、研究会や学会でお会いする度に物理の議論をして下さって、とても楽しかったです。ありがとうございました。

既に卒業された方も含めて先輩方には、日々多くのアドバイスと励ましを頂き元気付けられました。特に中宮さんには、大変お世話になりました。わたしの未熟な質問にも丁寧に答えて下さったり、分からないことがあれば一緒に考え、議論をしてくださいました。ありがとうございました。また、イタリアでの APW の時には八野さんに本当にお世話になりました。ほぼ初めての海外で、どこに行ったらいいのかもわからず不安でいっぱいでしたが、行きかえりを一緒に行動して下さったり、毎朝会場まで一緒に行ってく下さったり、常に私と一緒に居てくれたのでとても安心してイタリアの出張を終えることができました。ありがとうございました。

後輩の谷崎さん、上田くん、一緒に強磁場の議論をしてくれてありがとう。あまり先輩らしい指導はできなかったけど、一緒に研究できて楽しかったです。今後とも期待しています。頑張ってね。

同期のみなさん、息抜きに付き合ってくれたり、気兼ねなく物理の議論をしたりなど、ありがとうございました。同期のみなさんが居たからこそ、とても有意義な研究室生活を送ることができたと思います。

最後に、長い大学生活を支えてくれた両親に感謝します。毎日お弁当を作ってくれたり、送り迎

えをしてくれたり，お母さん，お父さんの支え無しでは大学生活を堪能できていなかったと思います。本当にありがとうございました。

辻 亜紗子

## 参考文献

- [1] K. Ishikawa, D. Kimura, K. Shigaki, and A. Tsuji, J. Mod. Phys. A28 (2013) 1350100
- [2] W.Heisenberg and H. Euler, A.Phys. 98 (1936)714
- [3] J.S.Schwinger, Phys.Rev. 82, 664 (1951)
- [4] S.L.Adler, Annals Phys. 67, 599 (1971).
- [5] ATHIC 2012 Koichi Httori, "Birefringent photon spectrum from a nonlinear interaction with strong magnetic field"
- [6] B. Dobrich, H. Gies, N. Neitz and F. Karbstein, Phys. Rev. D 87, 025022 (2013)
- [7] F. Karbstein, L. Roessler, B. Dobrich and H. Gies, Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. 14, 403 (2012)
- [8] K. Fukushima, Phys. Rev. D 83, 111501 (2011)
- [9] ALICE collaboration Phys. Rev. C 88, 044909 (2013)
- [10] <http://solomon.as.utexas.edu/~duncan/magnetar.html>
- [11] Wei-Tian Deng, Xu-Guang Huang, Phys. Rev. C 85, 044907 (2012)
- [12] D.E.Kharzeev, L.D.McLerran, and H.J.Warringa, Nucl.Phys.A 803, 227 (2008)
- [13] Tapan K. Nayak, arXiv:1201.4264 [nucl-ex]
- [14] P.F.Kolb,Heavy Ion Phys.21,243(2004)
- [15] K.Tuchin, Phys Rev C 82,034904(2010)
- [16] STAR Collabration, Phys.Rev.C 81,054908(2010), Phys.Rev.Lett 103,251601(2009)
- [17] K. Hattori, K. Itakura Ann. Phys. 330 (2013) 23-54, Ann. Phys. 334 (2013) 58-82
- [18] D.Kimura,K.Y.Lee,T.Morozumi, Prog.Theor.Exp.Phys.2013(2013)053803
- [19] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012)
- [20] M. H. Thoma, arXiv:hep-ph/9503400(1995)
- [21] M. Thoma, Phys.Rev., vol. D51, 1995, arXiv:hep-ph/9405309.
- [22] Jajati K. Nayak, Nucl. Phys. 58 (2013)

- [23] P. Stankus, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2005. 55:517-554
- [24] Martin Wilde, for the ALICE Collaboration, arXiv:1210.5958v2
- [25] N. M. Kroll and W. Wada, *Phys.Rev.*, vol. 98, pp. 1355-1359, 1955.
- [26] PHENIX Collaboration, *Phys. Rev. Lett.*104,132301(2010), *Phys. Rev. C* 81, 034911 (2010)
- [27] Christoph Baumann, for the ALICE collaboration, arXiv:1210.2772v1 [nucl-ex]
- [28] L.Massacrier for the ALICE Collaboration, arXiv:1208.5401v2 [nucl-ex]
- [29] ALICE Home Page <http://aliceinfo.cern.ch>
- [30] The ALICE Collaboration, JINST 3, S08002 (2008)
- [31] ALICE MATTERS [http://alicematters.web.cern.ch/?q=CL\\_PID2](http://alicematters.web.cern.ch/?q=CL_PID2)
- [32] STAR, C. Adler et al., *PRC* 66, 034904 (2002)
- [33] R.S. Bhalerao, N. Borghini, and J.-Y. Ollitrault, *Nucl. Phys. A* 727, 373 (2003)
- [34] N. Borghini, P.M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault, *PRC* 64, 054901 (2001)
- [35] J.D. Bjorken, *Phys. Rev. D* 27, 140 (1983).
- [36] D.N.Voskresensky and N.Y.Anisimov, *Sov.Phys.JETP* 51,13 (1980)
- [37] Y.Yamaguchi, "Direct photon measurement with virtual photon method in d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$ " Tokyo University, doctor thesis(2011)
- [38] V. Skokov, A. Illarionov, and V. Toneev, *Int. J. Mod. Phys. A*24, 5925 (2009)
- [39] *Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.*2007.57:205-43
- [40] P.F.Kolb, *Heavy Ion Phys.*21,243(2004)
- [41] 上田 庸資 平成 25 年度 卒業論文
- [42] K.Tuchin, *Phys Rev C* 83,017901(2011)
- [43] *Journal of Physics G* Vol 37 p396
- [44] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba, *Phys. Rev. C* 61 (2000),024901
- [45] R. Kuiper, G. Wolschin,,*Annalen Phys.* 16 (2007),67.
- [46] S.Turbide et al *PRC* 69 (2004)014903
- [47] V.N.Baier,V.M.Kaykov,*Phys.Rev.D* 75,073009(2007)