

2018年度 修士学位論文

RHIC-PHENIX実験での
 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 金+金原子核衝突
における重いクォーク起源の電子の
方位角異方性の測定

奈良女子大学大学院 人間文化研究科
物理学専攻 博士前期課程
高エネルギー物理学研究室

17810020 石丸桜子

平成31年 3月19日

概要

米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) にある衝突型加速器 Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) で行われている高エネルギー原子核衝突はクォーク・グルーオンの、高温・高圧の極限状態を実験的に作り出すことを目的としている。この極限状態では、クォークとグルーオンが強い相互作用による束縛状態から解放されたクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) と呼ばれている。この QGP の性質を解明することが実験の重要な目的である。

QGP の性質解明の良いプローブとなるものは、重いクォークである。チャームクォーク ($m_c \approx 1.3\text{GeV}/c^2$) とボトムクォーク ($m_b \approx 4.2\text{GeV}/c^2$) は、質量がとても重いため高エネルギーの原子核衝突直後でのみ生成される。重いクォークは一度生成されると、強い相互作用によって崩壊することがなく、QGP を突き抜け、最終的に D メソンや B メソン等といった重いクォークを含むハドロンになる。このように重いクォークは反応機構がよく理解されているため、QGP の性質解明に適している。また、偏心衝突時に QGP の膨張圧力 (フロー) が方向により異なるため、生成粒子の方位角分布が非等方的になる。これを方位角異方性と呼ぶ。重いクォークは質量がとても大きいので、方位角異方性はほぼないと予測されている。

2000~2016 年にかけて、RHIC では PHENIX 実験のデータ収集が行われていた。PHENIX 検出器は、2011 年のアップグレード時に崩壊点飛跡検出器 (VTX) が新たに導入された。これにより、荷電粒子とビーム衝突点との最近接距離 (DCA) の精密測定を行うことで、チャームクォークとボトムクォークを分けることが可能となった。

本研究では、重いクォーク起源の電子の方位角異方性を測定する。そのために、バックグラウンドを精密に見積もり除去した。さらに、チャームクォーク起源の電子とボトムクォーク起源の電子それぞれの方位角異方性を導出することで、クォークの質量と QGP との相互作用の強さの関係について議論した。用いた実験データは、2014 年に PHENIX 実験によって収集された、核子対あたり重心系エネルギー 200GeV の金原子核同士衝突によるものである。

目次

第1章 序章	6
1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ	6
1.2 高エネルギー原子核衝突実験	6
1.3 重いクォークによる QGP 測定	8
1.4 物理量の定義	9
1.4.1 横運動量 p_T	9
1.4.2 中心衝突度 (Centrality)	9
1.4.3 反応平面	10
1.4.4 方位角異方性	10
1.4.5 最近接距離 (DCA)	11
1.5 研究の目的	12
第2章 RHIC-PHENIX	14
2.1 RHIC 加速器	14
2.2 PHENIX 検出器	14
2.2.1 ビーム・ビームカウンター (BBC)	15
2.2.2 ドリフトチェンバー (DC)	16
2.2.3 パッドチェンバー (PC)	17
2.2.4 リングイメージチェレンコフ検出器 (RICH)	17
2.2.5 電磁カロリメータ (EMCal)	18
2.2.6 崩壊点飛跡検出器 (VTX)	19
2.2.7 前方崩壊点検出器 (FVTX)	20
第3章 データ解析	21
3.1 Inclusive electron v_2 の測定	22
3.1.1 電子識別	23
3.1.2 反応平面の測定方法と分解能	25
3.2 シミュレーションによる Photonic electron v_2 の見積もり	27
3.2.1 π^0 の Dalitz 崩壊起源の electron v_2	28
3.2.2 η の Dalitz 崩壊起源の electron v_2	32
3.2.3 Conversion 起源の electron v_2	35
3.3 重いクォーク起源の電子 v_2 の計算	37
3.3.1 ボトム電子とチャーム電子の抽出	38

第 4 章	解析結果	40
4.1	Photonic electron v_2	40
4.1.1	$v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の比	40
4.2	バックグラウンド電子の v_2	42
4.3	重いクォーク起源の電子の v_2	43
4.4	ボトム電子とチャーム電子の v_2	44
第 5 章	考察	46
5.1	v_2 の Centrality 依存性	47
5.2	π^0 の v_2 の違い	48
第 6 章	まとめ	51
付 録 A	Centrality に依存する反応平面の分解能	53
付 録 B	Survival rate	54
付 録 C	$v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の比	56
付 録 D	Mis-ID hadron の v_2	57

目 次

1.1	QGP 相 [2]	6
1.2	宇宙創成の流れ [3]	7
1.3	原子核衝突の時間発展の様子 [3]	7
1.4	原子核衝突後の重いクォークの時間発展 [4]	8
1.5	D メソンと B メソンのセミレプトニック崩壊	9
1.6	原子核 A と原子核 B の衝突係数	10
1.7	(a) 反応平面の概念図、(b) ビーム軸方向から見た反応平面の概念図	10
1.8	方位角 $\phi - \Psi$ 方向の収量の違い	11
1.9	DCA_T の概念図	12
1.10	先行研究で測定された重いクォーク起源の電子 v_2 と理論値の比較 [5]	13
2.1	RHIC の航空写真 [6]	14
2.2	ビーム軸に垂直な方向から見た PHENIX 検出器	15
2.3	ビーム軸に平行な方向から見た PHENIX 検出器	15
2.4	(左図)BBC の全体像、(右図) BBC を構成するチェレンコフ検出器 [8]	16
2.5	DC と傾斜角 [9]	16
2.6	(a)RICH 上に形成されたリング [4]、(b)RICH の概要図 ([8] 参考)	17
2.7	(a)PbSc の 1 tower の概念図、(b)PbGl の 1 tower の概念図	18
2.8	VTX の概要図 [10]	19
2.9	VTX の DCA_T 測定の分解能 [4]	20
2.10	FVTX と VTX の写真 [4]。VTX (赤) の前方・後方に FVTX (青) が設置されている。	20
3.1	Inclusive electron v_2 [11]	22
3.2	RICH 上に形成されるチェレンコフ光リングの概念図 [12]	24
3.3	E/p 分布 E は EMCal によって測定された粒子エネルギー、p は飛跡検出器によって測定された粒子の運動量である。黒は荷電粒子、赤は RICH によって電子識別された結果、緑はバックグラウンド、青は電子識別のシミュレーション結果を表している。 [4]	24
3.4	CNT の反応平面分解能。2 パターンの検出器の組み合わせで求めた結果を、色を変えて示している。 [11]	26
3.5	BBC と FVTX の反応平面分解能。 [11]	27
3.6	(a) パイオンの p_T 分布、(b) データ点とフィット関数の比	28
3.7	π^0 と崩壊電子の p_T 分布	29
3.8	π^0 の v_2 分布	30

3.9	(a) π^0 の ϕ 分布、(b) 崩壊電子の ϕ 分布	30
3.10	π^0 と崩壊電子の v_2	31
3.11	η と崩壊電子の p_T 分布	32
3.12	(a) η の ϕ 分布、(b) 崩壊電子の ϕ 分布	33
3.13	η と崩壊電子の v_2	34
3.14	π^0 と η の Dalitz 崩壊起源の電子と Conversion 起源の電子の p_T 分布 [personal connection]	36
3.15	π^0 と η の Dalitz conversion 比	36
3.16	電子の DCA_T 分布	37
3.17	2 領域に分けた DCA_T 分布	38
3.18	全電子の収量に対する割合	39
3.19	全電子の収量に対する割合 (DCA_T 領域毎)	39
4.1	Photonic electron 内の比	41
4.2	Photonic electron v_2	41
4.3	バックグラウンド v_2	42
4.4	Heavy flavor electron v_2	43
4.5	Inclusive electron の v_2 (DCA_T 範囲毎)	44
4.6	バックグラウンド v_2 (DCA_T 範囲毎)	44
4.7	チャーム電子の v_2	45
4.8	ボトム電子の v_2	45
5.1	先行研究のチャーム電子 (左図) とボトム電子 (右図) の v_2 [11]	46
5.2	Photonic electron v_2 の比較 (解析結果と先行研究 [11])	47
5.3	Centrality が異なる Mis-ID hadron v_2 の比較 (先行研究 [11])	47
5.4	先行研究でシミュレーションに設定された π^0 の v_2 [11])	48
5.5	Centrality 毎の π^0 の v_2 の比較 (Run4[17] と Run7[16])	49
5.6	Centrality 毎の π^\pm の v_2 の比較 (Run4[18] と Run7[19])	49
5.7	π^0 と π^\pm の v_2 の比較 (Run7)	50
A.1	Centrality 毎の反応平面の分解能 [13]	53
B.1	VTX カットの概念図	55
B.2	Dalitz 崩壊起源の電子の Survival rate	55
C.1	本解析の結果と先行研究 [13] の比較	56
D.1	Mis-ID hadron の v_2 [11]	57

表 目 次

2.1	EMCal の特徴	18
2.2	VTX の各層の特徴	19
3.1	電子の識別条件	23
3.2	CNT の反応平面分解能を計算するための検出器の組み合わせ	26
3.3	フィット結果 [π^0 の p_T 分布]	29
3.4	フィット結果 [v_2 分布]	30
5.1	Event generator に設定した π^0 の v_2 の特徴	48

第1章 序章

1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ

量子色力学 (QCD) によれば、通常核子内に閉じ込められているクォークとグルーオンは、高温高密度状態ではその束縛から逃れて自由に飛び回るプラズマ状態 (クォーク・グルーオン・プラズマ、QGP) へと相転移する (図 1.1 参照)。格子 QCD による理論計算によると、QGP 相への相転移に必要な臨界温度は $T_c \sim 155 \text{ MeV}$ 、臨界エネルギー密度は $\epsilon \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^2$ である [1]。QGP は、宇宙創成の数十分の一秒後に存在していたと言われており、QGP の性質を解明することは宇宙創成の解明に繋がる。図 1.2 はビッグバンからの宇宙創生の流れを表しており、左から右へ向かって時間軸が設けられている。高エネルギー原子核衝突実験では実験室で QGP 相を再現し、その性質を解明しようとしている。

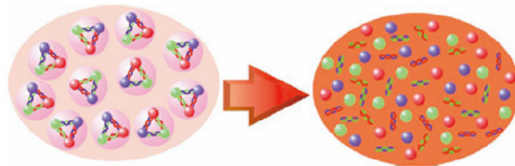


図 1.1: QGP 相 [2]

1.2 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー原子核衝突実験では、重い原子核をほぼ光速近くまで加速・衝突させる。加速された2つの原子核はローレンツ収縮し (図 1.3 の (1))、薄いディスク状になって衝突することで (図 1.3 の (2))、先に述べた QGP を作り出すための高温高密度状態を作り出すことができる (図 1.3 の (4))。作り出された QGP は、内部からの大きな圧力によって急激に膨張して温度が下がり、クォークとグルーオンは再び閉じ込められてハドロン相へと相転移する (図 1.3 の (5))。我々が観測できるのは、この状態のハドロンである。

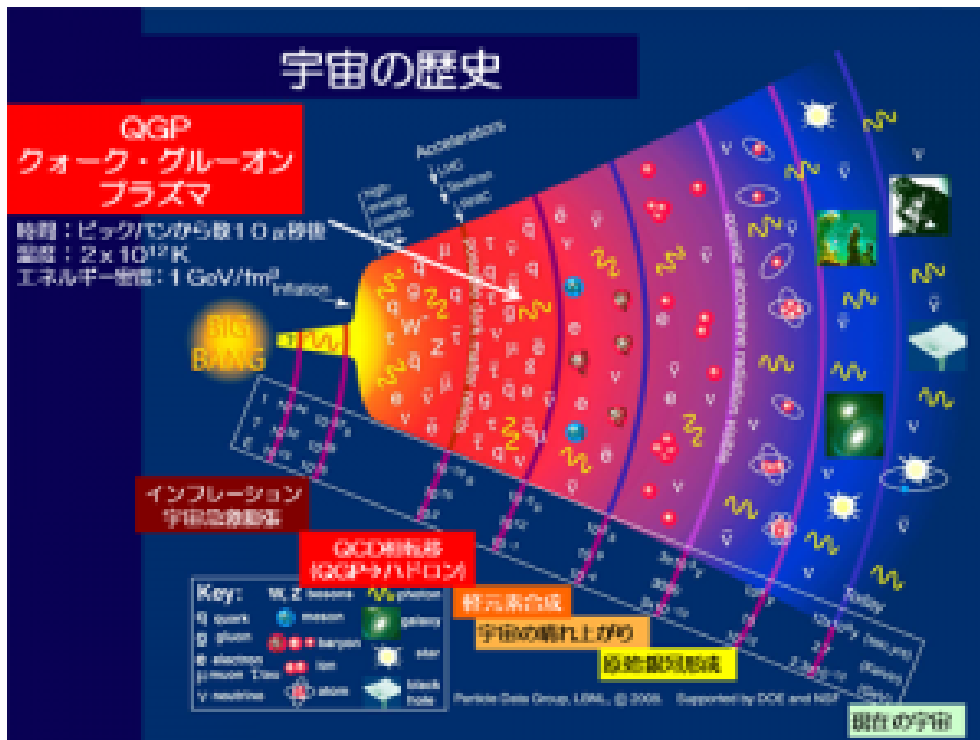


図 1.2: 宇宙創成の流れ [3]

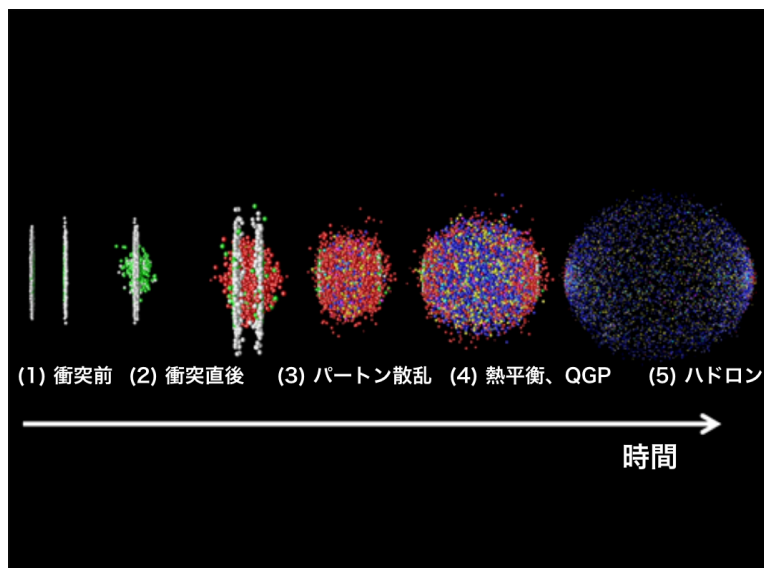


図 1.3: 原子核衝突の時間発展の様子 [3]

1.3 重いクォークによるQGP測定

QGPの性質は、原子核同士の衝突によって生成・観測された粒子に以下のように反映される。

- QGP内でのエネルギー損失による収量分布の変容
- QGP内の圧力勾配(フロー)による、方位角分布の変容

これらの測定には、重いクォークがよいプローブとなる。重いクォークについて以下に説明する。

標準理論によるとクォークは6種類存在し、比較的質量の小さいアップクォーク(約2MeV)、ダウンクォーク(約5MeV)、ストレンジクォーク(約10MeV)は「軽いクォーク」、質量の大きいチャームクォーク(約1.2GeV)、ボトムクォーク(約4.2GeV)、トップクォーク(約173GeV)は「重いクォーク」と呼ばれる。重いクォークは、その質量ゆえに原子核同士の衝突直後に生成された後は生成・消滅をしないため、QGP(温度 $T \sim 350\text{MeV}$)を通り抜けて観測される。そのため、重いクォークはQGPの性質解明に適している。重いクォークの時間発展を図1.4に示す。

重いクォークの観測方法の1つとして、重いクォークを含んだメソンがセミレプトニック崩壊したレプトンを使用する方法が用いられる。崩壊分岐比が大きくレプトンの統計量が多いことと、崩壊粒子全てを観測する必要がないことから、この方法は重いクォーク測定の有力な方法の1つとされている。チャームクォークとボトムクォークを含むメソン(DメソンとBメソン)のセミレプトニック崩壊を図1.5に示す。

本研究では、この方法を採用してレプトンの中でも電子に注目し、解析を行った。

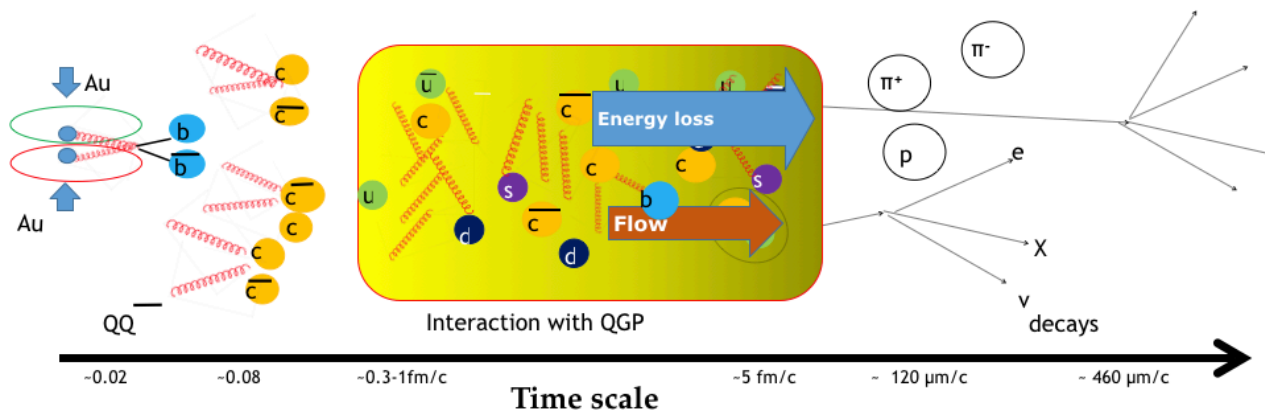


図 1.4: 原子核衝突後の重いクォークの時間発展 [4]

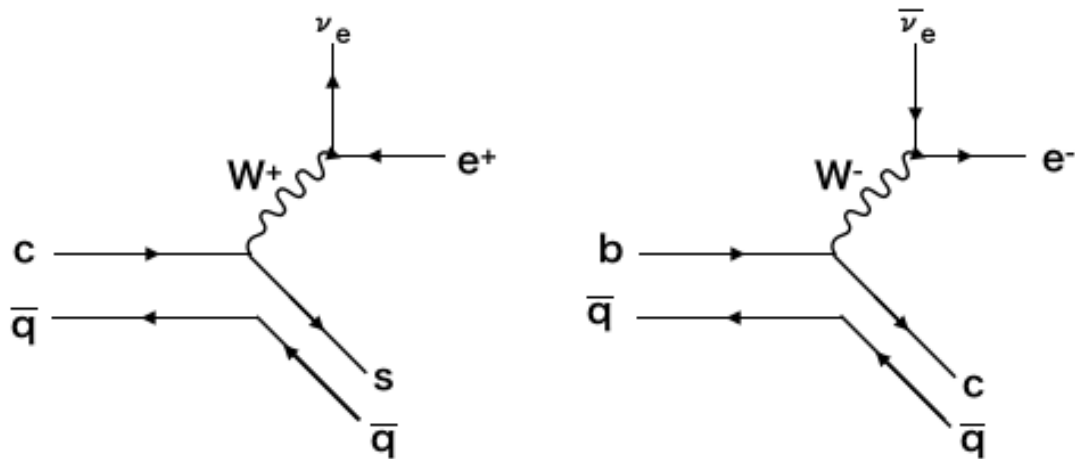


図 1.5: D メソンと B メソンのセミレプトニック崩壊

1.4 物理量の定義

解析に使用した物理量について、以下に説明する。

1.4.1 横運動量 p_T

ビーム軸 (z 軸) に対して垂直方向 (xy 平面上) の運動量成分を横運動量 (p_T) と呼び、 $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ と定義される。横運動量は、ローレンツ変換によって変化せず、ビーム軸方向の運動量を持たないため、横運動量を用いることで原子核衝突によって発生する運動量だけに焦点を当てることができる。

1.4.2 中心衝突度 (Centrality)

衝突する 2 つの原子核同士の重なり具合を表す、実験で決定される量を中心衝突度 (Centrality) と呼ぶ。図 1.6 に Centrality の概念図を示す。衝突する 2 つの原子核 A、B があるとき、それぞれの原子核半径を $R_{(A)}, R_{(B)}$ とすると、衝突係数 b が $b=0$ の時は Centrality=0%、 $b=R_{(A)} + R_{(B)}$ の時は Centrality=100% である。PHENIX 実験では Centrality 92% まで測定可能である。

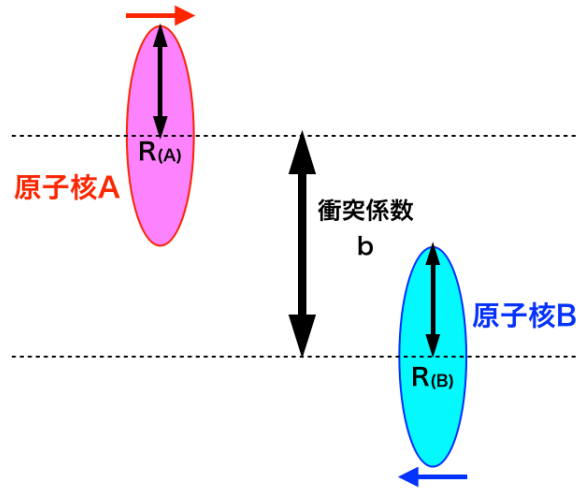


図 1.6: 原子核 A と原子核 B の衝突係数

1.4.3 反応平面

衝突する原子核の衝突係数と、ビーム軸 (=z 軸) で張られる平面を反応平面と呼ぶ。図 1.7(a) はビーム軸と反応平面の概念図、図 1.7(b) は衝突係数と反応平面の概念図である。反応平面を基準として、放出粒子の方位角分布を測定する。

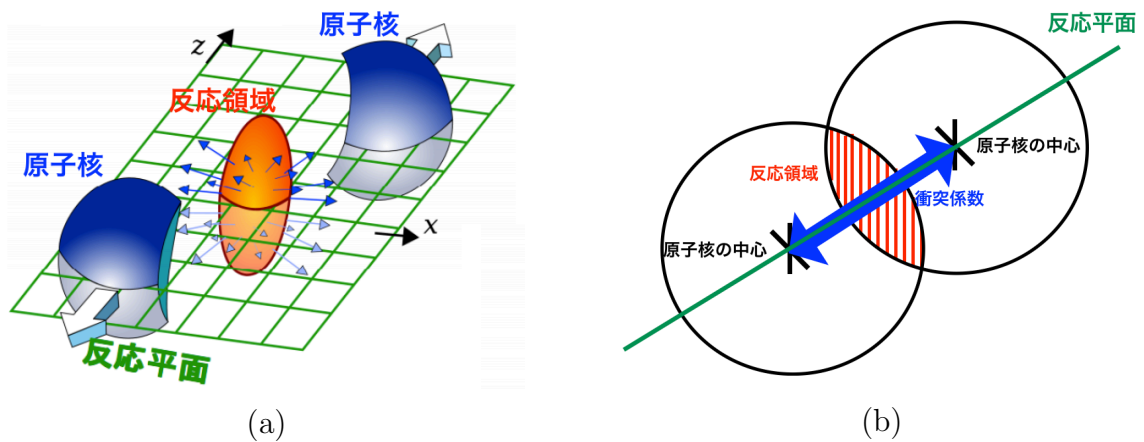


図 1.7: (a) 反応平面の概念図、(b) ビーム軸方向から見た反応平面の概念図

1.4.4 方位角異方性

原子核にはある一定の大きさがあるため、偏心衝突時に QGP の膨張圧力 (フロー) が方向により異なるため、生成粒子の方位角分布が非等方的になる。これを方位角異方性と呼ぶ。この方位角異方性を持つ粒子の方位角分布は、異方性の強度 v_n を用いて式 1.1 で表される。なお、 v_n とは方位角分布をフーリエ変換した時の係数である。

$$\frac{dN}{d(\phi - \Psi_n)} \propto 1 + \sum_{n=1} 2v_n \cos \{n(\phi - \Psi_n)\} \quad (1.1)$$

ここで、 ϕ は重心系での放出粒子が持つ方位角、 Ψ_n は反応平面の方位角、 v_n は $\cos\{n(\phi - \Psi_n)\}$ の平均値である。

本研究では、 $n=2$ のときに注目した。 $n=2$ の場合、 v_2 とは反応平面方向と反応平面に垂直な方向に放出された粒子の収量の割合を意味し、式 1.1 から反応平面について粒子の放出角をフーリエ変換した時の第 2 項の係数である。これは式 1.2 のように表される。

$$v_2 = \langle \cos\{2(\phi - \Psi_2)\} \rangle \quad (1.2)$$

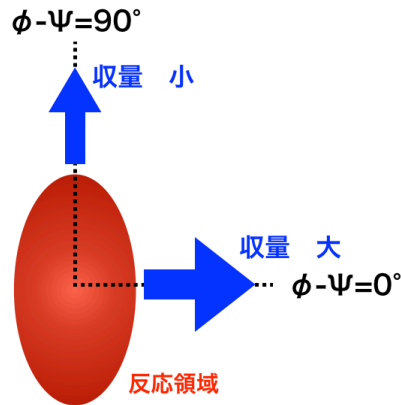


図 1.8: 方位角 $\phi - \Psi$ 方向の収量の違い

1.4.5 最近接距離 (DCA)

最近接距離 (DCA) とは、娘粒子の飛跡の延長線と衝突点との距離が最小になるときの距離である。DCA は、ビーム軸方向 (=z 方向) から見た DCA(= DCA_T) と、ビーム軸方向に垂直な方向から見た DCA(= DCA_L) と別々に測定される。 DCA_T の概念図を図 1.9 に示す。この値は、親粒子の寿命に依存するため、飛跡毎に DCA の長短を分類することで、観測される娘粒子の飛跡から親粒子の識別を行うことが可能である。

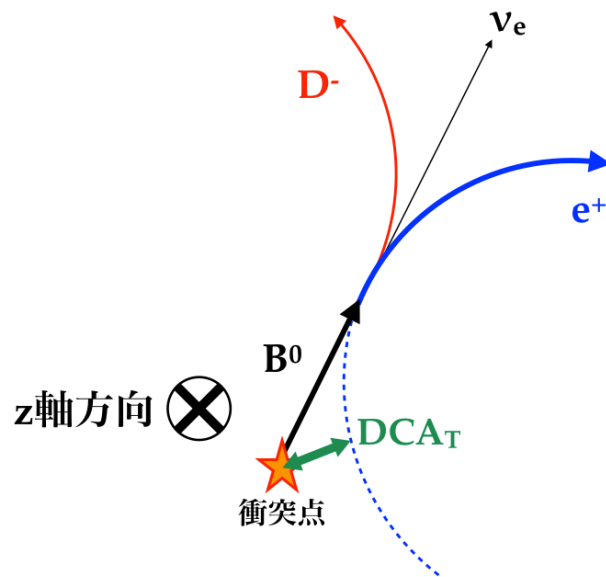


図 1.9: DCA_T の概念図

1.5 研究の目的

これまでに、QGP 内のフローによって生じる、観測される粒子の方位角分布の異方性 (v_2) に着目した研究が行われている。重いクォークの方位角異方性はその質量ゆえに 0 と予想されるが、実際に測定された重いクォークの v_2 と理論計算で算出される v_2 は $v_2 > 0$ である (図 1.10)。図 1.10 は、青い点がデータ点、赤い点線が理論値を示しており、2本の赤線は理論計算に用いる拡散係数が異なる。この研究の目的は、重いクォークが QGP から受ける相互作用は 0 より大きいのか、またボトムクォークとチャームクォークで QGP から受ける相互作用の大きさに違いがあるのかを知ることである。なお、ここでの重いクォークとは、RHIC 加速器で生成可能であるチャームクォークとボトムクォークを指す。

研究方法は、まず重いクォークを含むハドロン (D メソンと B メソン) の崩壊長の違い ($B^0=455\mu m$ 、 $D^0=123\mu m$) を利用して、DCA を用いてチャームクォーク起源の電子とボトムクォーク起源の電子を識別する。そして、それぞれの v_2 を求めることで、QGP から受ける相互作用がクォークの質量によって異なるのかを調べる。

2011 年に PHENIX 検出器へ導入された崩壊点飛跡検出器 (VTX) により、DCA の精密測定が行われるようになった。これにより、観測された電子からチャームクォーク起源の電子とボトムクォーク起源の電子を分けて解析することが可能となった。ただ、分離測定は、重いクォーク起源の電子に比べて、バックグラウンドとなる電子の収量の方がはるかに多いため難しい。

先行研究では、PHENIX 実験で行われた金原子核同士の衝突により収集されたデータを解析し、重いクォーク起源の電子の方位角異方性について、バックグラウンドをシミュレーションによって精密に見積もり除去して、チャームクォーク起源の電子とボトムクォーク起源の電子それぞれの v_2 を求めている。しかし、バックグラウンドの見積もり精度が低

い。本研究では、これを改善するためバックグラウンドをより高い p_T 領域までシミュレーションによって精密に見積もって除去し、チャームクォーク起源の電子とボトムクォーク起源の電子の v_2 をそれぞれ求める。

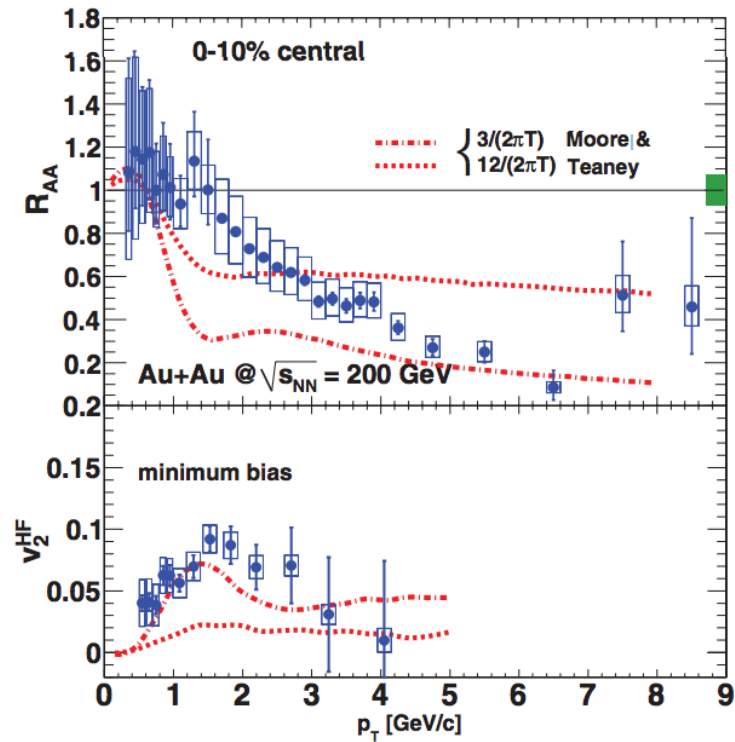


図 1.10: 先行研究で測定された重いクォーク起源の電子 v_2 と理論値の比較 [5]

第2章 RHIC-PHENIX

2.1 RHIC 加速器

RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider) 加速器は、米国ブルックヘブン国立研究所に建設された、円周 3.8km の 2 本のリングからなる衝突型加速器である。6 つの実験エリアがあり、PHENIX、STAR、PHOBOS、BRAHMS といった国際共同実験が行われていた。図 2.1 に RHIC の概観を示す。RHIC では、様々な原子核を加速・衝突させることが可能であり、核子対あたりの最大重心系衝突エネルギーは金+金原子核衝突で 200GeV、陽子+陽子衝突で 510GeV である。

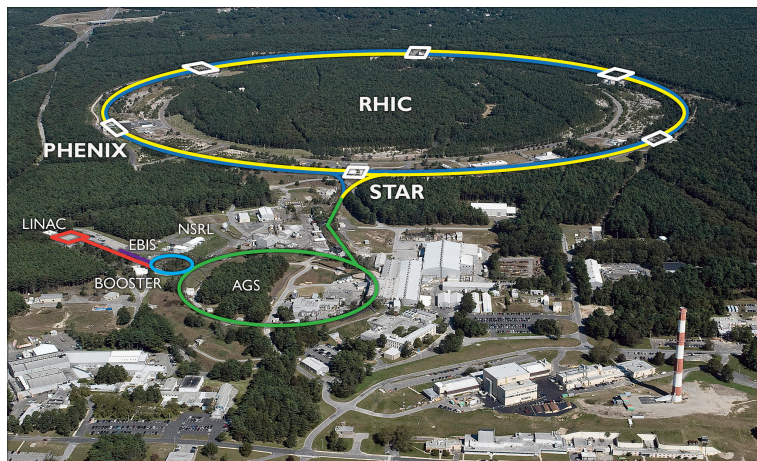


図 2.1: RHIC の航空写真 [6]

2.2 PHENIX 検出器

PHENIX(The Pionnering High Energy Nuclear Interaction Experiment) とは、QGP を実験室内で再現してその性質を研究し、量子色力学 (QCD) をより深く理解することを目的としたプロジェクトである。RHIC での 2 大主要実験の 1 つであり、世界 14 カ国 70 あまりの研究機関から 500 名を超える研究者が参加していた。データ収集は 2000~2016 年にかけて行われていた。

PHENIX 検出器の概観を図 2.2、2.3 に示す。大きさは、縦 7.9m、奥行き 18.5m である。大きく分けて中央の電磁石を囲む 2 つの測定器群 CNT (東アームと西アーム) と、衝突点付近を測定する検出器と、前方・後方領域に設置されたミュオンアームから構成されている。以下、本研究で主に用いている検出器について説明する。

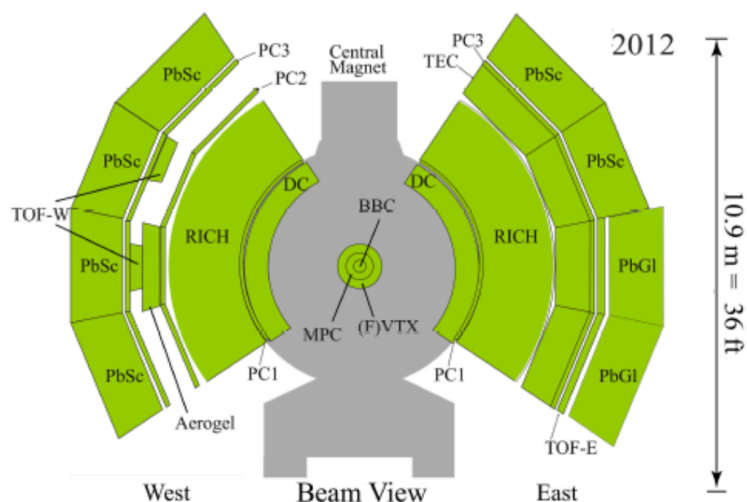


図 2.2: ビーム軸に垂直な方向から見た PHENIX 検出器

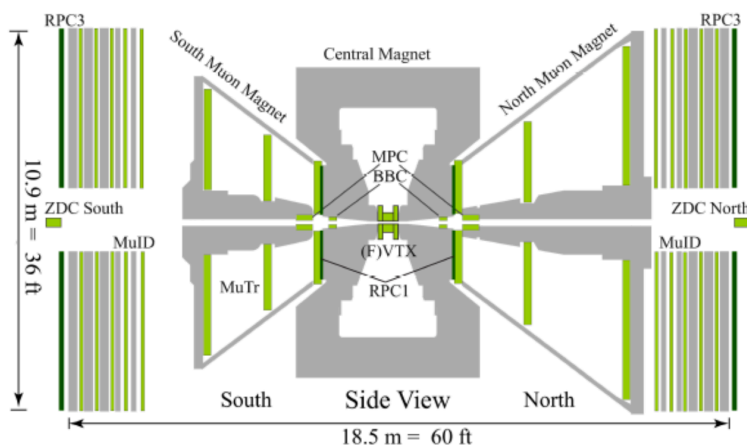


図 2.3: ビーム軸に平行な方向から見た PHENIX 検出器

2.2.1 ビーム・ビームカウンター (BBC)

衝突点の前方・後方に設置されており、1つのBBCは、64本のチェレンコフ検出器から成る。図2.4は、1つのBBCの全体像とBBCを構成するチェレンコフ検出器である。BBCは、Minimum bias triggerの発生、z-vertexの位置測定、Centralityと反応平面の測定を行う。Minimum bias triggerは、2つのBBCが鳴ると発せられる。z-vertexの位置は、2つのBBC間の飛行時間の違いから測定する(式2.1)。ここで T_S は南側のBBCで測定された時間、 T_N は北側のBBCで測定された時間、 c は光速である。1つのチェレンコフ検出器の時間分解能は $52ps$ [7]、BBCのz-vertexの位置分解能は $0.6cm$ [8]である。

$$Z \text{ vertex} = \frac{T_S - T_N}{2} \times c \quad (2.1)$$

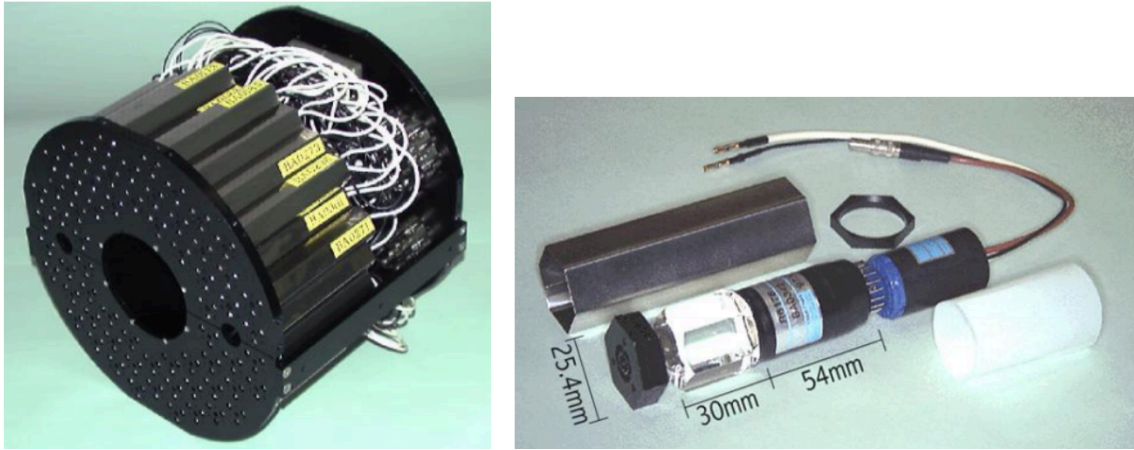


図 2.4: (左図)BBC の全体像、(右図) BBC を構成するチェレンコフ検出器 [8]

2.2.2 ドリフトチェンバー (DC)

東西に設置されており、西側が $-34^\circ < \phi < 0.35^\circ$ 、東側が $125^\circ < \phi < 215^\circ$ を覆っている。ビーム軸と平行に 12 本のセンスワイヤーが張られており、これらは X1(X2) ワイヤーと呼ばれる。また、X1(X2) ワイヤーに対して $\pm 0.5^\circ$ 傾けて 4 本ずつセンスワイヤーが張られており、これらは U1(U2)、V1(V2) ワイヤーと呼ばれる。ワイヤー間はガス (50%-Ar, 50%-C₂H₆) で満たされており、荷電粒子の通過によってイオン化したガスが電磁場中をドリフトするため、そのドリフト時間から粒子の通過位置を特定する。また、粒子の傾斜角 $\alpha \propto \frac{1}{p_T}$ より、特定した飛跡から粒子の運動量を高い分解能 (空間分解能: $\sim 100 - 200 \mu\text{m}$ 、角度分解能: $d\alpha/\alpha \sim 1 \mu\text{rad}$ [8]) で測定できる。図 2.5 に DC と傾斜角の概念図を示す。

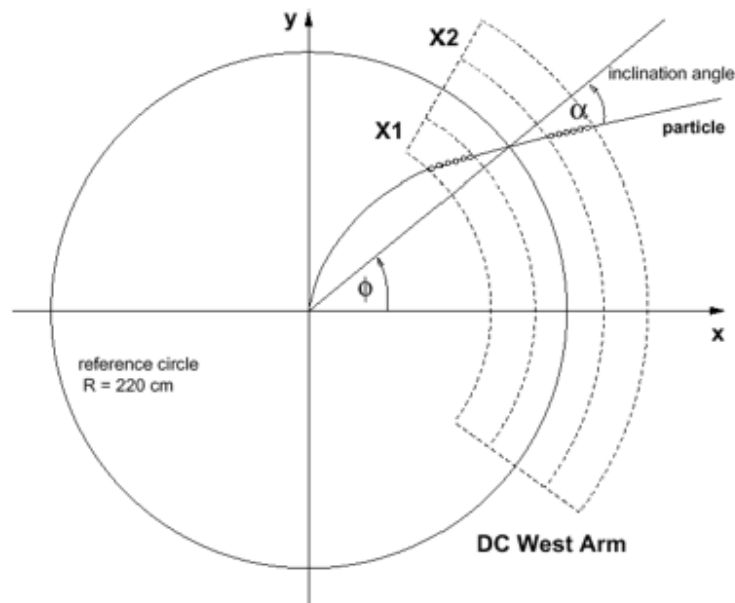


図 2.5: DC と傾斜角 [9]

2.2.3 パッドチェンバー (PC)

衝突点から半径 R 方向に、 $2.46[m] < R < 2.51[m]$ に設置され、読み出しワイヤーチェンバーが並べられている。ワイヤー後方 2mm の位置に配置された読み出しパッドからの信号から、粒子のヒット位置を3次元で再構成することで粒子の飛跡を測定し、DCの飛跡情報と組み合わせてより高い精度で飛跡測定を行う MWPC である。また、粒子のヒット位置から粒子の多重度 (multiplicity) も測定できる。

2.2.4 リングイメージチェレンコフ検出器 (RICH)

東西に1つずつ設置されている、電子を同定するためのチェレンコフ検出器である。体積は 40m^3 であり、1つの RICH には 2560 本の光電子増倍管 (PMT) が備わっている (図 2.6(b) 参照)。覆っている擬ラピディティ範囲は、 $|\eta| < 0.35$ である。検出器内は二酸化炭素ガスで満たされており、それがチェレンコフ光の媒質となっている。通過する粒子によって発せられたチェレンコフ光は、球状の鏡によって反射されて PMT 上に反映され、そのリング半径から粒子の種類を識別する。電子・陽電子 ($15\text{MeV}/c$ 以上)、高エネルギーのハドロン ($4.65\text{GeV}/c$ 以上) が RICH を通過すると、ガスによってチェレンコフ光を発するが、低エネルギーのハドロンはチェレンコフ光を発することなく RICH を通過する。高エネルギーのハドロンはごく稀にしか生成されないことから、RICH によって大量のハドロンから電子・陽電子を識別することができる。

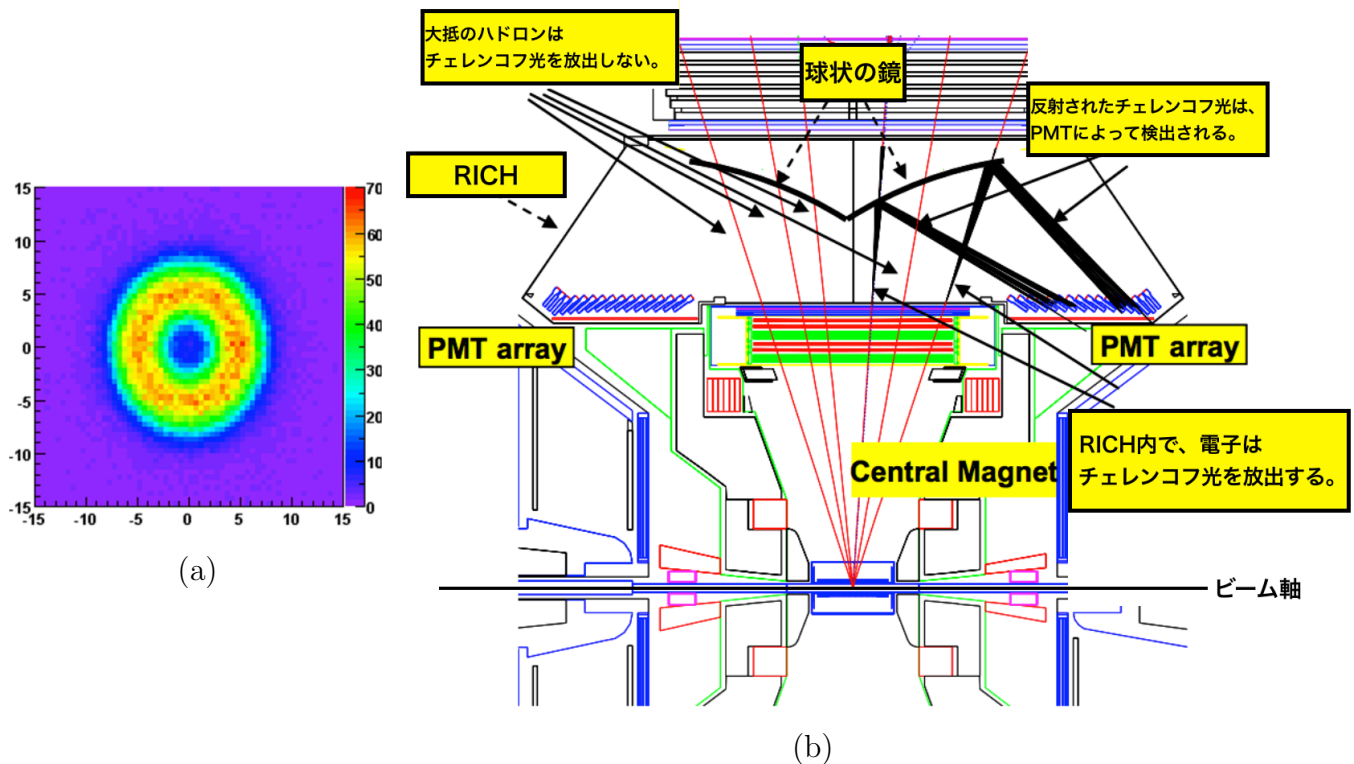


図 2.6: (a)RICH 上に形成されたリング [4]、(b)RICH の概要図 ([8] 参考)

2.2.5 電磁カロリメータ (EMCal)

PHENIX 検出器の最外層に位置しており、鉛とシンチレータのサンドイッチ型サンプリングカロリメータ (PbSc) と、チェレンコフ検出器の鉛ガラスカロリメータ (PbGl) の2種類がある。2つの異なる構造の検出器で測定することで、物理結果の信憑性を向上させている。カロリメータは、粒子がカロリメータ中に落としたエネルギーと粒子の位置、飛行時間を測定することを目的とする。粒子エネルギーの測定方法は、電子や光子が起こした電磁シャワーをシンチレーション光へと変換して、電子や光子のエネルギーを測定する。EMCal は、EMCal 内で電子と光子が全エネルギーを落としきるように設計されているため、両者の全エネルギーを測定することが可能である。覆っている範囲は、擬ラピディティ領域 $|\eta| < 0.375$ 、方位角 $\Delta\phi = 90^\circ \times 2$ である。EMCal の特徴を表 2.1[7][9]、1 tower の概念図を図 2.7 に示す。

表 2.1: EMCal の特徴

	PbSc	PbGl
設置されている数	6	2
1 tower の大きさ [mm ³]	55.2×55.2×330	40×40×400
放射長 (X_0)[mm]	21	29
モリエール半径 [mm]	30	37
奥行き [mm(X_0)]	375(18)	400(14)
1 チャンネルサイズ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	0.011× 0.011	0.008×0,008
全チャンネル数	15552	9216
エネルギー分解能	8.1%/ $\sqrt{E}(\text{GeV}) \oplus 2.1\%$	5.9%/ $\sqrt{E}(\text{GeV}) \oplus 0.8\%$

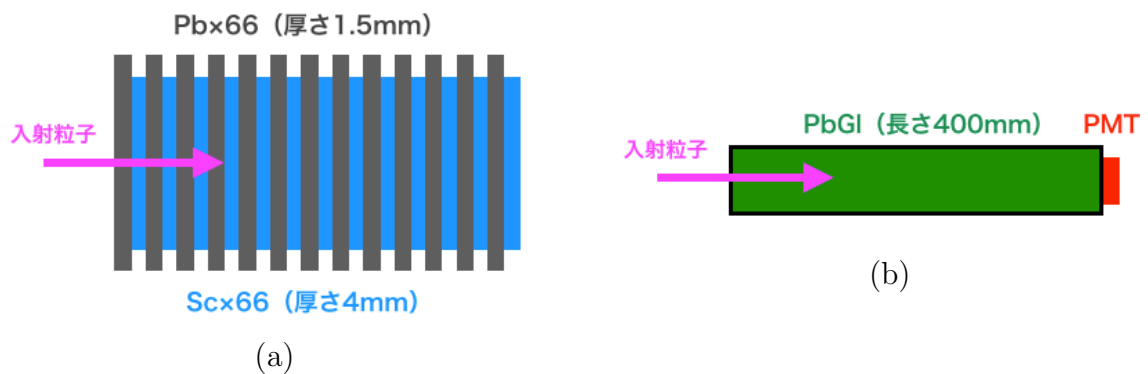


図 2.7: (a)PbSc の 1 tower の概念図、(b)PbGl の 1 tower の概念図

2.2.6 崩壊点飛跡検出器 (VTX)

2011年にPHENIX検出器はアップグレードされ、衝突点付近の粒子の飛跡をより高精度に測定することを目的としてVTXが導入された。VTXは4層(B0,B1,B2,B3)の半円状のシリコン検出器から成り、2つのアームに分かれている(図2.8)。覆っている範囲は、擬ラピディティ領域 $|\eta| < 1.2$ 、方位角 $0 < \phi < 2\pi$ である。 $|z| < 10$ の範囲で、衝突点を正確に測定することが可能であり、 $2\text{GeV}/c$ 以上の運動量をもつ粒子の DCA_T の分解能は $60\mu\text{m}$ である(図2.9)。VTXの各層の特徴を表2.2にまとめる。内側の2層(B0,B1)はpixel layerである。1 pixelサイズは $50 \times 425\mu\text{m}$ で、位置分解能は $14.4\mu\text{m}$ である。1読み出しチップにつき $256(\phi) \times 32(z) = 8192$ pixelが備わっており、約 $1.3\text{cm}(\Delta\phi) \times 1.4\text{cm}(\Delta z)$ の範囲を覆っている。外側の2層(B2,B3)はstripixel layerである。1 pixelサイズは $80 \times 1000\mu\text{m}$ で、位置分解能は $23.1\mu\text{m}$ である。

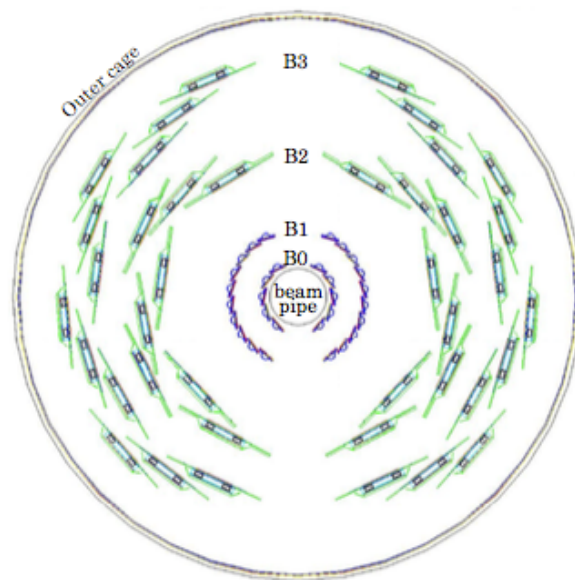


図 2.8: VTX の概要図 [10]

表 2.2: VTX の各層の特徴

Layer	Type	半径 [cm]	長さ [cm]	厚さ [μm]	チャンネル数
B0	Pixel	2.6	22.8	200	1.3×10^6
B1	Pixel	5.1	22.8	200	2.6×10^6
B2	Stripixel	11.8	31.8	625	1.2×10^5
B3	Stripixel	16.7	38.2	625	2.2×10^5

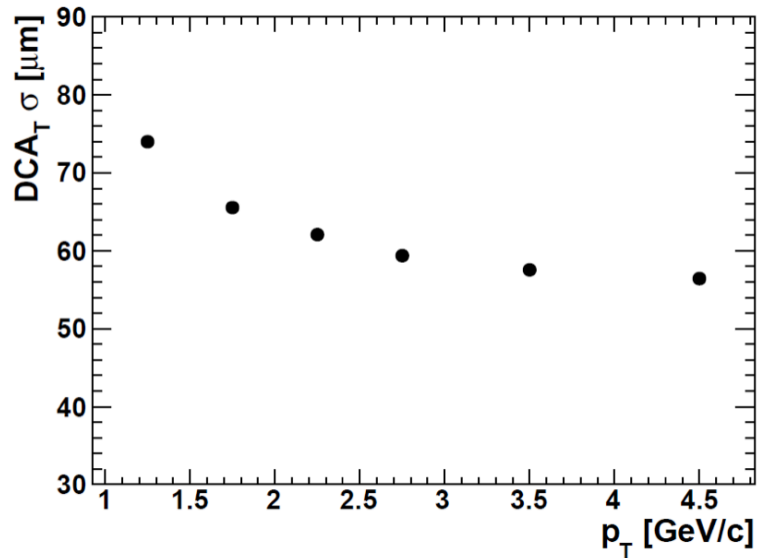


図 2.9: VTX の DCA_T 測定の分解能 [4]

2.2.7 前方崩壊点検出器 (FVTX)

2012 年に PHENIX 検出器へ導入され、VTX を挟んで南北に 1 つずつビーム軸上に設置されている。覆っている範囲は、方位角 $0 < \phi < 2\pi$ 、ラピディティ範囲 $1.2 < |y| < 2.4$ であり、衝突点の前方と後方のラピディティ領域で荷電粒子の飛跡を測定することを目的としている。FVTX は、図 2.10 のようにそれぞれ 4 層のシリコンセンサーで構成されており、これによって正確な崩壊点位置と粒子飛跡を測定することができる。また、測定できる粒子のヒット数が多いため、反応平面を高い分解能で測定する。

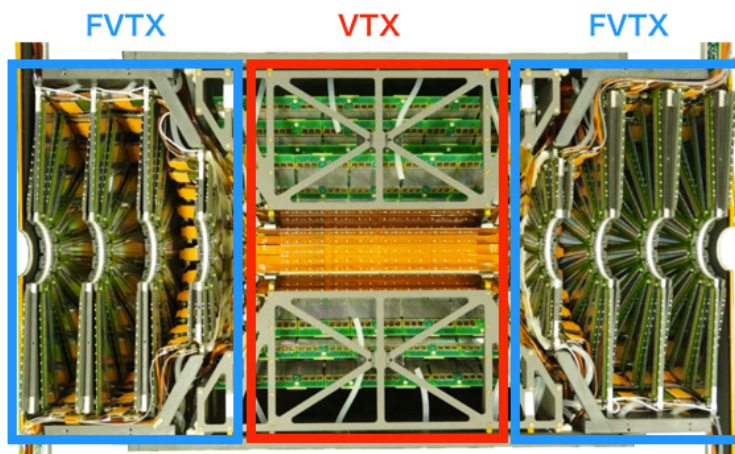


図 2.10: FVTX と VTX の写真 [4]。VTX (赤) の前方・後方に FVTX (青) が設置されている。

第3章 データ解析

PHENIX 検出器によって検出される全ての電子 (以下、Inclusive electron) には、(1) 本解析のシグナルである、重い (ボトムとチャーム) クォークを含むハドロンのセミレプトニック崩壊によって生成される電子 (以下、Heavy flavor electron) と、(2) バックグラウンドとなる電子という、2つの要素がある。そのため、Inclusive electron の v_2 は以下のように表される。

$$v_2^{incl} = f_{HF_e} \cdot v_2^{HFe} + f_{BG} \cdot v_2^{BG} \quad (3.1)$$

ここで、 f_{HF_e} と f_{BG} は、inclusive electron の数に対する heavy flavor electron の数の比、バックグラウンドとなる電子数の比である。重いクォークを含んでいるハドロンは、原子核衝突による生成数はとても少なく、バックグラウンドとなる電子の生成数の方が圧倒的に多い。バックグラウンドとなる要素を以下に示す。

1. RICH 上で、誤って電子と識別された荷電ハドロン
2. VTX 上で、誤って電子の飛跡と結ばれた荷電ハドロン
3. Photonic electron

1. と 2. は、Mis-ID Hadron と呼ばれる。これらは原子核衝突による生成数が多いため、バックグラウンドの大きな要素となる。ここで Photonic electron とは、検出器内で起こる光子変換や軽いメソン (主に π^0 と η) の Dalitz 崩壊によって生成される電子である。この時、 $f_{BG} \cdot v_2^{BG}$ は以下のように表される。

$$f_{BG} \cdot v_2^{BG} = f_{pe} \cdot v_2^{pe} + f_{had} \cdot v_2^{had} \quad (3.2)$$

ここで、 f_{pe} と f_{had} は、inclusive electron の数に対する photonic electron の数の比、また Mis-ID Hadron の数の比である。

Heavy flavor electron とは、ボトムクォーク起源の電子 (以下、ボトム電子) とチャームクォーク起源の電子 (以下、チャーム電子) である。そのため、 $f_{HF_e} \cdot v_2^{HFe}$ は以下のように表される。

$$f_{HF_e} \cdot v_2^{HFe} = f_b \cdot v_2^b + f_c \cdot v_2^c \quad (3.3)$$

ここで、 f_b, f_c は、inclusive electron の数に対するボトム電子数、チャーム電子数の比である。また、 v_2^b と v_2^c はそれぞれボトム電子とチャーム電子の v_2 である。

よって v_2^{incl} は、式 3.1 に式 3.2、3.3 を代入して、

$$v_2^{incl} = f_b \cdot v_2^b + f_c \cdot v_2^c + f_{pe} \cdot v_2^{pe} + f_{had} \cdot v_2^{had} \quad (3.4)$$

と表される。

このセクションでは、Inclusive electron v_2 の測定方法と、シミュレーションによる Photonic electron の v_2 の見積もり方法について述べる。なお本解析では、 v_2^{had} には、2014年の金原子核同士の衝突によって生成された粒子を Minimum bias によって収集されたデータから求められた結果を用いた ([11])。

3.1 Inclusive electron v_2 の測定

Inclusive electron v_2 は、核子対あたり重心系エネルギー 200GeV の金原子核同士衝突によって生成された粒子を Minimum bias で収集されたデータから測定した。イベント数は 100 億イベントである。序章で述べたように、 v_2 とは粒子の放出角あたりの粒子数をフーリエ変換した時の第 2 項の係数である (式 1.2)。測定された v_2 を v_2^{meas} とおくと、以下のように表される。

$$v_2^{meas} = \langle \cos(2(\phi_i - \Psi)) \rangle \quad (3.5)$$

この v_2^{meas} は、真の $v_2 (= v_2^{true})$ ではない。以下の式 3.6 のように、測定された $v_2 (= v_2^{meas})$ は反応平面の分解能による不変性を含むからである。

$$v_2^{meas} = \frac{v_2^{true}}{Reso(\Psi)} \quad (3.6)$$

2014年の収集データから測定された Inclusive electron v_2 を図 3.1 に示す。本解析では、この結果を Inclusive electron v_2 として用いた。以下のサブセクションでは、Inclusive electron v_2 の測定に用いた、電子の識別方法、反応平面の測定とその分解能について説明する。

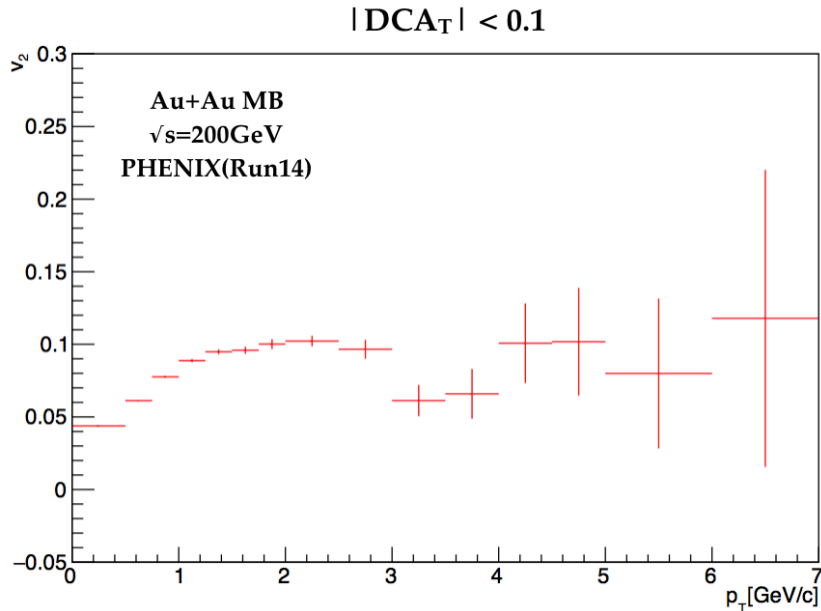


図 3.1: Inclusive electron v_2 [11]

3.1.1 電子識別

電子識別は、RICHの粒子ヒット情報とEMCalによる粒子のエネルギー情報により行う。それぞれの情報はパラメーターとして表され、それぞれのパラメーターに表3.1のような条件を与えることで電子を識別する。この条件を満たす粒子を電子と識別し、その電子の方位角分布から全電子の v_2 (Inclusive electron v_2)を測定する。以下にパラメーターについて説明する。

表 3.1: 電子の識別条件

変数	カット条件
Trigger selection	Minimum bias
z vertex	$ Z_{BBC} < 10cm$
Maching of track	$\sqrt{emcsdphi_e^2 + emcsdz_e^2} < 2.0$
RICH hit	$n0 \geq 3$
Ring shape	$chi2/npe < 7$
Maching of ring center	$disp < 5.0$
Energy momentum matching	$dep > -2.0$

RICHによって測定されるパラメーター

- $n0$: Association radius($r_{asso} = 5.9 \pm 2.5cm$) 以内で鳴った PMT の数 (図 3.2 での赤い PMT)
- $npe0$: r_{asso} 以内で鳴った全 PMT にヒットした光電子の数。鳴った任意の PMT1 つ (i 番目) にヒットした光電子の数 (N_{pe}^i) を用いて以下のように表される。

$$npe0 \equiv \sum N_{pe}^i \quad (3.7)$$

- $disp$: PMT 上のリングの中心位置 (r_m) と粒子の飛跡位置の一致度合い。 r_m は、鳴った PMT の位置 (r_i) の加重平均によって求められる。

$$r_m \equiv \frac{\sum r_i \times N_{pe}^i}{npe0} \quad (3.8)$$

- $chi2/npe0$: χ^2 は、Ring shape の期待値 (r_i) と実測値 (r_0) との差である。

$$chi2/npe0 \equiv \frac{\sum (r_i - r_0)^2 \times N_{pe}^i}{npe0} \quad (3.9)$$

$n0$ と $npe0$ は、粒子飛跡と RICH 上のヒット位置の有無を、 $disp$ と $chi2/npe0$ は、RICH 内で再構成された Ring shape の質を表す。図 3.3 に、RICH によって電子識別された結果を示す。

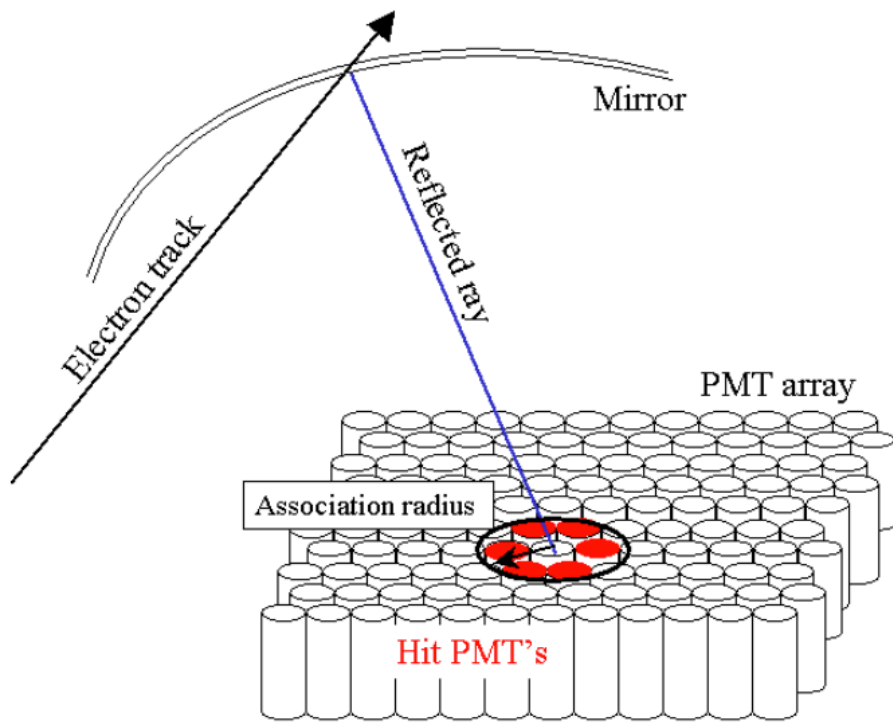


図 3.2: RICH 上に形成されるチェレンコフ光リングの概念図 [12]

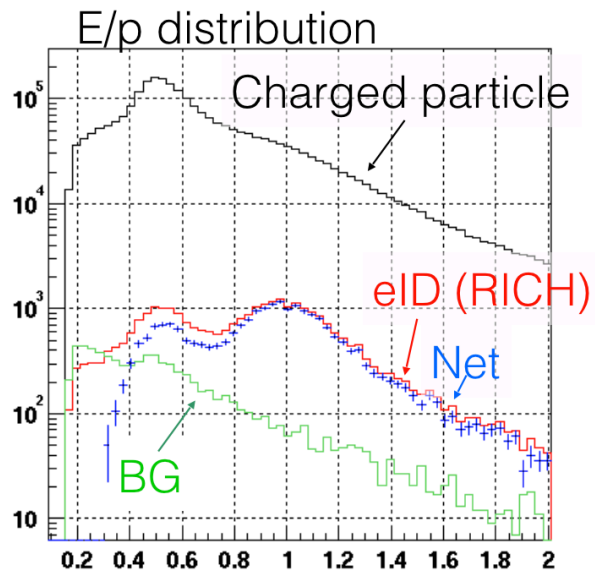


図 3.3: E/p 分布 E は EMCal によって測定された粒子エネルギー、 p は飛跡検出器によって測定された粒子の運動量である。黒は荷電粒子、赤は RICH によって電子識別された結果、緑はバックグラウンド、青は電子識別のシミュレーション結果を表している。[4]

EMCal によって測定されるパラメーター

- $emcdphi_e$: トラックの飛跡位置 ($pemcphi$) とヒット点の位置 ($emcphi$) の間の ϕ 方向の距離。

$$emcsdphi_e \equiv \frac{emcphi - pemcphi}{\sigma_{emcdphi}(p)} \quad (3.10)$$

- $emcsdz_e$: トラックの飛跡位置 ($pemcz$) とヒット点の位置 ($emcz$) の間の z 方向の距離。

$$emcsdz_e \equiv \frac{emcz - pemcz}{\sigma_{emcdz}(p)} \quad (3.11)$$

- dep : EMCal で測定された粒子のエネルギー E と、飛跡から求められた運動量 p の一致度合い。電子の全エネルギーが EMCal 内で落とされることと、電子の運動量は質量に比べて小さいことから、エネルギーと運動量の比 E/p は、大体 1 となるはずである (図 3.3 参照)。一方で、EMCal 内で全エネルギーを落とさないハドロンの場合、 $E/p < 1$ となるはずである。

$$dep \equiv \frac{E/p - 1}{\sigma_{E/p}(p)} \quad (3.12)$$

3.1.2 反応平面の測定方法と分解能

v_2 の測定には、反応平面が用いられる。本解析では、反応平面を 3 つの検出器 (BBC, CNT, FVTX) により決定している。これらの検出器はそれぞれ異なるラピディティ範囲を覆っており、BBC は 3.1 ~ 3.9、FVTX は 1.2 ~ 2.2、CNT は $-0.35 \sim 0.35$ である。これら 3 つの検出器で検出された、衝突によって生成される粒子分布から反応平面を求める。反応平面は方位角 (ϕ) 方向で放出粒子が多い角度であるから、ビーム軸に垂直な平面 (xy 平面) 上で粒子が多く放出された方向を示すベクトル (Q ベクター) を計算し、以下のように反応平面を導出する。

Q ベクターの x 成分、 y 成分は、 ϕ_i を i 番目の粒子の方位角、 w_i を重みとすると、それぞれ

$$Q_x = \sum_{i=0}^N w_i \cos(2\phi_i) \quad (3.13)$$

$$Q_y = \sum_{i=0}^N w_i \sin(2\phi_i) \quad (3.14)$$

と表させる。これを用いて反応平面は、

$$\Psi = \tan^{-1}\left(\frac{Q_y}{Q_x}\right)/2 \quad (3.15)$$

と求められる。なお、重み w_i には、ヒットチャンネルで測定された粒子数が用いられ、これは粒子がチャンネル内で落としたエネルギーや多重度に依る。

次に、反応平面の分解能について述べる。反応平面の分解能は、BBC と FVTX, CNT そ

それぞれで測定された反応平面の違いから以下のように計算する。ここで1と2は、異なる2つの検出器を表している。

$$\cos(2 \cdot \Delta\Psi(1, 2)) = \cos(2 \cdot (\Psi(1) - \Psi(2))) \quad (3.16)$$

$$= \sqrt{Reso^2(\Psi(1)) + Reso^2(\Psi(2))} \quad (3.17)$$

まず始めに、CNTの分解能を3つの検出器のイベントを組み合わせて求める。検出器の組み合わせを表3.2にまとめる。また、CNTの分解能を図3.4に示す。

CNTの分解能を得ることができれば、BBCとFVTXの分解能を以下の式で求めることができる。図3.5にBBCとFVTXの分解能を示す。

$$Reso^2(\Psi(1)) = \cos(2 \cdot \Delta\Psi(1, CNT)) - Reso^2(\Psi(CNT)) \quad (3.18)$$

表 3.2: CNTの反応平面分解能を計算するための検出器の組み合わせ

組み合わせ番号	検出器
1	BBC south, BBC north, CNT
2	BBC south, FVTX north, CNT
3	FVTX(S+N), BBC(S+N), CNT
4	FVTX south, FVTX north, CNT

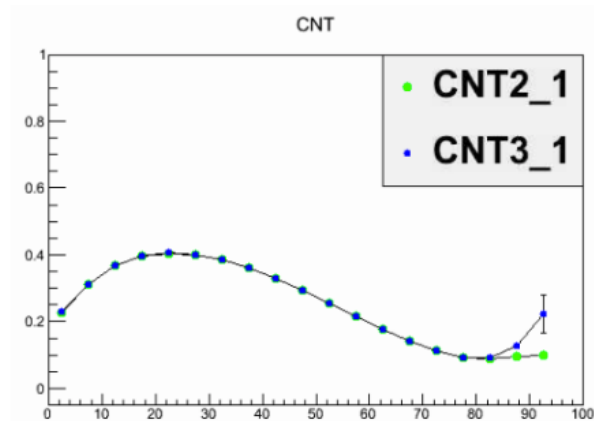


図 3.4: CNTの反応平面分解能。2パターンの検出器の組み合わせで求めた結果を、色を変えて示している。[11]

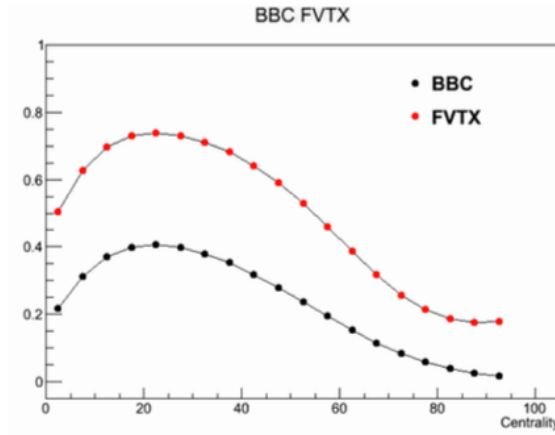


図 3.5: BBC と FVTX の反応平面分解能。 [11]

3.2 シミュレーションによる Photonic electron v_2 の見積もり

先に述べたように、Photonic electron とは、検出器内での光子変換やメソンの Dalitz 崩壊によって生成される電子である。原子核衝突によって観測される電子のうち、バックグラウンドとなる電子の多くを占めている。Photonic electron v_2 は、以下のように表される。

$$v_{2e}^{\gamma} = \Sigma \frac{N_{X \rightarrow e}}{N_e^{\gamma}} v_{2X \rightarrow e} \quad (3.19)$$

ここで、X は親粒子、 $N_{X \rightarrow e}$ は親粒子 X から崩壊して出てくる電子 (以下、崩壊電子) の数、 N_e^{γ} は全 Photonic electron の数、 $v_{2X \rightarrow e}$ は崩壊電子の v_2 である。 $v_{2X \rightarrow e}$ は、親粒子の p_T 分布と v_2 分布から計算される。Photonic electron の大半は、以下の物理現象起源の電子で占められている [13]。

1. π^0 の Dalitz 崩壊 (約 60%)
2. η の Dalitz 崩壊 (約 10%)
3. 検出器内での光子変換 (約 30%)(以下、Conversion)
4. 直接光子の崩壊 ($p_T > 3.5 \text{ GeV}/c$ で 10% 以上)

その他の要素 (ω と η' の Dalitz 崩壊、 ρ , ω , ϕ の 2γ 崩壊、 $J/\psi \rightarrow 2e$, $K_{e3} : K \rightarrow e + X$) については、占める割合が無視できるほど小さい。本解析では、1., 2., 3. の物理現象起源の electron v_2 を Photonic electron v_2 として、シミュレーションにより見積もった (4. は割愛した)。このとき、Photonic electron v_2 は式 3.19 を展開して以下のように表される。

$$v_{2e}^{\gamma} = \frac{N_{\pi^0 \rightarrow e}}{N_e^{\gamma}} \cdot v_{2(\pi^0 \rightarrow e)} + \frac{N_{\eta \rightarrow e}}{N_e^{\gamma}} \cdot v_{2(\eta \rightarrow e)} + \frac{N_{\gamma \rightarrow e}}{N_e^{\gamma}} \cdot v_{2(\gamma \rightarrow e)} \quad (3.20)$$

$$N_e^{\gamma} = N_{\pi^0 \rightarrow e} + N_{\eta \rightarrow e} + N_{\gamma \rightarrow e} \quad (3.21)$$

ここで、 $N_{\pi^0 \rightarrow e}$ と $N_{\eta \rightarrow e}$ はそれぞれ π^0 と η の Dalitz 崩壊起源の電子数、 $N_{\gamma \rightarrow e}$ は Conversion 起源の電子数、 $v_2(\pi^0 \rightarrow e)$ 、 $v_2(\eta \rightarrow e)$ 、 $v_2(\gamma \rightarrow e)$ はそれぞれ、 π^0 と η の Dalitz 崩壊起源の電子の v_2 と Conversion 起源の電子の v_2 である。

シミュレーションには、EXODUS という Event generator を用いた。EXODUS による $v_{2X \rightarrow e}$ の計算の主な流れを以下に示す。

Step 1. 親粒子をそれぞれ既知の v_2 をもたせて p_T 分布を発生させ、電子へ崩壊させる。

Step 2. 崩壊電子について、 p_T 毎に $2\cos(\phi - \Psi)$ を計算する。

(本解析では、反応平面の角度 $\Psi = 0$ と固定した。)

Step 3. $p_T=0.4\text{GeV}/c$ 幅で平均値 $v_{2X \rightarrow e} = \langle 2\cos(\phi - \Psi) \rangle$ を計算する。

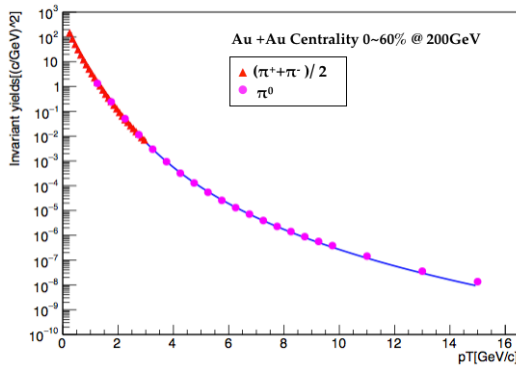
EXODUS によって生成される粒子がもつ方位角 ϕ や 4 元運動量は、自分で挿入する v_2 分布と p_T 分布に従って決定される。以下のサブセクションに、上記の物理現象についてそれぞれ説明する。

3.2.1 π^0 の Dalitz 崩壊起源の electron v_2

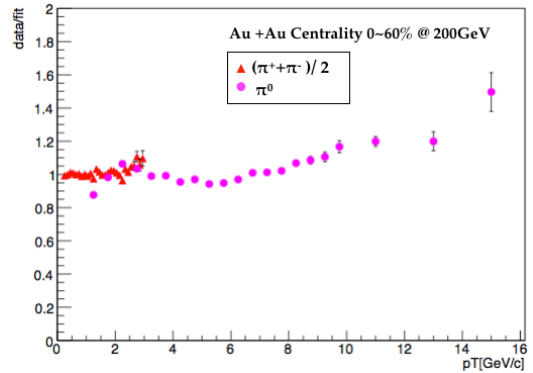
- π^0 の p_T 分布

$\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ での金原子核同士の衝突によって生成されるパイオン ($= \pi^0, \pi^+, \pi^-$) の p_T 分布は、先行研究によってすでに知られている [14]、[15]。この先行研究のデータを用いて、Centrality 0~60% の p_T 分布を作成し、Modified Hagedron function (式 3.22) でフィットした (図 3.6(a))。

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{p_0}{\{ \exp(-p_1 \times p_T - p_2 \times p_T^2) + \frac{p_T}{p_3} \} p^4} \quad (3.22)$$



(a)



(b)

図 3.6: (a) パイオンの p_T 分布、(b) データ点とフィット関数の比

表 3.3: フィット結果 [π^0 の p_T 分布]

名称	中心値	誤差
χ^2/ndf	917.7 / 44	-
p0	714	5.225
p1	0.508	0.002694
p2	0.1733	0.00341
p3	0.7429	0.001909
p4	8.35	0.009225

フィットした Hagedron function (式 3.23) を、EXODUS に π^0 の p_T 分布として設定した。発生させた p_T 範囲は 0~20GeV/c である。

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{714}{\left\{ \exp(-0.508 \times p_T - 0.1733 \times p_T^2) + \frac{p_T}{0.7429} \right\}^{8.35}} \quad (3.23)$$

EXODUS によって発生させた全 π^0 (黒) と Dalitz 崩壊する π^0 (青)、その崩壊電子 (赤) の p_T 分布を図 3.7 に示す。

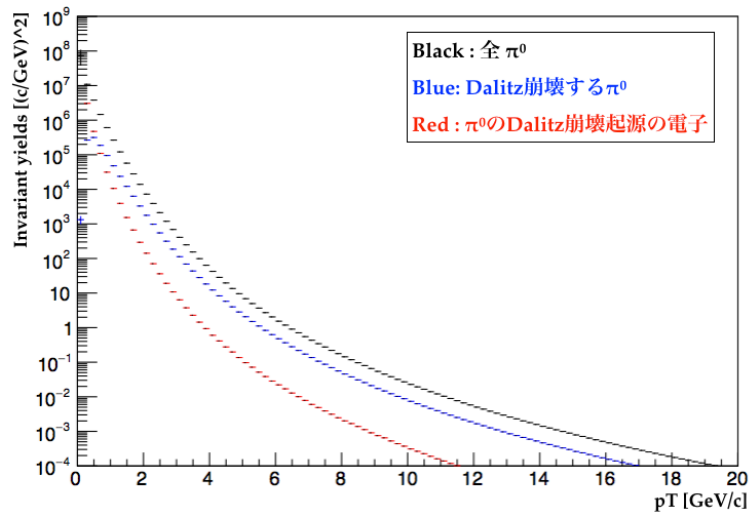


図 3.7: π^0 と崩壊電子の p_T 分布

- π^0 の v_2 分布

$\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ での金原子核同士の衝突によって生成される π^0 の v_2 は、先行研究によってすでに知られている [16]。この先行研究は、2007 年に行われた $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ における金原子核同士の衝突にて、EMCal によって $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の π^0 を再構成して求められた結果である。

先行研究のデータを用いて、Centrality 0~60% の v_2 分布を作成し、式 3.24 でフィッ

トした(図3.8)。ここで、 S はシグモイド関数、 $p_0 \sim p_5$ はフィットパラメータである。

$$(1 - S) \times (p_0 + p_1 \times p_T + p_2 \times p_T^2) + S \times \{\exp(p_3 + p_4 \times p_T) + p_5\} \quad (3.24)$$

$$S = \frac{1}{1 + \exp\{-(p_T - 2.5)\}} \quad (3.25)$$

表 3.4: フィット結果 [v_2 分布]

名称	中心値	誤差
χ^2/ndf	38.4/15	-
p0	0.02205	0.005005
p1	0.0786	0.004607
p2	-0.01201	0.001016
p3	-1.305	0.21655
p4	-0.3193	0.0847087
p5	0.06975	0.011770

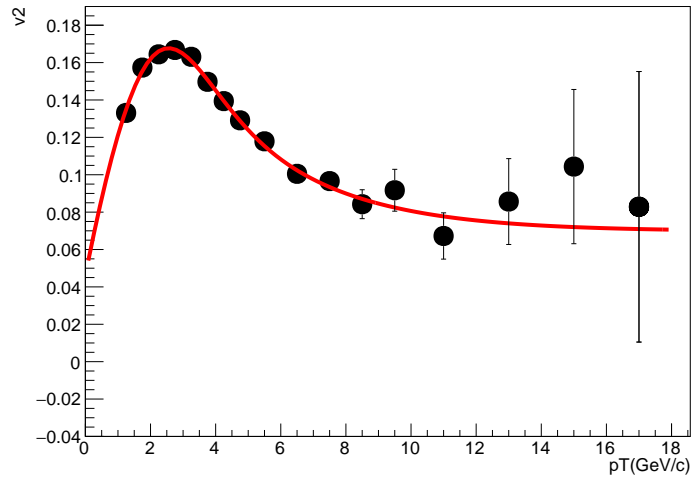


図 3.8: π^0 の v_2 分布

フィットした結果(式 3.26)を、EXODUS の π^0 の v_2 分布として設定した。

$$v_2 = (1 - S) \times (0.022 + 0.079 \times p_T - 0.012 \times p_T^2) + S \times \{\exp(-1.3 - 0.32 \times p_T) + 0.07\} \quad (3.26)$$

v_2 をもたせて EXODUS で発生させた π^0 と、崩壊電子の ϕ 分布を図 3.9 に示す。これより、 π^0 と崩壊電子の方位角分布が一樣ではなく、異方性を持たせて発生させられていることが確認できる。

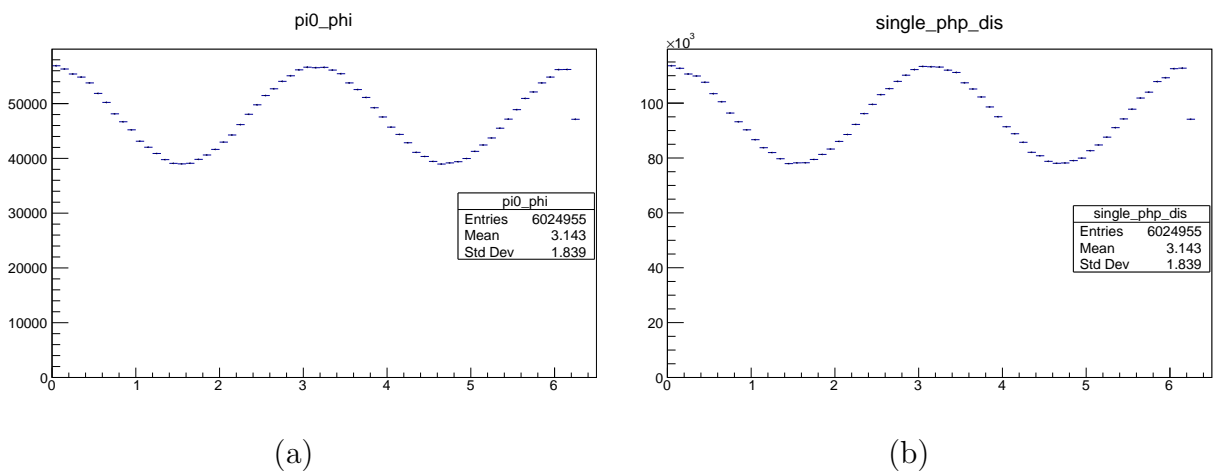


図 3.9: (a) π^0 の ϕ 分布、(b) 崩壊電子の ϕ 分布

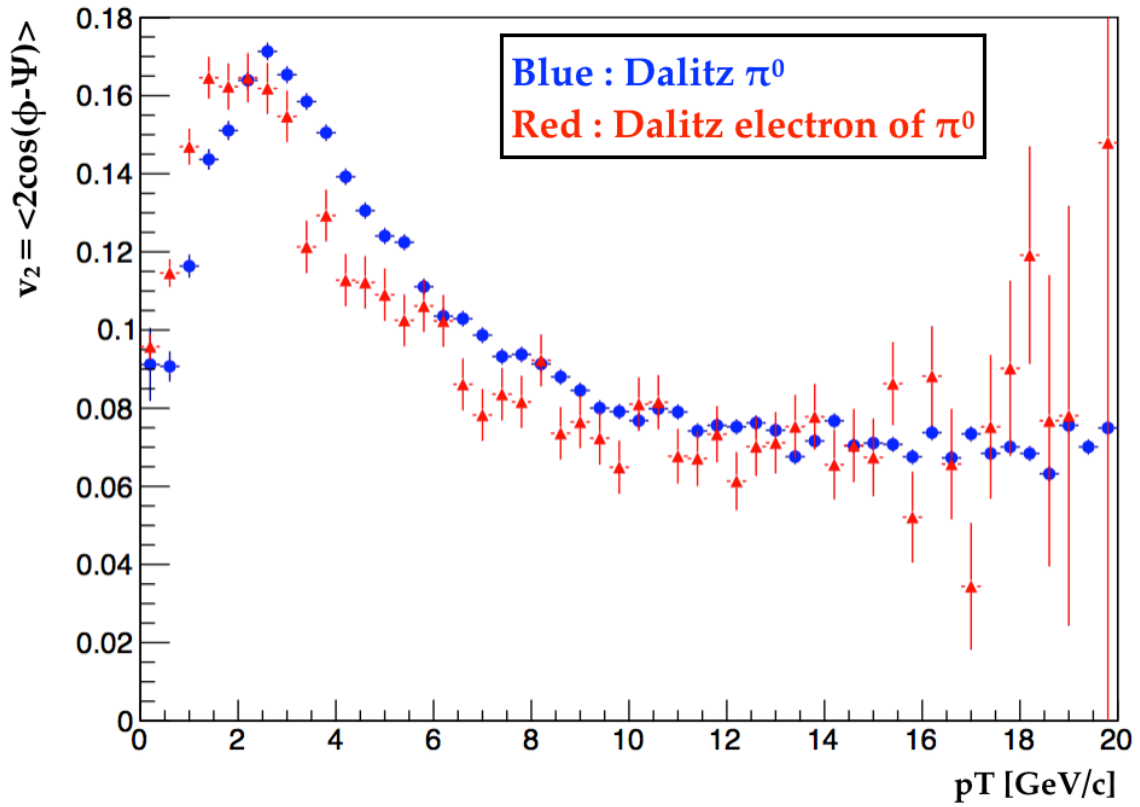


図 3.10: π^0 と崩壊電子の v_2

発生させた崩壊電子がもつ方位角 ϕ と反応平面の角度 Ψ から、 p_T 毎に $2\cos(\phi - \Psi)$ を計算し、 $0.4\text{GeV}/c$ 毎にその平均値 $v_{2_{X \rightarrow e}} = \langle 2\cos(\phi - \Psi) \rangle$ を計算した。計算結果の崩壊電子の $v_{2_{X \rightarrow e}}$ と、親の Dalitz 崩壊する π^0 の v_2 を上図 3.10 に示す。

3.2.2 η の Dalitz 崩壊起源の electron v_2

- η の p_T 分布

本解析では、 π^0 の $p_T(= p_{T(\pi^0)})$ から m_T スケーリングを仮定して、 π^0 の p_T 分布から η の p_T 分布を導出した。以下に、 m_T スケーリングによる η の $p_T(= p_{T(\eta)})$ の導出する流れを示す。

$$m_{T(\eta)} = \sqrt{p_T^2 + m_{0(\eta)}^2} \quad [p_T : 0 \sim 15 \text{ GeV}/c \text{ でランダム}] \quad (3.27)$$

$$p_{T(\eta)} = \sqrt{m_{T(\eta)}^2 - m_{0(\pi^0)}^2} \quad (3.28)$$

ここで、 p_T はランダムに発生させた高横運動量、 m_0 は η 及び π^0 の静止質量である。 $p_{T(\pi^0)}$ は Hagedron function(式 3.23) に従って発生させるから、 $p_{T(\eta)}$ は以下の式に従って発生される。

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{714}{\{ \exp(-0.508 \times p_{T(\eta)} - 0.1733 \times p_{T(\eta)}^2) + \frac{p_{T(\eta)}}{0.7429} \}^{8.35}} \quad (3.29)$$

EXODUS によって発生させた全 η (黒) と Dalitz 崩壊する η (青)、その崩壊電子(赤)の p_T 分布を図 3.11 に示す。

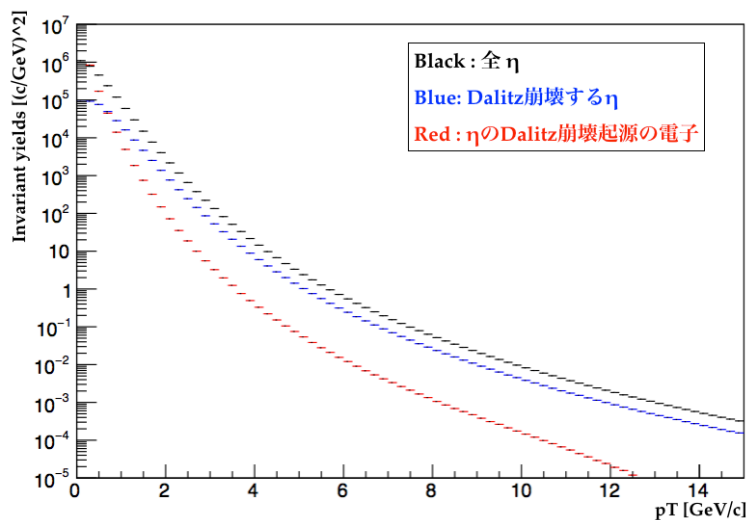


図 3.11: η と崩壊電子の p_T 分布

- η の v_2 分布

η の v_2 は、まだ先行研究で詳しく求められていない。そのため本解析では、すでに先行研究で詳細に求められている π^0 の v_2 から KE_T スケーリングしたものを η の v_2 として用いた。 KE_T スケーリングとは、ハドロン化による質量の効果を補正するスケーリングで、以下の式を用いる。

$$KE_T = m_T - m_0 = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} - m_0 \quad (3.30)$$

ここで、 m_T は横質量、 m_0 はハドロンの静止質量である。同じ反応領域内で生成されたクォークで構成されたメソン同士またはバリオン同士では KE_T が同じ値になることから、1つのメソン（またはボソン）の p_T をもう一方のメソン（またはボソン）の p_T へと焼き直すことができる。以下に KE_T スケーリングによる、 π^0 の $p_T(=p_{T(\pi^0)})$ から η の $p_T(=p_{T(\eta)})$ を導出するまでの流れを示す。

$$KE_{T(\pi^0)} = KE_{T(\eta)} \quad (3.31)$$

$$\sqrt{m_{0(\pi^0)}^2 + p_{T(\pi^0)}^2} - m_{0(\pi^0)} = \sqrt{m_{0(\eta)}^2 + p_{T(\eta)}^2} - m_{0(\eta)} \quad (3.32)$$

$$p_{T(\eta)} = \sqrt{(\sqrt{m_{0(\pi^0)}^2 + p_{T(\pi^0)}^2} - m_{0(\pi^0)} + m_{0(\eta)})^2 - m_{0(\eta)}^2} \quad (3.33)$$

求められた $p_{T(\eta)}$ を π^0 の v_2 の式 3.26 に代入したものを、 η の $v_2(v_{2(\eta)})$ とした。

$$v_{2(\eta)} = (1-S) \times (0.022 + 0.079 \times p_{T(\eta)} - 0.012 \times p_{T(\eta)}^2) + S \times \{\exp(-1.3 - 0.32 \times p_{T(\eta)}) + 0.07\} \quad (3.34)$$

$v_{2(\eta)}$ をもたせて EXODUS で発生させた η と、崩壊電子の ϕ 分布を図 3.12 に示す。これより、 $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ と同様に、 η と崩壊電子の方位角分布が一樣ではなく、異方性をもたせて発生させられていることが確認できる。

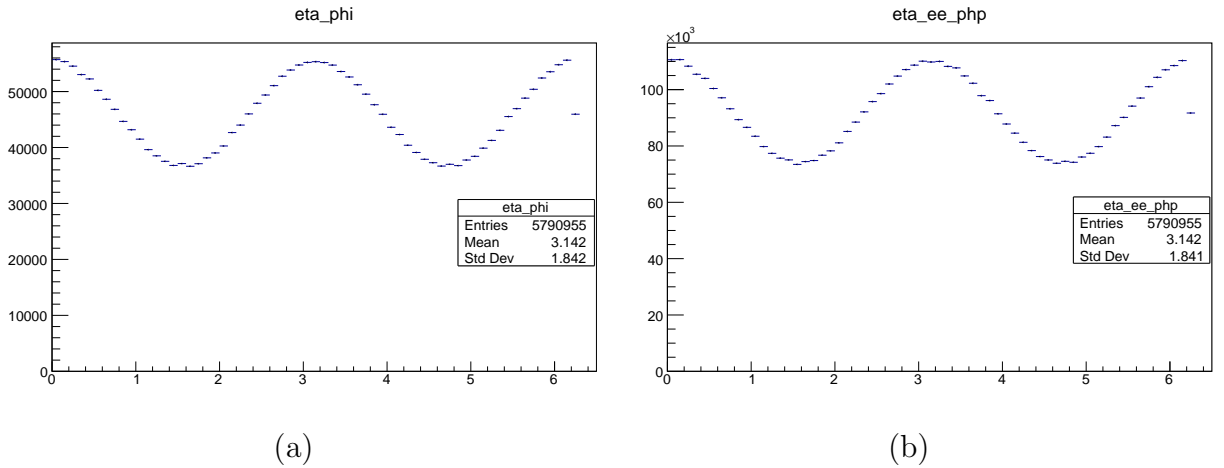


図 3.12: (a) η の ϕ 分布、(b) 崩壊電子の ϕ 分布

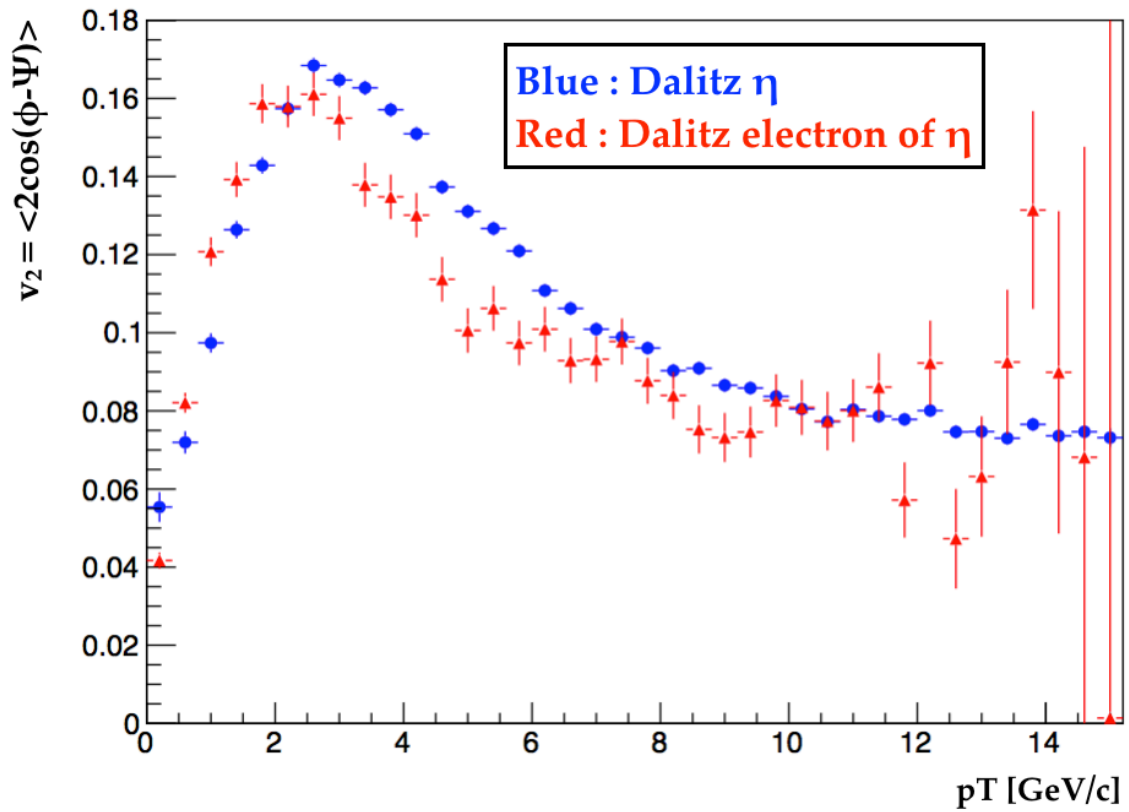


図 3.13: η と崩壊電子の v_2

発生させた崩壊電子がもつ方位角 ϕ と反応平面の角度 Ψ から、 p_T 毎に $2\cos(\phi - \Psi)$ を計算し、 $0.4\text{GeV}/c$ 毎にその平均値 $v_{2_{X \rightarrow e}} = \langle 2\cos(\phi - \Psi) \rangle$ を計算した。計算結果の崩壊電子の $v_{2_{X \rightarrow e}}$ と、 η の v_2 を上図 3.13 に示す。

3.2.3 Conversion 起源の electron v_2

Conversion は、光子が検出器内の物質の原子核と相互作用することによって起こる (約 1%)。Conversion 起源の電子のイベントは、VTX カット (付録参照) によって全イベントの約 95% を除くことができる。この VTX カットで除くことができず、Photonic electron を占める Conversion 起源の電子は、主に $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (崩壊分岐比: 約 99%) と $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (崩壊分岐比: 約 73%) 起源である。故に、式 3.20 は以下のように書き換えられる。

$$v_{2e}^\gamma = \frac{N_{\pi^0 \rightarrow e}}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\pi^0 \rightarrow e)} + \frac{N_{\eta \rightarrow e}}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\eta \rightarrow e)} + \frac{N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e}}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e)} + \frac{N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e}}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e)} \quad (3.35)$$

$$N_e^\gamma = N_{\pi^0 \rightarrow e} + N_{\eta \rightarrow e} + N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e} + N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e} \quad (3.36)$$

ここで、 $N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e}$ と $N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e}$ はそれぞれ、 π^0 と η の Conversion 起源の電子数である。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の Conversion 起源の電子は、 $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ 起源の電子と同じく π^0 を親粒子としており、 π^0 と $e^+ e^-$ の角度相関もほとんど同じであることから、Conversion 起源の電子の v_2 は Dalitz 崩壊起源の電子の v_2 に等しいと言える。 η についても同様である。つまり、

$$v_{2(\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e)} = v_{2(\pi^0 \rightarrow e)} \quad (3.37)$$

$$v_{2(\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e)} = v_{2(\eta \rightarrow e)} \quad (3.38)$$

であるから、式 3.35 は以下のように書き換えられる。

$$v_{2e}^\gamma = \left(\frac{N_{\pi^0 \rightarrow e}}{N_e^\gamma} + \frac{N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e}}{N_e^\gamma} \right) \cdot v_{2(\pi^0 \rightarrow e)} + \left(\frac{N_{\eta \rightarrow e}}{N_e^\gamma} + \frac{N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e}}{N_e^\gamma} \right) \cdot v_{2(\eta \rightarrow e)} \quad (3.39)$$

$$N_e^\gamma = N_{\pi^0 \rightarrow e} + N_{\eta \rightarrow e} + N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e} + N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e} \quad (3.40)$$

ここで、 $N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e}$ と $N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e}$ は、 π^0 と η の Conversion 起源の電子数である。

Dalitz conversion 比

Conversion 起源の電子数 $N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e}$ ($N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e}$) は、シミュレーションによって発生させた Dalitz 崩壊起源の電子数 $N_{\pi^0 \rightarrow e}$ ($N_{\eta \rightarrow e}$) から算出する。そのために必要な、Dalitz 崩壊起源の電子数に対する Conversion 起源の電子数の比 (以下、Dalitz conversion 比) は、先行研究で行われたシミュレーションによる π^0 と η の Dalitz 崩壊起源の電子と Conversion 起源の電子の p_T 分布から算出した。算出に用いた p_T 分布を図 3.14、算出した p_T 毎の Dalitz conversion 比を 3.15 に示す。

π^0 と η の Dalitz conversion 比をそれぞれ R_{π^0} 、 R_η とすると、Conversion 起源の電子数 $N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e}$ ($N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e}$) は、

$$N_{\pi^0 \rightarrow \gamma \rightarrow e} = N_{\pi^0 \rightarrow e} \times R_{\pi^0} \quad (3.41)$$

$$N_{\eta \rightarrow \gamma \rightarrow e} = N_{\eta \rightarrow e} \times R_\eta \quad (3.42)$$

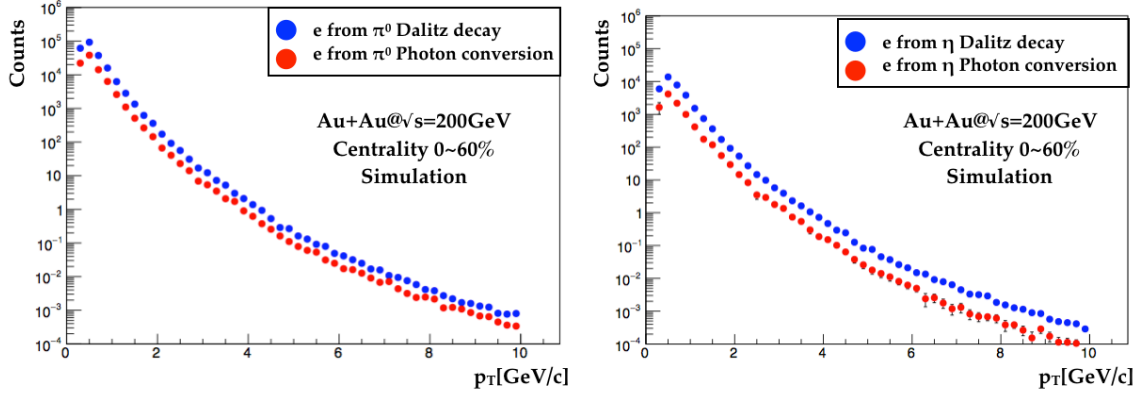


図 3.14: π^0 と η の Dalitz 崩壊起源の電子と Conversion 起源の電子の p_T 分布 [personal connection]

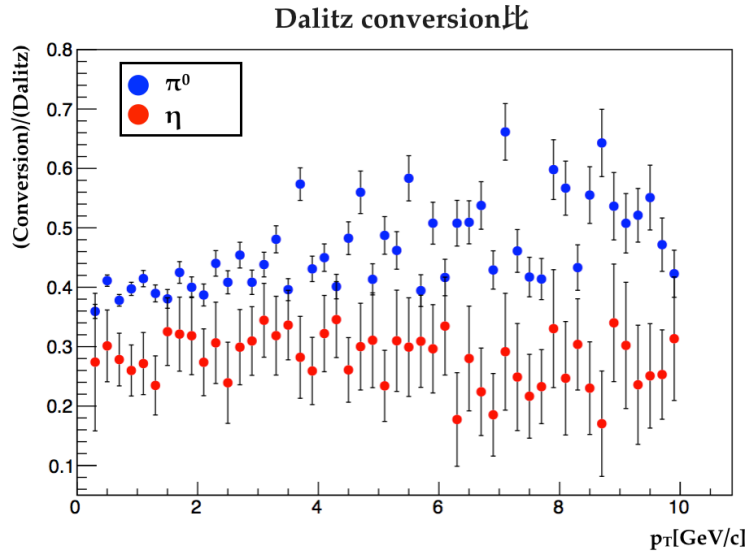


図 3.15: π^0 と η の Dalitz conversion 比

と表されるから、式 3.39 は Dalitz conversion 比を用いて以下のように書き換えられる。

$$v_{2e}^\gamma = \frac{N_{\pi^0 \rightarrow e}(1 + R_{\pi^0})}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\pi^0 \rightarrow e)} + \frac{N_{\eta \rightarrow e}(1 + R_\eta)}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\eta \rightarrow e)} \quad (3.43)$$

$$N_e^\gamma = N_{\pi^0 \rightarrow e} \cdot (1 + R_{\pi^0}) + N_{\eta \rightarrow e} \cdot (1 + R_\eta) \quad (3.44)$$

3.3 重いクォーク起源の電子 v_2 の計算

重いクォーク起源の電子とは、ボトム電子とチャーム電子である。これら電子の v_2 は、以下の手順で算出した。

1. PHENIX 検出器で観測された全電子の収量と DCA_T 分布から、重いクォークを含む崩壊モデルを用いてハドロンを崩壊させ、ボトム電子とチャーム電子の収量と DCA_T 分布を計算する。
2. 求めた電子の DCA_T 分布を「ボトム電子が多い領域」と「チャーム電子が多い領域」の2領域に分けて、それぞれの領域内での収量からボトム電子とチャーム電子の v_2 を求める。

手順1. は、Unfolding と呼ばれる手法である [10]。この手法を用いて、2014 年の金原子核同士の衝突によって生成された電子の DCA_T 分布を図 3.16 ($p_T = 1.8 \sim 2.0 \text{ GeV}/c$) に示す。これは全電子のデータと、分解されたチャーム電子、ボトム電子、バックグラウンドの電子の各 DCA_T 分布を示している。手順3. については、以下のセクションで説明する。

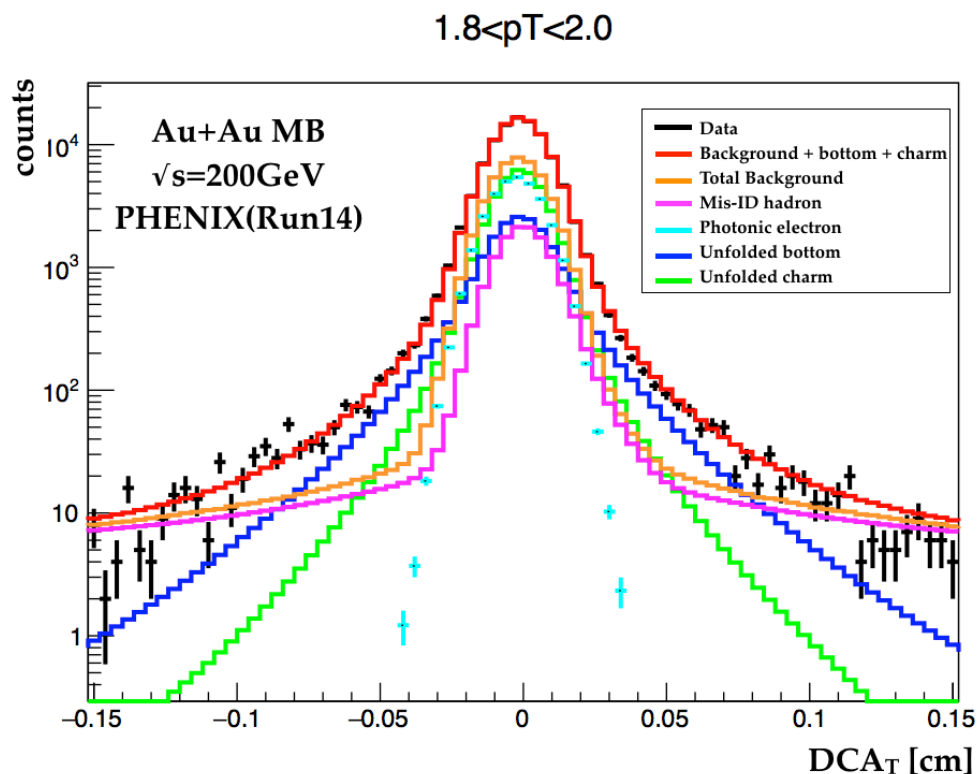


図 3.16: 電子の DCA_T 分布

3.3.1 ボトム電子とチャーム電子の抽出

序章で述べた通り、 DCA_T は親粒子の寿命に依存するため、特定の DCA_T 領域内の収量を用いて解析することで、特定の粒子を識別することができる。今回は、ボトム電子とチャーム電子を識別するために用いた。その方法は、 DCA_T 分布を (1) ボトム電子の割合が大きい $0.03 < |DCA_T| < 0.1\text{cm}$ 、(2) チャーム電子の割合が大きい $|DCA_T| < 0.03\text{cm}$ の2領域に分割した。図 3.17 に2領域に分けた DCA_T 分布を示す。

2領域において、それぞれ全電子数に対するボトム電子数の割合と、チャーム電子数の割合は異なるから、式 3.4 は以下のように2つ求められる。

$$v_2^{incl}(1) = f_b(1) \cdot v_2^b + f_c(1) \cdot v_2^c + f_{BG}(1) \cdot v_2^{BG}(1) \quad (3.45)$$

$$v_2^{incl}(2) = f_b(2) \cdot v_2^b + f_c(2) \cdot v_2^c + f_{BG}(2) \cdot v_2^{BG}(2) \quad (3.46)$$

この2つの式を計算すると、 v_2^b と v_2^c は以下のように表される。

$$v_2^b = \frac{f_c(2) \cdot (f_{BG}(1) \cdot v_1^{BG}(1) - v_2^{incl}(1)) - f_c(1) \cdot (f_{BG}(2) \cdot v_2^{BG}(2) - v_2^{incl}(2))}{f_c(1) \cdot f_b(2) - f_c(2) \cdot f_b(1)} \quad (3.47)$$

$$v_2^c = \frac{f_b(1) \cdot (f_{BG}(2) \cdot v_2^{BG}(2) - v_2^{incl}(2)) - f_b(2) \cdot (f_{BG}(1) \cdot v_1^{BG}(1) - v_2^{incl}(1))}{f_c(1) \cdot f_b(2) - f_c(2) \cdot f_b(1)} \quad (3.48)$$

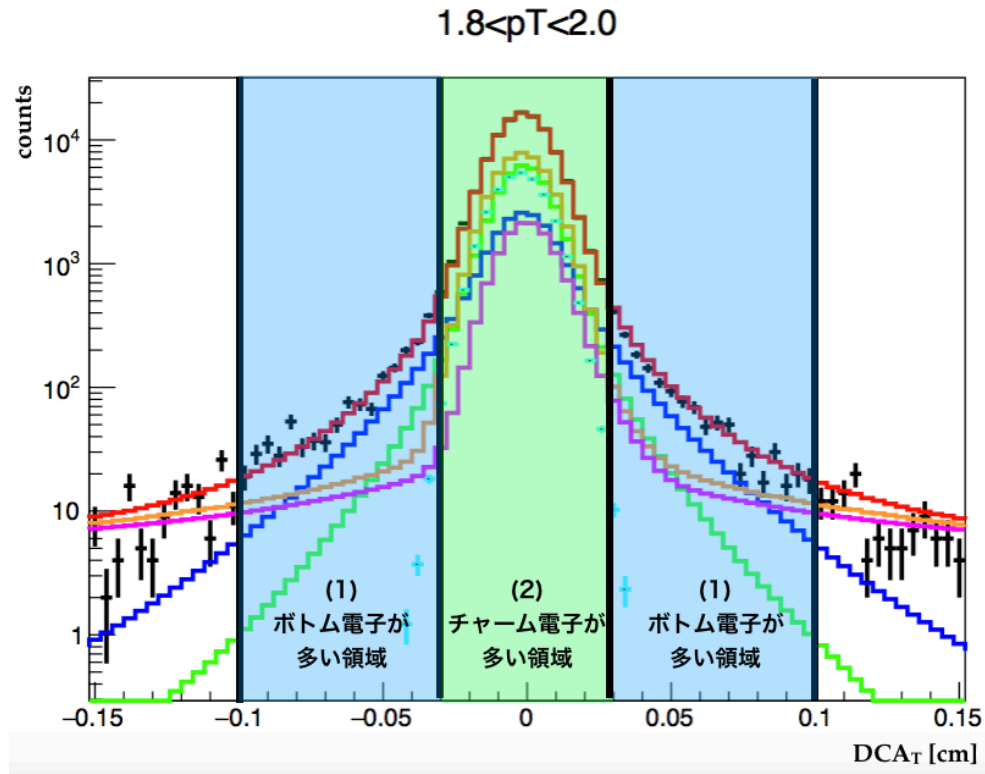


図 3.17: 2領域に分けた DCA_T 分布

DCA_T 分布を積分して全電子の収量に対する割合 $f_b, f_c, f_{pe}, f_{had}$ を求めた結果を、 $|DCA_T| < 0.1\text{cm}$ について求めた結果を図 3.18 に、2領域に分けてそれぞれ求めた結果を図 3.19 に示す。この割合を式??に用いて、ボトム電子とチャーム電子の v_2 を算出した。

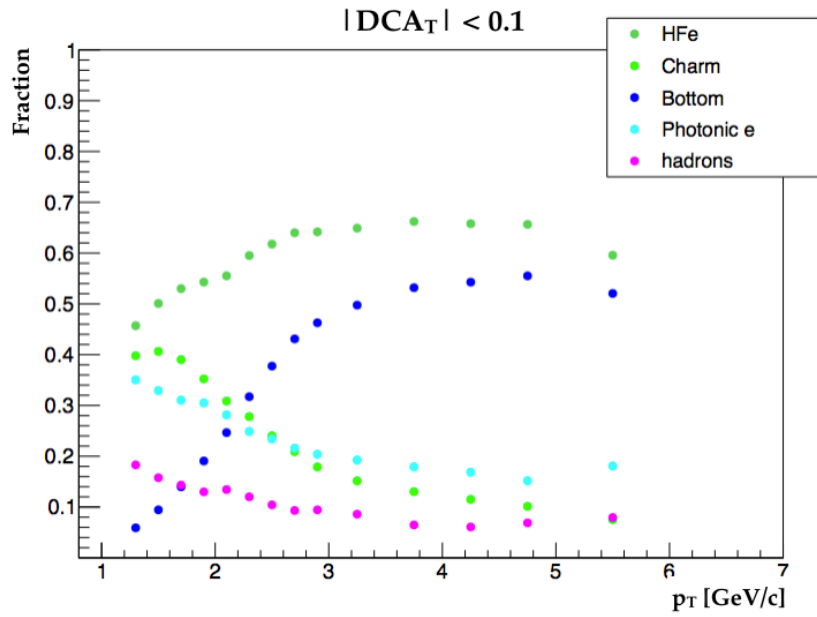


図 3.18: 全電子の収量に対する割合

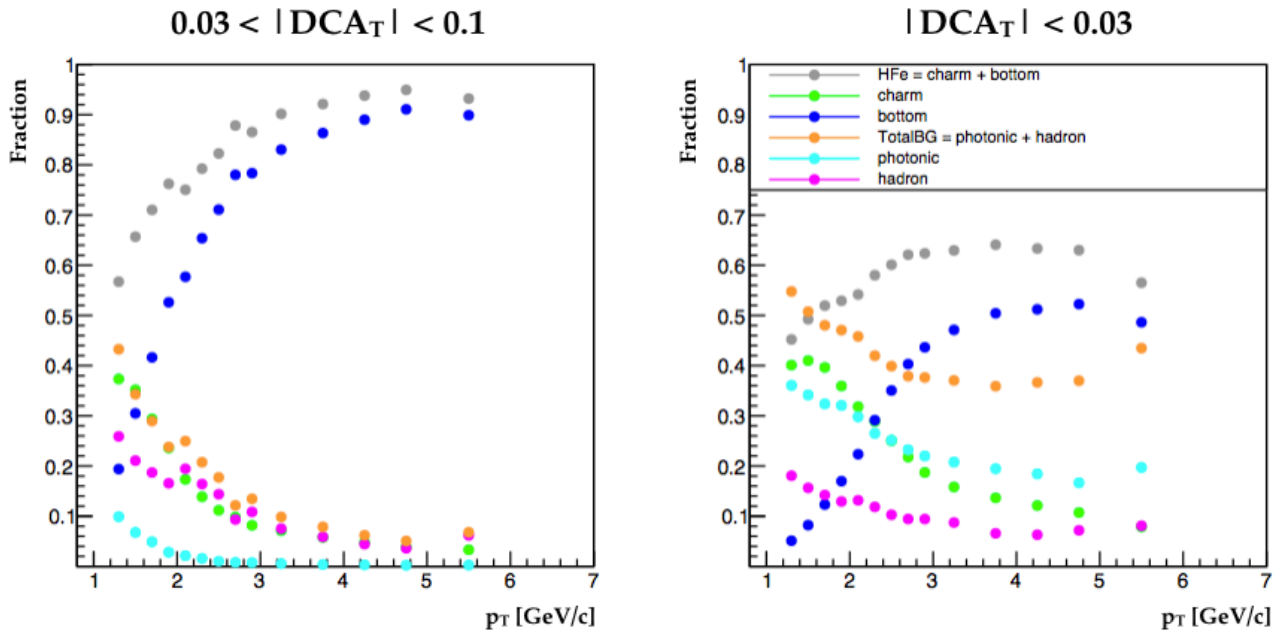


図 3.19: 全電子の収量に対する割合 (DCA_T 領域毎)

第4章 解析結果

4.1 Photonic electron v_2

Photonic electron v_2 の式 3.43 より、 π^0 と η の Dalitz 崩壊起源の電子を Photonic electron とした時、Photonic electron v_2 は、

$$v_{2e}^\gamma = \frac{N_{\pi^0 \rightarrow e}(1 + R_{\pi^0})}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\pi^0 \rightarrow e)} + \frac{N_{\eta \rightarrow e}(1 + R_\eta)}{N_e^\gamma} \cdot v_{2(\eta \rightarrow e)}$$

と表される。 $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ には、シミュレーションで見積もった結果 (図 3.10、3.13 の崩壊電子の v_2) を、Dalitz conversion 比には図 3.15 の値を用いる。 $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の比である $\frac{N_{\pi^0 \rightarrow e}(1+R_{\pi^0})}{N_e^\gamma}$ と $\frac{N_{\eta \rightarrow e}(1+R_\eta)}{N_e^\gamma}$ は、以下の方法で算出する。

4.1.1 $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の比

崩壊電子の数 $N_{\pi^0 \rightarrow e}(N_{\eta \rightarrow e})$ は、図 3.7(3.11) から得られる全 π^0 (全 η) の数 $N_{\pi^0}(N_\eta)$ と、Dalitz 崩壊する分岐比 ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ は 1.2%、 $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ は 0.69%)、 $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ の電子を除く VTX カット前後の電子数の割合である Survival rate(以下、SR)(付録を参照) を用いて、

$$N_{\pi^0 \rightarrow e} = N_{\pi^0} \times 0.012 \times SR(\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-) \quad (4.1)$$

$$N_{\eta \rightarrow e} = N_\eta \times 0.0069 \times SR(\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-) \quad (4.2)$$

と表される。これを式 3.43 に代入すると、 $N_e^\gamma = N_{\pi^0 \rightarrow e} + N_{\eta \rightarrow e}$ より v_{2e}^γ は、

$$v_{2e}^\gamma = \frac{N_{\pi^0} \times 0.012 \times SR(\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-)(1 + R_{\pi^0})}{N_e^\gamma} \cdot v_{2\pi^0 \rightarrow e} + \frac{N_\eta \times 0.0069 \times SR(\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-)(1 + R_\eta)}{N_e^\gamma} \cdot v_{2\eta \rightarrow e} \quad (4.3)$$

$$N_e^\gamma = N_{\pi^0} \times 0.012 \times SR(\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-) \cdot (1 + R_{\pi^0}) + N_\eta \times 0.0069 \times SR(\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-) \cdot (1 + R_\eta) \quad (4.4)$$

と表される。

上式の $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の係数を p_T 毎に求めた結果を、図 4.1 に示す。赤が $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ の係数、緑が $v_{2\eta \rightarrow e}$ の係数の値を表している。このプロットを関数 4.5 でフィットした結果を、 $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の比とした。この比を式 4.3 に代入して、Photonic electron v_2 は図 4.2 のように

見積もることができた。

$$(1 - S) \times \left(p_0 - \frac{\exp(-p_1 \times p_T)}{2} \right) + S \times \left(p_2 + \frac{p_T}{p_3} \right) \quad (4.5)$$

$$S = \frac{1}{1 + \exp(-(p_T - 1))} \quad (4.6)$$

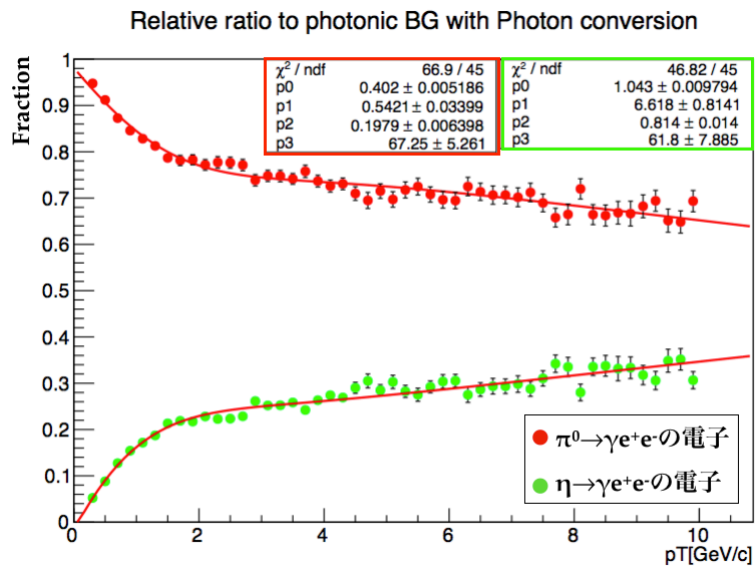


図 4.1: Photonic electron 内の比

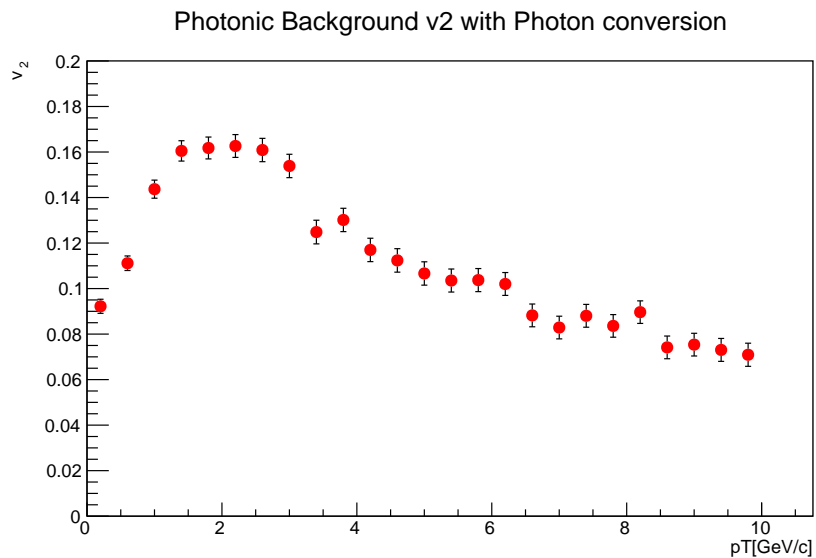


図 4.2: Photonic electron v_2

4.2 バックグラウンド電子の v_2

前に述べたように、本解析では Photonic electron と Mis-ID hadron をバックグラウンドとなる電子としている。そのため、バックグラウンド電子の v_2 は、式 3.2 で表される。

$$f_{BG} \cdot v_2^{BG} = f_{pe} \cdot v_2^{pe} + f_{had} \cdot v_2^{had}$$

f_{pe} と f_{had} には、全電子の収量に対する割合 (図 3.18) を用いる。 v_2^{pe} には、シミュレーションによって見積もった Photonic electron v_2 (図 4.2) を、 v_2^{had} には、金原子核同士の衝突によって生成された粒子を Minimum bias で収集したデータから求められた Mis-ID hadron の v_2 (付録参照) を用いる。算出した v_2^{BG} を図 4.3 に示す。

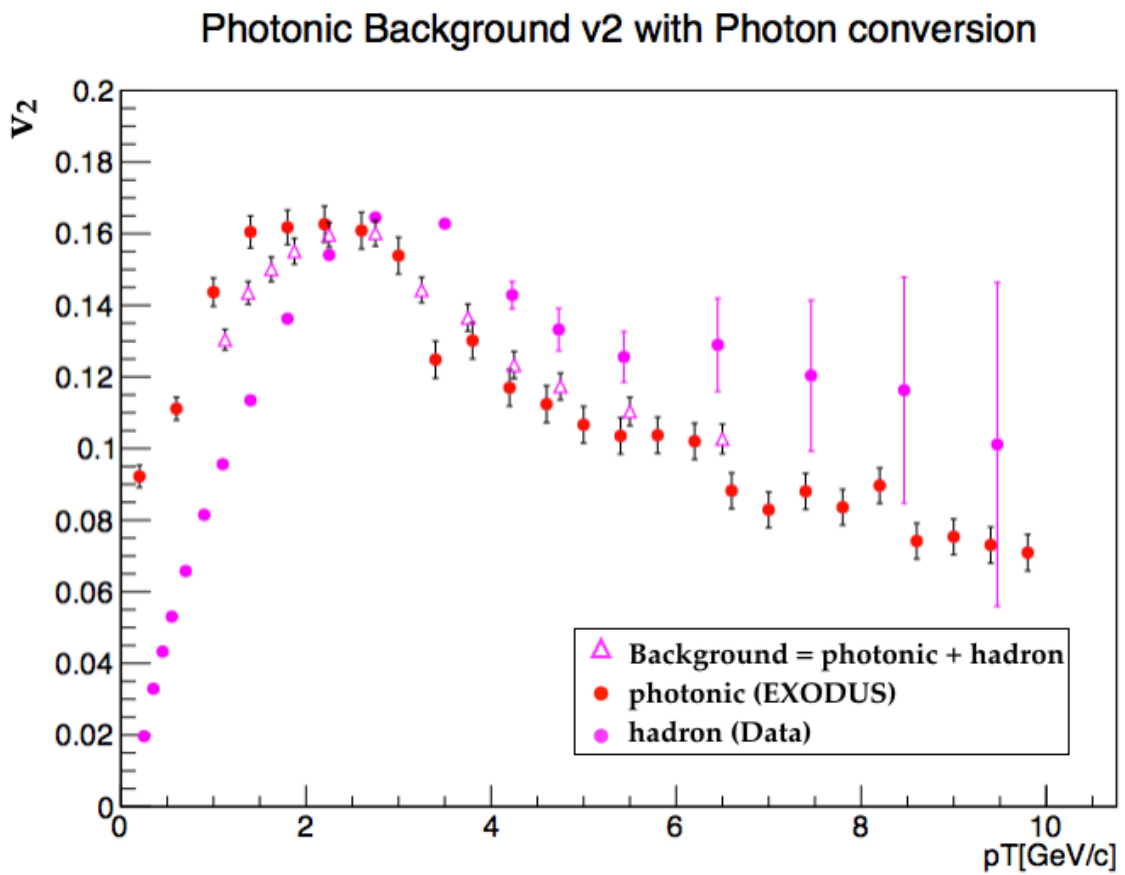


図 4.3: バックグラウンド v_2

4.3 重いクォーク起源の電子の v_2

重いクォーク起源の電子の v_2 は、式 3.1 を解いて、

$$v_2^{HF_e} = (v_2^{incl} - f_{BG} \cdot v_2^{BG}) / f_{HF_e} \quad (4.7)$$

と表される。 f_{BG} と f_{HF_e} には、全電子に対するそれぞれの収量の割合(図 3.18)を用いる。 v_2^{BG} には、前セクションで見積もった結果(図 4.3)を、 v_2^{incl} には、2014年の金原子核同士衝突から得られたデータの解析結果(図 3.1)を用いた。算出した $v_2^{HF_e}$ を図 4.4に示す。

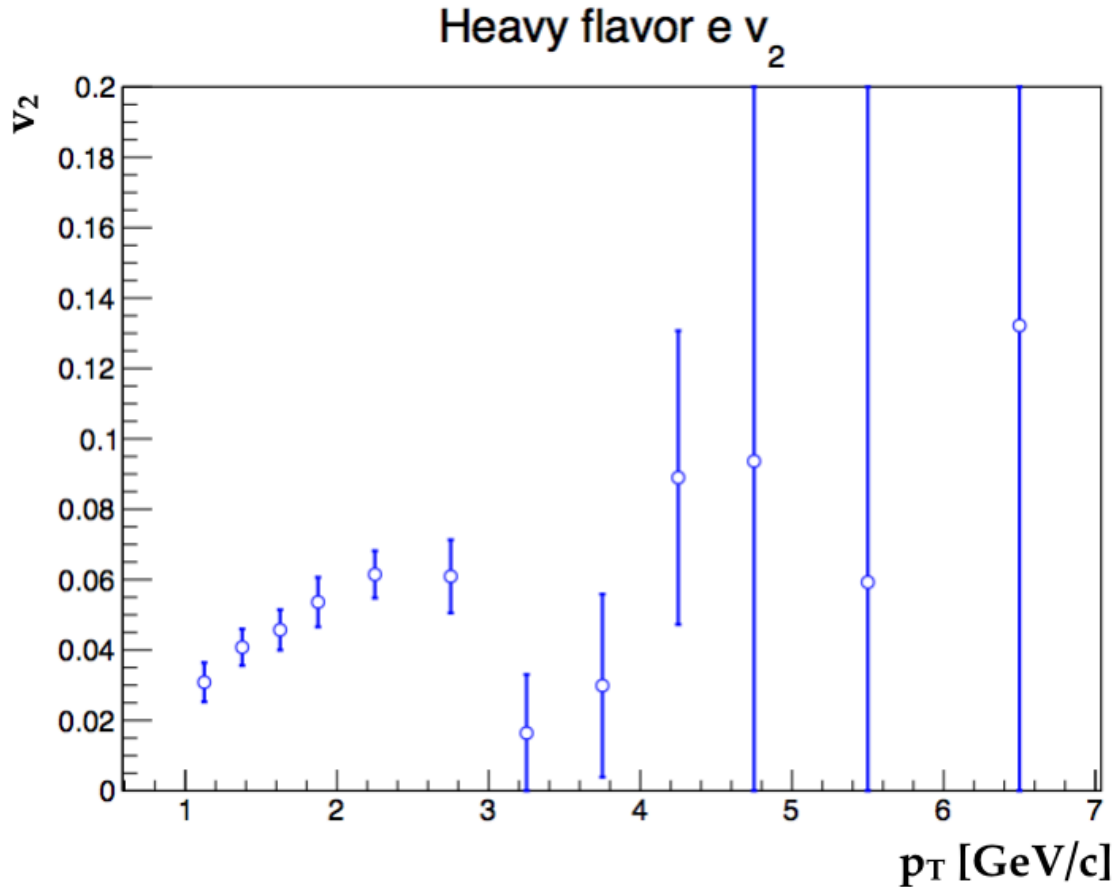


図 4.4: Heavy flavor electron v_2

4.4 ボトム電子とチャーム電子の v_2

セクション 3.3.1 で述べたように、 DCA_T 分布を以下の 2 領域に分ける。

- $0.03\text{cm} < |DCA_T| < 0.1\text{cm}$ (ボトム電子の収量が多い領域)
- $|DCA_T| < 0.03\text{cm}$ (チャーム電子の収量が多い領域)

式 3.47、3.48 より、 v_2^b と v_2^c の算出には、2 領域それぞれの Inclusive electron の v_2 とバックグラウンド電子の v_2 が必要である。これらは、2 領域それぞれの全電子に対する割合 (図 3.19) を用いて、図 4.5、4.6 のように求められる。

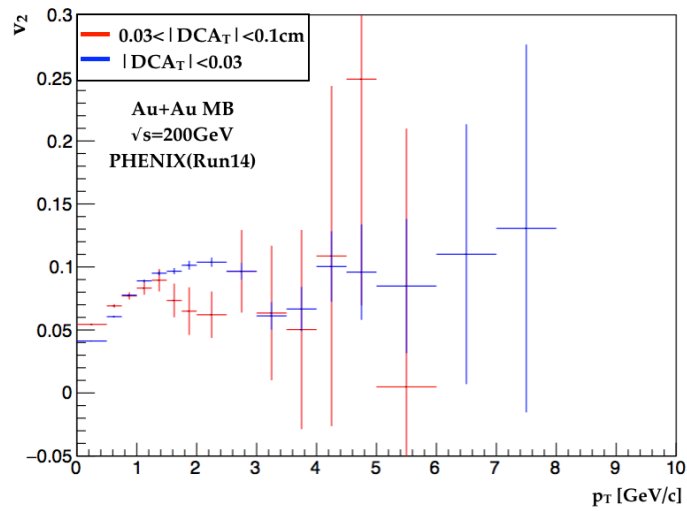


図 4.5: Inclusive electron の v_2 (DCA_T 範囲毎)

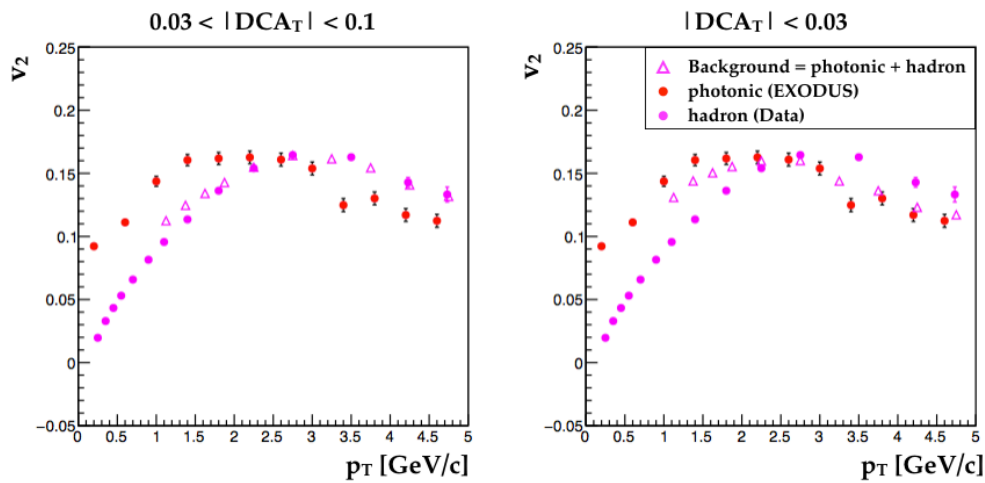


図 4.6: バックグラウンド v_2 (DCA_T 範囲毎)

2領域それぞれの、全電子数に対する割合(図3.19)と Inclusive electron の v_2 (図4.5)、バックグラウンド電子の v_2 (図4.6)を用いて、 p_T ビン毎に式3.47、3.48を計算し、任意の p_T のビン幅で点を統合させたボトム電子とチャーム電子の v_2 を図4.7、4.8に示す。重いクォークの v_2 はその質量ゆえに $v_2 \sim 0$ と予想されたが、 $v_2 > 0$ という結果が得られた。

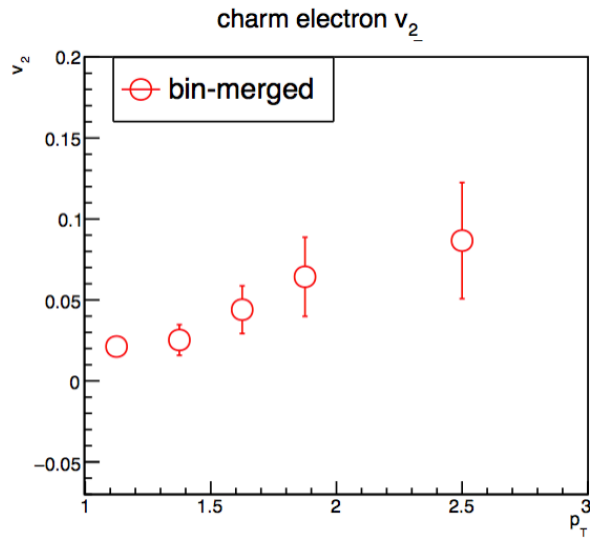


図 4.7: チャーム電子の v_2

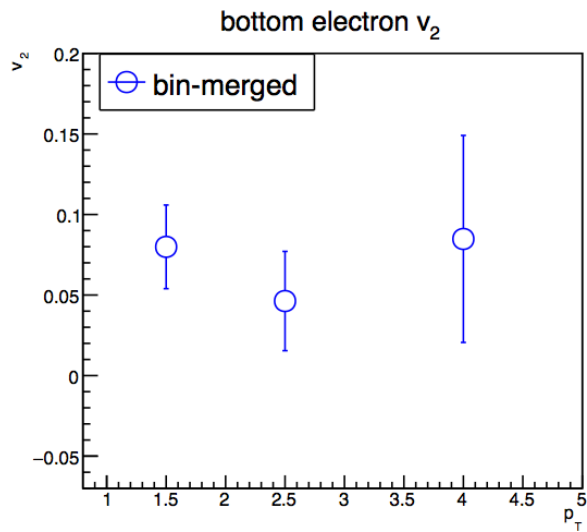


図 4.8: ボトム電子の v_2

第5章 考察

本解析で得られたチャーム電子とボトム電子の v_2 を、先行研究で得られた v_2 と比較する。先行研究で得られた v_2 を図 5.1 に示す。左図がチャーム電子、右図がボトム電子の v_2 である。

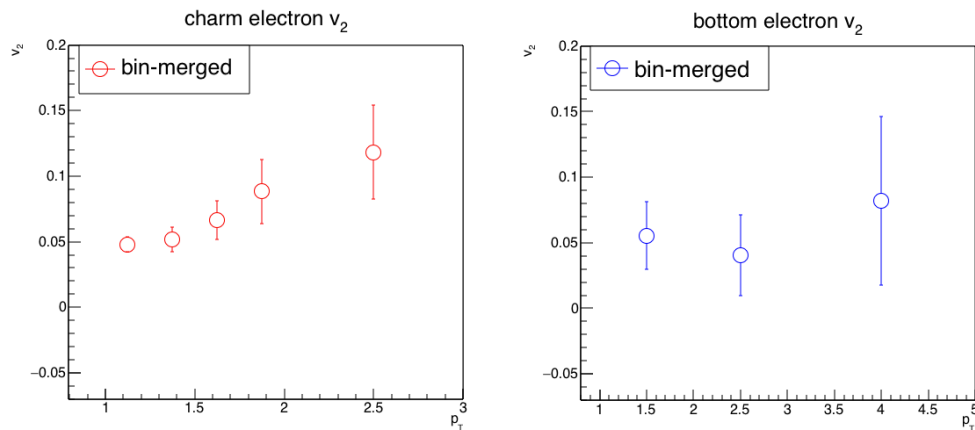


図 5.1: 先行研究のチャーム電子 (左図) とボトム電子 (右図) の v_2 [11]

本解析で得られた v_2 (図 4.7、4.8) と比較すると、ボトム電子の v_2 には違いが見られませんが、チャーム電子の v_2 は本解析で得られた結果の方が小さいことがわかる。先行研究と本解析の相違点は Photonic electron v_2 であるから、本解析で見積もられた Photonic electron v_2 が、先行研究よりも大きく見積もられたことが予想される。Photonic electron v_2 について、本解析 (Centrality 0 ~ 60%) と先行研究 (Centrality 0 ~ 93%) を比較した結果を図 5.3 に示す。図 5.3 より、本解析の結果の方が先行研究の Photonic electron v_2 よりも約 10% 大きいことがわかる。この要因には、以下の 2 点が考えられる。

- v_2 の Centrality 依存性
- シミュレーションに設定した π^0 の v_2 分布の違い

この 2 点について、それぞれ考察した結果を以下に説明する。

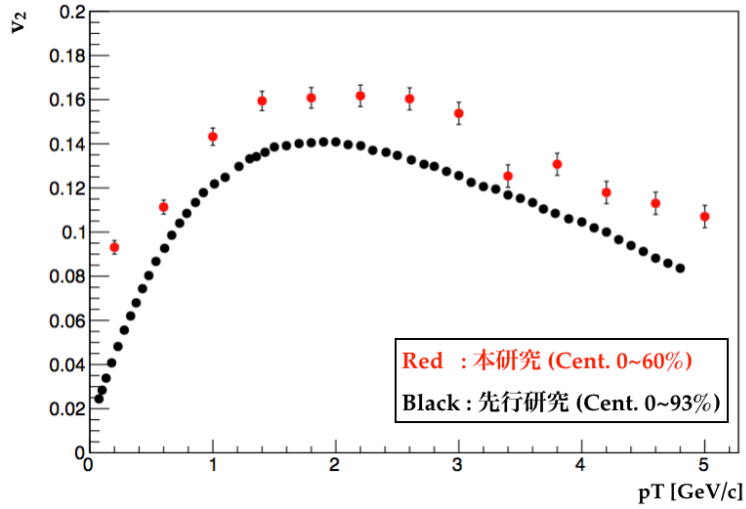


図 5.2: Photonic electron v_2 の比較 (解析結果と先行研究 [11])

5.1 v_2 の Centrality 依存性

Photonic electron と同じくバックグラウンドの電子である、Mis-ID hadron の v_2 について考える。先行研究で求められた、Centrality の異なる Mis-ID hadron の v_2 (0 ~ 60% と 0 ~ 93%) を比較して、Photonic electron と同じ違いが見られるのかを確認した。比較した結果を図 5.3 に示す。比較した結果、Mis-ID hadron の v_2 には、Photonic electron v_2 に

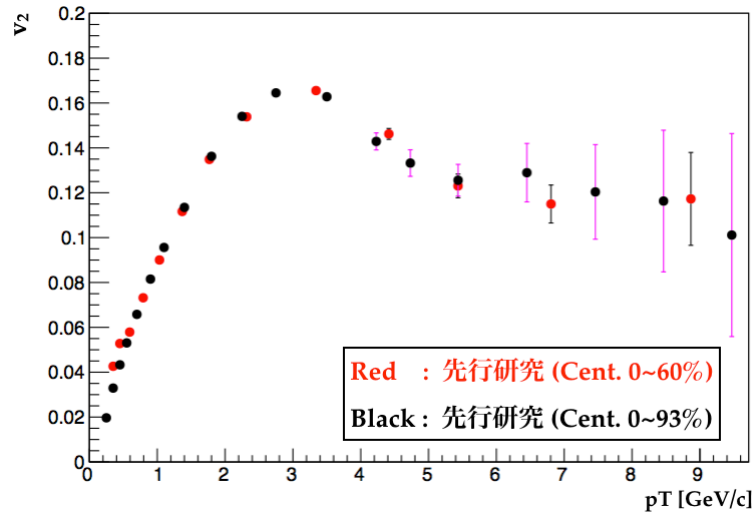


図 5.3: Centrality が異なる Mis-ID hadron v_2 の比較 (先行研究 [11])

は見られた Centrality による v_2 の違いは見られない。よって、本解析で求めた Photonic electron v_2 が先行研究と異なる要因は、 v_2 の Centrality 依存性ではないことがわかった。

5.2 π^0 の v_2 の違い

セクション 3.2 で述べたように、 π^0 の Dalitz 崩壊起源の電子の v_2 をシミュレーションで見積もる際に、Event generator に既知の π^0 の v_2 分布を設定している。本解析で Event generator に設定した π^0 の v_2 分布 (図 3.8) と、先行研究で設定された π^0 の v_2 分布 (図 5.4) の特徴を表 5.1 にまとめる。

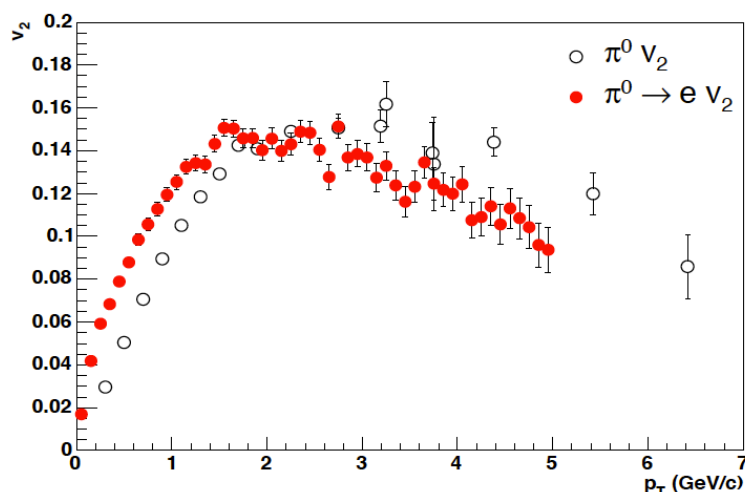


図 5.4: 先行研究でシミュレーションに設定された π^0 の v_2 [11])

表 5.1: Event generator に設定した π^0 の v_2 の特徴

	本解析	先行研究
衝突させた原子核	金	金
原子核の重心系衝突エネルギー [GeV]	200	200
実験が行われた年	2007(以下 Run7)	2004(以下 Run4)
v_2 の成分	π^0 のみ	π^0 と π^\pm

表 5.1 より、本研究に用いた v_2 は π^\pm の v_2 を含んでいない。先行研究で用いられた π^0 の v_2 に π^\pm が含まれている理由は、 π^0 と π^\pm を同じ粒子と考えて、低い p_T での v_2 分布を追加するためである。ここからは、本解析では含まなかった π^\pm の v_2 に着目して考察する。まずは、本研究で使用した Run7 の v_2 分布と、先行研究で使用された Run4 の v_2 分布から π^\pm 成分を除いた v_2 分布を Centrality 毎に比較した (図 5.5)。その結果、 π^0 の v_2 は本解析で使用した v_2 (赤) と先行研究で使用した v_2 (黒) は、全ての Centrality において誤差の範囲内で一致していることがわかった。

次に、 π^\pm の v_2 について、Run7 と Run4 で Centrality 毎に比較した (図 5.6)。その結果、 π^\pm の v_2 は Centrality 0 ~ 10% と 10 ~ 20% の時に、Run7 の v_2 の方が Run4 の v_2 よりも小さいことがわかった。

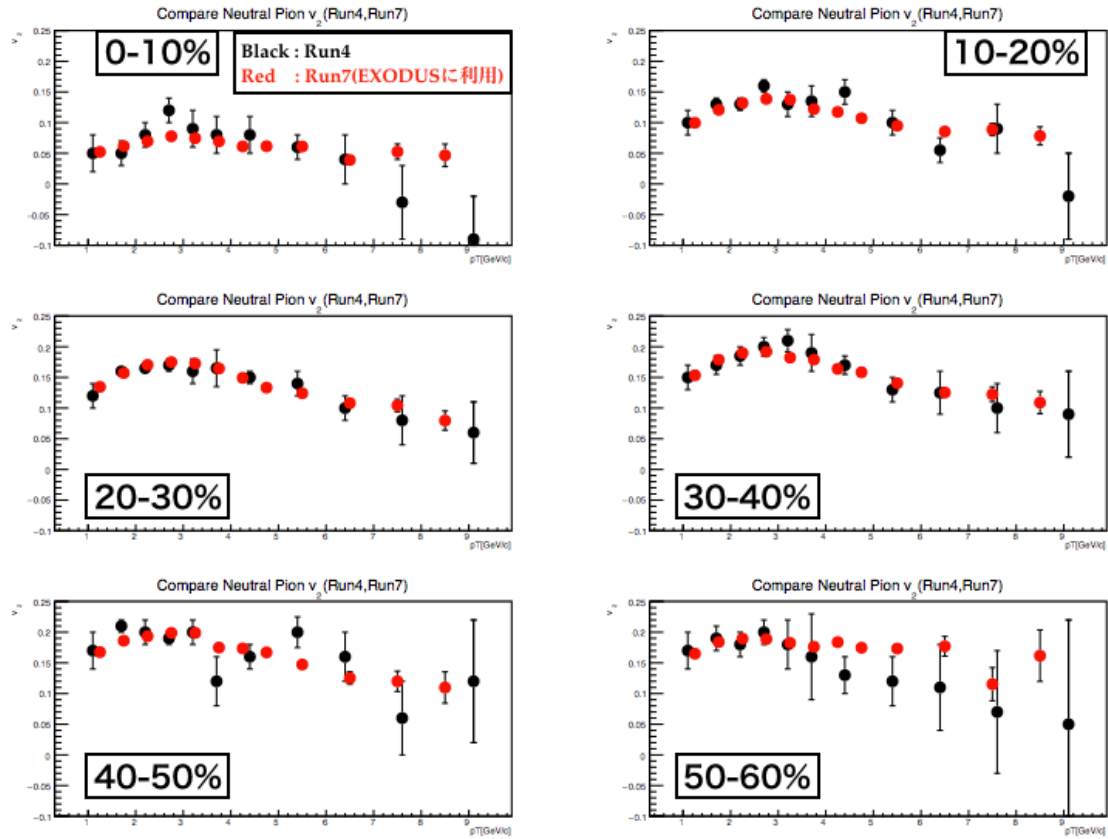


図 5.5: Centrality 毎の π^0 の v_2 の比較 (Run4[17] と Run7[16])

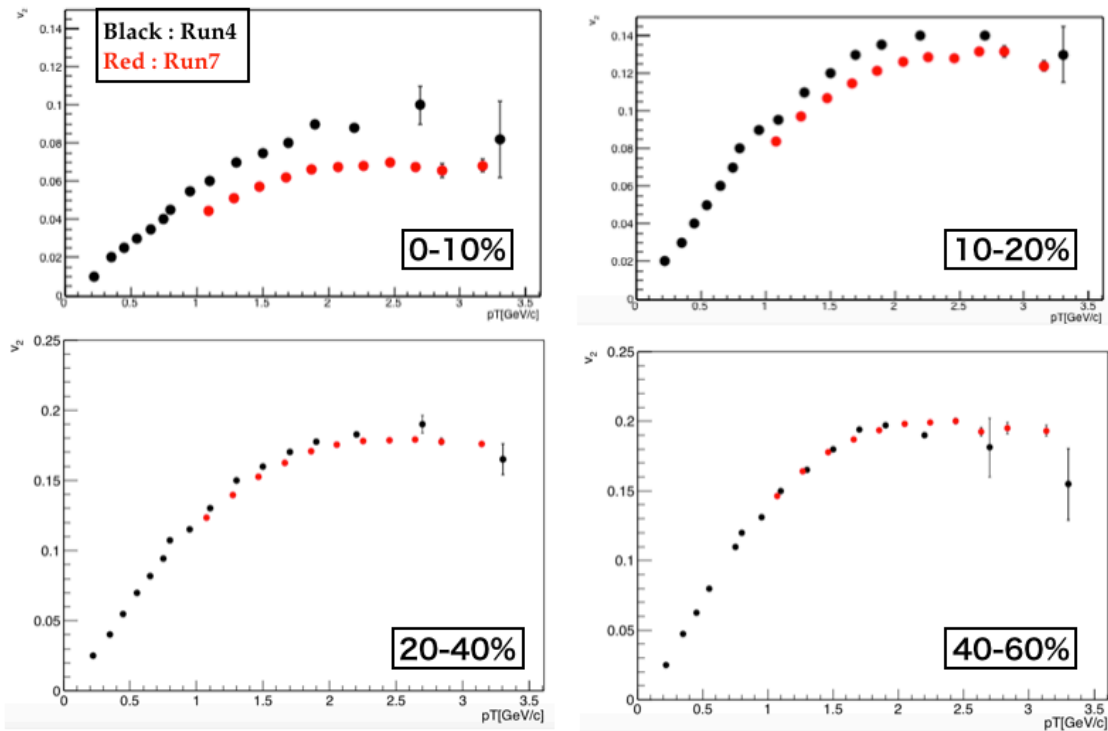


図 5.6: Centrality 毎の π^\pm の v_2 の比較 (Run4[18] と Run7[19])

以上より、本解析に用いた Run7 の v_2 分布と先行研究に用いられた Run4 の v_2 分布は、 π^0 成分のみでは違いが見られなかったが、 π^\pm 成分では Centrality 0 ~ 10% と 10 ~ 20% の範囲で違いが見られた。Run7 について、 π^0 と π^\pm の v_2 を Centrality 0 ~ 60% について比較した結果を図 5.7 に示す。

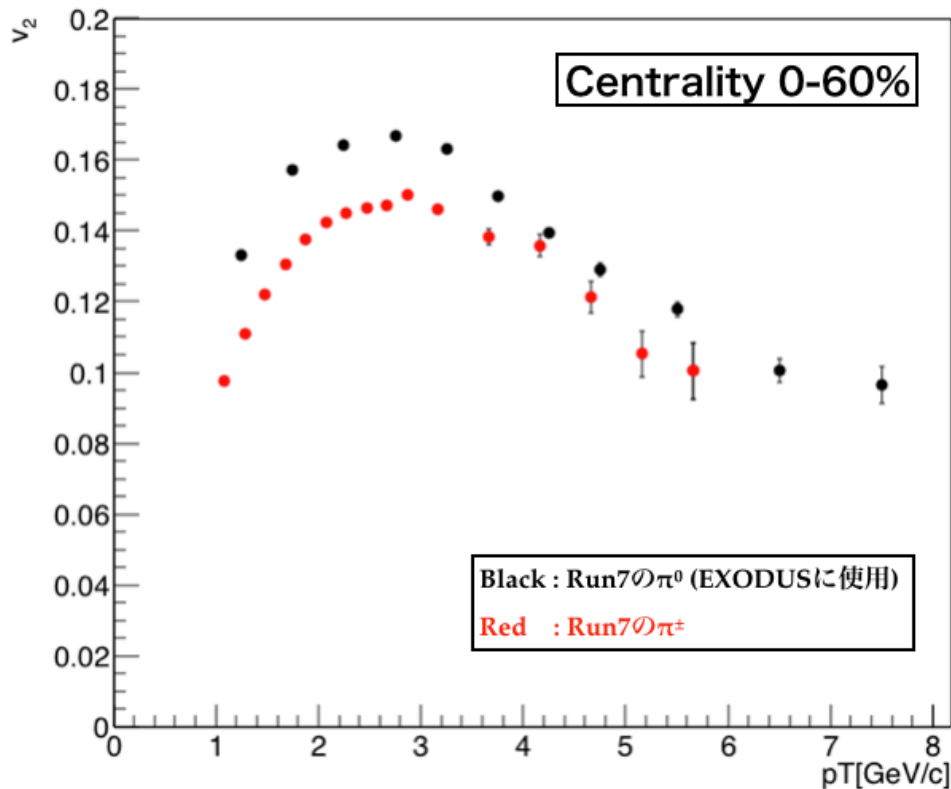


図 5.7: π^0 と π^\pm の v_2 の比較 (Run7)

比較した結果、 π^\pm の方が π^0 と比べて v_2 が小さいことがわかった。Run7 の v_2 の 2 成分を先行研究に用いられた v_2 のように統合させるには、 $\frac{1}{v_2^2 \text{の誤差}^2}$ を重みとして加重平均するため、 π^\pm の成分を含んだ Run7 の π^0 の v_2 は、含まない v_2 に比べて小さくなる。

以上より、 π^\pm の v_2 成分がシミュレーションに設定する π^0 の v_2 に本解析では含まれておらず、一方で先行研究には含まれていたことが、先行研究よりもバックグラウンド v_2 が大きく見積もられ、そのために Photonic electron v_2 が先行研究に比べて小さく求められたと考えられる。

第6章 まとめ

本研究では、2007年に測定された最新の π^0 の v_2 分布を用いて、Photonic electron v_2 をシミュレーションによって見積もり、重いクォーク起源の電子の v_2 を算出することができた。さらに、算出した重いクォーク起源の電子の v_2 を、 DCA_T を用いてチャーム電子とボトム電子に成分分けをし、それぞれの v_2 を求めた。その結果、重いクォークの質量はとて大きいために $v_2 \sim 0$ と予想されたが、チャームクォークとボトムクォーク起源の電子の v_2 は $v_2 > 0$ という結果が得られた。

求められたチャーム電子とボトム電子の v_2 を先行研究の結果と比較すると、チャーム電子の v_2 が先行研究よりも小さく求められていた。この要因は、シミュレーションに設定する π^0 の v_2 分布について、先行研究では π^\pm の v_2 成分を含んだ v_2 を使用していた一方で、本研究に用いた v_2 には π^\pm の v_2 成分を含んでいなかったため、先行研究よりもPhotonic electron v_2 が大きく見積もられたためだと考えられる。

今後はPhotonic electron v_2 をより精密に見積もるために、 $p_T > 3.5\text{GeV}/c$ 以上でPhotonic electronの10%以上を占める、直接光子の崩壊起源の電子の v_2 を求める必要がある。また、本研究で得られたチャーム電子とボトム電子の v_2 は、統計誤差がとて大きいため任意の p_T ビン幅で統合させる必要があった。そのため、データ点の数がチャーム電子は5点、ボトム電子は3点と少なくなった。チャームクォークとボトムクォークの $v_2 > 0$ であるとより明確に示すためには、データ点を増やすことが不可欠である。データ点を増やすためには、統計誤差を小さくするために原子核衝突実験によって得られる統計量をより増やす必要がある。

謝辞

本研究を行うにあたり、沢山の方々からご指導・ご支援をいただきました。

まず、所属研究室の林井久樹教授、宮林謙吉教授、下村真弥助教、蜂谷崇助教には深く感謝申し上げます。指導教員である下村先生には、本研究テーマを蜂谷先生とともに提案していただき、そのおかげでデータ解析と高エネルギー物理学についてたくさん学ぶことができました。また、私が ALICE 実験のデータ解析を行っていた時には、先生にコネクションを駆使していただいたおかげで、フランス・LPSC 研究所とスイス・CERN での半年間に渡る研究留学を実現することができました。蜂谷先生には、本研究を通して解析手法と、物理学について基本的な点から発展的な点まで丁寧に教えていただきました。データ解析の方法だけでなく物理学についても深くご指導いただいたおかげで、高エネルギー物理学の面白さを常に感じながら研究を行うことができました。林井先生には、高エネルギー物理学だけでなく幅広い分野の物理学について、ゼミや日常会話を通して教えていただいたため、常に広い視野をもって物理学を学ぶことができました。宮林先生には、特に検出器についてたくさんご指導いただき、研究に行き詰まっていたときには親身に相談にのっていただきました。

2年間の研究では、奈良女子大学以外の機関の方々にも大変お世話になりました。ALICE 実験の EMCal の性能評価を行っていた間には、LPSC 研究所の Rachid Guernane さんと筑波大学の細川さんから多大なるサポートをしていただきました。プログラミングの基礎的な点から丁寧に指導いただき、ALICE 実験についても沢山の情報をいただきました。また、半年間のフランス滞在を安全にかつ充実したものにすることができました。この経験は、研究テーマを PHENIX 実験へと移行させてからも大いに活かすことができました。広島大学の永嶋さんには、本解析のために必要なデータを提供していただきました。提供していただいた際に、研究への励ましのエールも送っていただき嬉しかったです。

最後に、本研究に関わっていただいた皆様、同じ研究室で共に研究活動をした学生のみなさん、大学院に通わせてくれ、優しく見守ってくれた家族に深く感謝申し上げます。

付録 A Centrality に依存する反応平面の分解能

反応平面の分解能 $Reso(\Psi)$ は、式 3.18 で表される。反応平面の分解能は、反応領域内の膨張圧力（フロー）によって異なる (図 A.1 参照)。つまり、Centrality 毎に変化するため、 v_2^{true} は一般的に以下の式で表される。

$$v_2^{true} = \frac{\sum \frac{v_2^{meas}(icent)}{Reso(\Psi(icent))} \cdot w(icent)}{\sum w(icent)} \quad (A.1)$$

$w(icent)$ とは、ある Centrality での衝突における粒子数である。 v_2 は、centrality bin 毎に求められ、最終的には $w(icent)$ を重みとして加重平均する。

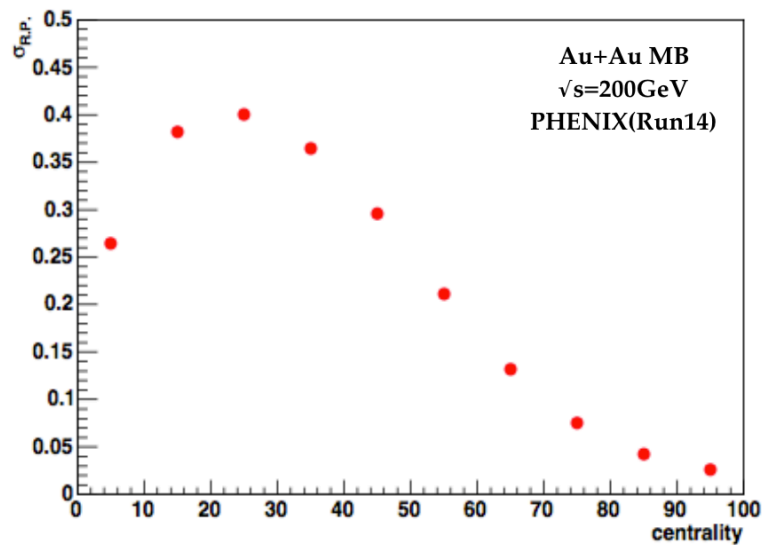


図 A.1: Centrality 毎の反応平面の分解能 [13]

付録B Survival rate

原子核衝突によって生成された光子は、検出器の物質中の原子核との相互作用により、2つの電子へと変換される (Photon conversion)。この事象は、シグナルである重いクォーク起源の電子数に比べて極めて多い。そのため、Conversion 起源の電子のイベントを極力減らすために VTX を用いたカットでイベント選別を行うことができる。1つは、VTX よりも外側にある検出器で電子と識別された粒子飛跡について、「VTX の内側の3層 (B0, B1, B2) 全てにヒットがあることを要求する」というカットである (図 B.1 の (a))。このカットにより、B0 よりも外側で起きた Conversion 起源の電子のイベントを除くことができる。もう1つは、Conversion veto cut よ呼ばれるカットである (図 B.1 の (b))。これは、「VTX の層毎に window を $\delta\phi$ と δz 方向に設けて、window 内に隣り合う2つのヒットがある window が1つでもあれば、その飛跡は解析に用いるイベントから除く」という条件である。Conversion は開口角が小さいためほとんどのイベントを除くことができるが、Dalitz 崩壊は開口角が大きいため除くことができない場合が多い。この VTX カット前のイベント数に対する、VTX カットによって除かれなかったイベント数の比を Survival rate と呼ぶ。図 C.1 と図 C.1 は、本解析に用いた Centrality 0 ~ 60% での、 π^0 と η の Dalitz 崩壊起源の電子の Survival rate である。

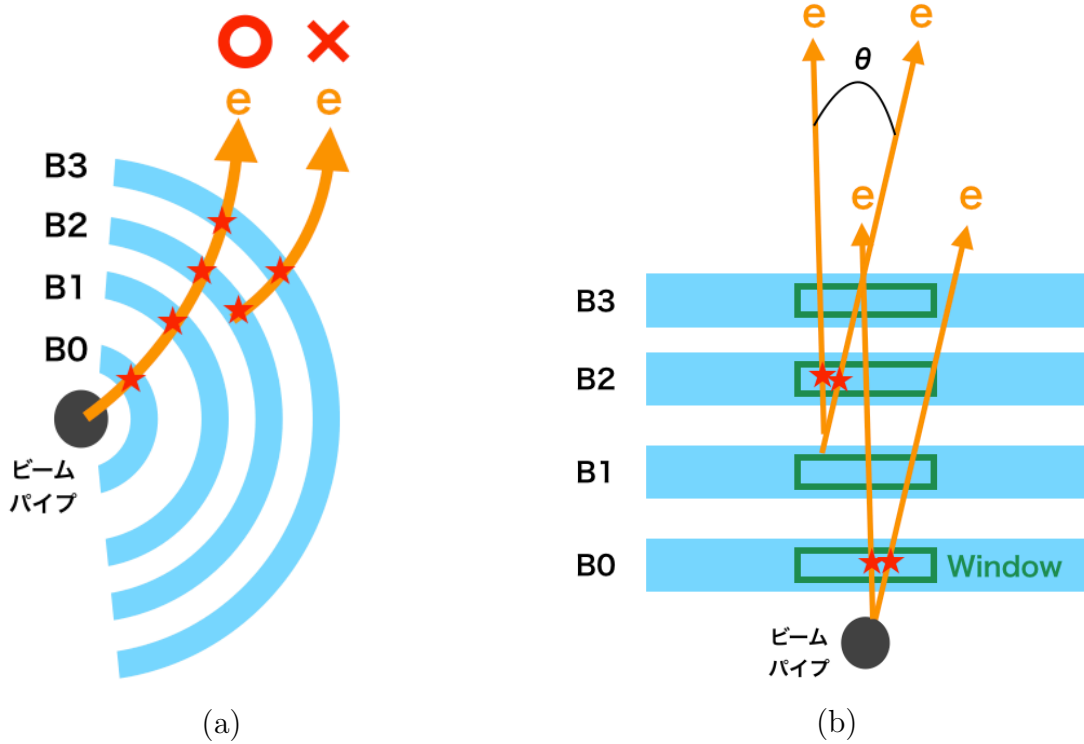


図 B.1: VTX カットの概念図

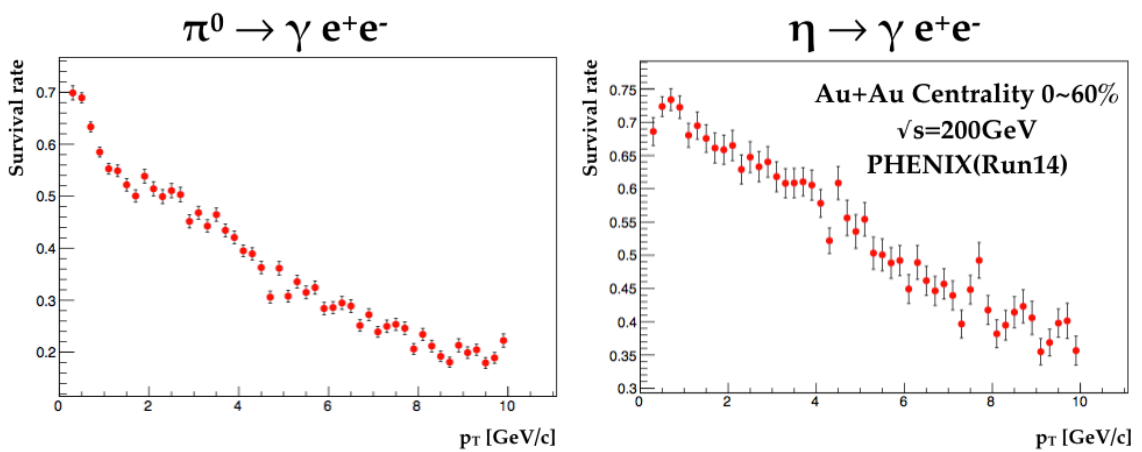


図 B.2: Dalitz 崩壊起源の電子の Survival rate

付録C $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の比

本解析で得られた、 $v_{2\pi^0 \rightarrow e}$ と $v_{2\eta \rightarrow e}$ の比を先行研究と比較すると、先行研究と同じ傾向の相対比を得られたことが確認できた。

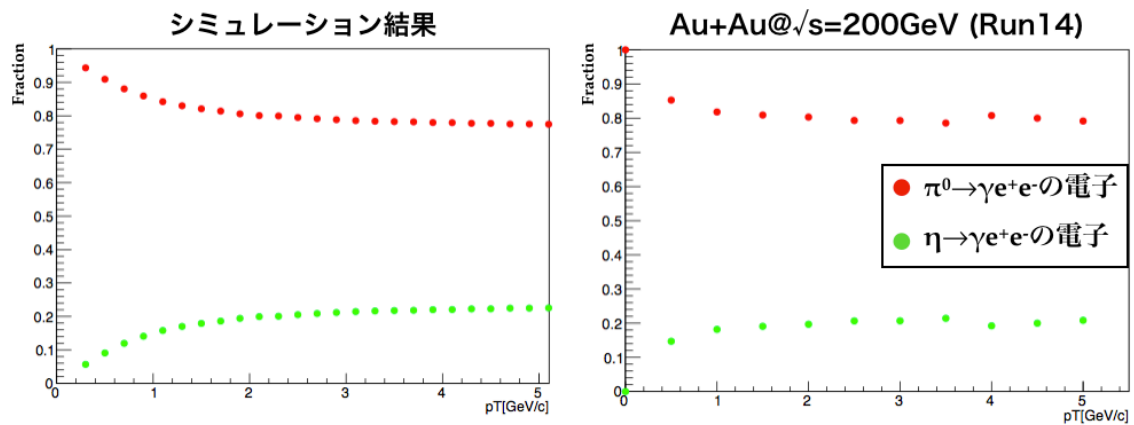


図 C.1: 本解析の結果と先行研究 [13] の比較

付録D Mis-ID hadron の v_2

本解析には、Mis-ID hadron の v_2 には実験データから求められた、先行研究の v_2 分布を用いた。用いた v_2 分布を図 D.1 に示す。

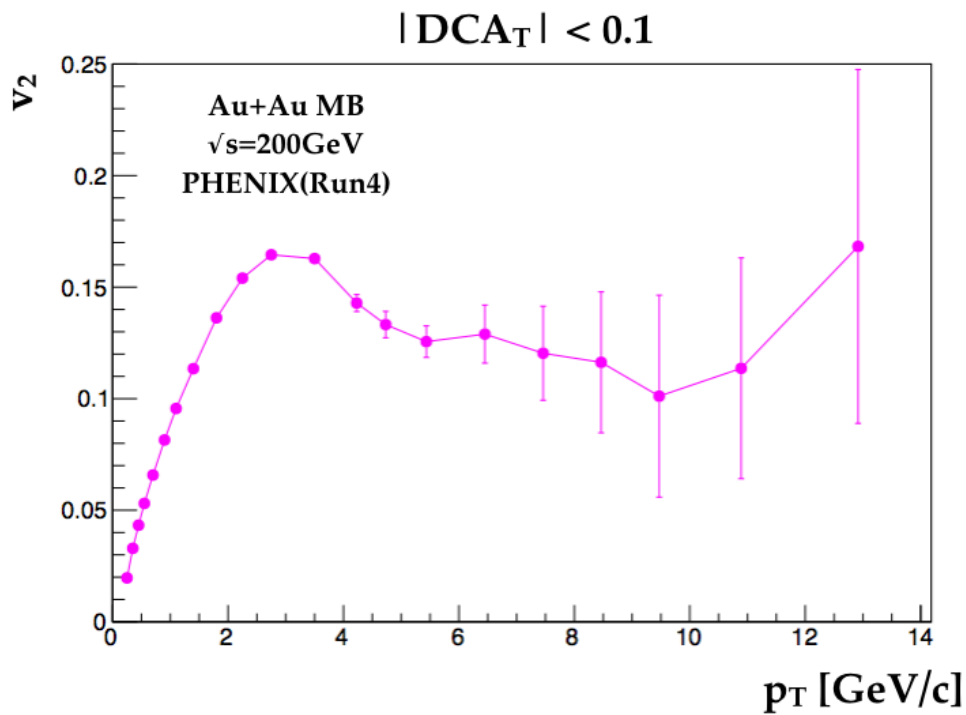


図 D.1: Mis-ID hadron の v_2 [11]

関連図書

- [1] 秋葉康之 「クォーク・グルーオン・プラズマの物理」 共立出版 (2014)
- [2] RIKEN BNL Research Center, <https://www.bnl.gov/riken/research/QGP.php>
- [3] LHC ALICE 実験 日本グループ, <http://alice-j.org/クォーク・グルーオンプラズマ-qgp/>
- [4] Takashi Hachiya, "VTX analysis", PHENIX School@BNL (2018)
- [5] A. Adre et al.(PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C 84, 044905 (2011)
- [6] RHIC 加速器, <http://www.bnl.gov/RHIC/>
- [7] PHENIX technical publications, <https://www.phenix.bnl.gov/techpapers.html>
- [8] PHENIX 検出器, <https://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/intro/detectors/index.html>
- [9] Klaus Dehmelt, "THE PHENIX DETECTOR", PHENIX School@BNL (2018)
- [10] A.Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C 93, 034904 (2016)
- [11] T.Hachiya, Y.Akiba, K.Nagashima, Y.Ueda, M.Shimomura, and T.Todoroki, "Analysis of azimuthal anisotropy of electrons from Heavy Flavor Decays in Run 14 Au+Au", (2018)
- [12] Takashi Hachiya, "Study of Charm Production from the Measurement of Single Electrons in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ ", (2010)
- [13] Shingo Sakai, Yasuyuki Akiba, Ralf Averbeck, Alan Dion, Fukutaro Kajihara, "Non-photon electron v_2 in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ (Run4)",(2006)
- [14] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 101, 232301 (2008).
- [15] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C69, 034909 (2004).
- [16] A.Adare et al.(PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 105, 142301(2010).
- [17] B. Cole, G. David, T. Isobe, S. Mioduszewski, M. Purschke, T. Sakaguchi, D. Winter, Analysis Note 434(2005)

- [18] K. Miki, "Azimuthal Anisotropy Measurement of Neutral Pion and Direct Photon in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au Collisions at RHIC-PHENIX", Doctoral dissertation (2009)
- [19] A. Adare et al, Phys. Rev. C 85, 064914(2012)
- [20] Wenqing Fan, "EM Probe Analysis in PHENIX", PHENIX School@BNL (2018)
- [21] M.Aizawa et al.(PHENIX Collaboration), "PHENIX central arm particle ID detectors", Nucl.Instrum.Meth. A499 (2003)
- [22] 武田 明莉, 「相対論的原子核衝突における高横運動量での荷電粒子の方位角異方性の測定」, 2016年度 修士学位論文
- [23] P.K.Khandai, P.Shunkla, and V. Singh, "Meson spectra and m_T scaling in p+p, d+Au and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV", (2014)