

CERN NA61/SHINE での ハドロン生成数測定に向けた研究



OKAYAMA
UNIVERSITY

自然科学研究科 数理物理化学専攻
素粒子物理科学研究科
学籍番号 41501201

岡田 涼

2021年3月1日

論文概要

T2K 実験 30 GeV 陽子ビームを炭素標的に照射し、生成されたハドロンの崩壊により生成されるニュートリノを用いた大強度ニュートリノビームをスーパーカミオカンデに打ち込むことで、ニュートリノ振動での CP 対称性の破れの実証を目指している。陽子ビームと炭素標的の衝突で生成されるハドロンの詳細に理解するために、欧州原子核研究機構 CERN の SPS 加速器からの陽子ビームを用いたハドロンの生成測定が 2007 年から 210 年に NA61/SHINE で行われた。T2K 実験開始から現在までに 3.0×10^{21} 以上もの陽子が炭素標的に照射され、生成されたニュートリノビームをスーパーカミオカンデで観測することで、95 %以上の信頼度で CP 対称性の破れが存在している傾向を確認している。しかし、依然として CP 対称性の破れの大きさを表す δ_{CP} の決定には至っていない。現在、T2K 実験で用いられるビーム強度の向上、電磁ホーンや前置検出器のアップグレード、ニュートリノビームフラックス予測の不定性削減といった試みがなされている。特にニュートリノビームフラックス予測の不定性は NA61/SHINE の測定結果からの要因が大きく、現在では 10 %程度の不定性が存在すると見積もられている。そのため、T2K 実験では NA61/SHINE でのハドロンの生成数測定を再度行うことでニュートリノビームフラックス予測の不定性削減を計画している。本研究では、ニュートリノビームの不定性削減に向けた追加の NA61/SHINE でのハドロンの生成測定を行う際、どのような条件での測定が求められるかの調査をシミュレーションを用いて行った。

本論文は NA61/SHINE での追加のハドロンの生成測定に向けた研究についてまとめたものである。各章の内容は以下の様になっている。第 1 章ではニュートリノについて解説する。第 2 章、第 3 章は本研究に関連する T2K 実験と NA61/SHINE について解説をする。第 4 章では本研究の手法とその結果について述べる。

目次

1	ニュートリノ	3
1.1	ニュートリノの性質	3
1.2	CP 対称性の破れ	4
1.3	ニュートリノ振動	4
2	T2K 実験	6
2.1	概要	6
2.2	J-PARC	6
2.2.1	LINAC	6
2.2.2	RCS : Rapid-Cycling Synchrotron	7
2.2.3	MR : Main Ring	7
2.3	ニュートリノ実験施設	7
2.3.1	ターゲット	8
2.3.2	電磁ホーン	8
2.3.3	崩壊領域、ビームダンプ	9
2.4	off-axis 法	9
2.5	前置検出器 : ND280, INGRID	11
2.5.1	ND280	12
2.5.2	INGRID	13
2.6	後置検出器 : スーパーカミオカンデ検出器	13
2.7	T2K 実験の現状	13
3	NA61/SHINE	16
3.1	概要	16
3.2	1 次ビームの生成	16
3.3	H2 beamline	17
3.4	NA61 beamline	18
3.4.1	Time projection chambers	19
3.4.2	Forward time of flight wall	20
3.4.3	T2K Replica-Target	21
3.5	2010 年ハドロン生成測定の結果	21
3.6	ニュートリノビームフラックス予測の補正	28

3.7	T2K ニュートリノビームフラックス予測改善に向けて	28
4	ハドロン生成測定領域の最適化	30
4.1	モンテカルロシミュレーション : Jnubeam	30
4.1.1	ターゲットシミュレーション	31
4.1.2	ニュートリノビームシミュレーション	31
4.2	z-binning についての調査	32
4.3	p- θ binning についての調査	34
4.4	シミュレーションの補正と比較	42
4.5	追加測定に向けて	44
4.5.1	ビームタイムの見積もり	44
4.5.2	高運動量 K 粒子測定に必要な磁場の調査	44
5	まとめ	48
付録 A	二重微分生成数分布	49
A.1	nominal binning(+ extended binning)	49
A.2	finer binning	68
付録 B	重み付け係数	87
B.1	nominal binning(+ extended binning)	87
B.2	finer binning	106

1 ニュートリノ

素粒子物理における相互作用を説明する標準模型では、物質は基本的なフェルミオンによって構成されており、フェルミオンが相互作用を媒介する場の発生源になっている。相互作用を媒介する場の量子はボソンと呼ばれる。標準模型で記述されるフェルミオン、ボソンは図1の通りである。ニュートリノは、標準模型で記述されている中性レプトンの総称である。1931年にヴォルフガング・パウリにより存在が予言された。1956年にレデリック・ライネスとクライド・カワンによる有機液体シンチレーターを用いた実験で原子炉からのニュートリノが観測 [1] により存在が実証された。

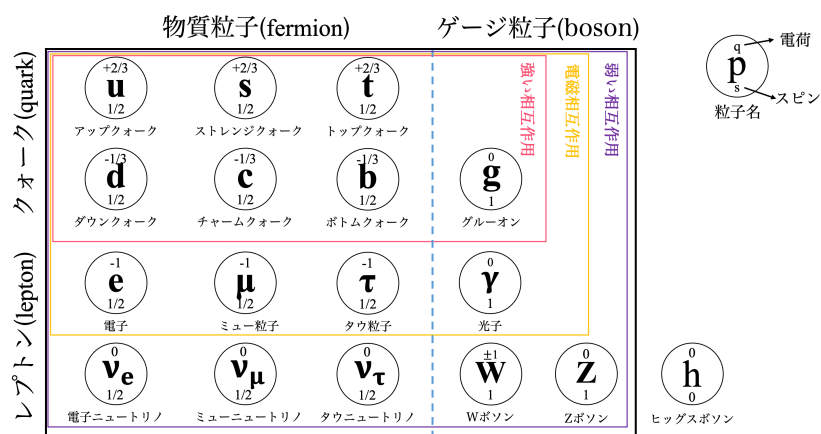


図1 素粒子物理における標準模型

1.1 ニュートリノの性質

ニュートリノは電荷を持たず、 $\frac{1}{2}\hbar$ のスピンを持つ。標準模型ではニュートリノは質量を持たないとされており、観測でも進行方向と逆向きのスピン（左巻きスピン）を持つニュートリノしか見つかっていない。しかし、実際には質量を持つことが確認されているため、進行方向と同方向のスピンの（右巻きスピン）を持つニュートリノが存在するはずであり、その探索も行われている。ニュートリノには3種類のフレーバが存在し、それぞれ、 ν_e （電子ニュートリノ）、 ν_μ （ミューニュートリノ）、 ν_τ （タウニュートリノ）である。標準模型では質量が厳密に0であると仮定されていたが、スーパーカミオカンデ実験の待機ニュートリノ [2] と太陽ニュートリノ [3] の振動事象の観測により、質量は非常に小さいが、ゼロではないことが実証されている。また、ニュートリノの各フレーバ固有状態は式2の様に PMNS 行列 U_{PMNS} を用いて各質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) の重ね合わせで表される [4]。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & +c_{23} & +s_{23} \\ 0 & -s_{23} & +c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} +c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & +c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} +c_{13} & +s_{13} & 0 \\ -s_{12} & +c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

ここで、 $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ であり、 θ_{ij} は質量固有状態間の混合角である。 δ_{CP} は後述の CP 対称性の破れ大きさを表す CP 位相角であり、粒子と反粒子で符号が逆転する。各質量固有状態間の質量差は実験により測定されているが、質量の絶対値とその大小はいまだに決定されていない。

1.2 CP 対称性の破れ

素粒子には、質量が等しく逆の電荷を持つ反粒子が存在する。標準模型において弱い相互作用は左巻きスピンをもつ粒子、もしくは右巻きスピンをもつ反粒子にのみ作用する。故に C 変換（荷電共役変換）において不変性を持ちえず、同様に、P 変換（パリティ変換）においても不変性を持ちえないが、C 変換、P 変換を同時に行う CP 変換では不変性が維持されるとされているが、カビボ・小林・益川らによってクォークセクターにおいて CP 対称性が僅かながら CP 対称性が破れていることが提唱され、実際に Belle 実験などで確認されている [?]. CP 対称性が破れるためには質量を持つことが要求されるが、標準理論と反しニュートリノが質量を持つことが判明したことで、レプトンでの CP 対称性の破れについても考えられるようになった。ニュートリノ振動での CP 対称性の破れの発見は、標準理論を越えた素粒子物理の提唱につながると期待されている。

1.3 ニュートリノ振動

前項で述べた様に、ニュートリノは質量固有状態とフレーバー固有状態が存在する。フレーバー固有状態は質量固有状態の混合状態である。この混合状態はニュートリノが飛行している間に変化し、ニュートリノのフレーバーに変化が生じる。この現象のことをニュートリノ振動と呼ぶ。ニュートリノ振動確率は、ニュートリノの飛行距離とエネルギーに依存する。ニュートリノが質量を持たないと起こらないため、ニュートリノ振動事象の精密測定を行うことで標準理論を越えた理論の確立や、ニュートリノ混合度合いを示す θ_{ij} の測定によるニュートリノの性質のさらなる理解、ニュートリノと反ニュートリノ間の振動事象における CP 対称性の破れの度合いを示す δ_{CP} の測定により、物質優勢の宇宙の解明などが期待されている。後述の T2K 実験で観測されている ν_{μ} から ν_e へのニュートリノ振動事象の振動確率は以下の式で表される [5]。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & 4C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \times \left(1 + \frac{2a}{\Delta m_{31}^2} (1 - 2S_{13}^2) \right) \\
& + 8C_{13}^2 S_{12} S_{13} S_{23} (C_{12} C_{23} \cos \delta_{CP} - S_{12} S_{13} S_{23} \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\
& - 8C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \cos \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \frac{aL}{4E} (1 - 2S_{13}^2) \\
& - 8C_{13}^2 C_{12} C_{23} S_{12} S_{13} S_{23} \sin \delta_{CP} \sin \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \sin \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \\
& + 4S_{12}^2 C_{13}^2 \{C_{12}^2 C_{23}^2 + S_{12}^2 S_{23}^2 S_{13}^2 - 2C_{12} C_{23} S_{12} S_{23} S_{13} \cos \delta\} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}
\end{aligned} \tag{3}$$

ここで、 $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ 、 $S_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $C_{ij} = \cos \theta_{ij}$ で表されるニュートリノ質量固有状態間の質量の二乗差、 L はニュートリノの飛行距離、 a はニュートリノが物質中を通過する際にうける効果を表す項であり、フェルミ結合定数 G_F 、地中の電子密度を用いて以下の様に表される。

$$a = 2\sqrt{2}G_F n_e E \tag{4}$$

もしニュートリノ振動で CP 対称性が破れていれば、 $\delta_{CP} \neq [0, 180]$ となり、 $\sin \delta_{CP}$ と $\cos \delta_{CP}$ が 0 でない値を持つことになる。これにより、ニュートリノと反ニュートリノで振動確率が違う値をとる $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \neq P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ 。T2K 実験ではニュートリノ振動事象を精密に観測することでニュートリノ振動での CP 対称性の破れの証明と破れ具合を表す δ_{CP} の大きさの決定、また、ニュートリノの混合角の測定、ニュートリノの質量階層問題の解決を目指している。

2 T2K 実験

2.1 概要

T2K 実験 [6] は日本で行われている長基線ニュートリノ実験 (図 2) であり、ミューオンニュートリノと他フレーバーニュートリノとの混合の実証、ニュートリノの質量スケールの解明を目指してデザインされた。茨城県那珂郡東海村にある J-PARC の大型加速器を用いてニュートリノビームを生成し、岐阜県飛騨市神岡町に設置された Super-Kamiokande 検出器 (SK) を用いて観測することでニュートリノ振動事象の研究を行っている。主な目的はニュートリノ振動の更なる理解と、振動事象における CP 対称性の破れの実証である。

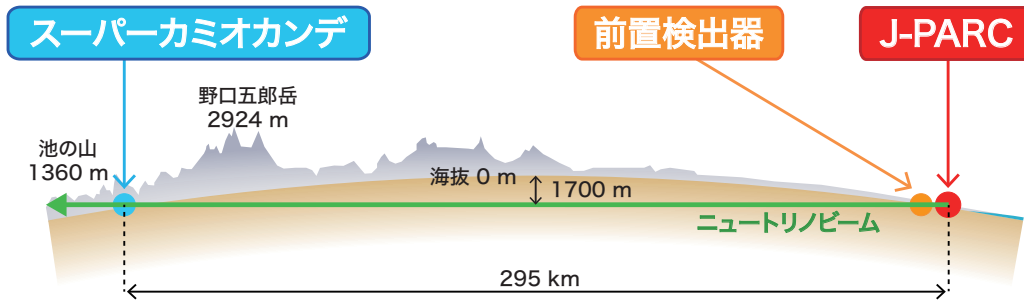


図 2 T2K 実験 [7]

2.2 J-PARC

T2K 実験で用いられるニュートリノビームは茨城県那珂郡東海村に位置する大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) の加速器を用いて生成されている。J-PARC では、3 台の加速器、LINAC、RCS、MR (図 3) を用いて陽子を生成し、30 GeV のエネルギーまで加速させる。その後、ニュートリノ実験施設の炭素標的に衝突させることで生成されたハドロンを収束させる。生成されたハドロンが崩壊し、ニュートリノとなり、大強度ニュートリノビームが生成される。

2.2.1 LINAC

LINAC は全長約 330 m の線形加速器である。水素ガスから負水素イオンを生成し、400 MeV まで加速されたのち、RCS へ導かれる。ビームが負水素イオン間のクーロン力により発散しないよう、周期的に四極電磁石を設置し、ビームの収束を行っている。

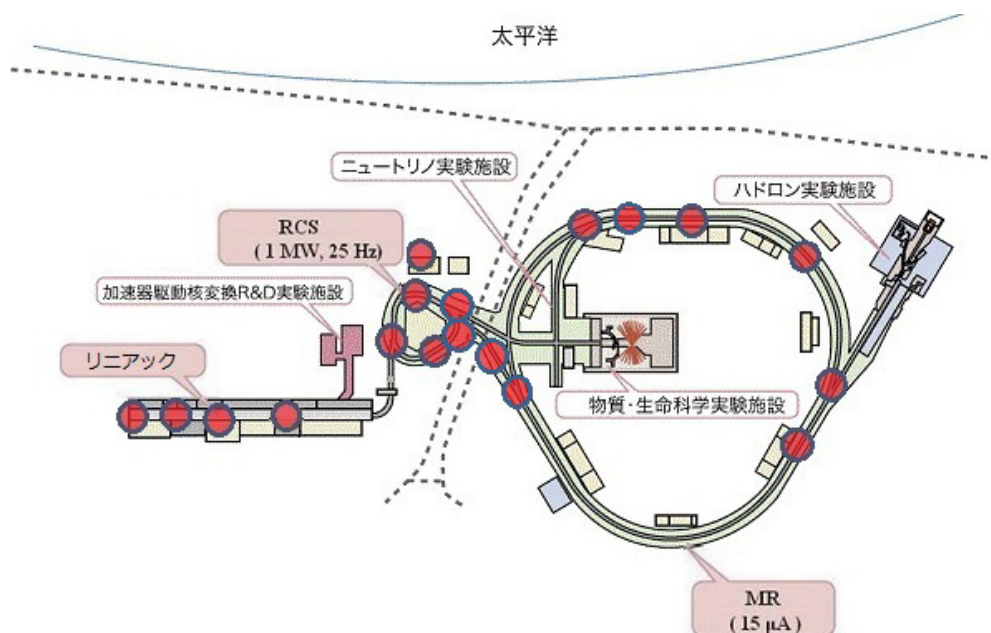


図3 J-PARC 加速器群概要 (J-PARC HP より)

2.2.2 RCS : Rapid-Cycling Synchrotron

RCS は周長約 350m の周回型加速器である。LINAC で 400 MeV まで加速された負水素イオンビームを RCS に入射する際に、炭素の薄膜を通過させることで、負水素イオンから電子を取り除くことで陽子ビームを生成する。RCS では陽子ビームは 3 GeV まで加速され、MR に送られる。

2.2.3 MR : Main Ring

MR は周長約 1600 m の陽子シンクロトロン加速器である。RCS で加速された陽子ビームを 2 バンチずつ受け取り、合計 8 バンチを 1.4 秒で 30 GeV まで加速させる。その後、各実験施設に陽子ビームが送られる。

2.3 ニュートリノ実験施設

MR で加速された陽子ビームは一次ビームラインを通り、ニュートリノ実験施設内のターゲットステーション (図 4) に入射される。ターゲットステーションには標的となるグラファイトターゲットと陽子ビームと標的の衝突により生成された二次粒子、主にハドロンを収束させるためのホーンが 3 台設置されている。MR からターゲットステーションまでには複数のビームモニターが設置されており、ターゲット直前には OTR(optical transition radiation monitor) と呼ばれるモニターが設置されている。OTR によって陽子ビームがターゲットに衝突する直前の形状や強度が計測される。

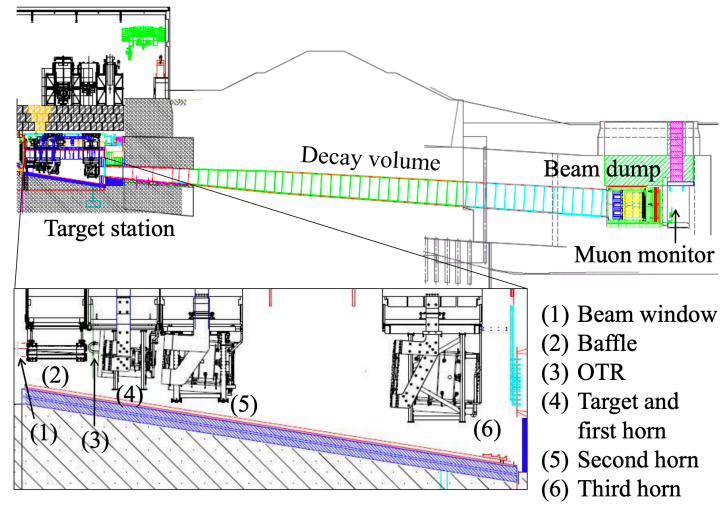


図4 ターゲットステーション概略図 [6]

2.3.1 ターゲット

T2K 実験で用いられるターゲットは、全長 91.4 cm、半径 1.3 cm、密度 1.8 g/cm^3 の円柱状のグラファイトターゲットである。ターゲットの素材には、最終的に生成されるニュートリノの数を可能な限り多くすること、加えて、ターゲットと陽子ビームとの衝突により発生する熱に耐えられることが要求され、そのため、グラファイトが選ばれた。T2K ターゲットは厚さ 0.3 mm のチタニウムケースに厚さ 2 mm のグラファイトチューブに覆われる様にして封入されている。チタニウムケース内にヘリウムガスを循環させることでターゲットの冷却を行っている。グラファイトターゲット、グラファイトチューブ、チタニウムケースはアルミニウムとチタニウムで作られたフランジに取り付けられている。フランジには 2 本のチタニウムパイプが取り付けられており、パイプを通してヘリウムガスは送り込まれる。これらの構造全体が電磁ホーン内に挿入されている。



図5 T2K 実験で用いられるターゲット概略図 [7]

2.3.2 電磁ホーン

T2K 実験では、生成されたハドロンを収束させるために 3 台の電磁ホーンが用いられており、それぞれが内部導体と外部導体の二重構造となっており、密閉された構造になっている。ホーンに

用いられる導体、アルミニウムの厚さは 3 mm であり、これは陽子ビームとターゲットの衝突により生成された π 粒子の吸収を最小限に抑えるためである。生成されたハドロンは電磁ホーン内部に生じた磁場により収束される。現在ではホーン電流 250 kA で運転し、磁場を生成している。ホーン電流 320 kA で運転し、より多くのハドロンを収束させニュートリノビームフラックスを向上させるための研究、テスト運転が行われている。

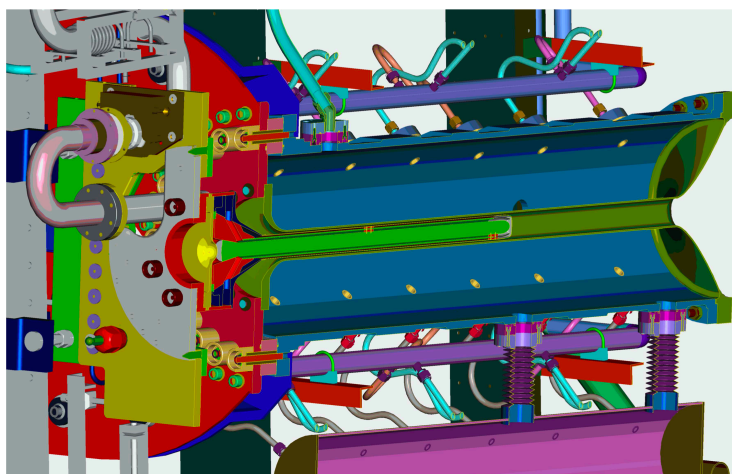


図 6 ターゲットと第 1 ホーン周辺概略図 [6]

2.3.3 崩壊領域、ビームダンプ

陽子ビームとターゲットの衝突により生成されたハドロンは、3 台の電磁ホーンで収束されたのち、厚さ約 6 m のコンクリートで囲まれた長さ約 96 m の崩壊領域へと向かう。この空間でほとんどのハドロンはニュートリノと荷電レプトンへと崩壊する。崩壊領域下流部には厚さ約 3 m のグラファイトブロックと合計 2.4 m の 15 枚の鉄プレートからなるビームダンプが設置されている。これは崩壊しなかったハドロンや標的と反応しなかった陽子を外部に漏らさないようにするためである。ビームダンプの 18 m 後方には、ミューオンモニターが設置され、ハドロンの崩壊によって生じるミューオンを観測することで、間接的にニュートリノビームの方向と安定性を監視している。

2.4 off-axis 法

陽子ビームと炭素標的の衝突により生成されるハドロンの多くは π 粒子であり、 π 粒子のほとんどは T2K 実験に必要なミューニュートリノとミューオンに崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \quad (5)$$

$$\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^- \quad (6)$$

ニュートリノ振動確率はニュートリノのエネルギーと飛行距離に依存する。J-PARC と SK 間の距離は変えることができないため、生成するニュートリノビームのエネルギーを最適なものにする

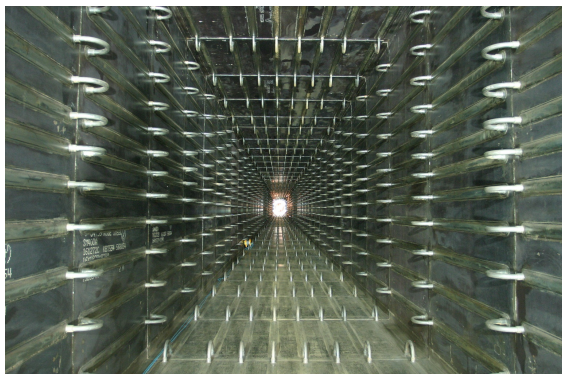
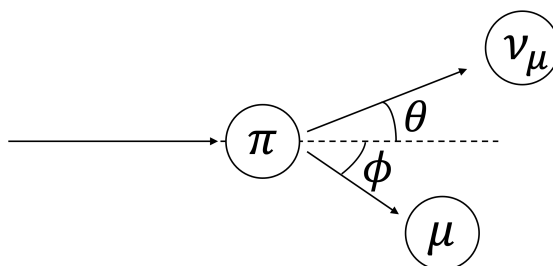


図7 崩壊領域 [7]



図8 ミューオンモニター設置時の様子 [7]

必要がある。この目的のため T2K 実験ではハドロンを SK 方向から 2.5° ずれた方向に収束させている。 π 粒子がニュートリノとミューオンへ二体崩壊する場合を考える (図 9)。

図9 実験室系から見た π 粒子の二体崩壊

π 粒子、ニュートリノ、ミューオンのエネルギーの関係はエネルギー保存則により、以下の様に表され、

$$E_\pi = E_\nu + E_\mu \quad (7)$$

運動量保存則から、 π 粒子の崩壊によって生成される π 粒子の運動量とミューニュートリノとミューオンの運動量の関係は以下の様に表される。

$$p_\pi = p_\nu \cos \theta + p_\mu \cos \phi \quad (8)$$

$$0 = p_\nu \sin \theta + p_\mu \sin \phi \quad (9)$$

式 (8) と式 (9) から以下の関係が得られる。

$$p_\nu = \sqrt{p_\nu^2 + p_\pi^2 - 2p_\nu p_\pi \cos \theta} \quad (10)$$

式 (10) と式 (7)、また、相対論的運動をする粒子のエネルギーと運動量の関係式 $E - (cp)^2 = (mc^2)^2$ より、 π 粒子の崩壊から生成されるニュートリノのエネルギーは以下の様に、 π 粒子のエネルギーと放出される角度のみに依存した式で表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2E_\pi} \frac{1}{1 - \cos\theta \sqrt{1 - \frac{m_\pi^2}{E_\pi^2}}} \quad (11)$$

この式から、 π 粒子の崩壊によって、 π 粒子の運動方向から 2.5° ずれた方向にミューニュートリノが放出された場合、ニュートリノが持つエネルギーの最大値は約 600 MeV となる (図 10) ため、SK に到達するニュートリノの多くは 600 MeV 付近のエネルギーを持つことになる (図 11)。このエネルギーを持つニュートリノは J-PARC と SK 間の距離 295 km 飛行した場合、SK 到達時には理論上全てのニュートリノが振動し、他のフレーバーに変化することが期待される。

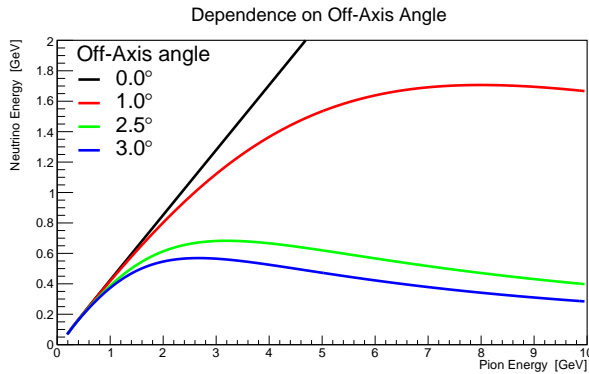


図 10 Off-Axis angle の違いによる、放出されるニュートリノのエネルギーと親 π 粒子のエネルギーの関係。横軸は親粒子の π 粒子のエネルギー、縦軸は π 粒子の崩壊によって生成されるニュートリノのエネルギーを表している。Off-axis angle は崩壊によって生成されたニュートリノの進行方向と親粒子の π 粒子の進行方向の間の角度である

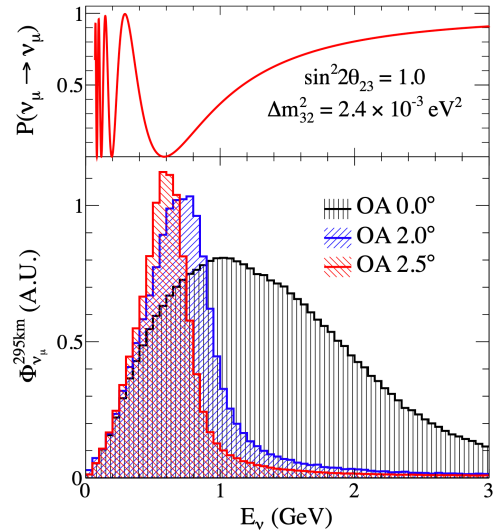


図 11 (上) 各エネルギーでのミューニュートリノが振動しない確率、(下) Off-Axis angle の違いによる、ニュートリノフラックスのエネルギー分布の違い。横軸はニュートリノのエネルギーである [6]

2.5 前置検出器 : ND280, INGRID

T2K 実験はニュートリノ振動事象の観測を目的としている為、ニュートリノビームが生成された直後と、ニュートリノが飛行したあとの状態を精密に測定する必要がある。ビーム生成直後の状態を観測するためにターゲットから 280 m の位置に前置検出器 (ND280 と INGRID)、飛行後の状態を観測するために後置検出器 SK を使用している。

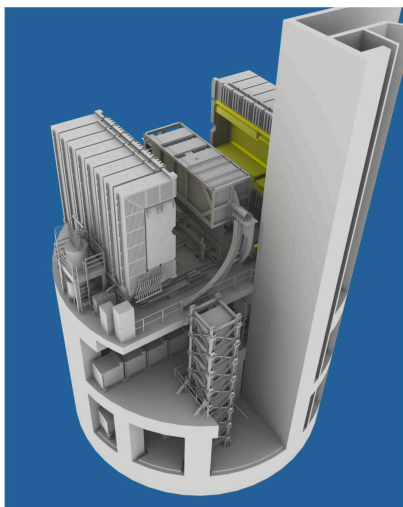


図 12 ニュートリノモニター棟の概略図 [6]

2.5.1 ND280

ターゲットの下流 280 m の位置にあるニュートリノモニター棟地下 1 階に ND280 は設置されている。ND280 は SK 方向に設置された前置検出器であり、生成直後のニュートリノビームのエネルギー分布やニュートリノの成分の測定を行う。ND280 の主な構成は P0D(π^0 detector)、FGD (Fine-Grain-Detector)、TPC、ECAL である。P0D と FGD は標的として水 (と鉄) を内部に含んでおり、ニュートリノとの反応により発生した荷電粒子の種類や運動量を TPC と ECAL を用いて識別、測定を行なっている。

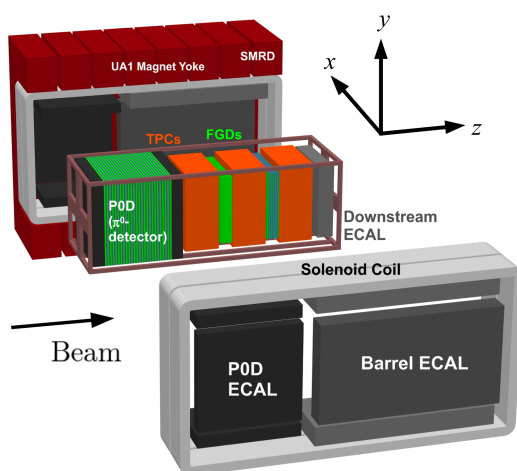


図 13 ND280 検出器の分解立体図 [6]

2.5.2 INGRID

INGRID はニュートリノモニター棟地下 2 階に設置されている検出器であり、これはニュートリノビーム中心に相当する。10 m × 10 m の大きさのモジュールを 14 台を十字形に並べた検出器である。個々のモジュールには 9 枚の鉄プレート 11 枚のトラッキング用シンチレーターが用いられている。それぞれのモジュールで観測されたイベント数からニュートリノビームの方向と安定性をモニターしている。

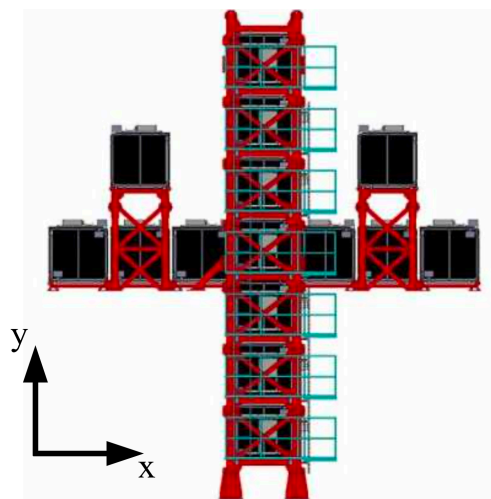


図 14 INGRID 検出器概略図 [6]

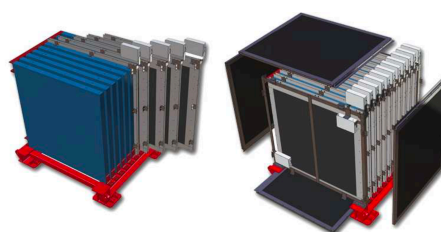


図 15 INGRID Module 概略図 [6]

2.6 後置検出器：スーパーカミオカンデ検出器

ニュートリノ振動事象観測のため、後置検出器にはスーパーカミオカンデ検出器 (SK) が用いられている。SK は J-PARC から 295km 離れた岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山に建設された水チェレンコフ検出器である。SK の構造は内水槽と外水槽に分かれており、内水槽には 11129 本、外水槽には 1885 本の PMT が設置されている。内水槽ではニュートリノ事象の観測、外水槽では主に宇宙線ミューオンによる背景事象を取り除くために用いられている。

ニュートリノが SK を通過する際、ごく稀に SK 内に蓄えられた水と反応し荷電粒子を生成する。生成された荷電粒子が水中での光速より移動するとチェレンコフ放射が発生しチェレンコフ光が生じる。このチェレンコフ光を観測することで間接的にニュートリノの検出を行っている。

2.7 T2K 実験の現状

2009 年の実験開始から 2018 年までにニュートリノモードでは 1.49×10^{21} 、反ニュートリノモードでは 1.49×10^{21} 個の陽子がターゲットに当てられ (POT)、実験が行われてきた (図 17)。

最新の解析結果 [8] では、この期間に SK で観測された事象は、ニュートリノモードでは 90 事

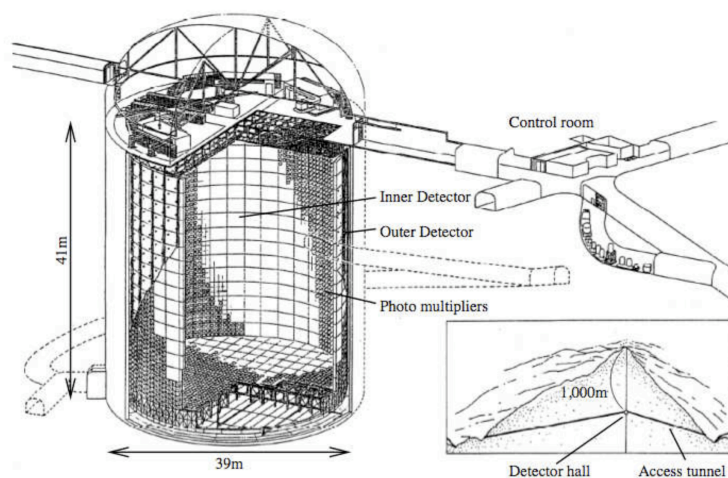


図 16 スーパーカミオカンデ検出器概略図 [6]

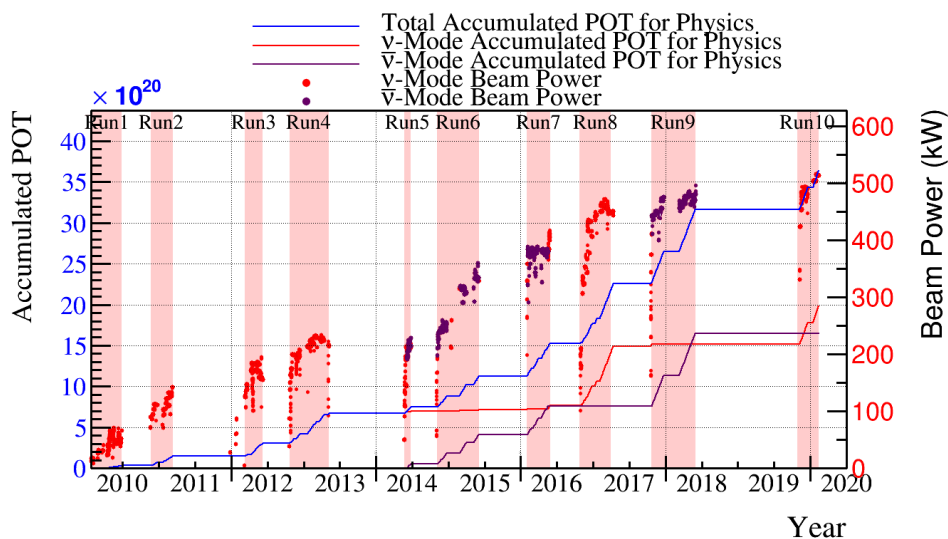


図 17 実験開始からの POT 推移 [7]

象、反ニュートリノモードでは 15 事象が確認された (図 18)。この結果を用いて振動解析を行った結果、95 % の信頼度で CP 位相角が 0 であることを棄却し、CP 対称性の破れの傾向が確認された (図 19)。しかしながら、依然として CP 対称性の実証と CP 位相角の決定には至っておらず、更なる統計数と不定性削減が求められている。そのために、ビーム強度向上や不定性削減に向けた実験計画や電磁ホーンや前置検出期のアップグレードが行われている。

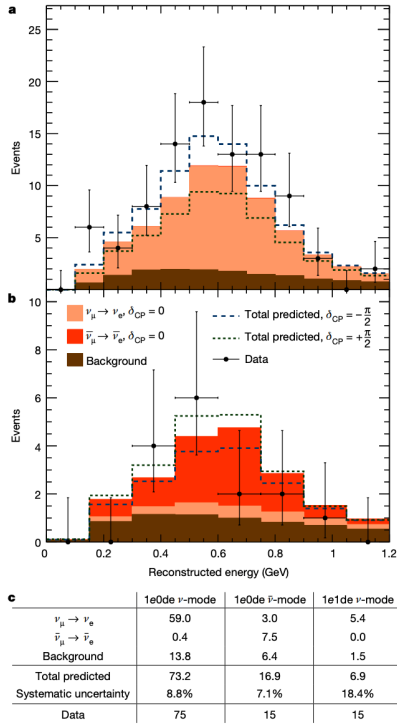


図 18 SK で観測された ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ 由来の事象. (a) ニュートリノモードで観測された事象事象 (黒点). (b) 反ニュートリノモードで観測された事象事象 (黒点). $\delta_{CP} = 0$ としたときの予測される ν_μ から ν_e の振動事象由来のスペクトラム (橙色) と $\delta_{CP} = 0$ としたときの予測される $\bar{\nu}_\mu$ から $\bar{\nu}_e$ の振動事象由来のスペクトラム (赤色) と背景事象のスペクトラム (茶色). 点線はそれぞれ $\delta_{CP} = -\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2}$ とした時の予測である. (c) それぞれの観測事象数と予測数と統計誤差である [8]

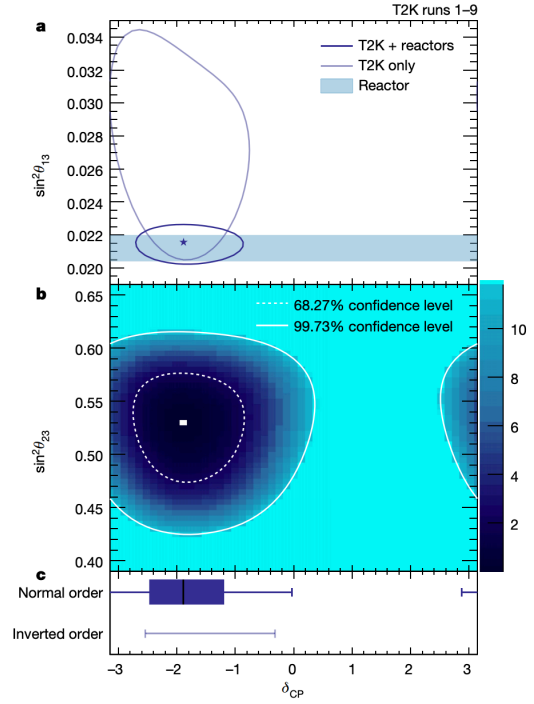


図 19 PMNS 行列要素に対する制約. (a),(b),(c) 全ての図で横軸は δ_{CP} である. (a) の縦軸は $\sin^2 \theta_{13}$ であり、薄紫色の線内が T2K 実験からの制約、水色範囲内は原子炉実験からの制約、藍色線内は T2K 実験と原子炉実験からの制約である. (b) の縦軸は $\sin^2 \theta_{23}$ である. 白色線内は 99.73% の信頼度、白色点線内は 68.27% の信頼度で δ_{CP} と $\sin^2 \theta_{23}$ が取りうる範囲を示している. (c) はニュートリノの質量階層が順階層 (Normal order) と逆階層 (Inverted order) それぞれで 99.73% の信頼度で δ_{CP} が取りうる範囲を示しており、Normal order の枠内は 68.27% の信頼区間であり、垂直線はベストフィットを表している [8]

3 NA61/SHINE

3.1 概要

NA61/SHINE[9, 10] は CERN の加速器群を用いて行われている多目的物理実験であり、CERN 加速器群の一つである SPS の北部エリア (図 20、North Area:NA) で行われている実験の一つである。実験の目的は長基線ニュートリノ実験でのフラックス予測の為にハドロン生成測定から重核子どうしの衝突によるクォークの閉じ込め機構の解明などと幅広い。NA61/SHINE では、2007 年から 2010 年にわたり、T2K 実験のニュートリノビームフラックス予測のためにハドロン生成測定が行われた。これらの結果を用いて T2K 実験で生成されるニュートリノビームのフラックス予測の補正が行われている。本項では主に 2010 年のハドロン生成測定 [11, 12] について紹介する。

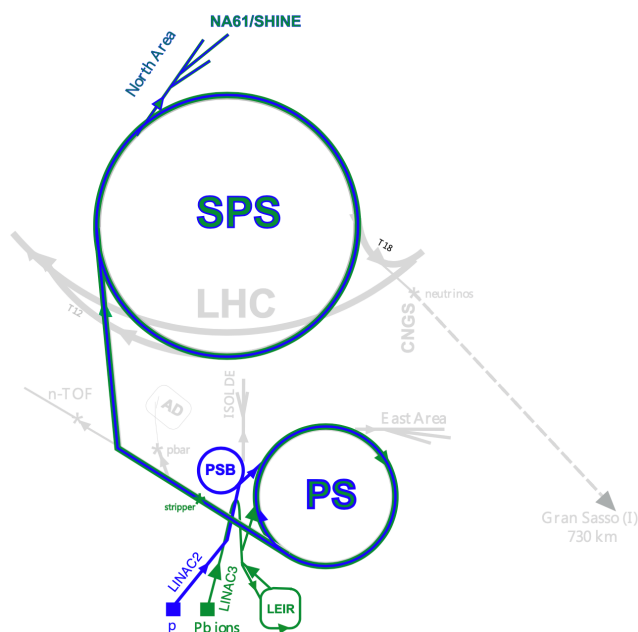


図 20 CERN の加速器群 [10]

3.2 1 次ビームの生成

Duo-plasmatron と呼ばれるイオン発生装置による水素ガスから生成された陽子は The Radio-Frequency Quadrupole RFQ2 により 750 keV まで加速され LINAC2 に入射される。LINAC2 では陽子ビームを 50 MeV まで加速させ、Proton Synchrotron Booster(PSB) に輸送される。PSB は 10^{13} 以上もの陽子を蓄え、1.4 GeV まで加速され、CERN で一番古い加速器 Proton Synchrotron (PS) に入射される。PS の周長は 628 m であり、陽子ビームを 14 GeV/c まで加速させ、SPS に輸送する。典型的な固定標の実験で用いる陽子ビームサイクルでは、PS では陽子

ビーム 8 バンチを PSB から受け取り、14 GeV/c に加速させるまでに 16 バンチに分割する。PS の最高運動量に到達し、SPS に入射される際、420 バンチに分割される。SPS の周長は 6.8 km であり、PS の約 11 倍の周長を持つため、PS から陽子ビームを 5 回転抽出する場合、SPS リングを満たすには PS のサイクルが 2 回必要となる。最終的に陽子ビームは SPS によって 400 GeV/c まで加速され、North Area へと輸送される。

3.3 H2 beamline

SPS から入射された 400 GeV/c の陽子ビームは電磁石を用いて収束、曲げられながら輸送され三分割される。分割されたそれぞれのビームは二次粒子を生成するための一次標的へと向かう。H2 beamline(21) は T2 ターゲットから始まり、SPS からの陽子ビームと T2 ターゲットの衝突により生成された粒子は運動量選別されたのち、Experimental Hall North 1 (EHN1) へと輸送される。NA61/SHINE のターゲットは T2 ターゲットから 535m 離れた場所に設置されている。H2 beamline は約 9 GeV/c から、SPS のビーム運動量である 400 GeV/c までの運動量を持つ荷電粒子の輸送が可能である。The North Area cavern (TCC2) と呼ばれる場所に T2 ターゲットは設置されており、これは SPS からの大強度ビームと T2 ターゲットの衝突によって生じる放射線を外部へ漏らさない様にするためである。実験ホールが地下に建設されていることにより、大気中で生成されたミュオン粒子の背景事象抑制にもなっている。T2 ターゲットステーションには、いくつかの長さの違う Be ターゲットが用意されている。目的とする粒子の運動量と種類によってその長さは変わり、NA61/SHINE で用いられる典型的な長さは 100~180 mm である。

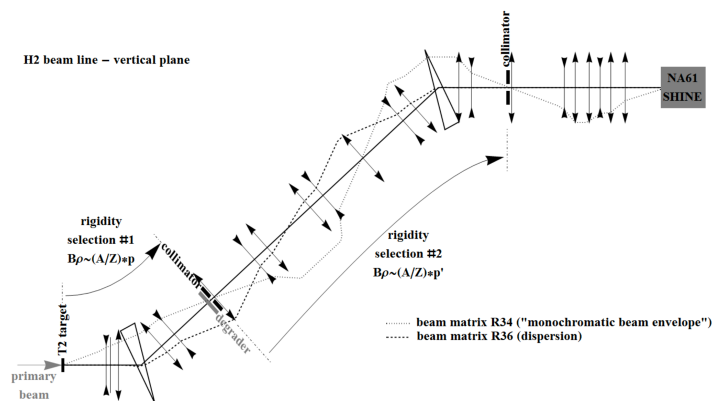


図 21 H2 beamline 概略図 [10]

陽子ビームと Be プレートとの衝突によって生成された粒子は H2 beamline 上の 2 つのスペクトロメーターを用いて運動量の選別を行われる。生成粒子は主にパイ粒子、K 粒子、陽子であり、これらの粒子から必要な粒子の選別を行う必要がある。T2K のためのハドロン生成測定では入射粒子として陽子を用い、その他の粒子との識別のために Cherenkov Differential Counter with Achromatic Ring Focus (CEDAR) counter (図 22)[13] がターゲット上流に設置されてい

る。CEDAR はガスを用いたチェレンコフ光検出器である。同じ運動量を持っている異種粒子ではその速度が異なる。チェレンコフ光が放射される角度は荷電粒子の速度と通過する物質の屈折率に依存するため、ことなる速度の粒子ではチェレンコフ光の放射角度に違いが現れる。チェレンコフ光のリングの広がりを見ることで粒子識別を可能としている。また、CEDAR 内のガス圧力を変えることでもチェレンコフ光の広がりが変わるため、目的の粒子によって圧力を変えることで高精度で粒子識別を行える。NA61/SHINE では CEDAR を用いて陽子とベリリウムプレートの衝突により生成された粒子から陽子のイベントを選別している (図 23)。その後、NA61/SHINE ビームラインにビームが入射される。

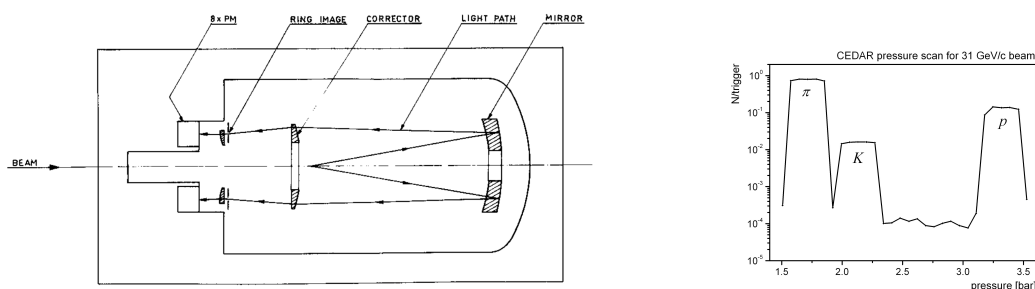


図 23 CEDAR による粒子識別 [13]

図 22 CEDAR counter 概略図 [13]

3.4 NA61 beamline

H2 beamline の T2 ターゲットと陽子ビームの衝突によって生成された粒子から、スペクトロメーターと CEDAR によって 31 GeV/c の陽子が選別される。陽子ビームはビームライン上に設置された T2K replica target と衝突し多数のハドロンが生成される。前述のとおり、NA61 実験のハドロン生成測定結果を用いて、ニュートリノビームフラックス予測を行うため、ビームと標的の衝突によって生成された粒子の分布を広く、精密に測定する必要がある。そのため、図 24 のように大型の検出器をターゲット下流に設置し、生成粒子がターゲットから出てくる際の位置、運動量、角度を精密に測定する。また、陽子ビームと標的との衝突によってあらゆる種類の粒子が生成されるため、高精度な粒子識別能力も求められる。

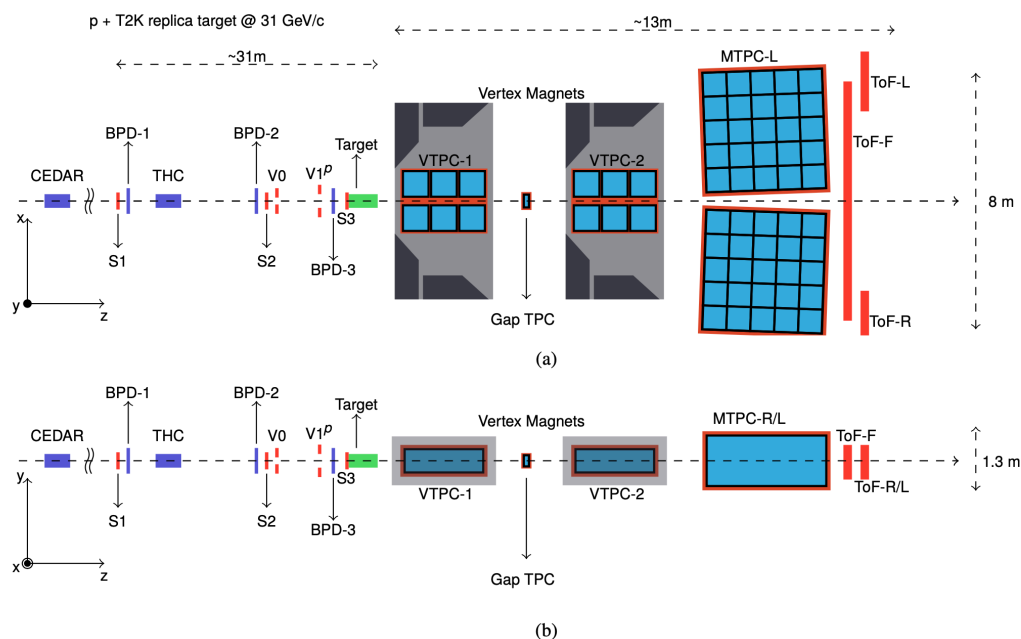


図 24 2010 年 NA61/SHINE でのハドロン生成測定用セットアップの Top view(a) と Side view(b)[11]

3.4.1 Time projection chambers

NA61 実験において主なトラッキング装置として 4 台の大型 Time Projection Chamber(TPC) が用いられている。そのうち 2 つは Vertex TPC(VTPC-1、VTPC-2) と呼ばれ、超電導磁石内に設置されている。2 つの VTPC の間には極めて前方へ出て来た粒子を測定するために GTPC が設置されている。VTPC の後方には Main TPC(MTPC-L、MTPC-2) が設置されている。

TPC は大きなガスボリュームを持っており、アルゴンと二酸化炭素で満たされている。荷電粒子が TPC を通過する際にガスが電離し、荷電粒子の飛跡にそって電子が発生する。これらの電子を TPC に電場を印加することで TPC 上部に集められ、ワイヤーチェンバーによって電子の数、位置、到達時間が測定される。高い位置分解能を得る為、TPC のチェンバー面は約 1 cm^2 の大きさのパッドに区切られており (図 25)、全ての TPC でのパッド数は 180000 になる。記録された電子の到達時間とパッドの位置から三次元での飛跡再構成を可能にしている。

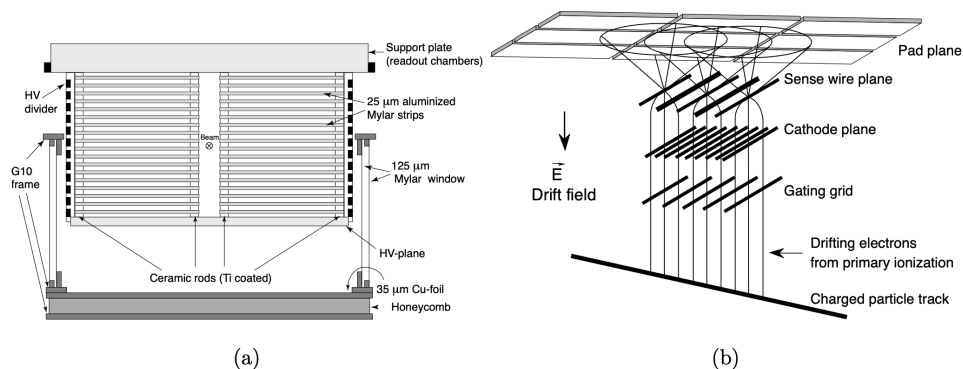


図 25 VTPC 概略図 (a) と TPC 読み出しの流れ [12]

3.4.2 Forward time of flight wall

Forward time of flight wall (ToF-F wall, 図 26) は「粒子の飛行時間 (tof)」の測定を目的とした検出器である。tof の測定は TPC でエネルギー損失による粒子識別の補完的な役割をする。ToF wall は T2K 実験のためのハドロン生成測定のために設置された。ToF-F wall は 8 つのモジュールからなっており、モジュールそれぞれが独立した検出器になっている。1 モジュールごとに $120 \times 10 \times 2.5 \text{ cm}^3$ のプラスチックシンチレーターが 10 本設置されており、シンチレーターの上下部には浜松フォトニクス製の PMT が取り付けられている。8 つのモジュールはジグザグ状に 1 cm ずつ重なる様に設置されている。

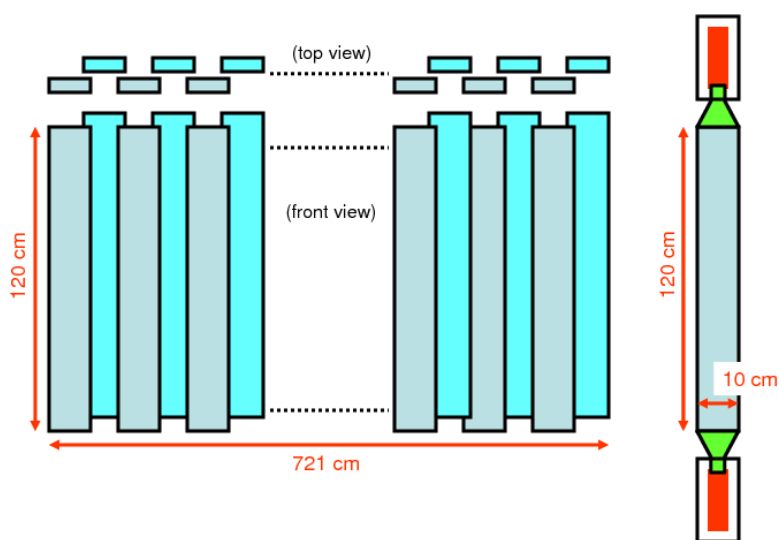


図 26 ToF-F wall 概略図 [10]

3.4.3 T2K Replica-Target

前述のとおり、T2K で用いられるターゲットは複雑なため、NA61/SHINE ビームラインへの設置は容易ではない。したがって、簡略化された T2K replica target と呼ばれる標的が用いられた (図 27,28)。T2K replica target の素材は T2K 実験で実際に用いられるターゲットと同一のグラフィットが用いられているが、T2K replica target にはクーリングパイプとチタニウムケースがなく、ビームラインに固定するためのフランジが設置されている。また、ターゲット下流部には、プラスチックのリングが取り付けられ、そこにプラスチックの糸をかけて吊り下げることでターゲットのたわみを抑えている。

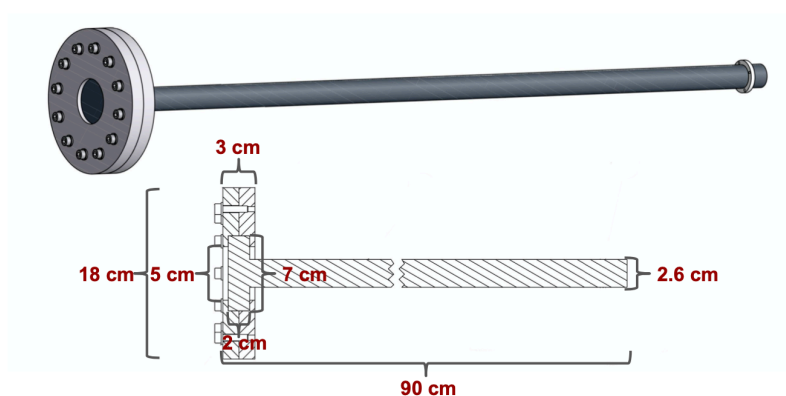


図 27 T2K replica target 概略図 [11]

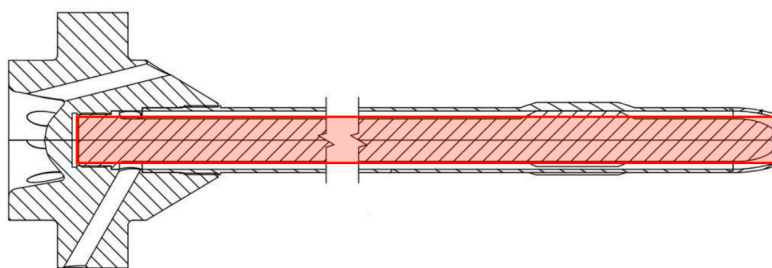


図 28 T2K 実験で用いられる実際のターゲットとの比較。黒斜線部が実際のターゲットであり、ターゲット上流部 (左側) にはヘリウムを送り込むためのパイプが通ったフランジとチタンケースが取り付けられているのに対し、replica target (赤斜線部) は単純な円柱状の炭素標的がフランジに取り付けられているのみである [10]

3.5 2010 年ハドロン生成測定の結果

ハドロン生成測定データは、各ハドロンにおいてターゲットの長さを五等分した領域 (5bin) と最下流表面の 1 領域 (1bin) の計 6 領域 (図??) のそれぞれで、図 29～図 32 のように運動量-角度空間 (p - θ 空間) で区切られ (p - θ binning)、解析された。図 29～図 32 において、横軸は粒子の運

動量、縦軸は粒子の進行方向とターゲット間の角度である。解析結果から、以下の式で表される二重微分生成数として、ハドロン生成分布が求められた。

$$\frac{1}{N_{POT}} \left(\frac{d^2n}{dp \cdot d\theta} \right)_{ijk} = \frac{1}{N_{POT}} \frac{N_{ijk}^\alpha C_{ijk}}{\Delta p_{ijk} \Delta \theta_{ijk}} \quad (12)$$

ここで、 (i, j, k) は測定された粒子の運動量 p 、ターゲットから脱出した瞬間の角度 θ 、粒子が脱出したときの座標 z によって決まる bin 番号、 N_{POT} はターゲットに当てられた陽子数、 $\alpha = \pi^+, \pi^-, K^+, K^-$ といった粒子種、 N_{ijk}^α は各 bin で測定された粒子数、 C_{ijk} はシミュレーションとの比較によって求められた補正係数、 Δp_{ijk} は運動量 bin の大きさ、 $\Delta \theta_{ijk}$ は角度 bin の大きさである。以下にその一例を挙げる (図 33)。また、各 bin での誤差も計算されており、 π^\pm については、低角度 (< 40 mrad) と大角度 (> 200 mrad) の領域では統計誤差が支配的であり、 $40 < \theta < 200$ mrad の領域では系統誤差が比較的大きくなっている (図 34)。 K^\pm 粒子については統計誤差が大きな割合を占めている (図 35)。具体的な数値は [14] にまとめられている。

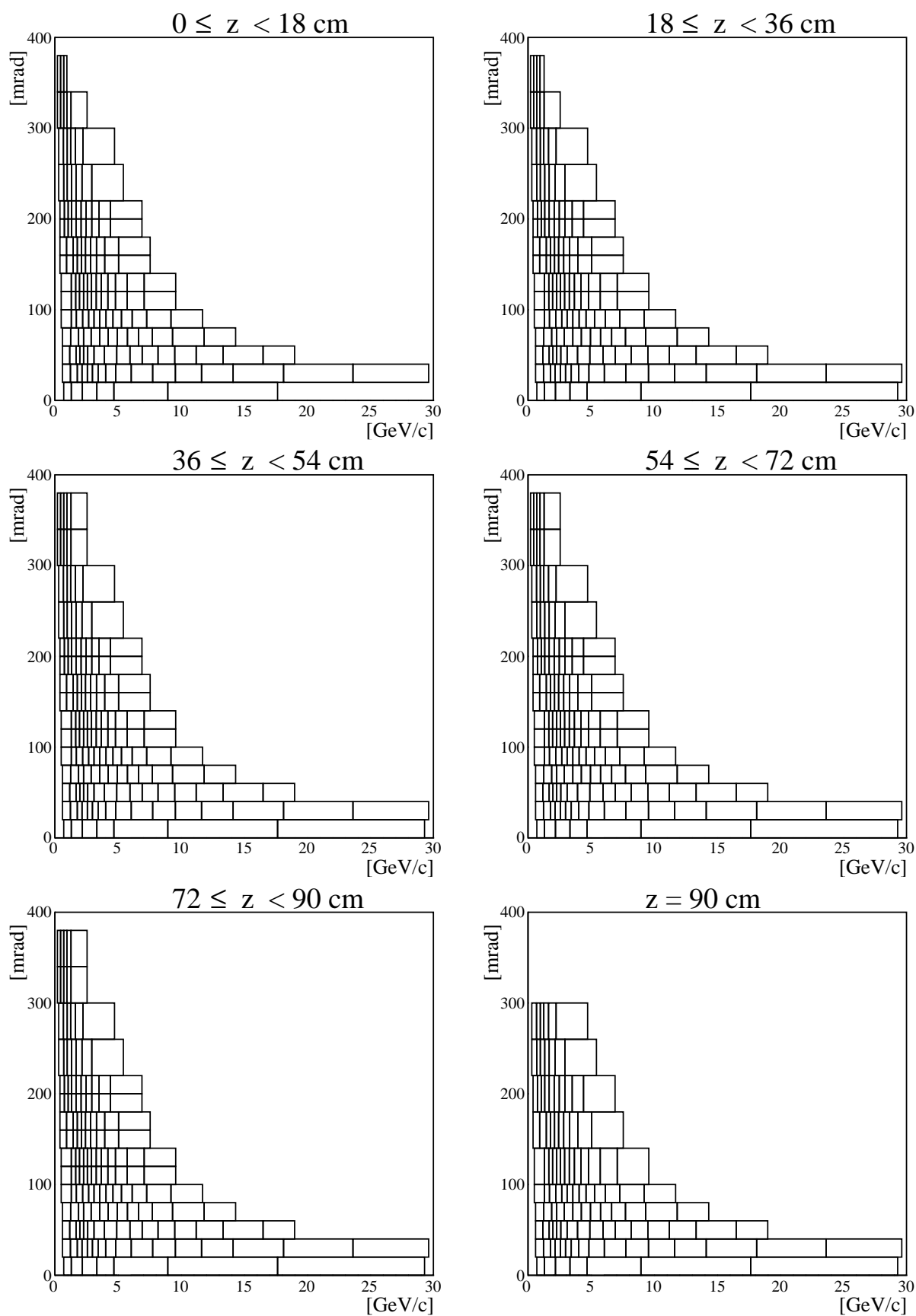


図 29 2010 年 NA61/SHINE での π^+ の測定領域

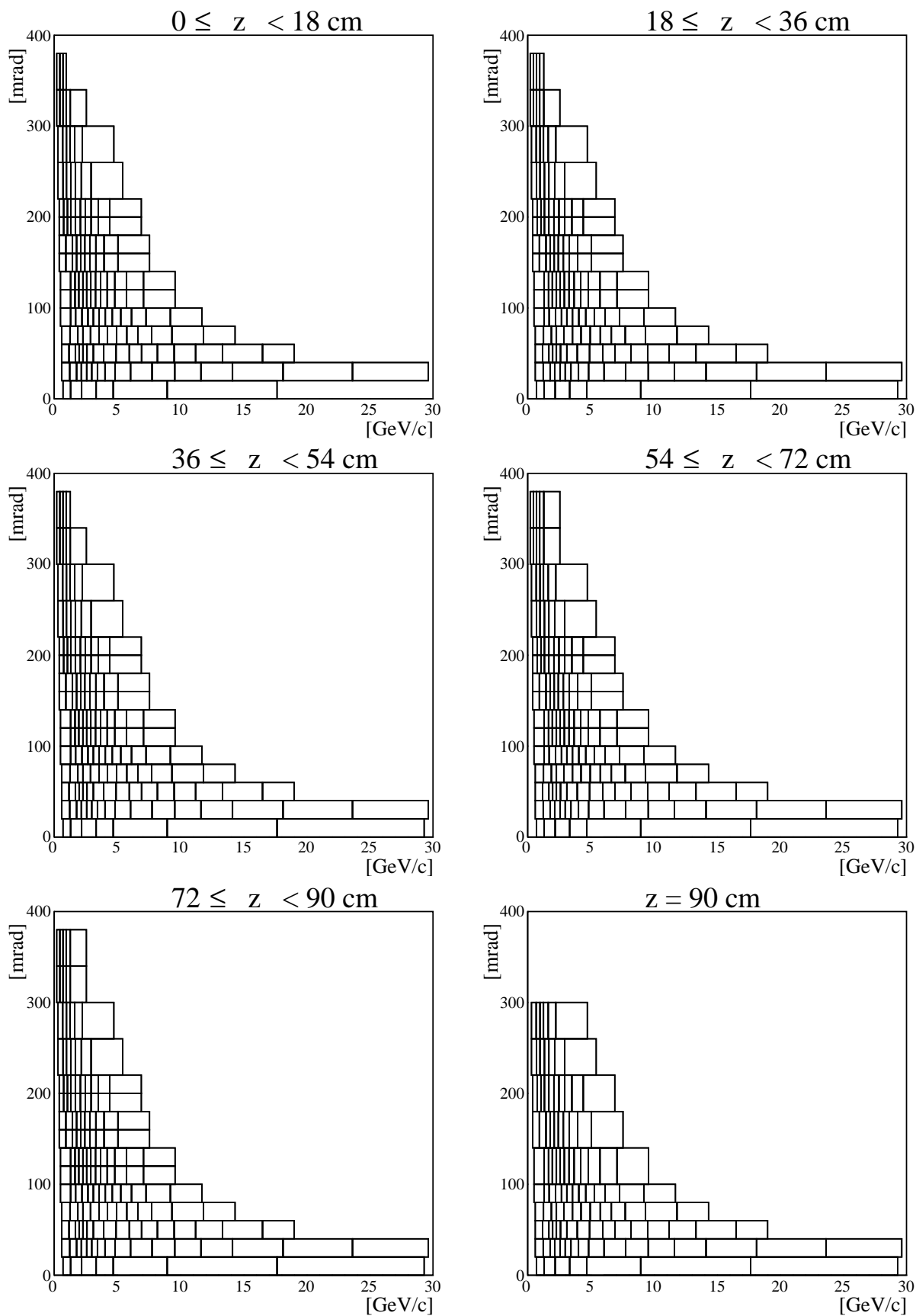


図 30 2010 年 NA61/SHINE での π^- の測定領域

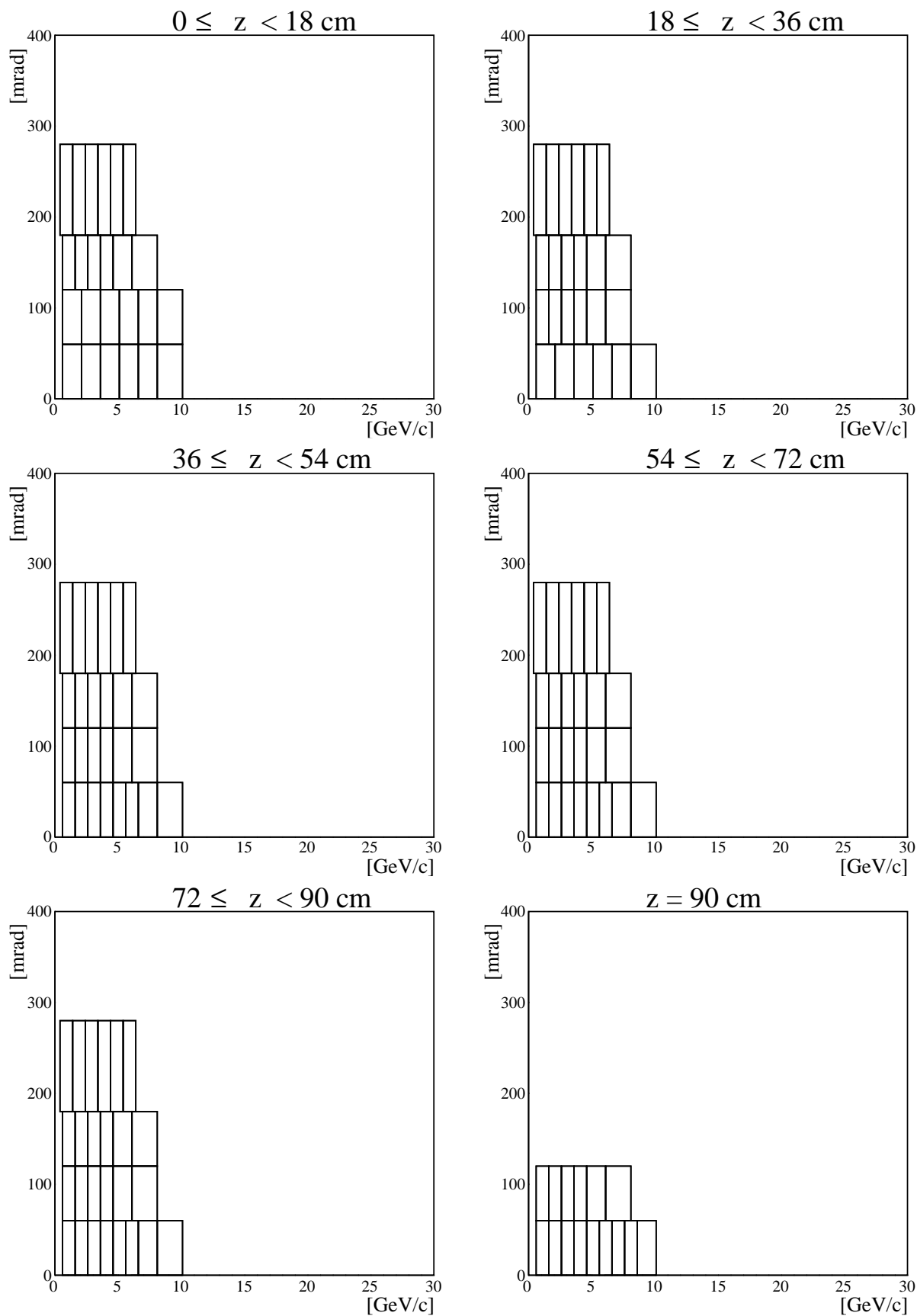


図 31 2010 年 NA61/SHINE での K^+ の測定領域

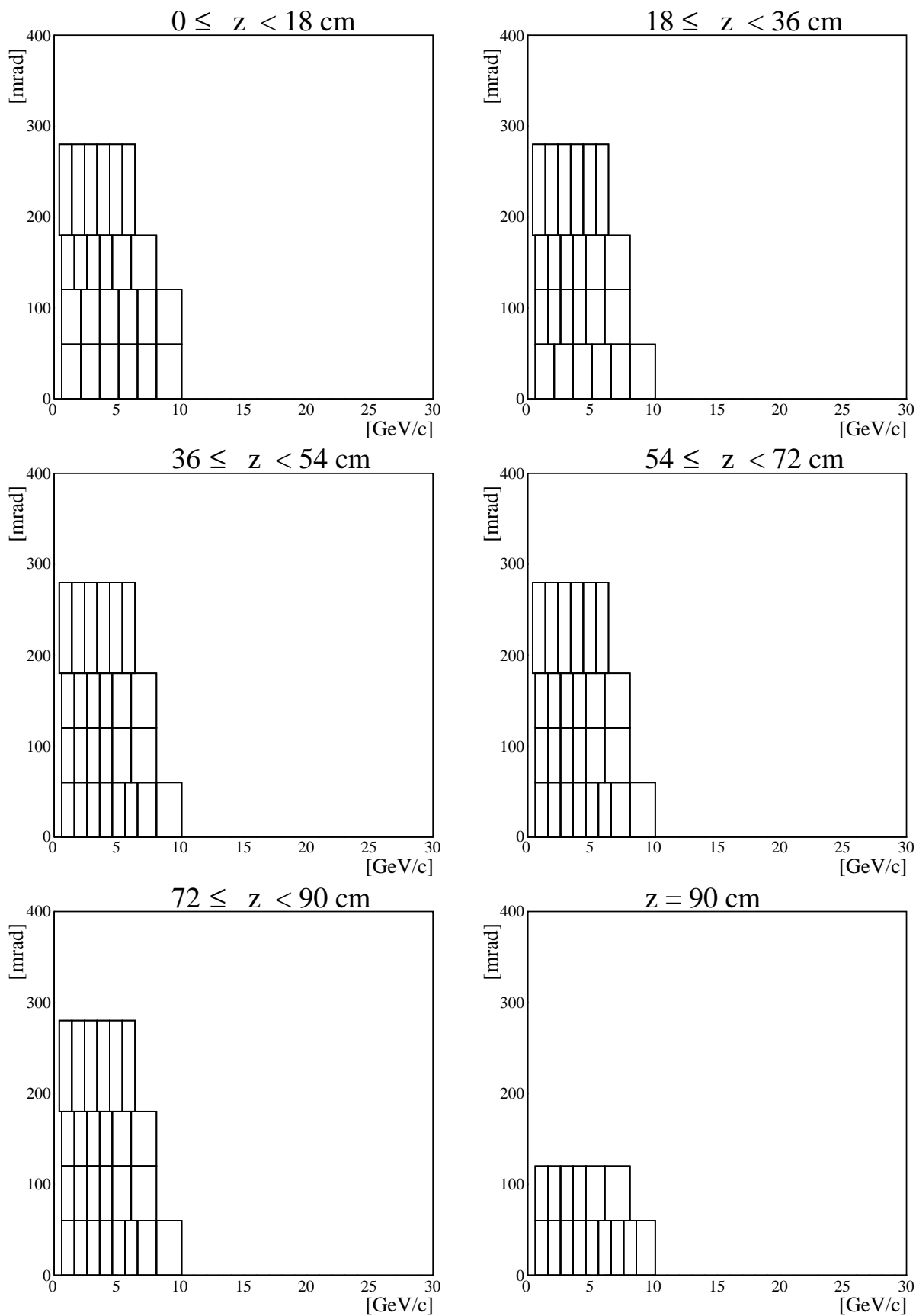


図 32 2010 年 NA61/SHINE での K^- の測定領域

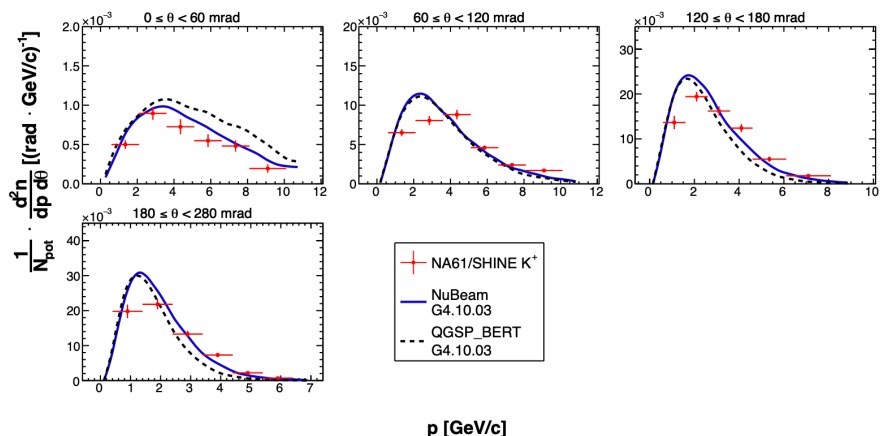


図 33 NA61/SHINE 測定結果の一例. 上記の図は z_1 領域から出てきた K^+ 粒子の数を表しており、横軸は K^+ 粒子の運動量である. 赤点が NA61/SHINE の測定結果、青線と黒破線は CERN が開発したシミュレーションツールキット Geant4 でのシミュレーション結果 [11]

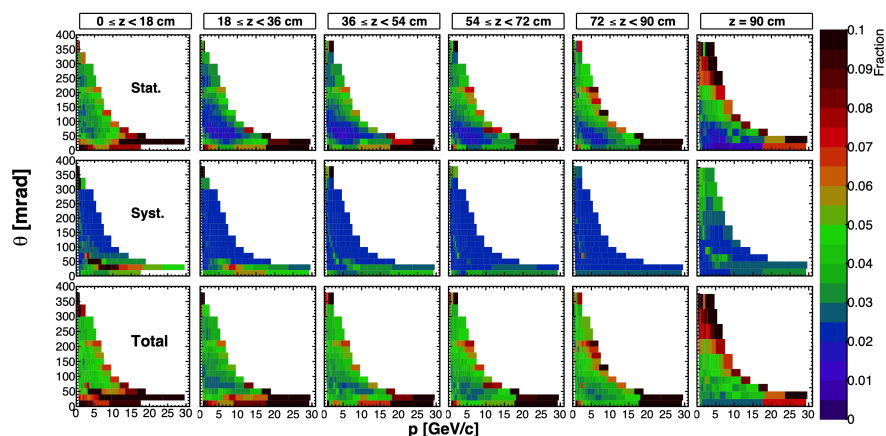


図 34 π^+ 粒子の測定での p - θ bin ごとの誤差. 上段は統計誤差、中段は系統誤差、下段は合計した誤差を表しており、各図での横軸は運動量、縦軸は角度である [11]

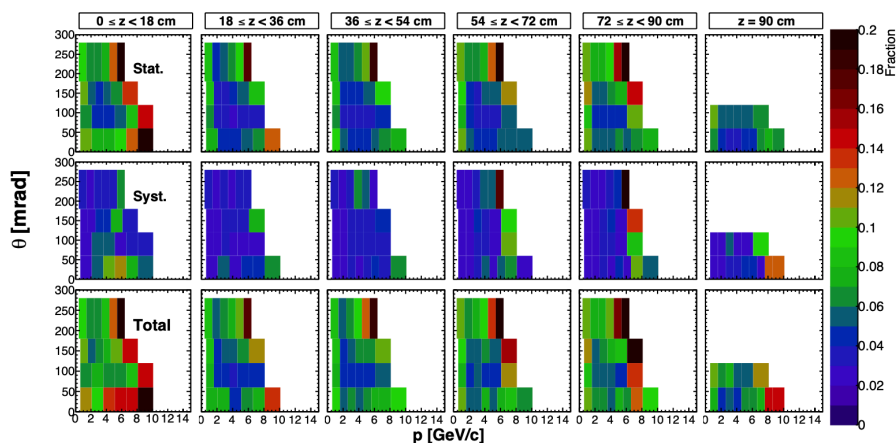


図 35 K^+ 粒子の測定での p - θ bin ごとの誤差. 上段は統計誤差、中段は系統誤差、下段は合計した誤差を表しており、各図での横軸は運動量、縦軸は角度である [11]

3.6 ニュートリノビームフラックス予測の補正

ニュートリノビームフラックス予測を精密に行うには、ニュートリノの親粒子となるハドロンがどのように生成されるかを正確に理解することが必要となる。第2章で説明したように、T2K 実験ではニュートリノビームを生成するために陽子ビームと 90 cm のグラファイトターゲットを衝突させることでハドロンを生成している。陽子がターゲット内でどのような反応を起こし、どのようなハドロンを生成するか、また、生成されたハドロンがどのような反応を起こすかなどを完璧に理解することは極めて困難である。したがって、T2K グループではニュートリノビームフラックス予測の補正を行うために、図 29～図 32 の bin それぞれで以下の式 13 で表される重み付け係数を計算し、シミュレーションから得られた各 bin でのハドロン数に重み付け係数を適用することでフラックスの補正を行っている (re-weighting method)[6]。

$$W_{ijk}^{\alpha} = \left(\frac{1}{N_{POT}} \frac{n_{ijk}^{\alpha}}{\Delta p_{ijk} \Delta \theta_{ijk}} \right)_{data} / \left(\frac{1}{N_{POT}} \frac{n_{ijk}^{\alpha}}{\Delta p_{ijk} \Delta \theta_{ijk}} \right)_{MC} \quad (13)$$

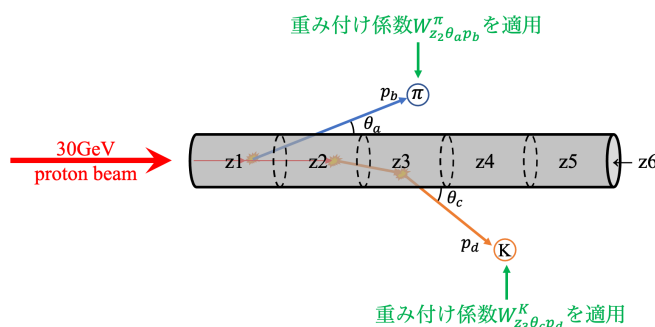


図 36 Re-Weighting Method 概念図

3.7 T2K ニュートリノビームフラックス予測改善に向けて

2007 年から 2010 年にかけて行われた、31 GeV/c 陽子ビームと炭素標的の衝突によるハドロン生成数測定の結果を用い、T2K ニュートリノビームフラックス予測の補正がなされている。2010 年の結果まで含めて補正を行うことで、ニュートリノフラックス予測の不定性は 5% 前後まで抑えられると期待されている (図 37)。しかし、依然としてハドロン生成プロセスが占める不定性の割合は大きく、 δ_{CP} の決定に向けた T2K 実験第二フェーズ、2027 年完成予定のハイパーカミオカンデを後置検出器として行う T2-HK 実験のため、更なる改善が必要とされている。

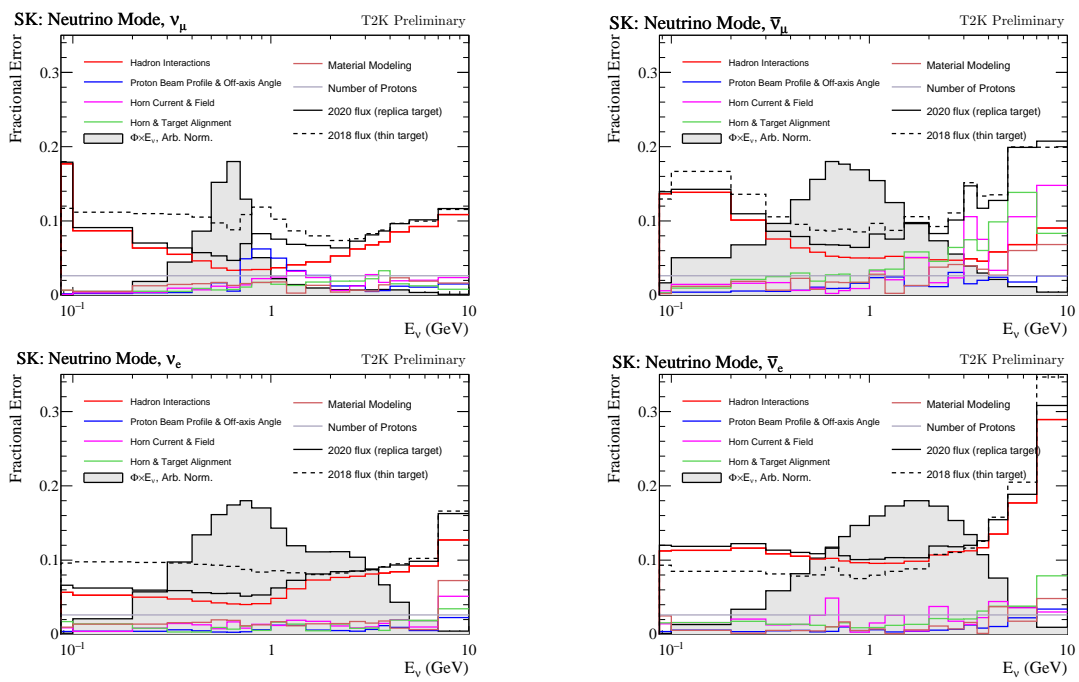


図 37 ニュートリノモードでのハドロン相互作用由来のフラックス予測の不定性の一例。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は各エネルギー領域ごとの不定性の割合を表している

4 ハドロン生成測定領域の最適化

前述の通り、2010年に行われたNA61/SHINEでのハドロン生成測定では図29～図32の領域内で解析が行われ、ニュートリノビームフラックス予測の補正に用いられている。その結果、現在では図37の様にエネルギーピークである600 MeV付近ではフラックス予測の不定性は5%程度に抑えられている。しかし、 δ_{CP} の決定のためには不定性をさらに削減する必要があり、T2K第2フェーズと2027年建設完了予定の検出器ハイパーカミオカンデ検出器を用いたT2-HKでの精密測定に向けて、ニュートリノフラックス予測全体の更なる不定性削減が求められている。そのためにはフラックス予測の不定性の大きな要因である陽子ビームとターゲット衝突でのハドロン相互作用の不定性(図37内赤線)の削減が不可欠である。そこで、ハドロン相互作用の不定性削減に向けたNA61/SHINEでの追加のハドロン生成測定が計画されている。追加測定に際して、どのような点を改善して測定を行うかを見積もる必要があるため、本研究ではハドロン生成数測定領域とbinningに着目し見積もりを行った。

4.1 モンテカルロシミュレーション：Jnubeam

現在計画されている追加のNA61/SHINEでのハドロン生成測定によるニュートリノビームフラックス予測の不定性改善のためには、測定に要求される再構成精度や脱出粒子の運動量と角度空間($p-\theta$ 空間)での測定可能領域の見積もりを行う必要がある。そのためには陽子ビームを炭素標的に衝突させることによってどのような粒子が、どのような運動量、どのような角度で生成されるかを計算できるシミュレーションが必要となる。本研究ではT2KのオフィシャルシミュレーションツールJnubeamを用いて見積もりを行った。Jnubeamは炭素標的に陽子ビームを衝突させることで生成される粒子のシミュレーションを行うターゲットシミュレーションパートと、ターゲットシミュレーションパートのデータを用いてニュートリノビームフラックスの計算を行うニュートリノビームシミュレーションパートに別れている。

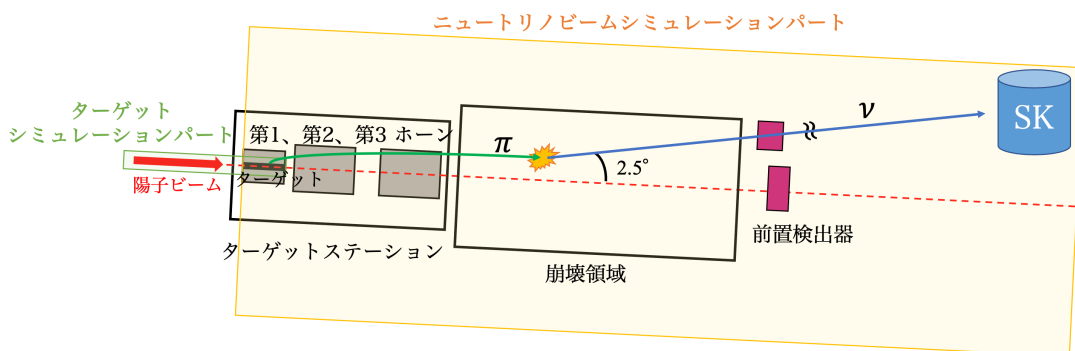


図38 Jnubeam 概略図

4.1.1 ターゲットシミュレーション

ターゲットシミュレーションは INFN によって開発されたシミュレーションツールキット FLUKA[15] もしくは CERN が開発しているシミュレーションツールキット Geant4[16, 17, 18] を用いて行われる。ターゲットシミュレーションでは、陽子ビームを 90 cm のグラフィット標的の上流で生成し、30 GeV のエネルギーでターゲットに衝突させる。本研究では陽子ビームは T2K 実験で典型的な値である 4.2 mm の幅を持つガウス分布で広がっており、全ての陽子が平行に運動するように設定した。陽子と炭素標的との衝突により生成される粒子の種類やターゲットから脱出する際の位置、運動量、角度などがアウトプットファイルとして書き出される。

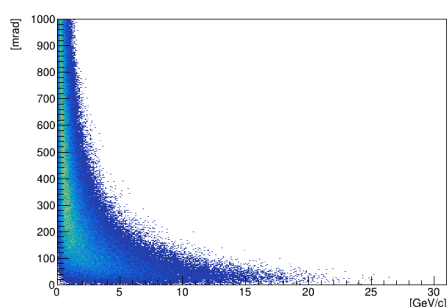


図 39 ターゲットシミュレーションから得られた π^+ がターゲットから出てくる際の運動量とターゲットに対する角度の分布. 横軸は π^+ の運動量、縦軸は角度である

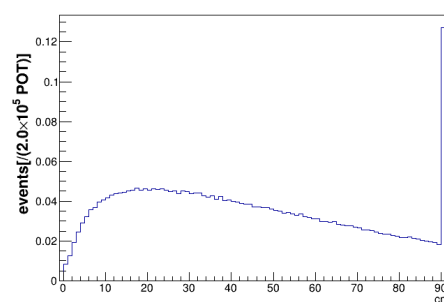


図 40 ターゲットシミュレーションから得られた π^+ がターゲットから脱出した位置分布. 横軸はターゲットの長さ方向の位置であり、縦軸は得られたイベント数を陽子数で規格化した値である

4.1.2 ニュートリノビームシミュレーション

ニュートリノビームシミュレーションパートでは上記のターゲットシミュレーションからのデータを用いて最終的にどれだけのニュートリノがどのようなエネルギー、角度で生成されるかといった情報からフラックス計算を行う。ターゲットシミュレーションパートで生成されたハドロンとターゲット外の素材との反応や、電磁ホーンで収束される過程が計算され、最終的にニュートリノが生成されたものがアウトプットデータとして書き出される。アウトプットデータから得られる情報の例を図 41 と図 42 に示す。図 41 は最終的に SK で観測されるニュートリノフラックスのシミュレーション結果である。図 42 はターゲット外での反応により生成された粒子の位置分布を表しており、横軸はシミュレーション内の z 座標、縦軸は y 座標である。ニュートリノフラックスシミュレーション内でターゲットは $z = -5$ m 付近に設置されており、その周辺の電磁ホーンとターゲットから出てきた粒子の相互作用により粒子が生成されていることが確認できる。また、全体を囲うようにして濃くなっているラインは実験施設から放射性粒子が漏れない様に設置されている炭素壁とその内部ではヘリウムガスと、105 m 付近ではビームダンプと粒子が相互作用をすることで新しく粒子が生成されていることが確認できる。Jnubeam ではこの様にターゲットステー

ションでの反応も追跡することができ、様々な調査を行うことが可能になっている。Jnubeam でのニュートリノを生成するハドロンの主な崩壊モードは表 1 の通りである。

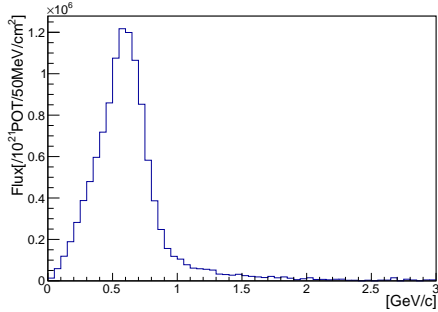


図 41 Jnubeam を用いて計算された π^+ の崩壊により生成されたミュオンニュートリノフラックス. 横軸はニュートリノエネルギーを、縦軸はそのエネルギー領域ごとのフラックスである

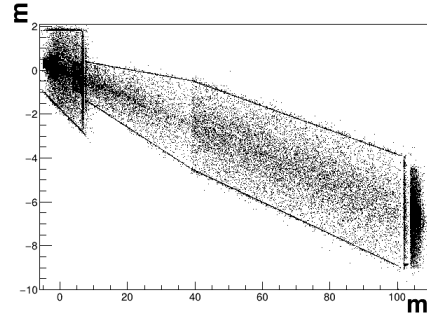


図 42 ターゲット外での反応により生成された粒子の位置分布

ν_μ Reaction	$\bar{\nu}_\mu$ Reaction	ν_e Reaction	$\bar{\nu}_e$ Reaction
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$
$K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$		

表 1 ニュートリノが生成されるハドロンの崩壊モードの一例

4.2 z-binning についての調査

第 3.5 節で述べた様に、2010 年の測定ではターゲットの長さを五等分にした各領域と最下流表面の計 6 領域内で p - θ の binning を行い解析され、フラックス予測の補正に用いられている。ターゲット長の分割数が 5 bin である理由は NA61/SHINE で用いられている検出器での低角度で出てきた粒子の位置に対する飛跡再構成精度に不定性があることと、統計数からの制約である。追加測定で粒子の脱出点に対する測定精度と統計数の向上によって、ターゲット長の分割数をより多くすることができ、それぞれの領域で解析することで更に正確な重み付け係数を求められるため、フラックス予測の改善が期待されていた。従って本研究では初めにフラックス予測改善に要求される飛跡再構成精度を見積もるための調査を行った。その際のどの程度に分割する必要があるかを見積もるため、ターゲットシミュレーションで求められた粒子の脱出点を分割された領域内でランダムに

変え (re-sampling)、ニュートリノビームシミュレーションを行うという手法を用いた (図 43)。

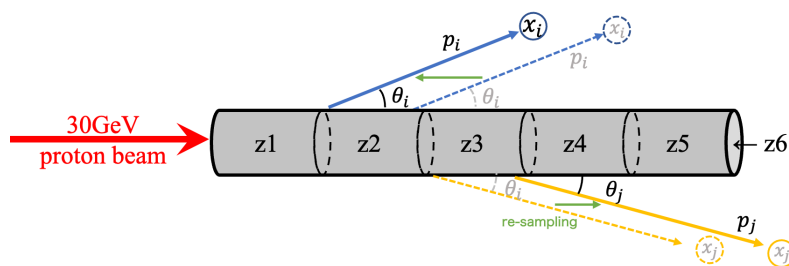


図 43 Re-Sampling Method 概念図. 例としてターゲット長を 5bin に分割した場合を示す

ターゲット長を 1bin、5bin、15bin に分けた場合を考え、それぞれの bin に粒子脱出点の re-sampling を行い、最終的に生成されるニュートリノのフラックス計算を行った。nominal flux(re-sampling を行っていないもの) と re-sampled flux を式 14 に従って比較を行った。その結果を図 44 に示す。

$$\text{Discrepancy} = \frac{\text{Flux}_{\text{re-sampled}} - \text{Flux}_{\text{nominal}}}{\text{Flux}_{\text{nominal}}} \quad (14)$$

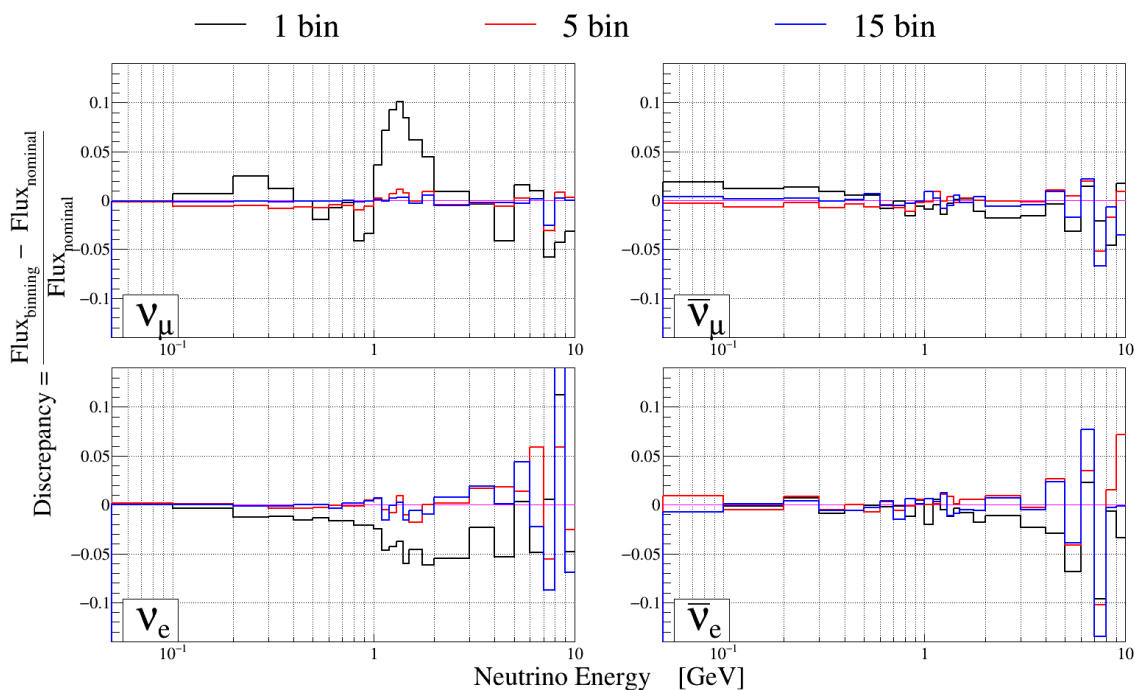


図 44 ニュートリノフレーバーごとの re-sampled flux と nominal flux の比較. 横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は nominal flux と re-sampled flux との違い (discrepancy) を表している

図 44 からわかるように、ターゲット長の分割が 5 bin の場合でも re-sampled flux と nominal flux の相違は最大の場合でも 10% 以下であり、15 bin に増やしても相違は大きく変化しないことがわかる。re-sampling method では粒子の脱出点のみが変え、脱出時の運動量と角度は変えていない。これは、測定の際、脱出点の測定精度は悪く、脱出時の運動量と角度の測定精度が良い時と考えられる。故にターゲットから出てきた粒子の脱出点の測定精度の向上よりも、脱出時の粒子の運動量と角度をより精度良く測定する、もしくはより広い $p-\theta$ 空間での測定が求められることを示している。

4.3 $p-\theta$ binning についての調査

前項で述べた様に、ターゲット長の分割数は 5 bin(最下流表面を含めて 6 bin) で十分なことが確認できたため、その z-bin それぞれでどの様に $p-\theta$ binning を設定する必要があるかを見積もる必要がある。本研究では第 3.6 節で述べた re-weighting method を用いて、ハドロン生成数の解析領域とその binning を変えることでどれほどの改善が見込めるか、また、どの様な binning が必要となるかを見積もった。ターゲットシミュレーションをシミュレーションツールキットの FLUKA と Geant4 の 2 つを用いて行った。実際のフラックス予測の際には NA61/SHINE のデータとシミュレーションを比較し、シミュレーションのハドロン生成数が実験データを再現する様に補正を行うが、本研究では現時点で実験データがないため、FLUKA のシミュレーション結果をハドロン生成測定実験で得られたデータと仮定し (fake-data)、Geant4 のシミュレーション結果を FLUKA のシミュレーション結果を再現する様な補正を行い、最終的なニュートリノフラックスの比較を行う。重み付け係数を求める領域として、2010 年 NA61/SHINE で用いられた解析領域と binning(nominal binning) を元に、解析領域を広げたもの (extended binning) と binning を細かくしたもの (finer binning) を設定した。FLUKA と Geant4 で行ったターゲットシミュレーションデータをそれぞれの binning で解析し、各 bin でのハドロン生成数を求める。求められたハドロン生成数から式 13 と同様に、重み付け係数 W を計算する 15。

$$W_{ijk}^{\alpha} = \left(\frac{1}{N_{POT}} \frac{n_{ijk}^{\alpha}}{\Delta p_{ijk} \Delta \theta_{ijk}} \right)_{FLUKA} / \left(\frac{1}{N_{POT}} \frac{n_{ijk}^{\alpha}}{\Delta p_{ijk} \Delta \theta_{ijk}} \right)_{Geant4} \quad (15)$$

求めた重み付け係数 W_{ijk}^{α} を Geant4 で行ったニュートリノフラックスシミュレーションに適用する事で補正を行い、FLUKA で行ったニュートリノフラックスシミュレーションの結果と比較を行う。評価方法は

$$\text{Discrepancy} = \frac{\text{Flux}_{\text{weightedGeant4}} - \text{Flux}_{\text{FLUKA}}}{\text{Flux}_{\text{FLUKA}}} \quad (16)$$

とし、Discrepancy がどれだけ 0 に近づいているかで評価した。

- nominal binning

2010 年 NA61/SHINE で用いられた binning と同様のもの。解析領域、binning は図 29～図 32 の通り。

- finer binning

NA61 binning と同一の解析領域内でさらに細かく区切ったもの。この様に細かな binning での解析、補正が必要である場合、より精度良く測定を行う必要がある。binning は図 45～図 48 の通り。

- extended binning

π^+ と π^- については NA61 binning と同一の解析領域と binning(図 29～図 30) を用い、 K^+ と K^- については解析領域に高運動量領域を追加した。この binning での解析、補正が必要である場合、追加測定ではより高運動量を測定できるセットアップが必要となる。binning は図 49～図 50 の通り。

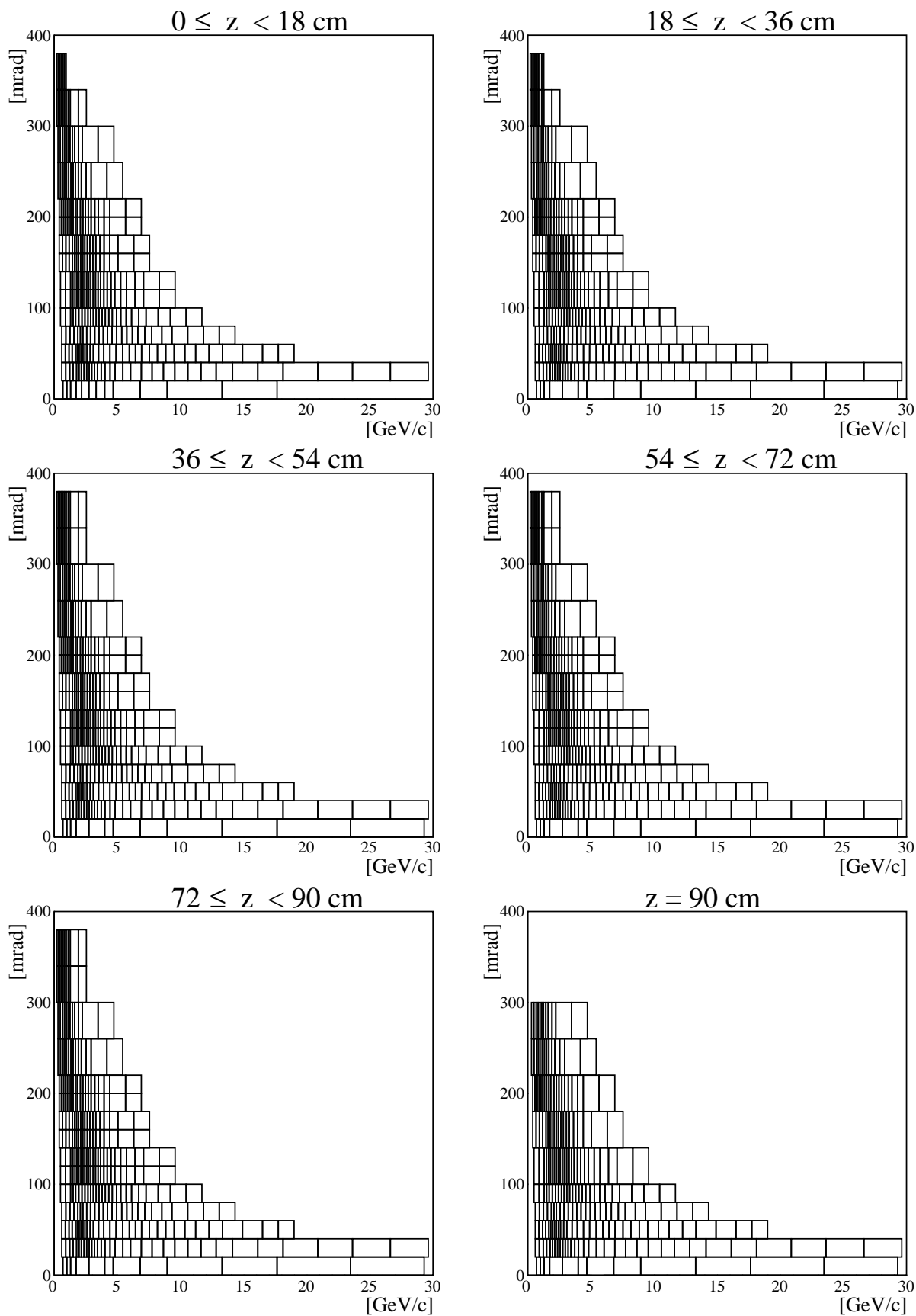


図 45 π^+ finer binning

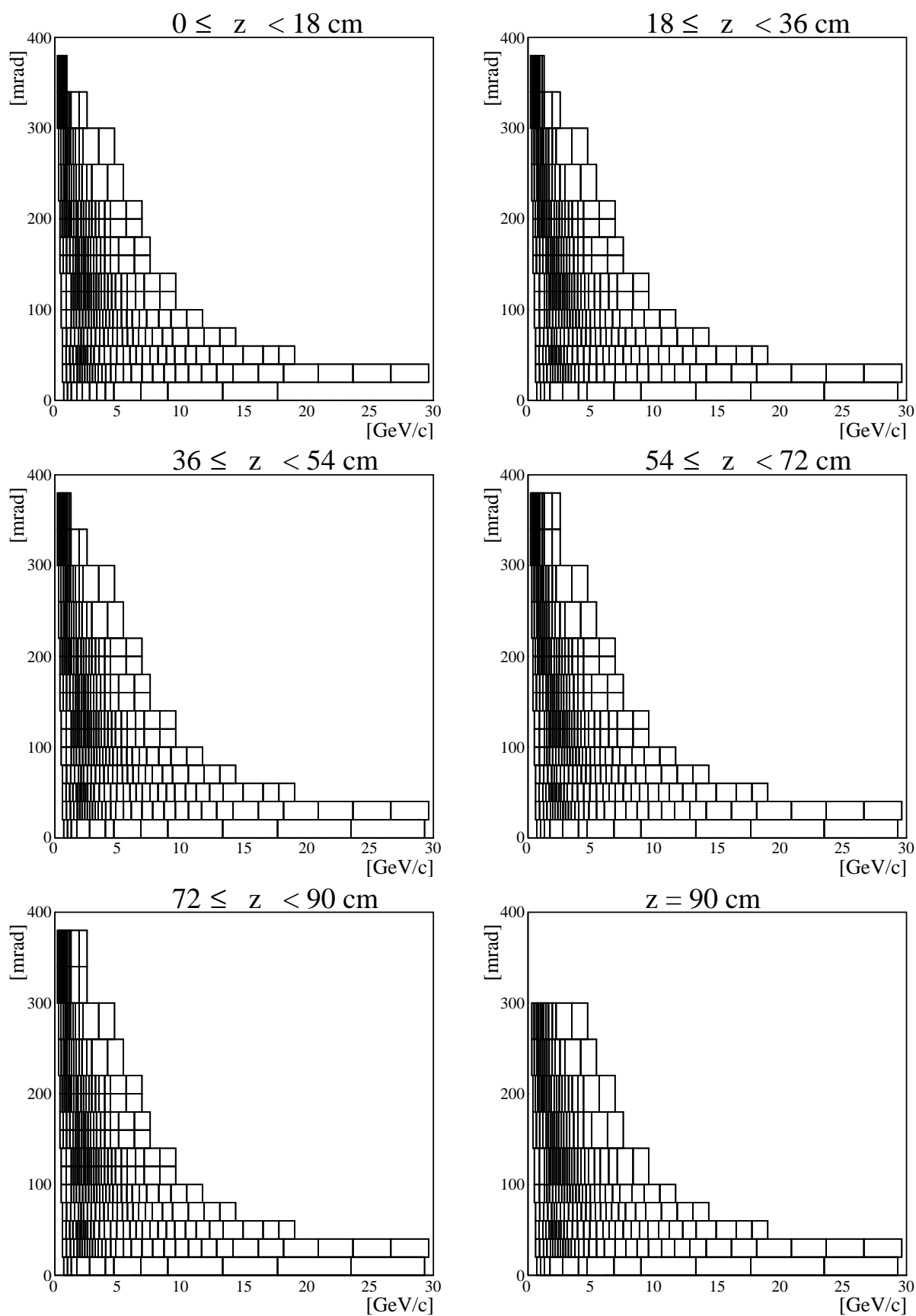
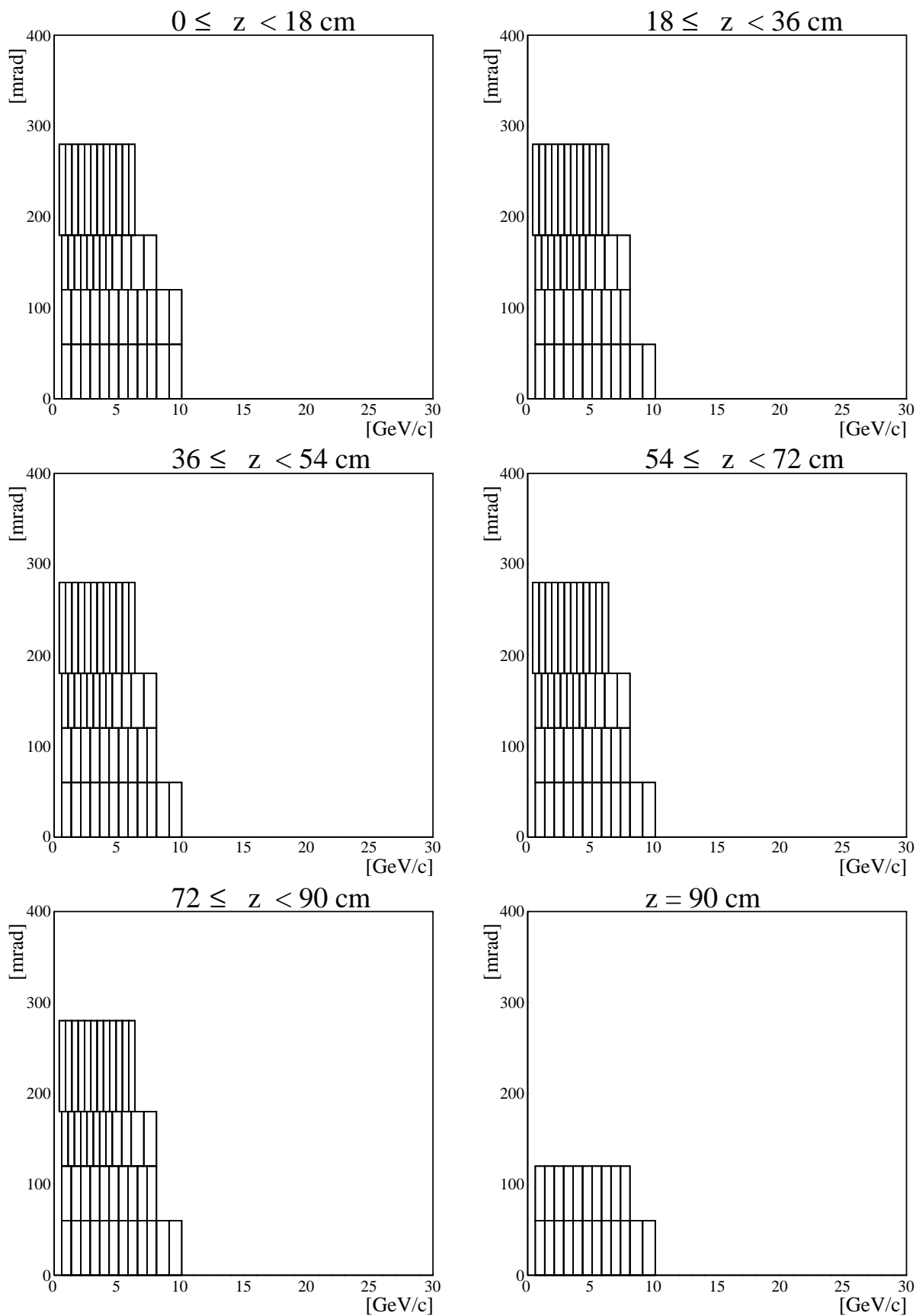


図 46 π^- finer binning

図 47 K^+ finer binning

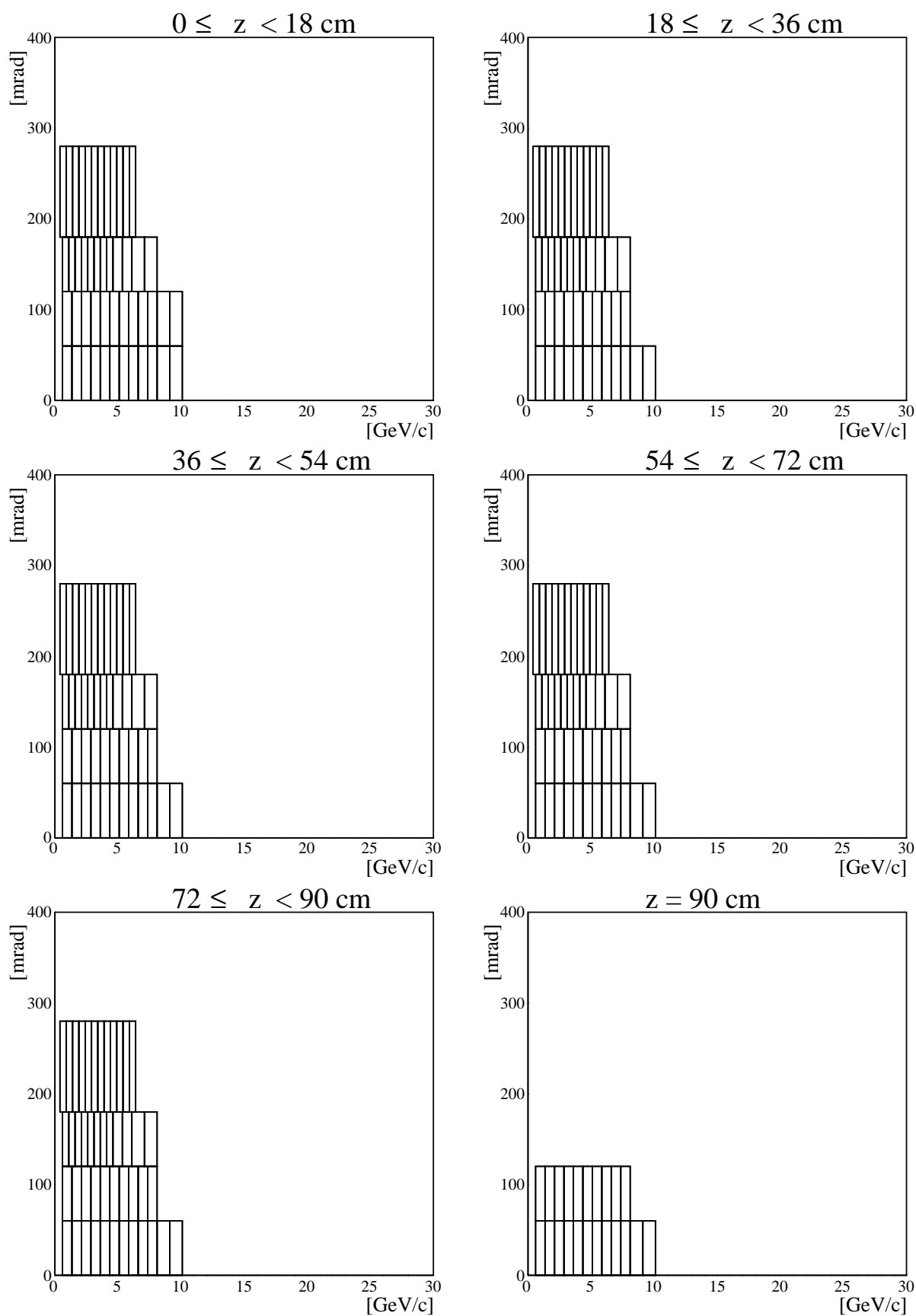
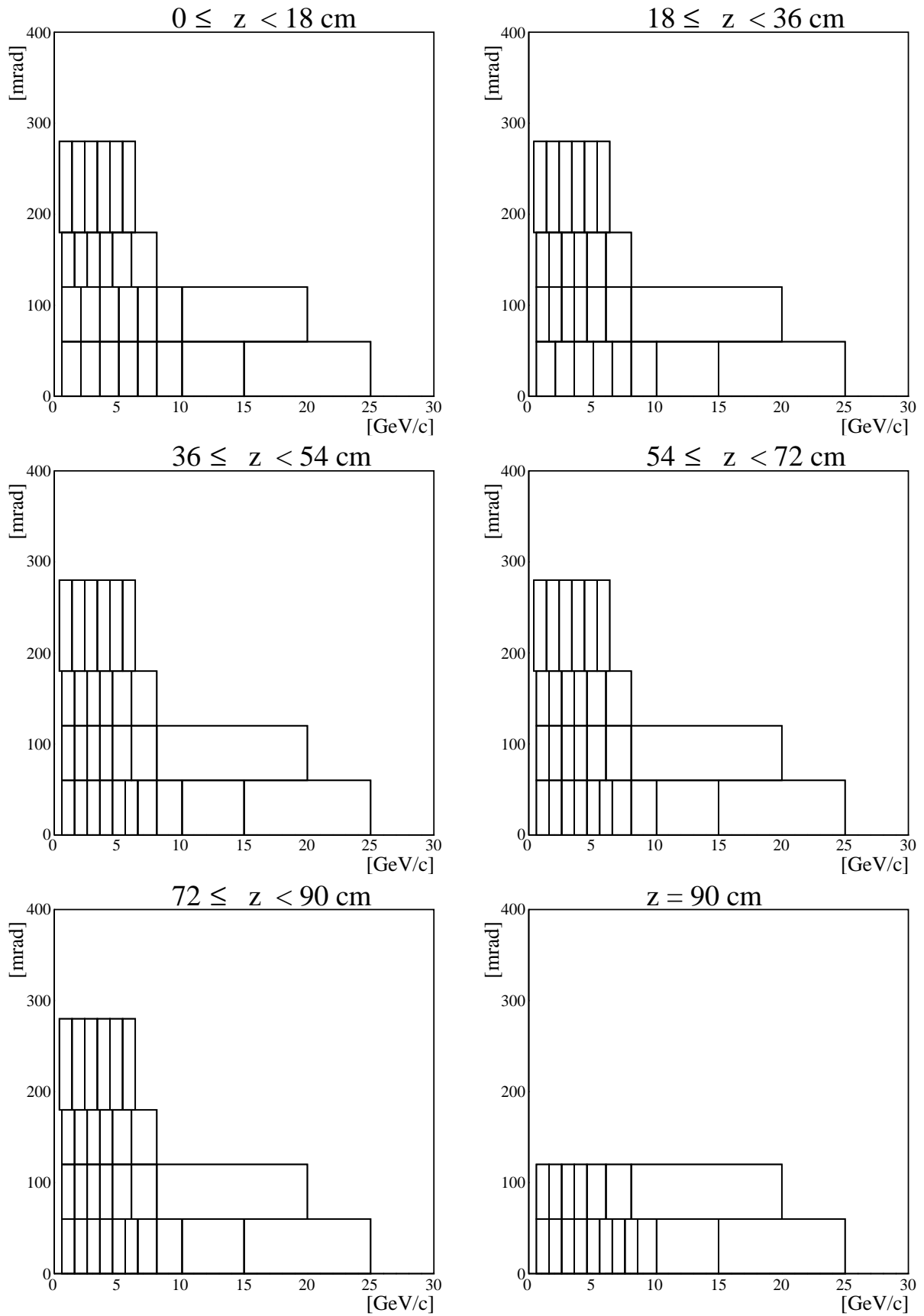


図 48 K^- finer binning

図 49 K^+ extended binning

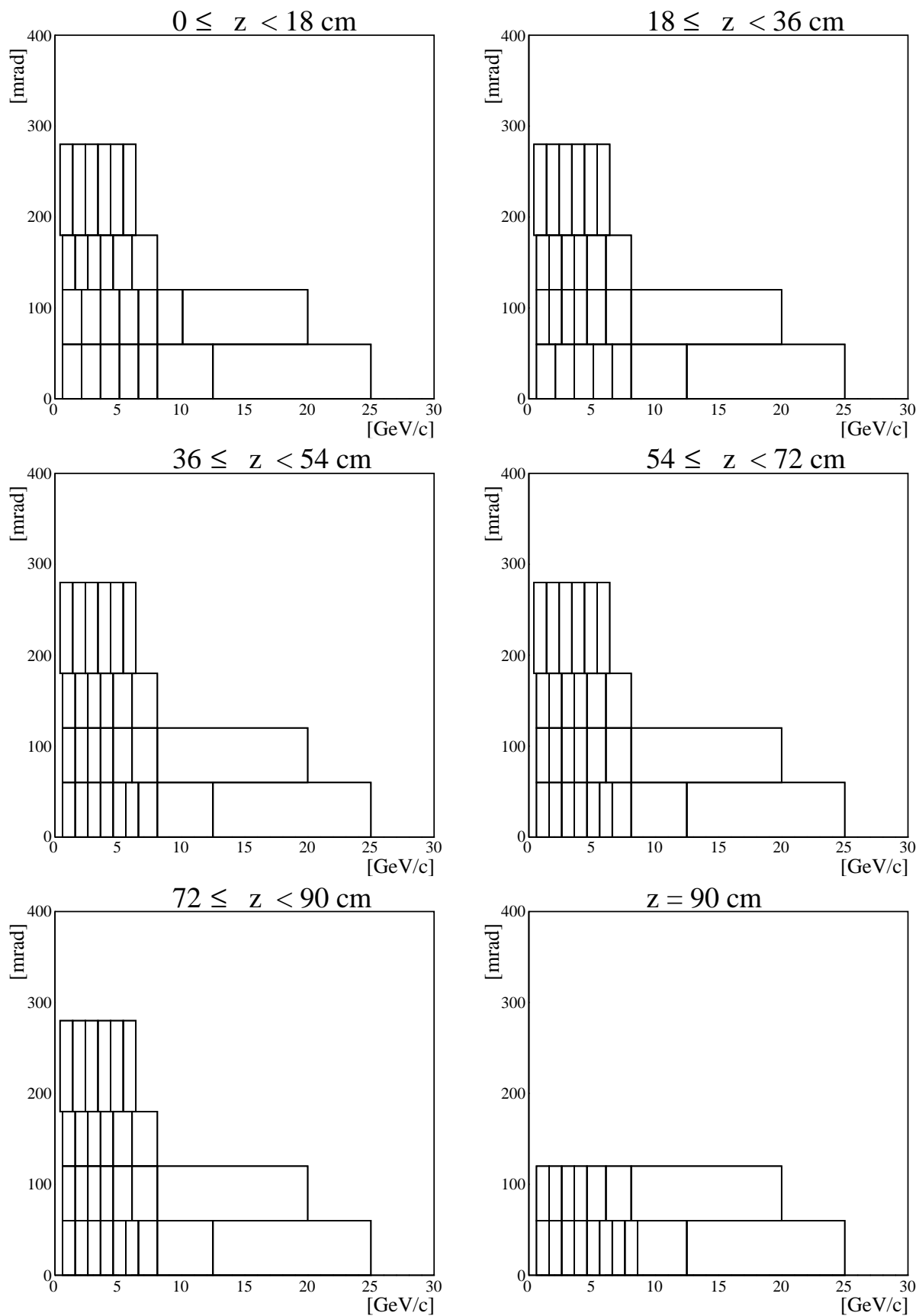


图 50 K^- extended binning

4.4 シミュレーションの補正と比較

FLUKA と Geant4 で行ったシミュレーションのデータを nominal、finer、extended binning のそれぞれで解析を行うことで得られた二重微分生成数を用いて、重み付け係数を求めた。一例としてターゲットの z_1 領域から出てきた K^+ 粒子を nominal binning と extended binning で解析を行った結果 (図 51) と重み付け係数 $W_{ijk}^{K^+}$ (図 52) を示す (他の粒子、 z 領域、解析領域については Appendix を参照)。

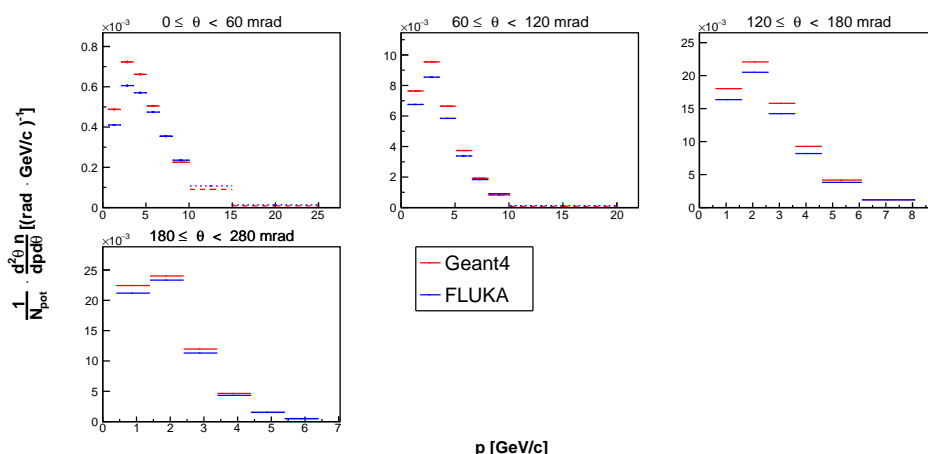


図 51 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数. 点線は extended binning で追加された bin での値

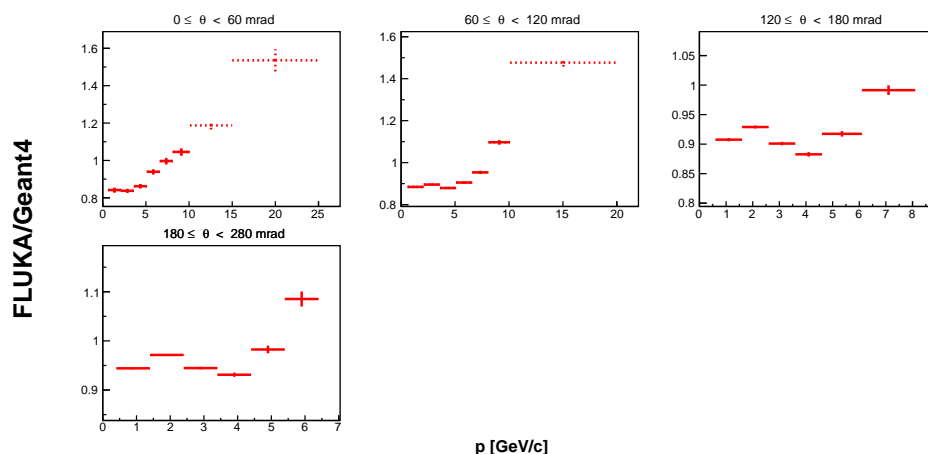


図 52 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数. 点線は extended binning で追加された bin での値

求めた重み付け係数 W_{ijk} を用いて re-weighting method により Geant4 で行ったニュートリノフラックスシミュレーションの結果を補正したフラックスと FLUKA を用いて行ったニュートリノ

ノフラックスシミュレーションのフラックスの計算を行う。フラックス計算の結果を z-binning の調査の時と同様に式 (16) を用いて Discrepancy を計算したものが図 53 である。フラックス計算にはターゲットから出てきた粒子が π^\pm と K^\pm の場合のイベントを用いている。

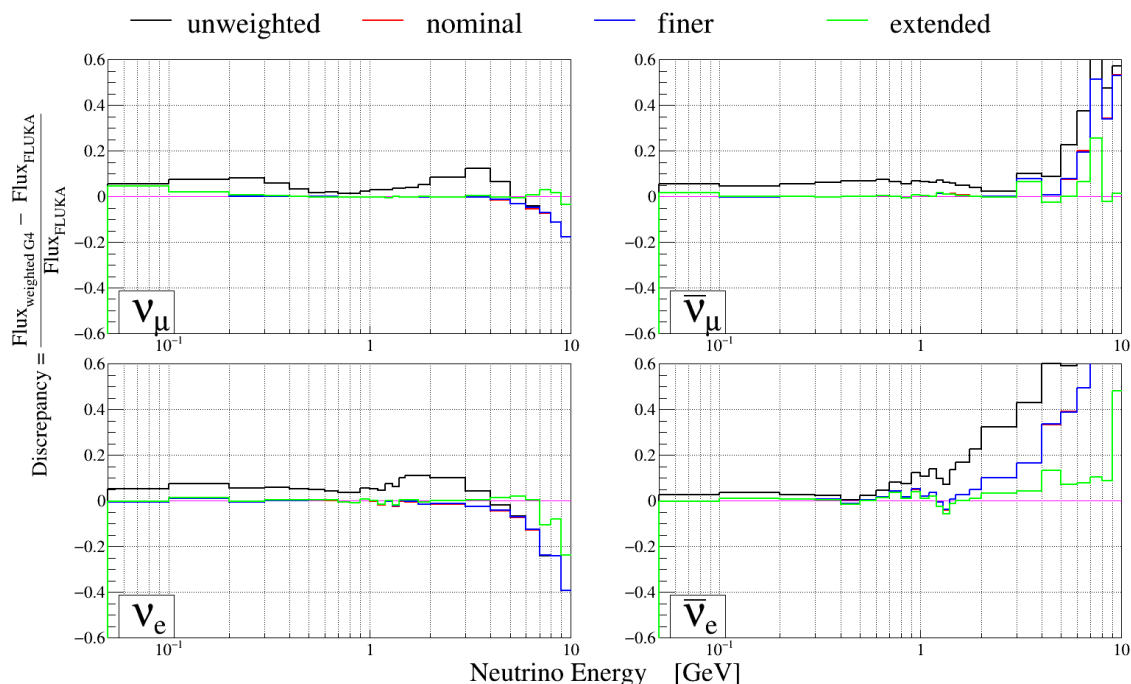


図 53 ニュートリノフレーバーごとの Flux-weighted Geant4 と FluxFLUKA の比較. 横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は discrepancy を表している. 黒線は重み付けをしていない元の Geant4 シミュレーションからの Flux_{Geant4} と Flux_{FLUKA} を比較した結果である. 赤線は nominal binning、青線は finer binning、緑線は extended binning 内で解析、重み付け係数を計算してフラックスの重み付け (補正) を行なった Flux-weighted Geant4 と FluxFLUKA の比較である

図 53 より、Geant4 を用いて行ったニュートリノビームシミュレーションを finer binning での解析結果から得られた重み付け係数を求めて補正した結果 (青線) は、nominal binning での解析結果を用いて補正を行なった結果 (赤線) と比べても大きな違いは見られない。しかし、extended binning での解析結果から得られた重み付け係数を用いて補正した結果 (緑線) は、ほとんどのエネルギー領域で Discrepancy が nominal binning に比べて 0 に近い値となっている。このことから extended binning での補正結果 Flux-weighted Geant4 と FLUKA を用いて行ったニュートリノビームシミュレーション FluxFLUKA がよく一致していることがわかる。特に、ニュートリノビームのエネルギーが 1 GeV 以上の領域において、nominal binning で作成された重み付け係数を用いて補正した場合と比較しても大きな改善が見られる。extended binning 内で作成した重み付け係数で補正を行なった結果が finer binning での補正より広いエネルギー領域で Discrepancy が 0 に近い値を得られているということは binning を細かくする (=より良い精度で検出を行う) よりも高

運動量の K 粒子を測定する事の方が重要であり、ニュートリノフラックス予測の高エネルギー領域で大きな改善が見込めることが確認された。

4.5 追加測定に向けて

これまでの結果より、高運動量 K 粒子の測定の必要性が確認された。そこで実際に測定するにあたって、必要となるビームタイムの見積もりと、NA61/SHINE ビームラインにおいて高運動量 K 粒子の測定を行うために必要な電磁石により生成される磁場強度の調査を行った。

4.5.1 ビームタイムの見積もり

高運動量の K 粒子の測定を目的とした測定を行うために必要なビームタイムを見積もった。見積もりの方法として、FLUKA と Geant4 のターゲットシミュレーションの結果から全 bin の中で最も統計数が少なかった bin を探索した。その結果、 K^+ は Geant4 のシミュレーション結果でその数は 1758 イベント、 K^- については FLUKA のシミュレーション結果で 1008 イベントであった。これらの数と 2010 年 NA61/SHINE でのハドロン生成測定の際に求められた検出器の検出効率、使用したシミュレーションの統計数から以下の式を用いて計算した。

$$T(\text{day}) = \text{POT}_{\text{MC}} \times \frac{N_{\text{required stats}}}{N_{\text{K}_{\text{MC}}} \times \text{Efficiency}} \times R_{\text{DAQ}} \times S \quad (17)$$

ここで、 POT_{MC} はシミュレーションでグラフィックターゲットに当たった陽子の数、 $N_{\text{required stats}}$ は必要とする K 粒子の統計数、 $N_{\text{K}_{\text{MC}}}$ はシミュレーションで生成された K 粒子の数、 R_{DAQ} は検出器のデータ取得レート、 S は NA61/SHINE 実験での陽子ビーム 1spill (1 つの塊) に含まれる陽子数である。拡張された領域での Efficiency は 2010 年の測定では K 粒子に対しては求められていない。検出効率を求める際に一番大きな要因となるのは検出器の立体角であり、K 粒子と π 粒子の検出効率に大きな違いはないため、この見積もりには π 粒子の検出効率を用いた。この式から K 粒子を全 bin 内で 500 以上の統計数を要求した場合に必要なビームタイムが表 2 である。NA61/SHINE で用いられる検出器は現在アップグレード作業がされており、データ取得レートが 500~1000 Hz 程度になると見積もられているため、今回の見積もりでは $R_{\text{DAQ}} = 450\text{Hz}$ と $R_{\text{DAQ}} = 1000\text{Hz}$ で見積もった (表 2)。この見積もりの結果、ニュートリノビームフラックス予測改善のための K 粒子測定には R_{DAQ} が 450 Hz の場合だと 50 日程度、 R_{DAQ} が 1000 Hz の場合だと 30 日程度必要となることが確認された。2020 年 9 月に行われた NA61/SHINE オンラインコラボレーションミーティングにて 50 日のビームタイムを要求し、5 週間のビームタイムが承認された。アップグレード後の検出器のデータ取得レートは 450 Hz ~ 1000Hz の間になると予想されているため、5 週間の測定期間でも十分な統計数が得られると予想される。

4.5.2 高運動量 K 粒子測定に必要な磁場の調査

現在では詳細な測定プランや高運動量 K 粒子測定に向けた実験セットアップや解析手法の検討がなされており、その一つとして測定に用いる磁場強度についての調査を行った。2010 年の測定

	K ⁺	K ⁻
z position	z1 (0~18 cm)	z1 (0~18 cm)
θ -bin (mrad)	0~60	0~60
p-bin (GeV/c)	15~25	15~25
MC イベント数	1758 (Geant4)	1008 (FLUKA)
推定検出効率	0.57~0.80	0.25~0.59
推定イベント数	1002~1406	252~695
ビームタイム (日)	10~13	21~50
DAQ rate = 450 Hz		
ビームタイム (日)	9~6	9~26
DAQ rate = 1000 Hz		

表2 ターゲットシミュレーションで 2.0×10^8 個 (Geant4) もしくは 2.2×10^8 個 (FLUKA) の陽子をターゲットに当てた場合、extended binning を用いて解析を行った際に得られた K⁺ と K⁻ のイベント数が最も少ない bin と 2010 年 NA61/SHINE の実際の検出効率から推定される検出効率、それらから推定される要求ビームタイム

の際に用いられた電磁石の磁場の大きさは 1.14 T m であり、これは最大の 9 T m の約 1/8 である。2010 年と同様のセットアップで測定を行った場合、高運動量 K 粒子の飛跡が磁場によって十分に曲げられず、MTPC に入らない可能性がある。そのため、本研究結果から求められる高運動量 K 粒子の測定のためには磁場を強くする必要があると予想される。高運動量 K 粒子の測定に必要な磁場の強度の見積もりのために NA61/SHINE グループで用いられている Geant4 ベースのモンテカルロシミュレーションを用いて調査を行った。ターゲットは 2010 年の測定と同じくターゲットの先端が VTPC から 67 cm の位置に置き、磁場の強度を最大強度に対して 1/8、1/4、1/2 と最大強度の 4 ケースで 2.0×10^6 POT でシミュレーションを行った。それぞれのケースでターゲット内で生成された K[±] 粒子に対して、飛跡が MTPC と VTPC を通過したもの (TPC cut) と全ての K[±] 粒子で生成時の運動量とターゲットに対する角度の二次元分布を extended binning で作成し、追加された領域内の K 粒子の数を磁場の強度ごとに比較し、必要な磁場強度の見積もりを行った。K⁺ 粒子の解析結果が図 54、K⁻ 粒子の解析結果が図 55 である。この結果をまとめたものが表 3,4 であり、磁場強度を上げていくことでより多くの高運動量 K 粒子が TPC を通ることが確認できる。これは高運動量 K 粒子の測定が実現可能であることを示している。現状では 35 日の間に 2.5×10^8 POT を炭素標的に照射できると見積もられており、最大強度の磁場を用いることで z-bin の平均では K⁺(緑枠内) は 46425、K⁺(橙枠内) は 7324、K⁻(緑枠内) は 7324、K⁻(橙枠内) は 1468 事象の観測が期待される。

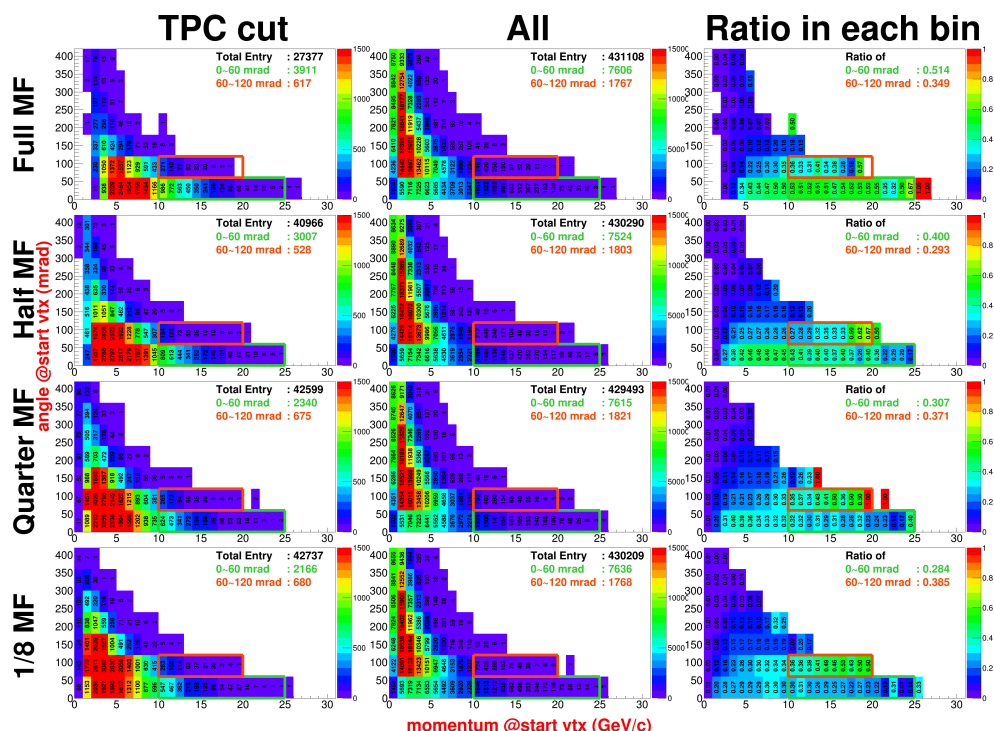


図 54 シミュレーションでターゲット内で生成された K^+ 粒子の p - θ 分布. 図はターゲット内で生成された K 粒子の生成時点の運動量 p とターゲットに対する角度 θ の二次元分布 (p - θ 分布) であり、横軸が K 粒子が運動量 p 、縦軸が角度 θ である. 左列 "TPC cut" はターゲット内で生成された K 粒子のなかで TPC を通過したもの、中列 "All" はターゲット内で生成された K 粒子全て、右列 "Ratio in each bin" は "TPC cut" と "All" の p - θ 分布をそれぞれの区切りごとに $\text{Ratio} = \text{TPC cut} / \text{All}$ の値を計算したものである. 緑枠と橙枠が本研究により測定の必要性が示された領域であり、緑枠が $[10 \leq p < 25 \text{ GeV}, 0 \leq \theta < 60 \text{ mrad}]$ 、橙枠が $[10 \leq p < 20 \text{ GeV}, 60 \leq \theta < 120 \text{ mrad}]$ の領域を示している. 緑枠内と橙枠内の事象数を磁場の強度ごとに "TPC cut" と "All" で求めた

K^+	Angle	Full MF	1/2 MF	1/4 MF	1/8 MF
TPC cut	0~60 mrad	3911	3007	2340	2166
	60~120 mrad	617	527	673	680
All	0~60 mrad	7606	7524	7615	7636
	60~120 mrad	1765	1814	1817	1768
Ratio	0~60 mrad	0.514	0.400	0.307	0.284
	60~120 mrad	0.350	0.291	0.370	0.385

表 3 2.0×10^6 POT でシミュレーションを行った際にターゲット内で生成された全 K^+ 粒子数 (All) と、MTPC と VTPC を通過した K 粒子数 (TPC cut) とその比 ($\text{Ratio} = \text{TPC cut} / \text{Total Number}$)

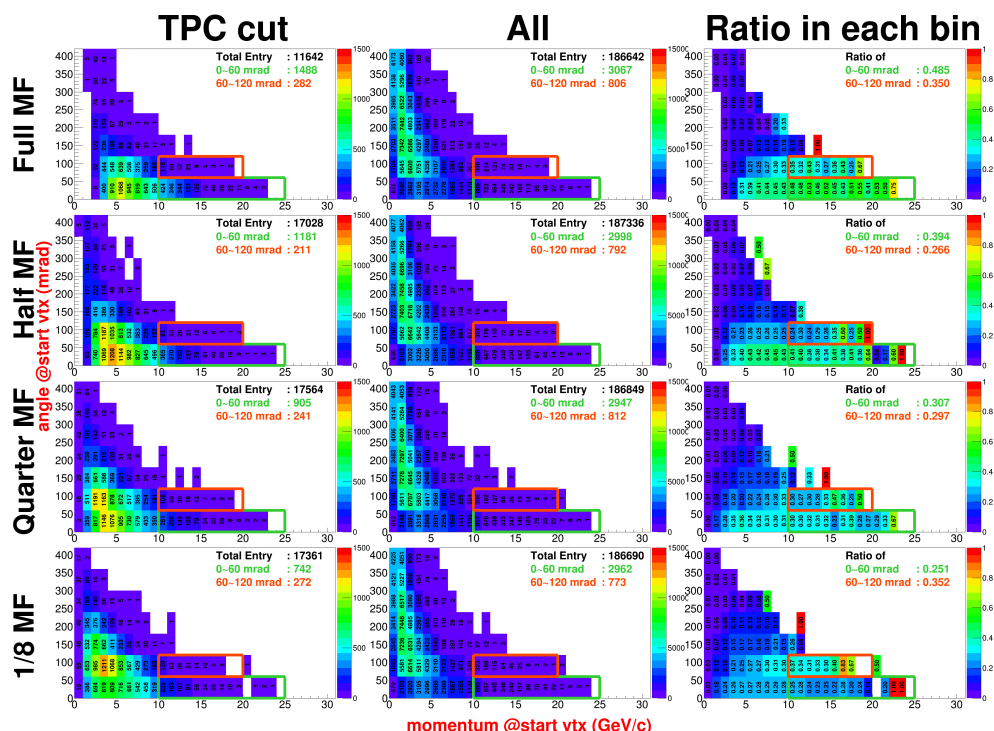


図 55 シミュレーションでターゲット内で生成された K^- 粒子の $p-\theta$ 分布. 図はターゲット内で生成された K 粒子の生成時点の運動量 p とターゲットに対する角度 θ の二次元分布 ($p-\theta$ 分布) であり、横軸が K 粒子が運動量 p 、縦軸が角度 θ である. 左列 "TPC cut" はターゲット内で生成された K 粒子のなかで TPC を通過したもの、中列 "All" はターゲット内で生成された K 粒子全て、右列 "Ratio in each bin" は "TPC cut" と "All" の $p-\theta$ 分布をそれぞれの区切りごとに $\text{Ratio} = \text{TPC cut} / \text{All}$ の値を計算したものである. 緑枠と橙枠が本研究により測定の実験の必要性が示された領域であり、緑枠が $[10 \leq p < 25 \text{ GeV}, 0 \leq \theta < 60 \text{ mrad}]$ 、橙枠が $[10 \leq p < 20 \text{ GeV}, 60 \leq \theta < 120 \text{ mrad}]$ の領域を示している. 緑枠内と橙枠内の事象数を磁場の強度ごとに "TPC cut" と "All" で求めた

K^-	Angle	Full MF	1/2 MF	1/4 MF	1/8 MF
TPC cut	0~60 mrad	1488	1181	905	742
	60~120 mrad	282	212	241	272
All	0~60 mrad	3067	2998	2947	2962
	60~120 mrad	806	792	811	773
Ratio	0~60 mrad	0.485	0.394	0.307	0.251
	60~120 mrad	0.350	0.267	0.305	0.352

表 4 2.0×10^6 POT でシミュレーションを行った際にターゲット内で生成された全 K^- 粒子数 (All) と、MTPC と VTPC を通過した K 粒子数 (TPC cut) とその比 ($\text{Ratio} = \text{TPC cut} / \text{Total Number}$)

5 まとめ

T2K 実験はニュートリノ振動事象の観測による CP 対称性の破れの実証を目指しており、現在では 95 % 以上の信頼度で CP 対称性の破れが存在することの傾向の確認に成功している。しかし CP 対称性の破れの大きさの決定までは至っておらず、より多くのニュートリノ振動事象観測とニュートリノビームフラックス予測の不定性削減が求められている。ニュートリノビームフラックス予測において陽子ビームと炭素ターゲットの衝突におけるハドロン相互作用を詳細に理解することが不可欠であり、そのために CERN NA61/SHINE にてハドロン生成測定が行われた。その結果、ニュートリノビームのエネルギーピークの 600 MeV 付近では不定性は 5 % 程度に抑えられているが、他のエネルギー領域も含め、更なる不定性削減が求められている。そこで、ニュートリノビームフラックス予測改善に向けて、追加の NA61/SHINE でのハドロン生成測定が計画されている。本研究では、追加のハドロン生成測定においてどのような測定を行うことで効果的にニュートリノビームフラックス予測の改善が期待できるかの見積もりを行った。その結果、炭素標的からの脱出粒子の脱出点の位置測定精度は 2010 年の測定時と同等の精度で十分であることが確認された。また、脱出粒子の運動量と脱出方向と炭素標的がなす角度に対する測定精度の向上を目指すよりも、高運動量 K 粒子の測定が高エネルギー領域のニュートリノビームフラックス予測改善に大きな効果が期待できることが確認された。そこで、高運動量 K 粒子の測定に必要な期間を見積もりを行い、30~50 日程度の測定で十分な統計数を得ることが確認できた。本研究結果を NA61/SHINE グループの collaboration meeting で発表し、測定の提案を行った結果、5 週間にわたる測定が承認されたため、高運動量 K 粒子を測定するにあたって重要な実験セットアップの一つである磁場についての見積もりを NA61/SHINE グループのシミュレーションを用いて行った。シミュレーションは磁場の強度を 1/8 (2010 年のセットアップ)、1/4、1/2、最大強度の 4 ケースでシミュレーションを行った結果、最大強度の磁場を用いることで高運動量 K 粒子の測定が実現可能であることが確認された。追加のハドロン生成測定は 2021 年秋頃に行われる予定であり、現在は詳細な測定セットアップや測定プランについての議論が行われており、追加測定により T2K 実験で用いられるニュートリノビームフラックス予測の改善が期待される。

付録 A 二重微分生成数分布

A.1 nominal binning(+ extended binning)

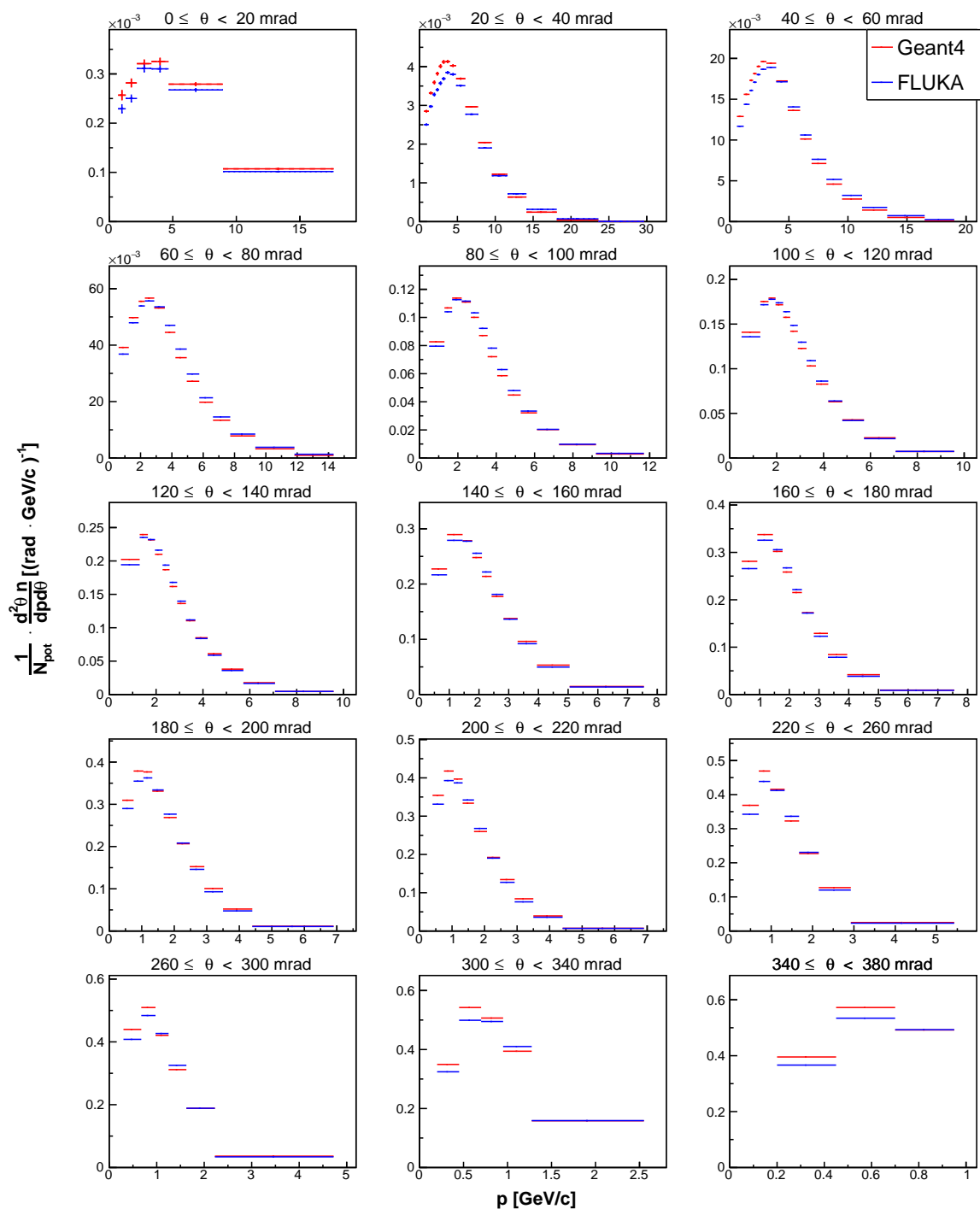


図 56 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

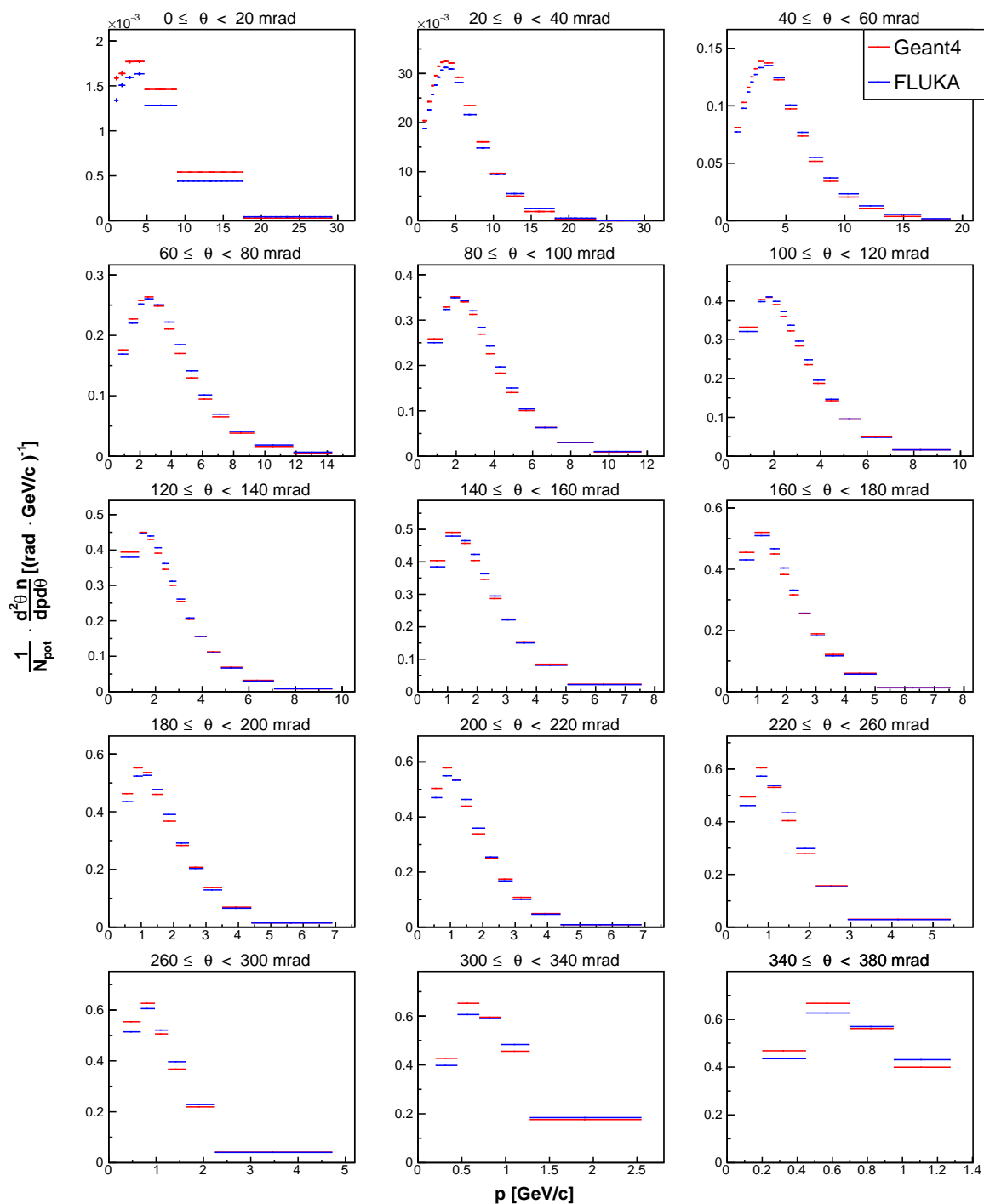


図 57 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

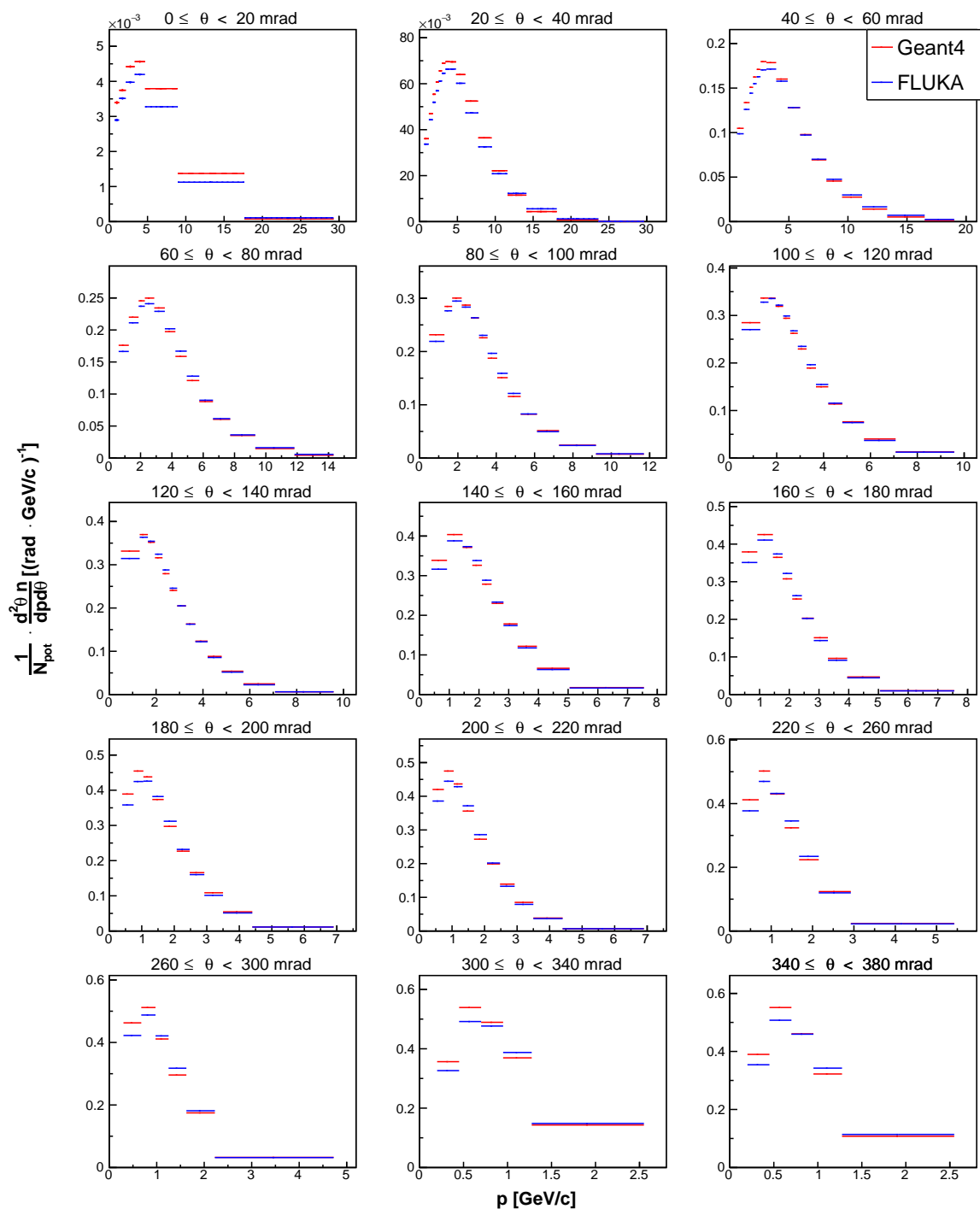


図 58 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

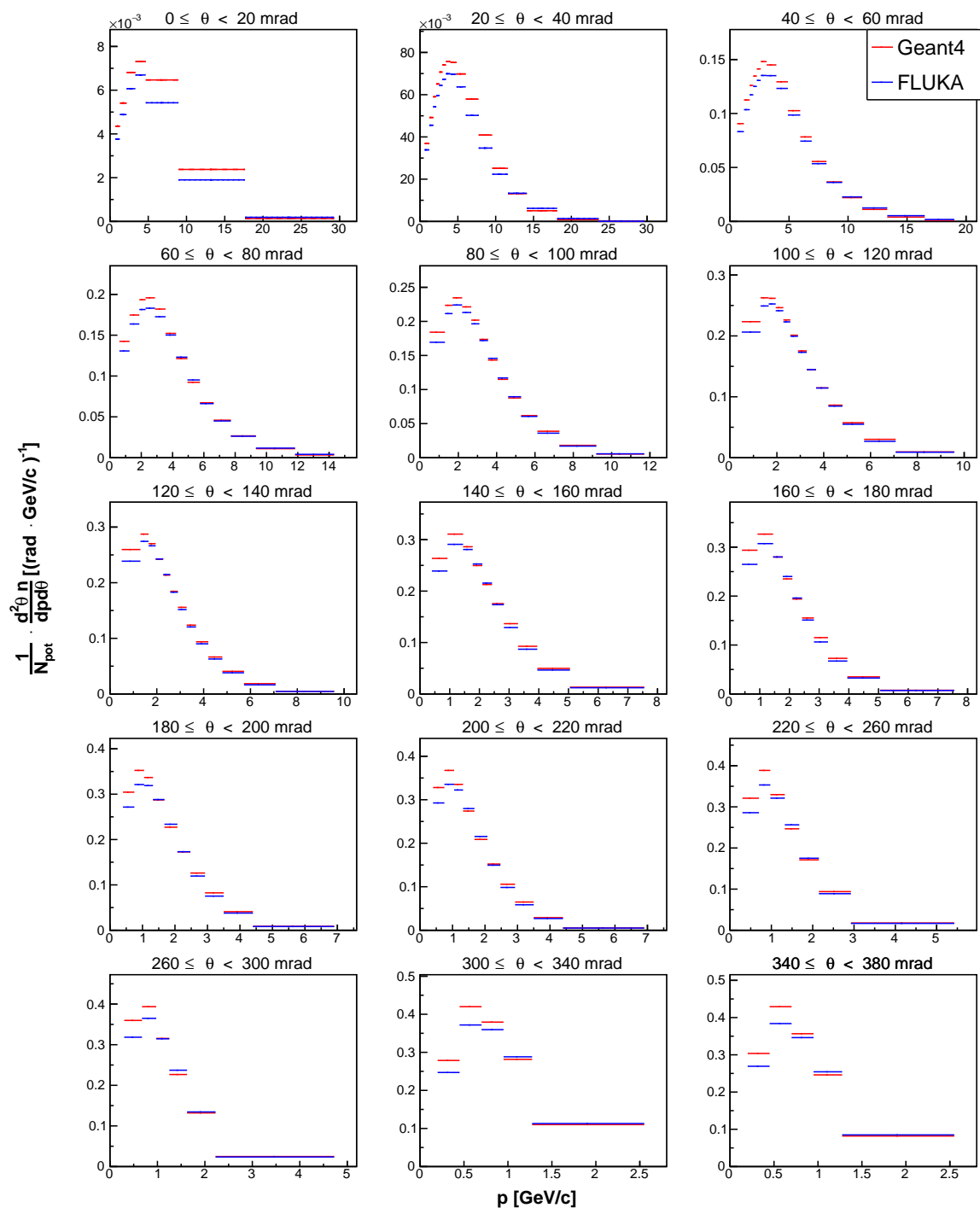


図 59 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

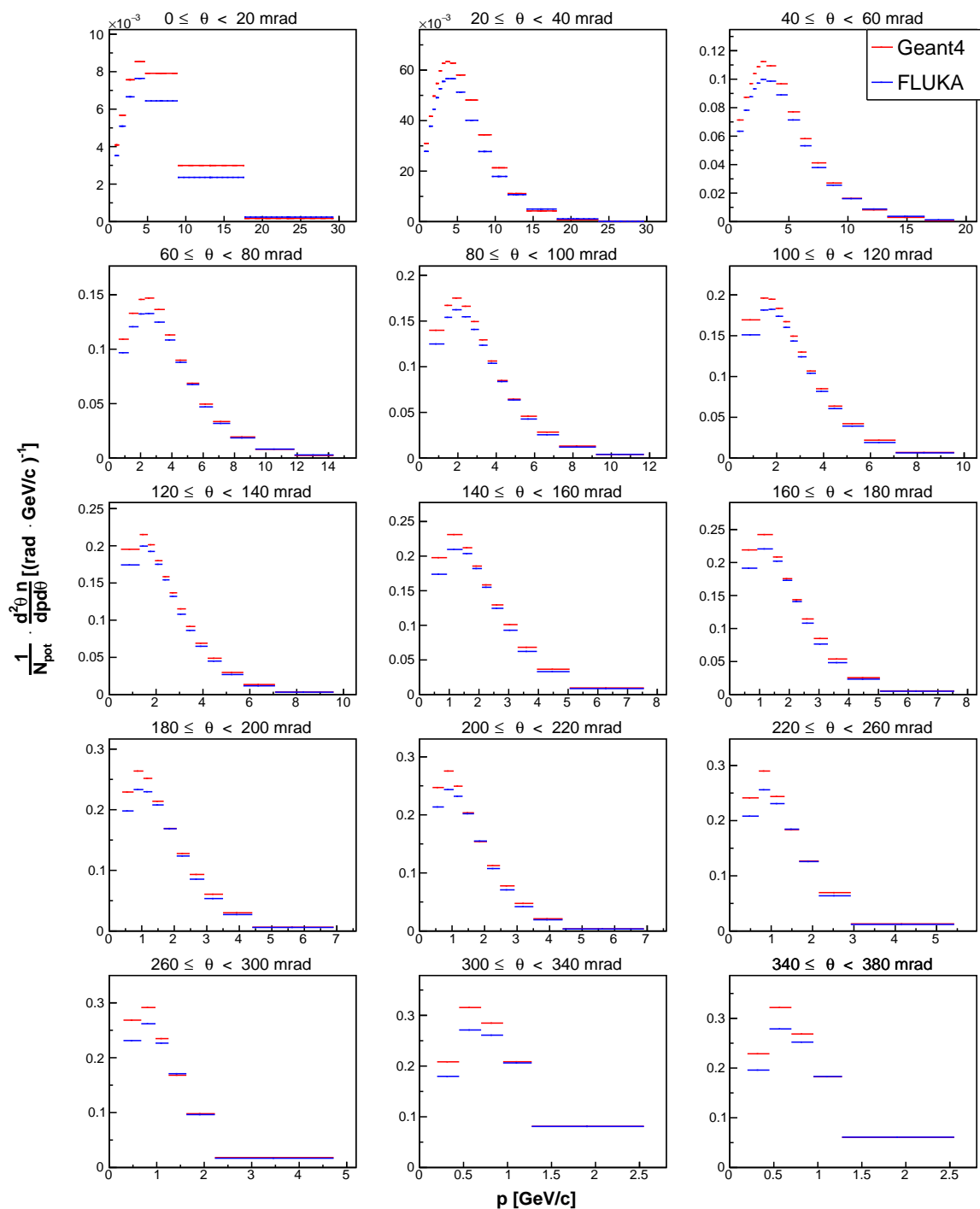


図 60 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

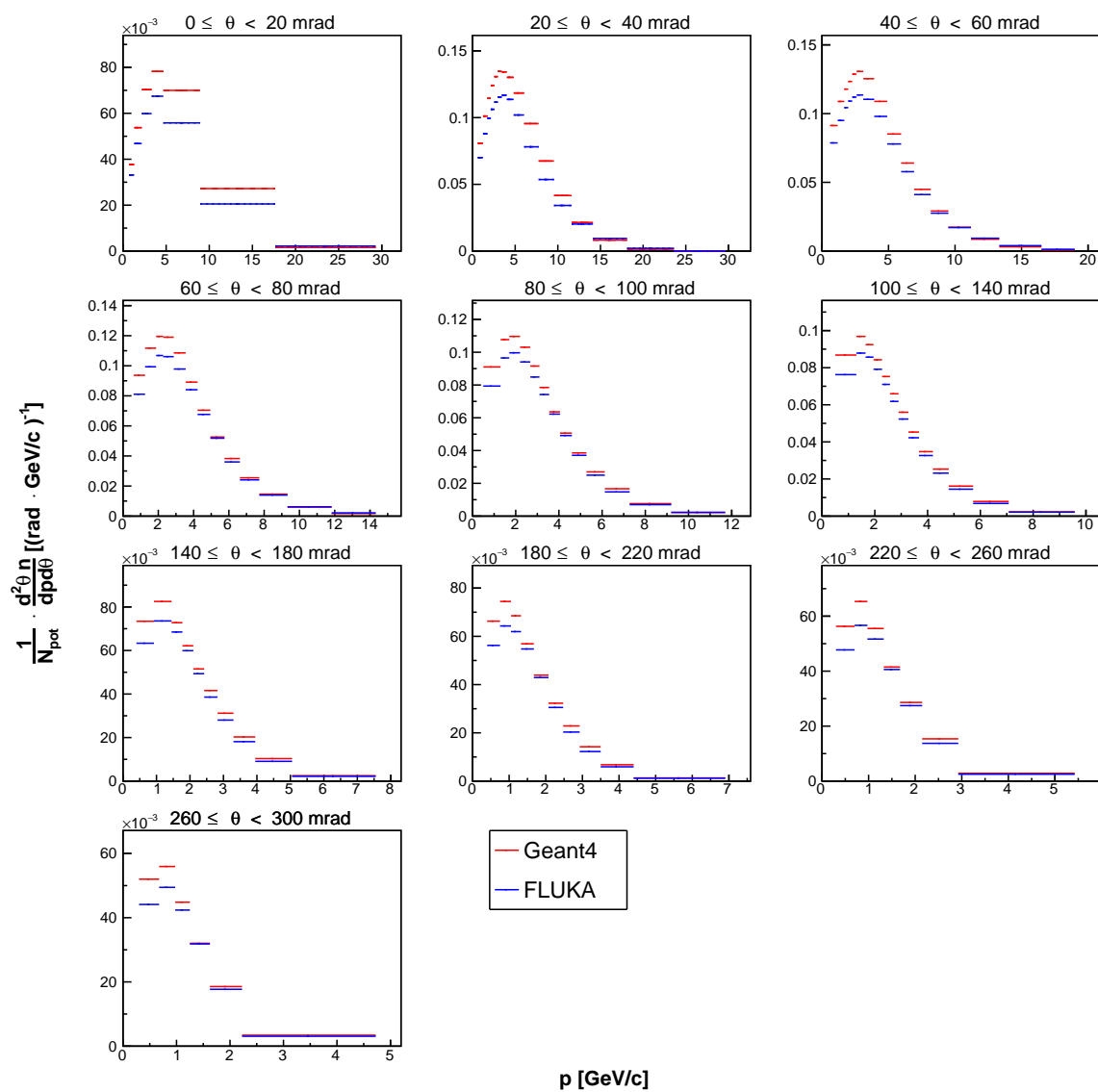


図 61 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数

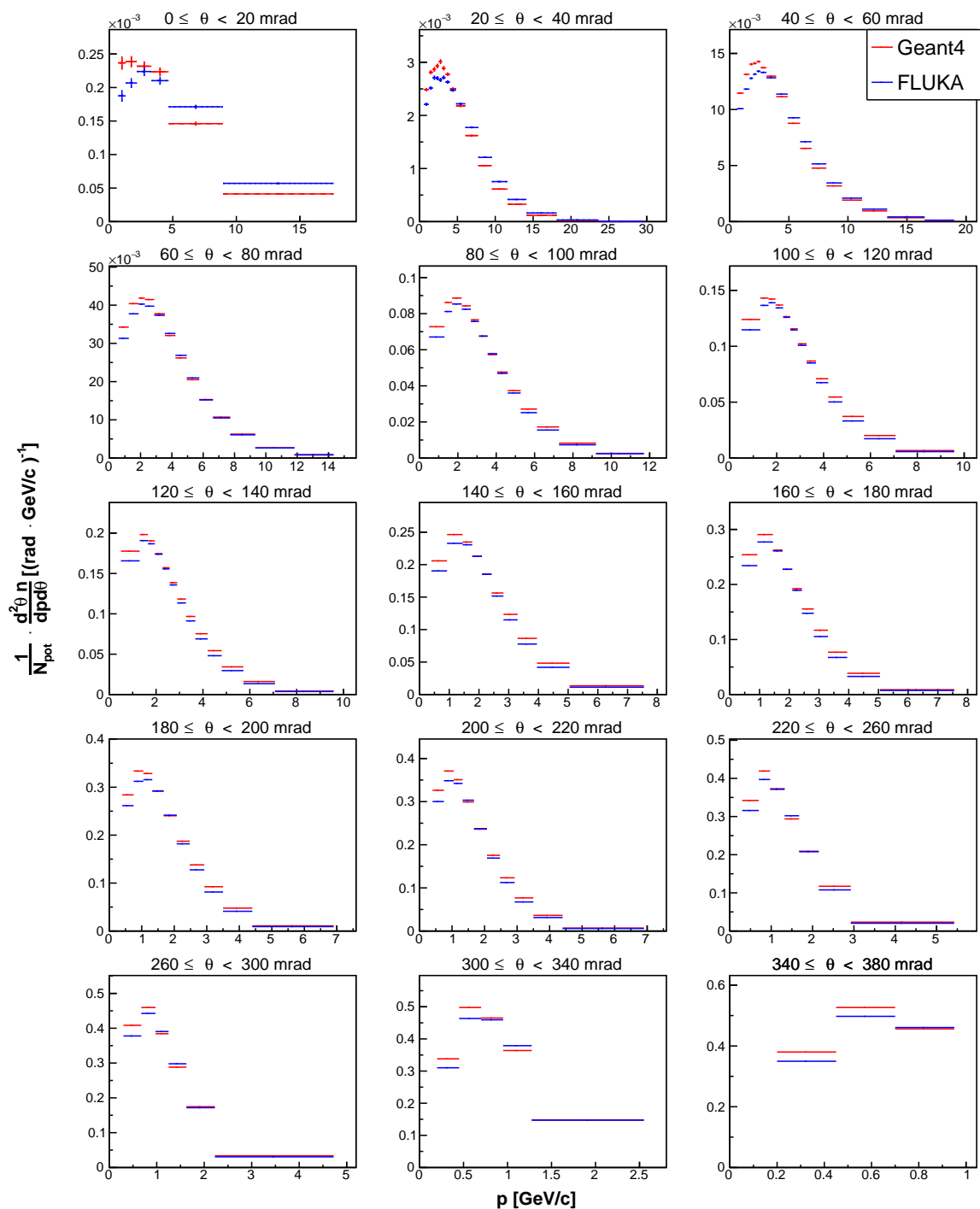


図 62 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

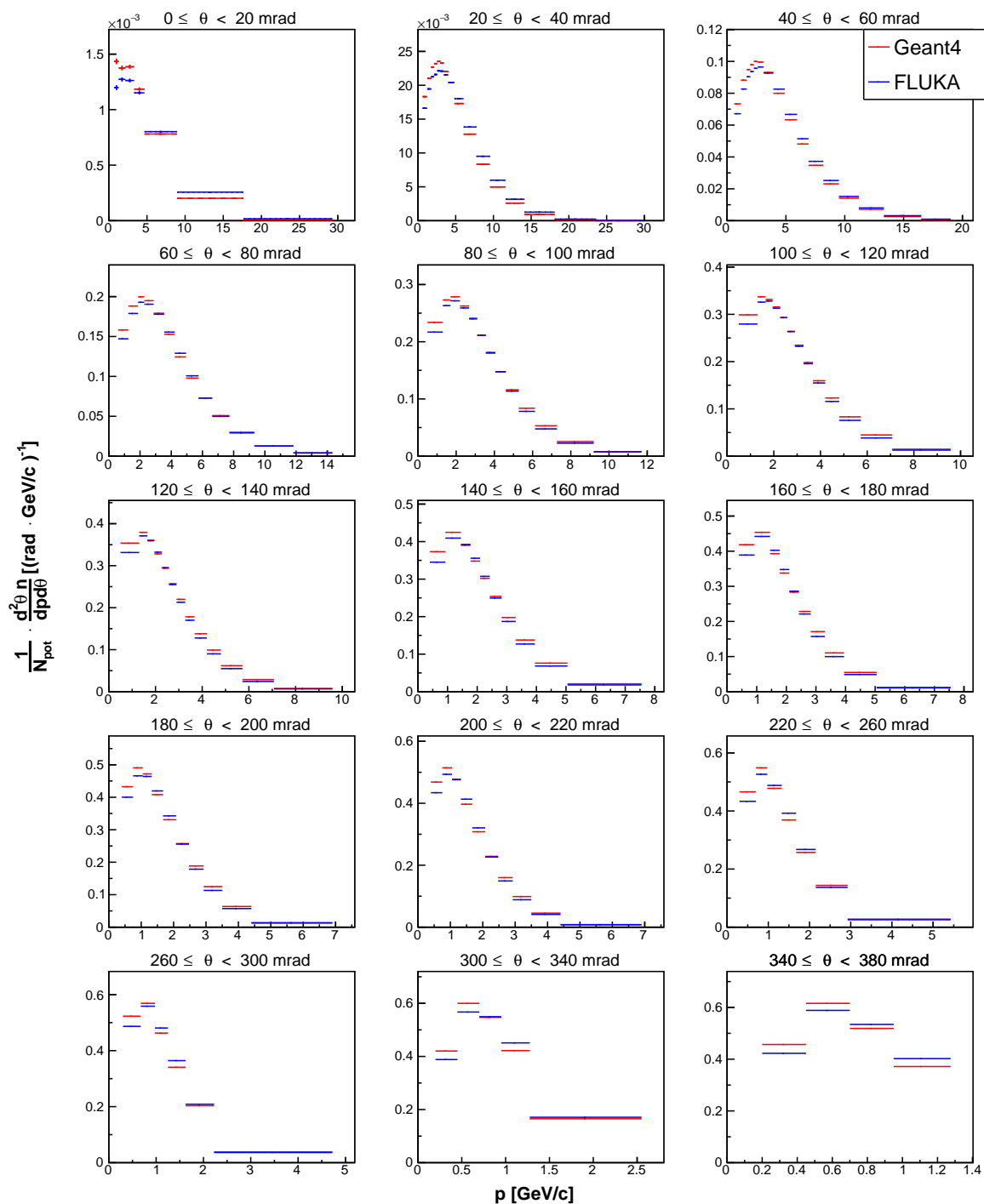


図 63 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

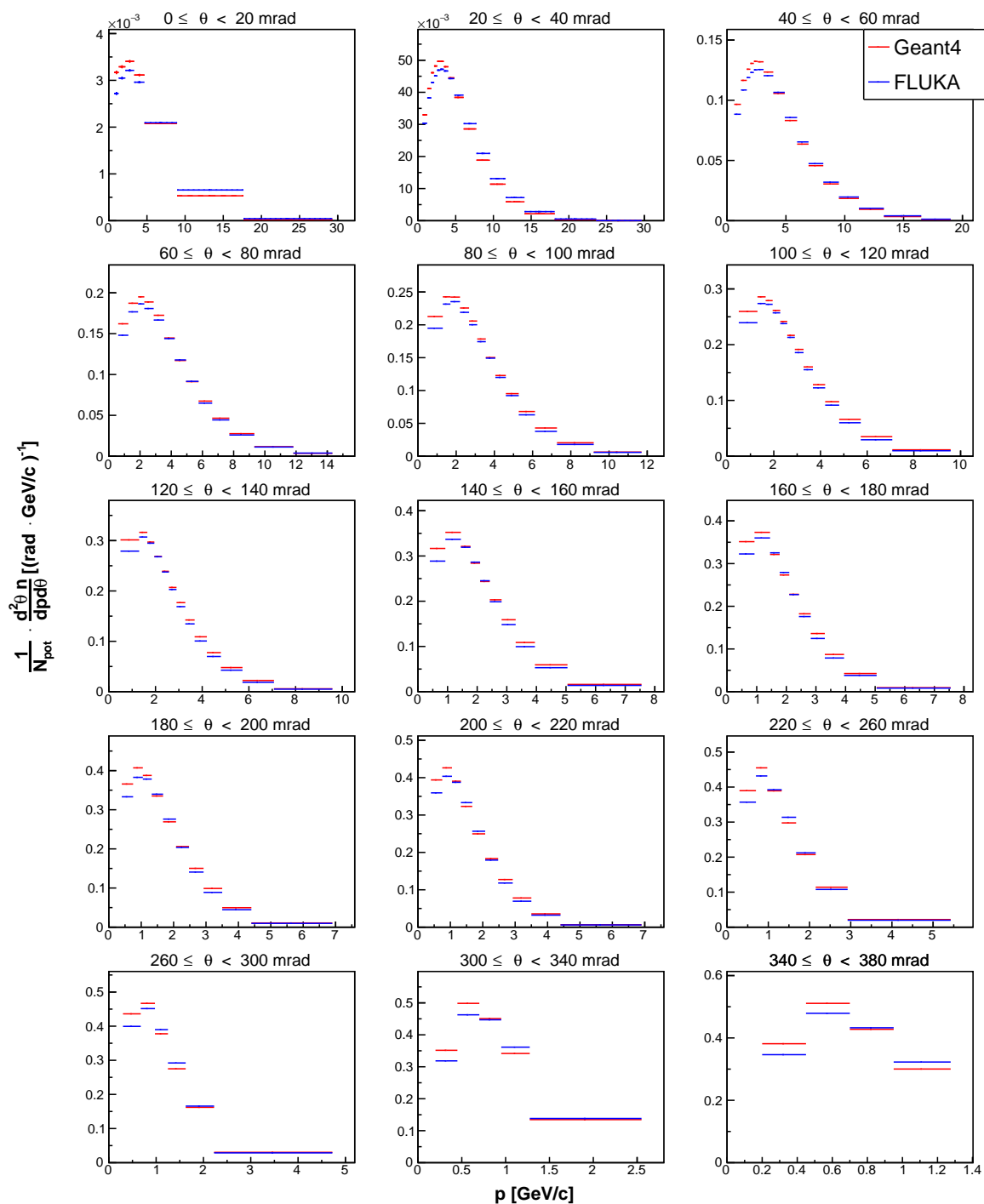


図 64 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

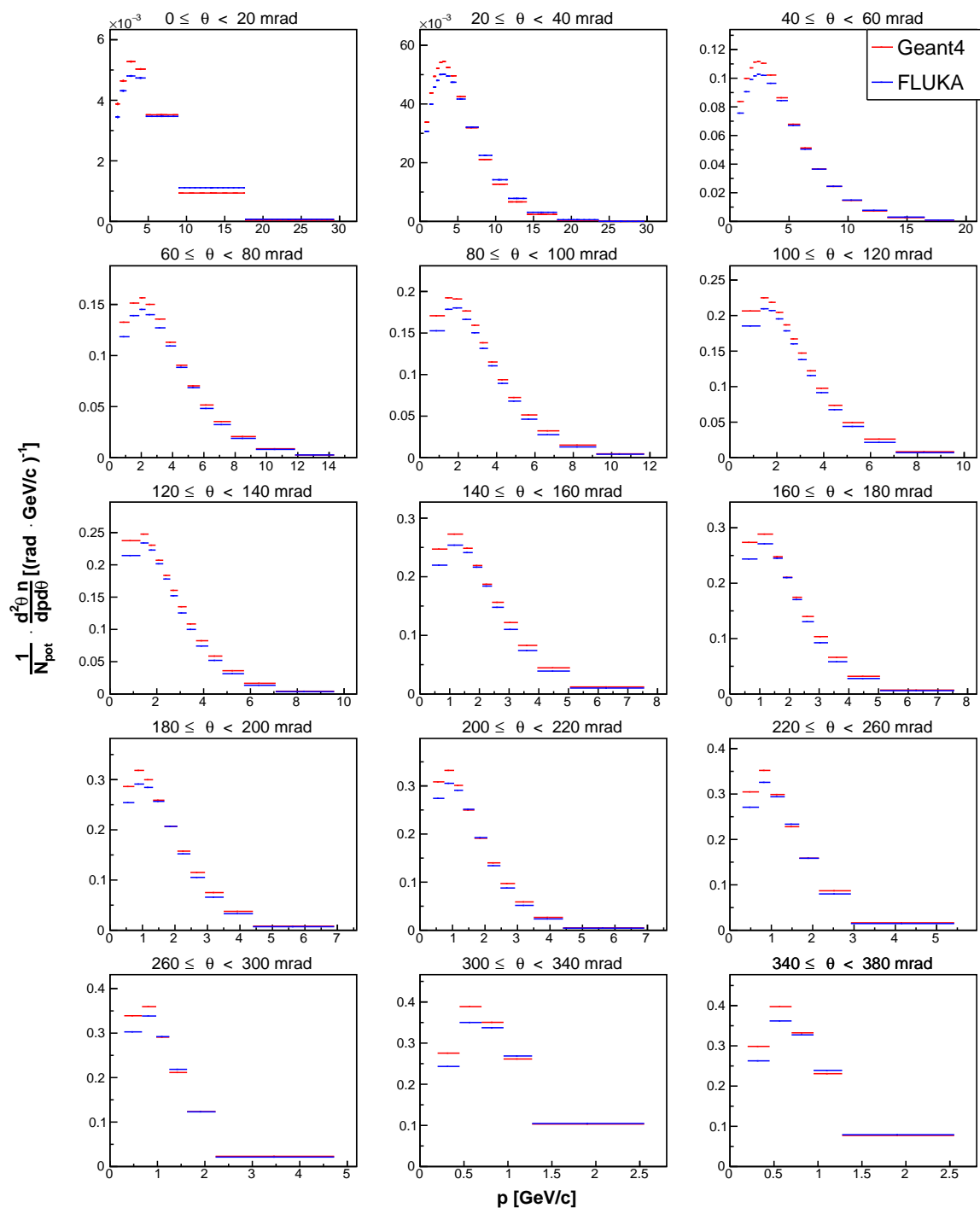


図 65 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

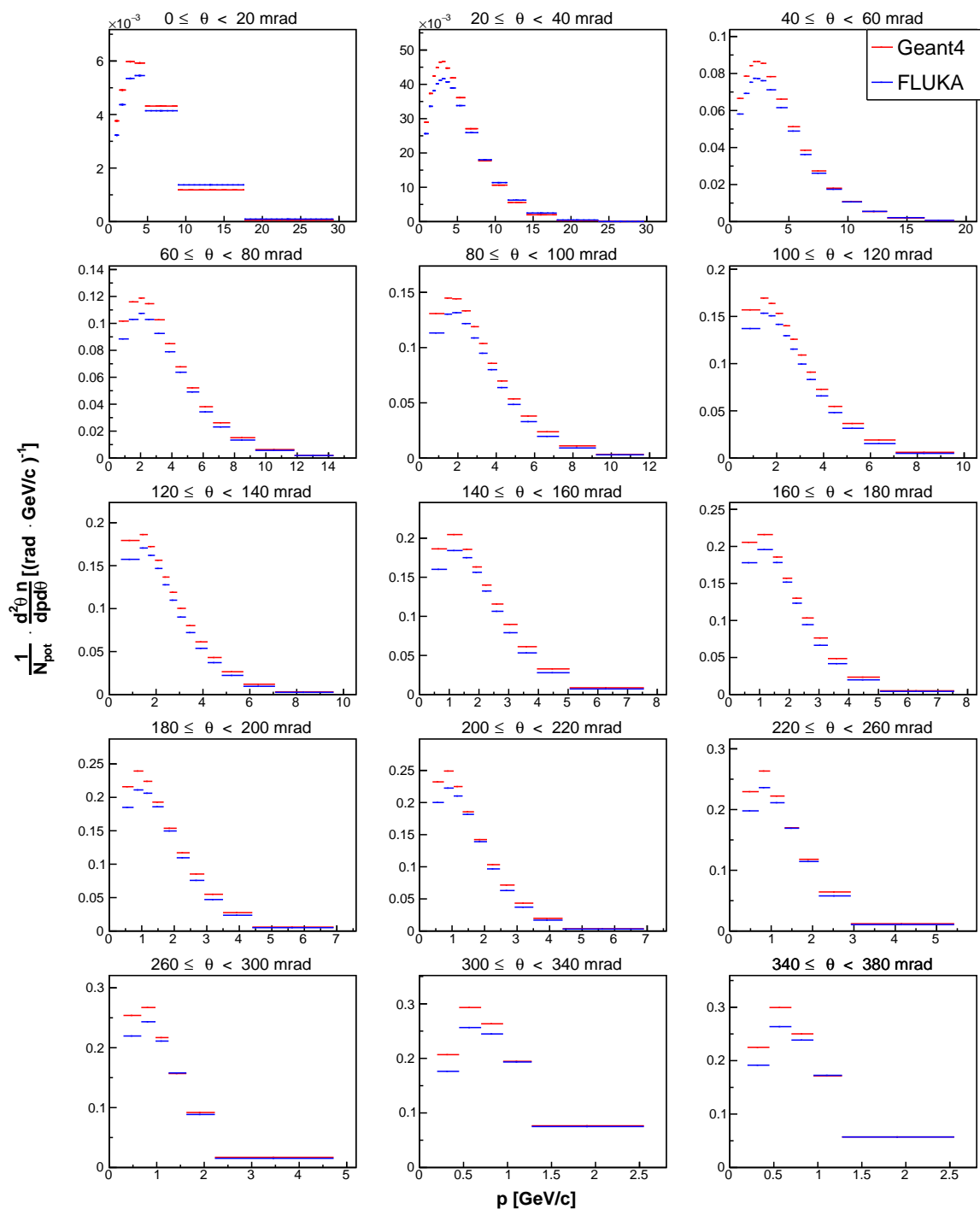


図 66 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

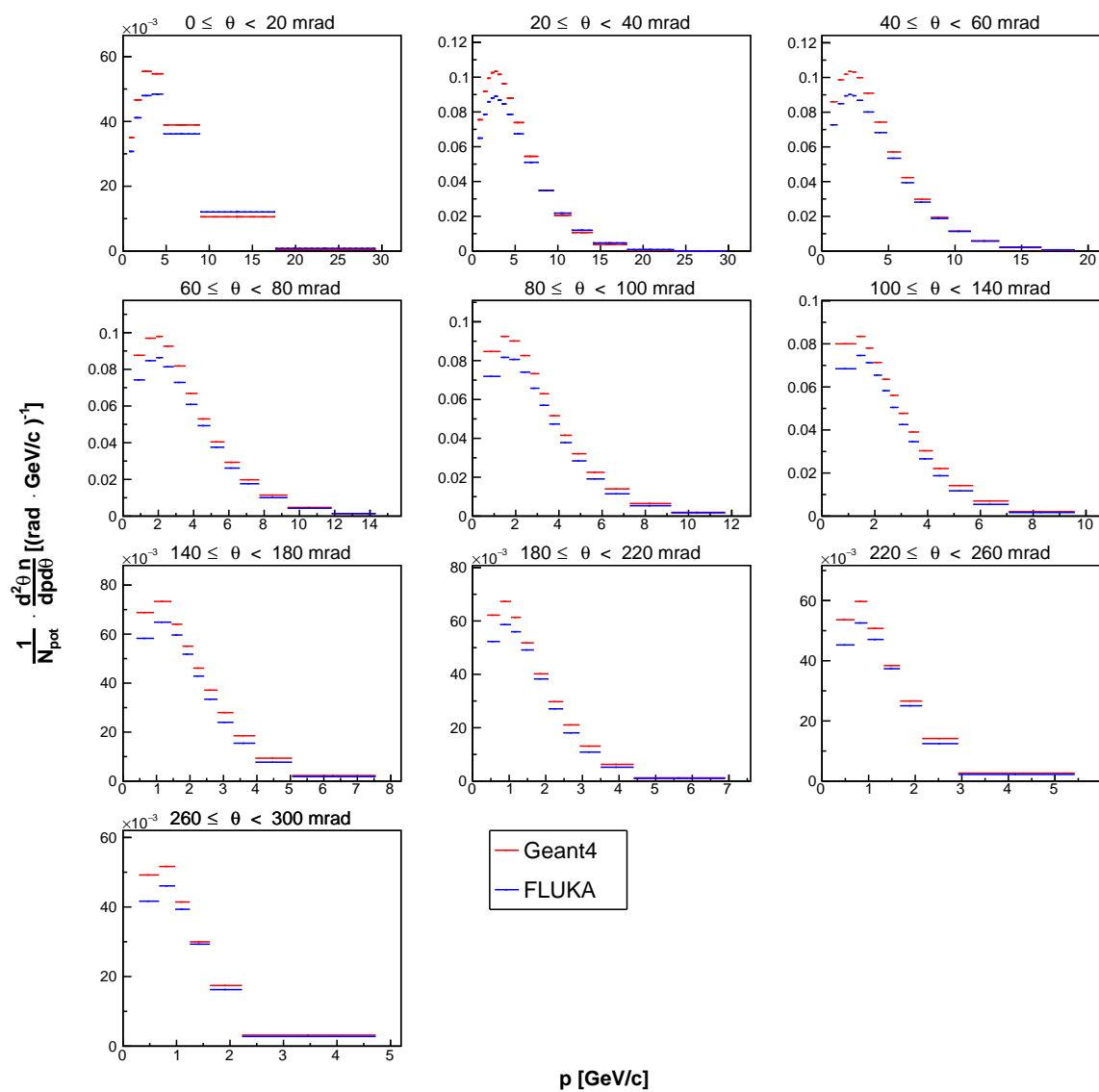


図 67 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数

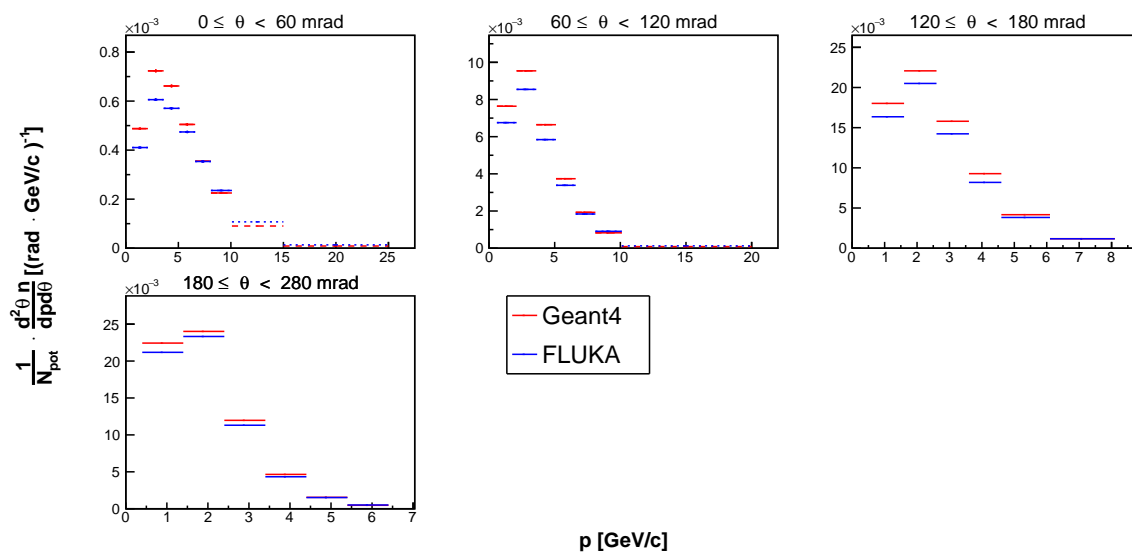


図 68 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数。点線は extended binning で追加された bin での値

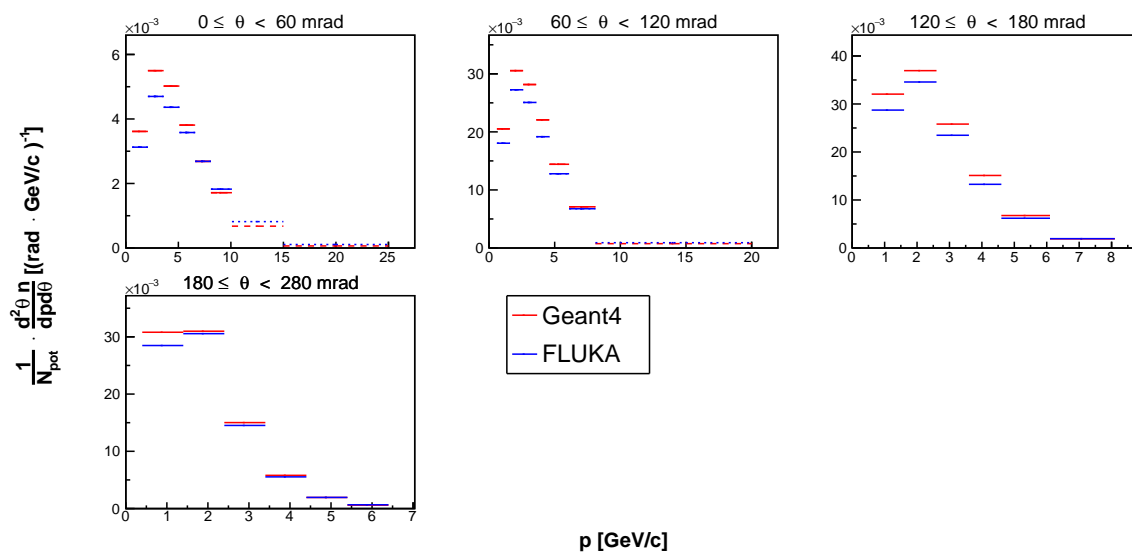


図 69 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36\text{cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数。点線は extended binning で追加された bin での値

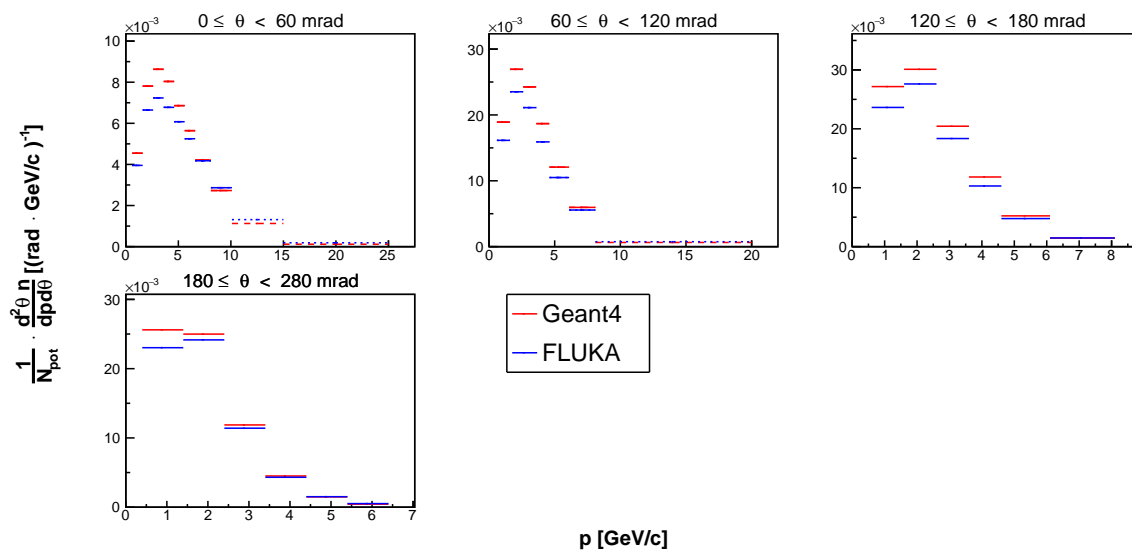


図 70 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数

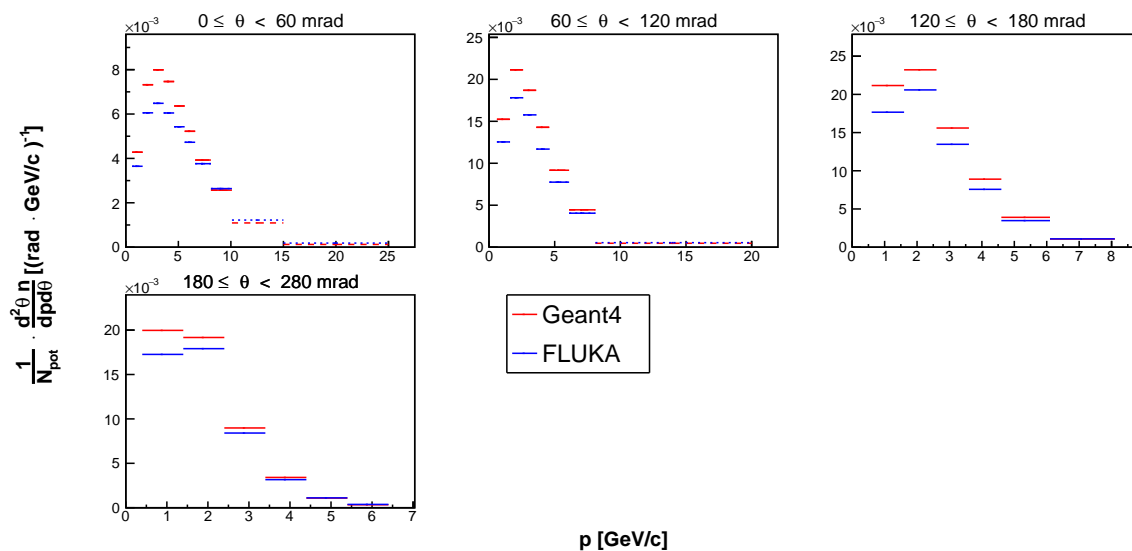


図 71 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数

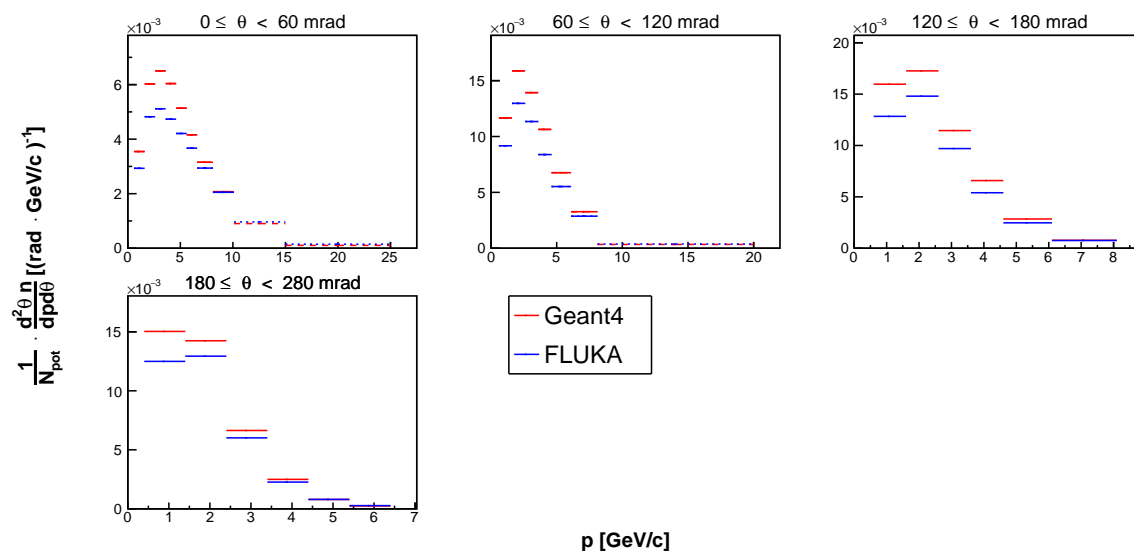


図 72 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数

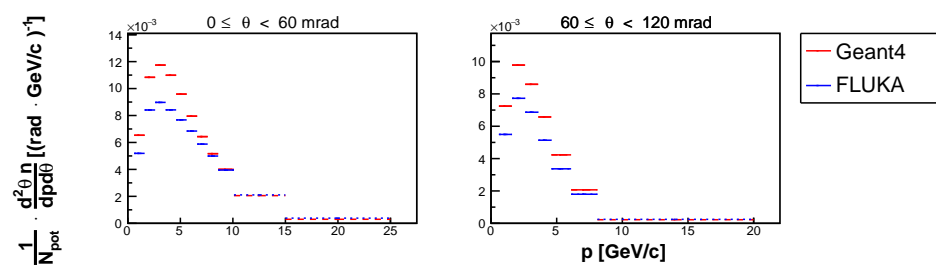


図 73 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z6 領域 ($z = 90\text{cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数

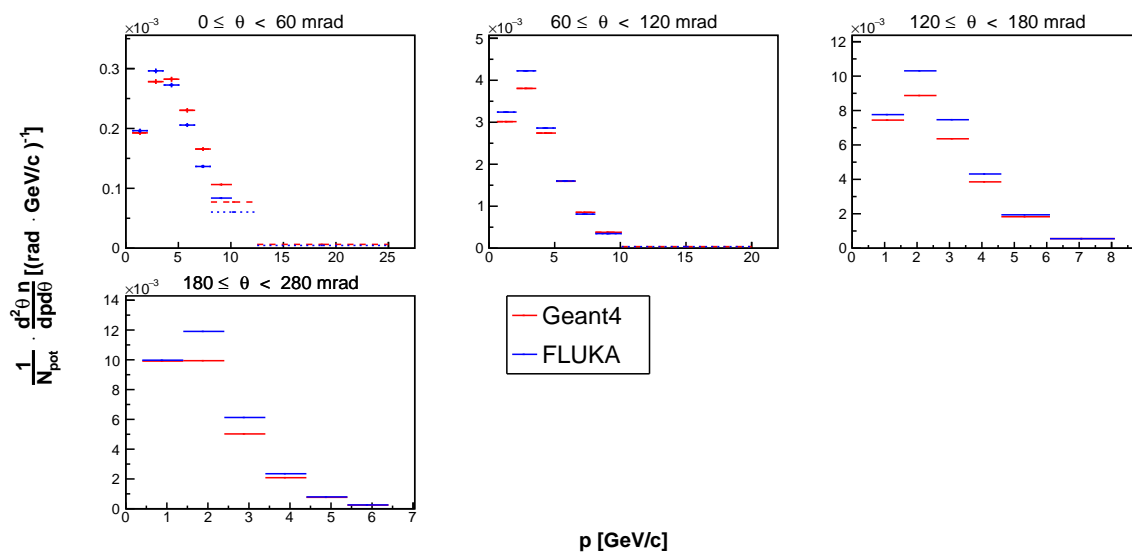


図 74 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた K^- の二重微分生成数。点線は extended binning で追加された bin での値

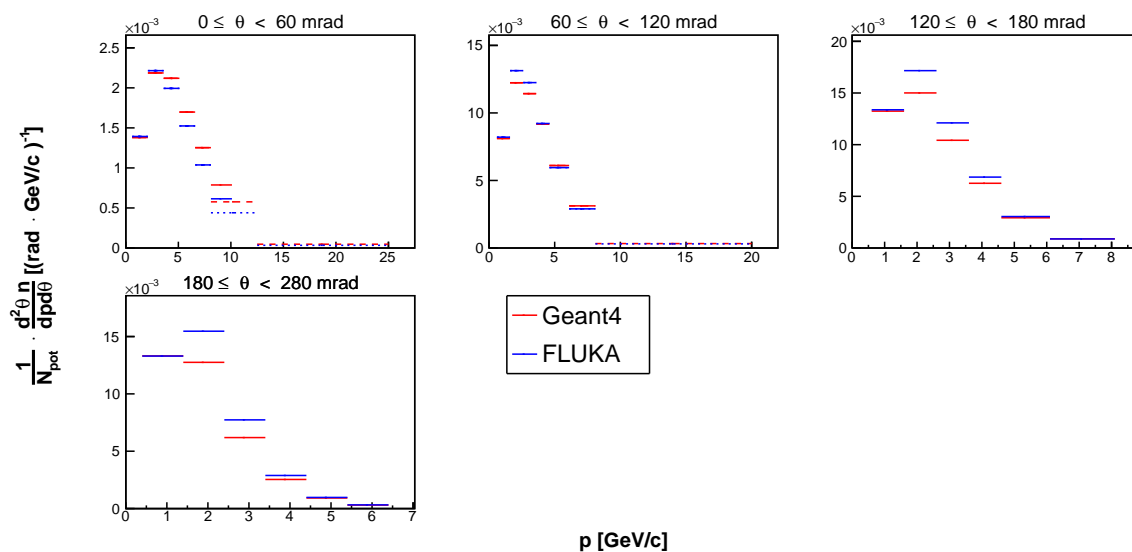


図 75 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z2 領域 ($18 \leq z < 36\text{cm}$) から出てきた K^- の二重微分生成数。点線は extended binning で追加された bin での値

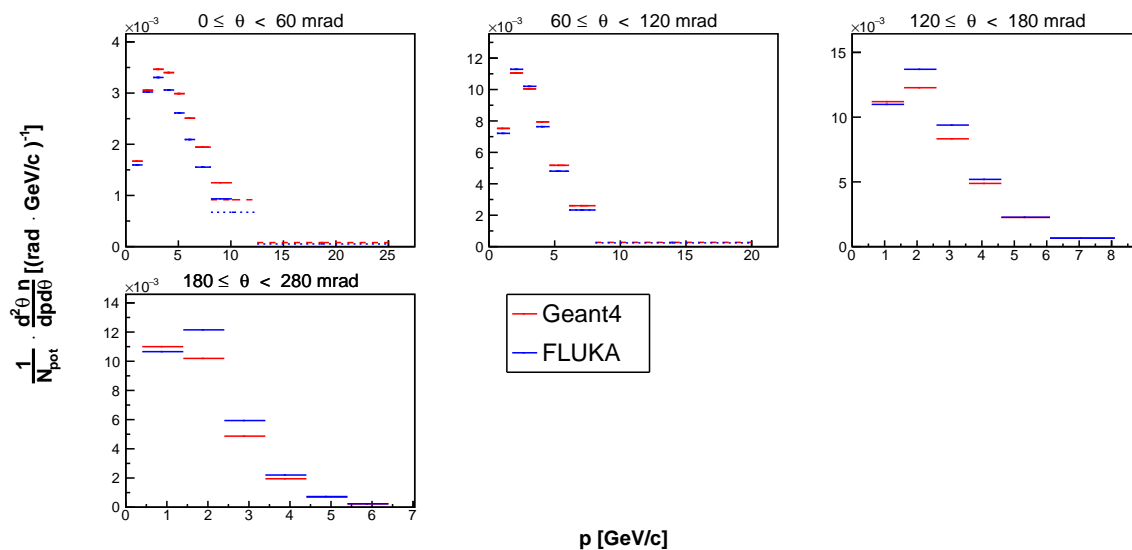


図 76 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数

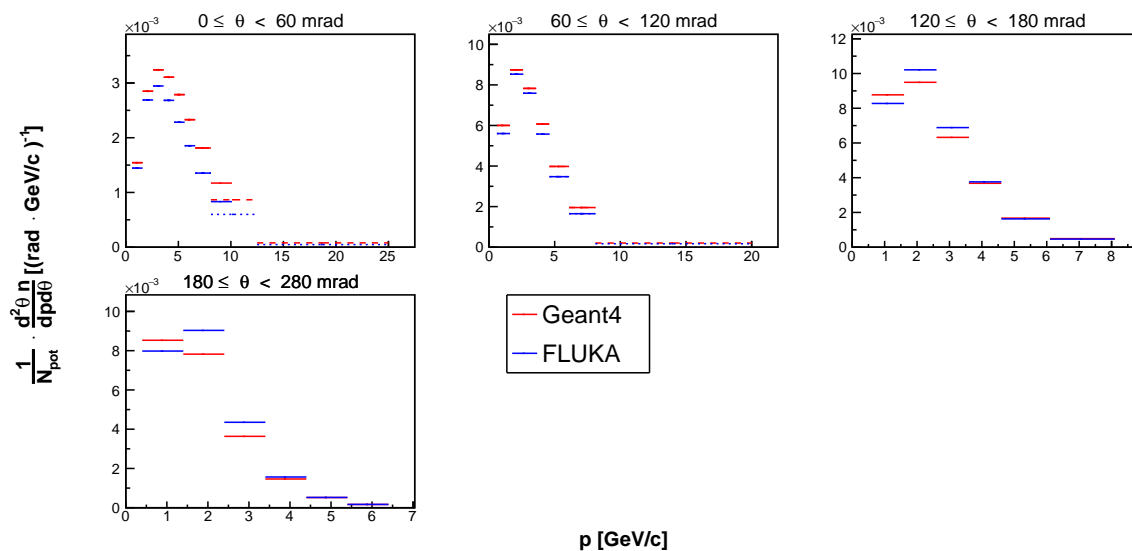


図 77 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数

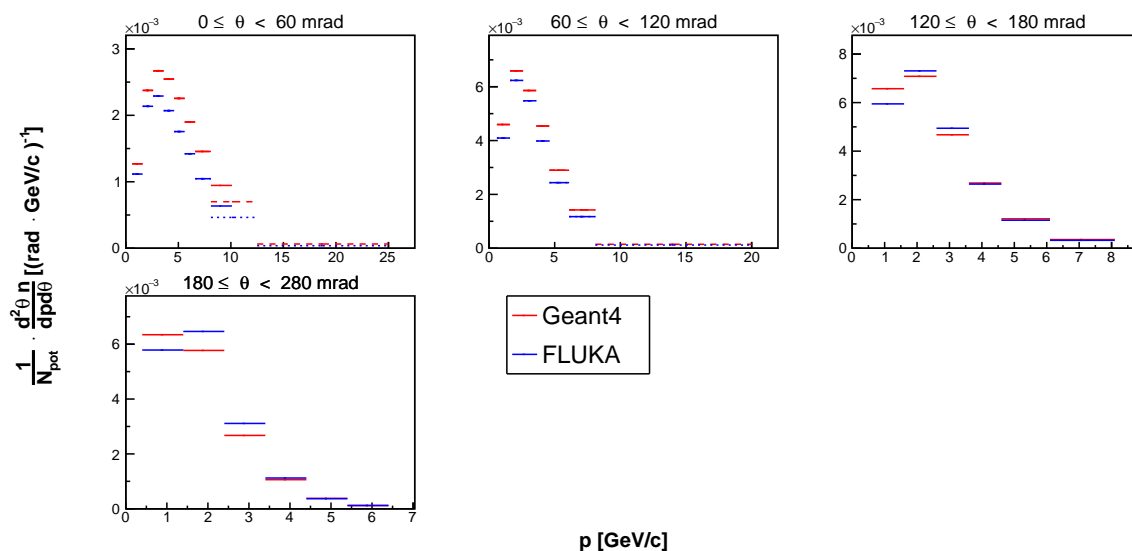


図 78 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数

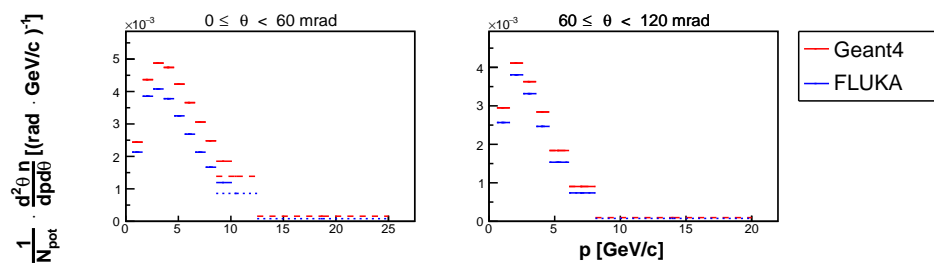


図 79 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数

A.2 finer binning

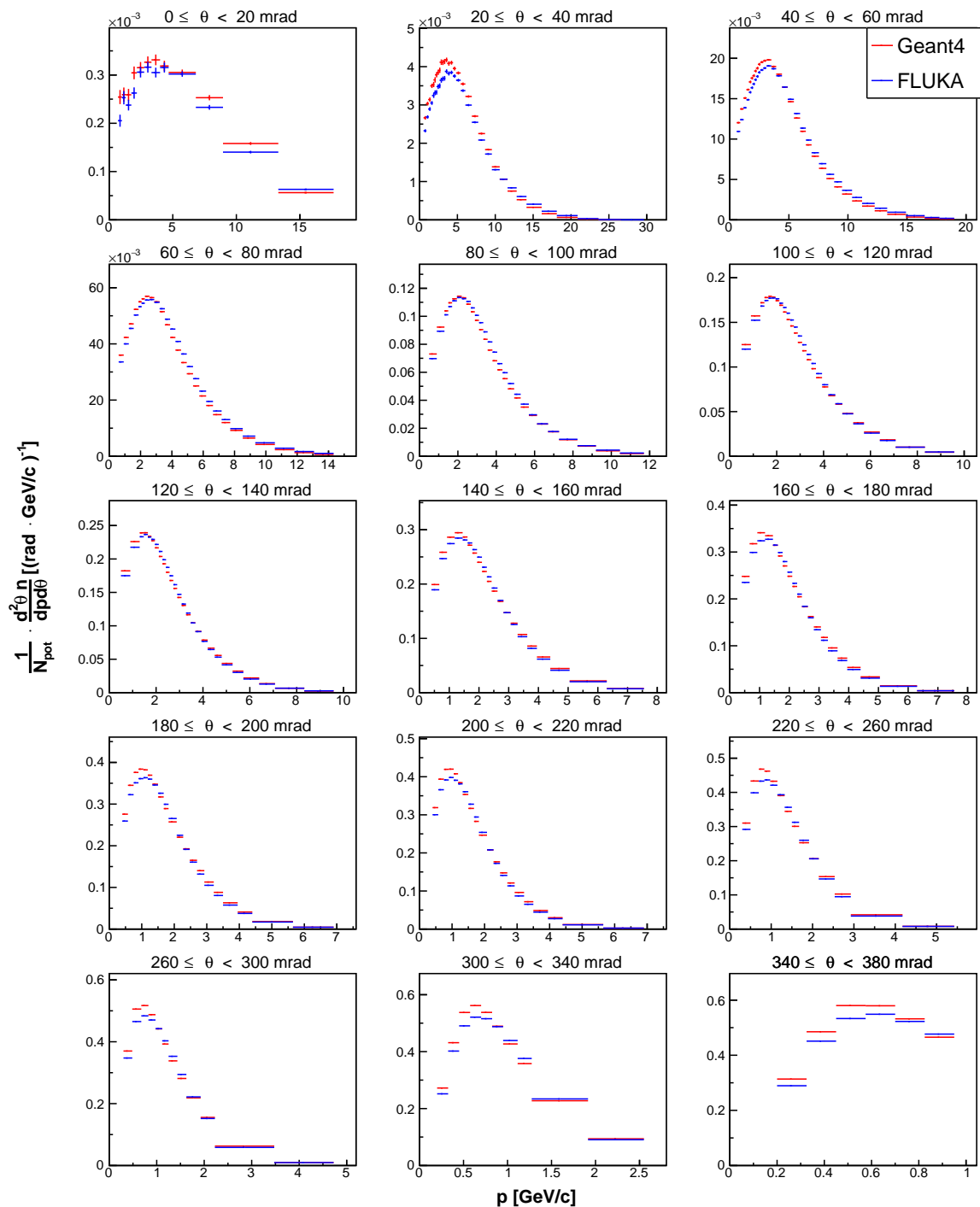


図 80 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

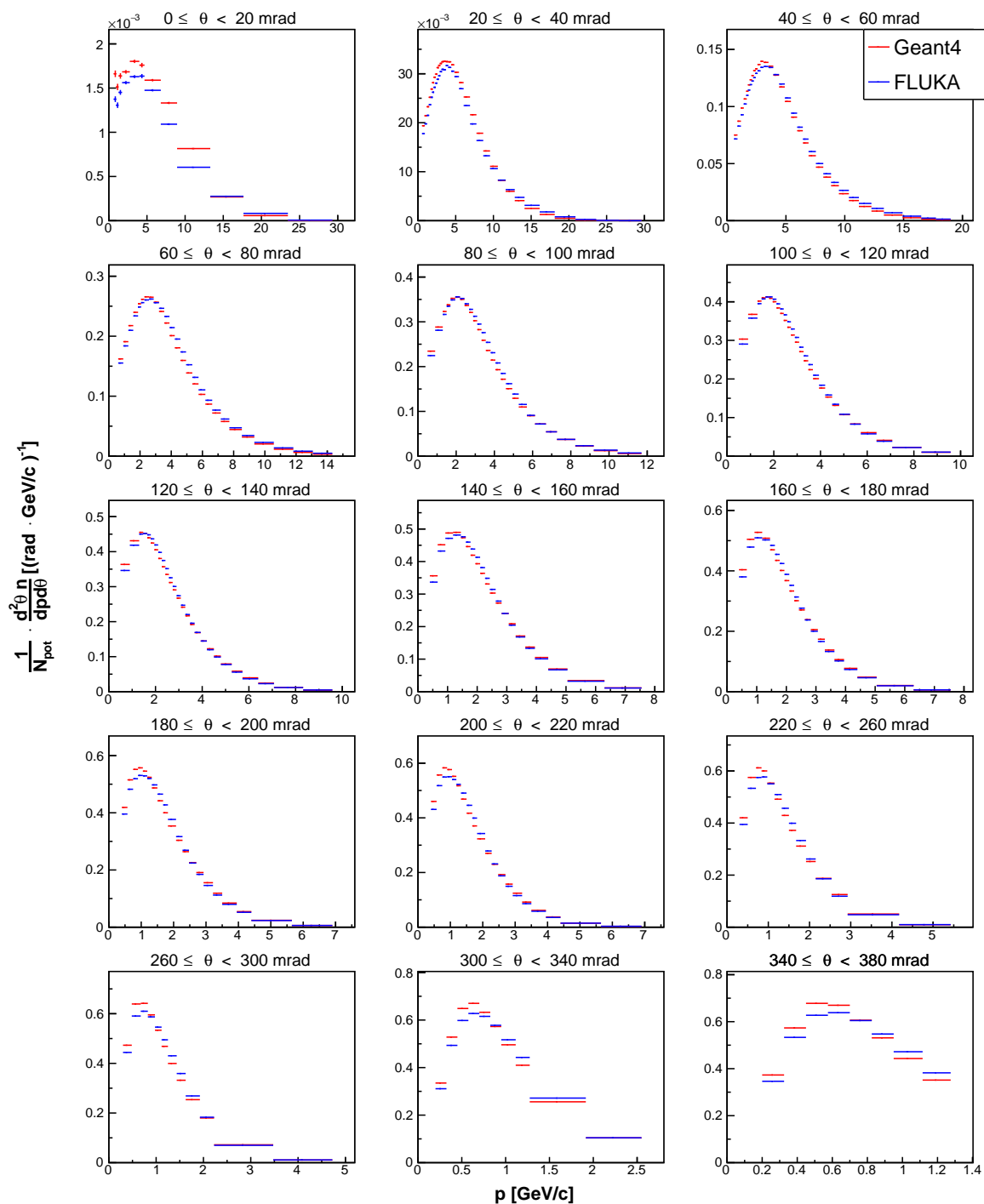


図 81 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

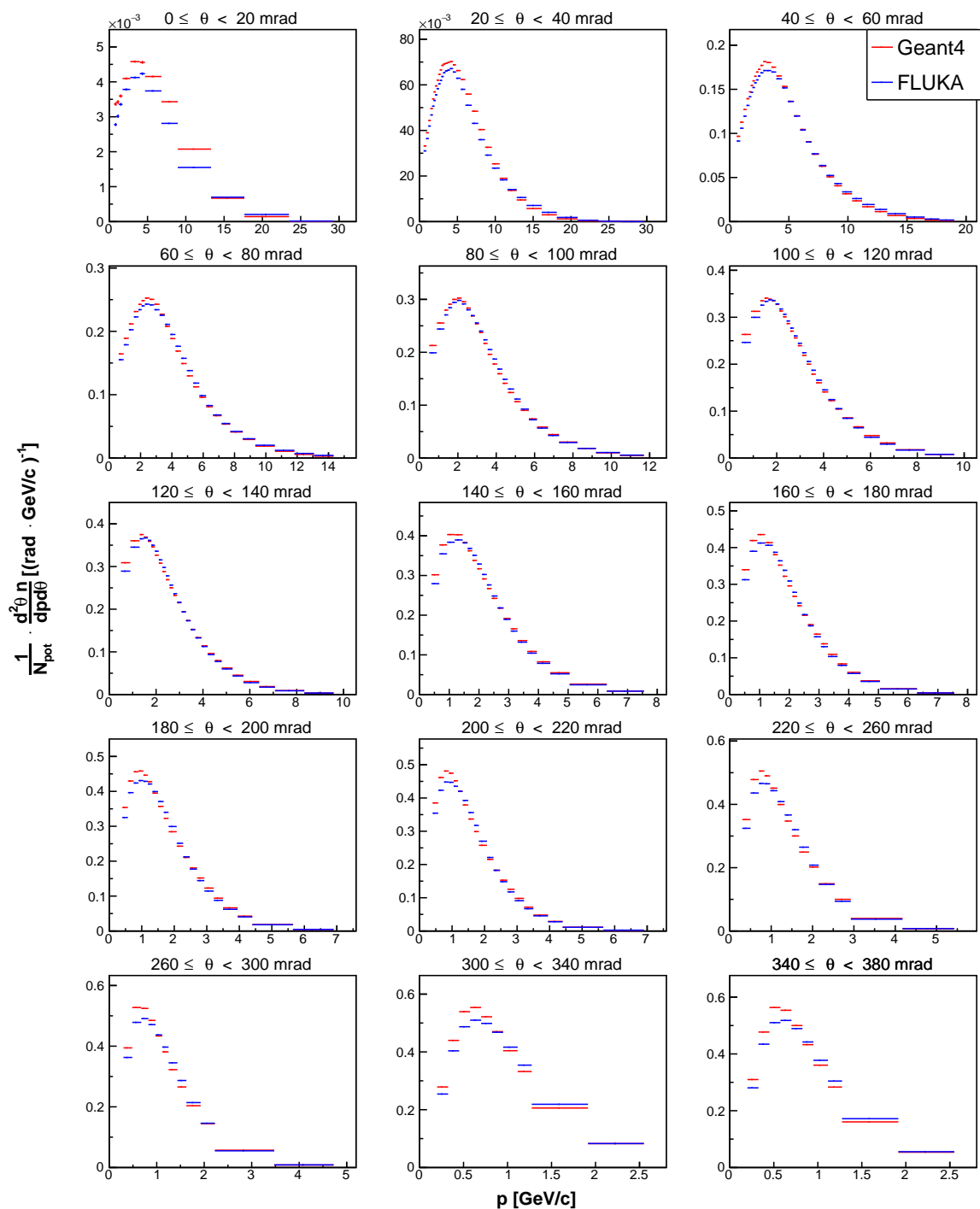


図 82 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

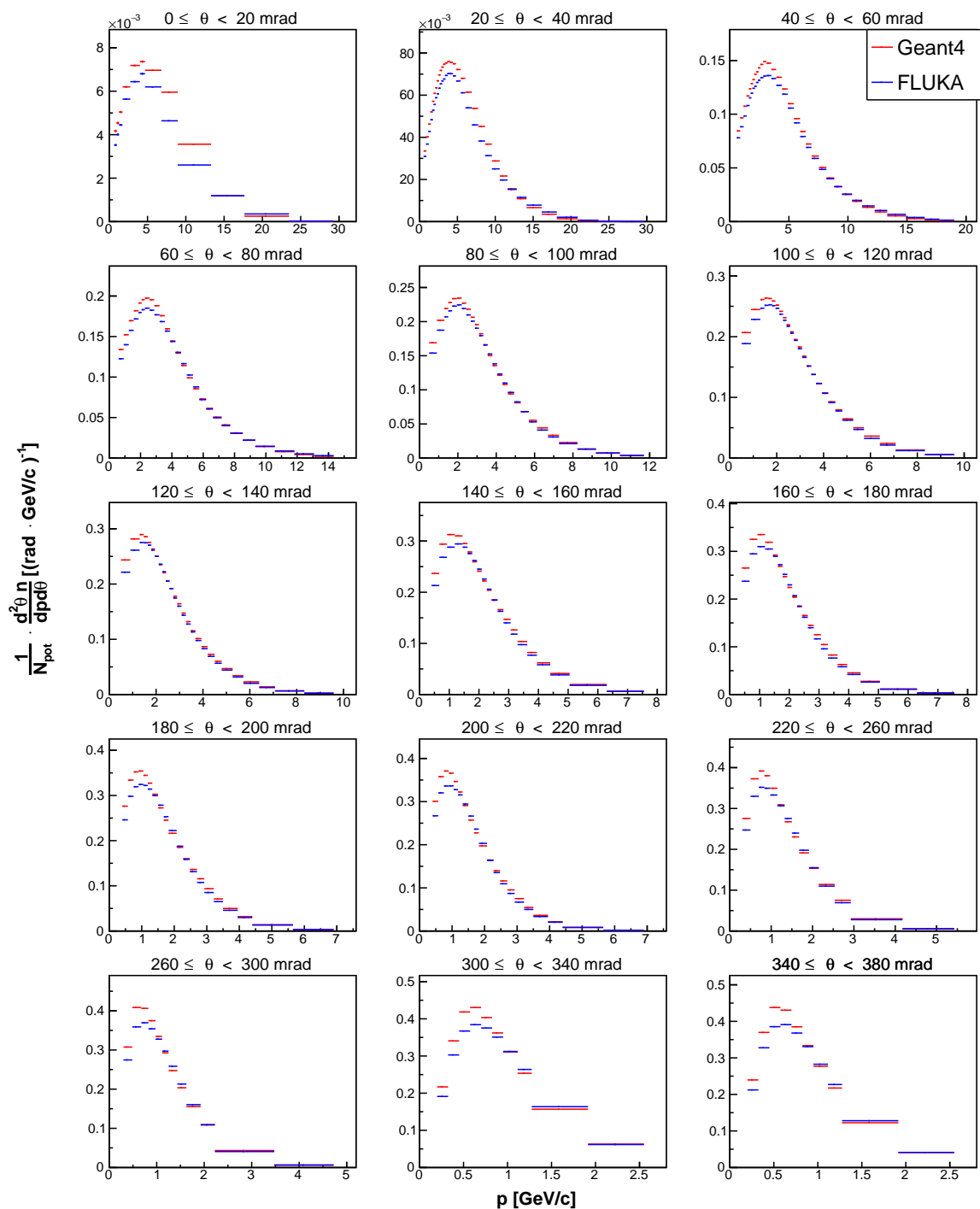


図 83 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

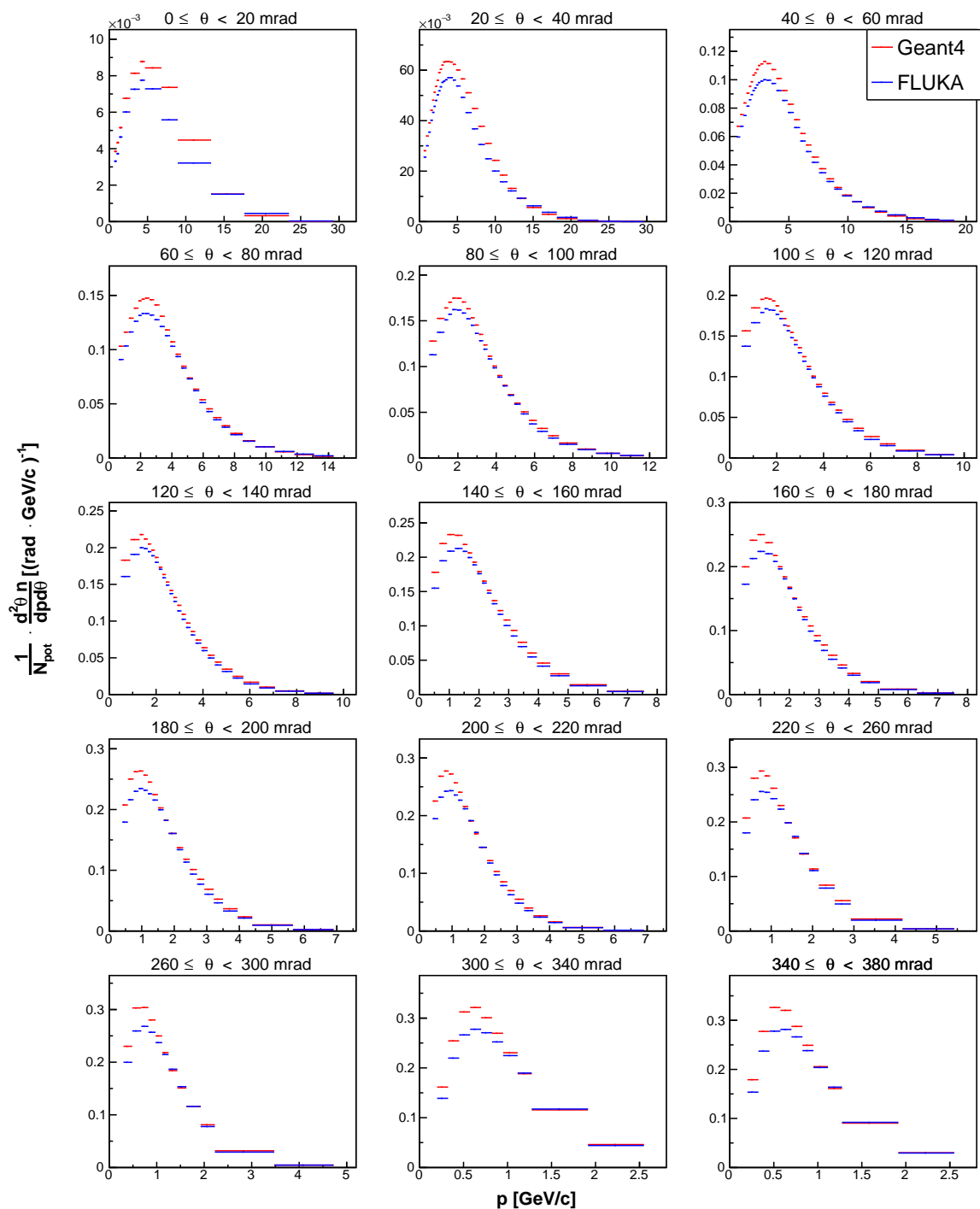


図 84 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

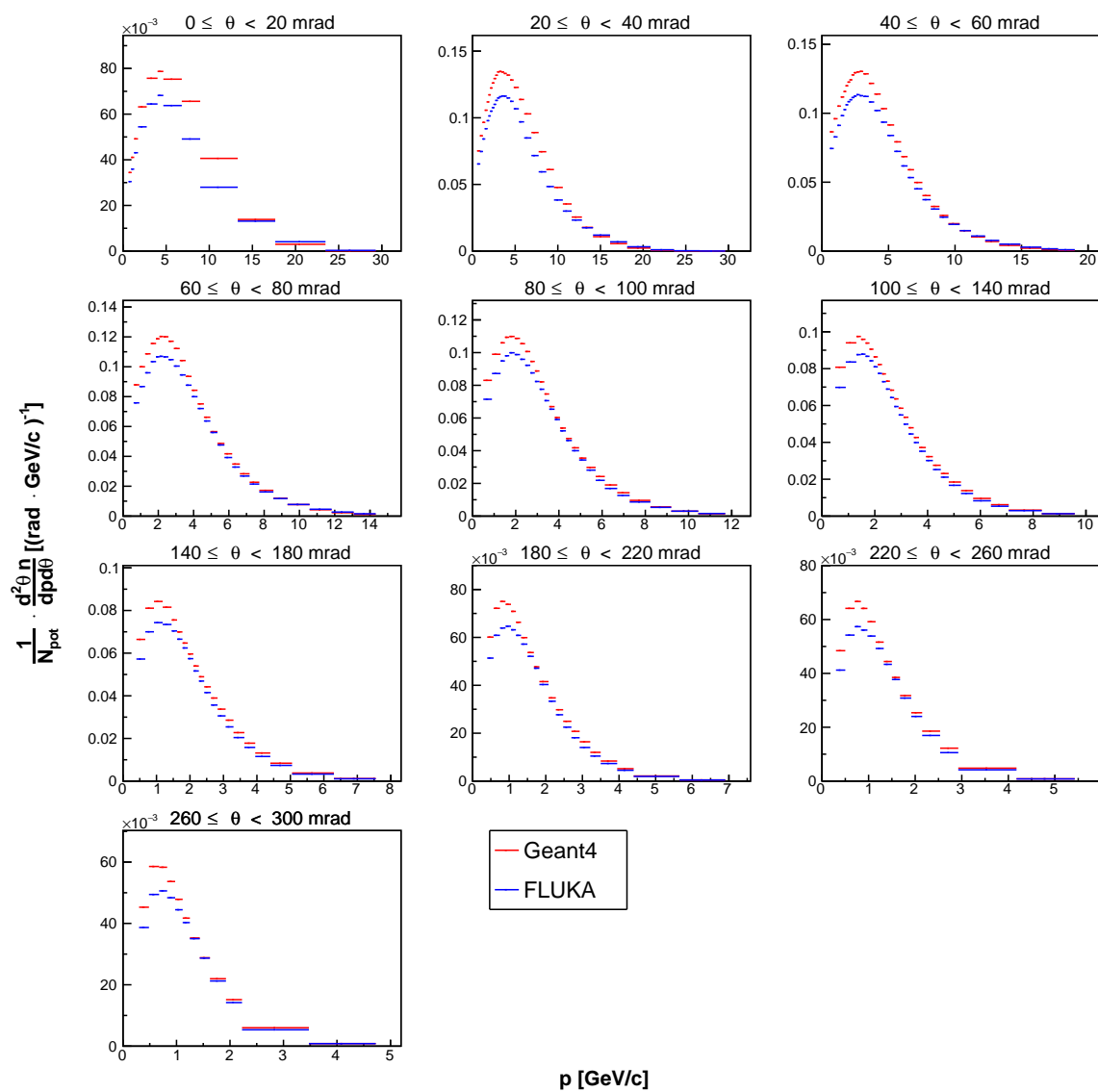


図 85 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数

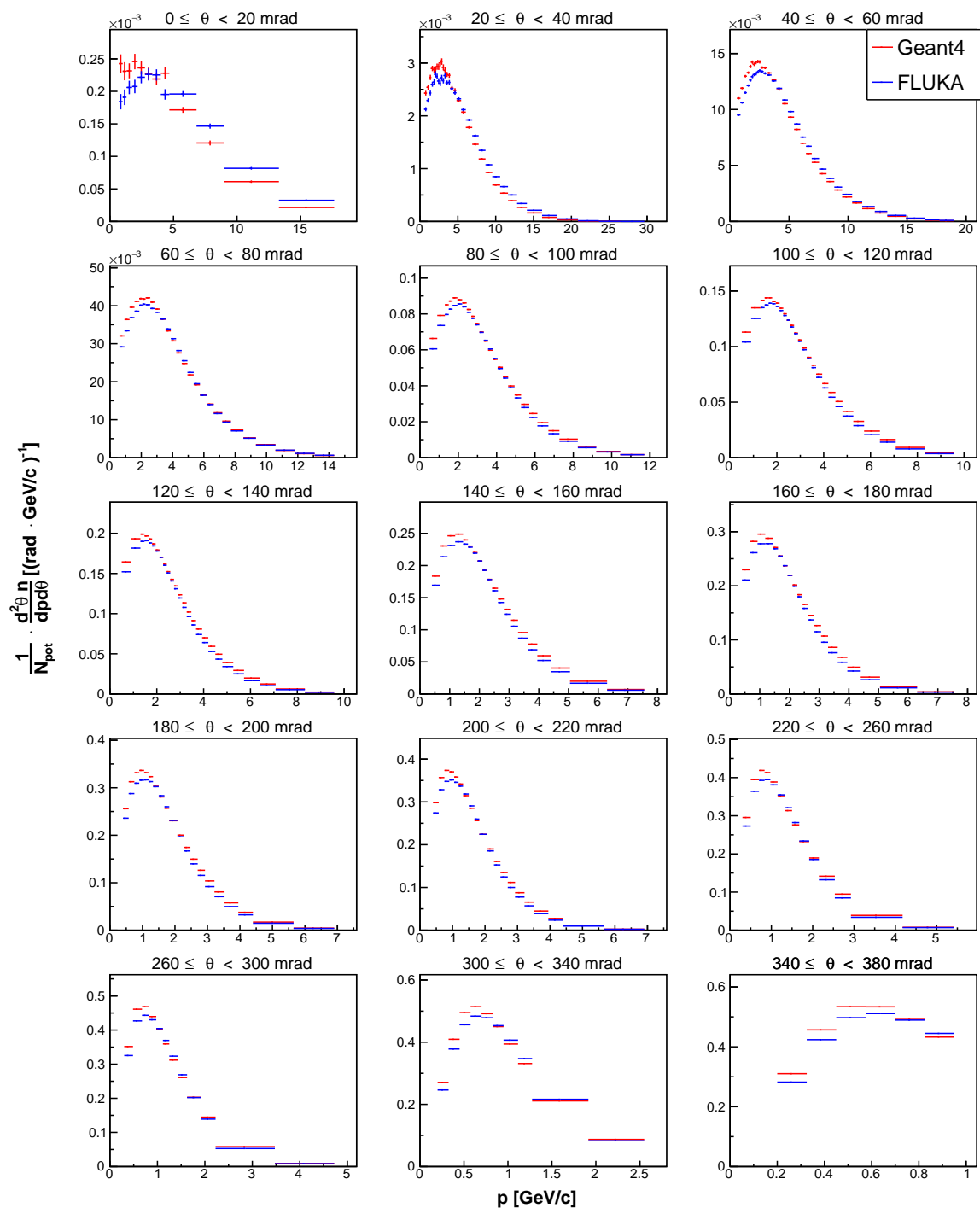


図 86 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

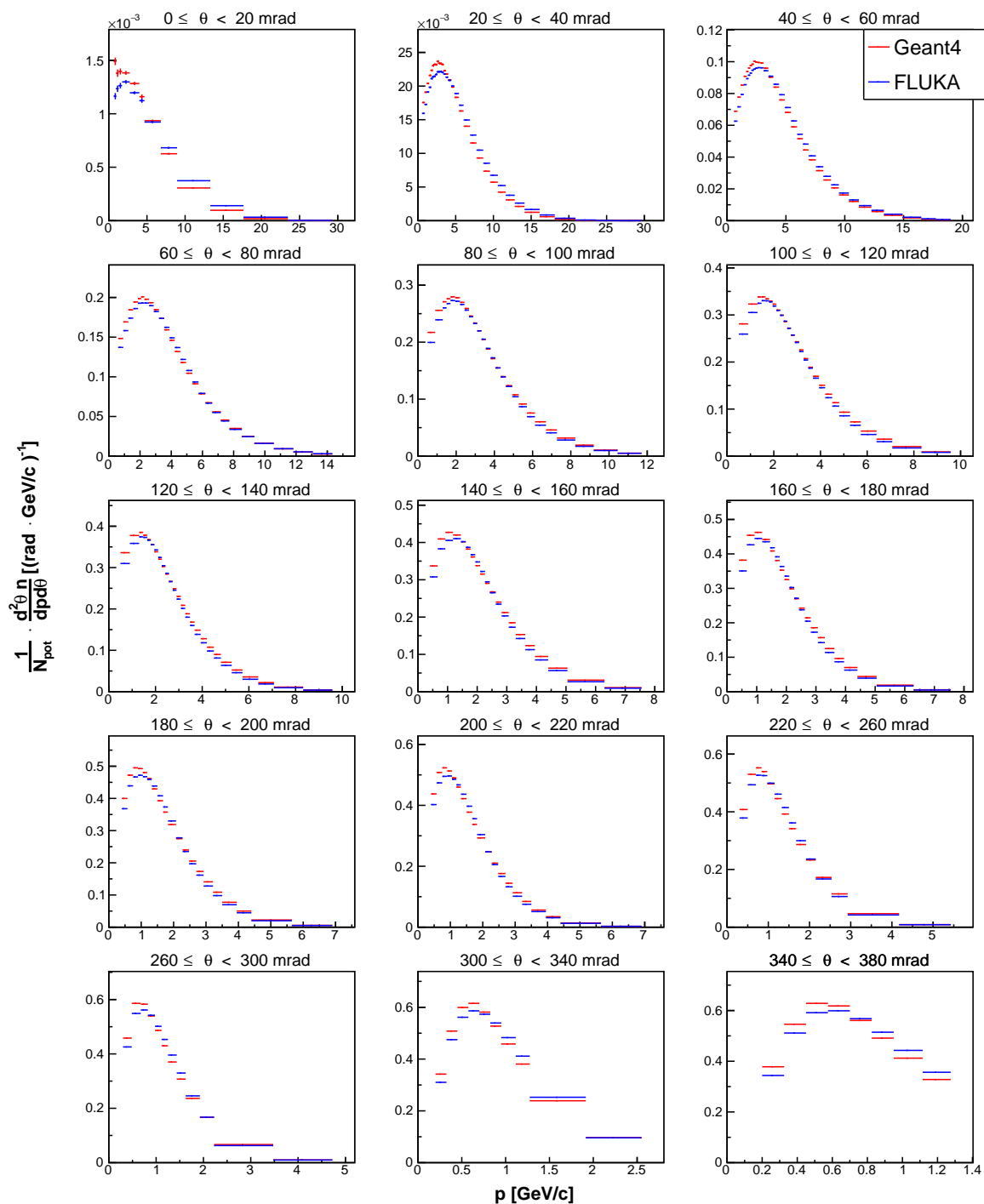


図 87 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

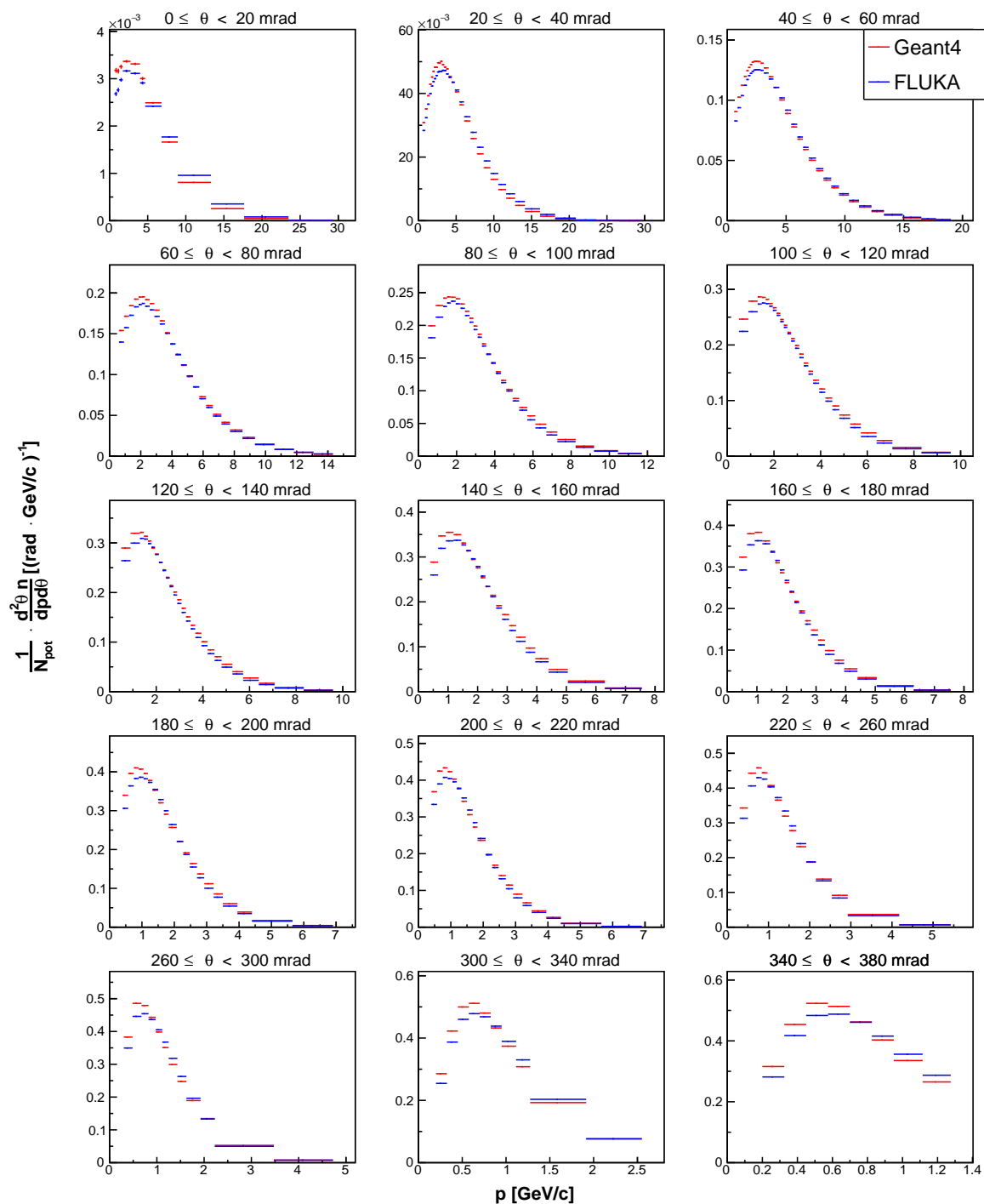


図 88 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

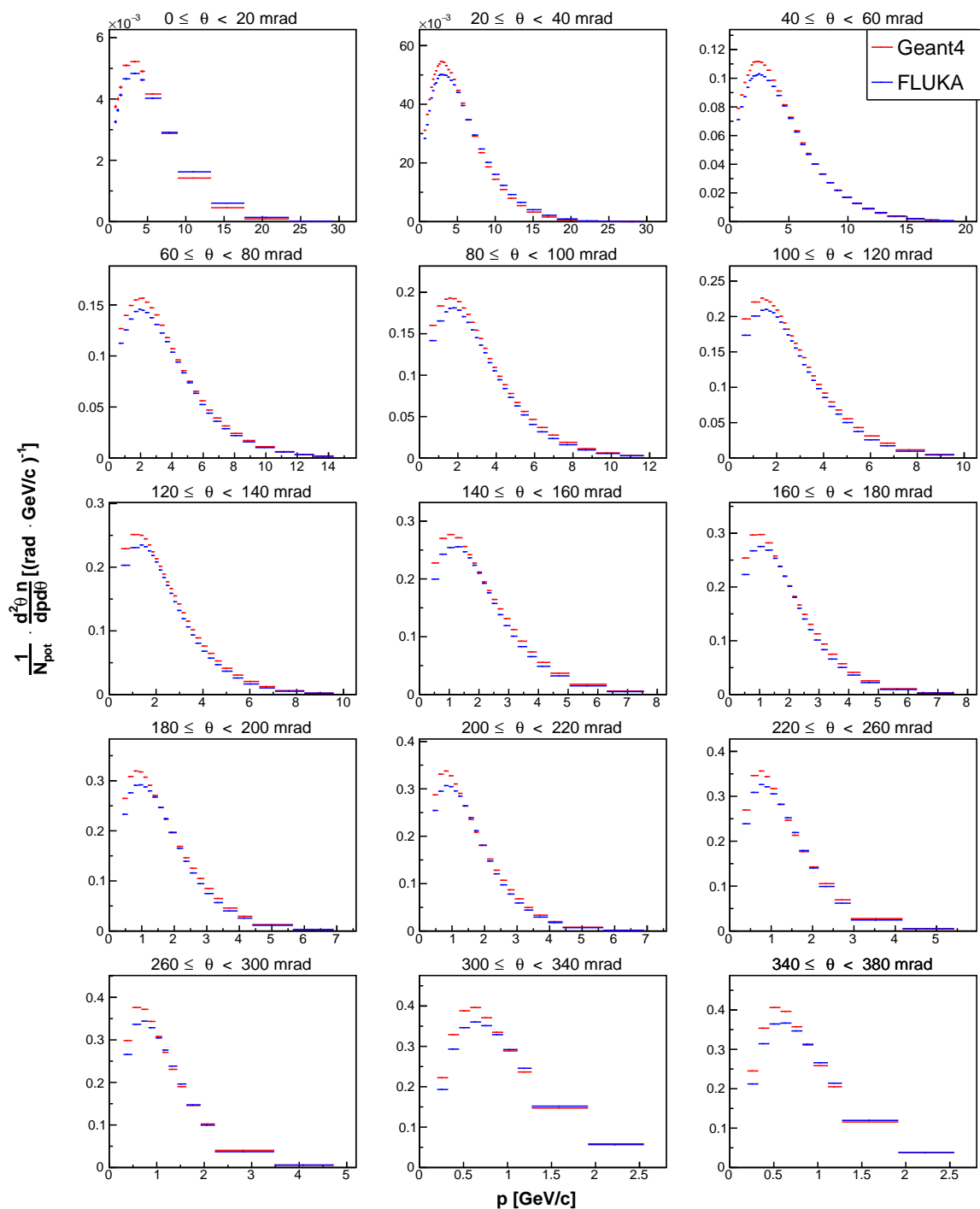


図 89 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

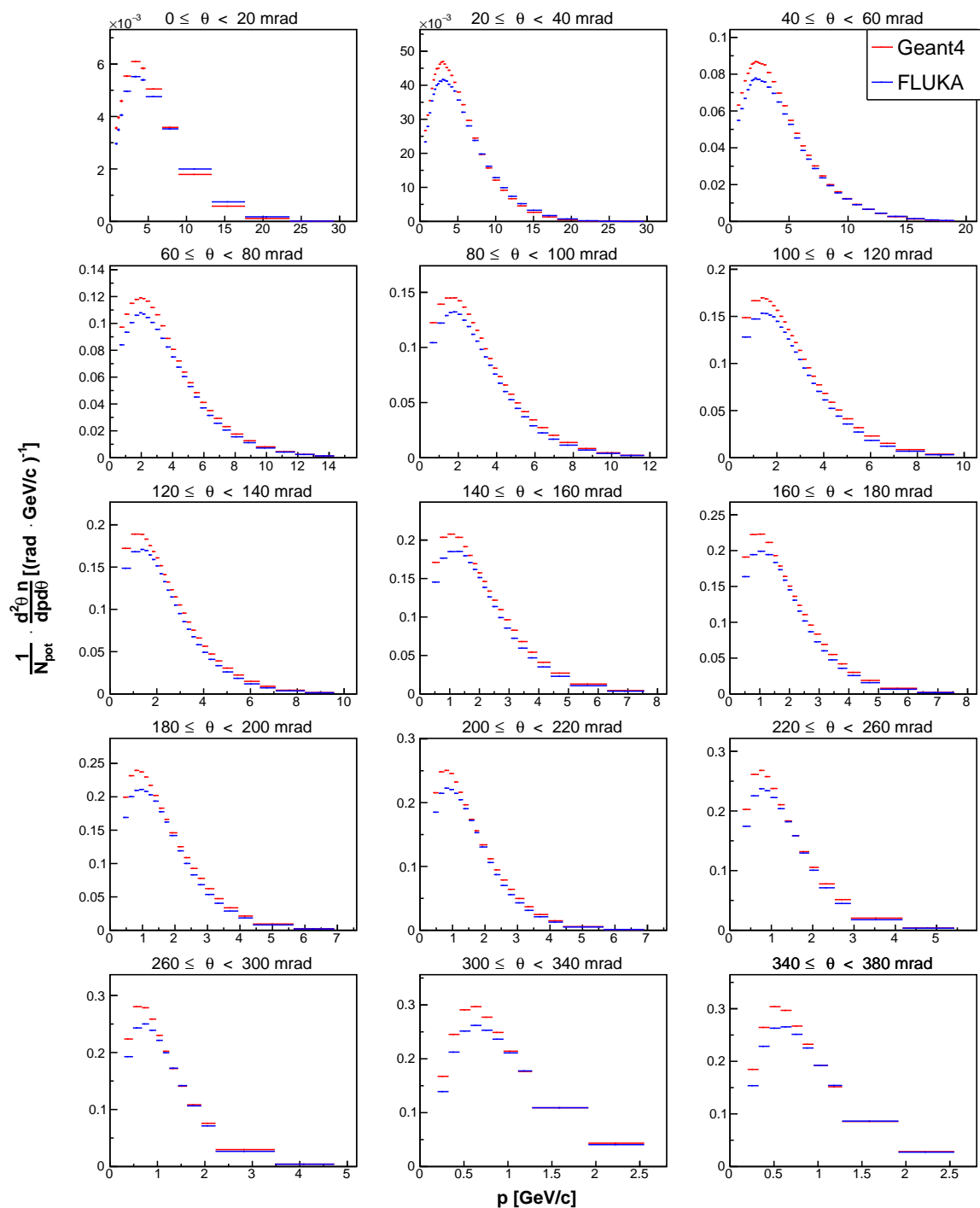


図 90 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

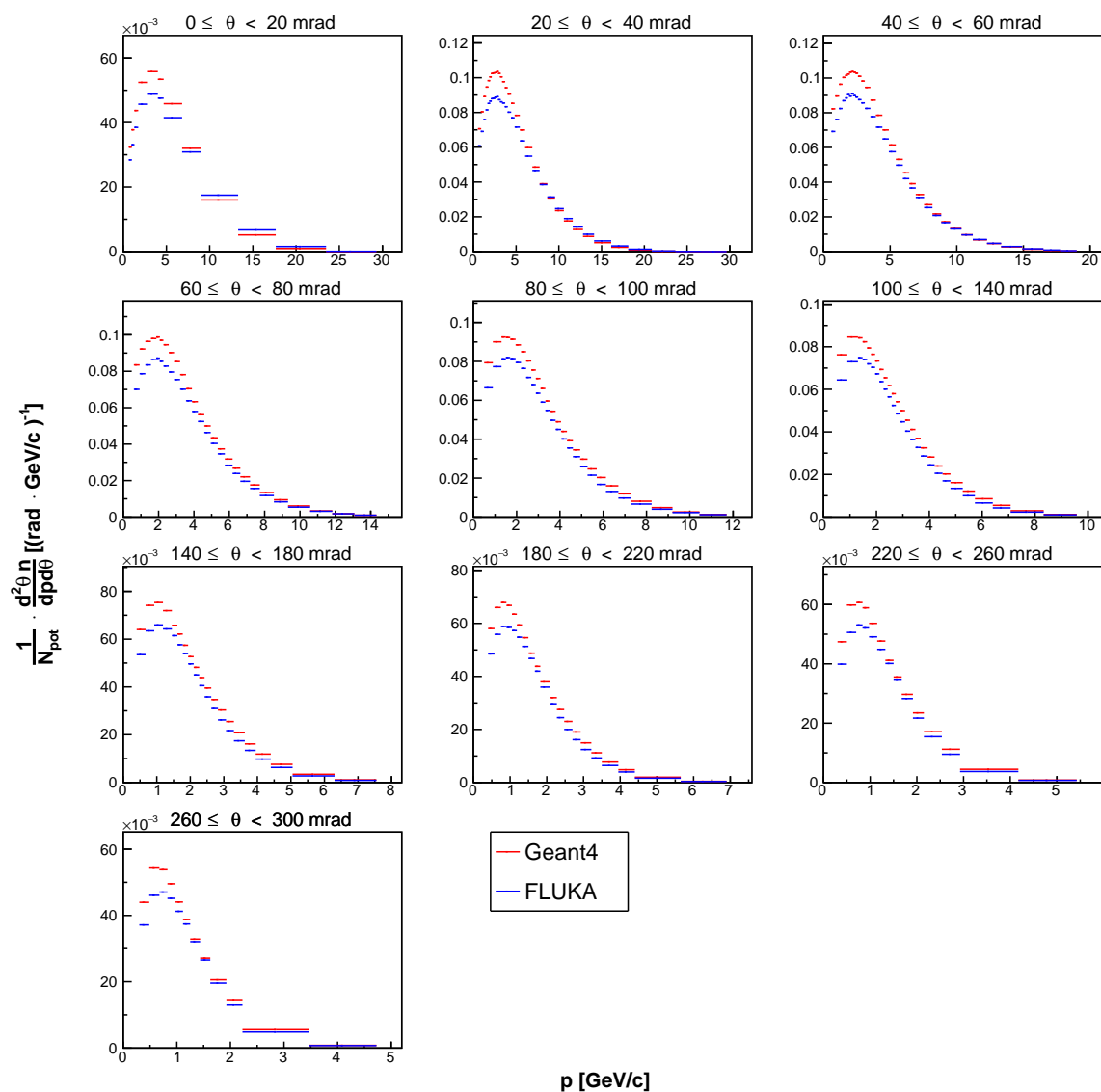


図 91 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z6 領域 ($z = 90 \text{ cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数

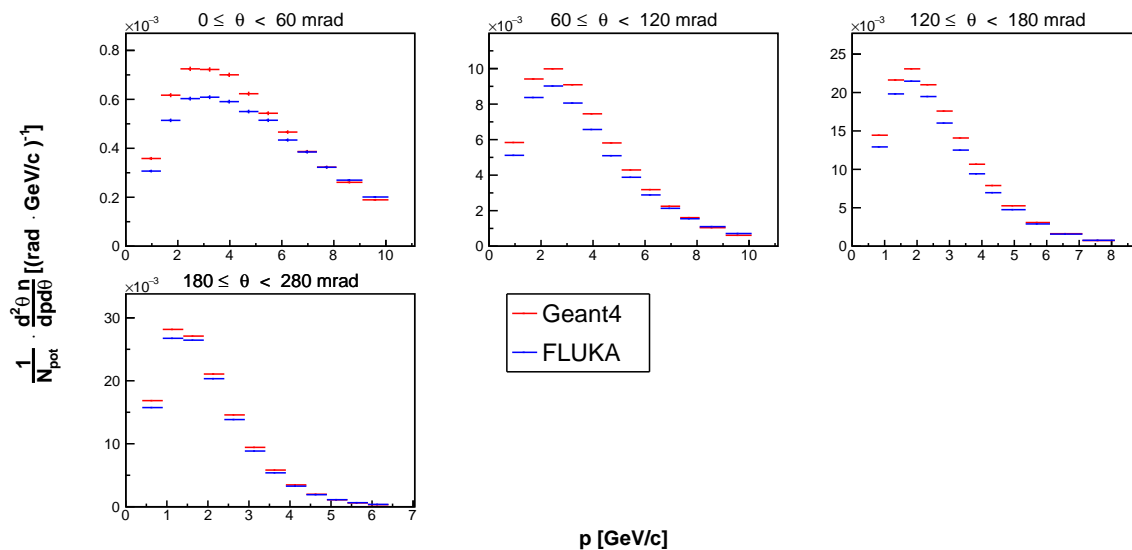


図 92 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18 \text{ cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数

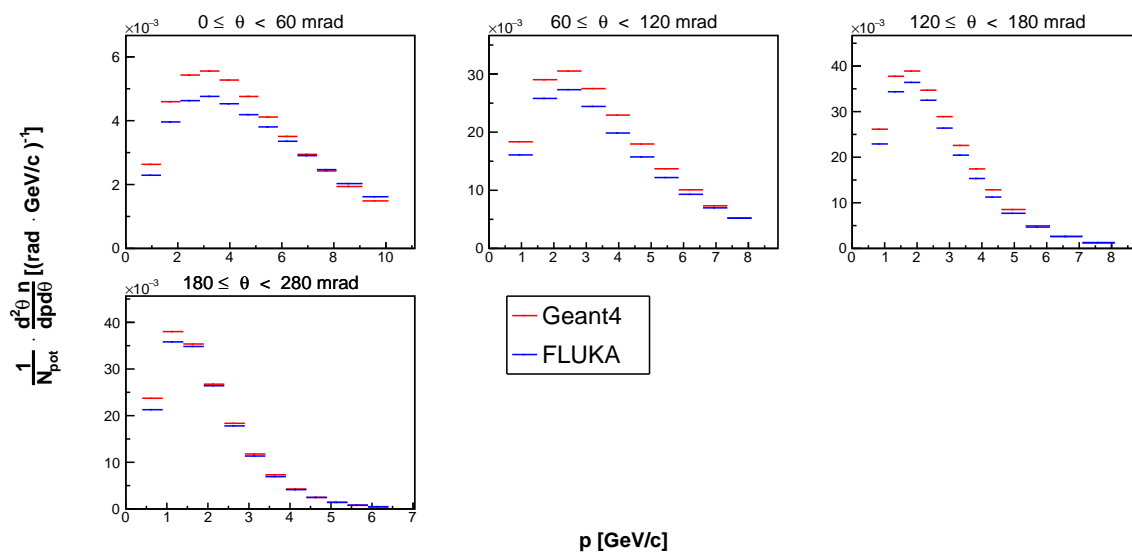


図 93 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36 \text{ cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数

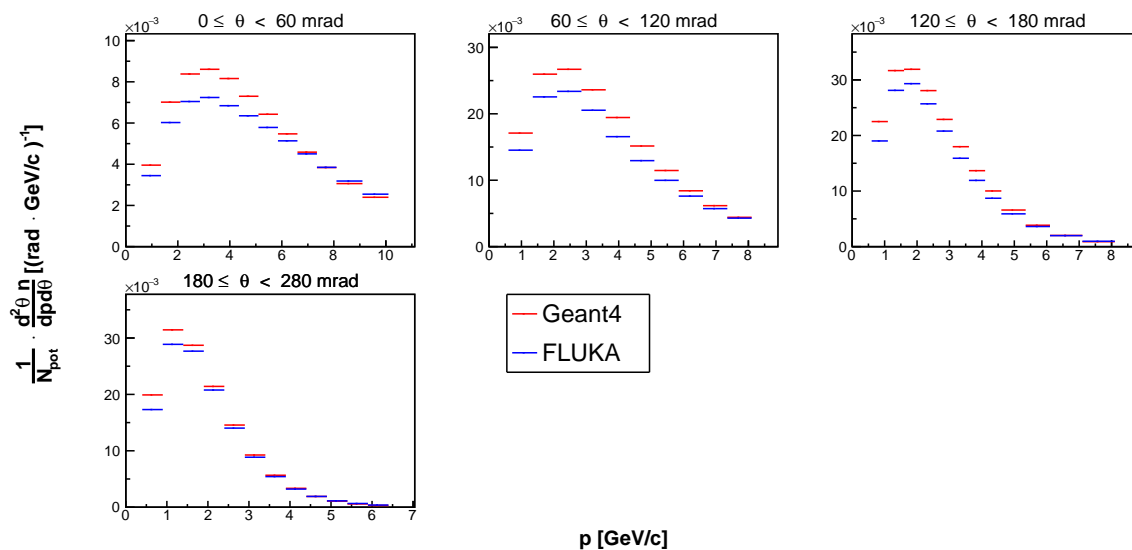


図 94 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数

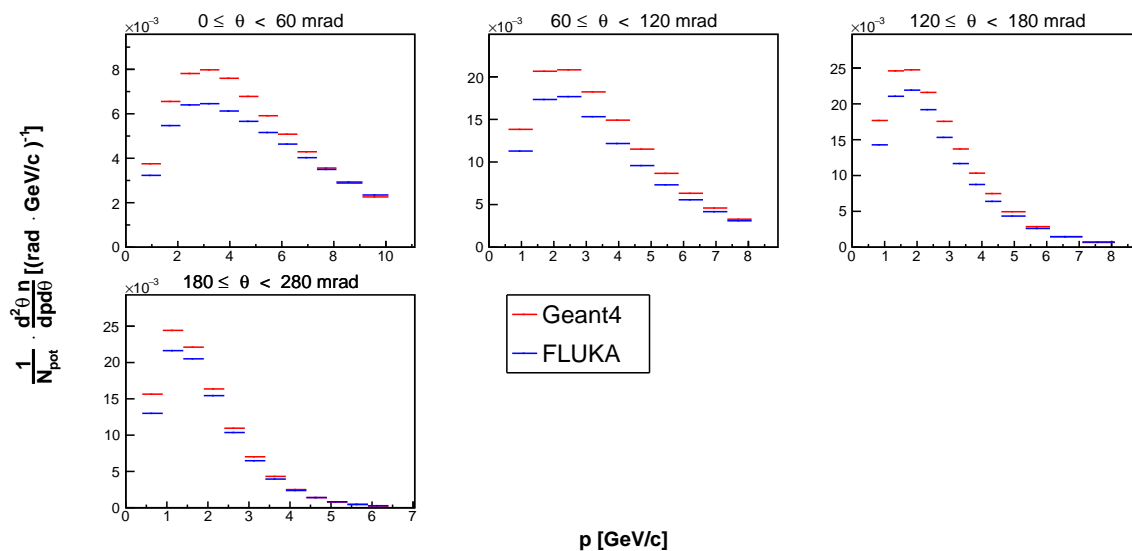


図 95 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数

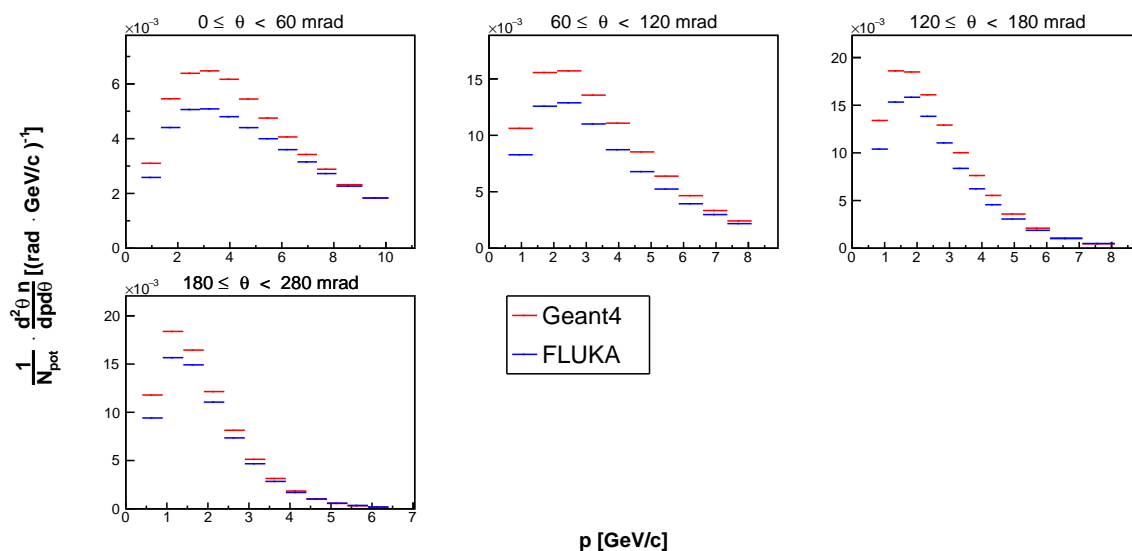


図 96 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数

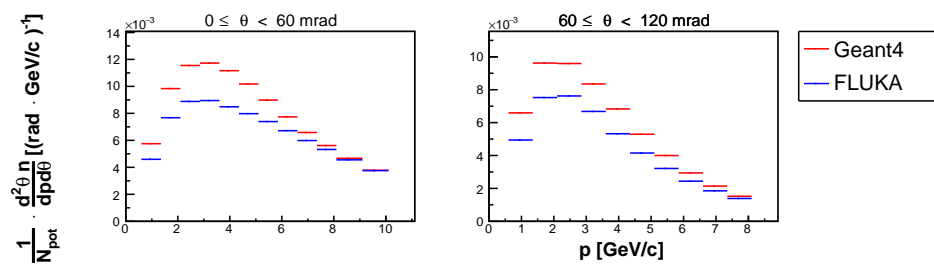


図 97 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90\text{ cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数

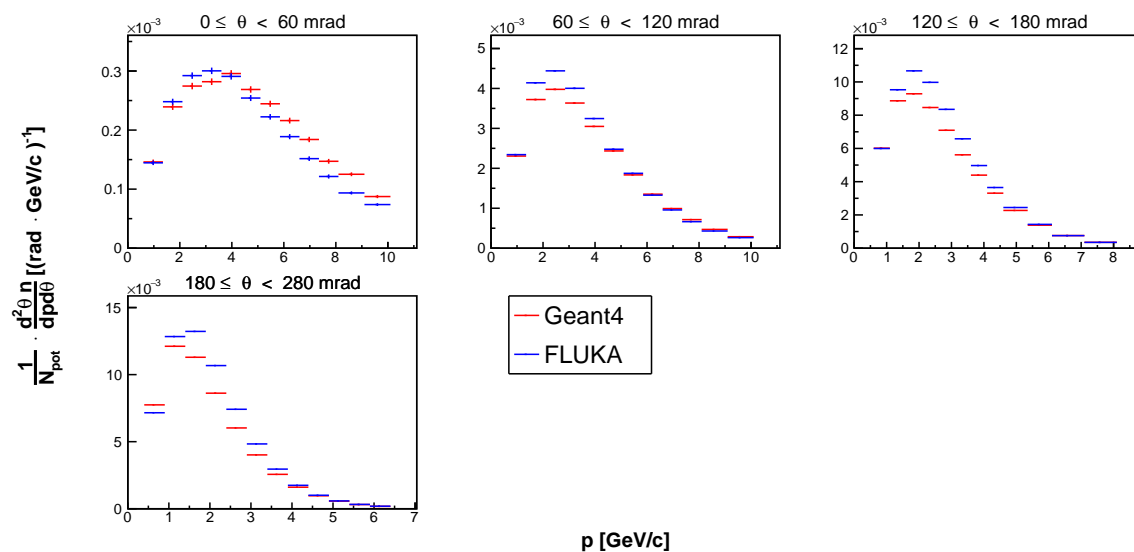


図 98 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18 \text{ cm}$) から出てきた K^- の二重微分生成数

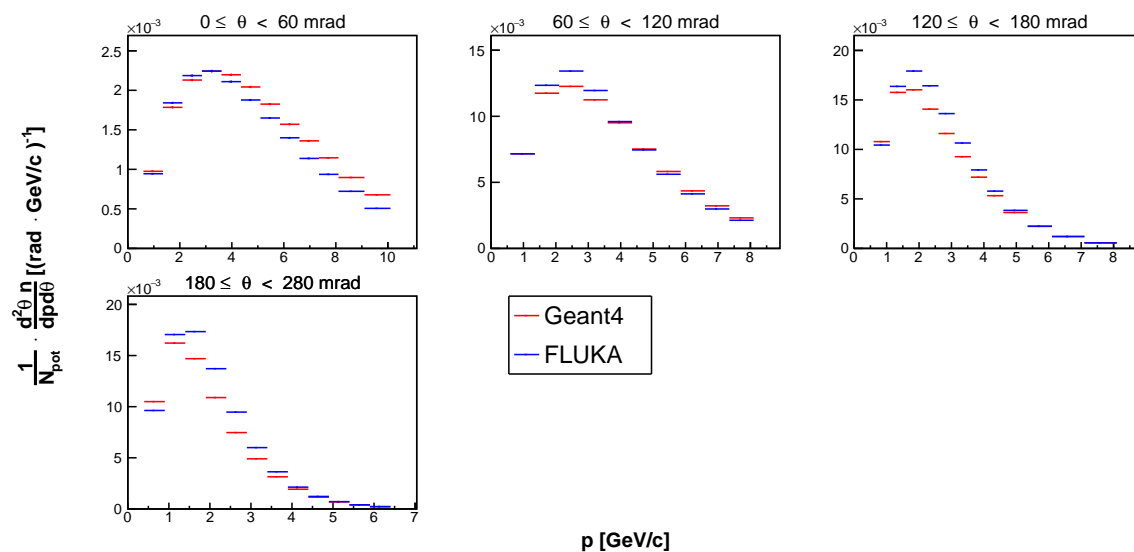


図 99 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36 \text{ cm}$) から出てきた K^- の二重微分生成数

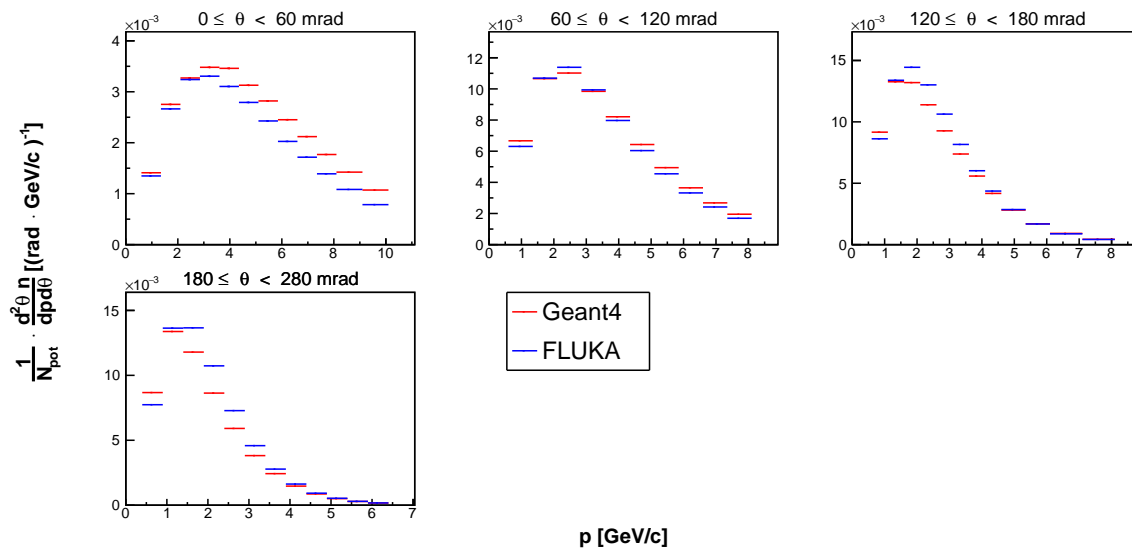


図 100 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数

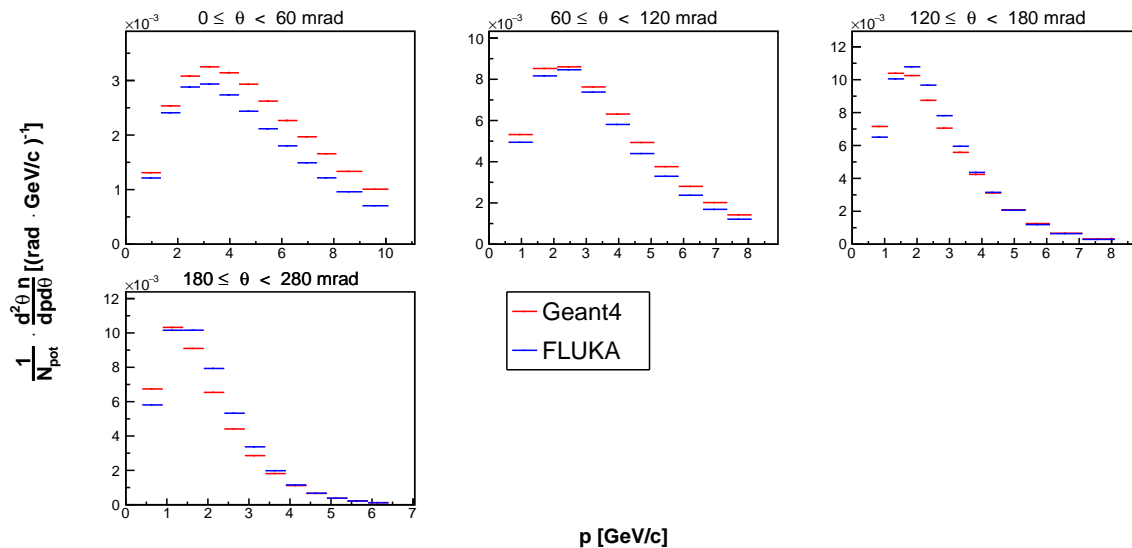


図 101 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数

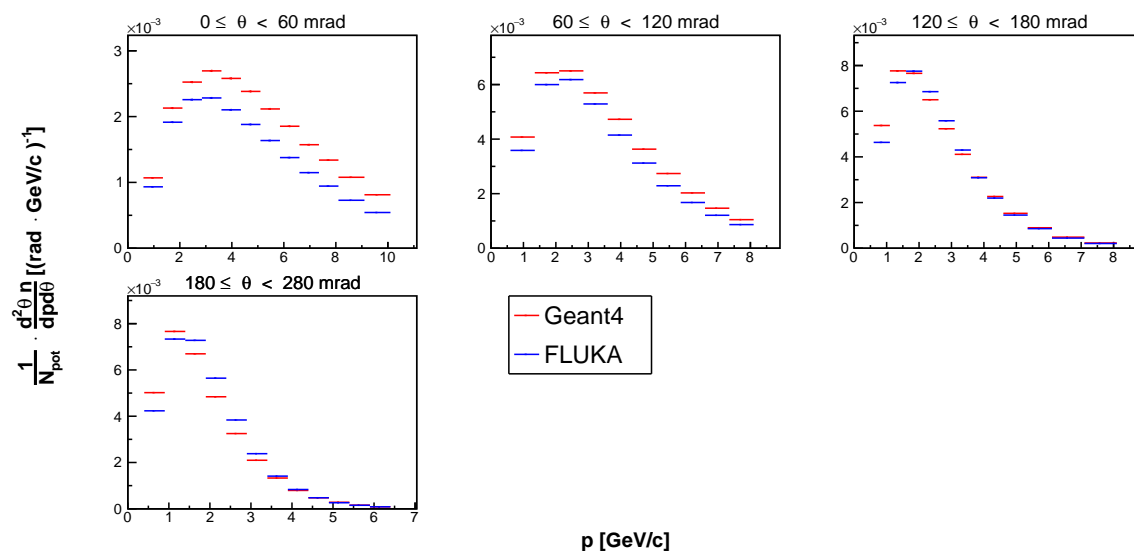


図 102 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた K^- の二重微分生成数

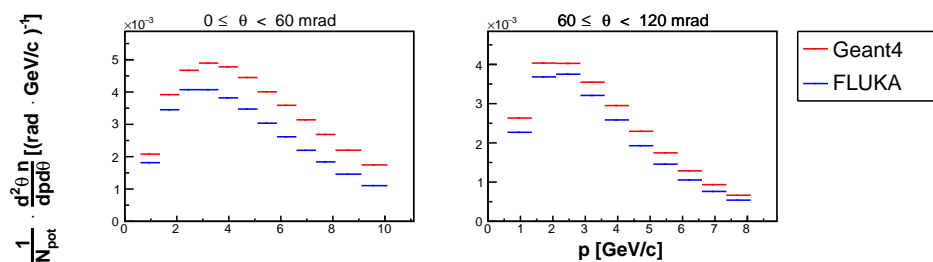


図 103 ターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90\text{ cm}$) から出てきた K^- の二重微分生成数

付録 B 重み付け係数

B.1 nominal binning(+ extended binning)

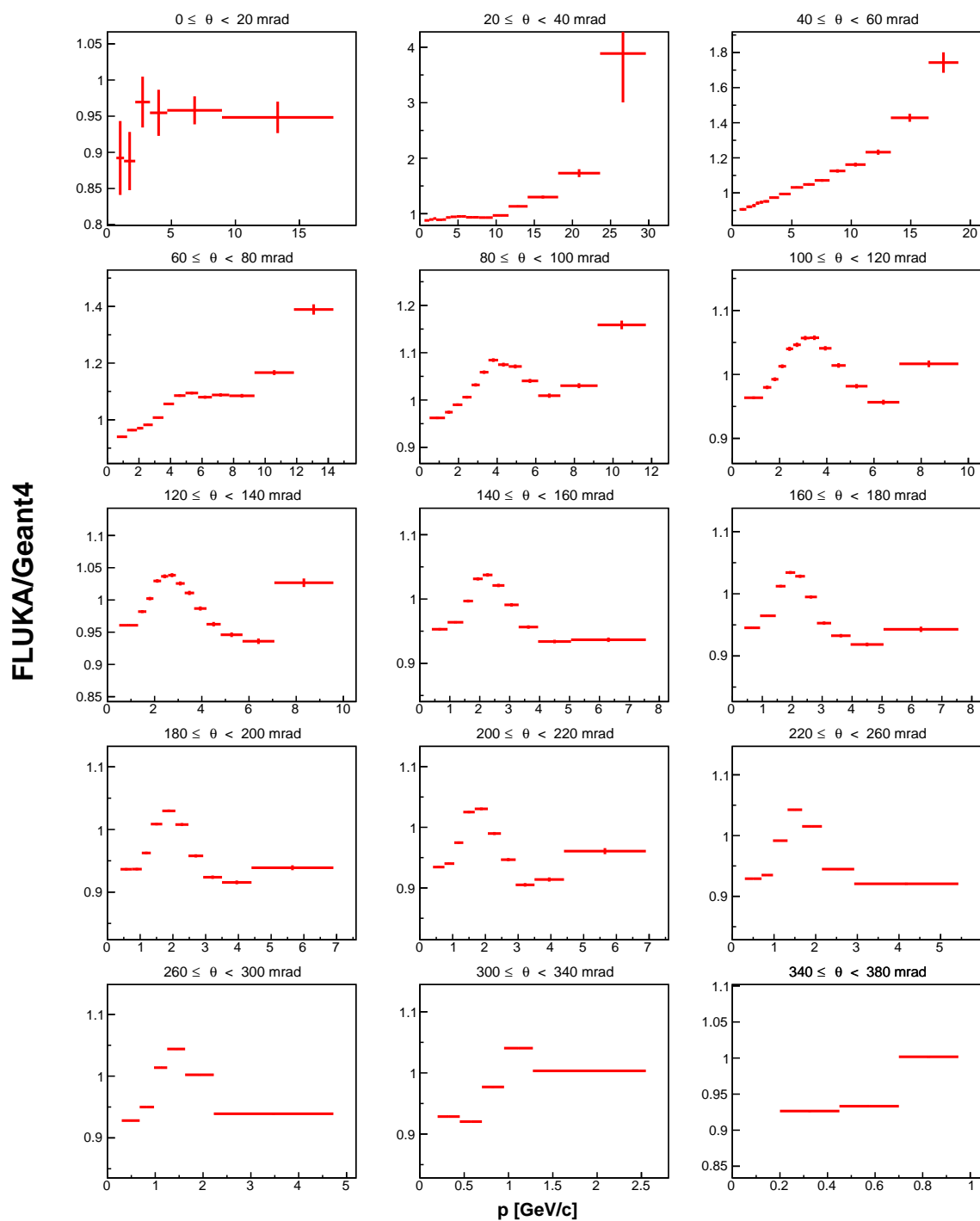


図 104 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

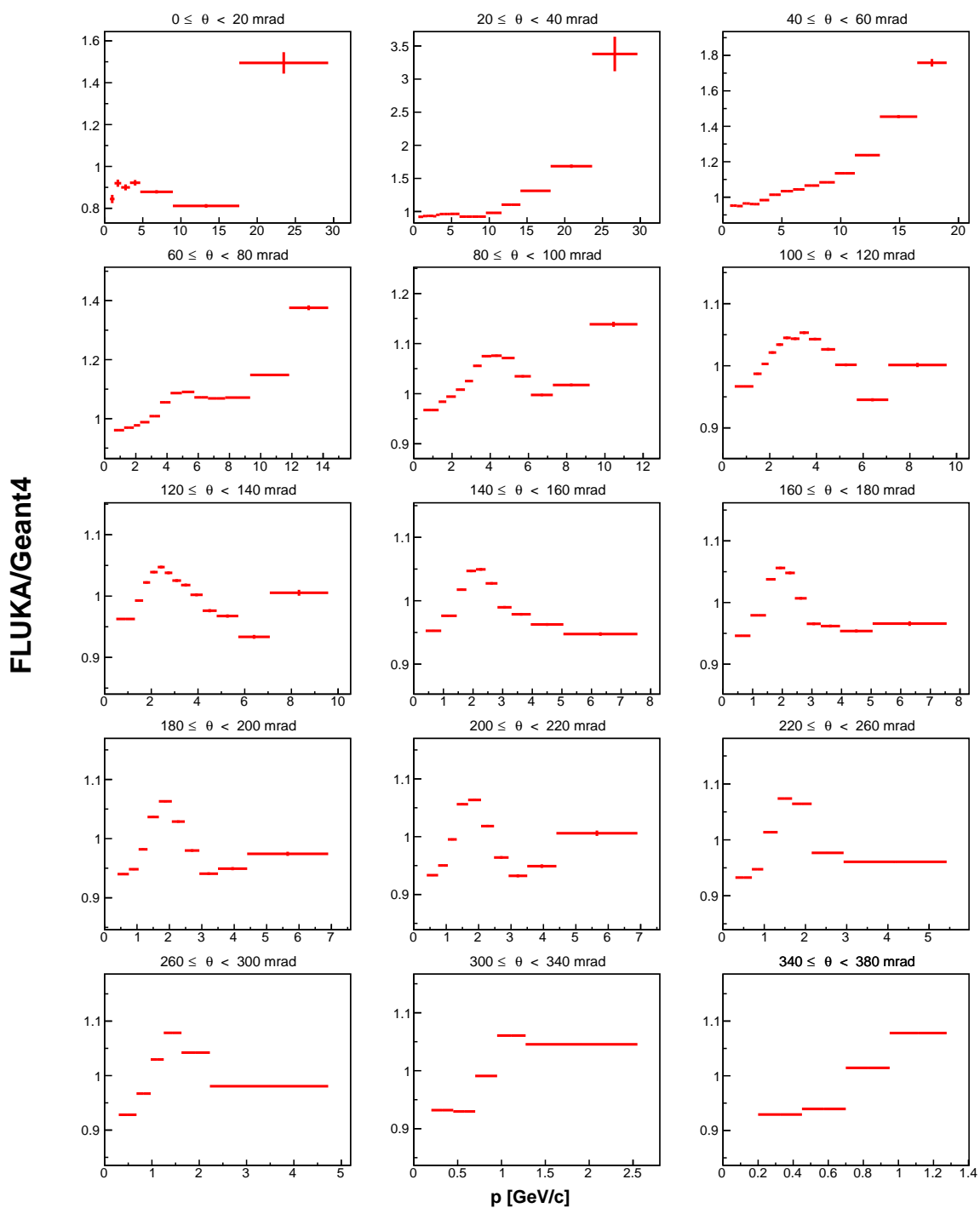


図 105 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

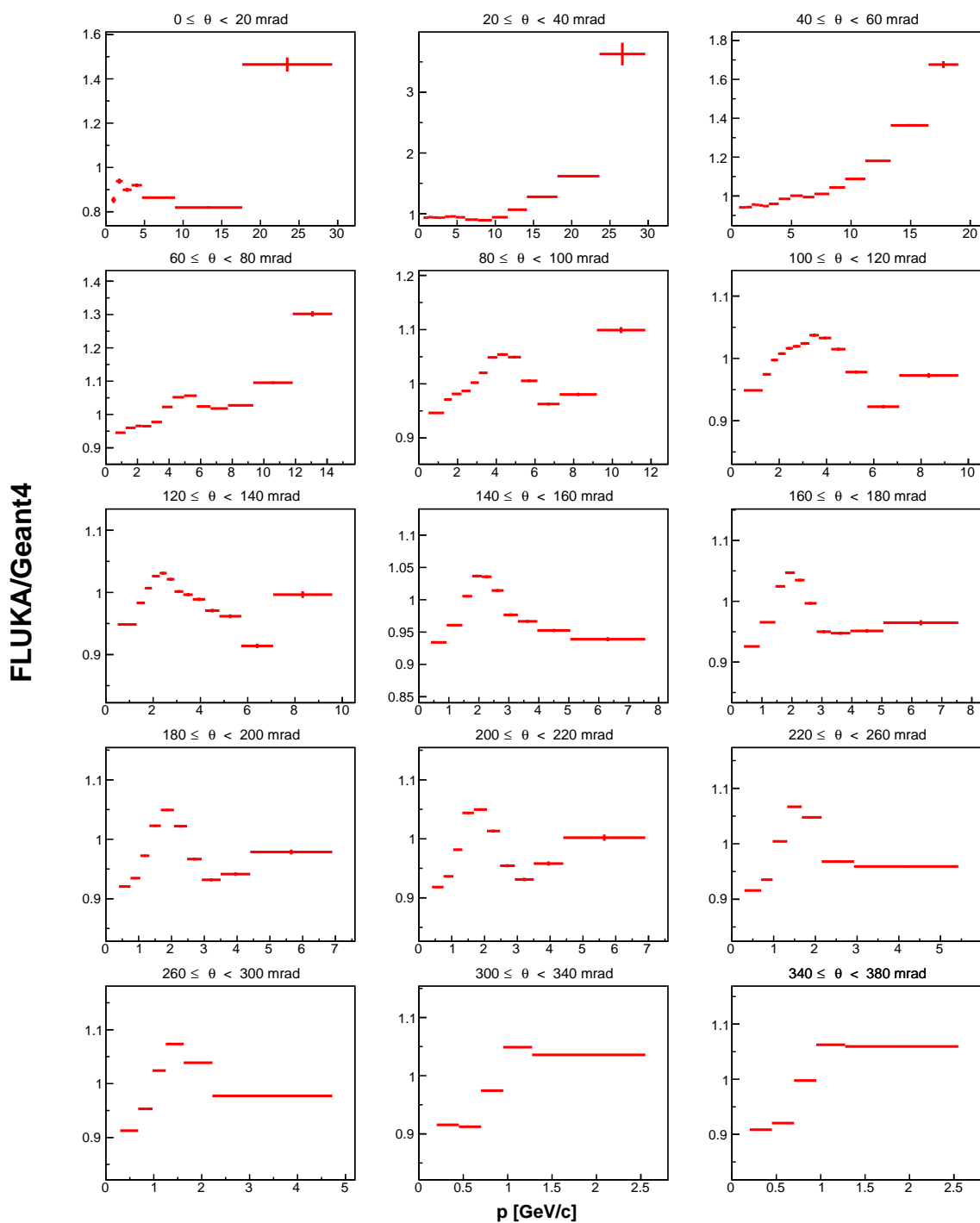


図 106 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

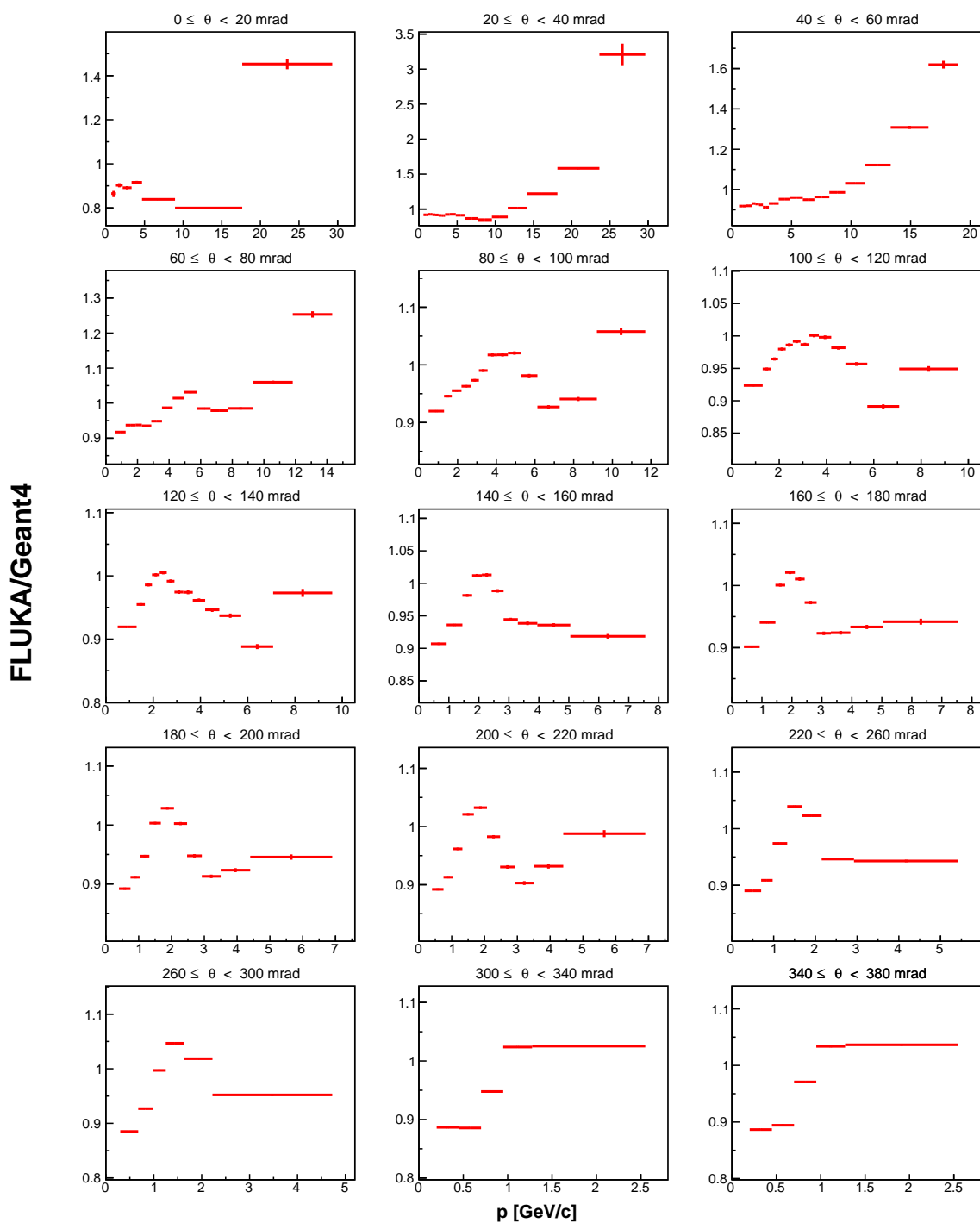


図 107 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

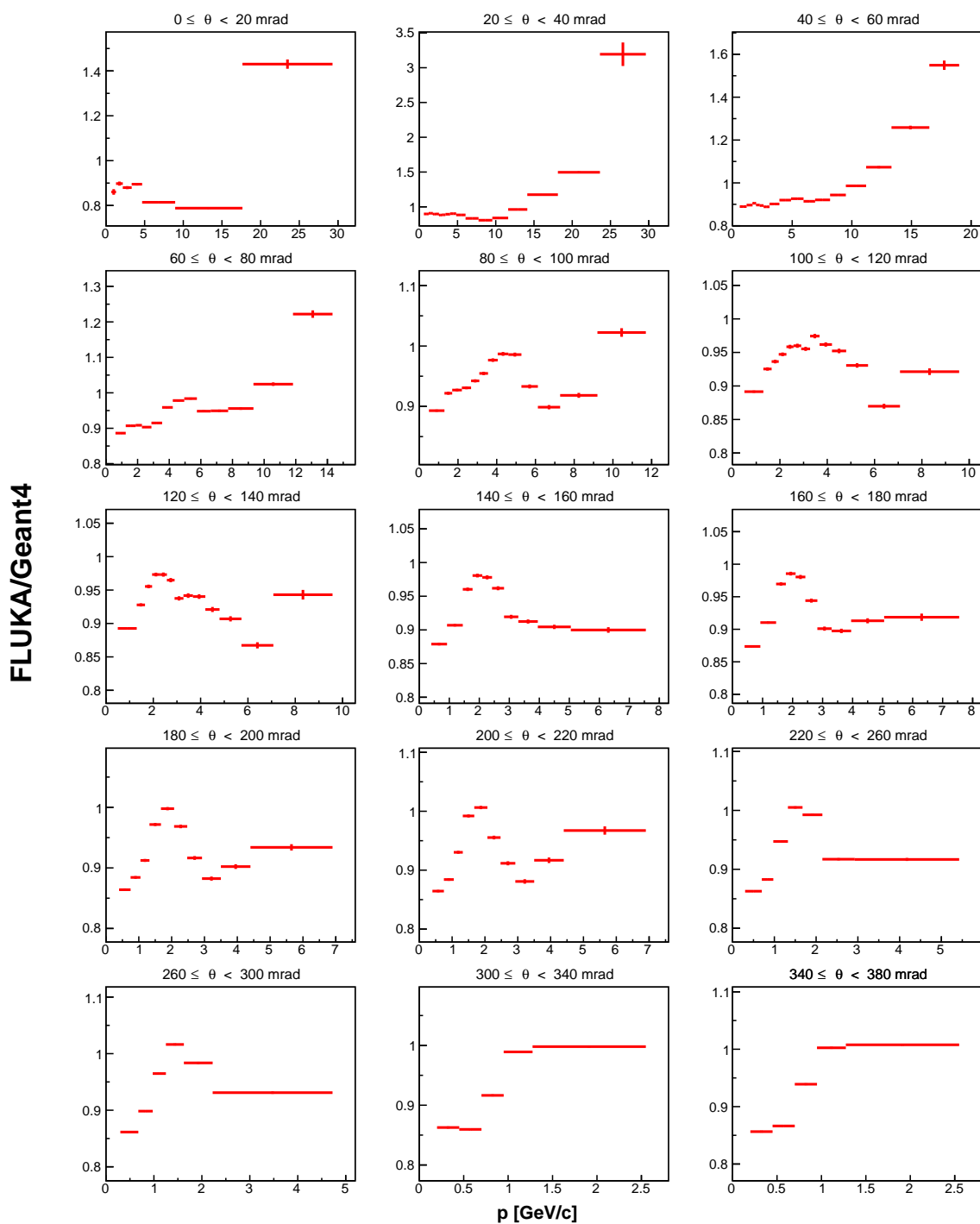


図 108 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

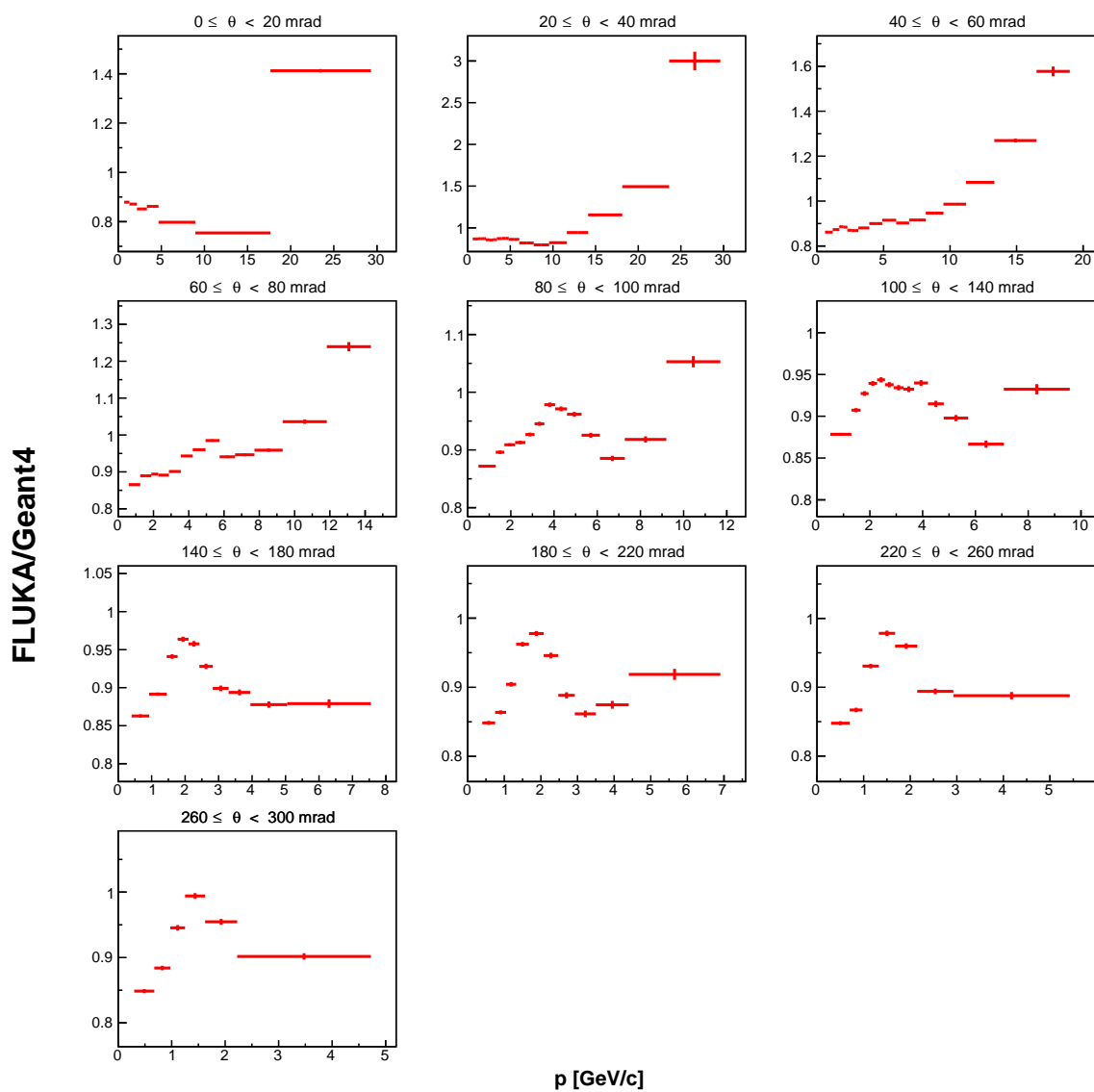


図 109 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

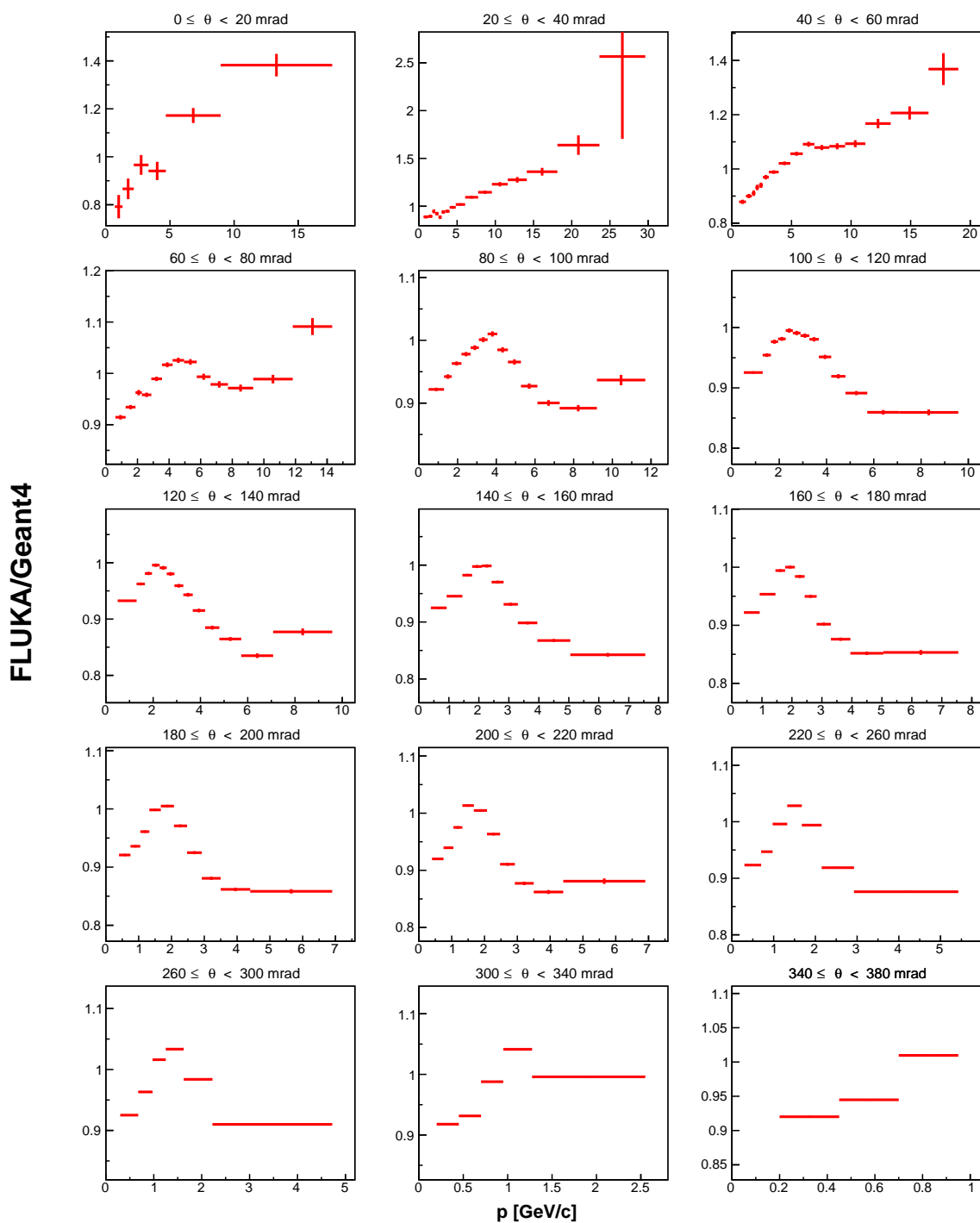


図 110 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

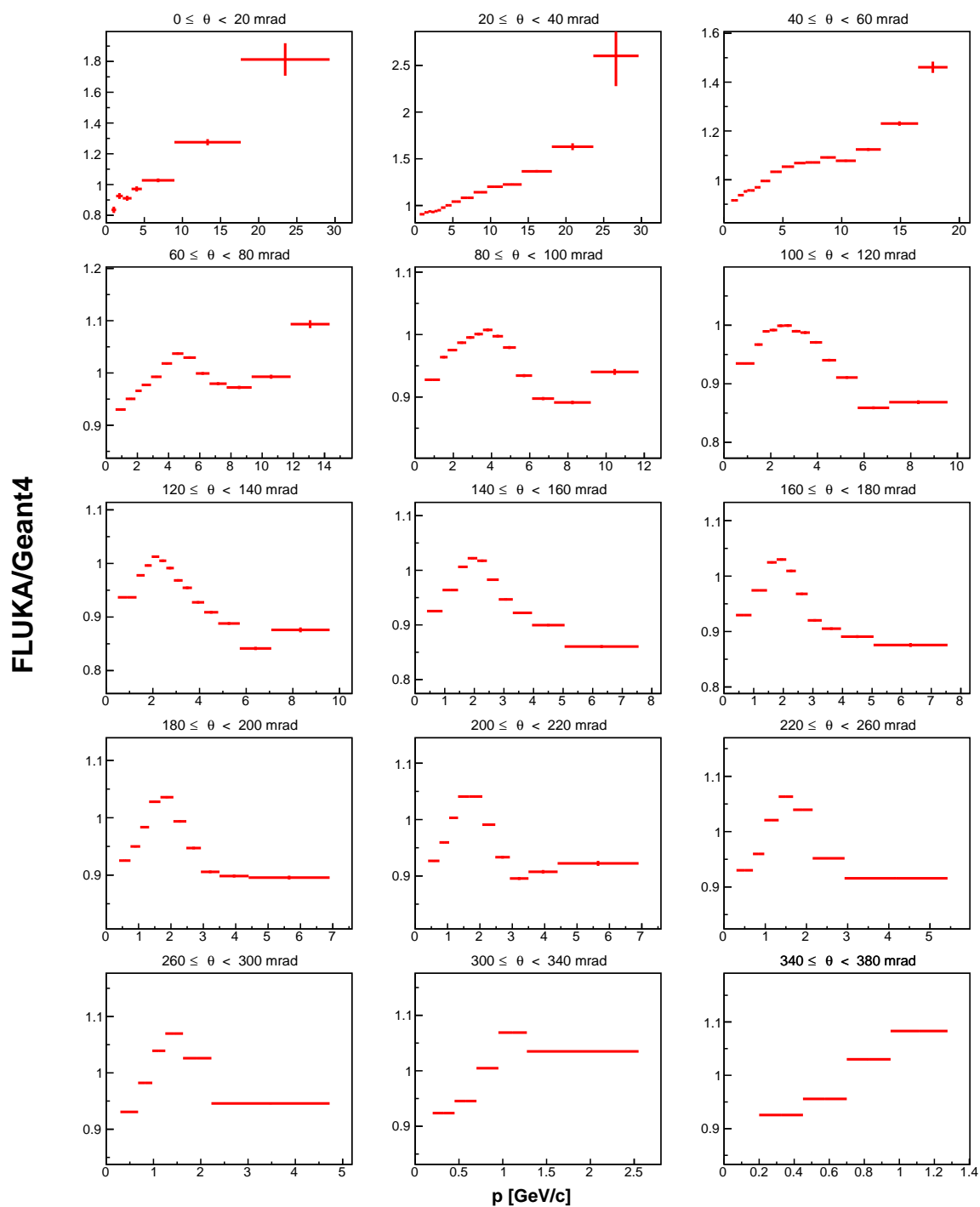


図 111 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

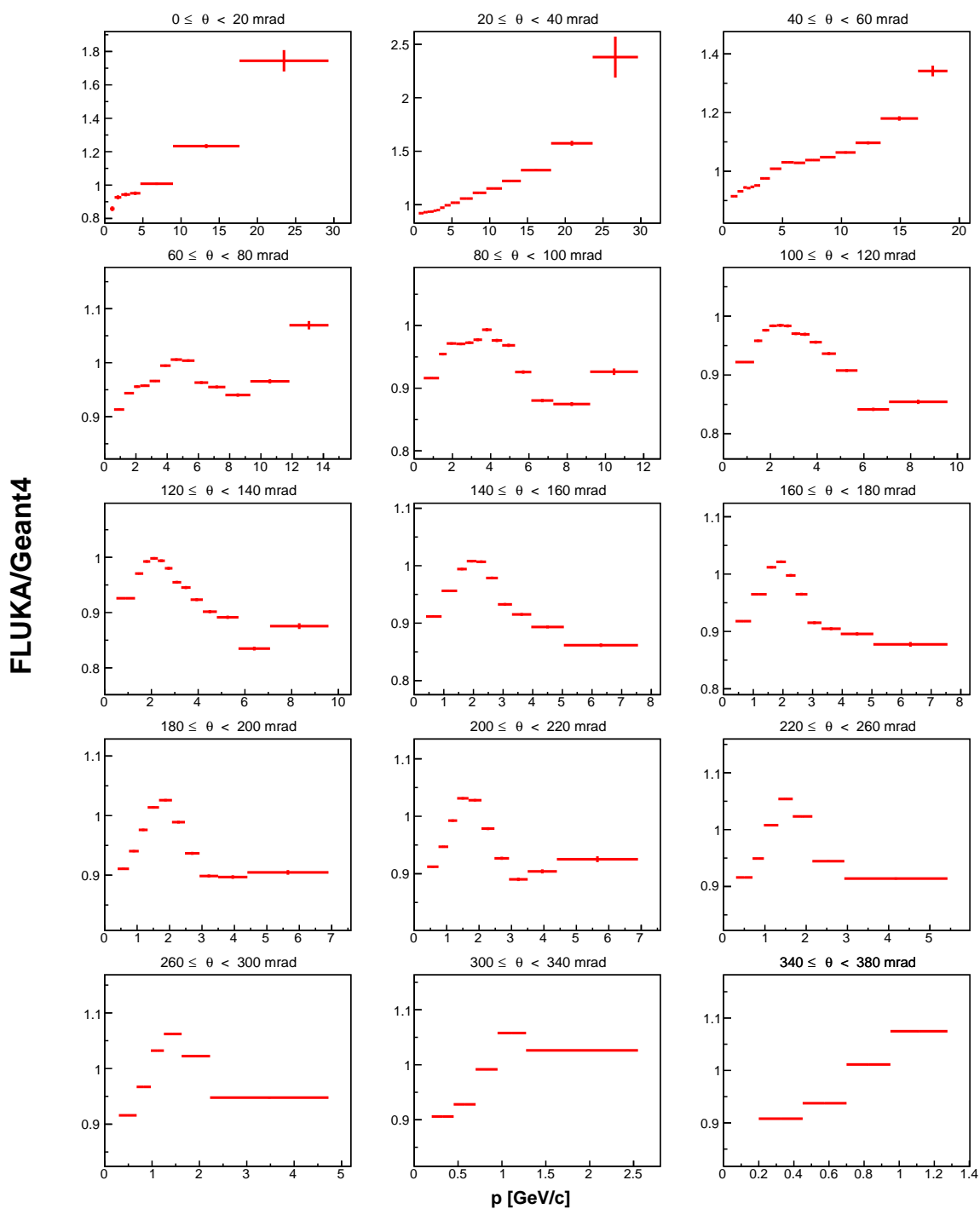


図 112 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

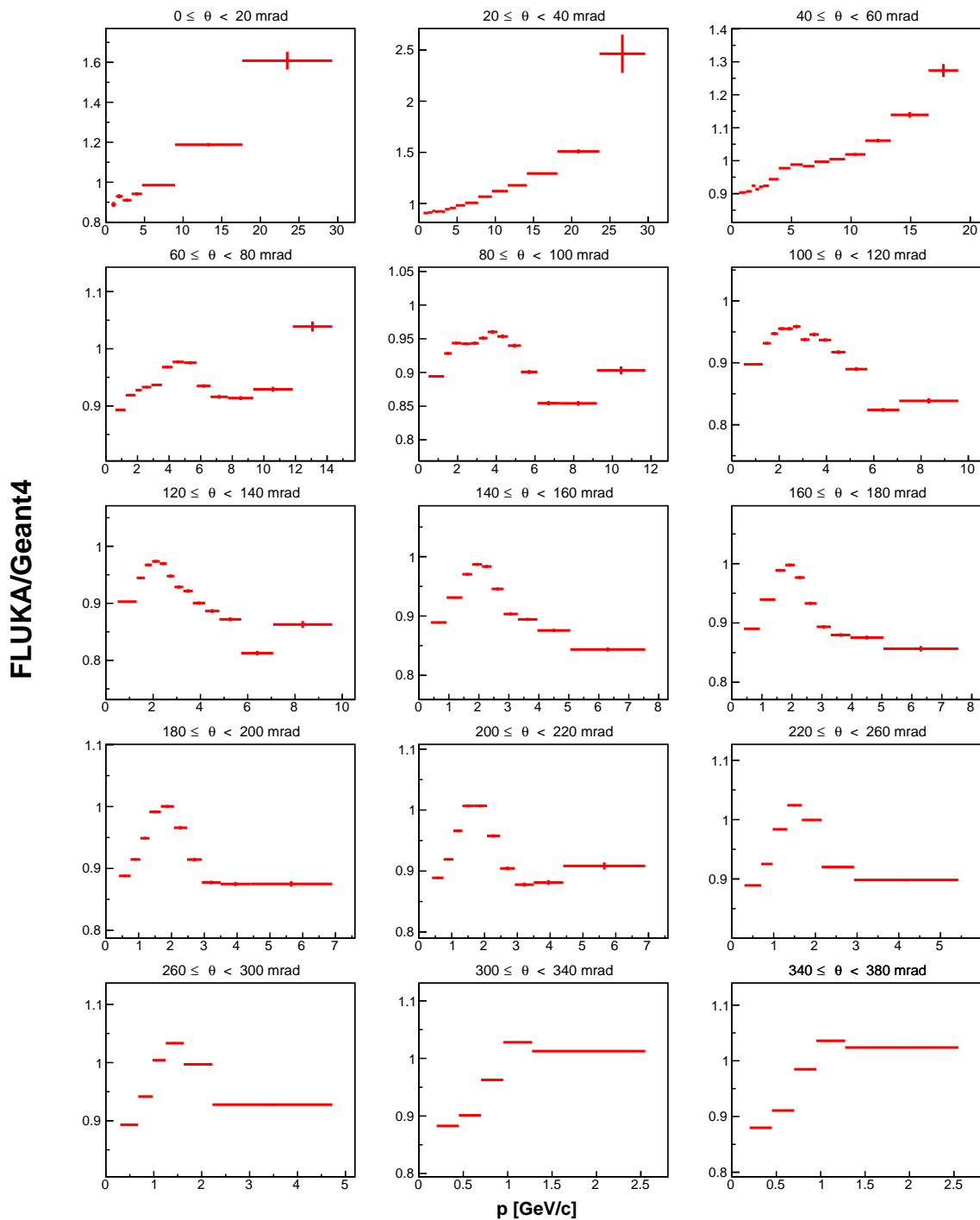


図 113 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z4$ 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

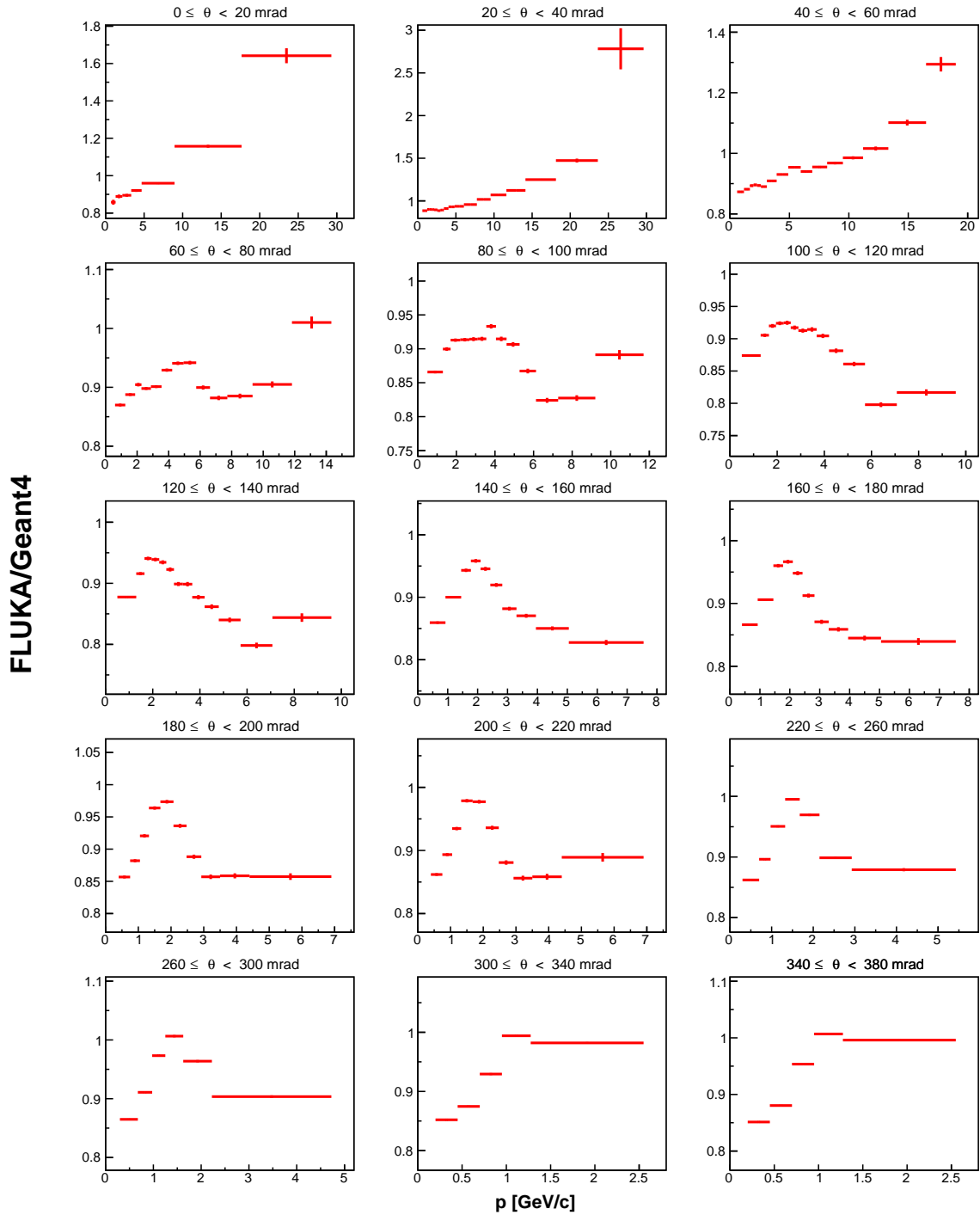


図 114 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

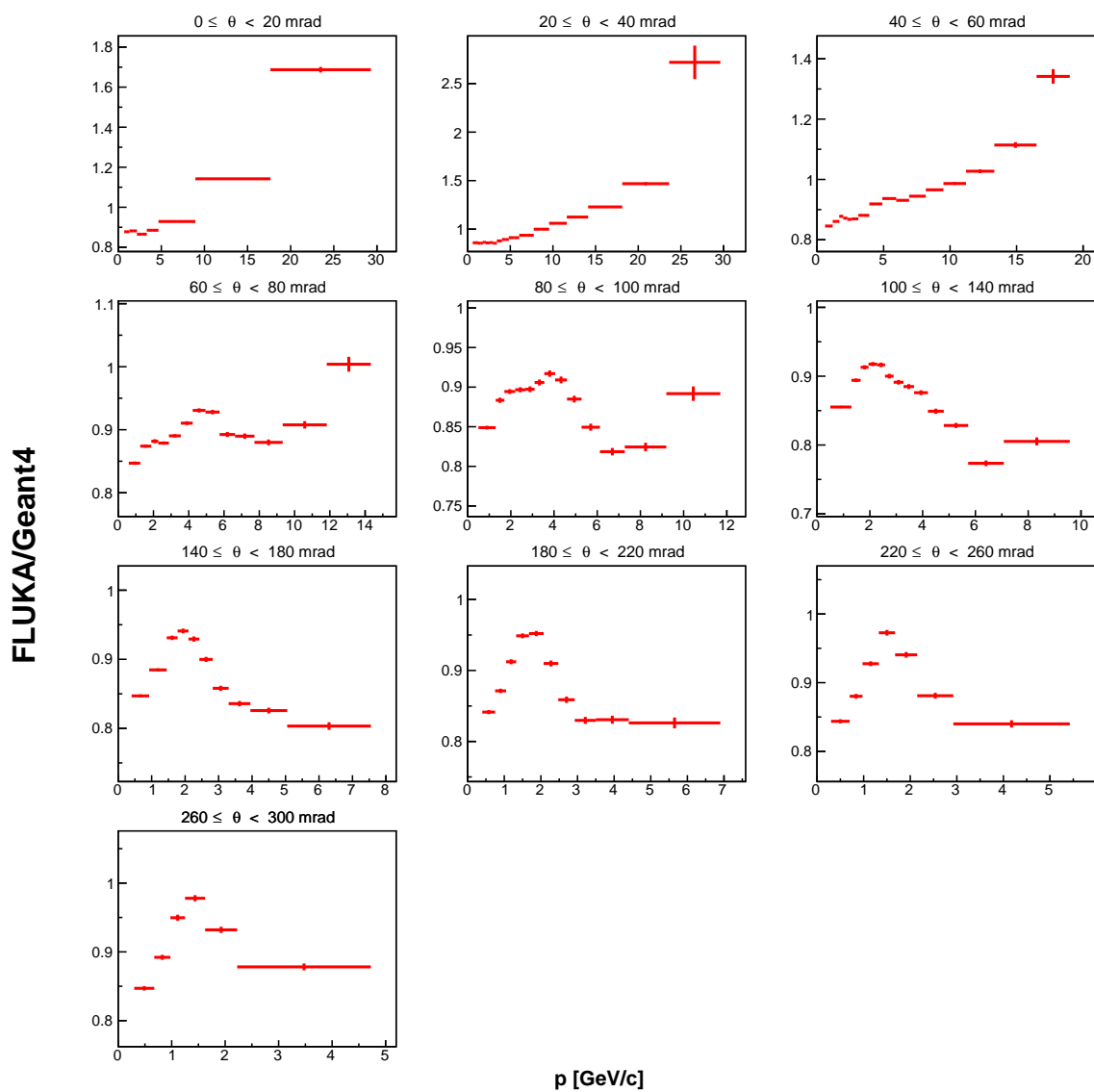


図 115 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

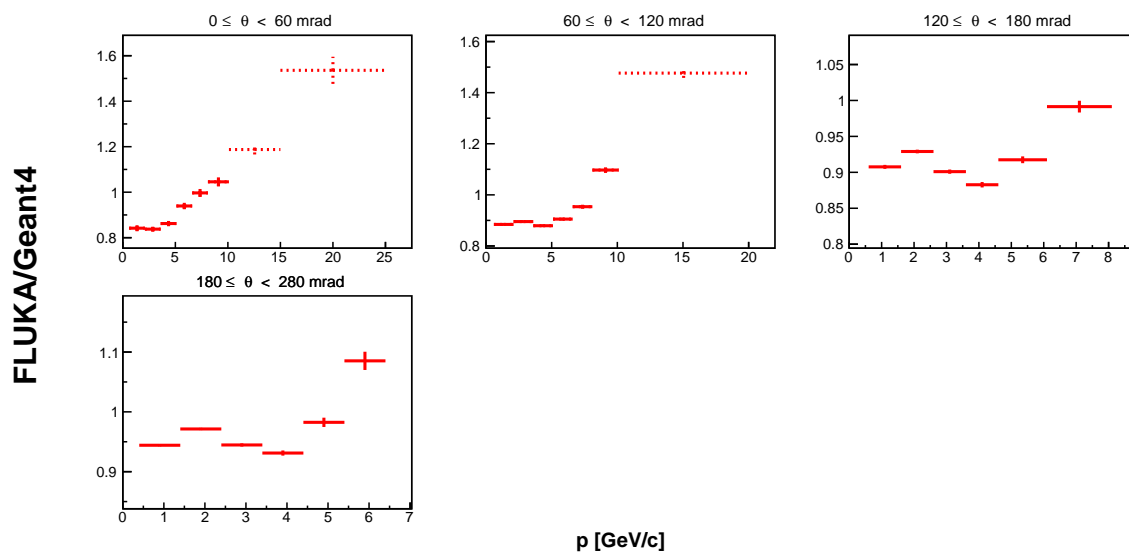


図 116 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18 \text{ cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数。点線は extended binning で追加された bin での値

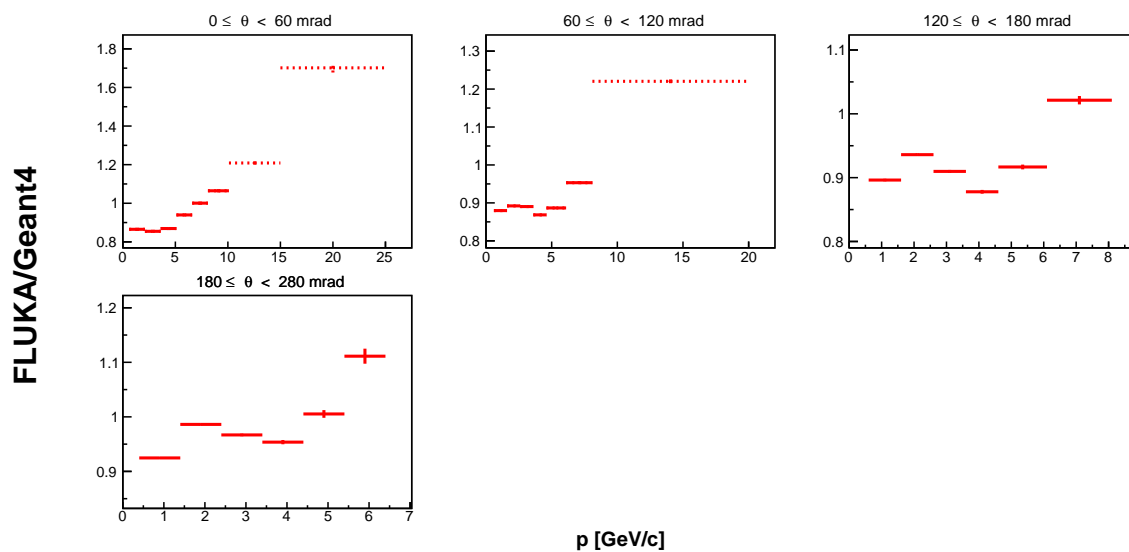


図 117 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36 \text{ cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数。点線は extended binning で追加された bin での値

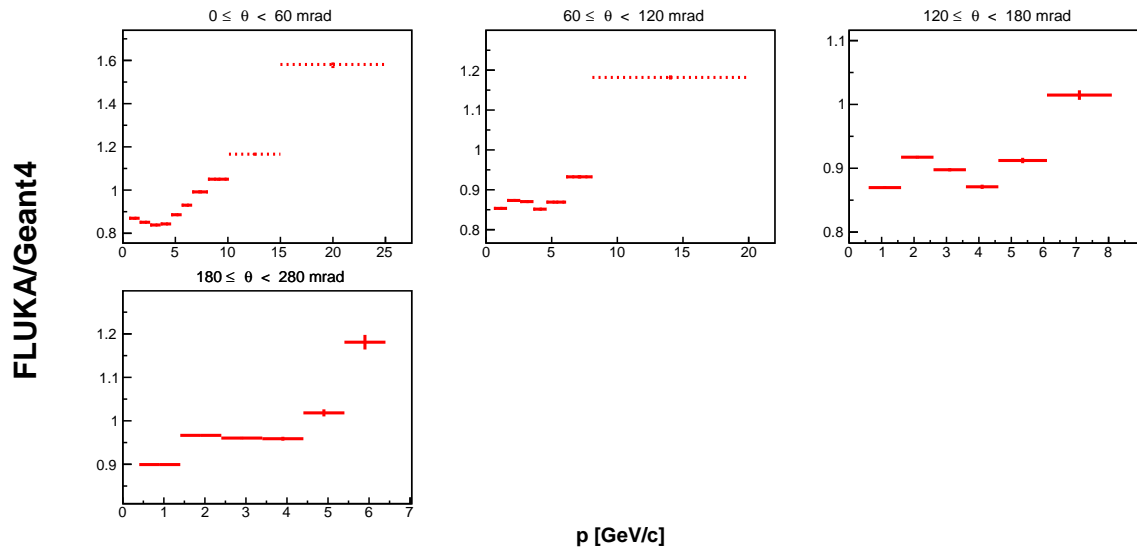


図 118 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

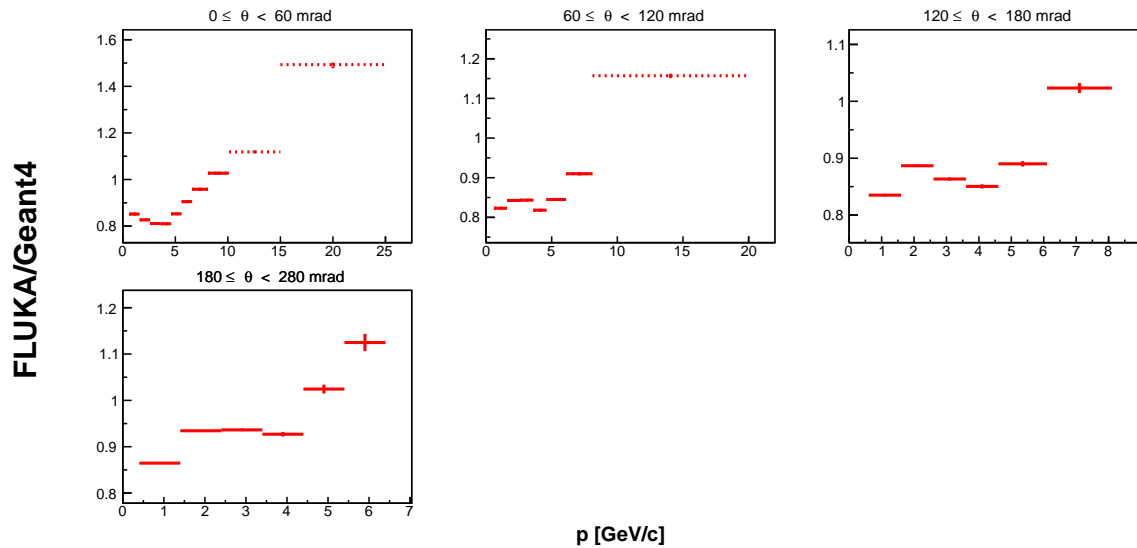


図 119 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

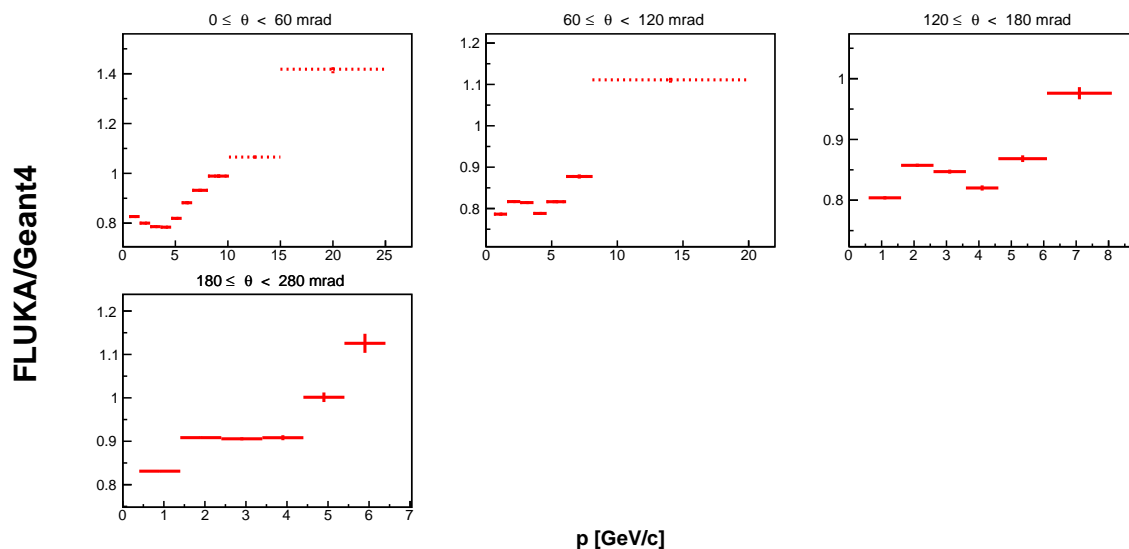


図 120 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

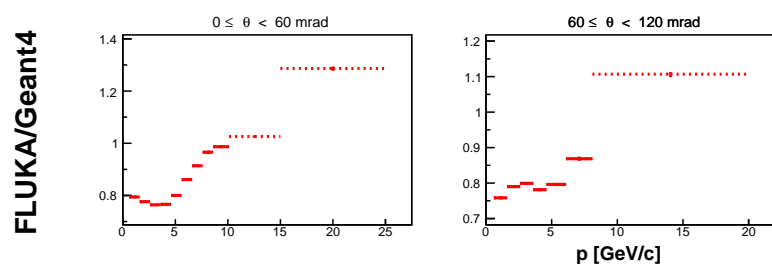


図 121 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

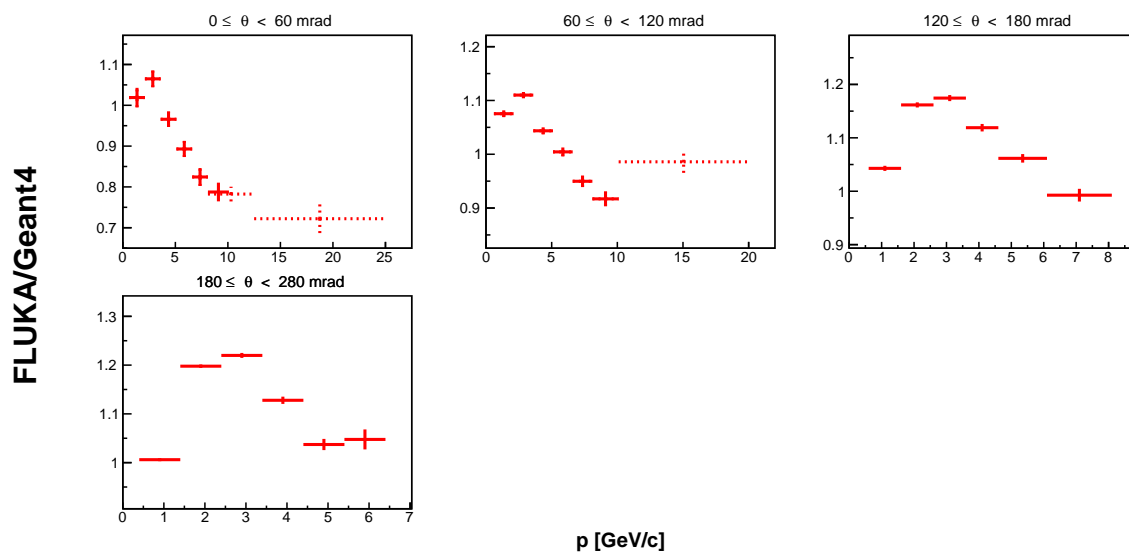


図 122 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数。点線は extended binning で追加された bin での値

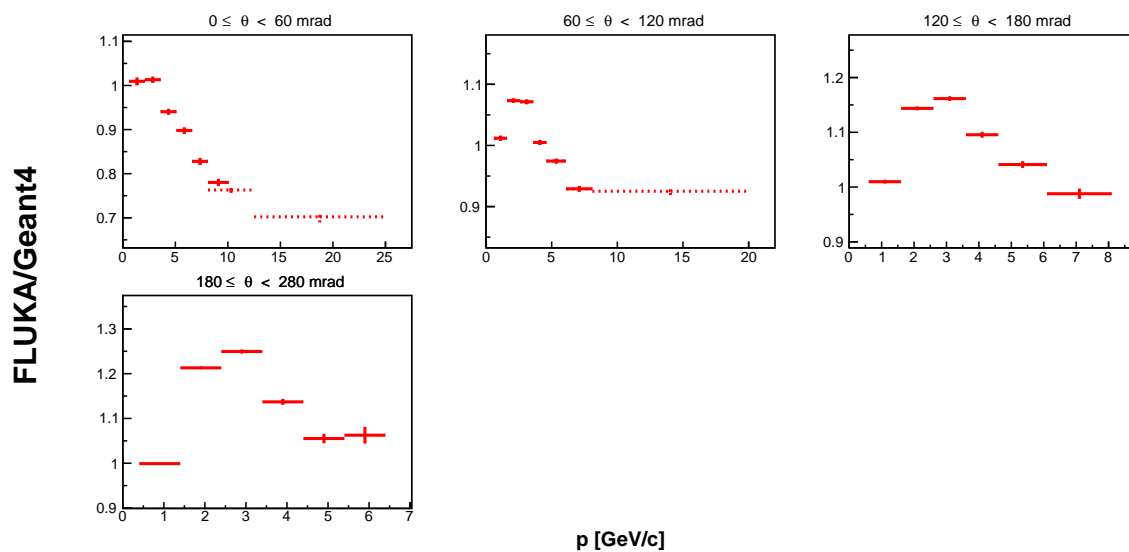


図 123 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数。点線は extended binning で追加された bin での値

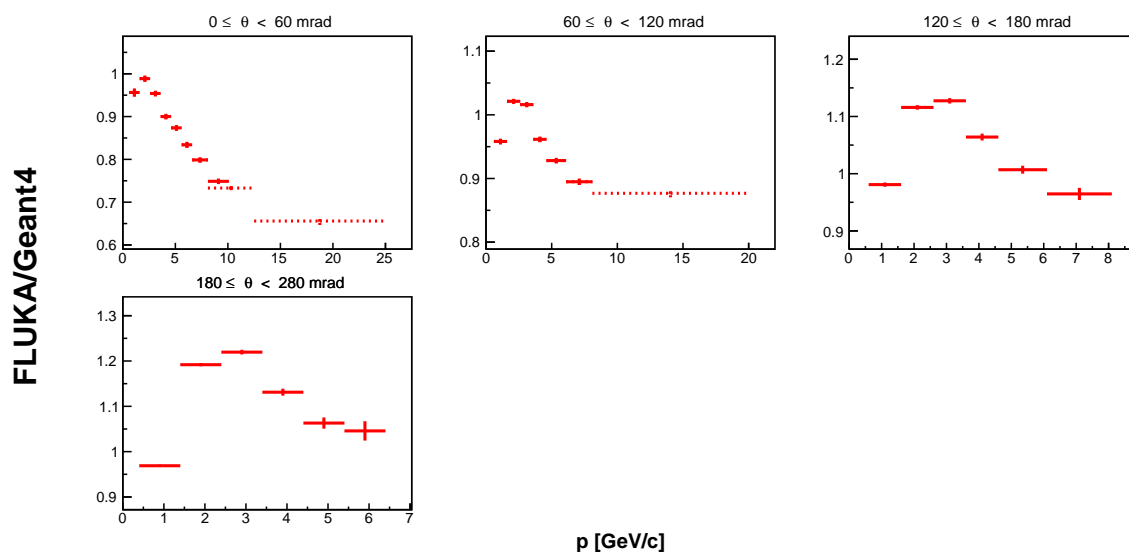


図 124 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

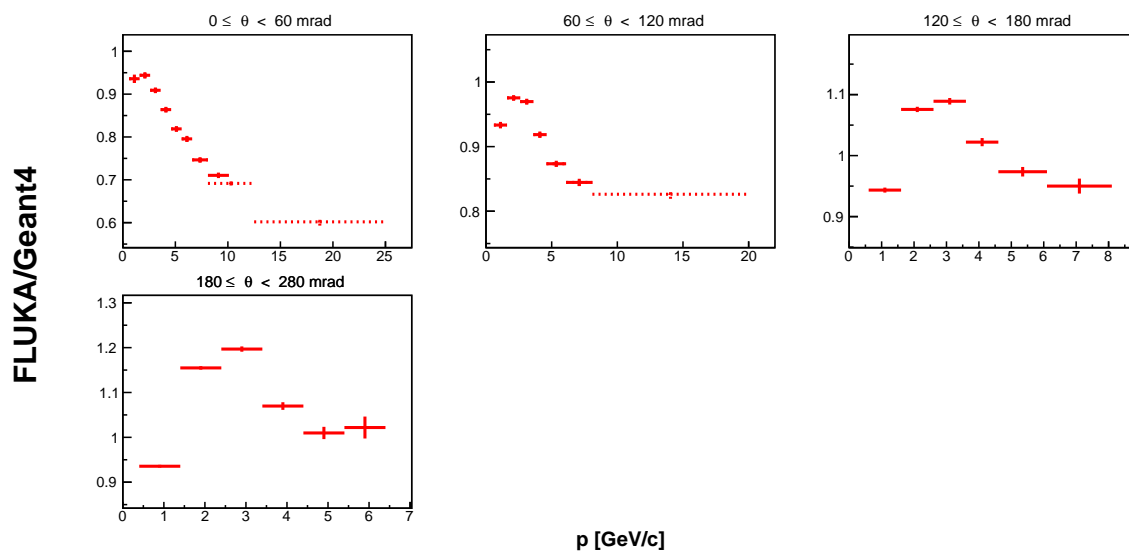


図 125 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

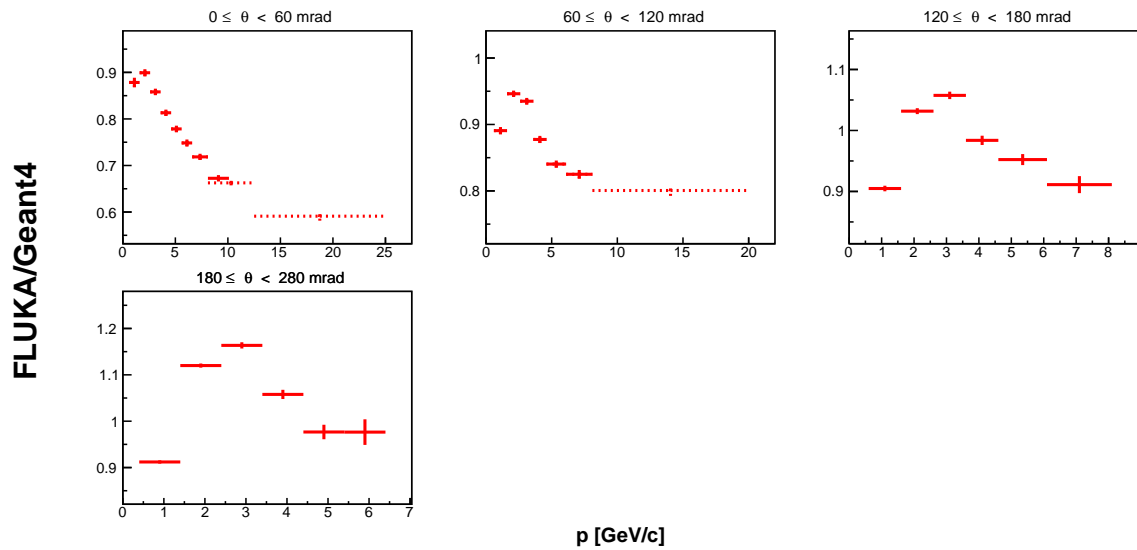


図 126 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

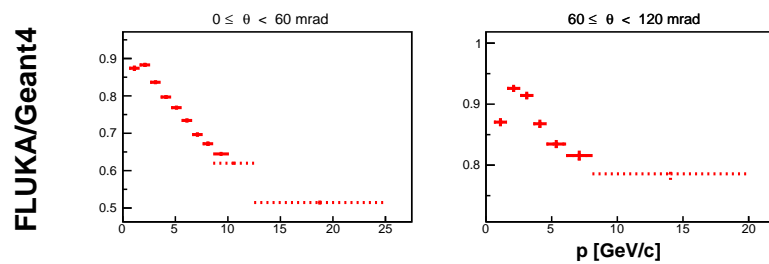


図 127 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

B.2 finer binning

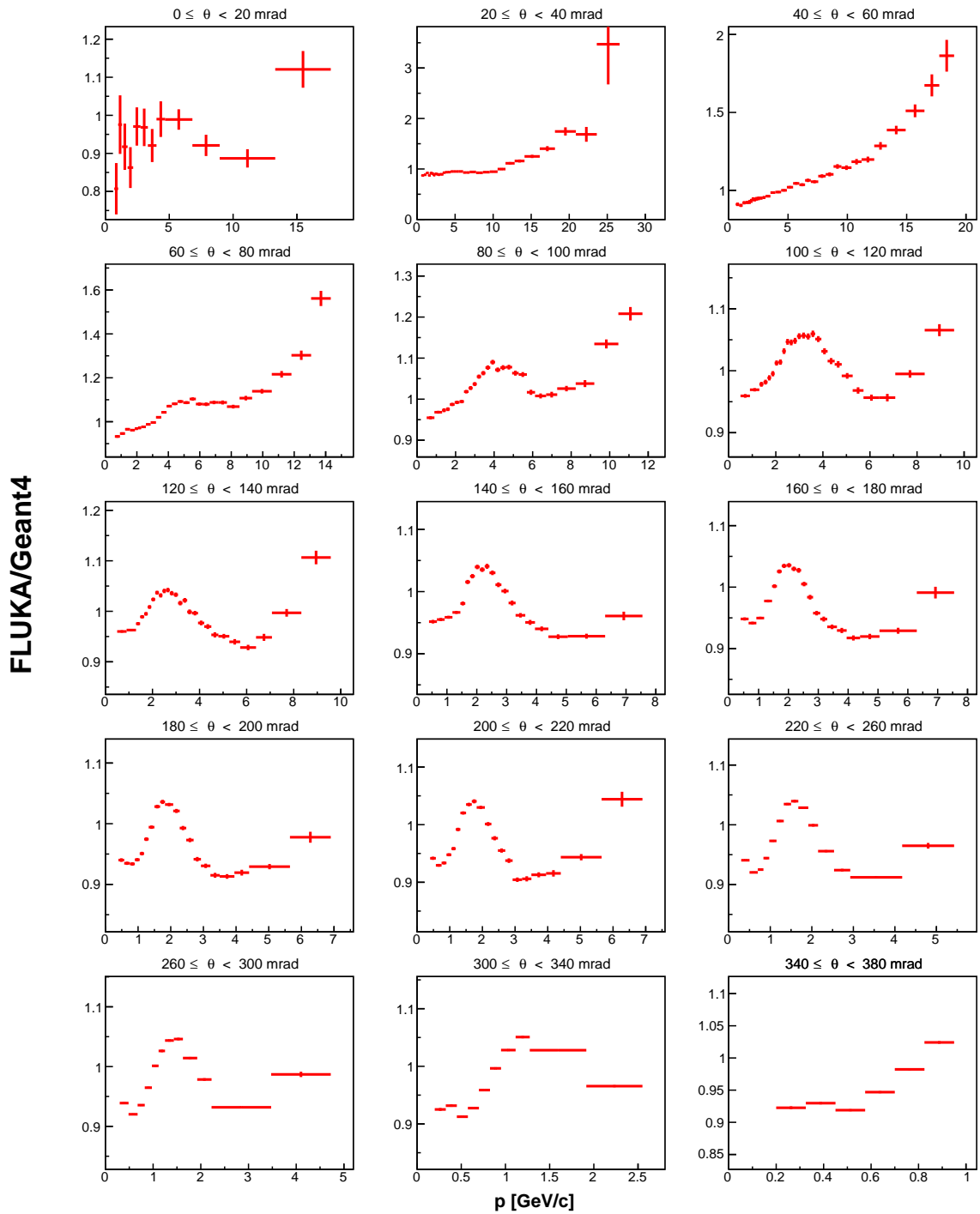


図 128 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

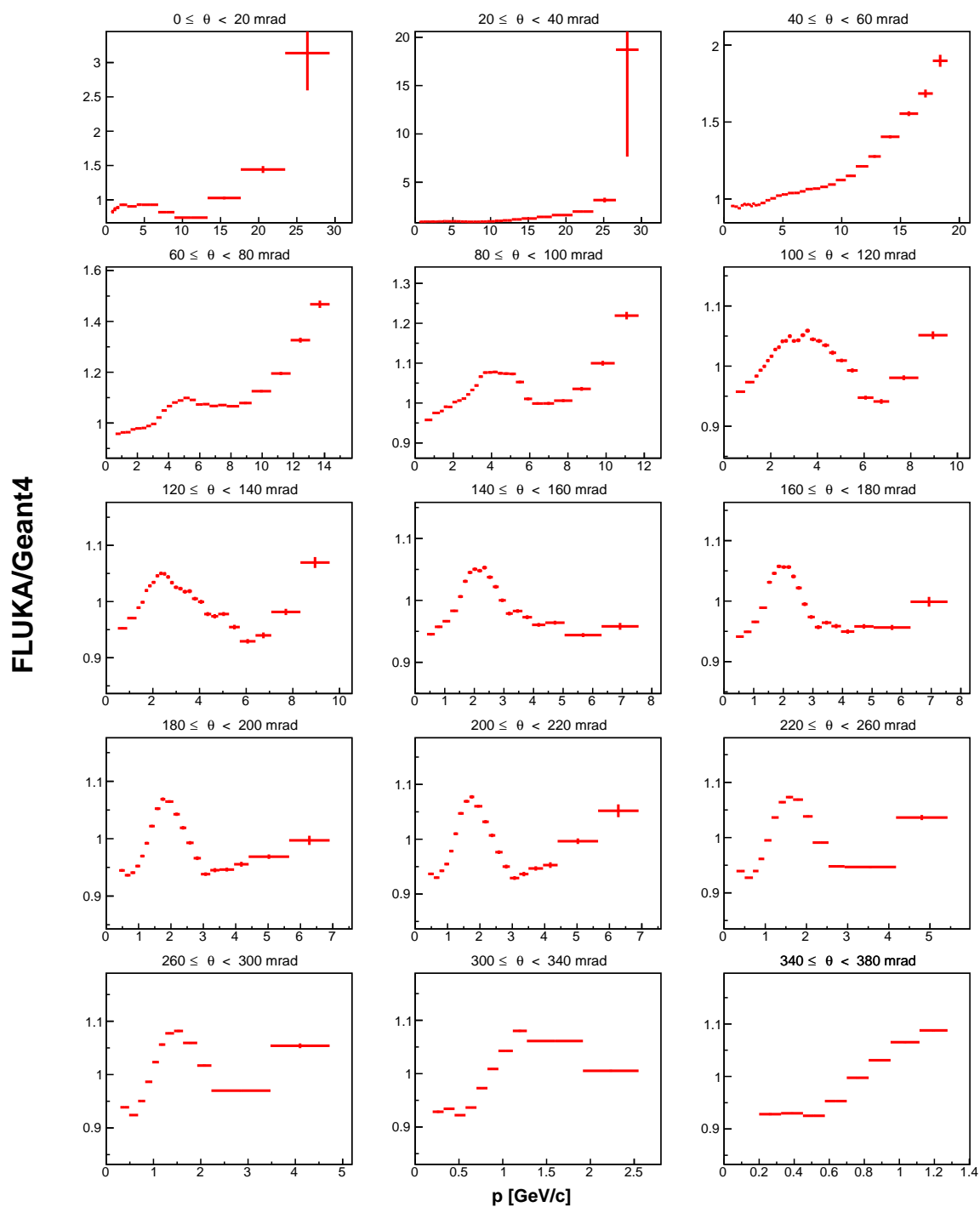


図 129 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z2$ 領域 ($18 \leq z < 36$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

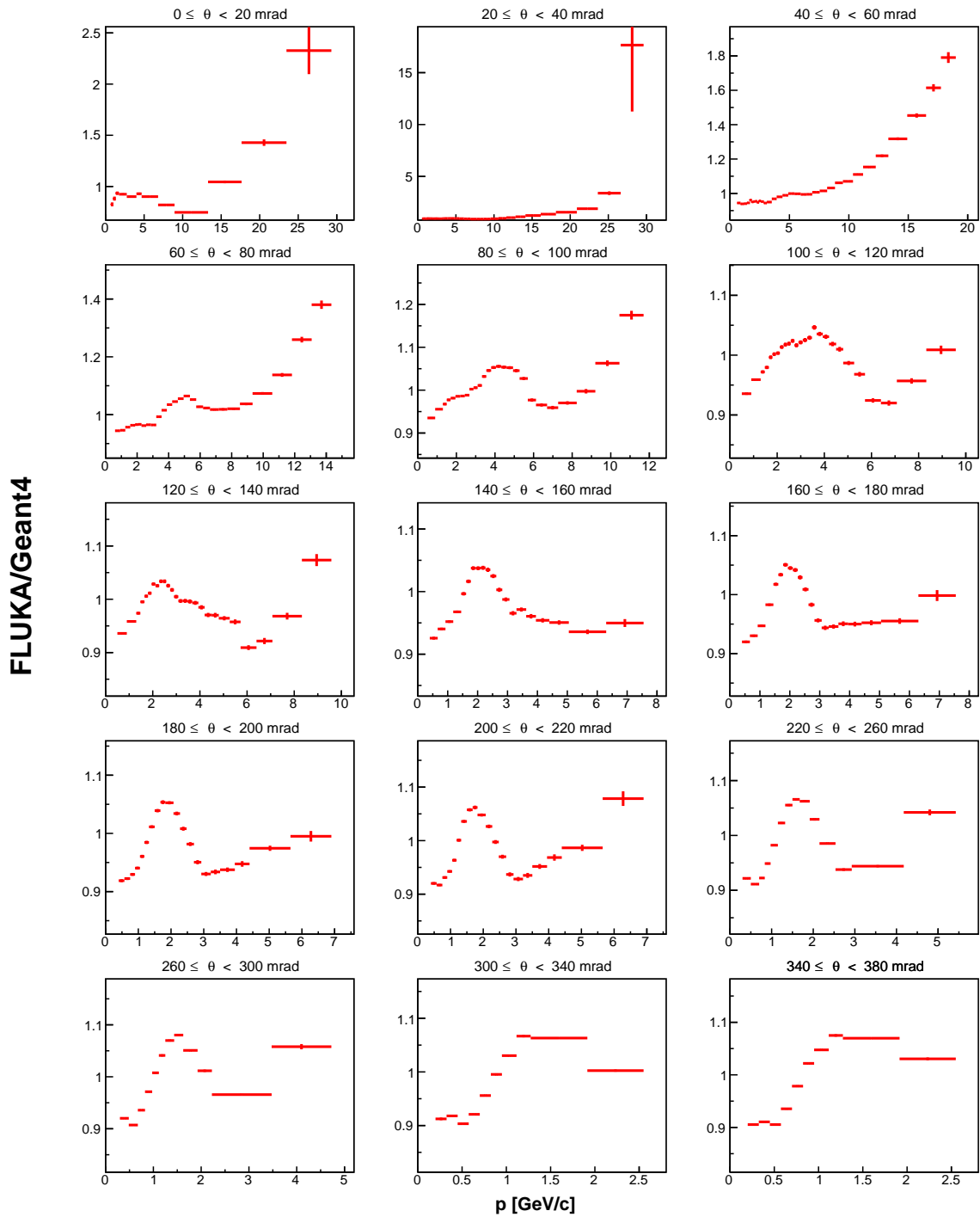


図 130 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

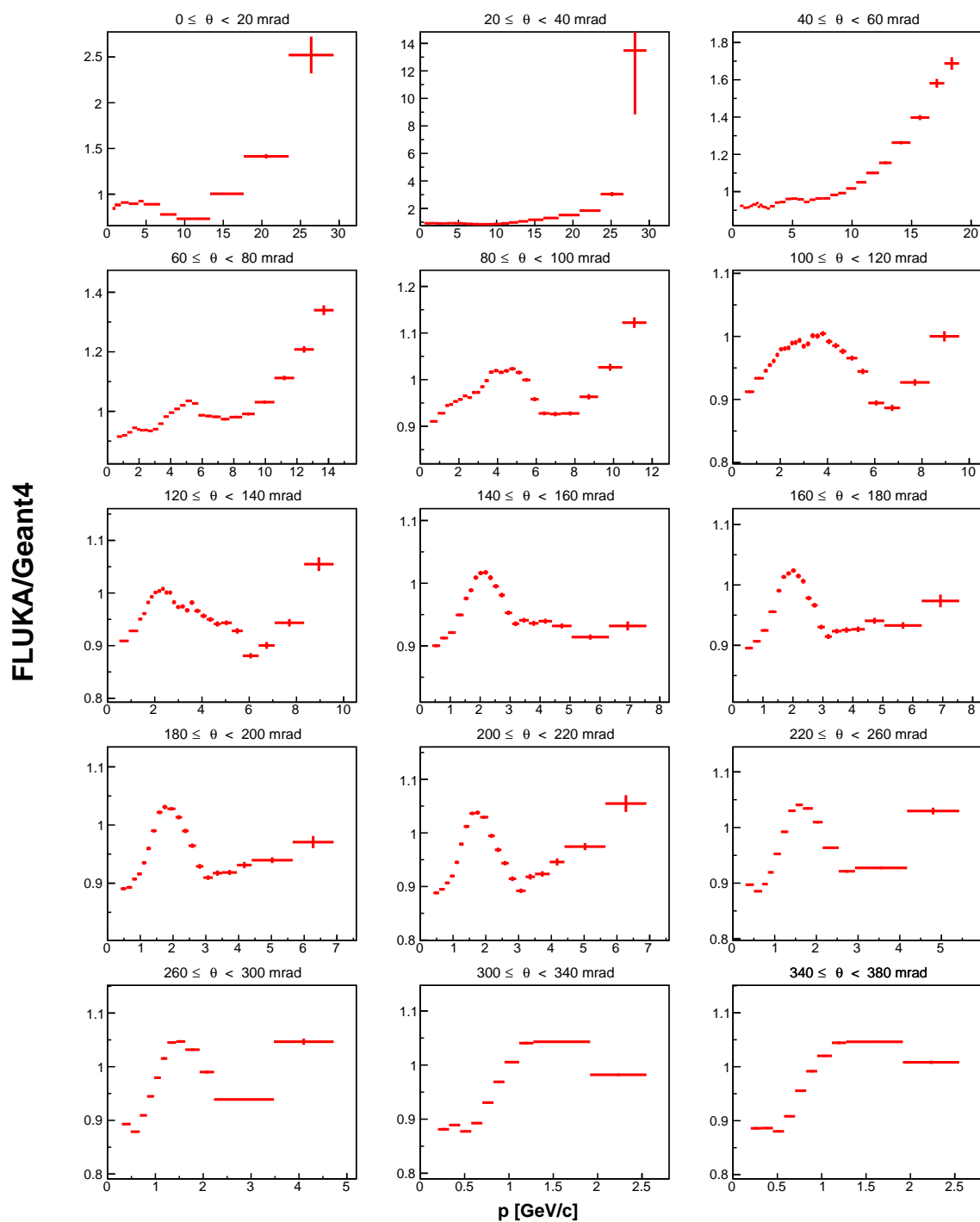


図 131 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z4$ 領域 ($54 \leq z < 72\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

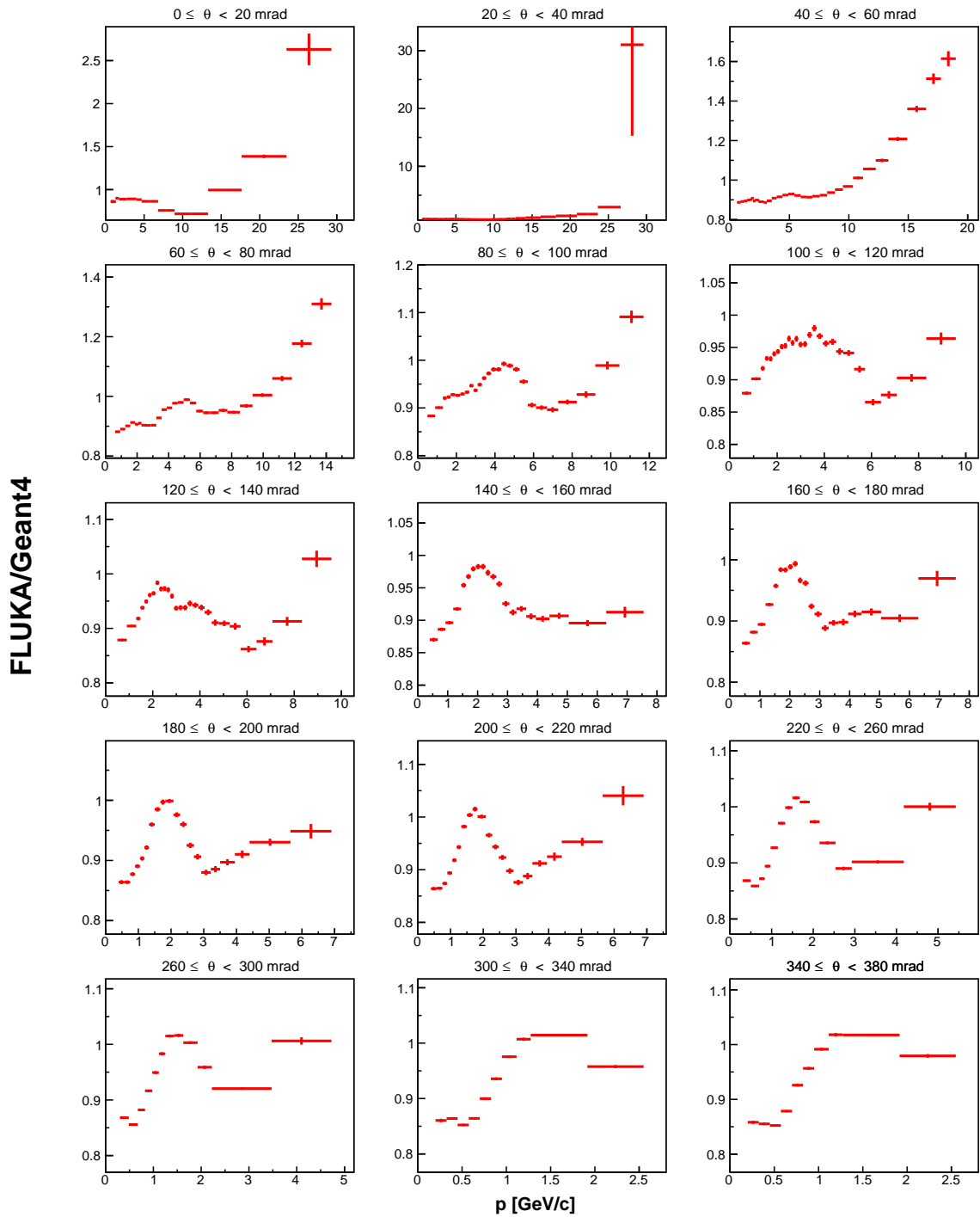


図 132 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

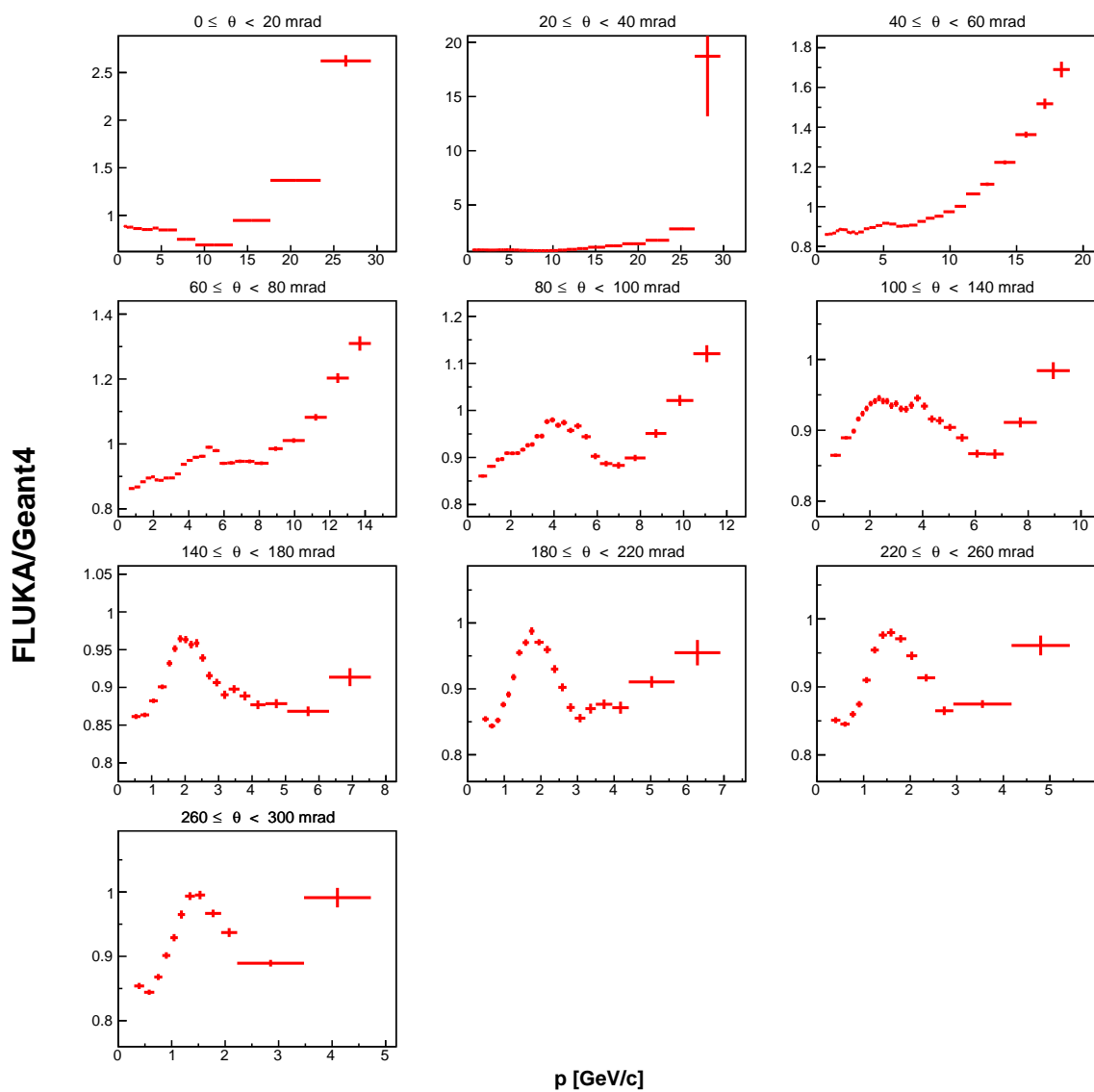


図 133 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

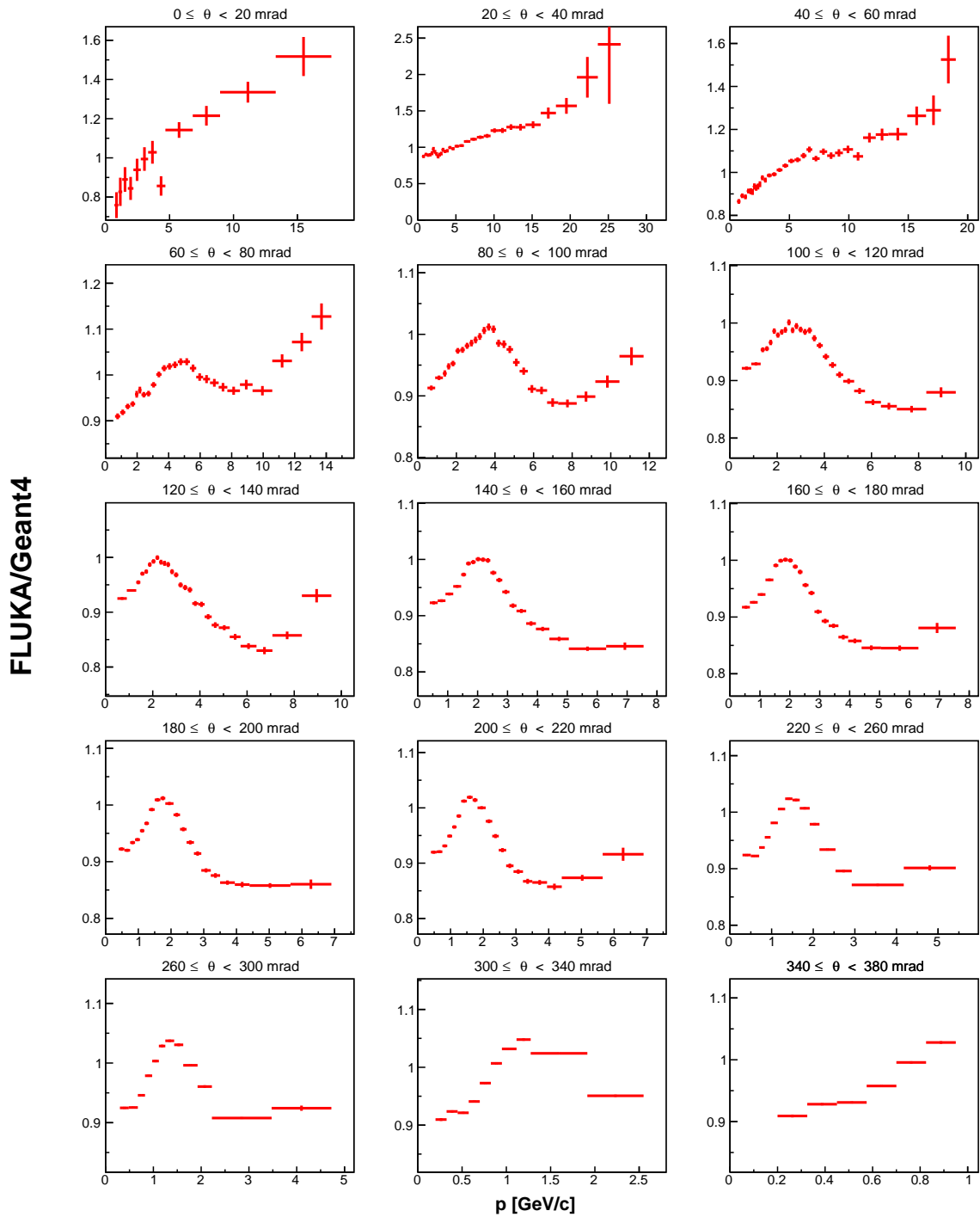


図 134 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

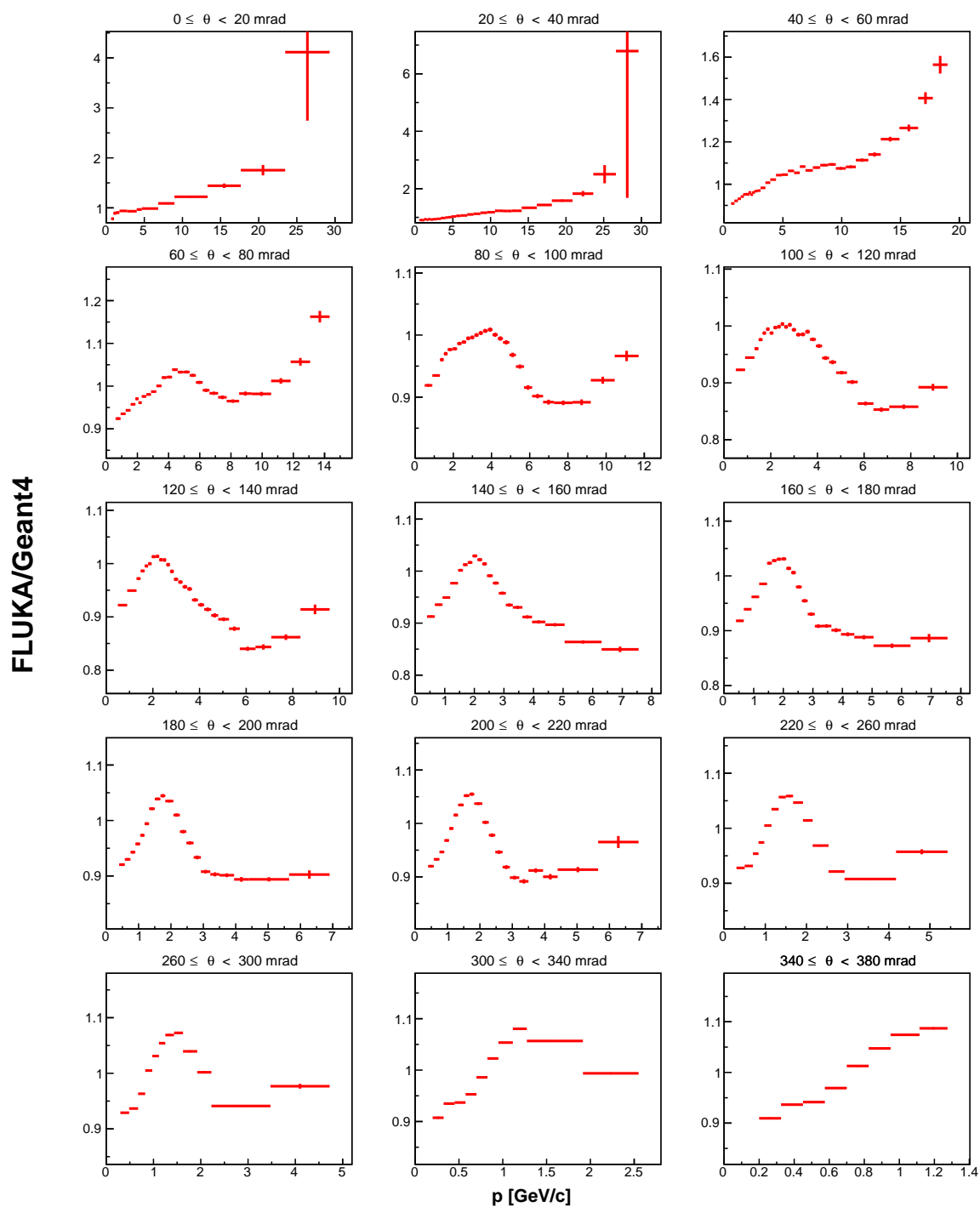


図 135 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

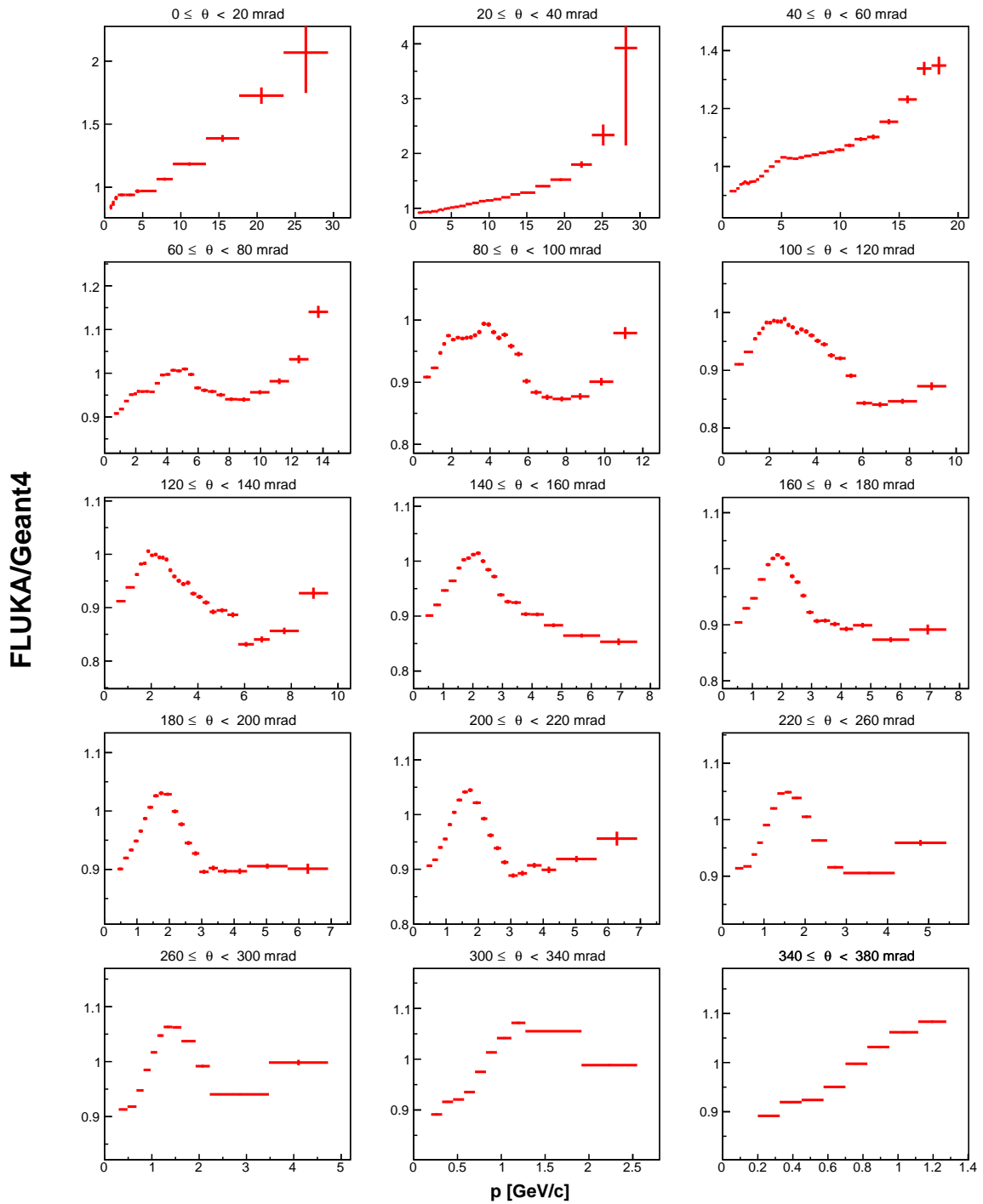


図 136 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z3$ 領域 ($36 \leq z < 54\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

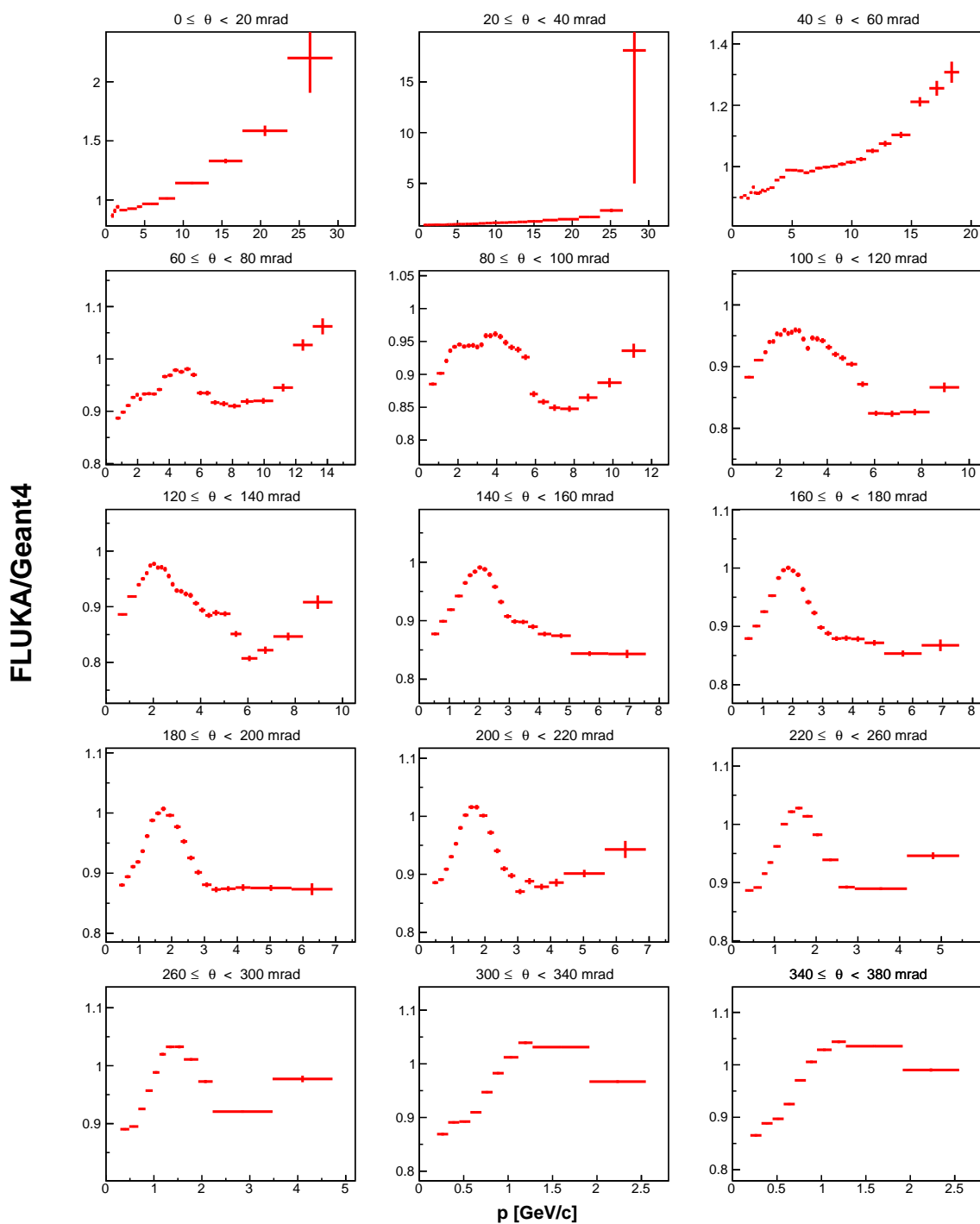


図 137 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z4$ 領域 ($54 \leq z < 72\text{cm}$) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

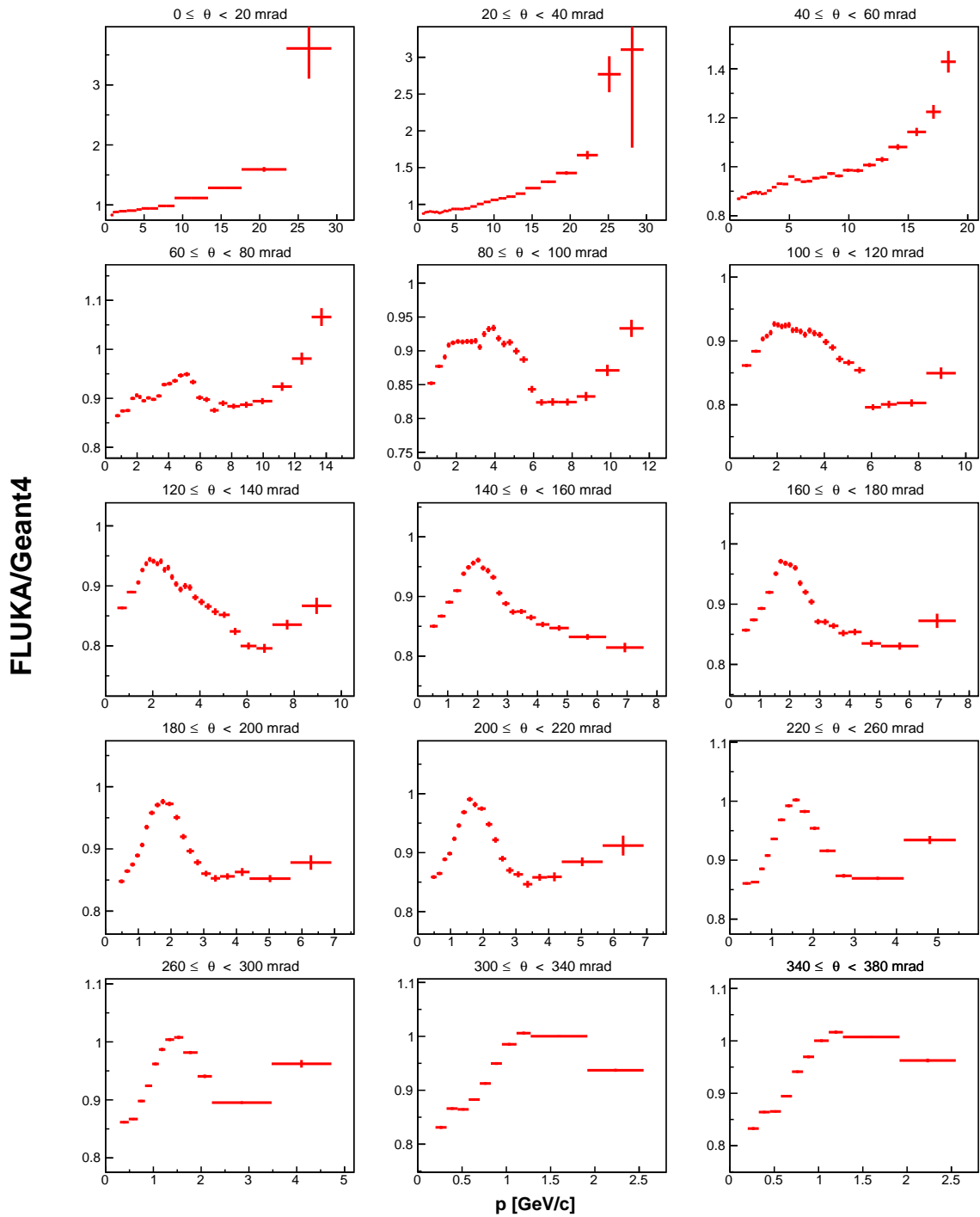


図 138 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの $z2$ 領域 ($72 \leq z < 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

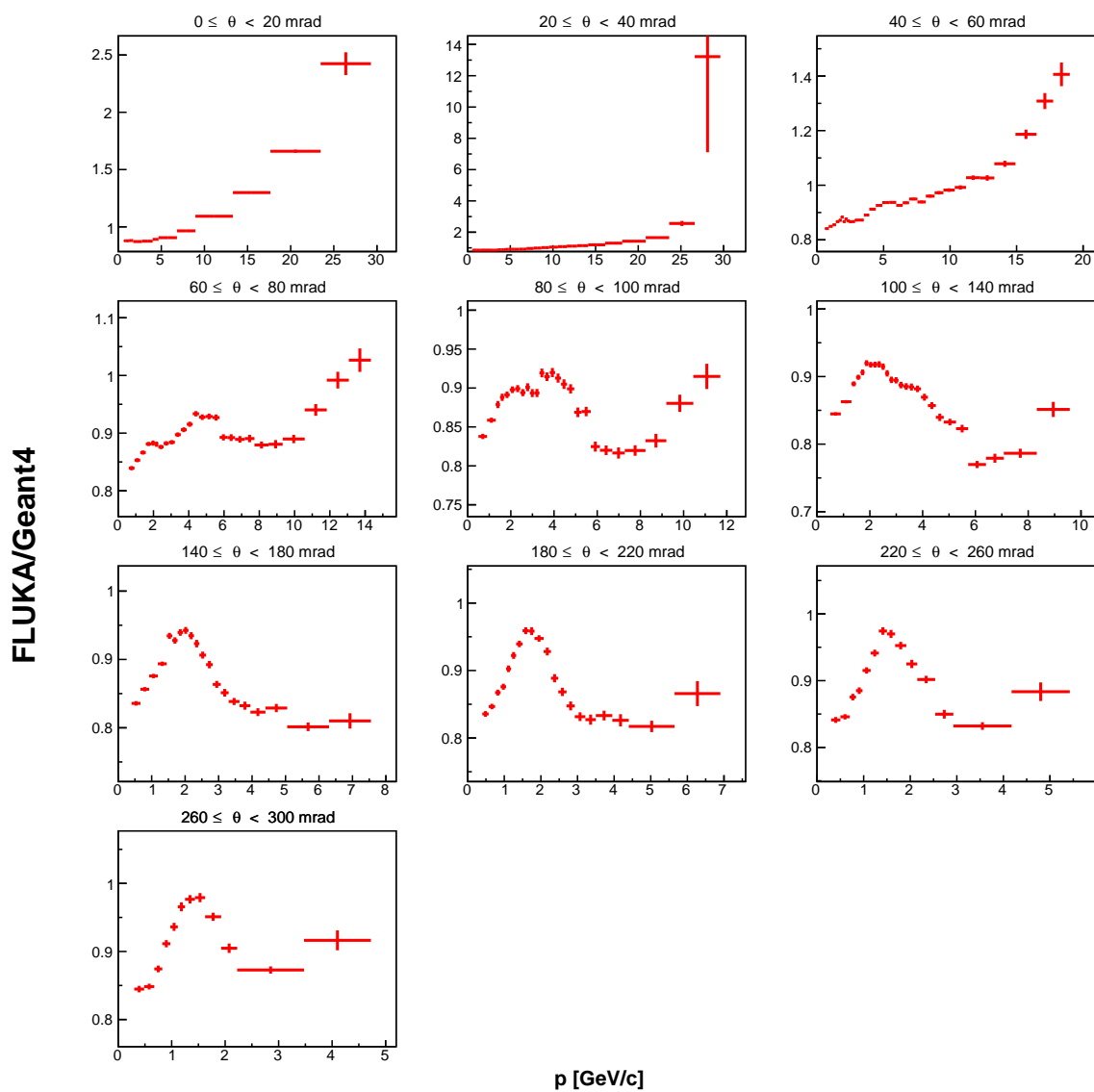


図 139 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた π^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

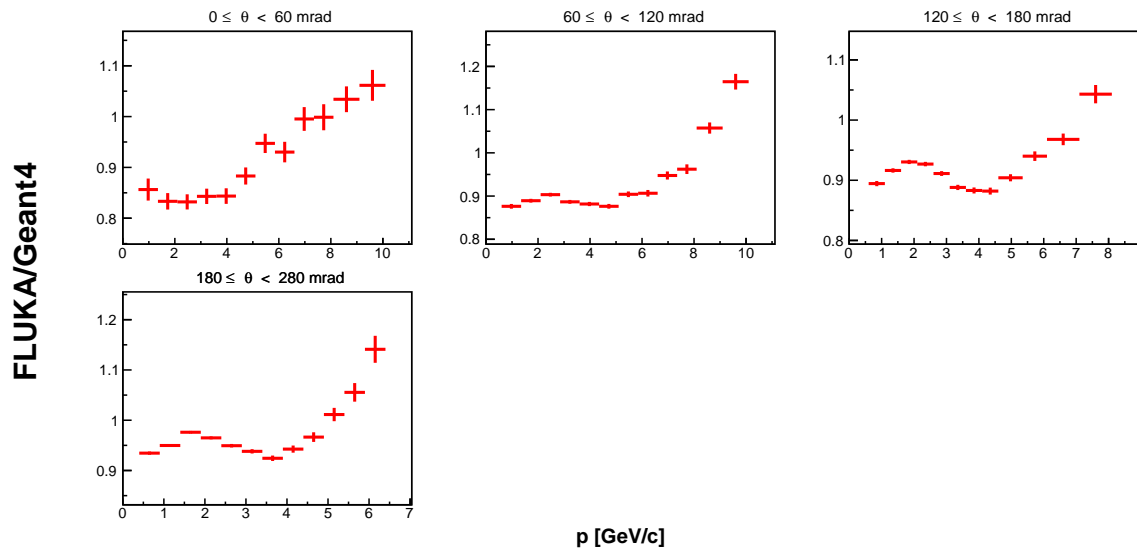


図 140 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18 \text{ cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

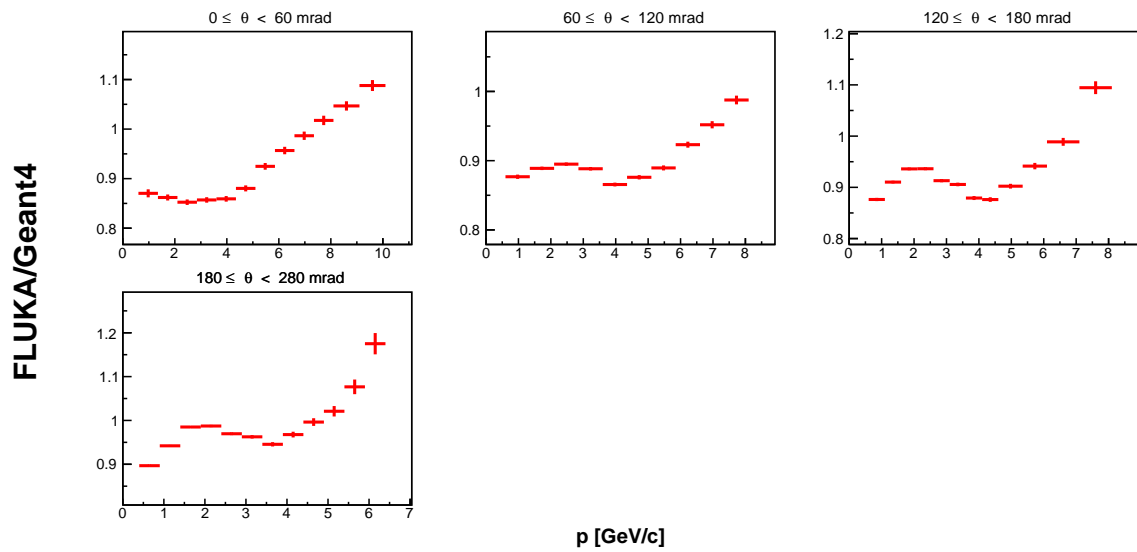


図 141 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36 \text{ cm}$) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

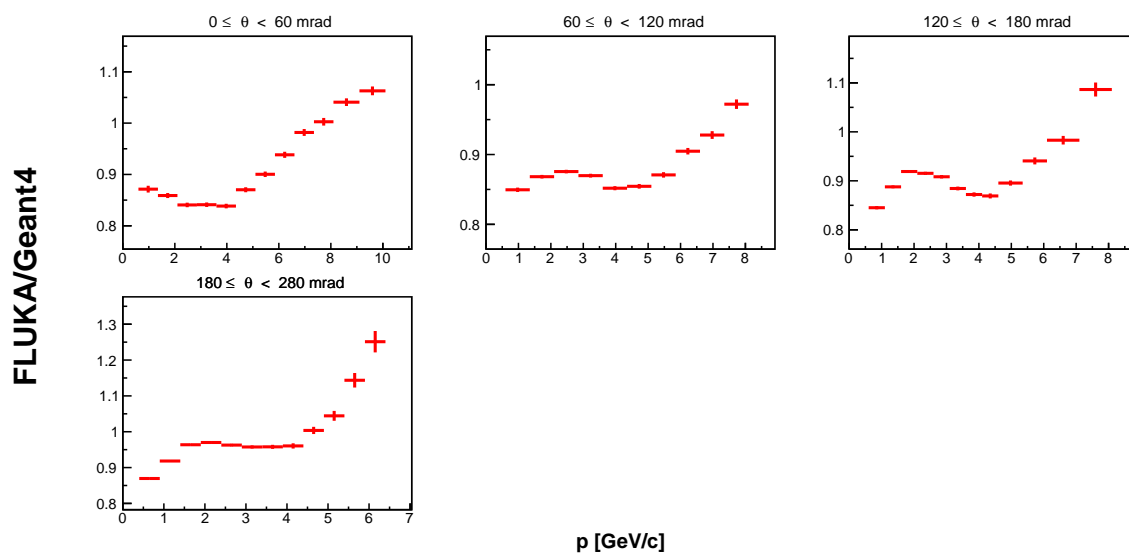


図 142 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

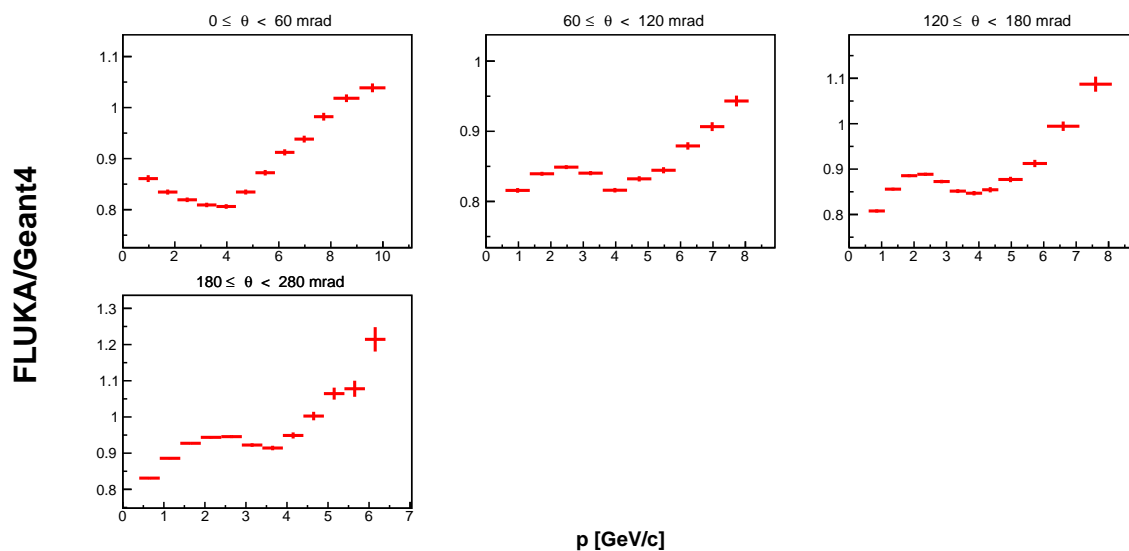


図 143 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

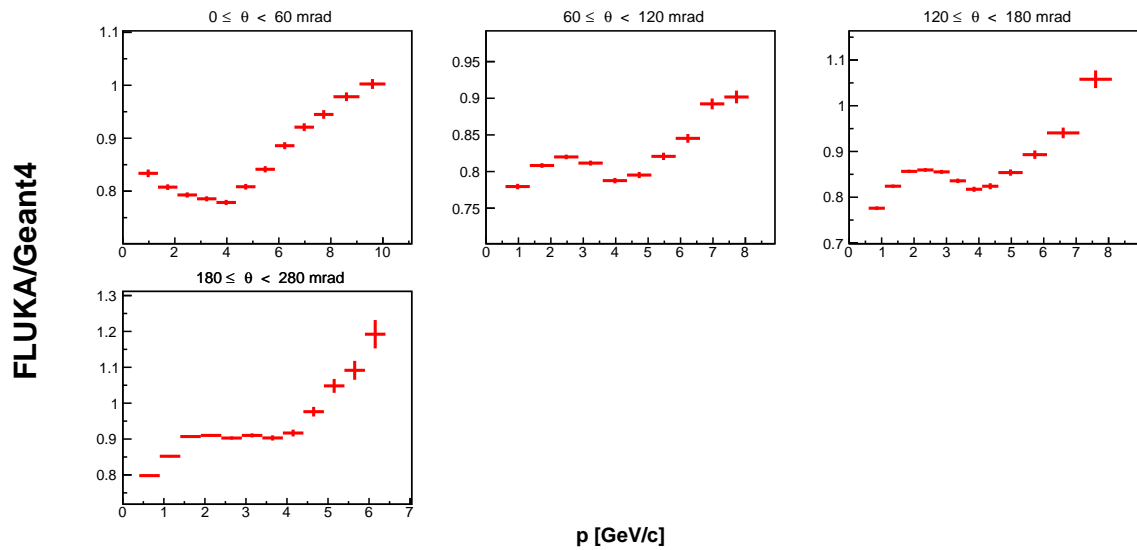


図 144 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

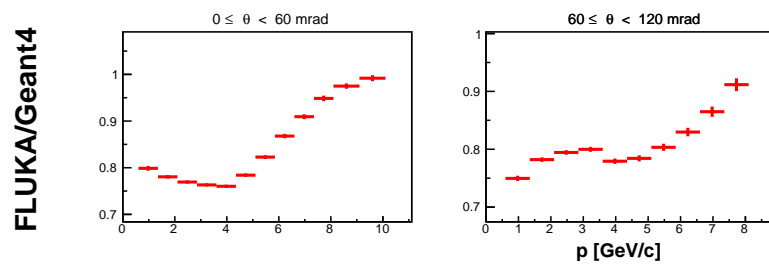


図 145 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた K^+ の二重微分生成数から求めた重み付け係数

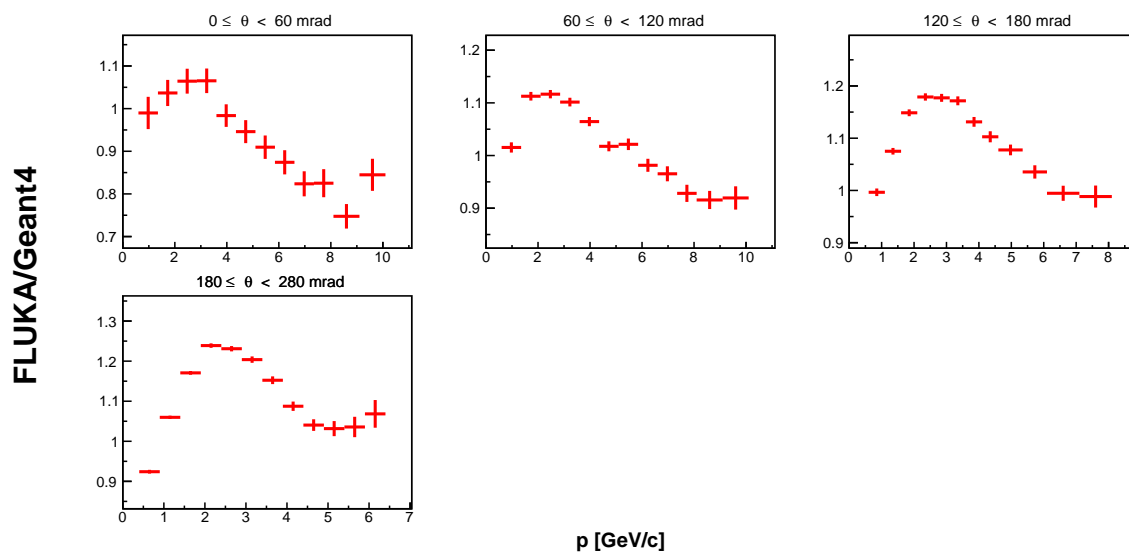


図 146 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_1 領域 ($0 \leq z < 18$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

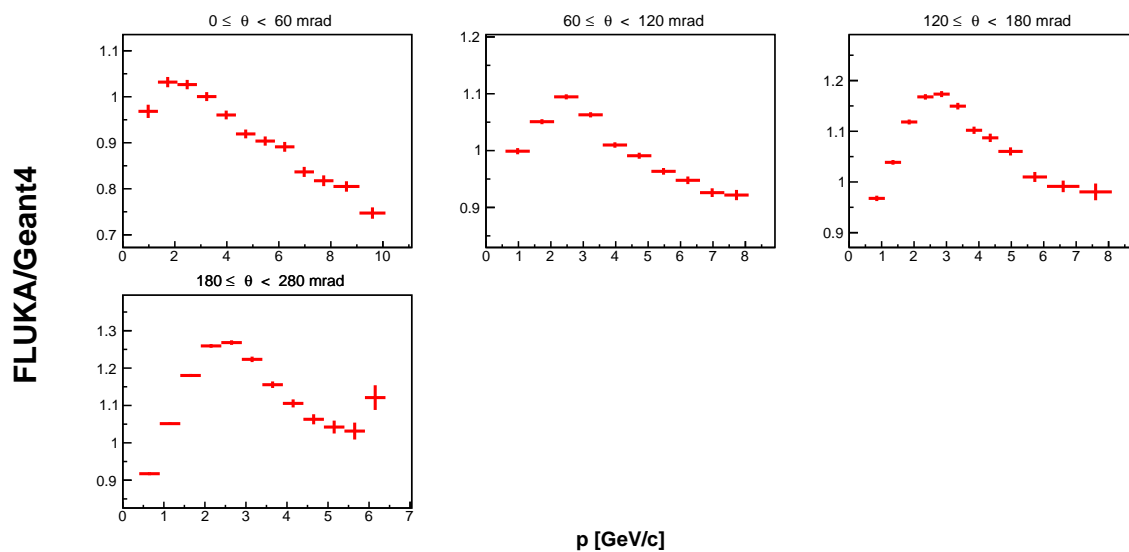


図 147 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($18 \leq z < 36$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

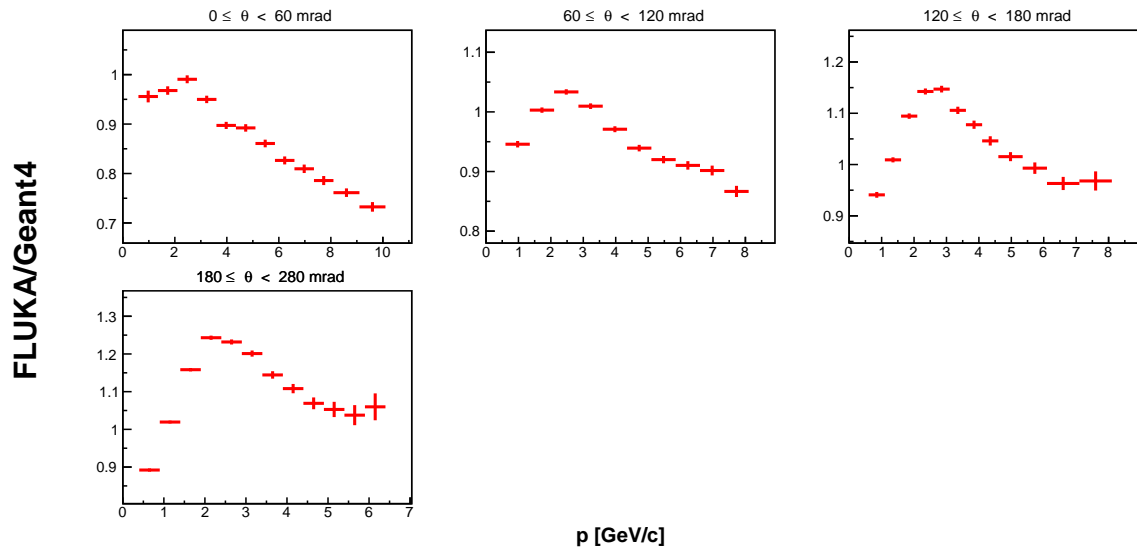


図 148 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_3 領域 ($36 \leq z < 54$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

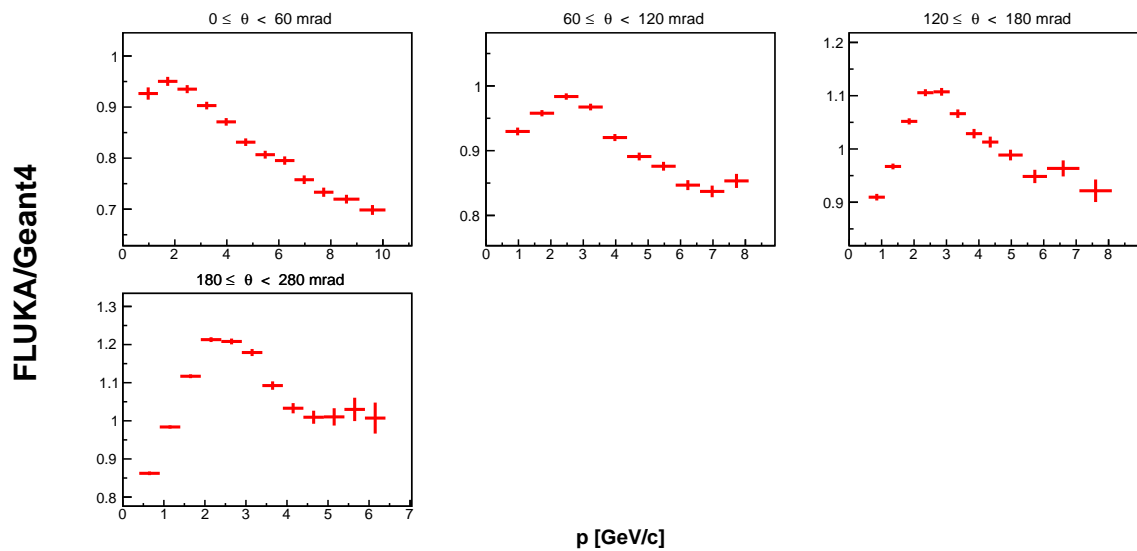


図 149 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_4 領域 ($54 \leq z < 72$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

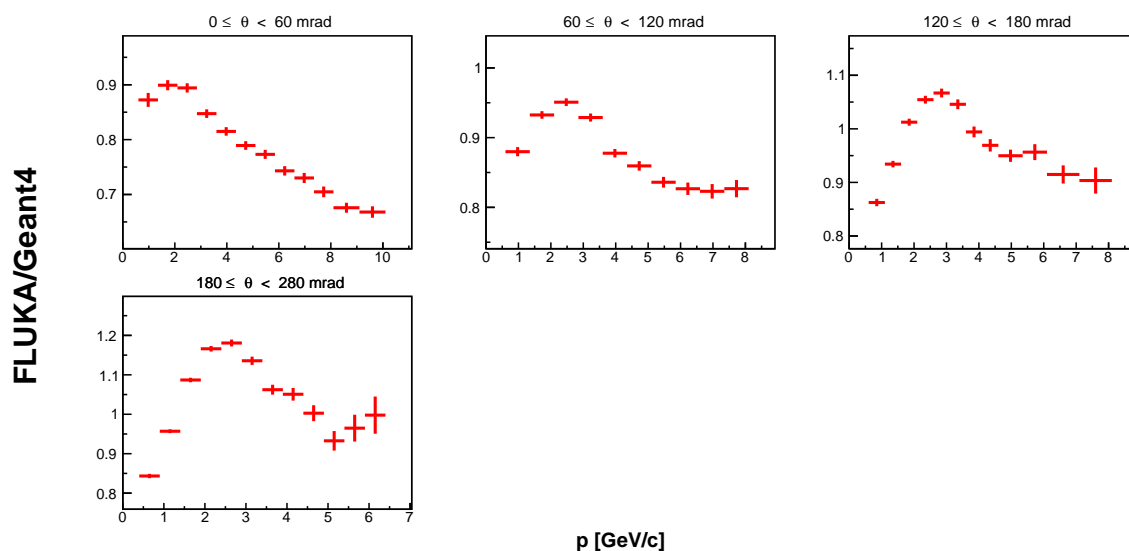


図 150 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_2 領域 ($72 \leq z < 90$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

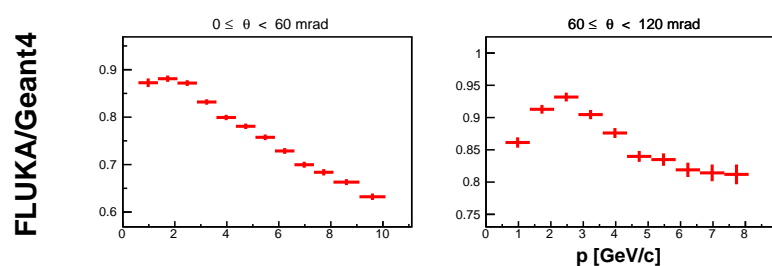


図 151 Geant4 と FLUKA それぞれのターゲットシミュレーションから得られた、ターゲットの z_6 領域 ($z = 90$ cm) から出てきた K^- の二重微分生成数から求めた重み付け係数

謝辞

学部4年で本研究室に配属されてからこの3年間、多くの方にお世話になりました。本論文を書き上げられたのも皆様のお力添えがあったからこそだと思っています。この場を借りてお礼申し上げます。指導教員の小汐先生はニュートリノに関する研究を主に行っている研究室の中で、ハドロン生成といった分野の研究の後押しをしてくださりました。また、素粒子物理の基礎的なことから、研究を行うにあたっていろいろな方への橋渡しをしていただいたりときまざまな面でサポートいただきました。この3年間の研究生生活の指導をしていただき、ありがとうございました。

KEKの坂下さんには本研究を行うためのシミュレーションの導入方法や、T2K実験とNA61/SHINEについて基礎的なことから詳しく教えていただいたり、研究の要所所でアドバイスをいただいたりときまざまな面で助けていただきました。ありがとうございました。東工大のルカスさんには、シミュレーションの細かな使い方や解析コードを書く際にコメントをいただいたりとプログラミング関係で大変お世話になりました。ありがとうございました。コロラド大学ボルダー校の永井さんにはNA61/SHINEコラボレーターという立場から、NA61/SHINEのより詳細なことや現状、本研究で要求されることなどについてさまざまなアドバイスをいただきました。ありがとうございました。

また、本研究室の方々にも大変お世話になりました。特にポスドクの伊藤さんや現D1の原田さん、昨年卒業された萩原さん、蓬萊さんには研究室配属されてから、研究を始めるにあたってプログラミングの基礎や研究の進め方、素粒子物理学の基礎などさまざまなことを親切に教えてくださいました。この3年間の研究生生活を楽しく過ごせたのも先輩方のおかげだと思います。ありがとうございました。同期の酒井くん、馬くん、後輩達とはお互いの研究について議論をしたり、時には雑談をしたりと研究生生活においていい刺激になりました。秘書の山本さん、長綱さん、小枝さんには、事務仕事や出張の手続きなどで非常にお世話になりました。本当にありがとうございました。他にも同期の福間くんや忽那くん、宇宙物理学研究室の方々など多くの方の支えてくださったからこそ、3年間の研究生生活、修士論文執筆も無事終えることができました。最後になりましたが、岡山大学での6年間の生活を支えてくれた両親に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] C. L. Cowan *et al.* Detection of the free neutrino: A Confirmation. *Science*, 124:103–104, 1956.
- [2] Y. Fukuda *et al.* Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81(8):1562–1567, Aug 1998.
- [3] S. Fukuda *et al.* Constraints on neutrino oscillations using 1258 days of super-kamiokande solar neutrino data. *Phys. Rev. Lett.*, 86:5656–5660, Jun 2001.
- [4] P.A. *et al* Zyla. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01, 2020.
- [5] Burton Richter. Conventional beams or neutrino factories: The next generation of accelerator-based neutrino experiments. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0008222>, 2000.
- [6] K. Abe *et al.* T2K neutrino flux prediction. *Physical Review D*, 87(1), Jan 2013.
- [7] T2K collaboration. T2k internal document.
- [8] K. Abe *et al.* Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations. *Nature*, 580(7803):339–344, 2020.
- [9] András László. The NA61/SHINE Experiment at the CERN SPS. *Nuclear Physics A*, 830(1-4):559c–562c, Nov 2009.
- [10] N. Abgrall *et al.* NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system. *Journal of Instrumentation*, 9(06):P06005–P06005, Jun 2014.
- [11] N. Abgrall *et al.* Measurements of π^\pm, K^\pm and proton double differential yields from the surface of the T2K replica target for incoming 31 GeV/c protons with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS. *The European Physical Journal C*, 79(2), Jan 2019.
- [12] Matej Pavin. *Measurements of hadron yields from the T2K replica target in the NA61/SHINE experiment for neutrino flux prediction in T2K.* PhD thesis, Paris U., VI-VII, 2017.
- [13] Claude Bovet *et al.* *The CEDAR counters for particle identification in the SPS secondary beams: a description and an operation manual.* CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 1982.
- [14] Tables with numerical results for the T2K replica target 2010 paper. <https://edms.cern.ch/document/1828979/1>.
- [15] Giuseppe Battistoni *et al.* Overview of the FLUKA code. *Annals of Nuclear Energy*, 82:10–18, 2015. Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, SNA + MC 2013. Pluri- and Trans-disciplinarity, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms.
- [16] S. Agostinelli *et al.* Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated*

- Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.
- [17] J. Allison *et al.* Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1):270–278, 2006.
- [18] J. Allison *et al.* Recent developments in Geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835:186 – 225, 2016.