

# Analyse einer neuen Luftschauerobservablen zur Identifikation primärer Photonen in der kosmischen Strahlung

Bachelor-Arbeit  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science  
(B.Sc.)

der Universität Siegen



Department Physik

vorgelegt von  
Daniel Tizian Steiniger

Siegen, März 2020



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Hintergründe</b>	<b>6</b>
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	6
2.2	Kosmische Strahlung . . . . .	8
2.2.1	Geschichte der kosmischen Strahlung . . . . .	8
2.2.2	Zusammenfassung aktueller Ergebnisse . . . . .	8
2.2.3	Nachweis der kosmischen Strahlung . . . . .	11
2.3	Luftschauer . . . . .	11
2.3.1	Elektromagnetische Komponente . . . . .	12
2.3.2	Hadronische Komponente . . . . .	14
2.4	Tscherenkow-Effekt . . . . .	15
2.5	Photomultiplerröhren . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Pierre Auger Observatorium</b>	<b>18</b>
3.1	Der Oberflächendetektor . . . . .	19
3.2	Der Fluoreszenzdetektor . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Luftschauersimulationen</b>	<b>21</b>
4.1	Motivation von Luftschauersimulationen . . . . .	21
4.2	Verwendete Software . . . . .	21
4.3	Eigenschaften der verwendeten Simulationsdatensätze . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Analyse der systematischen Eigenschaften von <math>R_{MoPS}</math></b>	<b>22</b>
5.1	Definition von $R_{MoPS}$ . . . . .	22
5.2	Aufteilung des Raumwinkels . . . . .	25
5.3	Zenitwinkelabhängigkeit . . . . .	27
5.4	Auswirkung der Vernachlässigung der Ereignisse mit $T$ oder $M_v$ gleich Null . . . . .	28
5.5	Auswirkungen von Ereignissen mit $T$ gleich Null auf die Größe $M_v$ . . . . .	35
5.6	Verhalten des numerischen Werts der Observable . . . . .	36
5.7	Trennkraft . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick</b>	<b>45</b>
6.1	Ergebnisse . . . . .	45
6.2	Ausblick . . . . .	45
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>46</b>
7.1	Abbildungen zum Kapitel 5.3 Zenitwinkelabhängigkeit . . . . .	46
7.2	Abbildungen zum Kapitel 5.4 Auswirkung der Vernachlässigung der Ergebnisse mit $T$ oder $M_v$ gleich Null . . . . .	50
7.3	Tabellen zum Kapitel 5.4 Auswirkung der Vernachlässigung der Ergebnisse mit $T$ oder $M_v$ gleich Null . . . . .	58

---

7.4	Abbildungen zum Kapitel 5.6 Verhalten des numerischen Werts der Observable . . . . .	69
7.5	Tabellen zum Kapitel 5.6 Verhalten des numerischen Werts der Observable	75
7.6	Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des $R_{MoPS}$ -Werts bei $E_{11} = 10^{17.0}$ eV – $E_{12} = 10^{18.5}$ eV . . . . .	78
7.7	Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des $R_{MoPS}$ -Werts bei $E_2 = 10^{17.5}$ eV . . . . .	87
7.8	Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des $R_{MoPS}$ -Werts bei $E_3 = 10^{18.0}$ eV . . . . .	96
7.9	Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des $R_{MoPS}$ -Werts bei $E_4 = 10^{18.5}$ eV . . . . .	105

## 1 Einleitung

Die vorliegende Bachelorarbeit befasst sich mit der Luftschauerobservablen  $R_{MoPS}$ . Diese soll zur Unterscheidung zwischen photoninduzierten und protoninduzierten Luftschauern, welche in der Erdatmosphäre durch kosmische Strahlung ausgelöst werden, dienen.

Ziel dieser Arbeit ist es grundlegende Eigenschaften der Luftschauerobservable zu untersuchen. So wird untersucht, welchen Einfluss die Ereigniselektion auf die Anzahl der betrachteten Ereignisse hat. Weiterhin wird die Abhängigkeit der Observable in Bezug auf die Energie des Primärteilchens und des Zenitwinkels des Primärteilchens analysiert.

Die folgenden Abschnitte sollen sowohl die physikalischen Hintergründe, als auch die Motivation für Luftschauerexperimente zusammenfassen. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die, zur Auswertung verwendeten Methoden, als auch die Ergebnisse erläutert und präsentiert.

## 2 Physikalische Hintergründe

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Hintergründe erläutert, die dieser Arbeit zugrunde liegen. Zunächst wird ein Überblick über das aktuelle Standardmodell der Elementarteilchenphysik gegeben, da die im weiteren Verlauf der Arbeit erklärten Luftschauer auf Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen aus dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik beruhen. Weiterhin ist eine kurze Zusammenfassung zu kosmischer Strahlung gegeben, da diese der Auslöser für Luftschauer ist. Über diese Luftschauer wird ebenfalls ein grober Überblick gegeben. Luftschauer sind der zentrale physikalische Vorgang dieser Arbeit. Anschließend wird der Tscherenkow-Effekt erläutert, da die Analyse auf Signalen beruht, welche durch den Tscherenkow-Effekt und Photomultiplerröhren entstehen. Daher wird die Funktionsweise von Photomultiplerröhren ebenfalls erläutert.

### 2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik fasst die bekannten Elementarteilchen und die Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen zusammen, die Gravitation wird in diesem Modell jedoch nicht beschrieben. Die bisher bekannten und im Modell enthaltenen Elementarteilchen sind unter anderem Quarks, Leptonen, verschiedene Eichbosonen und das Higgs Boson.

Die sechs Quarks sind in drei verschiedenen Familien aufgeteilt. Jeweils eine Familie wird gebildet durch das Up-Quark und das Down-Quark, das Charm-Quark und Strange-Quark sowie das Top-Quark und das Bottom-Quark. Jedes Quark trägt dabei einen Spin von  $s = \frac{1}{2}$ . Damit zählen die Quarks zu den Fermionen. Die Quarks tragen Ladungen in Vielfachen von  $\frac{1}{3}e$ , wobei  $e$  die Elementarladung ist. Dabei haben die Up-, Charm- und Top-Quarks jeweils eine Ladung von  $q = +\frac{2}{3}e$  und die Down-, Strange- und Bottom-Quarks eine Ladung von  $q = -\frac{1}{3}e$ .

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} q_{u,c,t} = +\frac{2}{3} \\ q_{d,s,b} = -\frac{1}{3} \end{array} \quad s = +\frac{1}{2}$$

Jedes Quark, trägt eine von drei Farbladungen, daher unterliegen sie der starken Wechselwirkung. Die Farbladungen werden als blau, grün und rot bezeichnet. Zu jeder der drei Farbladungen gibt es auch jeweils eine Antifarbladung. Kommen zum Beispiel drei Quarks mit jeweils verschiedenen Farbladungen zusammen ist das resultierende Objekt ohne Farbladung. Farbneutralität lässt sich ebenfalls durch die Kombination von einer Farbladung mit der entsprechenden Antifarbladung erreichen. Nach der Confinement-Hypothese können nur farbladungsfreie Singlett-Zustände frei existieren. Freie Quarks wurden noch nicht beobachtet. Eine Kombination von drei Quarks wird Baryon genannt. Die Kombination von jeweils einem Quark und Antiquark wird Meson genannt.

Die sechs Leptonen setzen sich aus dem Elektron  $e^-$ , dem Myon  $\mu^-$ , dem Tauon  $\tau^-$  und drei Neutrinos  $\nu$  zusammen. Das Elektron trägt eine negative Elementarladung  $e$ , besitzt eine Masse von  $m_e \approx 0.511 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  und ist stabil. Elektronen bilden die Hülle von Atomen und sind verantwortlich für die elektrische Leitfähigkeit von Metallen. Damit bilden sie die Grundlage der Elektrotechnik. Das Myon trägt ebenfalls eine negative Elementarladung  $e$ , allerdings eine Masse von  $m_\mu \approx 105.66 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ . Damit ist ein Myon etwa 200 mal so Massereich, wie ein Elektron. Das Myon ist im Gegensatz zum Elektron nicht stabil, sondern hat eine mittlere Lebensdauer von etwa  $\tau_\mu \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$  s. Die Ladung des Tauons beträgt ebenfalls eine negative Elementarladung  $e$ . Das Tauon hat etwa eine Masse von  $m_\tau \approx 1776.86 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ , was etwa 3500 Elektronmassen entspricht. Das Tauon ist, genau wie das Myon nicht stabil, sondern hat eine mittlere Lebensdauer von etwa  $\tau_\tau \approx 290.3 \cdot 10^{-15}$  s. Die drei Neutrinos sind das Elektron-Neutrino  $\nu_e$ , das Myon-Neutrino  $\nu_\mu$  und das Tauon-Neutrino  $\nu_\tau$ . Alle drei Neutrinos tragen keine Ladung. Nach dem Standardmodell sind alle drei Neutrinos masselos. Experimente zeigen jedoch, dass die Neutrinos ihren Typ ändern können. Dies ist allerdings nur möglich, wenn mindestens zwei von den drei Neutrinentypen eine Masse verschieden von Null haben. Die genauen Massen der Neutrinos sind Gegenstand aktueller Forschung. Bisher sind nur Obergrenzen für die Neutrinomassen festgelegt. Das Elektron-Neutrino hat eine Masse kleiner als  $m_{\nu_e} < 1.1 \frac{\text{eV}}{c^2}$ , die Masse des Myon-Neutrinos ist geringer als  $m_{\nu_\mu} < 0.19 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  und die des Tauon-Neutrinos liegt unter  $m_{\nu_\tau} < 18.2 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ . Der Spin aller Leptonen beträgt  $s = \frac{1}{2}$ .

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} q_{e,\mu,\tau} = -1 \\ q_{\nu_e,\nu_\mu,\nu_\tau} = 0 \end{array} \quad s = +\frac{1}{2}$$

Nun gibt es noch unterschiedliche Bosonen. Diese sind die Austauschteilchen für drei der vier bekannten, fundamentalen Wechselwirkungen. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon  $\gamma$ . Es trägt keine Ladung  $q = 0$ . Die Austauschteilchen für die schwache Wechselwirkung sind zwei W-Bosonen  $W^\pm$  und das Z-Boson  $Z^0$ . Das Z-Boson trägt dabei keine Ladung  $q = 0$ , die W-Bosonen eine Ladung von  $q = \pm 1$ . Jedes Boson trägt einen Spin von  $s = 1$ . Für die starke Wechselwirkung sind Gluonen  $g$  die Austauschteilchen. Diese tragen jeweils eine Farbladung und eine Antifarbladung, so dass sich neun verschiedene Kombinationsmöglichkeiten ergeben. Jedoch wird der Farb-Singlett-Zustand nicht betrachtet. Es ergeben sich also acht verschiedene Gluonen. Jedes Gluon ist elektrisch neutral  $q = 0$  und hat einen Spin von  $s = 1$  inne. Ein weiteres Teilchen des Standardmodells ist das Higgs-Boson  $H$ , welches kein Austauschteilchen darstellt. Es trägt keine Ladung  $q = 0$  und keinen Spin  $s = 0$ . Das Higgs-Boson ist die elementare Anregung des Higgs-Feldes, welches den W- und Z-Bosonen, sowie den fermionischen Elementarteilchen (Quarks und Leptonen) ihre Massen verleiht [12].

So gibt es verschiedene Arten von Wechselwirkungen zwischen Teilchen. Die für diese Arbeit wichtigen Wechselwirkungen sind die elektromagnetische Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung, da diese, aufgrund ihrer relativen Stärke, die dominierenden Wechselwirkungen in Luftschauern (siehe 2.3) sind.

## 2.2 Kosmische Strahlung

### 2.2.1 Geschichte der kosmischen Strahlung

Die wissenschaftliche Geschichte der kosmischen Strahlung begann 1912 mit Messungen von Victor Franz Hess. Dieser stellte mittels Ballonflügen fest, dass mit steigender Höhe die, von ihm gemessene Intensität von ionisierender Strahlung zunahm. Dies widersprach der Erwartung, da bis dahin die Erde als einzige Quelle für ionisierende Strahlung angenommen wurde. Da der Ursprung dieser Strahlung noch unbekannt war, wurde diese Höhenstrahlung genannt. Für diese Entdeckung wurde ihm 1936 der Nobelpreis für Physik verliehen [10]. Weitere Experimente, durch Walther Bothe und Werner Kolhörster 1929 zeigten, dass die Höhenstrahlung aus elektrisch geladenen Teilchen mit hoher Durchdringungskraft besteht [29]. Die Experimente wurden im Laufe der Jahre weitergeführt und weiterentwickelt. So stellte Pierre Victor Auger 1938 mehrere Detektoren im Abstand von 300 m auf. Er beobachtete, dass benachbarte Detektoren zeitgleich ausgelöst wurden. Daraus schloss er, dass die bisher gemessenen Teilchen durch ein Primärteilchen in der oberen Atmosphäre entstehen und in Teilchenschauern auf die Erde niedergehen, die sogenannten Luftschauer (siehe 2.3) [27]. Somit war klar, dass es zwei Arten von kosmischer Strahlung gibt. Zum einen die auf der Erdoberfläche messbare, sekundäre kosmische Strahlung und die auf die Atmosphäre treffende primäre kosmische Strahlung, welche auf dem Erdboden nur indirekt messbar ist (siehe 2.3). Mit Augers Entdeckung wurden die Detektoren, für Luftschauerexperimente immer größer angelegt, um eintreffende Schauer möglichst komplett und genau zu messen. Das aktuell größte Luftschauerexperiment wird in Argentinien am Pierre Auger Observatorium (siehe 3) durchgeführt und sucht nach ultrahochenergetischen Primärteilchen [2].

### 2.2.2 Zusammenfassung aktueller Ergebnisse

Die primäre kosmische Strahlung besteht hauptsächlich aus Protonen, Elektronen und Atomkernen [15]. Außerdem wird nach hochenergetischen Photonen gesucht. Ein solches Photon wurde bisher jedoch noch nicht bestätigt [5]. Die Quellen für die höchstenergetischen Teilchen sind Gegenstand aktueller Forschung. Da die Hauptbestandteile der primären kosmischen Strahlung elektrisch geladen sind, werden diese Teilchen durch Magnetfelder, welche sich zwischen Quelle und Erde befinden abgelenkt und die Ankunftsrichtung zeigt nicht mehr auf die Quelle. Dies ist ein Grund, warum nach hochenergetischen Photonen gesucht wird. Diese sind elektrisch neutral und haben keine Ruhemasse, dadurch zeigt die Ankunftsrichtung eines Photons direkt auf die Quelle und somit auf den Beschleuniger und die Energiequelle für hochenergetische kosmische Strahlung. Dank zahlreicher Experimente, welche sowohl die primäre kosmische Strahlung, als auch die sekundäre kosmische Strahlung messen, ist das Spektrum der primären kosmischen Strahlung über einen großen Energiebereich bekannt [23]. Dabei wird meist der differentielle Fluss  $\frac{d\varphi}{dE}$  gegen die Energie  $E$  der primären Teilchen aufgetragen (Abb. 2.2.1). Ab einer

Energie von etwa einigen 10 GeV kann der Einfluss des Erdmagnetfeldes und der Einfluss der Sonnenaktivität vernachlässigt werden und das Spektrum des differentiellen Flusses kann durch ein Potenzgesetz beschrieben werden [7].

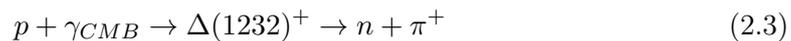
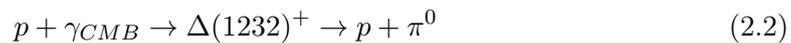
$$\frac{d\varphi}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

Dabei ist  $\gamma$  der Spektralindex und hat für verschiedene Energiebereiche verschiedene Werte. In dem Bereich zwischen einigen 10 GeV und etwa 4 PeV beschreibt ein Spektralindex von  $\gamma = -2,7$  die gemessenen Daten. Der darauf folgende Knick im Spektrum wird als ‚Knie‘ bezeichnet. Bis etwa 4 EeV folgt das Spektrum dann einem Spektralindex von  $\gamma = -3,1$ . Den nächsten Knick, bei welchem sich der Spektralindex auf  $\gamma = -2,7$  ändert nennt man ‚Knöchel‘. Bei höchsten Energien, von  $E > 6 \cdot 10^{19}$  eV wird eine Unterdrückung des Flusses beobachtet und ein eindeutiger Spektralindex ist zum jetzigen Stand nicht bestimmbar. Da die Variationen des Spektralindex nur gering ist, sind die Veränderungen des Spektralindex in Abb. 2.2.1 nur schwer zu erkennen. Um die Veränderungen deutlicher zu machen kann man den Fluss mit  $E^{2,6}$  multiplizieren (Abb. 2.2.2). Die Ursachen für die sprunghaften Änderungen des Spektralindex sind noch nicht vollständig bekannt. Es gibt mehrere Theorien, welche verschiedene Ursachen nennen.

Als Grund für das ‚Knie‘ werden zum Beispiel verschiedene Beschleunigungsmechanismen, mit Ladungsabhängiger Maximalbeschleunigung oder Propagationsmechanismen mit Ladungsabhängigkeiten vermutet. Als Folge dessen steigt die Maximalbeschleunigung stetig mit der Ladungszahl der Teilchen an und bricht dann plötzlich ab [13]. Andere Theorien gehen von bisher unbekanntem und unbeobachtetem Teilchen aus, die ab einer gewissen Schwellenenergie in Luftschauern erzeugt werden. Da diese Teilchen nicht beobachtet werden aber dennoch Energie innehaben wird dem Primärteilchen eine geringere Energie zugeschrieben, als es ursprünglich hatte [13].

Der ‚Knöchel‘ wird durch andere Ursachen erklärt. Eine mögliche Ursache ist, dass die Quellen die den Teilchen solch hohe Energien geben extragalaktisch sind. Bei hohen Energien überwiegt also die Teilchenzahl, der Teilchen, die extragalaktischen Ursprungs sind, über die Anzahl, der Teilchen, die galaktischen Ursprungs sind [28].

Bei höchsten Energien wird der Fluss dann unterdrückt. Diese Unterdrückung wurde zwar mit hoher Signifikanz nachgewiesen [8], die Gründe für die Unterdrückung hingegen sind noch nicht vollständig bekannt. Ein postulierter Prozess ist der GZK-Prozess, benannt nach Kenneth Greisen, Georgiy Zatsepin und Vadim Kuz'min. In diesem Prozess wechselwirken hochenergetische Protonen mit Photonen aus der kosmischen Hintergrundstrahlung und es werden über die Delta-Resonanz  $\Delta(1232)^+$  Pionen produziert.



Dieser Prozess kann erst ab einer gewissen Schwellenenergie stattfinden, welche bei etwa  $E_{min} \approx 5 \cdot 10^{19}$  eV liegt und führt zu einem deutlichen Energieverlust der Protonen. Die

Wechselwirkungslänge ist also energieabhängig. Das führt dazu, dass Protonen, mit einer Energie die größer ist als  $E \gtrsim 10^{20}$  eV nicht weiter als 100 Mpc entfernt beschleunigt wurden. Diese Grenze nennt man den GZK-Horizont [11].

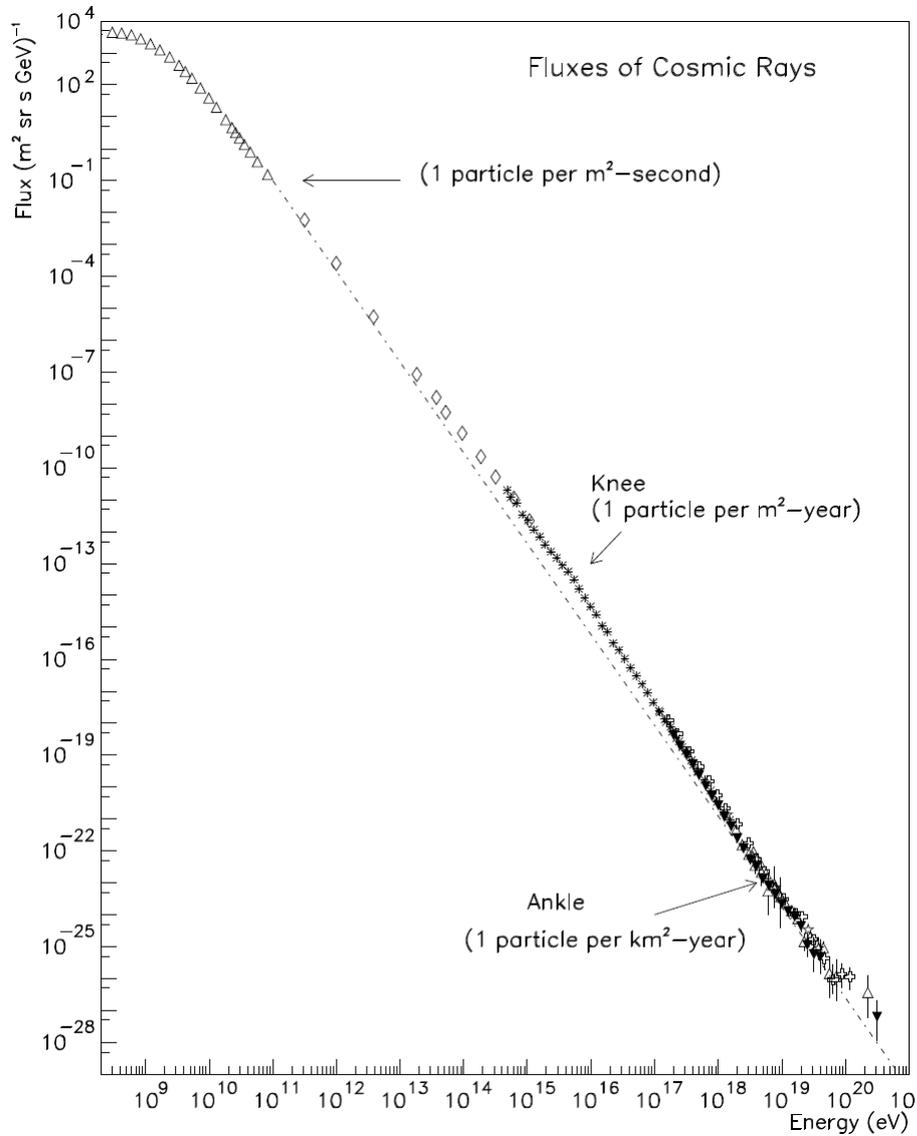


Abbildung 2.2.1: Das Spektrum der kosmischen Strahlung, mit allen Teilchen der primären kosmischen Strahlung. Der Fluss der Primärteilchen ist doppelt logarithmisch gegen die Energie der Primärteilchen aufgetragen. Der Fluss deckt dabei 32 Größenordnungen ab, die Energie 11 Größenordnungen [23].

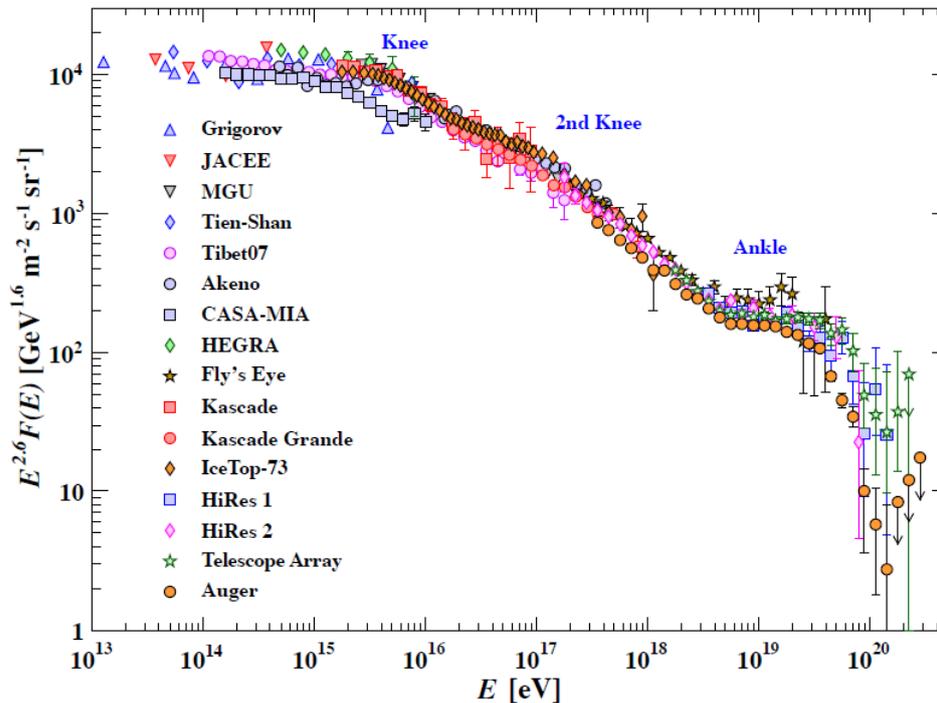


Abbildung 2.2.2: Das Spektrum der kosmischen Strahlung, mit allen Teilchen der primären kosmischen Strahlung. Der Fluss der Primärteilchen ist doppelt logarithmisch gegen die Energie der Primärteilchen aufgetragen. Der Fluss wurde dabei mit  $E^{2.6}$  multipliziert, um die Veränderungen des Spektralindex deutlicher sichtbar zu machen [7].

### 2.2.3 Nachweis der kosmischen Strahlung

Der Nachweis von kosmischer Strahlung kann durch zwei verschiedene Messmethoden erfolgen. Die primäre kosmische Strahlung kann direkt oder indirekt nachgewiesen werden. Wenn der Nachweis direkt geschehen soll, muss der Detektor vor der Erdatmosphäre mit dem Teilchen der kosmischen Strahlung wechselwirken. Dazu werden zum Beispiel Satellitenexperimente, wie PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics), welches zwischen 2006 und 2016 vor allem Antimaterie in der kosmischen Strahlung gesucht hat verwendet [17]. Für den indirekten Nachweis misst man die in der Atmosphäre erzeugten Teilchen, die den Erdboden erreichen. Dieses Messprinzip wird unter anderem beim Pierre Auger Observatorium angewendet (siehe 3).

## 2.3 Luftschauer

Ein Luftschauer ist eine Kaskade von Elementarteilchen, welche sich durch die Erdatmosphäre bewegt. Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf die Atmosphäre wechselwirkt es dort mit Atomen aus dieser. Bei diesen Wechselwirkungen werden neue Teilchen erzeugt.

Diese bewegen sich dann auf den Erdboden zu und wechselwirken auf dem Weg weiter mit der Atmosphäre. Dabei werden wieder Teilchen erzeugt, die Anzahl der Teilchen steigt. Die Energie des primären Teilchens teilt sich dabei auf alle erzeugten Teilchen auf, die Energie der einzelnen Teilchen sinkt also und ist im Allgemeinen für jedes Teilchen verschieden. Nach mehreren Wechselwirkungen reicht die Energie von einzelnen Teilchen nicht mehr aus, um weitere Teilchen zu erzeugen und die Teilchenzahl des Schauers steigt nicht weiter an. Diese Energie heißt kritische Energie  $E_{crit}$ . Der Punkt an dem die kritische Energie erreicht wird wird als atmosphärische Tiefe  $X_{max}$  bezeichnet (siehe 2.3.1). Die Teilchenzahl sinkt, da die verbleibenden Teilchen keine weiteren Teilchen erzeugen aber gleichzeitig weiter mit der Atmosphäre wechselwirken und dort zum Beispiel Atome anregen, wobei sie Energie verlieren.

Die longitudinale Ausdehnung eines Luftschauers wird durch die atmosphärische Tiefe  $X$  beschrieben. Diese ist gegeben durch:

$$X(h, \theta) = \frac{1}{\cos(\theta)} \int_h^\infty \rho(h') dh' \quad (2.4)$$

Dabei ist  $\theta$  der Winkel unter dem der Schauer auf die Erdatmosphäre trifft. Ist der Winkel Null, so zeigt die Achse vertikal auf die Erdoberfläche hin. Weiterhin ist  $h$  die betrachtete Höhe in der Atmosphäre. Die Funktion  $\rho(h')$  ist die Dichte der Erdatmosphäre in Abhängigkeit von der Höhe über dem Meeresspiegel. Die Formel (2.4) gilt jedoch nur für Winkel  $\theta < 60^\circ$ , da sonst die Näherung, dass die Erdoberfläche flach ist nicht mehr ausreichend gilt [22].

### 2.3.1 Elektromagnetische Komponente

Die elektromagnetische Komponente (Abb. 2.3.1) entsteht durch Teilchen, die hauptsächlich oder ausschließlich durch die elektromagnetische Kraft wechselwirken. Dies ist zum Beispiel für Photonen  $\gamma$ , Elektronen  $e^-$  und Positronen  $e^+$  der Fall. Da die Wechselwirkungsart elektromagnetisch ist entstehen durch den Schauer auch hauptsächlich diese drei Teilchen. Außerdem können noch Myonen entstehen. Die dominierenden Prozesse sind dabei die Paarerzeugung und Bremsstrahlung. Bei der Paarerzeugung bildet sich ein Elektron-Positron-Paar aus einem Photon, wenn sich das Photon in der Nähe eines elektrischen Feldes befindet. Dieses Feld kann beispielsweise durch ein geladenes Teilchen oder einen Atomkern verursacht sein. Außerdem muss das Photon genug Energie besitzen, um das Teilchenpaar zu erzeugen. Der Prozess der Bremsstrahlung beschreibt die Emission von Photonen, wenn geladene Teilchen, wie zum Beispiel Elektronen oder Positronen, in Materie abgebremst werden.

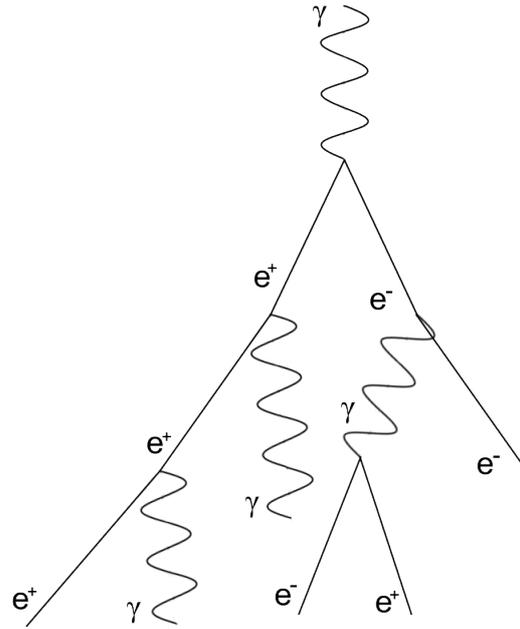


Abbildung 2.3.1: Die elektromagnetische Komponente eines Luftschauers schematisch dargestellt. Das einkommende Photon erzeugt durch Paarbildung ein Elektron-Positron-Paar, diese Teilchen erzeugen durch Bremsstrahlung neue Photonen, welche wieder Elektron-Positron-Paare erzeugen.

Ein einfaches Modell zur Beschreibung der elektromagnetischen Komponente ist das von Walter Heitler entwickelte Heitler-Modell. Dabei sind zwei Größen entscheidend, die Strahlungslänge  $X_0$  und die kritische Energie  $E_{crit}$ . Die Strahlungslänge ist eine Materialkonstante und beschreibt den Energieverlust beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie. Die kritische Energie ist die Energie, bei der die Teilchenenergie nicht mehr ausreicht, um weitere Teilchen zu erzeugen. Im Heitler-Modell wird angenommen, dass jedes der Teilchen nach einer Strahlungslänge wechselwirkt und die Energie der Teilchen dabei gleichmäßig auf die entstehenden Teilchen aufgeteilt wird. Somit verdoppelt sich die Anzahl der im Schauer enthaltenen Teilchen nach jeder zurückgelegten Strahlungslänge. Nach  $n$  durchlaufenen Strahlungslängen hat man also

$$N_n = 2^n \quad (2.5)$$

Teilchen, wobei jedes eine Energie von

$$E_n = \frac{E_0}{2^n} \quad (2.6)$$

hat, wenn  $E_0$  die Energie des Primärteilchens ist. Nach  $n_{crit}$  Schritten ist die Teilchenenergie gleich der kritischen Energie und der Schauer wächst nicht weiter an. Dieser Punkt wird als Schauermaximum  $X_{max}$  bezeichnet. Dabei gilt:

$$X_{max} = \frac{X_0}{\ln(2)} \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E_{crit}}\right) \quad (2.7)$$

Hierbei ist  $X_0$  wieder die Strahlungslänge,  $E_0$  die Energie des Primärteilchens und  $E_{crit}$  die kritische Energie.

Obwohl dieses Modell recht starke Vereinfachungen beinhaltet, sind die Vorhersagen die es liefert in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen aus detaillierten Simulationen [22].

### 2.3.2 Hadronische Komponente

Die hadronische Komponente entsteht, wenn ein wechselwirkendes Teilchen ein Hadron ist und somit auch durch die starke Kraft wechselwirkt. Durch die starke Wechselwirkung werden viele neue, verschiedene Teilchen erzeugt. Die so entstandenen Teilchen können nun wieder wechselwirken. Es entstehen Teilchen, die wieder stark wechselwirken, außerdem Teilchen, die elektromagnetisch Wechselwirken und Teilchen, welche nicht weiter wechselwirken. So unterscheidet man drei Komponenten, welche sich im Verlauf der Schauer ausbilden. Diese Komponenten sind räumlich dabei untereinander vermischt, anders als in Abb. 2.3.2 dargestellt.

Ein einfaches Modell, um die hadronische Komponente zu beschreiben ist eine modifizierte Form des Heitler-Modells. In diesem Modell entstehen nach einer Strahlungslänge  $X_0$  nicht zwei sondern drei Teilchen, auf die die Energie des vorherigen Teilchen gleichmäßig aufgeteilt wird. Die drei entstehenden Teilchen sind drei Pionen:  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$ . Das  $\pi^0$  zerstrahlt nach einer weiteren Strahlungslänge in zwei hochenergetische Photonen.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.8)$$

Diese lösen dann, wie in (2.3.1) beschrieben eine elektromagnetische Komponente des Schauers aus, die mit dem einfachen Heitler-Modell beschrieben werden kann. Die beiden geladenen Pionen interagieren nach jeweils einer Strahlungslänge  $X_0$  wieder mit der Atmosphäre und erzeugen erneut die drei Pionen  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$ . Ist dann nach mehreren Strahlungslängen  $X_0$  die kritische Energie erreicht werden keine weiteren Pionen erzeugt und die bereits erzeugten Pionen zerfallen in Myonen und die entsprechenden Myon-Neutrinos

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.9)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.10)$$

Obwohl dieses Modell sehr starke Vereinfachungen zur Grundlage nimmt, beispielsweise, dass sich die Energie auf alle erzeugten Teilchen gleichmäßig verteilt, sind die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit detaillierten Simulationen. Für weitere Informationen siehe [16].

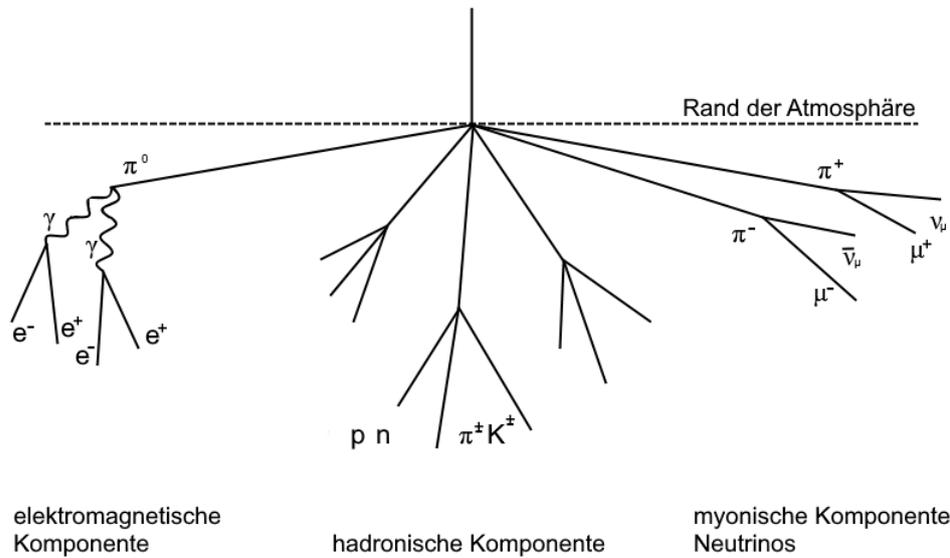


Abbildung 2.3.2: Ein durch ein Hadron ausgelöster Luftschauer schematisch dargestellt. Ein einkommendes Hadron trifft auf die obere Atmosphäre und wechselwirkt dort. Dabei entstehen viele verschiedene Teilchen, welche dann durch verschiedene Wechselwirkungen weitere Teilchen erzeugen, welche sich in verschiedene Komponenten einteilen lassen. Diese Komponenten sind die elektromagnetische Komponente, die hadronische Komponente und die myonische Komponente.

## 2.4 Tscherenkow-Effekt

Im nun folgenden Abschnitt wird grob der Tscherenkow-Effekt beschrieben. Dies geschieht, da die Luftschauerobservable  $R_{MOPS}$  (siehe 5.1) aus Daten konstruiert wird, welche von Photomultiplerröhren (siehe 2.5) erzeugt werden. Diese Photomultiplerröhren detektieren und verstärken dabei Signale, die durch den Tscherenkow-Effekt entstehen. Somit ist der Tscherenkow-Effekt die Grundlage der Daten, aus denen die untersuchte Luftschauerobservable gebildet wird.

Der Tscherenkow-Effekt beschreibt die Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen, wenn sich eine elektrische Ladung  $q$  in einem Material mit einer Geschwindigkeit  $v$  fortbewegt, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Material  $c'$ . Dieser Effekt ist das optische Analogon zum Überschallkegel, der entsteht, wenn sich eine Schallquelle mit Überschallgeschwindigkeit bewegt.

Bewegt sich eine Ladung durch ein dielektrisches Medium, werden Atome dieses Mediums längs der Flugbahn der Ladung polarisiert. Diese Polarisation bewirkt eine Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen. Diese interferieren destruktiv, solange sich die Ladung mit Unterlichtgeschwindigkeit durch das Medium bewegt. Liegt die Geschwindigkeit nun

aber oberhalb dieser Lichtgeschwindigkeit gibt es keine destruktive Interferenz mehr und es entstehen Kugelwellen [25]. Diese Wellenfronten überlagern sich nun zu einer kegelförmigen Wellenfront, analog zum Überschallkegel (siehe Abb. 2.4.1).

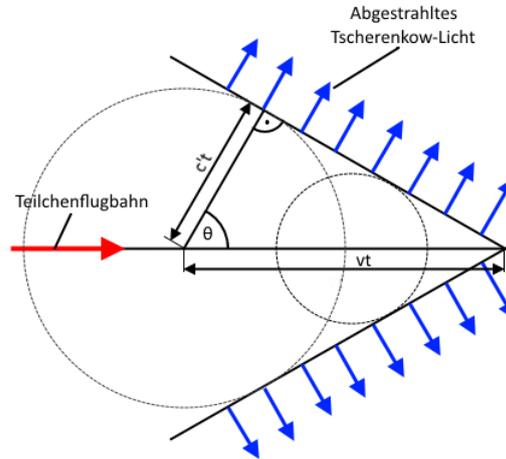


Abbildung 2.4.1: Der Tscherenkow-Kegel schematisch dargestellt. Die Teilchenflugbahn ist in rot, die ausgesandten Kugelwellen sind gestrichelt dargestellt. Die sich ergebene Wellenfront ist in blau eingezeichnet. Ebenfalls sind die geometrischen Größen für den Tscherenkow-Winkel  $\Theta$  benannt.

Der Winkel  $\Theta$  wird Tscherenkow-Winkel bezeichnet und gibt an, unter welchem Winkel die elektromagnetische Strahlung abgegeben wird. Wie man in Abb. 2.4.1 erkennen kann, hängt dieser von der Geschwindigkeit der Ladung  $v$  und dem Brechungsindex  $n$  des durchquerten Materials ab. Die Beziehung lautet:

$$\cos \Theta = \frac{\frac{c}{n} t}{vt} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.11)$$

Wobei  $\beta = \frac{v}{c}$  gilt, wenn  $v$  die Geschwindigkeit der Ladung und  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist.

Die Anzahl der emittierten Photonen pro Wegstrecken- und Frequenzelement ergibt sich aus der folgenden Formel (2.4) [25].

$$\frac{d^2 N}{d\omega dx} = \frac{\alpha}{c} z^2 \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) \quad (2.12)$$

Dabei ist  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante und  $z$  die Ladungszahl des Teilchens, welches das Medium durchquert. Die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist mit  $c$  angegeben, und der frequenzabhängige Brechungsindex des Mediums wird mit  $n(\omega)$  bezeichnet. Für  $\beta$  gilt die Beziehung  $\beta = \frac{v}{c}$ , wobei  $v$  die Geschwindigkeit des durchquerenden Teilchens ist. Das Emissionsspektrum hat sein Maximum im nahen UV-Bereich, so dass sichtbares Tscherenkow-Licht bläulich erscheint [25].

## 2.5 Photomultiplerröhren

PMTs dienen der Detektion von schwachen Lichtsignalen. Dazu wird zunächst ein elektronisches Signal erzeugt und verstärkt, bevor es ausgegeben wird.

Eine PMT besteht grundlegend aus einer evakuierten Röhre, in der sich mehrere Dynoden, eine Photokathode und eine Anode befinden. Zwischen der Kathode und den verschiedenen Dynoden liegt jeweils Spannung an, genau wie zwischen der letzten Dynode und der Anode. Die verschiedenen Spannungen werden durch Widerstände zwischen den einzelnen Bauteilen realisiert (Abb. 2.5.1).

Treffen Photonen auf die Photokathode werden durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus dieser ausgelöst. Durch die Spannung zwischen Kathode und der ersten Dynode werden diese Elektronen auf die Dynode zu beschleunigt. Treffen die Elektronen auf die Dynode werden weitere Elektronen aus der Dynode ausgelöst und die Elektronenzahl steigt. Diese ausgelösten Elektronen werden auf die nächste Dynode hin beschleunigt, da auch zwischen den Dynoden Spannungen anliegen. Dieser Vorgang wiederholt sich und die Elektronenzahl steigt exponentiell an. Am Ende der PMT treffen die Elektronen auf die Anode und fließen zur Masse ab, was einen Spannungsabfall erzeugt, der gemessen werden kann und proportional zur Intensität des einfallenden Lichts ist. So ist es möglich aus einem kleinen Photonsignal ein deutliches elektronisches Signal zu erzeugen [25].

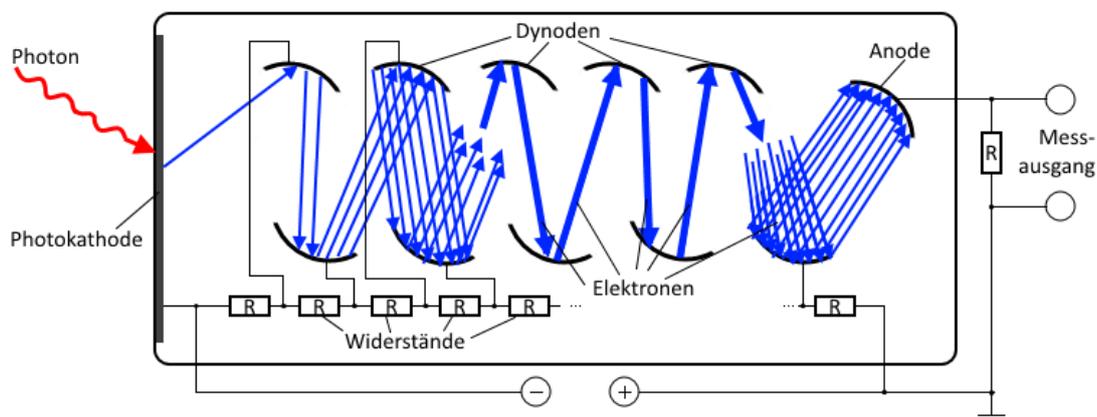


Abbildung 2.5.1: Schematische Darstellung einer PMT im Querschnitt. In einer evakuierten Röhre befinden sich eine Photokathode, mehrere Dynoden und eine Anode. Ein einkommendes Photon trifft auf die Photokathode und löst Elektronen aus, die auf die erste Dynode zu beschleunigt wird. Diese werden auf weitere Dynoden zu beschleunigt und die Anzahl der Elektronen steigt.

### 3 Pierre Auger Observatorium

Das Pierre Auger Observatorium (Auger), benannt nach Pierre Victor Auger (siehe 2.2.1) dient zum Nachweis von kosmischer Strahlung bei höchsten Energien ( $E \gtrsim 10^{17}$  eV). Es liegt in der argentinischen Provinz Mendoza auf der Hochebene Pampa Amarilla mit einer durchschnittlichen Höhe von 1400 m über dem Meeresspiegel, in der Nähe der Stadt Malargüe [2].

Bei Energien oberhalb des Knöchels (Abb. 2.2.1) wird nur ein Teilchen pro Jahr und  $\text{km}^2$  erwartet ( $E \approx 4 \cdot 10^{18}$  eV). Um eine möglichst aussagekräftige Statistik zu erhalten muss also entweder über eine sehr lange Zeit gemessen werden oder die Detektorfläche muss möglichst groß sein. Da es unpraktisch ist viele Jahrhunderte warten zu müssen, bevor genügend Teilchen detektiert sind, wurden bei Auger unter anderem eine Vielzahl (über 1600) von Detektoren über eine große Fläche verteilt. Auger besteht aus mehreren, unabhängigen Detektortypen. Die Hauptkomponenten sind der Oberflächendetektor (*engl.* surface detector) (SD) (siehe 3.1) und der Fluoreszenzdetektor (*engl.* fluorescence detector) (FD) (siehe 3.2). Außerdem gibt es verschiedene Erweiterungen, die zum Beispiel zur Myondetektion (AMIGA) oder zur Messung von Radioemissionen (AREA) dienen [2].

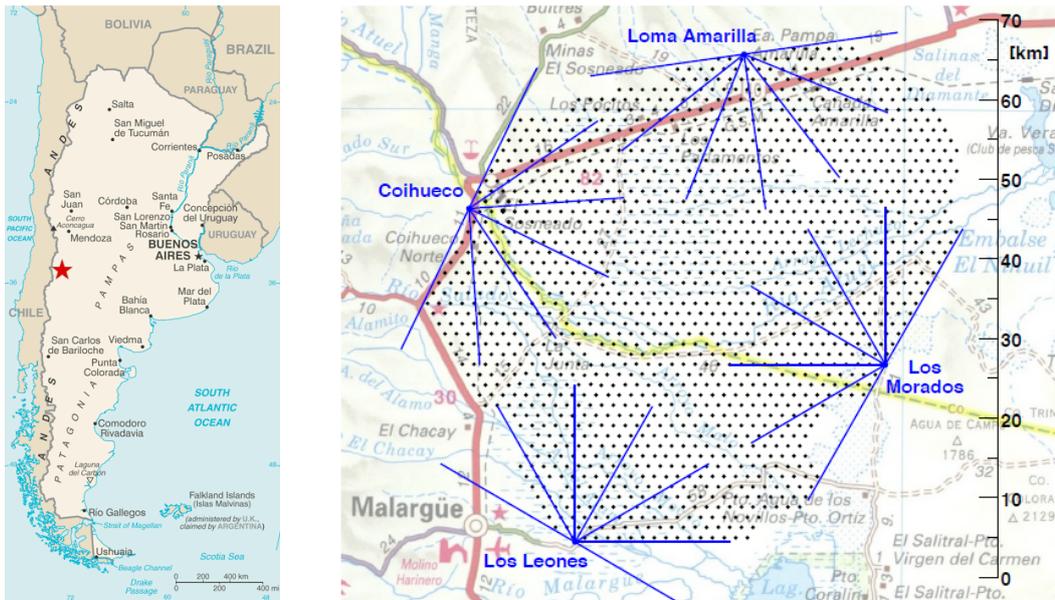


Abbildung 3.0.2: Links: Die Lage des Pierre Auger Observatoriums in Argentinien [18]. Rechts: Der Aufbau des Pierre Auger Observatoriums. Die schwarzen Punkte repräsentieren jeweils einen Wasser Tscherenkow Detektor, die blauen Linien jeweils die Grenze des Tscherenkow-Sichtfeldes der Fluoreszenzteleskope [30].

### 3.1 Der Oberflächendetektor

Der SD besteht aus 1660 einzelnen Wasser Tscherenkow Detektoren (WCD), welche in einem hexagonalen Muster mit einem Abstand von 1500 m zueinander angeordnet sind. Die einzelnen Detektoren arbeiten dabei autonom und unabhängig voneinander, was zu einer relativen Betriebszeit von fast 100 % führt. Somit trägt der SD den Großteil der Daten von Auger bei [6].

Ein WCD ist ein zylinderförmiger Wassertank, mit einem Durchmesser von 3.6 m welcher mit 12000 l hochreinem Wasser gefüllt ist. Die Innenwände der WCDs sind mit hochreflektivem Material beschichtet. In jedem WCD befinden sich drei PMTs (siehe 2.5), welche im Wasser entstehendes Tscherenkow-Licht (siehe 2.4) detektieren. Um die PMTs zu betreiben und die von ihnen gesammelten Daten zu verarbeiten und weiterzuleiten ist jeder WCD mit einer eigenen Batterie ausgestattet, welche durch Solarmodule auf dem Tank tagsüber geladen wird. Die Daten werden via Radiowellen an die Datenerfassungszentrale (*engl.* Central Data Acquisition System) (CDAS) weitergeleitet und dort mit den Daten der anderen Tanks und denen des FDs kombiniert [6].

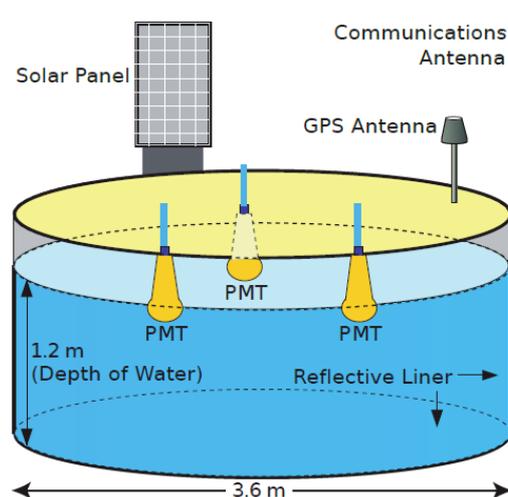


Abbildung 3.1.1: Links: Foto eines WCD [18]. Rechts: Der schematische Aufbau eines WCD. Der Wassertank mit den drei PMTs und den Kommunikationskomponenten [14].

### 3.2 Der Fluoreszenzdetektor

Der FD besteht aus 27 Fluoreszenzteleskopen. Es sind jeweils sechs der Fluoreszenzteleskope in einer Station zusammen untergebracht (Abb. 3.2.1). Insgesamt gibt es also vier FD-Stationen (Los Leones, Coihueco, Loma Amarilla, Los Morados) (siehe Abb.3.0.2). Weiterhin gibt es die High Elevation Auger Telescopes (HEAT) Erweiterung. Diese besteht aus drei weiteren Fluoreszenzteleskopen, die in der Nähe der Station Coihueco

platziert sind und das vertikale Sichtfeld erweitern.

Die Fluoreszenzteleskope sind auf den Bereich über dem SD ausgerichtet und detektieren in der Atmosphäre entstehendes Fluoreszenzlicht. Das Fluoreszenzlicht entsteht, wenn angeregte Atome wieder in den Grundzustand zurück fallen. Dies geschieht unter Aussendung von Photonen. Diese Photonen sind das Fluoreszenzlicht. Angeregt werden die Atome, durch Stöße mit Teilchen aus Luftschauern (siehe 2.3). So lässt sich mit den FD-Teleskopen der Schauer auf seinem Weg durch die Atmosphäre verfolgen. Dadurch ist die longitudinale Entwicklung des Schauers durch die Atmosphäre bis zum Boden hin gut rekonstruierbar. Das Sichtfeld der Teleskope beträgt dabei  $30^\circ \times 30^\circ$  in azimuthaler und vertikaler Sichtrichtung, sodass sich pro Station ein Sichtfeld von  $180^\circ \times 30^\circ$  in azimuthaler und vertikaler Sichtrichtung ergibt. Das Licht, das die Teleskope erreicht muss zuvor einen optischen Filter passieren (Abb. 3.2.1). Dieser Filter lässt nur Licht mit einer Wellenlänge zwischen 290 nm und 410 nm passieren. In diesem Bereich liegt der Großteil des abgestrahlten Fluoreszenzlichts und gleichzeitig kaum Hintergrundlicht, sodass das Hintergrundrauschen minimiert wird. Dennoch können die Teleskope nur in dann betrieben werden, wenn kaum Hintergrundlicht vorhanden ist. Geeignet für FD-Messungen sind also nur klare, mondschwache Nächte. Dadurch ergibt sich eine relative Betriebszeit von etwa 13 % [9].

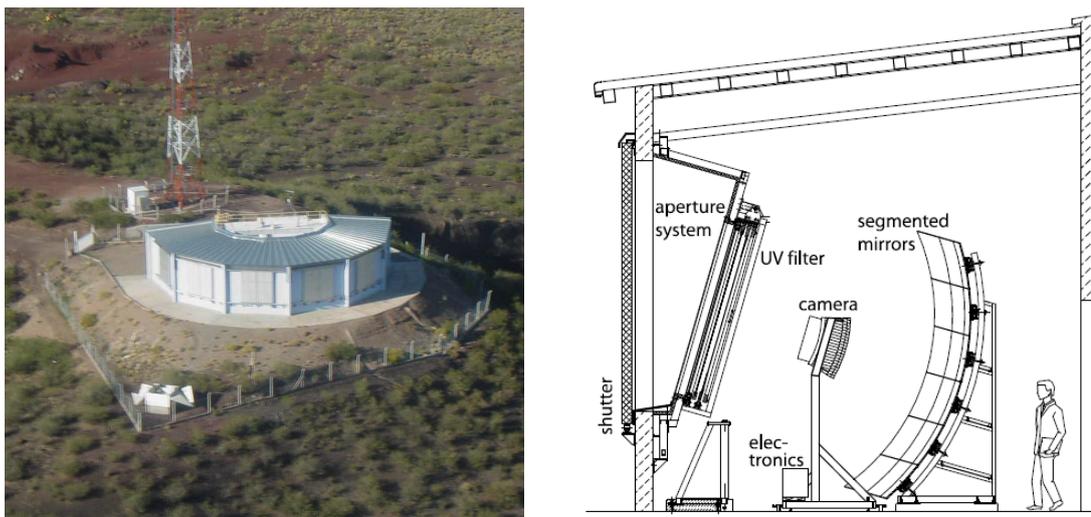


Abbildung 3.2.1: Links: Foto der FD-Station Los Leones mit den sechs geschlossenen Läden vor den FD-Teleskopen [3]. Rechts: Der schematische Aufbau eines FD-Teleskops. Die Hauptkomponenten sind beschriftet [9].

## 4 Luftschauersimulationen

### 4.1 Motivation von Luftschauersimulationen

Die dieser Arbeit zu Grunde liegenden Daten wurden durch Simulationen von Luftschauern (2.3) gewonnen. Bei Simulierten Daten sind alle Eingangsparameter der Luftschauer bekannt und frei wählbar. Dies erlaubt es, einzelne Parameter zu verändern, ohne dass sich andere Variablen verändern. Somit ist es möglich die Eigenschaften der Luftschauer systematisch zu untersuchen.

### 4.2 Verwendete Software

Die hier verwendeten Luftschauersimulationen wurden mit der Software CORSIKA in der Version 75600 erstellt [24]. Die Detektoren und Rekonstruktionen wurden durch das Auger Offline Software Framework v3r3p2 realisiert [1].

In dieser Arbeit wird die Hybrid-Rekonstruktion benutzt. Die SD-Rekonstruktion simuliert den Oberflächendetektor (siehe 3.1) und die Signalerzeugung in den einzelnen WCD. Die FD-Rekonstruktion simuliert den Fluoreszenzdetektor (siehe 3.2) und die Signalerzeugung der FD-Teleskope. Die Offline Simulation und Reconstruction Module Chain sind dabei wie in [4].

### 4.3 Eigenschaften der verwendeten Simulationsdatensätze

In dieser Arbeit werden verschiedene Simulationsdatensätze verwendet. Es liegen Luftschauersimulationen vor, bei denen das Primärteilchen jeweils ein Proton  $p$  oder ein Photon  $\gamma$  ist. Dabei wurden für beide Teilchen jeweils ein Energiebereich von  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV, sowie Luftschauer, die durch Primärteilchenenergien mit einer festen Energie von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV,  $E_3 = 10^{18.0}$  eV und  $E_4 = 10^{18.5}$  eV simuliert. In dem Energiebereich von  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV folgt die Energie einem Spektrum, mit  $\frac{dN}{dE} \sim E^{-1}$

Für jeden Simulierten Luftschauer liegt der Zenitwinkel  $\theta$  zwischen  $0^\circ$  und  $65^\circ$  und folgt dabei einer Verteilung, die proportional ist zu  $\sim \cos(\theta)$ , wodurch eine flache Detektorgeometrie simuliert wird. Der Azimutwinkel  $\varphi$  der simulierten Luftschauer liegt zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$ . Die Ankunftsrichtung ist in diesem Fall gleichverteilt. Insgesamt ergibt sich so eine Verteilung der Ankunftsrichtung der simulierten Luftschauer, wie sie auch in der Realität der Fall ist. Aus diesen Abhängigkeiten folgt, dass die erwartete Anzahl von Ereignissen pro Raumwinkelbin, für die in dieser Arbeit gewählte Aufteilung der Raumwinkelbins, linear mit der Zunahme des Zenitwinkels sinkt.

Jeder der simulierten Luftschauer trifft gleichverteilt in einem Abstand  $r$  vor der FD-Station Los Leones (Abb. 3.0.2) auf. Für den Abstand  $r$  gilt dabei  $1500 \text{ m} < r < 8500 \text{ m}$ .

Für die verschiedenen Energien und Teichen liegen jeweils verschiedene Anzahlen von simulierten Luftschauern vor. In Tabelle 1 ist aufgezählt, wie viele Luftschauersimulationen in jedem Energiebereich für jedes Teilchen erstellt wurden.

Ein simulierter Schauer wird fünf mal benutzt. Dabei verteilen sich diese fünf resultierenden Schauer auf ein räumlich begrenztes Gebiet, welches sich in dem Abstand  $r$  vor der FD-Station Los Leones befindet.

	$E_{11}$ bis $E_{12}$	$E_2$	$E_3$	$E_4$
$\gamma$	4998	2999	1000	1000
$p$	4988	2998	1000	997

Tabelle 1: Anzahl der vorliegenden Luftschauersimulationen, für Photonen  $\gamma$  und Protonen  $p$  als Primärteilchen, jeweils für die Energien  $E_{11}$  bis  $E_{12}$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  und  $E_4$ .

## 5 Analyse der systematischen Eigenschaften von $R_{MoPS}$

### 5.1 Definition von $R_{MoPS}$

$R_{MoPS}$  ist eine Luftschauerobservable, die zur Unterscheidung von Photoninduzierten und Protoninduzierten Luftschauern (siehe 2.3) dienen soll [26], [20], [21], [19]. Dabei ist  $R_{MoPS}$  das Verhältnis von  $M_v$  (Zähler) zu  $T$  (Nenner). Sowohl  $M_v$ , als auch  $T$  sind natürliche Zahlen.

$$R_{MoPS} = \frac{M_v}{T} \quad (5.1)$$

Beide Größen leiten sich aus den Signalen ab, die von PMTs, aus den WCDs des SDs des Pierre Auger Observatoriums (siehe 3) erzeugt werden.

Den  $M_v$ -Wert erhält man aus dem unverfälschten Signal der PMTs, die sich in den WCDs (Abb. 3.1.1) befinden. Dabei erhöht sich der  $M_v$ -Wert um eins, für jedes, durch das  $MoPS$ -Veto abgewiesene, FADC-Bin (flash digital to analog converter). Jedes FADC-Bin ist 25 ns lang. Das betrachtete Zeitfenster beginnt 246 Bins, bevor der Trigger auslöst und endet 521 Bins nachdem der Trigger aktiviert wurde. Das  $MoPS$ -Veto wird aktiviert, wenn in dem Signal der PMT mehrere aufeinanderfolgende positive Schritte  $h$  verzeichnet werden. Die zusammengenommene Höhe muss dabei größer oder gleich 16 FADC-Bins sein. Je nachdem, wie groß der Wert von  $h$  ist, ändert sich die Anzahl der abgelehnten Bins  $N_r$  (siehe Tabelle 2) (Abb. 5.1.1).

$16 \leq h < 31$	$\rightarrow N_r = 2$
$32 \leq h < 63$	$\rightarrow N_r = 3$
$64 \leq h < 127$	$\rightarrow N_r = 4$
$128 \leq h < 255$	$\rightarrow N_r = 5$
$256 \leq h < 511$	$\rightarrow N_r = 6$
$512 \leq h \leq 1000$	$\rightarrow N_r = 7$

Tabelle 2: Anzahl der Abgelehnten Bins  $N_r$  in Abhängigkeit der Anzahl der positiven Schritte  $h$ .

Die zweithöchste Anzahl  $N_r$  der drei PMTs pro WCD wird dann der Beitrag dieser Station zum Wert  $M_v$ . Die Summe aller  $N_r$ -Werte aller Stationen pro Event ist dann der  $M_v$  Wert.

Der  $T$ -Wert ergibt sich aus der weiter verarbeiteten Form des Signals aus den PMTs. Dazu wird das Signal zunächst mit

$$d_i = \frac{a_i - f a_{i+1}}{1 - f}, \quad \text{mit } f = \exp\left(-\frac{25 \text{ ns}}{65 \text{ ns}}\right) \approx 0.68 \quad (5.2)$$

entfaltet. Hierbei ist  $a_i$  das  $i$ -te Bin des originalen Signals und  $d_i$  das  $i$ -te Bin des entfaltenen Signals. Jedes Bin, welches nach der Entfaltung einen Wert von 0.2 übersteigt erhöht den  $T$ -Wert dann um eins (Abb. 5.1.2). Es zählt wieder die zweithöchste Anzahl  $T$  der drei PMTs pro WCD. Je Event werden dann alle  $T$ -Werte aller ausgelösten Stationen zusammengezählt.

Es ist nicht garantiert, dass  $M_v$  oder  $T$  in einem Event einen Wert ungleich Null annimmt. Somit kann sowohl der Zähler, als auch der Nenner Null werden. Da die Division durch Null nicht definiert ist und die Observable immer den Wert Null annimmt, wenn der Zähler Null ist, unabhängig vom Wert des Nenners, werden allgemein nur die Ereignisse betrachtet, bei denen keiner der beiden Werte gleich Null ist.

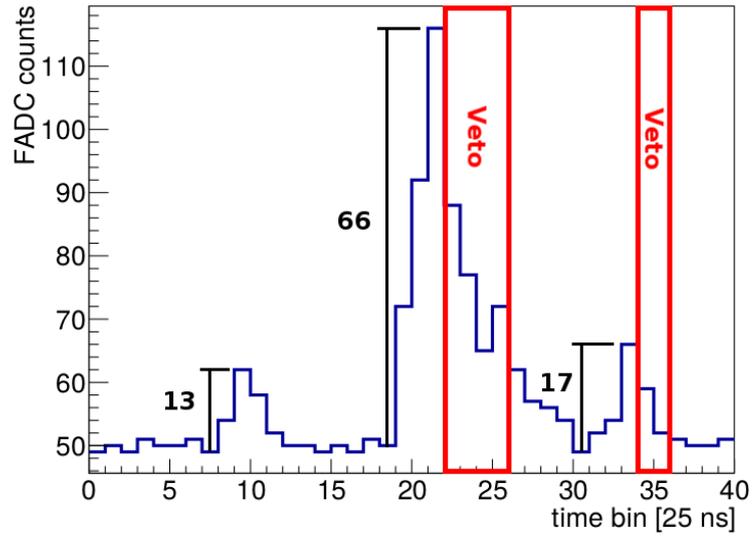


Abbildung 5.1.1: Schematische Darstellung eines FADC Signals zur Veranschaulichung der Vorgehensweise, um den Beitrag einer SD Station zu  $M_v$  zu ermitteln. In diesem Beispiel tragen  $N_r = 4$  Bins, die nach einer Serie von drei aufeinander folgenden positiven Schritten, mit einer gesamten Höhe von 66 FADC-Bins folgen und  $N_r = 2$  weitere Bins, die nach drei positiven Schritten, mit einer gesamten Höhe von 17 FADC-Bins folgen, bei [26].

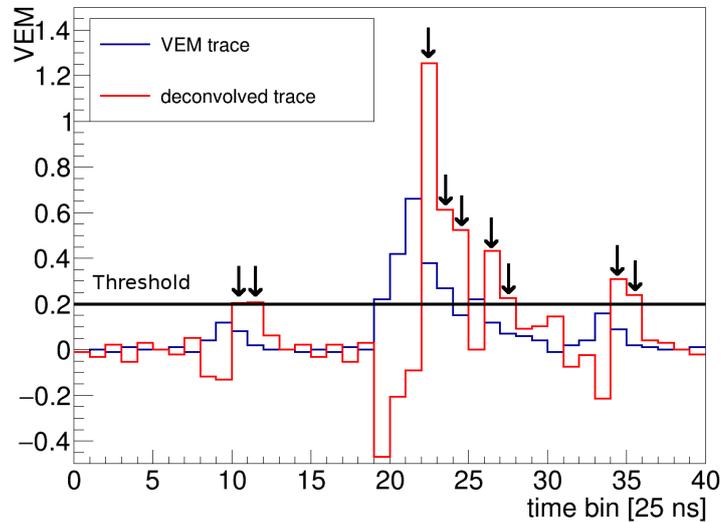


Abbildung 5.1.2: Beispiel für ein VEM-Signal (blaue Linie) und das entfaltete Signal (rote Linie). Jedes Bin, welches nach der Entfaltung über 0.2 VEM liegt, trägt zu  $T$  bei, in diesem Beispiel steigt der  $T$ -Wert um 9 [26].

## 5.2 Aufteilung des Raumwinkels

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die Zenitwinkelabhängigkeit der Observable zu untersuchen. Dazu wird zunächst der gesamte zu untersuchende Raumwinkelbereich berechnet. Der Raumwinkel  $\Omega$  ist definiert, wie folgt:

$$\Omega = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (5.3)$$

Dabei beschreibt  $\theta$  den Zenitwinkel und  $\varphi$  den Azimutwinkel. Der Startwinkel erhält den Index 1, der Endwinkel den Index 2.

Der Zenitwinkel beträgt Null Grad, wenn das Objekt im Zenit liegt. Objekte oberhalb des Horizonts liegen somit in einem Zenitwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$ , Objekte unter dem Horizont zwischen  $90^\circ$  und  $180^\circ$  (siehe Abb. 5.2.1).

Der Azimutwinkel  $\varphi$  beträgt, nach Konvention am Pierre Auger Observatorium, Null Grad, wenn das Objekt in östlicher Richtung liegt und wächst im Gegenuhrzeigersinn an (siehe Abb. 5.2.1).

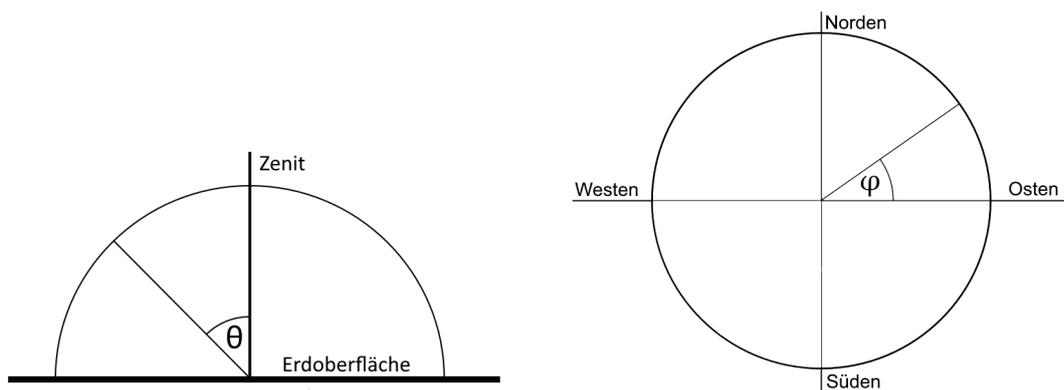


Abbildung 5.2.1: Links: Der Zenitwinkel  $\theta$  schematisch dargestellt. Rechts: Der Azimutwinkel  $\varphi$  schematisch dargestellt.

In dieser Arbeit wird die Winkelabhängigkeit der von  $R_{MoPS}$  in dem Zenitwinkelbereich zwischen  $\theta_1 = 0^\circ$  und  $\theta_2 = 60^\circ$  untersucht. Der Azimutwinkelbereich ist konstant und umfasst den vollen Bereich von  $\varphi_1 = 0^\circ$  bis  $\varphi_2 = 360^\circ$ .

Der gesamte Raumwinkelbereich  $\Omega_{ges}$  lässt sich somit, wie folgt berechnen:

$$\Omega_{ges} = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi = 2\pi (\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)) \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} &\text{mit } \theta_1 = 0^\circ \text{ und } \theta_2 = 60^\circ \\ &= 2\pi (\cos(0^\circ) - \cos(60^\circ)) \text{ sr} \\ &= \pi \text{ sr} \end{aligned}$$

Der betrachtete Bereich  $\Omega_{ges}$  deckt also ein Viertel des gesamten Himmels ab. Dieser Bereich wird nun in  $N = 9$  gleichmäßig große Teilbereiche  $\Omega_n$  aufgeteilt.

$$\begin{aligned} \Omega_n &= \frac{\Omega_{ges}}{N} \\ &= \frac{\pi \text{ sr}}{9} \\ &\approx 0.349 \text{ sr} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Nun kennt man die Größe der einzelnen Winkelbereiche und die Start- und Endwinkel für die Bereiche lassen sich berechnen. Dazu stellt man die Formel (5.4) nach dem Endwinkel  $\theta_2$  um und beachtet, dass sich sämtliche betrachteten Winkel über dem Horizont befinden und somit einen Winkel von  $\theta_i = 90^\circ$  nicht überschreiten. In diesem Bereich ist der Kosinus eindeutig umkehrbar. Der Endwinkel lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$\theta_2 = \cos^{-1} \left( \cos(\theta_1) - \frac{\Omega_n}{2\pi} \right) \quad (5.6)$$

$$= \cos^{-1} \left( \cos(\theta_1) - \frac{\Omega_{ges}}{n \cdot 2\pi} \right) \quad (5.7)$$

Dabei ist  $\theta_1$  der Endwinkel  $\theta_2$  des vorherigen Bereichs  $\Omega_{n-1}$ . Der erste Startwinkel  $\theta_1$  ist der Startwinkel des gesamten betrachteten Bereichs  $\Omega_{ges}$ . In dieser Arbeit liegt der erste Startwinkel bei  $\theta_1 = 0^\circ$ . Im Folgenden wird der gesamte betrachtete Bereich in  $N = 9$  gleichgroße Bereiche aufgeteilt. Diese Bins werden dann von 1 bis 9 durchnummeriert. So repräsentieren Bins mit kleinem  $n$  einen Winkelbereich, welcher sich näher am Zenit befindet als Bins mit entsprechend größerem  $n$ . In Tabelle 3 ist nun für jedes Raumwinkelbin  $\Omega_n$  jeweils der Startwinkel  $\theta_1$  und Endwinkel  $\theta_2$  aufgezählt.

Bin	$\theta_1$ in $^\circ$	$\theta_2$ in $^\circ$
1	00.00	19.18
2	19.18	27.26
3	27.26	35.56
4	35.56	38.94
5	38.94	43.76
6	43.76	48.13
7	48.13	52.33
8	52.33	56.25
9	56.25	60.00

Tabelle 3: Winkelgrenzen der Zenitwinkelbins. Für jeden Raumwinkelbereich ist jeweils der Startwinkel  $\theta_1$  und der Endwinkel  $\theta_2$  aufgelistet.

### 5.3 Zenitwinkelabhängigkeit

In den Abbildungen 5.3.1 und 5.3.2 ist beispielhaft dargestellt wie viele Ereignisse in den jeweiligen Bins liegen, wenn nur die Ereignisse betrachtet werden, bei denen weder der  $T$ -Wert, noch der  $M_\nu$ -Wert Null ist. Diese Darstellung wurde jeweils einmal für Protonen  $p$  und Photonen  $\gamma$  als schauerinduzierendes Primärteilchen erstellt. Weiterhin wurde für jeden der oben genannten Energiebereiche  $E_{11}$  bis  $E_{12}$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  und  $E_4$  ebenfalls die gleiche Darstellung erstellt. Alle Darstellungen finden sich unter Abschnitt 7, im Anhang, als Abbildungen 7.1.1, 7.1.3, 7.1.5 und 7.1.7, wenn die Primärteilchen Photonen sind und als Abbildungen 7.1.2, 7.1.4, 7.1.6 und 7.1.8, wenn Protonen als Primärteilchen die Luftschauer auslösen.

Es zeigt sich in allen Energiebereichen eine ähnliche Abhängigkeit der Anzahl der Ereignisse pro Bin. Bei photoninduzierten Schauern steigt die Anzahl der Ereignisse pro Bin an, bis im dritten bis vierten Bin ein Maximum erreicht ist. Danach fällt die Anzahl der Ereignisse pro Bin recht gleichbleibend ab. Das Maximum wird mit steigender Energie des Primärteilchens ausgeprägter, so ist bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$  die Ereignisanzahl in den ersten drei Bins annähernd gleich, bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$  hingegen steigt die Anzahl der Ereignisse innerhalb von drei Bins von etwa 50 auf über 450 an (siehe 7 Abb. 7.1.1, 7.1.3, 7.1.5 und 7.1.7). Dies lässt sich durch die SD- und FD-Ereignisauswahl erklären [4]. Bei Photonen mit großen Energien und kleinem Winkel werden viele der Ereignisse ausgefiltert. Sind die Schauer protoninduziert, so zeigt sich ein gleichmäßigeres Bild. In den Bins mit kleinem  $n$  sind durchgehend mehr Ereignisse, als im darauffolgenden Bin  $n + 1$ . Dabei nimmt die Anzahl der Ereignisse recht gleichmäßig von einem Bin zum nächsten Bin ab (siehe 7 Abb. 7.1.2, 7.1.4, 7.1.6 und 7.1.8).

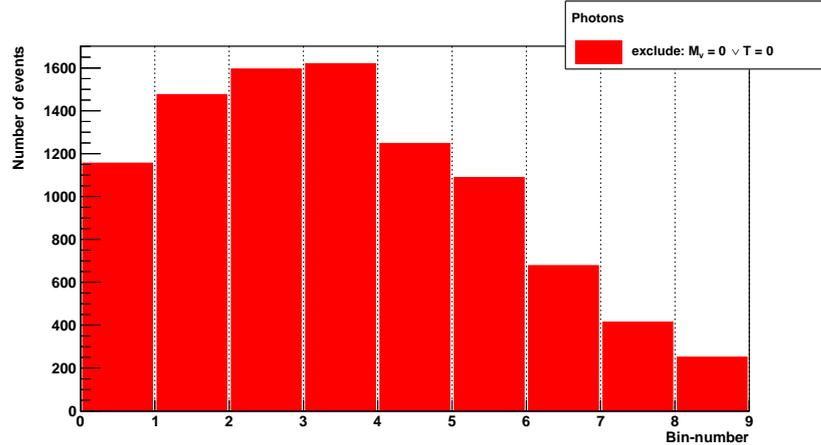


Abbildung 5.3.1: Die Anzahl der Ereignisse, bei denen weder der  $T$ -Wert, noch der  $M_v$ -Wert Null ist, pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Luftschauersimulationen mit Photonen als Primärteilchen.

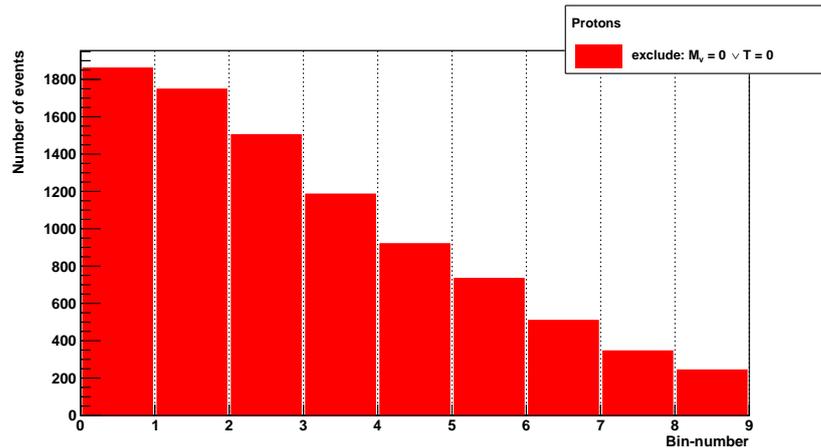


Abbildung 5.3.2: Die Anzahl der Ereignisse, bei denen weder der  $T$ -Wert, noch der  $M_v$ -Wert Null ist, pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

#### 5.4 Auswirkung der Vernachlässigung der Ereignisse mit $T$ oder $M_v$ gleich Null

Da bis jetzt nur Ereignisse betrachtet wurden, bei denen keiner der Werte  $M_v$  oder  $T$  Null ist, wird nun untersucht, wie viele Ereignisse durch diesen Schnitt ausgefiltert wurden. Dazu wird die Gesamtzahl der simulierten Ereignisse mit der Anzahl der Ereignisse

verglichen, bei denen keiner der Werte  $M_v$  oder  $T$  Null ist. Außerdem wird der Fall betrachtet, dass nur Ereignisse ausgefiltert werden, bei denen  $T$  Null ist. Dieser Fall wird betrachtet, da die Division durch Null nicht definiert ist und  $T$  der Nenner von  $R_{MOPS}$  ist (siehe 5.1). Die Gesamtzahl aller simulierten Ereignisse ist nicht gleich mit der Anzahl der Ereignisse, die ein Signal in den Detektoren erzeugen oder ein ausreichendes Signal erzeugen, um eine Rekonstruktion zuzulassen. Daher wird auch die Anzahl aller rekonstruierten Luftschauer mit in den Vergleich aufgenommen. Diese vier Fälle sind in Tabelle 4 aufgezählt und benannt.

Das Symbol  $\vee$  repräsentiert dabei die logische Oder-Verknüpfung. Die Gesamtaussage ist wahr, wenn eine der beiden verknüpften Aussagen wahr ist oder beide verknüpfte Aussagen gleichzeitig wahr sind.

Fall Nummer	Definition
A	simulated raw number
B	all reconstructed events
C	excl: $T = 0$
D	excl: $M_v = 0 \vee T = 0$

Tabelle 4: Die Definitionen der verschiedenen Fälle zusammengefasst. Zu Fall A zählen alle simulierten Luftschauer. Fall B bildet sich aus allen Ereignissen, die eine Rekonstruktion zulassen. Der Fall C sind alle rekonstruierten Ereignisse, bei denen  $T$  nicht den Wert Null annimmt. Die Ereignisse, bei denen keiner oder beide der Werte  $M_v$  und  $T$  den Wert Null annehmen werden als Fall D zusammengefasst.

Diese vier verschiedenen Fälle werden für Photonen, als auch Protonen als Primärteilchen in jedem der Energiebereiche  $E_{11}$  bis  $E_{12}$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  und  $E_4$  jeweils in jedem Raumwinkelbin miteinander verglichen. Damit ergeben sich die Abbildungen 7.2.1, 7.2.3, 7.2.5 und 7.2.7 für photoninduzierte Luftschauer und die Abbildungen 7.2.2, 7.2.4, 7.2.6 und 7.2.8 für protoninduzierte Luftschauer, die im Anhang (Kap. 7) zu finden sind. Hier sind nun die Darstellungen, für den Energiebereich  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  jeweils für photoninduzierte (Abb. 5.4.1), als auch protoninduzierte (Abb. 5.4.2) Luftschauer abgebildet.

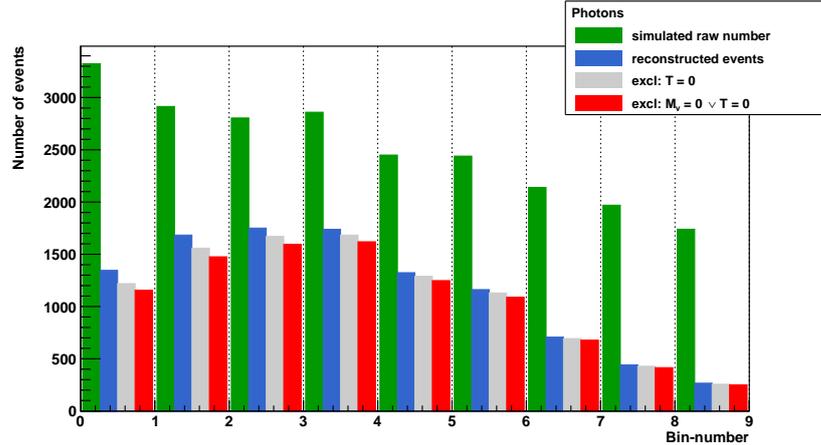


Abbildung 5.4.1: Die Anzahl der Ereignisse, die den jeweiligen Definitionen entsprechen, pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

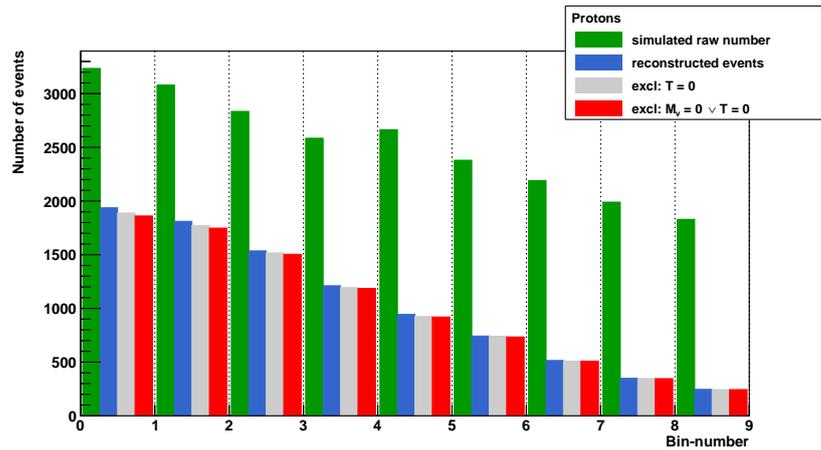


Abbildung 5.4.2: Die Anzahl der Ereignisse, die den jeweiligen Definitionen entsprechen, pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

Da der Fall D (excl:  $M_v = 0 \vee T = 0$ ) bereits in Abschnitt 5.3 diskutiert wurde wird hier nur eine kurze Zusammenfassung wiedergegeben. Bei photoninduzierten Luftschauern steigt die Anzahl der Ereignisse in den ersten Raumwinkelbins an und fällt dann, nach Erreichen eines Maximums wieder ab. Die, durch Protonen induzierte Luftschauer zeigen ein anderes Verhalten. In diesem Fall liegt das Maximum im ersten Raumwinkelbin und die Anzahl an Ereignissen sinkt mit Zunahme des Zenitwinkels.

In Fall A (simulated raw number) sieht man, dass die Anzahl der simulierten Luftschauer

sowohl für photoninduzierte, als auch für protoninduzierte Luftschauer in guter Näherung linear mit Zunahme des Zenitwinkels abnimmt. Die größte Anzahl von simulierten Luftschauern finden sich also in dem Raumwinkelbin, welches den kleinsten Zenitwinkel enthält. Wie erwartet enthält der Fall A in jedem Raumwinkelbin die meisten Ereignisse.

Die Fälle B (all reconstructed events) und C (excl:  $T = 0$ ) liefern sowohl für photoninduzierte, als auch für protoninduzierte Luftschauer ein ähnliches Verhalten, wie Fall D. Dabei ist die Anzahl der Ereignisse in Fall C immer größer oder gleich der Anzahl der Ereignisse aus Fall D, wie es zu erwarten war. Fall B liefert ebenso immer eine größere oder gleiche Anzahl von Ereignissen pro Raumwinkelbin, im Vergleich zu Fall C. Dies ist ebenfalls erwartet.

Der Großteil der Ereignisse, die in Fall B ausgefiltert werden, fallen aufgrund einer ungenügenden FD-Rekonstruktion des jeweiligen Ereignisses aus der weiteren Betrachtung.

Da die Anzahl der simulierten Ereignisse in jedem Raumwinkelbin nicht konstant ist, ist es schwer zu erkennen, wie groß der Anteil der Ereignisse ist, die dem jeweils untersuchten Fall entsprechen. Um dies besser erkennen zu können, sind in den nun folgenden Darstellungen die Anzahlen der Ereignisse der Fälle B, C und D auf den Fall A, also die Anzahl aller simulierten Luftschauer, normiert. Die sich so ergebenden Abbildungen finden sich im Abschnitt 7. Die Darstellungen mit den Abbildungsnummern 7.2.9, 7.2.11, 7.2.13 und 7.2.15 zeigen die Ergebnisse, welche durch Photonen induziert wurden, die Abbildungen 7.2.10, 7.2.12, 7.2.14 und 7.2.16 solche, die durch Protonen ausgelöst wurden. Im folgenden wird sich nun auf diese Abbildungen bezogen.

Hier sind nun wieder die Darstellungen, für den Energiebereich  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  jeweils für photoninduzierte (Abb. 5.4.3), als auch protoninduzierte (Abb. 5.4.4) Luftschauer dargestellt.

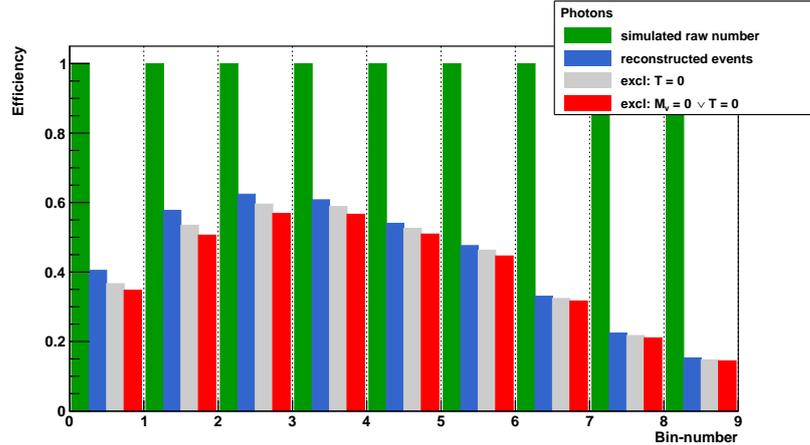


Abbildung 5.4.3: Die Anzahl der Ereignisse, die den jeweiligen Definitionen entsprechen, pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

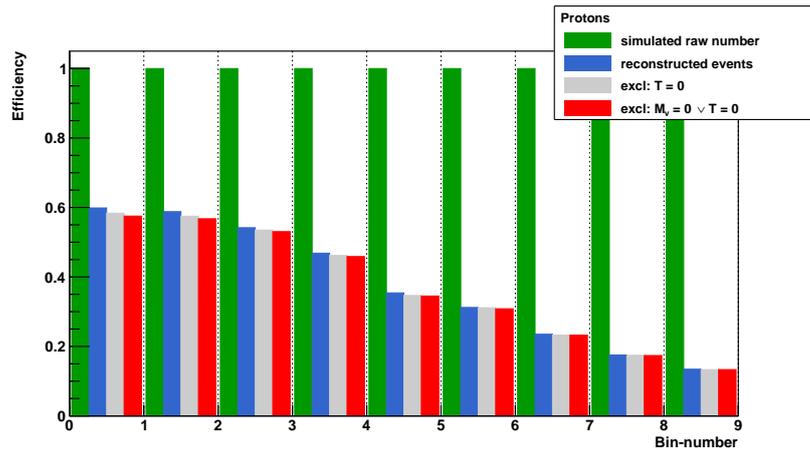


Abbildung 5.4.4: Die Anzahl der Ereignisse, die den jeweiligen Definitionen entsprechen, pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

Der Fall A wurde als Grundlage für die Normierung verwendet, daher ist dieser Fall in allen Raumwinkelbins konstant bei einer relativen Effizienz von 1.00, sowohl für photoninduzierte, als auch protoninduzierte Luftschauern.

Da zuvor bereits Fall D vor den Fällen B und C diskutiert wurde und das Verhalten der Fälle B und C sich kaum zu Fall D unterscheidet, wird hier nur das Verhalten von Fall D beschrieben.

Sind die Luftschauauer photoninduziert steigt die relative Effizienz in den ersten Raumwinkelbins an, erreicht dann ein Maximum und sinkt dann recht stetig ab. Dabei verschiebt sich die Lage des Maximums in Raumwinkelbins mit größerem Zenitwinkel, wenn die Energie des Primärteilchens steigt. Außerdem wächst der Maximalwert der relativen Effizienz mit steigender Primärteilchenenergie an. Im Energiespektrum von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  liegt das Maximum in den Raumwinkelbins 3 bis 4 und erreicht einen Wert von etwa 0.60. Hat das schauerinduzierende Photon eine Energie von  $E_2$  so findet sich das Maximum Raumwinkelbin 3, bei einer relativen Effizienz von etwa 0.59. Steigt die Energie auf  $E_3$  findet sich die maximale Effizienz in Raumwinkelbin 3 bis 4 und hat einen Wert von etwa 0.87. Für die Primärteilchenenergie  $E_4$  liegt das Maximum dann in Raumwinkelbin 4 bei einer relativen Effizienz von etwa 0.84. Es lässt sich außerdem beobachten, dass der Anstieg zwar bei allen Primärteilchenenergien recht linear ist, jedoch mit steigender Energie steiler wird. Der Abfall verläuft bei allen Energien ebenfalls in guter Näherung linear und ist in allen Energiebereichen etwa gleich steil.

Bei protoninduzierten Luftschauern erkennt man ein anderes Verhalten. In diesem Fall sinkt die relative Effizienz meist mit der Zunahme des Zenitwinkels. Nur bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$  liegt die relative Effizienz von Raumwinkelbin 6 über der des vorangegangenen Bins und bei der Primärteilchenenergie  $E_4$  ist die relative Effizienz in den ersten drei Raumwinkelbins etwa konstant. Das Maximum findet sich also bei jeder Primärteilchenenergie im ersten Raumwinkelbin oder in den ersten Raumwinkelbins. Im Energiespektrum von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  wird eine maximale relative Effizienz von etwa 0.60 erreicht. Für die Energie  $E_2$  liegt dieses Maximum bei einer relativen Effizienz von etwa 0.52. Die Primärteilchenenergie  $E_3$  liefert ein Maximum von etwa 0.88 und bei  $E_4$  erreicht das Maximum etwa 0.83. Der Abfall verläuft bei allen Primärteilchenenergien etwa gleich steil.

Nun ist es interessant zu wissen, wie viele Ereignisse durch die jeweiligen Fälle ausgefiltert werden. Dazu wird der prozentuale Unterschied der relativen Effizienzen von Fall zu Fall untersucht.

Der Unterschied zwischen den simulierten Ereignissen zu denen, die eine Rekonstruktion zulassen wird nicht diskutiert, da diese Zahl von den Eigenschaften und Einstellungen der simulierten Luftschauern und von den Anforderungen an die Qualität der Luftschauern abhängt und keine Aussage über  $R_{MOPS}$  liefert. Dennoch finden sich, der Vollständigkeit halber in den Tabellen 10, 11, 12 und 13 die relativen Effizienz für photoninduzierte Luftschauer und in den Tabellen 14, 15, 16 und 17 die relativen Effizienzen für protoninduzierte Luftschauer, die auf den Fall A normiert sind.

Die Tabellen 18, 19, 20 und 21 zeigen die relativen Effizienzen für photoninduzierte Luft-

schauer und die Tabellen 22, 23, 24 und 25 die relativen Effizienzen für protoninduzierte Luftschauer auf den Fall B normiert. Hier ist der Vergleich von Fall B zu den Fällen C und D interessant. Bei Photoninduzierten Luftschauern ist zu erkennen, dass die relative Effizienz von Fall C bei verschiedenen Energien unterschiedlich ist. Liegt die Primärteilchenenergie bei  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  so steigt die relative Effizienz von etwa 0.90 auf 0.98 und sinkt dann leicht auf etwa 0.96 ab. Dabei liegt das Maximum in Raumwinkelbin 7. Für eine Energie von  $E_2$  zeigt sich in den ersten Raumwinkelbins eine relativ konstante relative Effizienz von etwa 0.85, welche dann kontinuierlich auf etwa 0.96 anwächst. Die relative Effizienz bei  $E_3$  beginnt bei etwa 0.97, steigt dann, bis in den Raumwinkelbins 5, 6 und 7 1.00 erreicht wird und fällt dann wieder auf etwa 0.96 ab. Bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$  ist die relative Effizienz konstant bei 1.00. Insgesamt liegt die relative Effizienz von Fall C bei Photoninduzierten Luftschauern also zum Großteil über 0.90. Betrachtet man Fall D sieht man ein leicht unterschiedliches Verhalten, bei insgesamt niedrigeren relativen Effizienzen. So ist das Verhalten bei Energien von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  noch sehr ähnlich zu Fall C. Die relative Effizienz liegt im ersten Raumwinkelbin bei etwa 0.86, steigt dann auf etwa 0.96 an und sinkt auf etwa 0.94 ab. Das Maximum liegt wieder in Raumwinkelbin 7. Bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$  ist das Verhalten nicht mehr ähnlich zu dem Verhalten der relativen Effizienz von Fall C. So liegt die relative Effizienz in Raumwinkelbin 1 bei etwa 0.83 und fällt dann anschließend auf etwa 0.79, in Raumwinkelbin 4 ab. In den drei folgenden Raumwinkelbins bleibt die relative Effizienz dann konstant bei etwa 0.84. Nach diesem Plateau steigt die relative Effizienz an, bis sie im letzten Raumwinkelbin bei etwa 0.96 liegt. Haben die Primärteilchen eine Energie von  $E_3$  verhält sich Fall D wieder ähnlich zu Fall C. So liegt die relative Effizienz im ersten Raumwinkelbin bei etwa 0.90, steigt an, bis in Raumwinkelbin 6 das Maximum bei etwa 0.99 erreicht ist und fällt dann wieder ab, bis im letzten Raumwinkelbin eine relative Effizienz von etwa 0.92 erreicht wird. Eine Primärteilchenenergie von  $E_4$  liefert dann wieder ein annähernd konstantes Bild von etwa 1.00 in jedem Raumwinkelbin.

Sind die Luftschauer protoninduziert ist das Verhalten der relativen Effizienz von Fall C ebenfalls abhängig von der Primärteilchenenergie. So ist die relative Effizienz bei einer Energie von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  recht konstant und liegt zwischen etwa 0.98 und etwa 1.00. Auch bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$  ist die relative Effizienz in allen Raumeinkelbins etwa gleich, bei ungefähr 0.90 bis 0.97. Nur im Raumwinkelbin für die größten Zenitwinkel sinkt die relative Effizienz auf etwa 0.75 ab. Für Primärteilchenenergien von  $E_3$  ist die relative Effizienz in allen Raumwinkelbins nahezu konstant bei 1.00, nur im letzten Raumwinkelbin liegt sie bei etwa 0.98, was allerdings sehr nah an 1.00 ist. Die relative Effizienz liegt konstant bei 1.00, wenn die Primärteilchenenergie  $E_4$  beträgt. Vergleicht man nun Fall B mit Fall D, liegen die relativen Effizienzen bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  in allen Raumwinkelbins zwischen etwa 0.96 und etwa 0.99. Eine Primärteilchenenergie von  $E_2$  liefert ein ähnliches Bild. Hier liegen die relativen Effizienzen in den ersten acht Raumwinkelbins zwischen etwa 0.85 und 0.94. Im letzten Raumwinkelbin sinkt die relative Effizienz auf 0.75 ab. Für  $E_3$  liegt die relative Effizienz außer im letzten Raumwinkelbin bei etwa 1.00. Im letzten Raumeinkelbin sinkt diese dann auf etwa 0.96. Die relative Effizienz ist in jedem Raumeinkelbin konstant bei

1.00 für eine Energie von  $E_4$ .

In den meisten Raumwinkelbins fallen also nur wenig Ereignisse weg, wenn die, durch den Fall B oder Fall C beschriebenen Schnitt auf die Luftschauer angewandt werden. zum Großteil liegen die relative Effizienzen von Fall C und D über 0.90. Die größte Auswirkung ist in beiden Fällen bei der Energie von  $E_2$  im letzten Raumwinkelbin zu finden, wo die relative Effizienz in beiden Fällen 0.75 beträgt. Bei niedrigen Energien und größten Zenitwinkeln sinkt die relative Effizienz deutlich ab. Ob sich dieses Verhalten fortsetzt ist mit den vorliegenden Luftschauersimulationen nicht prüfbar.

In den Tabellen 26, 27, 28 und 29 finden sich die relativen Effizienzen für photoninduzierte Luftschauer und in den Tabllen 30, 31, 32 und 33 die für protoninduzierte Luftschauer, wenn auf den Fall C normiert wird. Ananlog finden sich in den Tabellen 34, 35, 36 und 37 die relativen Effizienzen für photoninduzierte Luftschauer und in den Tabllen 38, 39, 40 und 41 die für protoninduierte Luftschauer, diesmal auf den Fall D normiert. Die relativen Effizienzen bei diesen beiden Normierungen werden nicht ausführlich diskutiert. Es zeigt sich, dass die relative Effizienz von Fall D normiert auf Fall C im Falle von photoninduzierten Luftschauern immer zwischen 0.92 und 1.00 liegt. Sind die Luftschauer protoninduziert ergeben sich höhere relative Effizienzen zwischen 0.94 und 1.00, wobei im Durchschnitt eine größere relative Effizienz erreicht wird, im Vergleich zu Luftschauern, die durch Photonen ausgelöst wurden.

Insgesamt werden durch die Schnitte C und D nur ein geringer Anteil der Ereignisse aussortiert, die eine Rekonstruktion zulassen. Wie groß dieser Anteil genau ist hängt jedoch von der Art, der Energie und dem Zenitwinkel des Primärteilchens ab.

## 5.5 Auswirkungen von Ereignissen mit $T$ gleich Null auf die Größe $M_\nu$

Nun wird der bereits bekannte Fall D betrachtet und der Fall E definiert und betrachtet. Dabei entsprechen alle Ereignisse dem Fall E, bei denen die Größe  $M_\nu$  einen Wert verschieden von Null annimmt, siehe Tabelle 5.

Fall Nummer	Definition
D	excl: $M_\nu = 0 \vee T = 0$
E	excl: $M_\nu = 0$

Tabelle 5: Die Definitionen der Fälle D und E. Der Fall D enthält alle Ereignisse, bei denen keine der Größen gleich Null wird. Der Fall E enthält alle Ereignisse, in denen die Größe  $M_\nu$  nicht Null ist.

Diese beiden Fälle werden nun untereinander vergilchen. Dabei zeigt sich, dass in allen Raumwinkelbins und Energiebereichen die Anzahl der Ereignisse für die Fälle D und E jeweils gleich ist. Daraus folgt, dass es in den Luftschauersimulationen kein Ereignis gibt,

bei dem  $M_v$  ungleich Null ist, wenn  $T$  gleichzeitig Null ist. Ist also  $M_v$  ungleich Null, so ist auch  $T$  ungleich Null. Anders ausgedrückt gilt, dass aus  $T$  gleich Null  $M_v$  gleich Null folgt.

Dies bedeutet, dass keine Ereignisse durch Fall C ausgefiltert werden, bei denen  $M_v$  verschieden von Null ist. Somit verringert dieser nötige Schnitt die Anzahl an Ereignissen nicht.

Es ist anzumerken, dass dieses Ergebnis nur aus den hier vorliegenden Simulationsdaten folgt. Es ist unklar, ob es eine mathematische oder physikalische Grundlage für diese Abhängigkeit gibt.

## 5.6 Verhalten des numerischen Werts der Observable

Nun werden die numerischen Werte der Observable in den verschiedenen Energiebereichen und Raumwinkelbins betrachtet. Dazu wird zunächst der Mittelwert der  $R_{MoPS}$ -Werte pro Raumeinkelbin berechnet. Der Mittelwert ist wie folgt definiert:

$$\bar{R}_{MoPS} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N R_n \quad (5.8)$$

Dabei ist  $R_n$  der  $R_{MoPS}$ -Wert des  $n$ -ten Ereignisses und  $N$  die Anzahl der Ereignisse, über die der Mittelwert gebildet wird.

Um Aussagen über die Signifikanz machen zu können, ist es nötig, den Fehler auf den Mittelwert zu bestimmen. Dieser berechnet sich nach der folgenden Formel:

$$\sigma \bar{R}_{MoPS} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{n=0}^N (\bar{R}_{MoPS} - R_n)^2} \quad (5.9)$$

Außerdem wird die mittlere Standardabweichung  $\sigma$  angegeben, die das Maß für die Breite der Verteilung ist. Diese ist wie folgt definiert:

$$\sigma R_{MoPS} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=0}^N (\bar{R}_{MoPS} - R_n)^2} \quad (5.10)$$

$$= \sqrt{N} \cdot \sigma \bar{R}_{MoPS} \quad (5.11)$$

In beiden Fällen ist  $N$  die Gesamtzahl der Ereignisse, für die der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$  berechnet wurde. Wie dieser sich berechnet, ist in Formel 5.8 gezeigt. Die  $R_n$  sind ebenfalls wieder die  $R_{MoPS}$ -Werte der einzelnen Ereignisse.

So wurden die Mittelwerte in jedem Raumwinkelbin für jeden Energiebereich inklusive der Fehler ausgerechnet.

Hier sind nun wieder zwei Abbildungen beispielhaft dargestellt (Abb. 5.6.1 und 5.6.2), welche die Mittelwerte aus dem Energiebereich  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  enthalten. Sämtliche Darstellungen, für die Energiebereiche  $E_{11}$  bis  $E_{12}$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  und  $E_4$  finden sich im Anhang unter Abschnitt 7. Wählt man Photonen als Primärteilchen ergeben sich die Abbildungen 7.4.1, 7.4.4, 7.4.7 und 7.4.10. Werden die Schauer durch Protonen induziert erhält man die Abbildungen 7.4.2, 7.4.5, 7.4.8 und 7.4.11. Auf diese Abbildungen bezieht sich die folgende Diskussion. Der innere Fehlerbalken ist in jedem Plot der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ , der äußere repräsentiert die Standardabweichung  $\sigma$ .

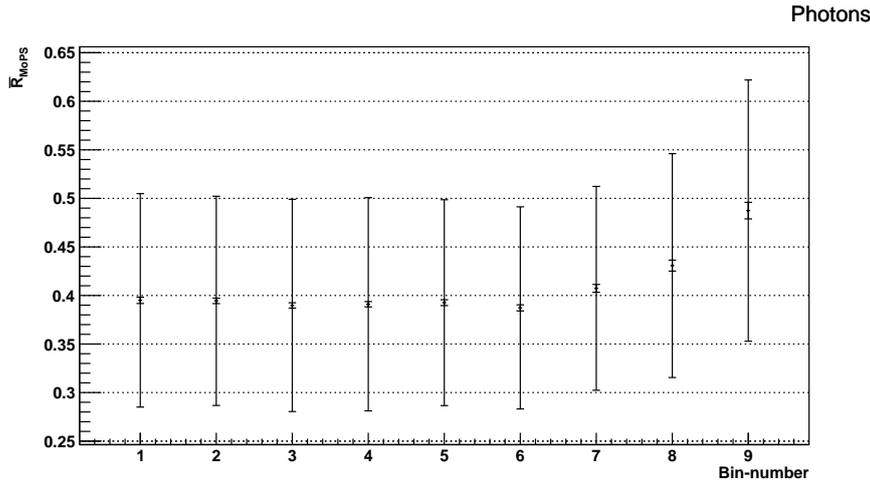


Abbildung 5.6.1: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Standardabweichung  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$  des jeweiligen Mittelwertes. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

Für Luftschauer, die eine durch Photonen mit einer Energie zwischen  $E_{11}$  und  $E_{12}$  ausgelöst wurden, beträgt der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$  in den ersten sechs Raumwinkelbins recht konstant zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.387$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.395$ . Der Fehler auf den Mittelwert beträgt in diesem Bereich für alle Mittelwerte  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.003$ . In den folgenden Raumwinkelbins steigt der Mittelwert dann an. So liegt er in Raumwinkelbin 7 bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.407 \pm 0.004$ , in Raumeinkelbin 8 bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.431 \pm 0.006$  und in Raumwinkelbin 9 bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.487 \pm 0.009$ . Auch bei protoninduzierten Luftschauern steigt bei einer Energie von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  der Mittelwert mit steigendem Raumwinkelbin an. So liegt der Mittelwert in den ersten drei Raumwinkelbins zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.532$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.537$ . In den ersten beiden Raumwinkelbins beträgt der Fehler des Mittelwerts  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.002$  und im dritten Raumwinkelbin  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.003$ . Dann steigt der Mittelwert im Raumwinkelbin 4 auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.547 \pm 0.003$ . In den Raumwinkelbins 5 und 6 beträgt der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS} = 0.562 \pm 0.003$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.567 \pm 0.004$ .

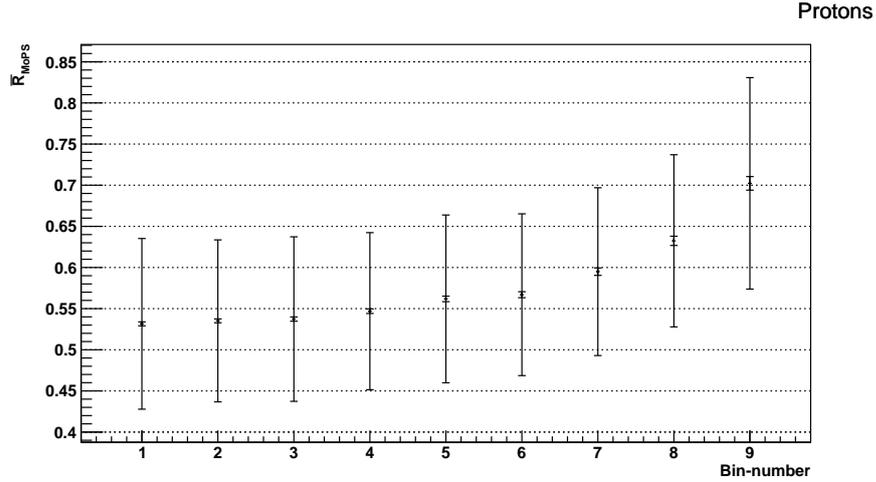


Abbildung 5.6.2: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  des jeweiligen Mittelwertes. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

Der Mittelwert steigt dann in Raumwinkelbin 7 weiter auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.595 \pm 0.005$  an. In Raumwinkelbin 8 liegt der Mittelwert bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.632 \pm 0.006$  und steigt dann in Raumwinkelbin 9 auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.702 \pm 0.008$  an. Insgesamt ist der Mittelwert in den ersten Raumwinkelbins also recht konstant und steigt dann deutlich an.

Haben die Primärteilchen eine Energie von  $E_2$  so ist die Entwicklung von photoninduzierten und protoninduzierten wieder ähnlich zueinander. Bei photoninduzierten Luftschauern liegt der Mittelwert bei in den ersten sechs Raumwinkelbins zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.382$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.388$ . Der Fehler auf den Mittelwert beträgt in den Raumwinkelbins 1 und 5  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.004$ , in den Raumwinkelbins 2, 3 und 4  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.003$  und in Raumwinkelbin 6  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.005$ . Dann steigt der Mittelwert in Raumwinkelbin 7 auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.404 \pm 0.008$ , in Raumeinkelbin 8 auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.432 \pm 0.013$  und in Raumeinkelbin 9 auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.612 \pm 0.053$  an. Bei protoninduzierten Luftschauern liegt der Mittelwert in den ersten fünf Raumwinkelbins zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.516$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.524$ . Die Fehler der Mittelwerte betragen dabei in den ersten beiden Raumwinkelbins  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.004$ , im dritten Raumwinkelbin  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.005$ , im vierten Raumwinkelbin  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.006$  und im fünften  $\sigma \bar{R}_{MoPS} = 0.008$ . Dann steigt der Mittelwert auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.577 \pm 0.011$ ,  $\bar{R}_{MoPS} = 0.592 \pm 0.014$ ,  $\bar{R}_{MoPS} = 0.599 \pm 0.032$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.718 \pm 0.088$  in den Raumwinkelbins 6, 7, 8 und 9. Wie zuvor ist der Mittelwert in den ersten Raumwinkelbins nahezu konstant und steigt dann mit zunehmenden Zenitwinkel an.

Bei einer Energie von  $E_3$  ist das Verhalten der Mittelwerte erneut ähnlich zu den bereits diskutierten Energien. Allerdings ist die Streuung in den ersten Raumwinkelbins größer, als bei den vorher betrachteten Energien. So liegt der Mittelwert in den ersten sieben Raumwinkelbins zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.371$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.395$ , wenn die Luftschauer photoninduziert sind. Obwohl diese Mittelwerte recht ähnlich sind, so lässt sich ein leichter Abfall der Mittelwerte mit wachsendem Raumwinkelbin erkennen. Der Fehler auf den Mittelwert beträgt in den Raumwinkelbins 2, 3 und 4  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.005$ , in den Raumwinkelbins 1 und 5  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.006$  und in den Raumwinkelbins 6 und 7  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.007$ . In Raumwinkelbin 8 liegt der Mittelwert bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.434 \pm 0.008$  und in Raumwinkelbin 9 steigt er auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.467 \pm 0.014$ . Bei protoninduzierten Luftschauern liegt der Mittelwert in den ersten drei Raumwinkelbins zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.523$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.534$ . Die Fehler auf die Mittelwerte liegen bei  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.004$  in der ersten beiden Raumwinkelbins und  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.005$  im dritten Raumwinkelbin. In den Raumwinkelbins 4 und 5 liegt der Mittelwert bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.548 \pm 0.005$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.551 \pm 0.005$ . In den folgenden Raumwinkelbins 6, 7, 8 und 9 steigt der Mittelwert auf  $\bar{R}_{MoPS} = 0.573 \pm 0.005$ ,  $\bar{R}_{MoPS} = 0.601 \pm 0.008$ ,  $\bar{R}_{MoPS} = 0.645 \pm 0.011$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.701 \pm 0.017$ . Zusammenfassend verlaufen die Mittelwerte auch bei der Energie  $E_3$  ähnlich zu den bereits beschriebenen Fällen, jedoch ist der anfängliche konstante Verlauf weniger deutlich ausgeprägt. Bei photoninduzierten Luftschauern sinkt der Mittelwert in den ersten Raumwinkelbins sogar leicht und bei protoninduzierten Luftschauern steigt der Mittelwert bereits ab dem vierten Raumwinkelbin an.

Liegt die Primärteilchenenergie bei  $E_4$  und sind die induzierenden Teilchen Photonen, lässt sich kein klares Muster erkennen. Die Mittelwerte aller Raumwinkelbins liegen recht nahe beieinander und schwanken, ohne deutlich erkennbaren Trend. So liegt der Mittelwert in allen neun Raumwinkelbins zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.419$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.443$ . Die Fehler auf die Mittelwerte gehen von  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.004$  bis  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.012$ , wobei die Mittelwerte in den ersten und letzten Raumwinkelbins einen größeren Fehler aufweisen, als die in den mittleren Raumwinkelbins. Für Protonen als Primärteilchen zeigt sich ein Bild, was wieder ähnlich zu den anderen Energien ist. In den ersten sechs Raumwinkelbins steigt der Mittelwert leicht an und in den folgenden Raumwinkelbins dann stark. So liegt der Mittelwert in den ersten sechs Raumwinkelbins zwischen  $\bar{R}_{MoPS} = 0.568$  und  $\bar{R}_{MoPS} = 0.588$ . Der Fehler des Mittelwerts beträgt in den ersten vier Raumwinkelbins  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.003$  und  $\sigma\bar{R}_{MoPS} = 0.004$  in den dann folgenden zwei Raumwinkelbins. In Raumwinkelbin 7 beträgt der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS} = 0.603 \pm 0.005$ . Im achten Raumwinkelbin liegt der Mittelwert bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.645 \pm 0.006$  und bei  $\bar{R}_{MoPS} = 0.679 \pm 0.009$  in Raumwinkelbin 9. Insgesamt verhält sich der Mittelwert für photoninduzierte Luftschauer in allen Raumwinkelbins recht konstant und unterscheidet sich damit von den zuvor untersuchten Fällen. Der Mittelwert bei protoninduzierten Luftschauern verhält sich wieder ähnlich zu den zuvor untersuchten Fällen. In den ersten Raumwinkelbins bleibt der Mittelwert recht konstant und steigt dann in den Raumwinkelbins, die einem größeren Zenitwinkel entsprechen an.

Bei allen Energien lässt sich beobachten, dass der Mittelwert bei protoninduzierten Luft-

schauern über dem der photoninduzierten Luftschauer liegt. Dies ist bei allen untersuchten Energien und in allen betrachteten Raumeinkelbins der Fall. Außerdem steigt der Mittelwert mit Zunahme der Energie in den ersten Raumwinkelbins. Dieser Trend setzt sich in den Raumwinkelbins mit großem Zenitwinkel jedoch nicht fort. Hier sinkt der Mittelwert mit steigender Energie ab. Insgesamt flacht der Verlauf des Mittelwertes also mit zunehmender Energie ab. Dieses Verhalten ist bei photoninduzierten Luftschauern ausgeprägter, als bei protoninduzierten Luftschauern.

## 5.7 Trennkraft

Die nun folgenden Darstellungen enthalten die selben Daten, die im Kapitel 5.6 analysiert wurden. Hier sind nun jeweils die Mittelwerte inklusive der Fehler für beide Primärteilchenarten in einer Abbildung zu sehen (Abb. 5.7.1, 5.7.2, 5.7.3 und 5.7.4). Dadurch lassen sich die Unterschiede zwischen dem Verhalten der Mittelwerte der beiden Teilchen besser erkennen. Außerdem wird so der Unterschied der Mittelwerte in den einzelnen Raumwinkelbins deutlicher.

In nahezu allen Energiebereichen liegen die Mittelwerte von photoninduzierten Luftschauern in den einzelnen Raumwinkelbins signifikant unter denen von protoninduzierten Luftschauern. Bei einer Energie von  $E_2$  in den Raumwinkelbins, die den höchsten Zenitwinkeln entsprechen ist der Unterschied jedoch nicht mehr signifikant. So überschneiden sich die Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$  im neunten Raumwinkelbin bereits bei  $1 \cdot \sigma \bar{R}_{MoPS}$  und im achten Raumeinkelbin bei  $4 \cdot \sigma \bar{R}_{MoPS}$ .

Um die Trennkraft der Mittelwerte von photoninduzierten und protoninduzierten Luftschauern besser beurteilen zu können wird der merit factor  $\eta$  genutzt. Dieser ist wie folgt definiert:

$$\eta = \frac{|\bar{R}_\gamma - \bar{R}_p|}{\sqrt{|\sigma R_\gamma^2 + \sigma R_p^2|}} \quad (5.12)$$

wobei  $\bar{R}_i$  der jeweilige Mittelwert für photoninduzierte  $\gamma$  bzw. protoninduzierte  $p$  Luftschauer des betrachteten Raumwinkelbins ist. Die Größe  $\sigma R_i$  beschreibt die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde. Dieser Faktor beschreibt den Abstand der beiden Mittelwerte normiert auf die quadratisch addierten Breiten der Verteilungen. In den Tabellen 6, 7, 8 und 9 sind für alle Energiebereiche und Raumwinkelbins die jeweiligen merit factors aufgezählt.

In dem Energiespektrum von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$  liegt der merit factor zwischen  $\eta_1 = 0.903$  und  $\eta_8 = 1.295$ . Dabei steigt der Wert mit steigendem Zenitwinkel an. Nur im letzten Raumwinkelbin liegt der Wert unter dem des vorangegangenen Raumwinkelbins, bei etwa  $\eta_9 = 1.155$ .

Liegt die Primärteilchenenergie bei  $E_2$  verhält sich der merit factor anders. So liegt der Wert in den ersten fünf Raumwinkelbins etwa konstant zwischen  $\eta_5 = 0.825$  und  $\eta_2 = 0.887$ , wobei der Wert mit Zunahme des Zenitwinkels leicht sinkt. In den nächsten beiden Raumwinkelbins steigt der Wert dann sprunghaft auf etwa  $\eta_6 = 1.007$  und  $\eta_7 = 0.978$  an und fällt dann steil ab. So beträgt der merit factor in Raumwinkelbin 8 noch  $\eta_8 = 0.732$  und im letzten Raumwinkelbin  $\eta_9 = 0.313$ .

Bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$  liegt der merit factor in den ersten drei Raumwinkelbins zwischen  $\eta_3 = 0.902$  und  $\eta_1 = 0.961$ , wobei der höchste Wert in ersten Raumwinkelbin erreicht wird. In den dann folgenden Raumwinkelbins steigt der merit factor an, bis in Raumwinkelbin 7 ein Wert von  $\eta_7 = 1.537$  erreicht ist. Daraufhin sinkt der merit factor relativ linear auf etwa  $\eta_9 = 1.069$  ab.

Für eine Primärteilchenenergie von  $E_4$  ist der Verlauf des merit factors ähnlich zu dem Spektrum von  $E_{11}$  bis  $E_{12}$ , jedoch insgesamt bei höheren Werten. So liegt der merit factor im ersten Raumwinkelbin bei  $\eta_1 = 1.032$  und steigt für größere Zenitwinkel auf  $\eta_8 = 2.055$  an. Im letzten Raumwinkelbin fällt der Wert dann leicht ab, auf  $\eta_9 = 1.935$ . Bei der Primärteilchenenergie  $E_4$  liegt ab dem sechsten Raumwinkelbin der merit factor immer über 1.500.

In allen Energiebereichen zeigt sich grob ein ähnliches Bild. Der merit factor steigt zunächst an, bis ein Maximum erreicht ist und fällt dann wieder ab. Der Abfall verläuft steiler und ausgeprägter, wenn die Primärteilchenenergie geringer ist. Außerdem steigt das Niveau auf dem sich die Werte des merit factors befinden bei größeren Primärteilchenenergien an.

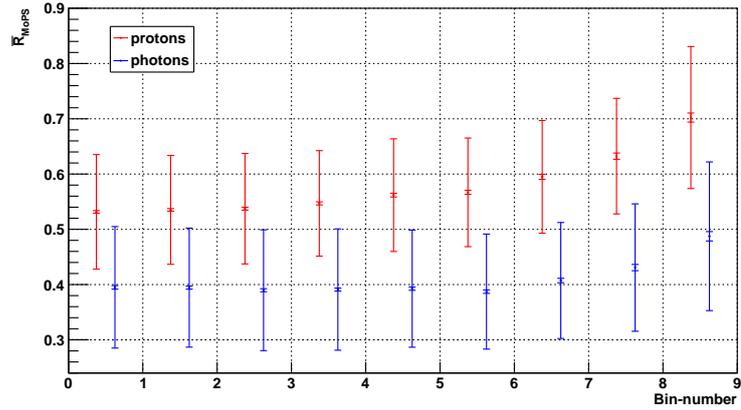


Abbildung 5.7.1: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{12} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

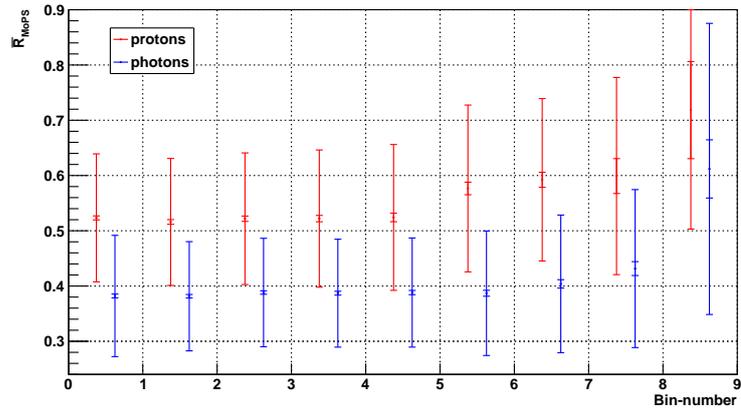


Abbildung 5.7.2: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei einer Energie von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

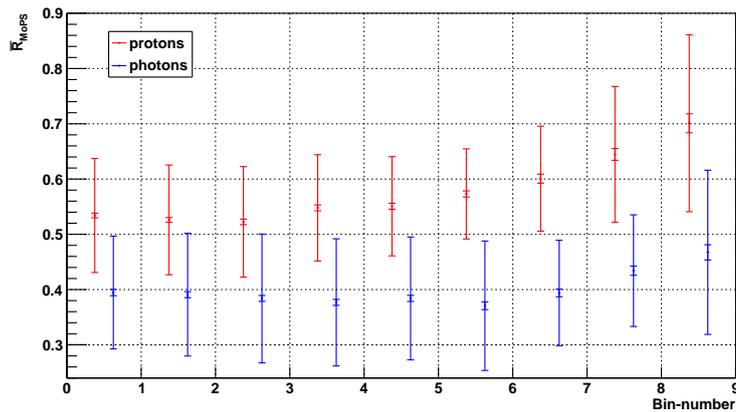


Abbildung 5.7.3: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei einer Energie von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

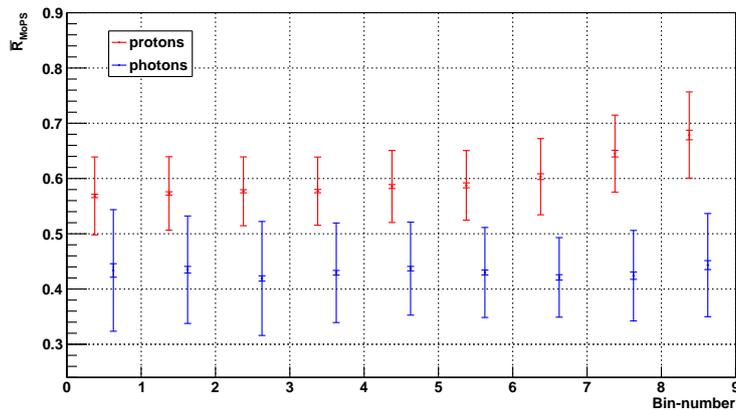


Abbildung 5.7.4: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei einer Energie von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breiten der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

$E_{11} - E_{12}$		1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\Omega_n$										
$\eta$		0.903	0.964	0.996	1.072	1.151	1.255	1.282	1.295	1.155

Tabelle 6: Der merit factor  $\eta$  für die Mittelwerte von photoninduzierten und protoninduzierten Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_2$		1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\Omega_n$										
$\eta$		0.886	0.887	0.865	0.854	0.825	1.007	0.978	0.732	0.313

Tabelle 7: Der merit factor  $\eta$  für die Mittelwerte von photoninduzierten und protoninduzierten Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_3$		1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\Omega_n$										
$\eta$		0.961	0.909	0.902	1.140	1.167	1.418	1.537	1.322	1.069

Tabelle 8: Der merit factor  $\eta$  für die Mittelwerte von photoninduzierten und protoninduzierten Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$		1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\Omega_n$										
$\eta$		1.032	1.172	1.309	1.353	1.396	1.532	1.828	2.055	1.935

Tabelle 9: Der merit factor  $\eta$  für die Mittelwerte von photoninduzierten und protoninduzierten Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

## 6 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

### 6.1 Ergebnisse

Es hat sich gezeigt, dass nur wenige Ereignisse zusätzlich ausgefiltert werden, wenn man neben dem nötigen Schnitt, dass  $T$  ungleich Null ist auch fordert, dass  $M_v$  ungleich Null ist.

Außerdem hat sich gezeigt, dass in den vorliegenden Simulationen gilt:

$$T = 0 \Rightarrow M_v = 0 \quad (6.1)$$

Es ist jedoch nicht geklärt, ob dies nur in diesen Luftschauersimulationen gilt oder, ob es eine mathematische bzw. physikalische Grundlage für dieses Verhalten gibt.

Weiterhin wurde gezeigt, dass sich die  $R_{MOPS}$ -Werte von photoninduzierten zu protoninduzierten Luftschauern unterscheiden und, dass die Werte sowohl energieabhängig, als auch zenitwinkelabhängig sind.

Insgesamt zeigt sich, dass der merit factor sowohl energieabhängig, als auch zenitwinkelabhängig ist. Für größere Energien steigt der Wert des merit factors an, wie auch bei steigendem Zenitwinkeln. Bei größten Zenitwinkeln fällt der Wert des merit factors allerdings wieder. Dieser Abfall ist steiler und ausgeprägter, wenn die Primärteilchenenergie gering ist. Somit ist auch die Trennkraft energieabhängig und zenitwinkelabhängig.

### 6.2 Ausblick

Da in dieser Arbeit nur Schauer mit einer Energie von bis zu  $E_4 = 10^{18.5}$  eV betrachtet wurden ist es unklar, wie sich die Observable bei höheren Energien verhält und weitere Untersuchungen sind notwendig. Das gleiche gilt für Energien unter  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Im Energiespektrum von  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV sind zwar niedrigere Energien enthalten, jedoch wurden diese nicht separat betrachtet.

Weiterhin sind die Mittelwerte und alle daraus folgenden Größen mit Ereignissen erstellt worden, die eine bestimmte Signalqualität erfordern. Es wäre interessant zu sehen, wie sich die Eigenschaften der Observable verhalten, wenn auch Ereignisse mit anderen Signalqualitäten mit betrachtet werden. So ist beispielsweise eine Bedingung an die Ereignisse gewesen, dass eine FD-Rekonstruktion möglich war. Da die Luftschauerobservable dies jedoch nicht benötigt ist es besonders interessant, ob und wie sich das Verhalten der Observable ändert, wenn diese Bedingung nicht mehr gegeben ist.

## 7 Anhang

### 7.1 Abbildungen zum Kapitel 5.3 Zenitwinkelabhängigkeit

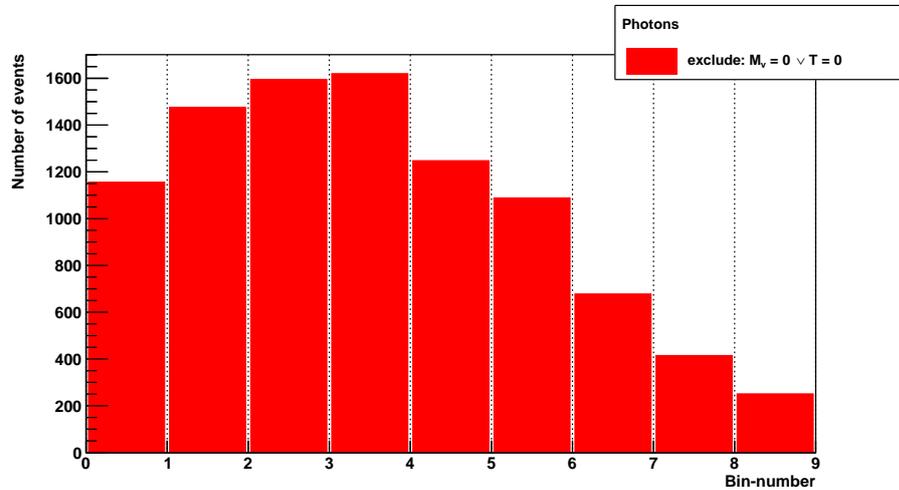


Abbildung 7.1.1: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_v$  oder  $T$  Null ist, sind nicht beachtet. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

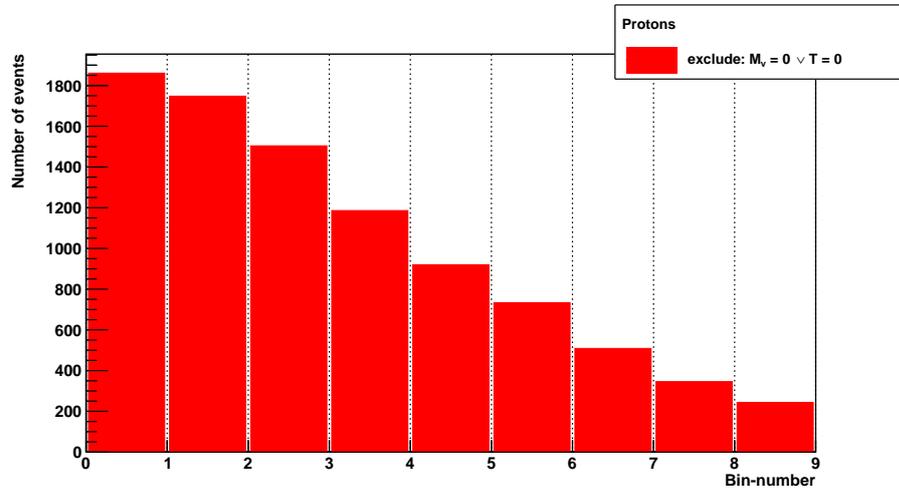


Abbildung 7.1.2: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_v$  oder  $T$  Null ist, sind nicht beachtet. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

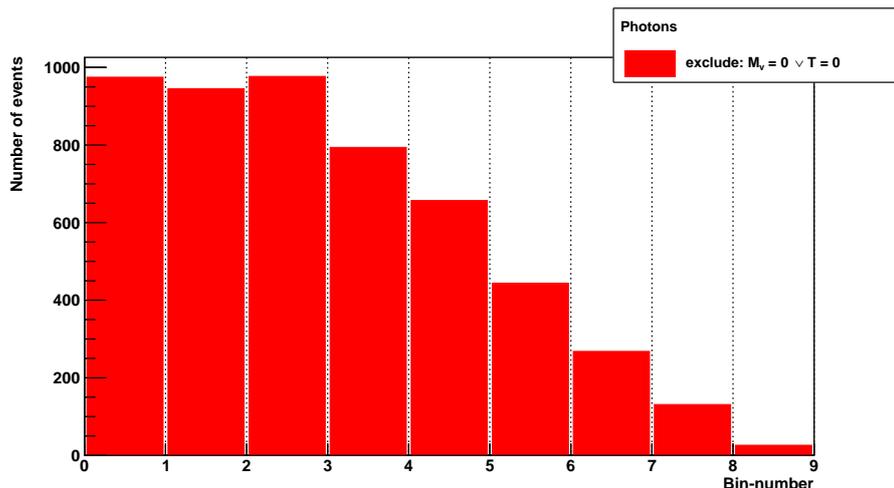


Abbildung 7.1.3: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_\nu$  oder  $T$  Null ist, sind nicht beachtet. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

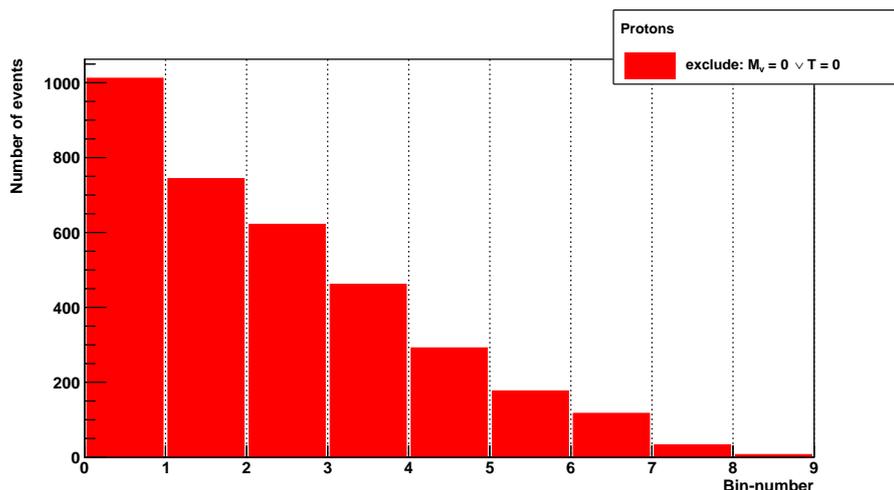


Abbildung 7.1.4: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_\nu$  oder  $T$  Null ist sind nicht beachtet. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

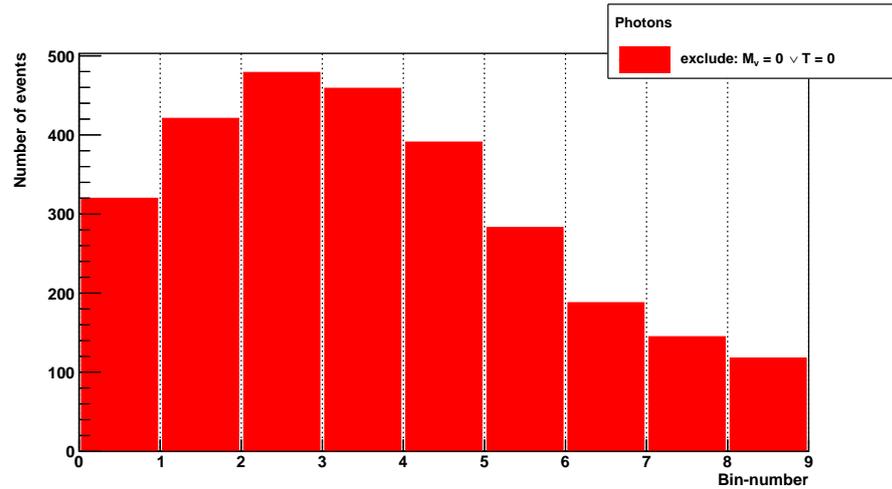


Abbildung 7.1.5: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_\nu$  oder  $T$  Null ist, sind nicht beachtet. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

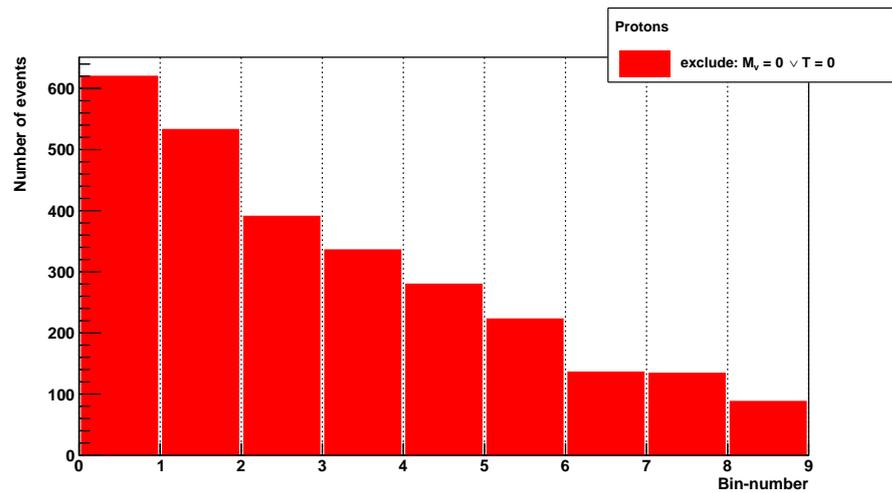


Abbildung 7.1.6: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_\nu$  oder  $T$  Null ist sind nicht beachtet. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

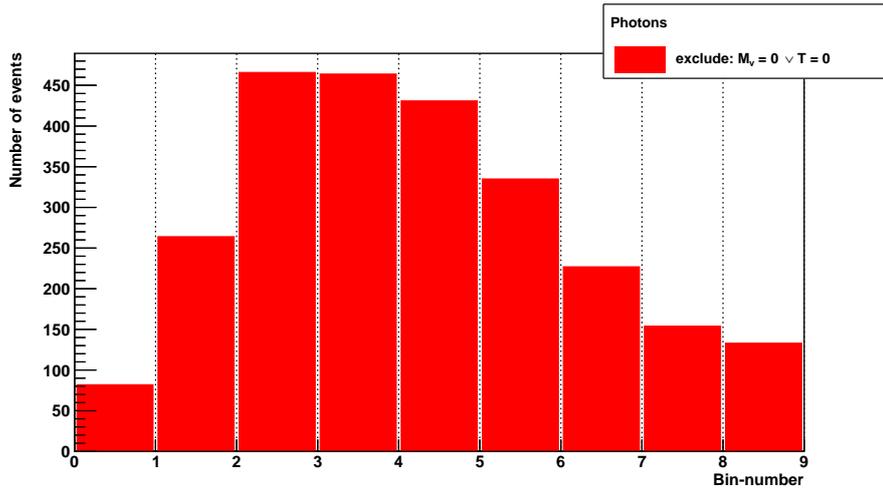


Abbildung 7.1.7: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_\nu$  oder  $T$  Null ist, sind nicht beachtet. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

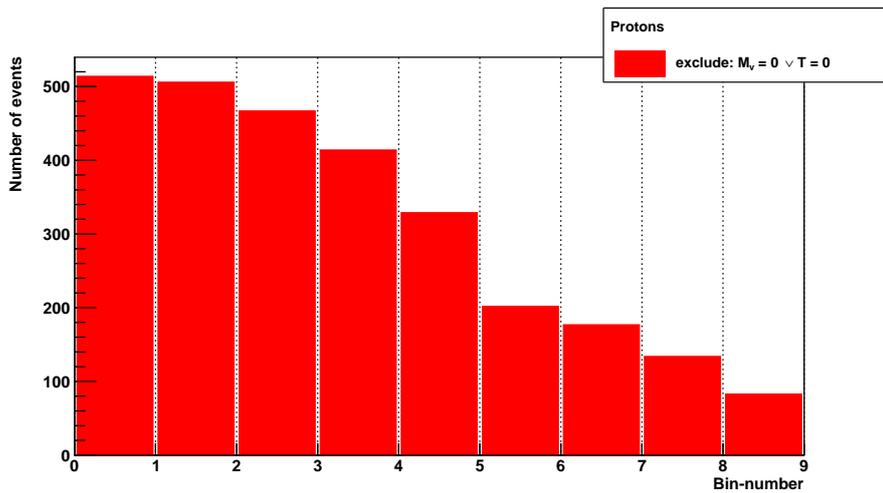


Abbildung 7.1.8: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Ereignisse, bei denen  $M_\nu$  oder  $T$  Null ist sind nicht beachtet. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

## 7.2 Abbildungen zum Kapitel 5.4 Auswirkung der Vernachlässigung der Ergebnisse mit $T$ oder $M_\nu$ gleich Null

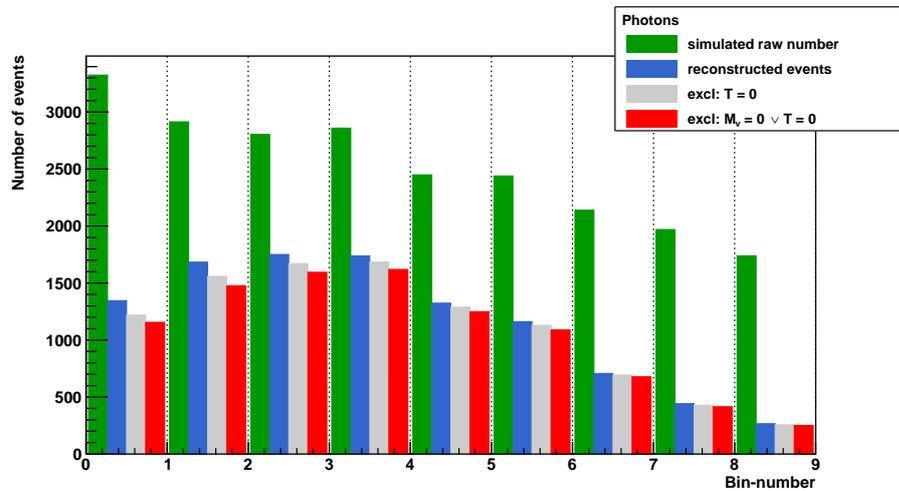


Abbildung 7.2.1: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

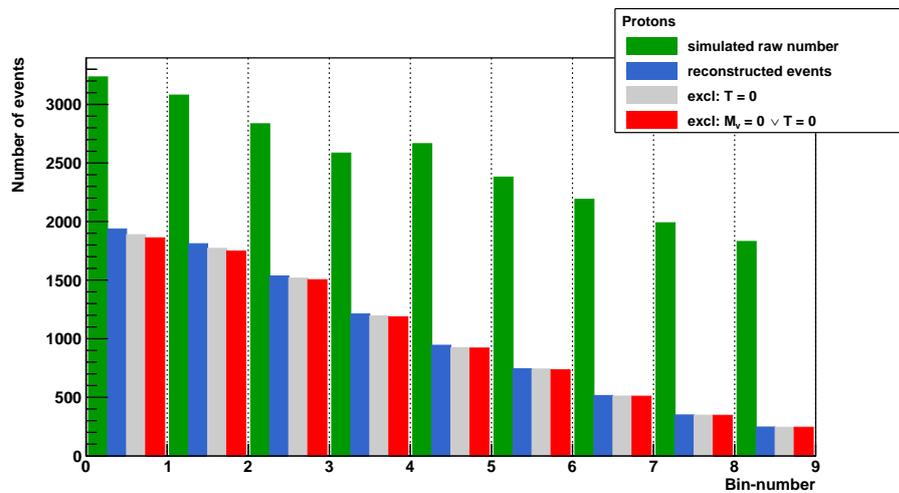


Abbildung 7.2.2: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

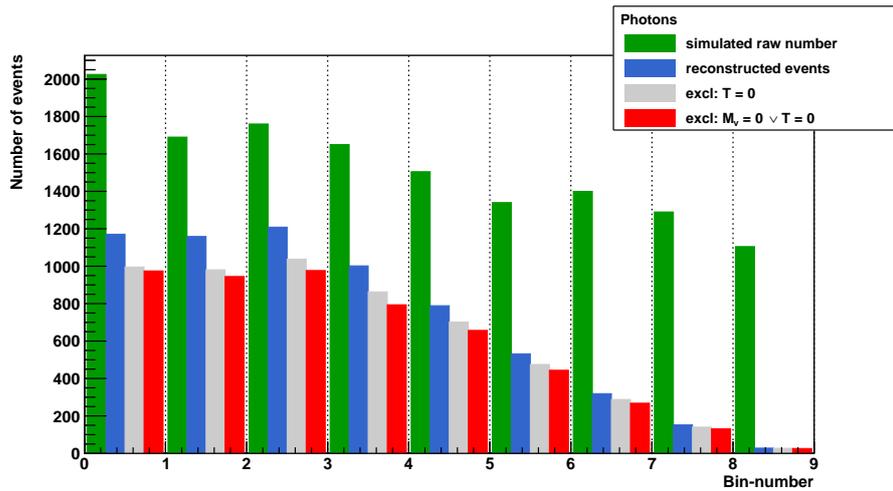


Abbildung 7.2.3: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

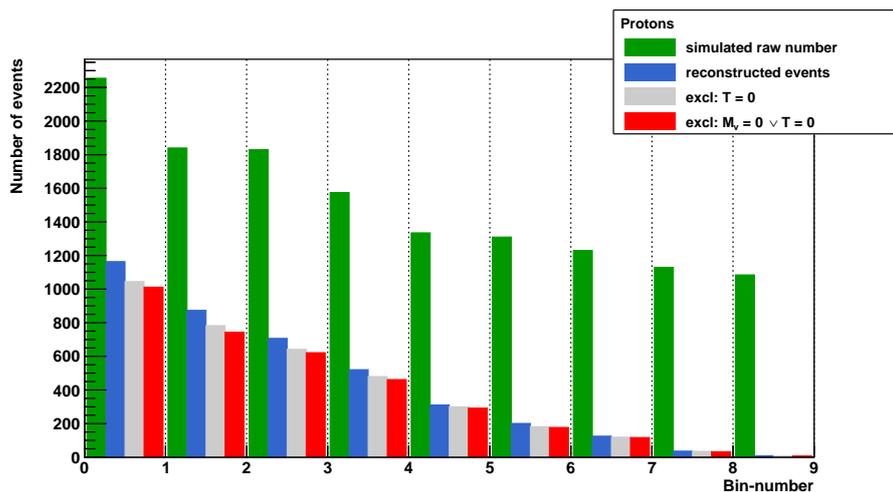


Abbildung 7.2.4: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

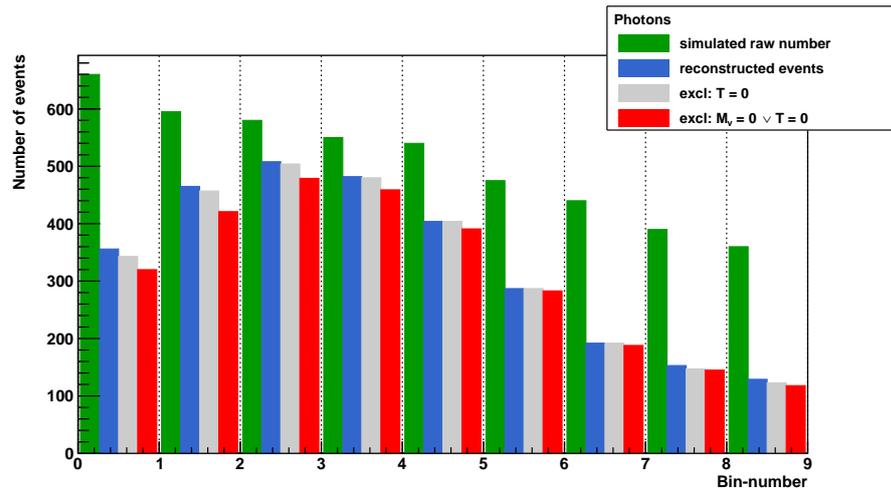


Abbildung 7.2.5: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

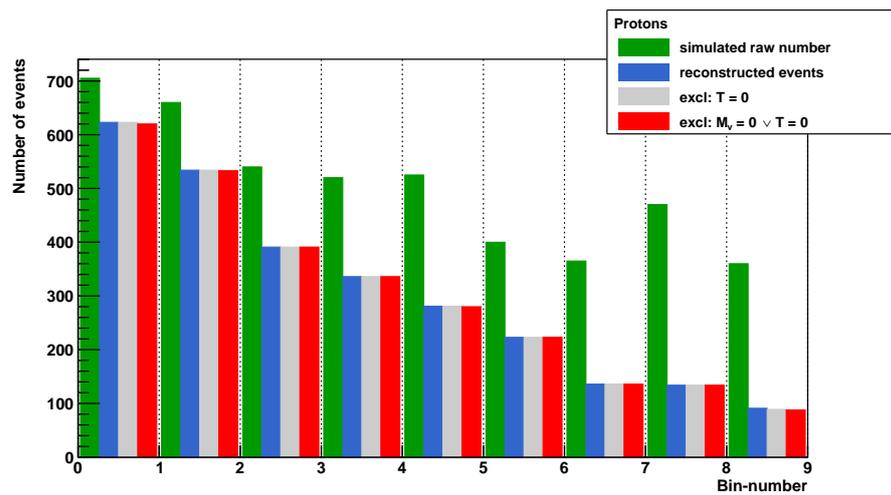


Abbildung 7.2.6: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

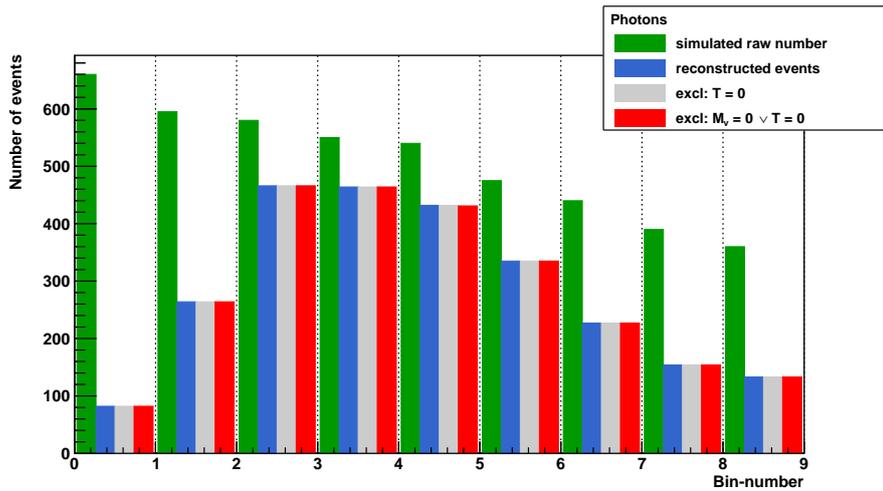


Abbildung 7.2.7: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

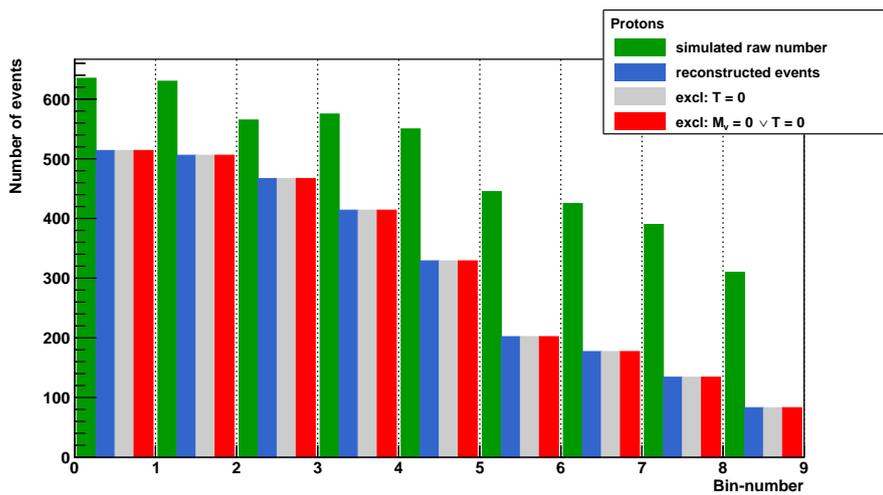


Abbildung 7.2.8: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

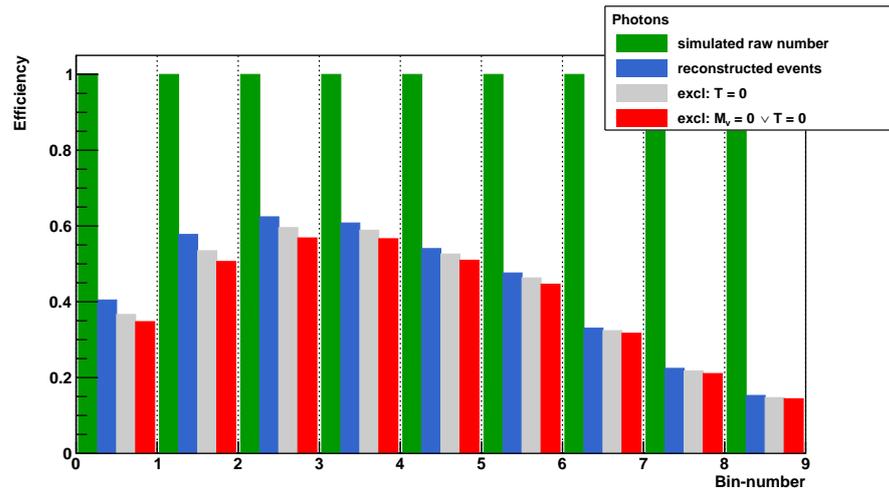


Abbildung 7.2.9: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

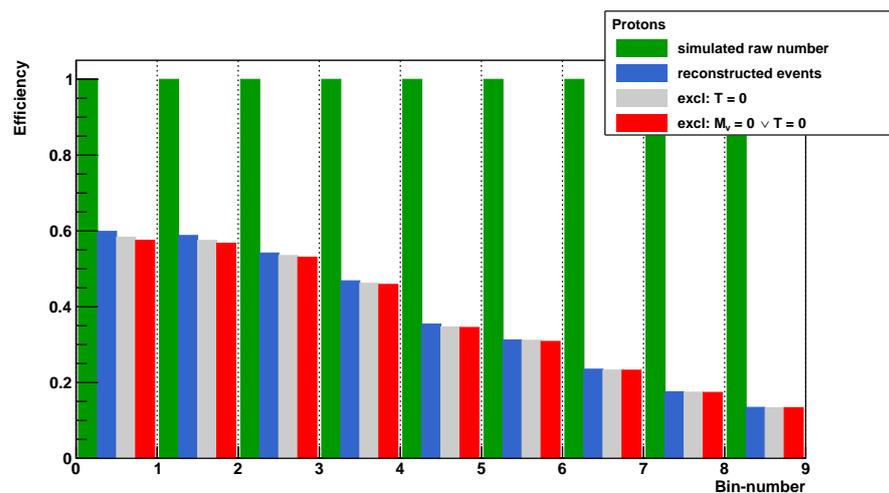


Abbildung 7.2.10: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

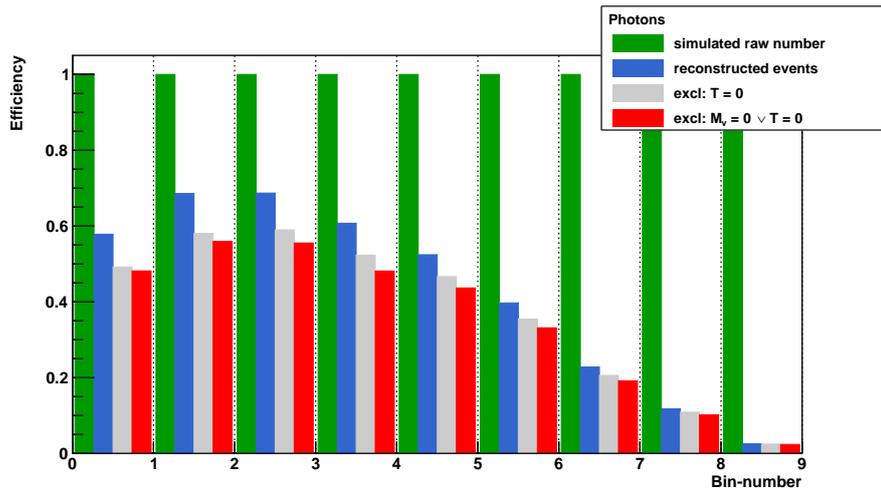


Abbildung 7.2.11: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

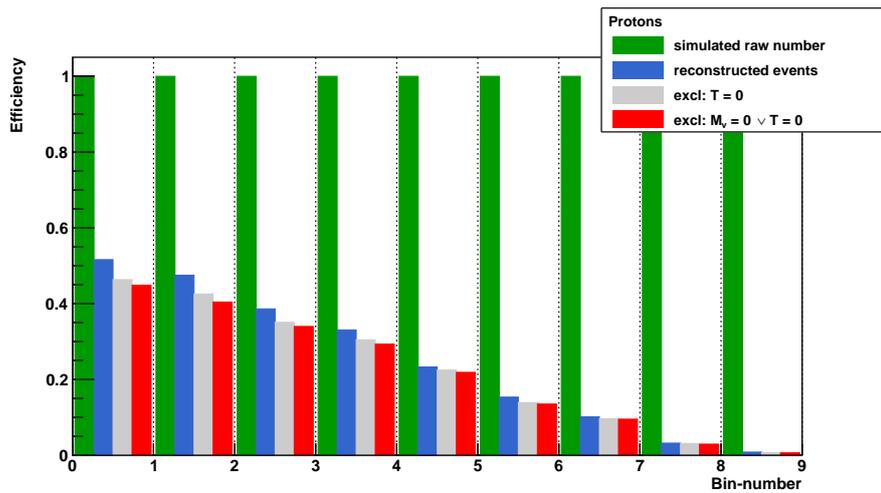


Abbildung 7.2.12: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

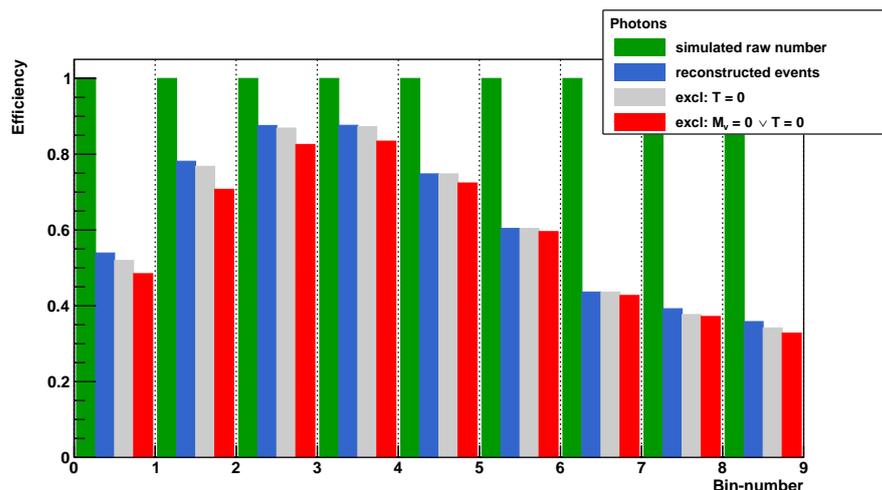


Abbildung 7.2.13: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

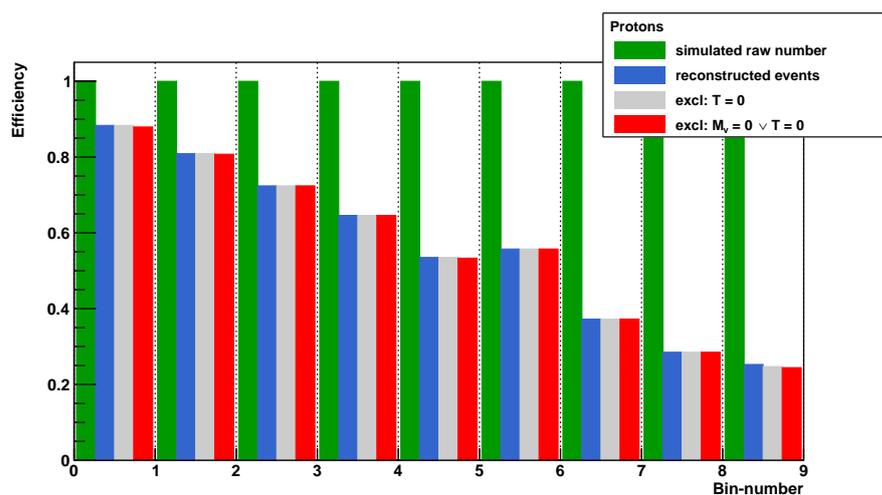


Abbildung 7.2.14: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

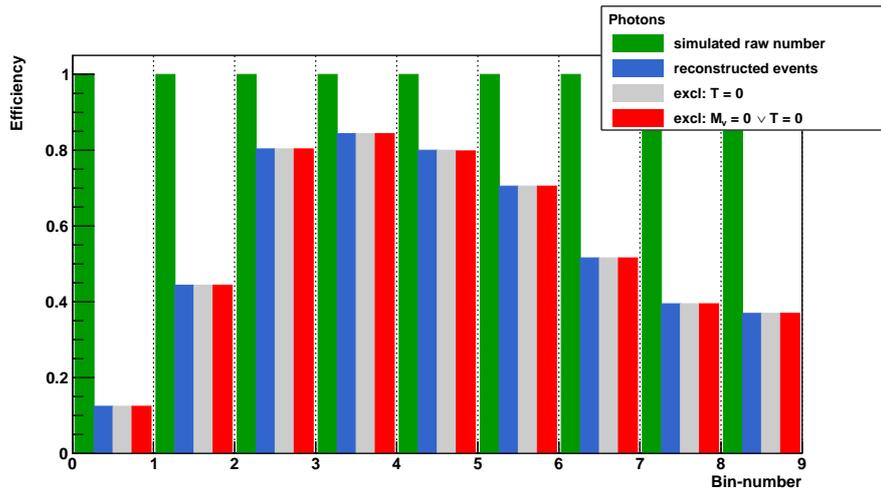


Abbildung 7.2.15: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

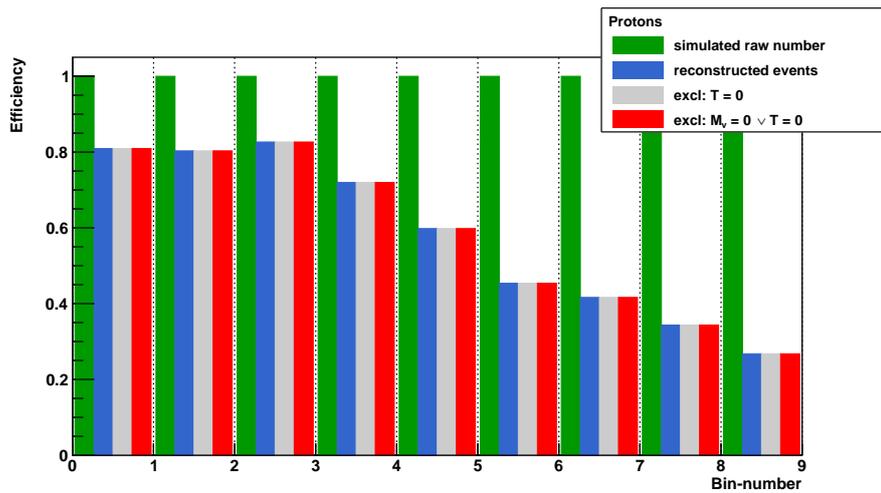


Abbildung 7.2.16: Die Anzahl der Ereignisse pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Die verschiedenen Schnitte sind in der Legende erklärt. Die Anzahl der Ereignisse ist dabei auf die Anzahl aller simulierten Luftschauer normiert. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

### 7.3 Tabellen zum Kapitel 5.4 Auswirkung der Vernachlässigung der Ergebnisse mit $T$ oder $M_\nu$ gleich Null

	$E_{11} - E_{12}$								Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.405	0.578	0.624	0.608	0.540	0.476	0.330	0.224	0.153
C	0.367	0.535	0.596	0.589	0.526	0.463	0.324	0.217	0.147
D	0.348	0.506	0.569	0.566	0.509	0.446	0.317	0.211	0.144

Tabelle 10: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

	$E_2$								Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.578	0.686	0.687	0.607	0.524	0.397	0.228	0.118	0.025
C	0.492	0.580	0.590	0.523	0.466	0.354	0.206	0.109	0.024
D	0.481	0.559	0.555	0.481	0.437	0.331	0.191	0.102	0.024

Tabelle 11: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

	$E_3$								Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.539	0.782	0.876	0.876	0.748	0.604	0.436	0.392	0.358
C	0.520	0.768	0.869	0.873	0.748	0.604	0.436	0.377	0.342
D	0.485	0.708	0.826	0.835	0.724	0.596	0.427	0.372	0.328

Tabelle 12: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.124	0.444	0.803	0.844	0.800	0.705	0.516	0.395	0.369
C	0.124	0.444	0.803	0.844	0.800	0.705	0.516	0.395	0.369
D	0.124	0.444	0.803	0.844	0.798	0.705	0.516	0.395	0.369

Tabelle 13: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

$E_{11} - E_{12}$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.599	0.588	0.542	0.468	0.354	0.312	0.235	0.175	0.134
C	0.584	0.575	0.535	0.462	0.347	0.311	0.233	0.174	0.133
D	0.575	0.568	0.531	0.459	0.345	0.308	0.232	0.174	0.133

Tabelle 14: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_2$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.516	0.475	0.386	0.331	0.233	0.153	0.102	0.032	0.008
C	0.463	0.426	0.351	0.305	0.225	0.139	0.097	0.031	0.006
D	0.449	0.404	0.340	0.293	0.219	0.135	0.095	0.029	0.006

Tabelle 15: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_3$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.884	0.809	0.724	0.646	0.535	0.558	0.373	0.285	0.253
C	0.884	0.809	0.724	0.646	0.535	0.558	0.373	0.285	0.247
D	0.879	0.808	0.724	0.646	0.533	0.558	0.373	0.285	0.244

Tabelle 16: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro
A	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
B	0.809	0.803	0.827	0.720	0.598	0.454	0.416	0.344	0.268
C	0.809	0.803	0.827	0.720	0.598	0.454	0.416	0.344	0.268
D	0.809	0.803	0.827	0.720	0.598	0.454	0.416	0.344	0.268

Tabelle 17: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall A. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

$E_{11} - E_{12}$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho
A	2.469	1.730	1.603	1.645	1.852	2.101	3.030	4.464	6.536
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	0.906	0.926	0.955	0.969	0.974	0.973	0.982	0.969	0.961
D	0.859	0.875	0.912	0.931	0.943	0.937	0.961	0.942	0.941

Tabelle 18: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_2$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho 9
A	1.730	1.458	1.456	1.647	1.908	2.519	4.386	8.475	40.000
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	0.851	0.845	0.859	0.862	0.889	0.892	0.904	0.924	0.960
D	0.832	0.815	0.808	0.792	0.834	0.834	0.838	0.864	0.960

Tabelle 19: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für photoninduzierte Luftschauber bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_3$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho 9
A	1.855	1.279	1.142	1.142	1.337	1.656	2.294	2.551	2.793
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	0.965	0.982	0.992	0.997	1000	1000	1000	0.962	0.955
D	0.900	0.905	0.943	0.953	0.968	0.987	0.979	0.949	0.916

Tabelle 20: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für photoninduzierte Luftschauber bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho 9
A	8.065	2.252	1.245	1.185	1.250	1.418	1.938	2.532	2.710
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	0.998	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 21: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für photoninduzierte Luftschauber bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

	$E_{11} - E_{12}$								Pro
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.669	1.701	1.845	2.137	2.825	3.205	4.255	5.714	7.463
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	0.975	0.978	0.987	0.987	0.980	0.997	0.991	0.994	0.993
D	0.960	0.966	0.980	0.981	0.975	0.987	0.987	0.994	0.993

Tabelle 22: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

	$E_2$								Pro
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.938	2.105	2.591	3.021	4.292	6.536	9.804	31.250	125.000
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	0.897	0.897	0.909	0.921	0.966	0.908	0.951	0.969	0.750
D	0.870	0.851	0.881	0.885	0.940	0.882	0.931	0.906	0.750

Tabelle 23: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

	$E_3$								Pro
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.131	1.236	1.381	1.548	1.869	1.792	2.681	3.509	3.953
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.976
D	0.994	0.999	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.964

Tabelle 24: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$									Pro
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.236	1.245	1.209	1.389	1.672	2.203	2.404	2.907	3.731
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 25: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall B. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

$E_{11} - E_{12}$									Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	2.725	1.869	1.678	1.698	1.901	2.160	3.086	4.608	6.803
B	1.104	1.080	1.047	1.032	1.027	1.028	1.019	1.032	1.041
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	0.948	0.946	0.955	0.961	0.968	0.963	0.978	0.972	0.980

Tabelle 26: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_2$									Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	2.033	1.724	1.695	1.912	2.146	2.825	4.854	9.174	41.667
B	1.175	1.183	1.164	1.161	1.124	1.121	1.107	1.083	1.042
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	0.978	0.964	0.941	0.920	0.938	0.935	0.927	0.936	1.000

Tabelle 27: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_3$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho 9
A	1.923	1.302	1.151	1.145	1.337	1.656	2.294	2.653	2.924
B	1.037	1.018	1.008	1.003	1.000	1.000	1.000	1.040	1.047
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	0.933	0.922	0.951	0.956	0.968	0.987	0.979	0.987	0.959

Tabelle 28: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho 9
A	8.065	2.252	1.245	1.185	1.250	1.418	1.938	2.532	2.710
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	0.998	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 29: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

$E_{11} - E_{12}$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro 9
A	1.712	1.739	1.869	2.165	2.882	3.215	4.292	5.747	7.519
B	1.026	1.023	1.013	1.013	1.020	1.003	1.009	1.006	1.008
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	0.985	0.988	0.993	0.994	0.994	0.990	0.996	1.000	1.000

Tabelle 30: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_2$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro
A	2.160	2.347	2.849	3.279	4.444	7.194	10.309	32.258	166.667
B	1.114	1.115	1.100	1.085	1.036	1.101	1.052	1.032	1.333
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	0.970	0.948	0.969	0.961	0.973	0.971	0.979	0.935	1.000

Tabelle 31: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_3$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro
A	1.131	1.236	1.381	1.548	1.869	1.792	2.681	3.509	4.049
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.024
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	0.994	0.999	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.988

Tabelle 32: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro
A	1.236	1.245	1.209	1.389	1.672	2.203	2.404	2.907	3.731
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 33: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall C. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

	$E_{11} - E_{12}$								Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	2.874	1.976	1.757	1.767	1.965	2.242	3.155	4.739	6.944
B	1.164	1.142	1.097	1.074	1.061	1.067	1.041	1.062	1.063
C	1.055	1.057	1.047	1.041	1.033	1.038	1.022	1.028	1.021
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 34: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für photoninduzierte Luftschauber bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

	$E_2$								Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	2.079	1.789	1.802	2.079	2.288	3.021	5.236	9.804	41.667
B	1.202	1.227	1.238	1.262	1.199	1.199	1.194	1.157	1.042
C	1.023	1.038	1.063	1.087	1.066	1.069	1.079	1.069	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 35: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für photoninduzierte Luftschauber bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

	$E_3$								Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	2.062	1.412	1.211	1.198	1.381	1.678	2.342	2.688	3.049
B	1.111	1.105	1.061	1.049	1.033	1.013	1.021	1.054	1.091
C	1.072	1.085	1.052	1.046	1.033	1.013	1.021	1.013	1.043
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 36: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für photoninduzierte Luftschauber bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pho 9
A	8.065	2.252	1.245	1.185	1.253	1.418	1.938	2.532	2.710
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.003	1.000	1.000	1.000	1.000
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.003	1.000	1.000	1.000	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 37: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

$E_{11} - E_{12}$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro 9
A	1.739	1.761	1.883	2.179	2.899	3.247	4.310	5.747	7.519
B	1.042	1.035	1.021	1.020	1.026	1.013	1.013	1.006	1.008
C	1.016	1.012	1.008	1.007	1.006	1.010	1.004	1.000	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 38: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_2$	1	2	3	4	5	6	7	8	Pro 9
A	2.227	2.475	2.941	3.413	4.566	7.407	10.526	34.483	166.667
B	1.149	1.176	1.135	1.130	1.064	1.133	1.074	1.103	1.333
C	1.031	1.054	1.032	1.041	1.027	1.030	1.021	1.069	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 39: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_3$	Pro								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.138	1.238	1.381	1.548	1.869	1.792	2.681	3.509	4.098
B	1.006	1.001	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.037
C	1.006	1.001	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.012
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 40: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$	Pro								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	1.236	1.245	1.209	1.389	1.672	2.203	2.404	2.907	3.731
B	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
C	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
D	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabelle 41: Die relativen Effizienzen der Fälle A, B, C und D in jedem Raumwinkelbin, normiert auf den Fall D. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

## 7.4 Abbildungen zum Kapitel 5.6 Verhalten des numerischen Werts der Observable

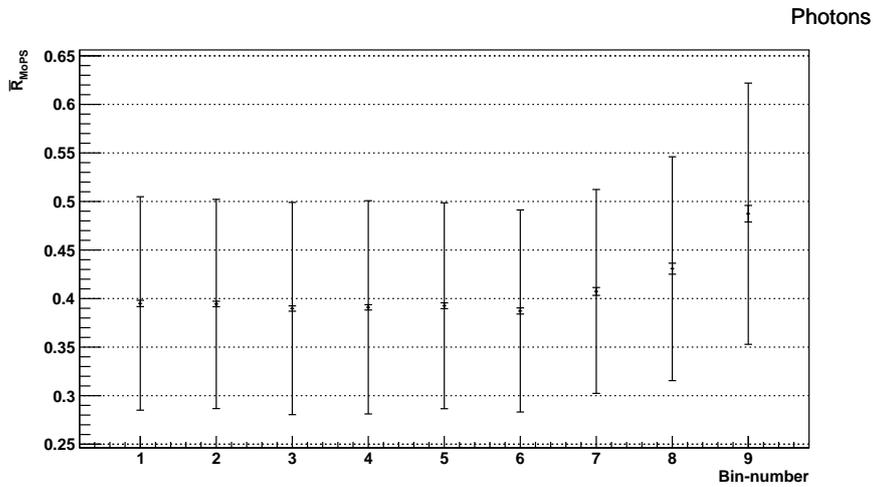


Abbildung 7.4.1: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma_{\bar{R}_{MoPS}}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma_{R_{MoPS}}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

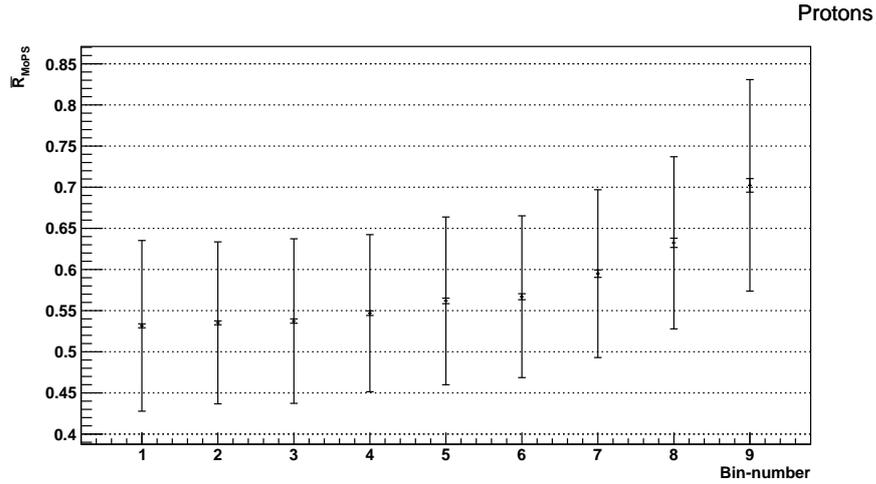


Abbildung 7.4.2: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

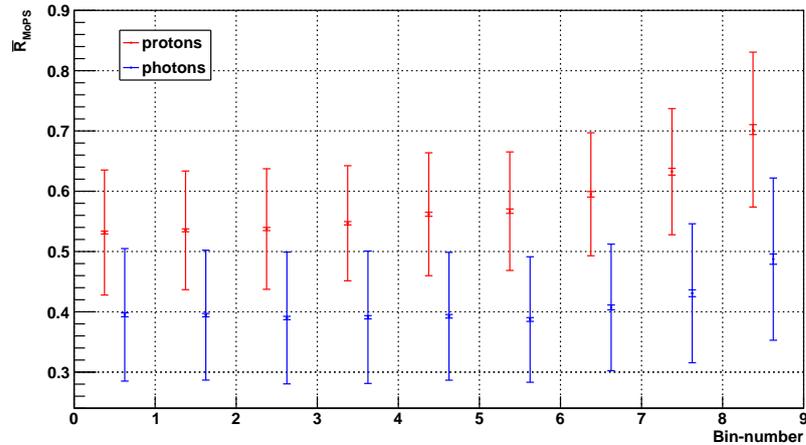


Abbildung 7.4.3: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei einer Energie von  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Protonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

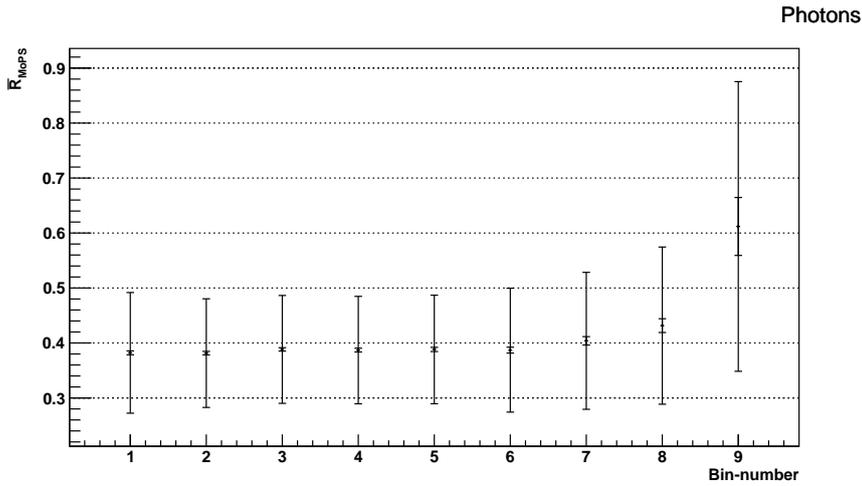


Abbildung 7.4.4: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

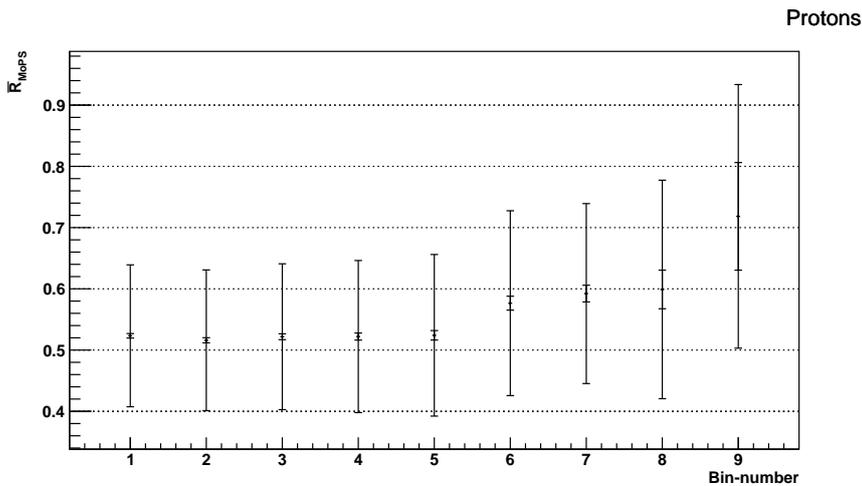


Abbildung 7.4.5: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

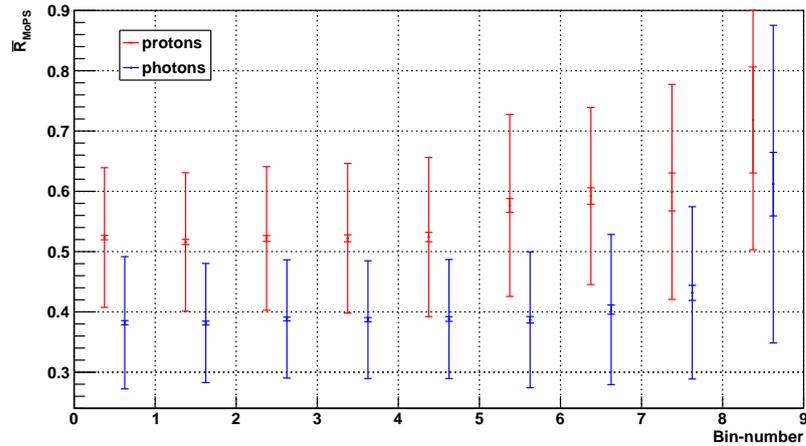


Abbildung 7.4.6: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei einer Energie von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

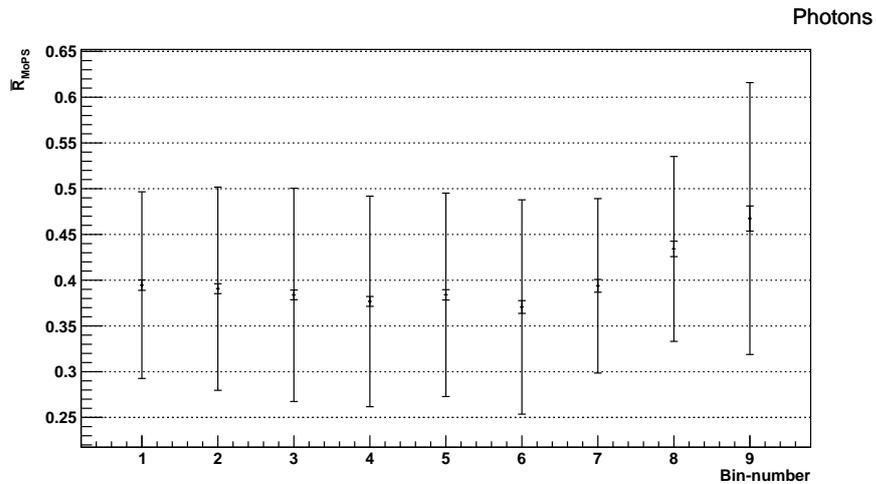


Abbildung 7.4.7: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

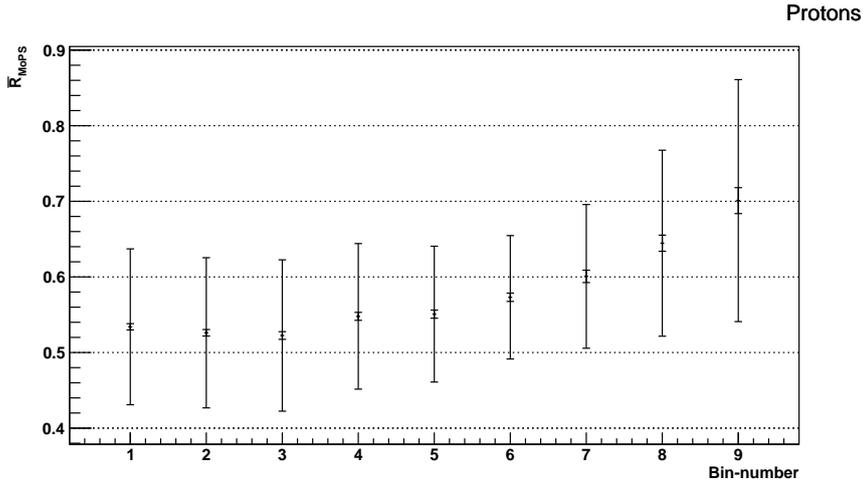


Abbildung 7.4.8: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

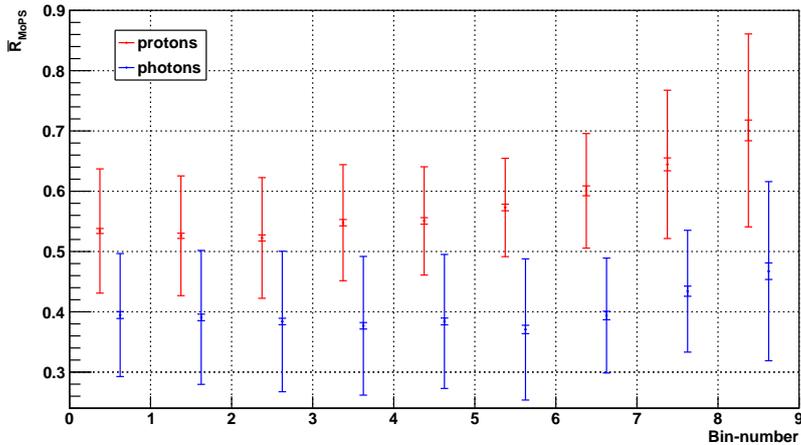


Abbildung 7.4.9: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei einer Energie von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Protonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

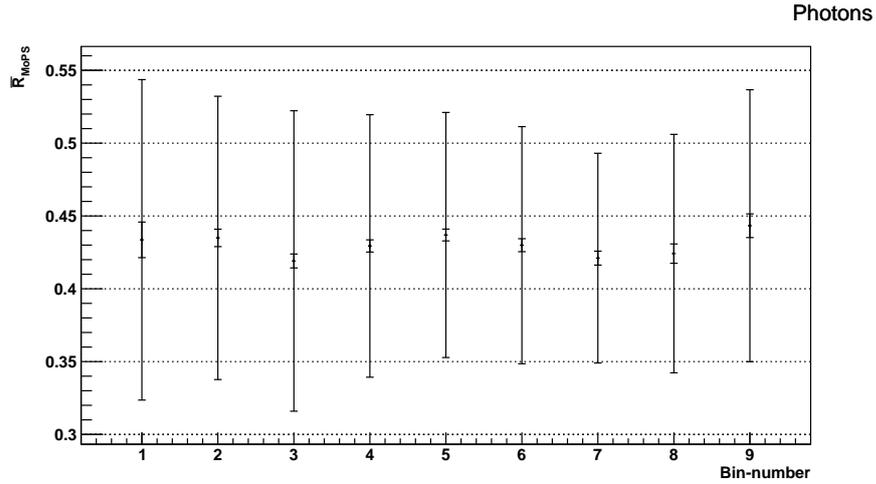


Abbildung 7.4.10: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_A = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

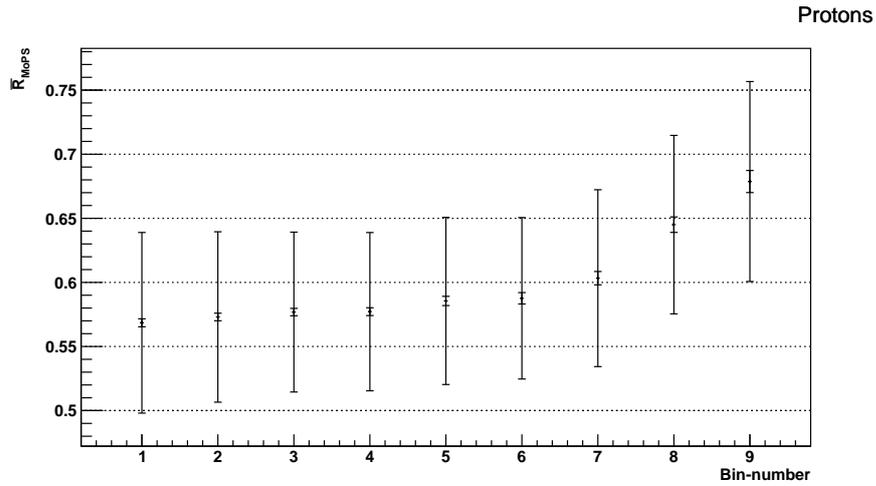


Abbildung 7.4.11: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei Energien von  $E_A = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

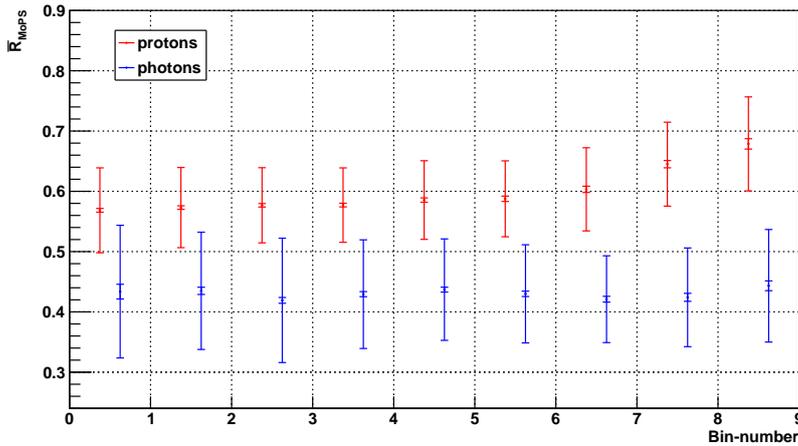


Abbildung 7.4.12: Die Mittelwerte  $\bar{R}_{MoPS}$  pro Raumwinkelbin  $\Omega_n$  bei einer Energie von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren den Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$ . Die äußeren Fehlerbalken stehen für die Breite der Verteilung der Werte, über die der Mittelwert gebildet wurde  $\sigma R_{MoPS}$ . Simulationen mit Protonen als Primärteilchen (rot) im Vergleich mit Photonen als Primärteilchen (blau).

### 7.5 Tabellen zum Kapitel 5.6 Verhalten des numerischen Werts der Observable

$E_{11} - E_{12}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Pho
$\bar{R}_{MoPS}$	0.395	0.394	0.390	0.391	0.393	0.387	0.407	0.431	0.487	
$\sigma \bar{R}_{MoPS}$	0.003	0.003	0.003	0.003	0.003	0.003	0.004	0.006	0.009	
$\sigma R_{MoPS}$	0.110	0.108	0.109	0.110	0.106	0.104	0.105	0.115	0.135	

Tabelle 42: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma \bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_{11} - E_{12}$									Pro
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\bar{R}_{MoPS}$	0.532	0.535	0.537	0.547	0.562	0.567	0.595	0.632	0.702
$\sigma\bar{R}_{MoPS}$	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003	0.004	0.005	0.006	0.008
$\sigma R_{MoPS}$	0.104	0.098	0.100	0.095	0.102	0.098	0.102	0.105	0.128

Tabelle 43: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_{11} - E_{12}$ .

$E_2$									Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\bar{R}_{MoPS}$	0.382	0.382	0.388	0.387	0.388	0.387	0.404	0.432	0.612
$\sigma\bar{R}_{MoPS}$	0.004	0.003	0.003	0.003	0.004	0.005	0.008	0.013	0.053
$\sigma R_{MoPS}$	0.110	0.099	0.098	0.098	0.099	0.113	0.125	0.143	0.263

Tabelle 44: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_2$									Pro
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\bar{R}_{MoPS}$	0.523	0.516	0.522	0.522	0.524	0.577	0.592	0.599	0.718
$\sigma\bar{R}_{MoPS}$	0.004	0.004	0.005	0.006	0.008	0.011	0.014	0.032	0.088
$\sigma R_{MoPS}$	0.116	0.115	0.119	0.124	0.132	0.151	0.147	0.178	0.215

Tabelle 45: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_2$ .

$E_3$									Pho
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\bar{R}_{MoPS}$	0.395	0.391	0.384	0.377	0.384	0.371	0.394	0.434	0.467
$\sigma\bar{R}_{MoPS}$	0.006	0.005	0.005	0.005	0.006	0.007	0.007	0.008	0.014
$\sigma R_{MoPS}$	0.102	0.111	0.117	0.115	0.111	0.117	0.095	0.101	0.149

Tabelle 46: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_3$		1	2	3	4	5	6	7	8	Pro 9
$\bar{R}_{MoPS}$		0.534	0.526	0.523	0.548	0.551	0.573	0.601	0.645	0.701
$\sigma\bar{R}_{MoPS}$		0.004	0.004	0.005	0.005	0.005	0.005	0.008	0.011	0.017
$\sigma R_{MoPS}$		0.103	0.099	0.100	0.096	0.090	0.082	0.095	0.123	0.160

Tabelle 47: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_3$ .

$E_4$		1	2	3	4	5	6	7	8	Pho 9
$\bar{R}_{MoPS}$		0.434	0.435	0.419	0.429	0.437	0.430	0.421	0.424	0.443
$\sigma\bar{R}_{MoPS}$		0.012	0.006	0.005	0.004	0.004	0.004	0.005	0.007	0.008
$\sigma R_{MoPS}$		0.110	0.097	0.103	0.090	0.084	0.081	0.072	0.082	0.093

Tabelle 48: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für photoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

$E_4$		1	2	3	4	5	6	7	8	Pro 9
$\bar{R}_{MoPS}$		0.568	0.573	0.577	0.577	0.586	0.588	0.603	0.645	0.679
$\sigma\bar{R}_{MoPS}$		0.003	0.003	0.003	0.003	0.004	0.004	0.005	0.006	0.009
$\sigma R_{MoPS}$		0.070	0.066	0.062	0.062	0.065	0.063	0.069	0.070	0.078

Tabelle 49: Der Mittelwert  $\bar{R}_{MoPS}$ , der Fehler auf den Mittelwert  $\sigma\bar{R}_{MoPS}$  und die mittlere Standardabweichung  $\sigma R_{MoPS}$  für alle Raumwinkelbins. Werte für protoninduzierte Luftschauer bei einer Primärteilchenenergie von  $E_4$ .

## 7.6 Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des $R_{MoPS}$ -Werts bei $E_{11} = 10^{17.0}$ eV – $E_{12} = 10^{18.5}$ eV

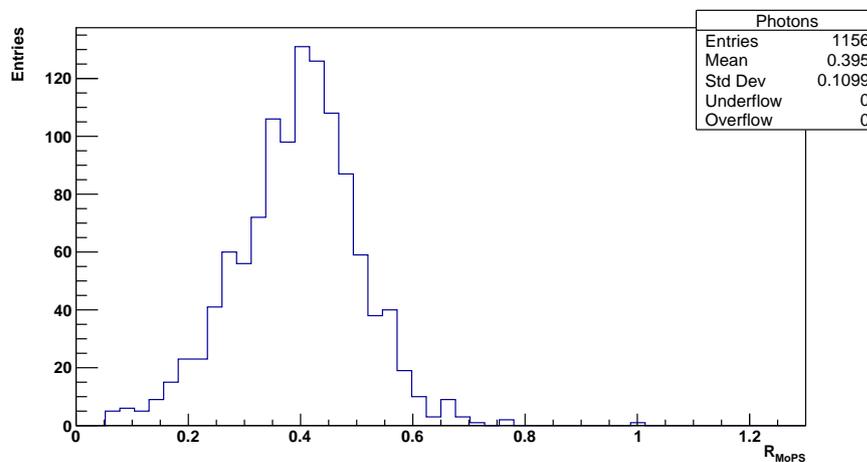


Abbildung 7.6.1: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

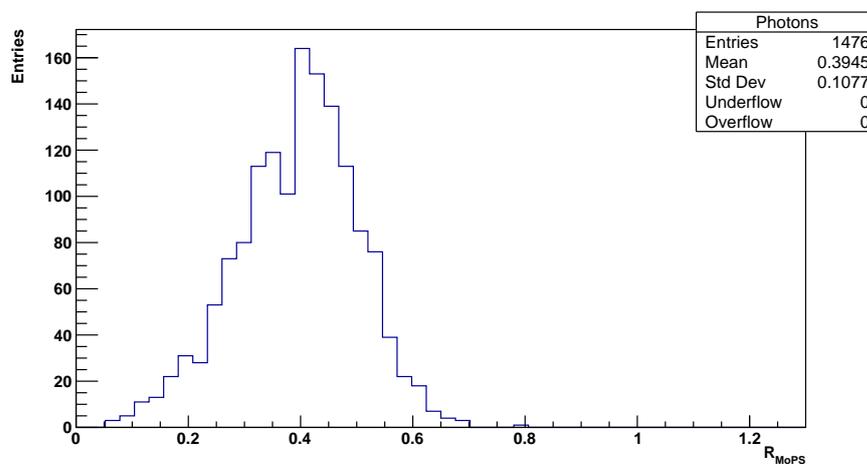


Abbildung 7.6.2: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

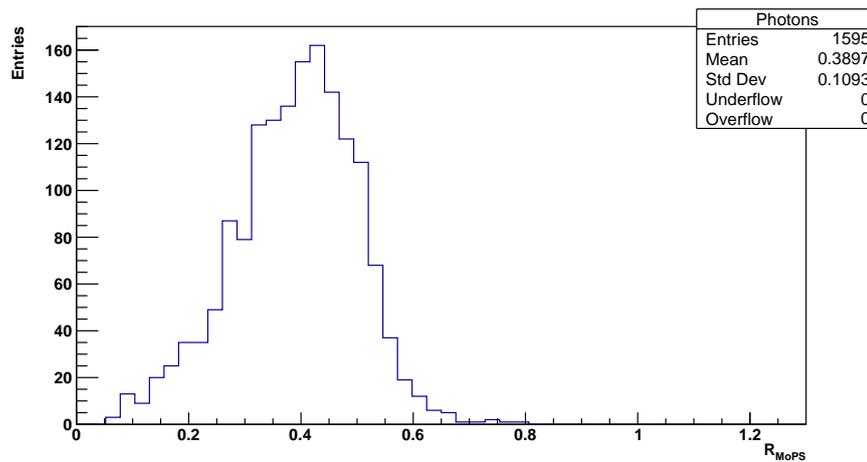


Abbildung 7.6.3: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

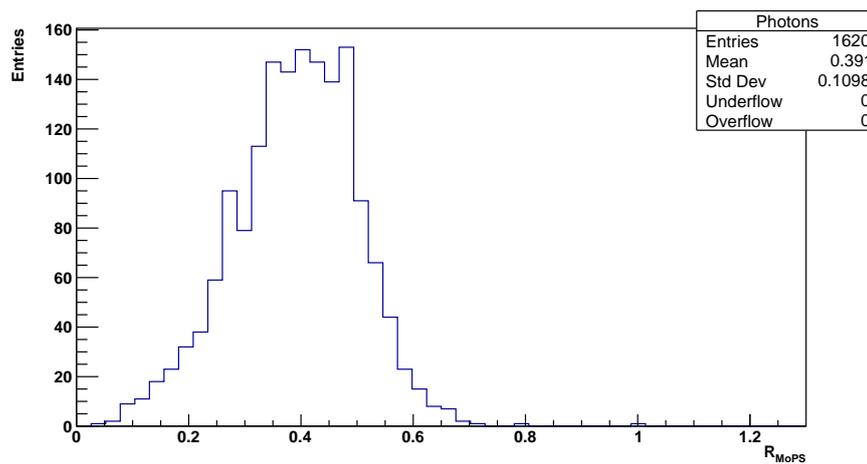


Abbildung 7.6.4: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

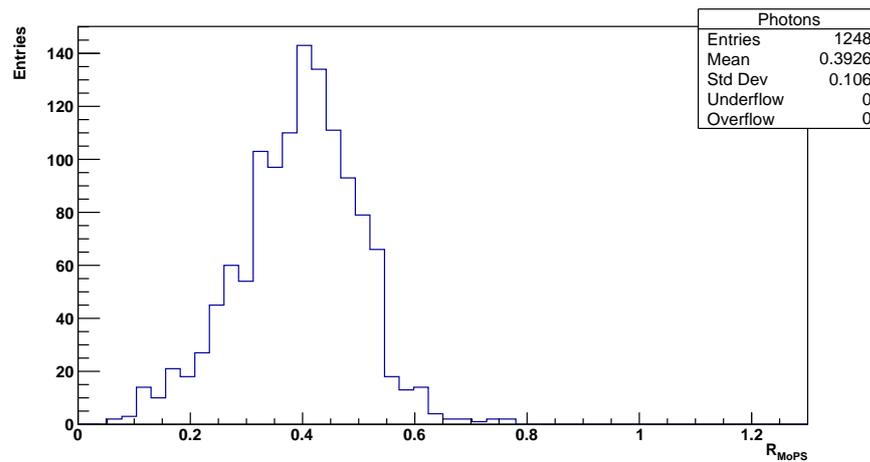


Abbildung 7.6.5: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

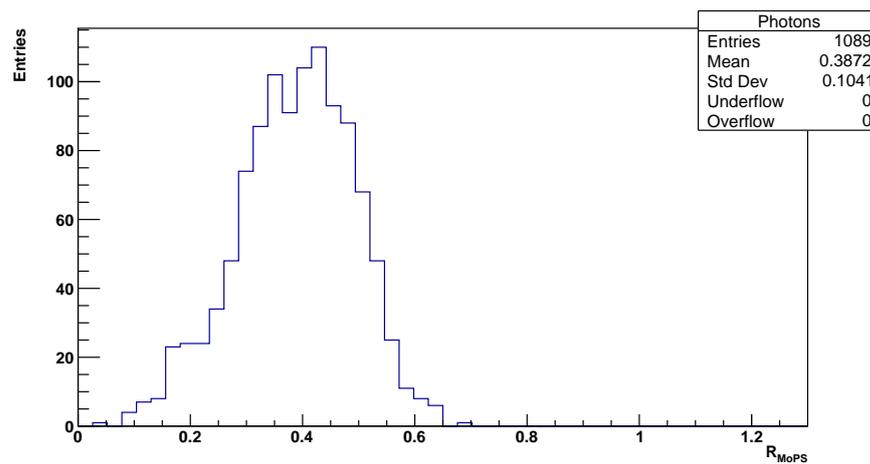


Abbildung 7.6.6: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

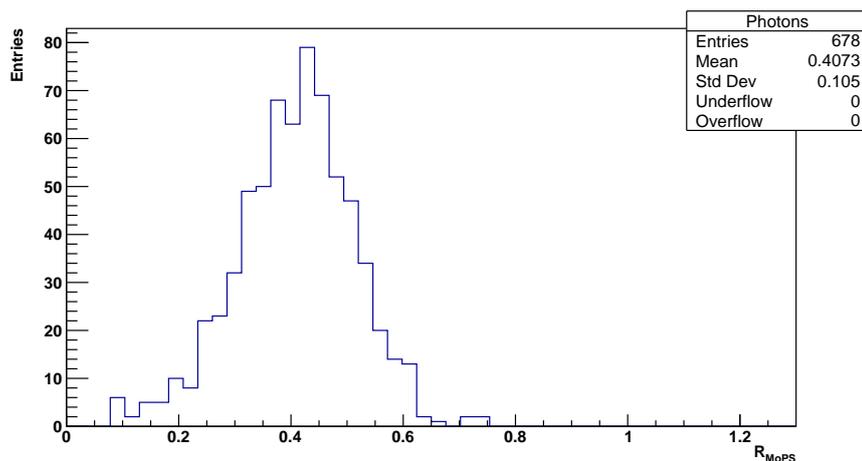


Abbildung 7.6.7: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

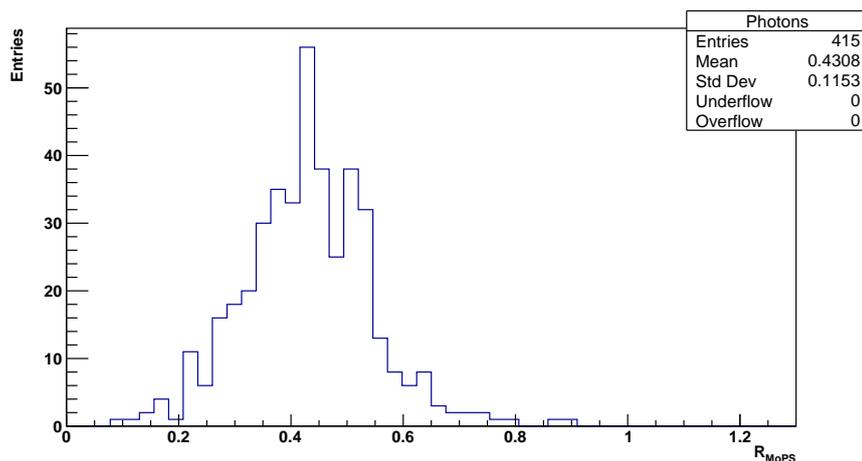


Abbildung 7.6.8: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

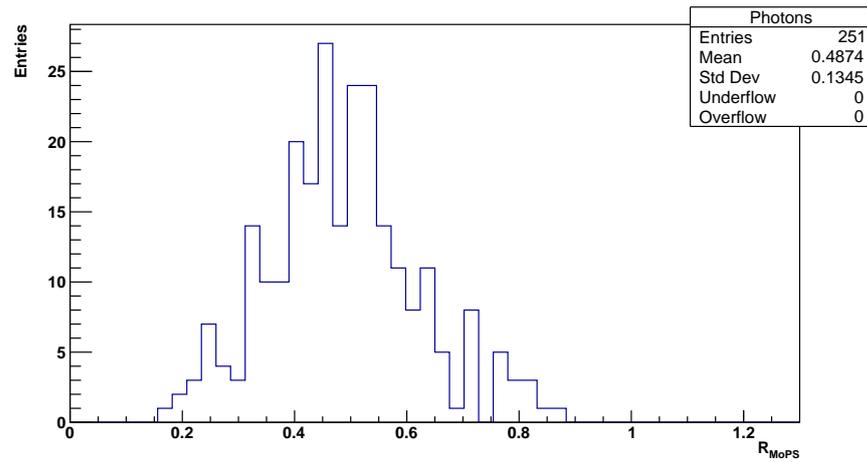


Abbildung 7.6.9: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

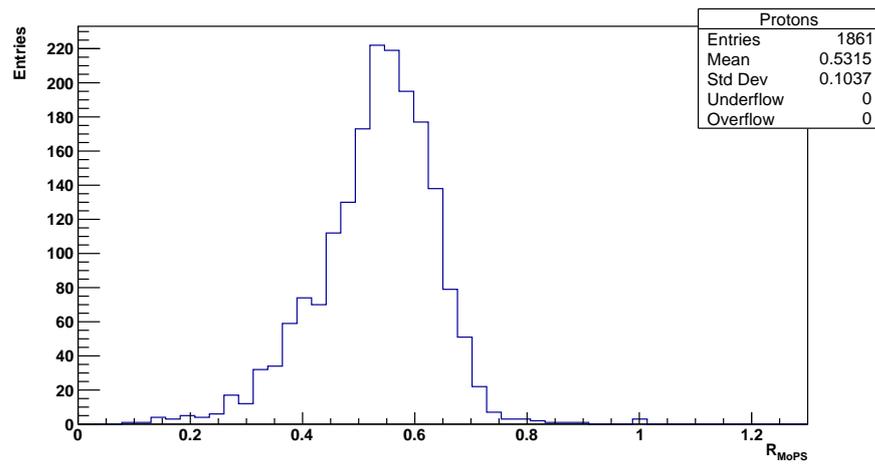


Abbildung 7.6.10: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

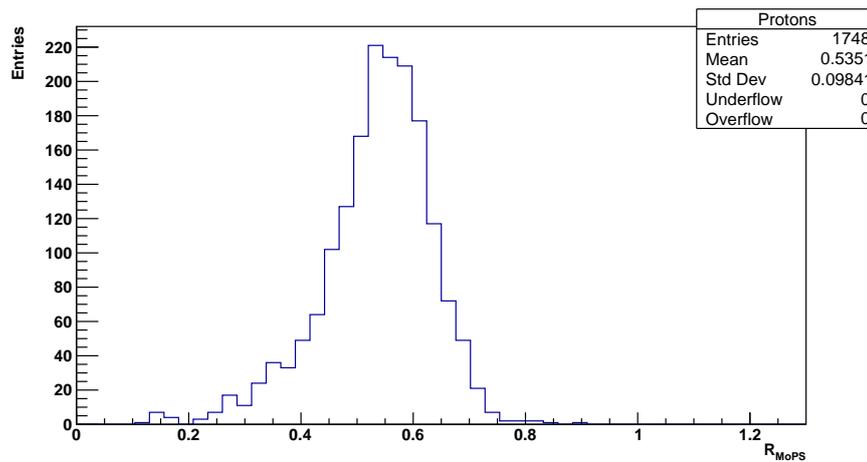


Abbildung 7.6.11: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

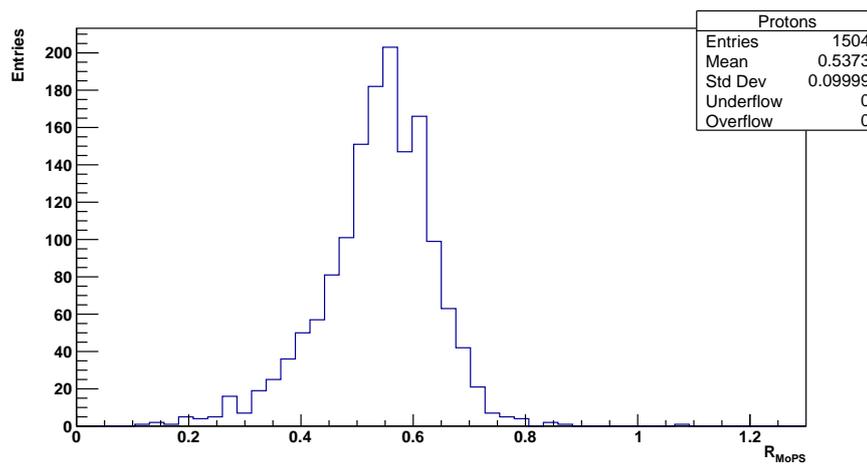


Abbildung 7.6.12: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

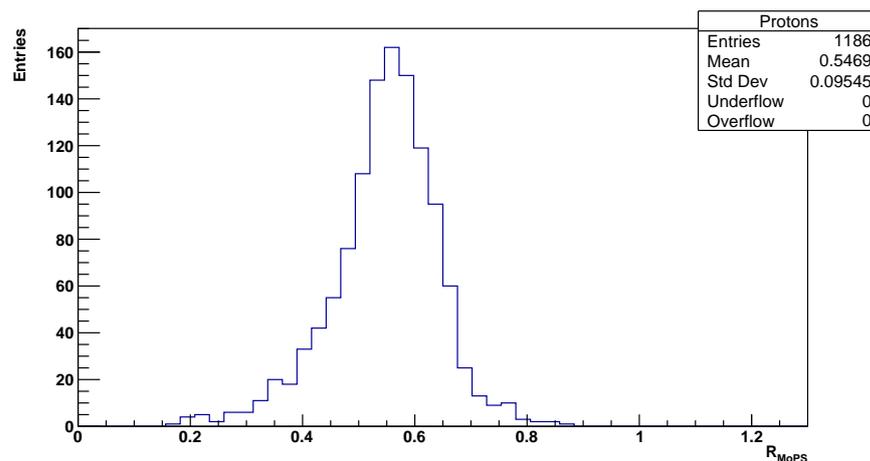


Abbildung 7.6.13: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

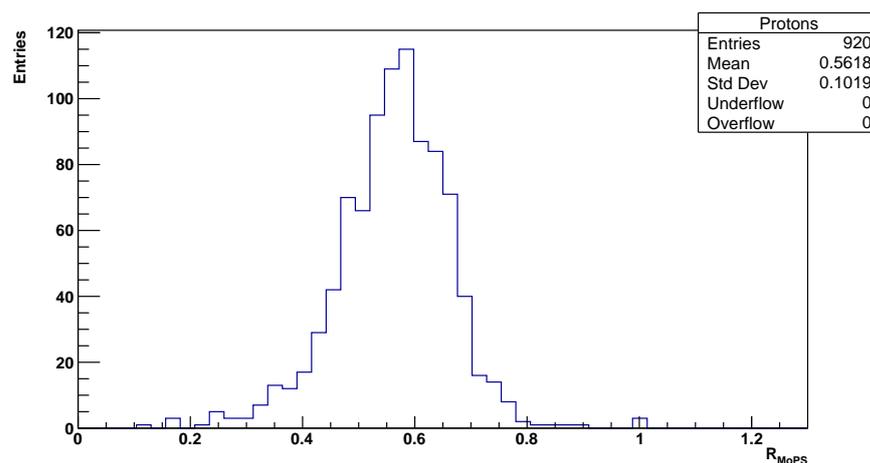


Abbildung 7.6.14: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

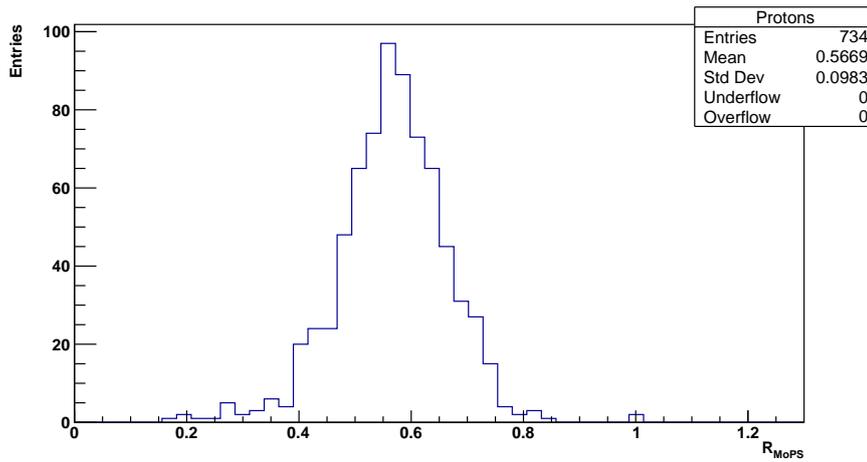


Abbildung 7.6.15: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

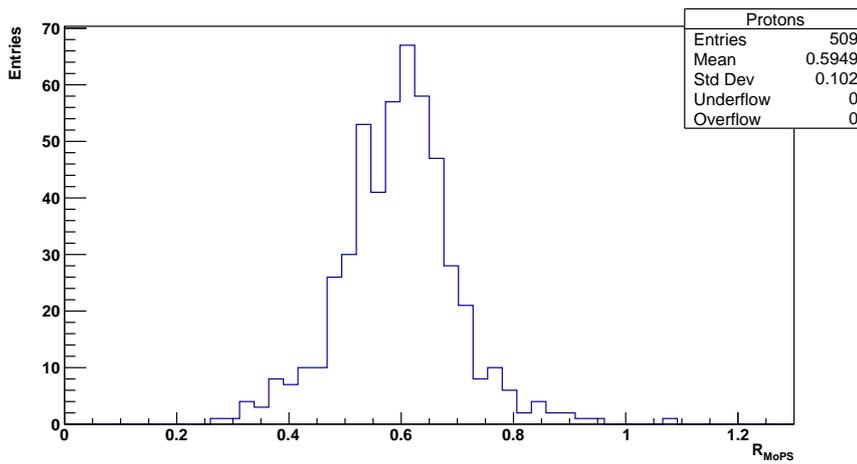


Abbildung 7.6.16: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

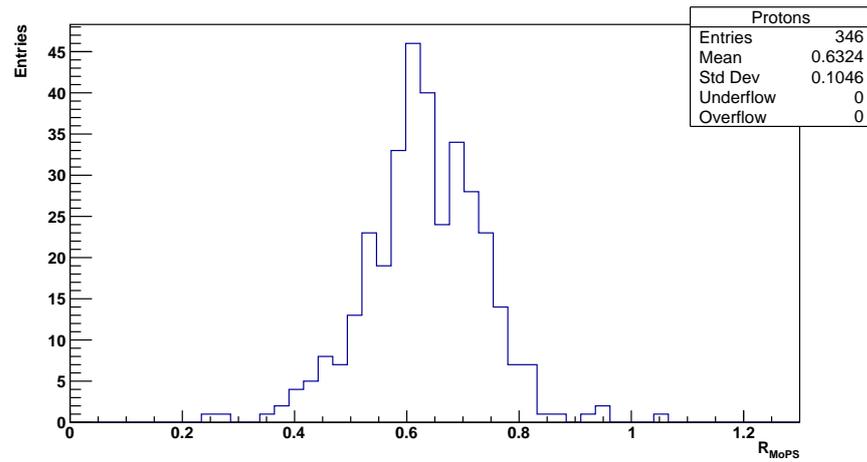


Abbildung 7.6.17: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

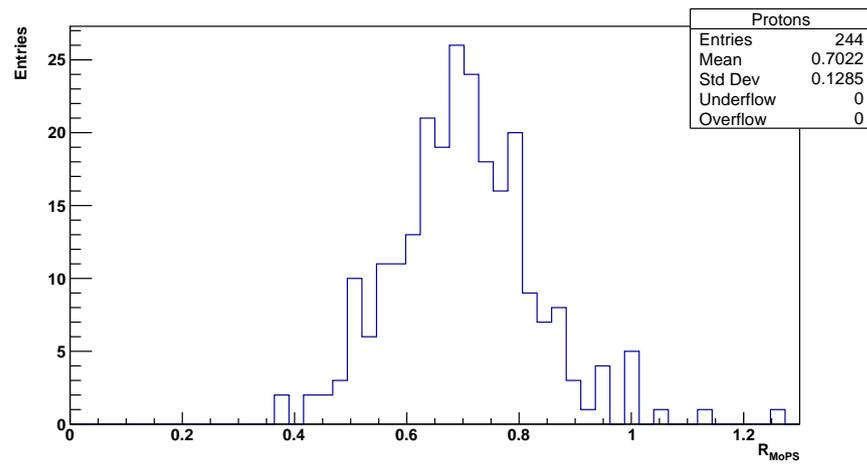


Abbildung 7.6.18: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  im Energiebereich  $E_{11} = 10^{17.0}$  eV bis  $E_{12} = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

7.7 Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des  $R_{MoPS}$ -Werts bei  $E_2 = 10^{17.5}$  eV

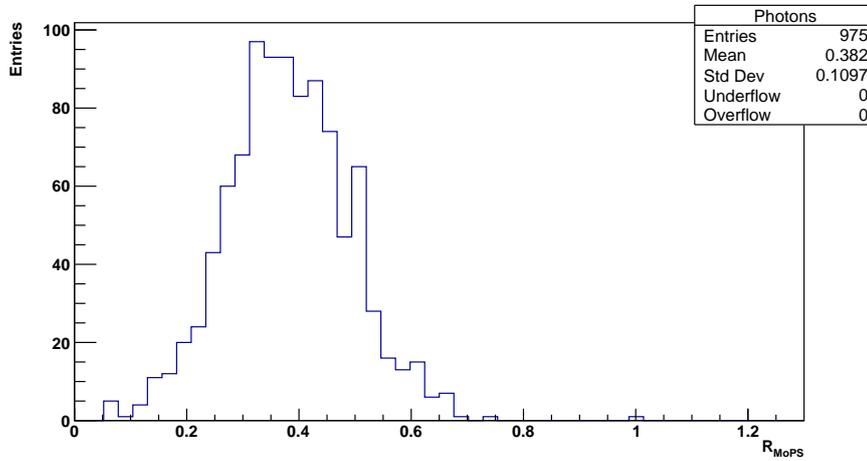


Abbildung 7.7.1: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

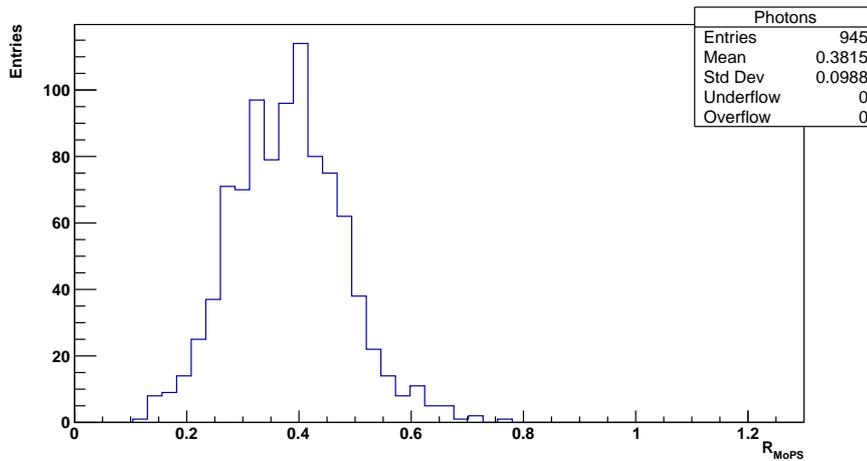


Abbildung 7.7.2: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

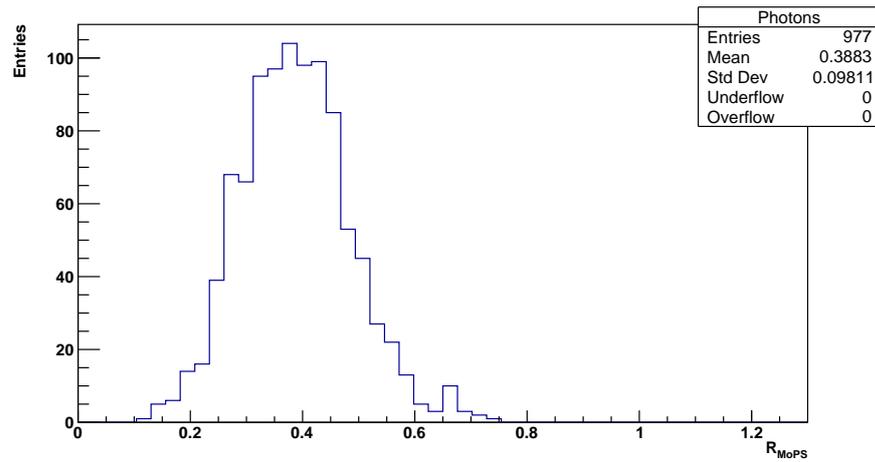


Abbildung 7.7.3: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

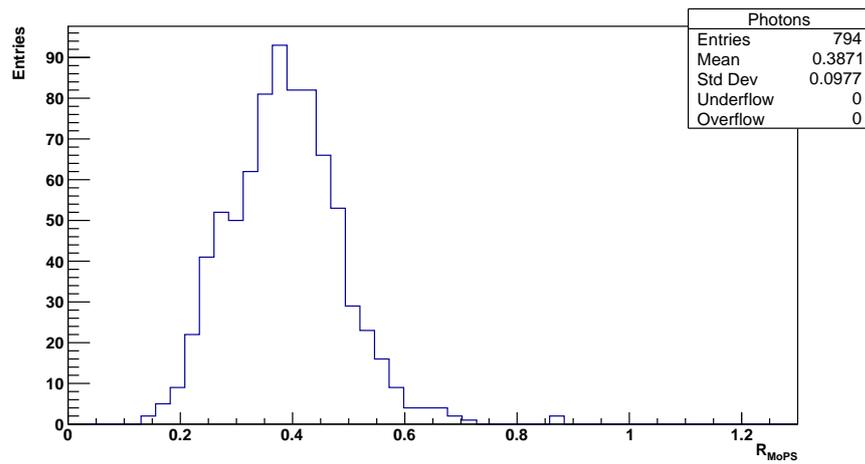


Abbildung 7.7.4: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

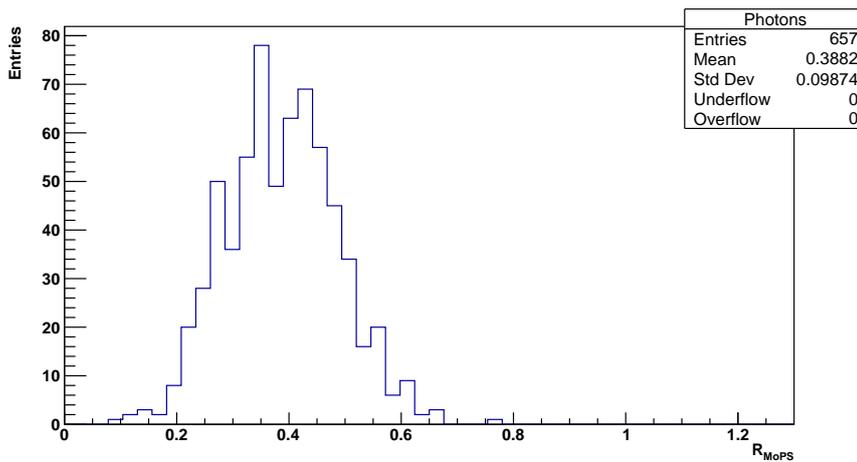


Abbildung 7.7.5: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

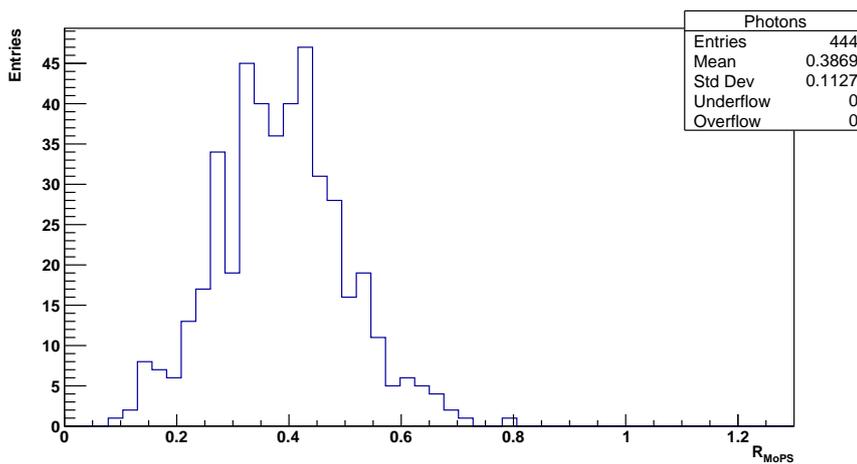


Abbildung 7.7.6: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

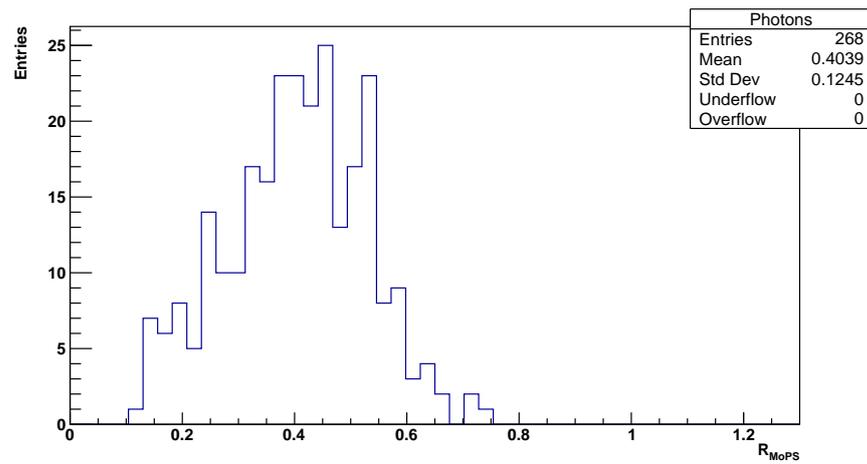


Abbildung 7.7.7: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

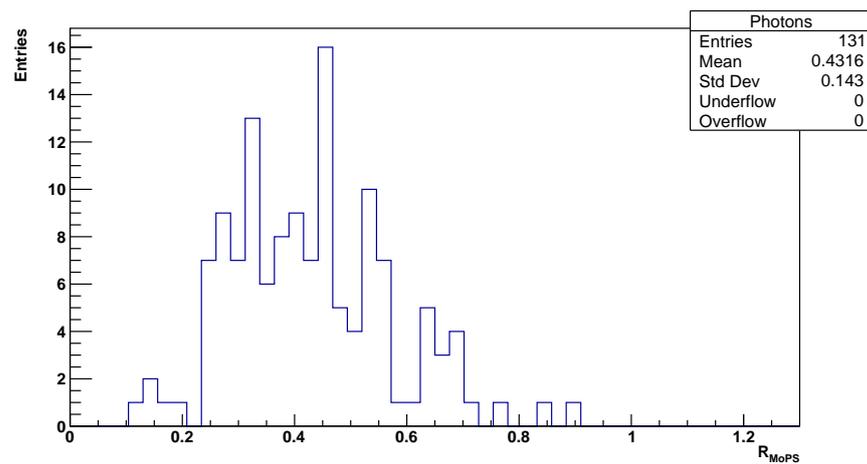


Abbildung 7.7.8: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

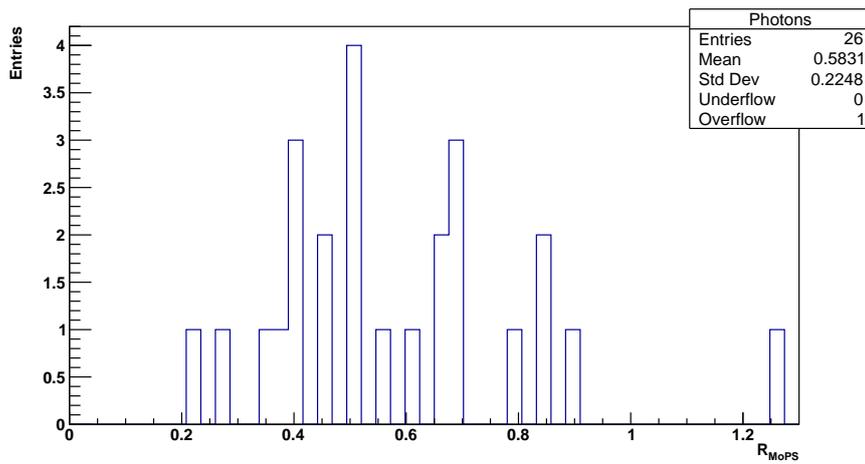


Abbildung 7.7.9: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

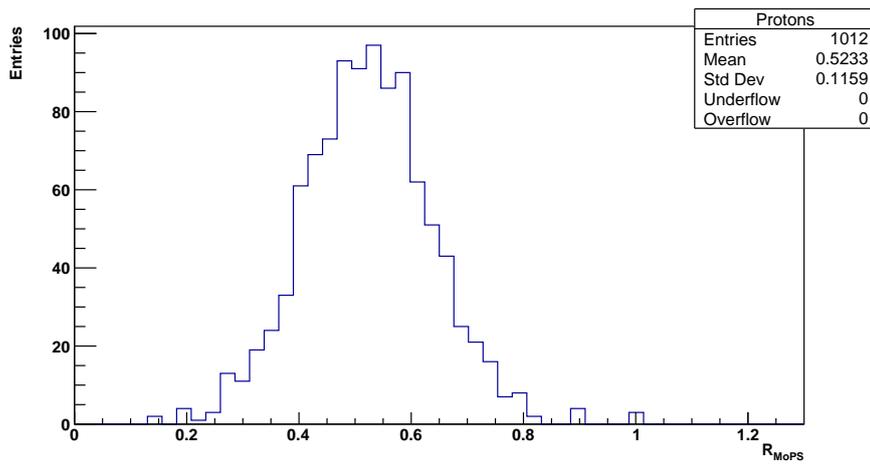


Abbildung 7.7.10: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

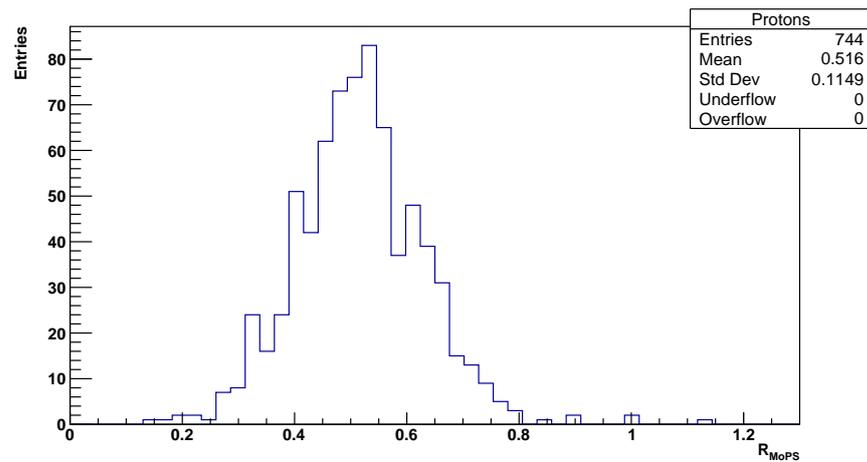


Abbildung 7.7.11: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

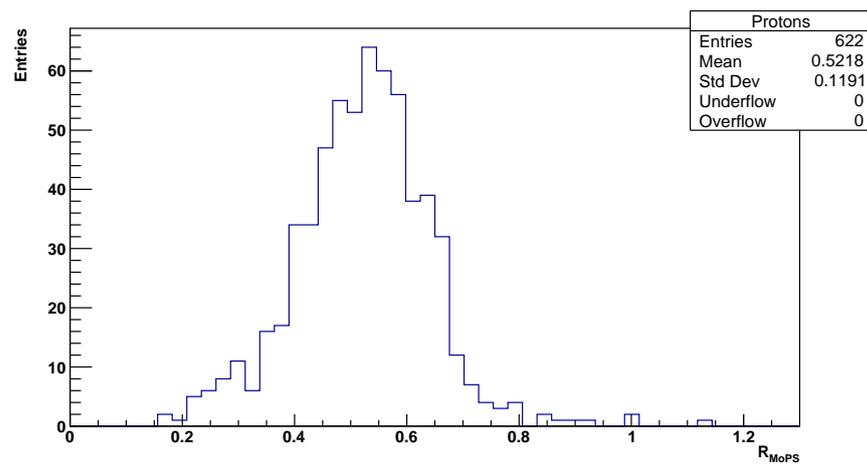


Abbildung 7.7.12: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

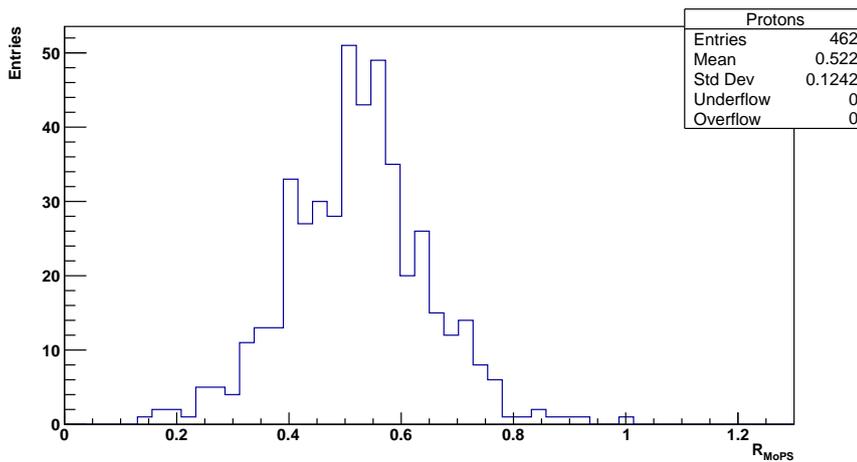


Abbildung 7.7.13: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

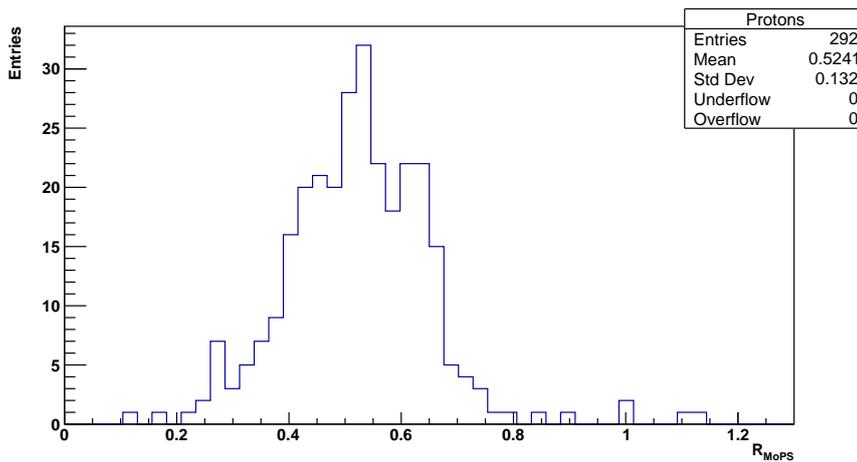


Abbildung 7.7.14: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

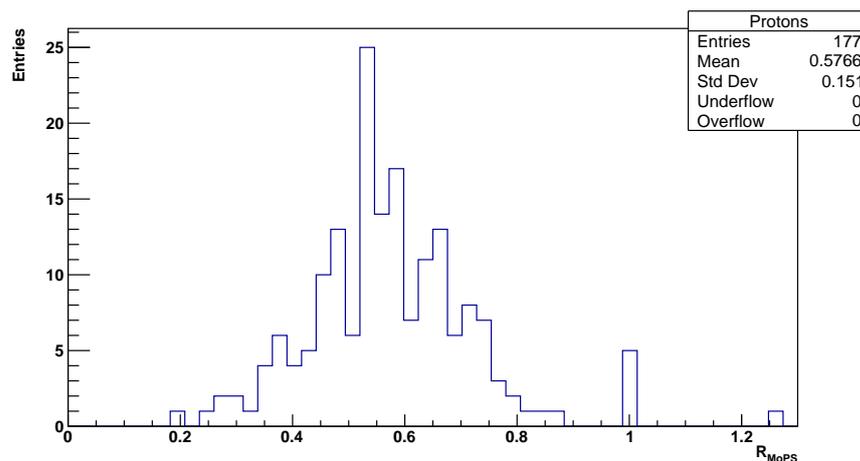


Abbildung 7.7.15: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

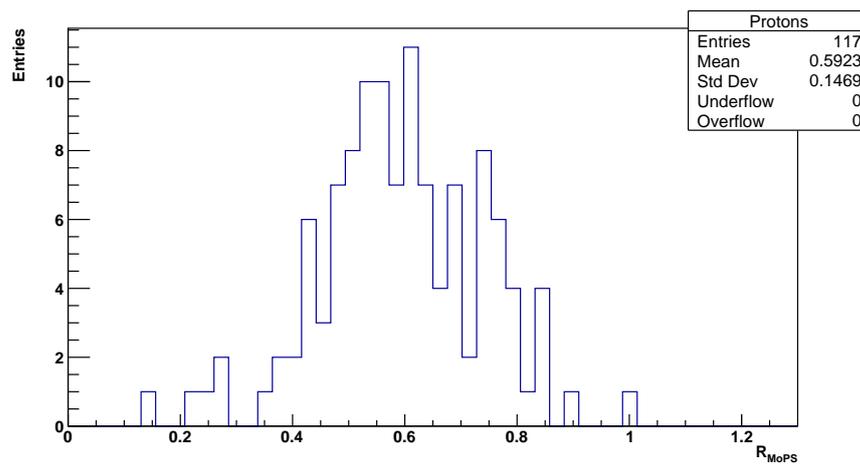


Abbildung 7.7.16: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

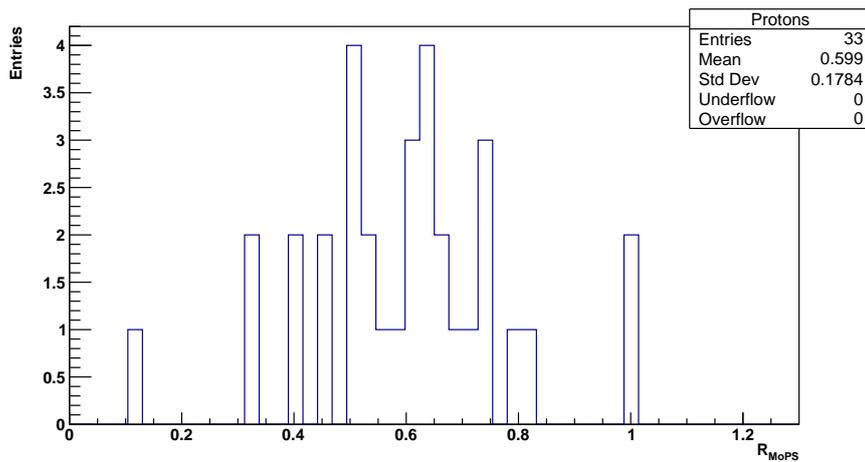


Abbildung 7.7.17: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

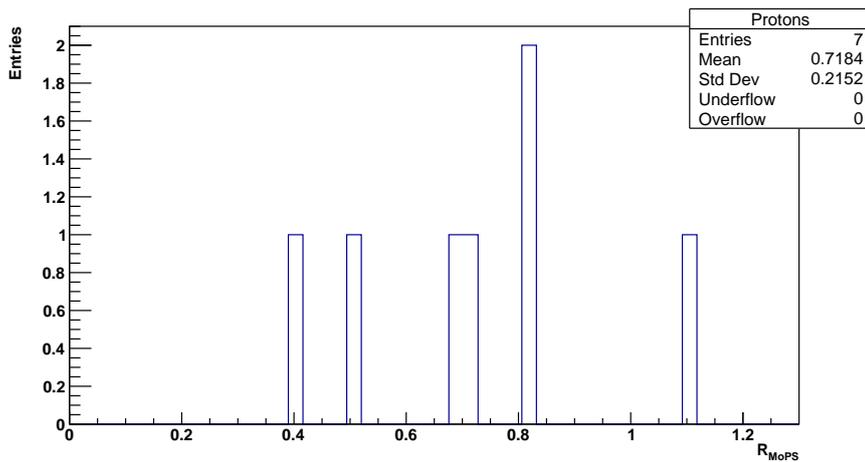


Abbildung 7.7.18: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  bei Energien von  $E_2 = 10^{17.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

### 7.8 Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des $R_{MoPS}$ -Werts bei $E_3 = 10^{18.0}$ eV

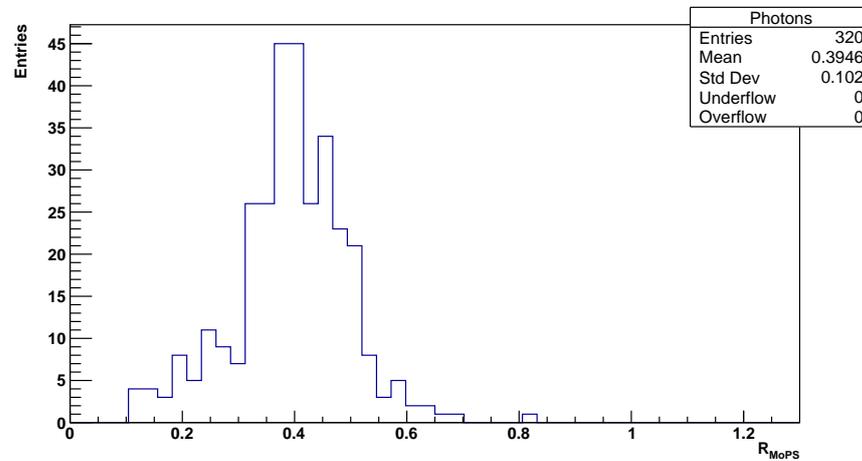


Abbildung 7.8.1: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

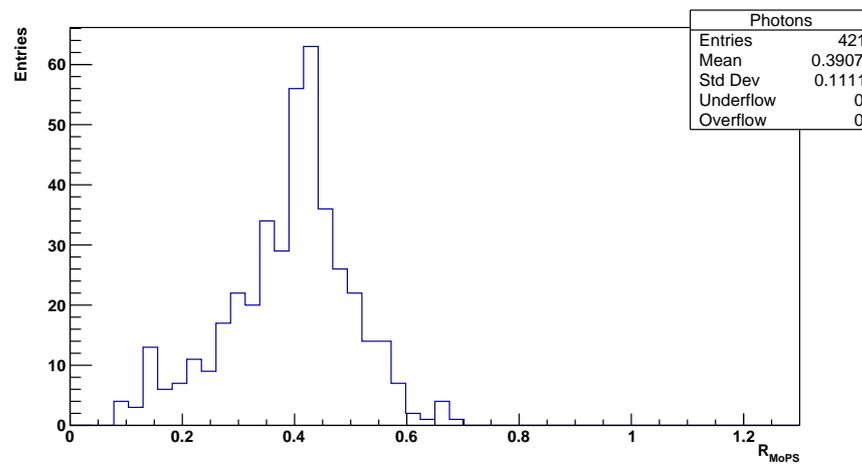


Abbildung 7.8.2: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

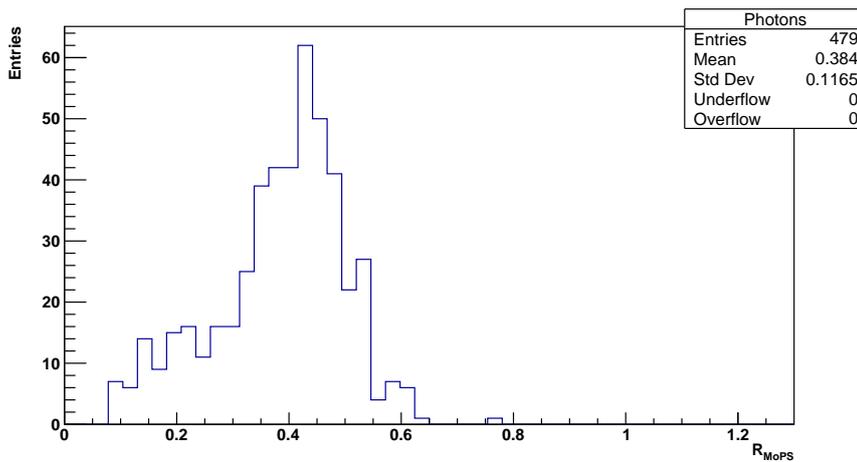


Abbildung 7.8.3: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

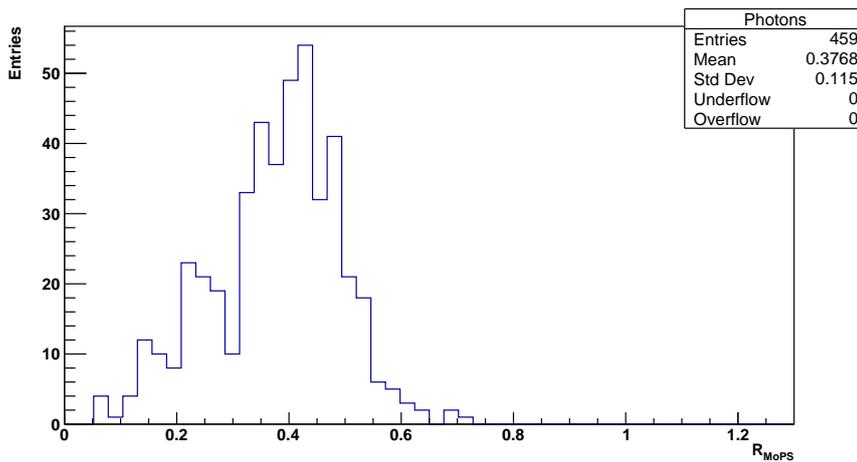


Abbildung 7.8.4: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

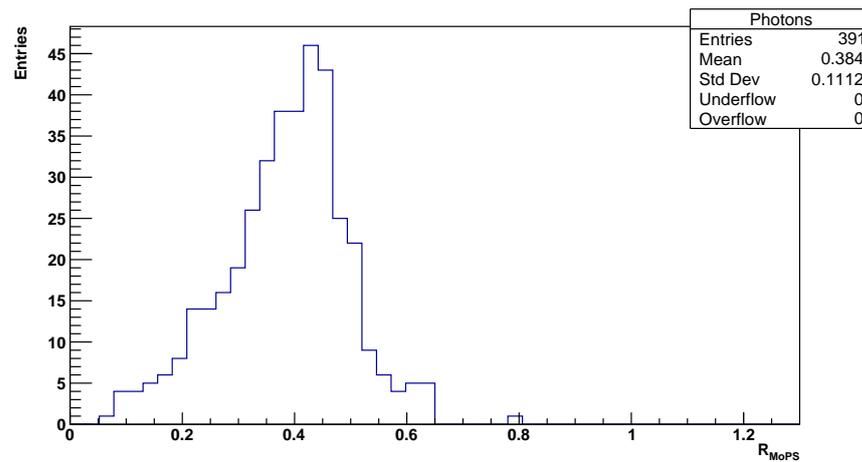


Abbildung 7.8.5: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

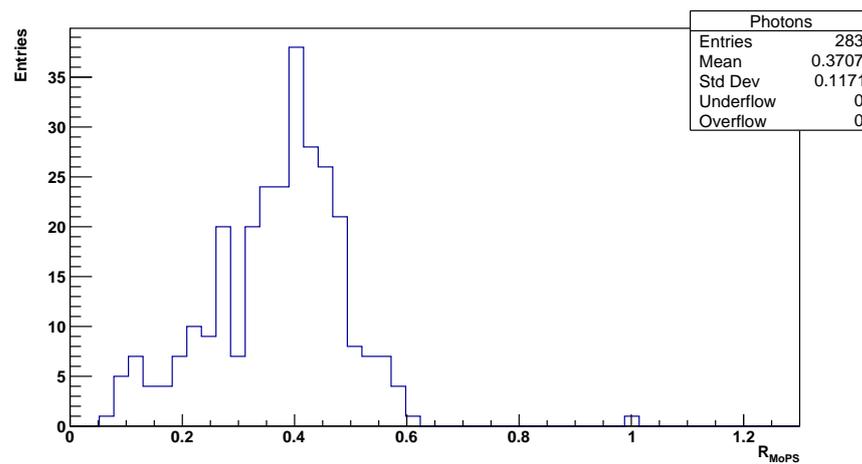


Abbildung 7.8.6: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

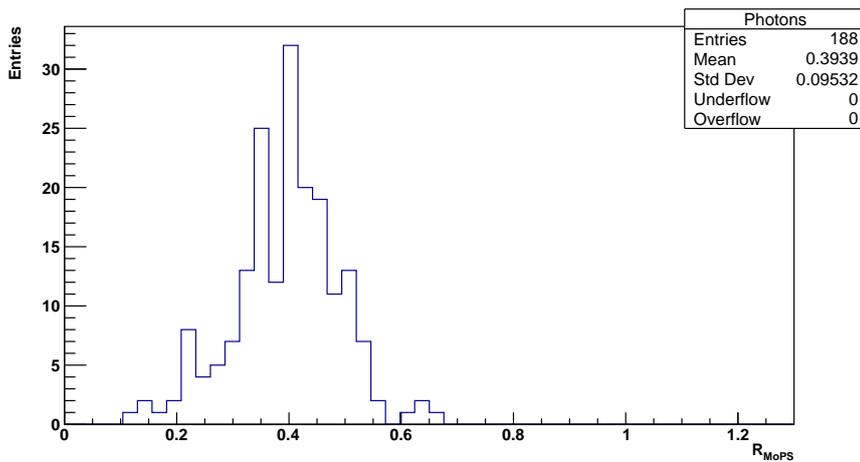


Abbildung 7.8.7: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

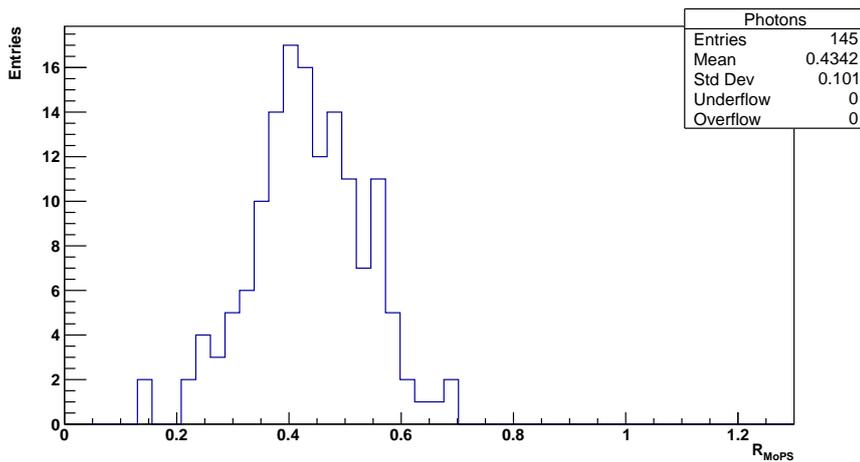


Abbildung 7.8.8: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

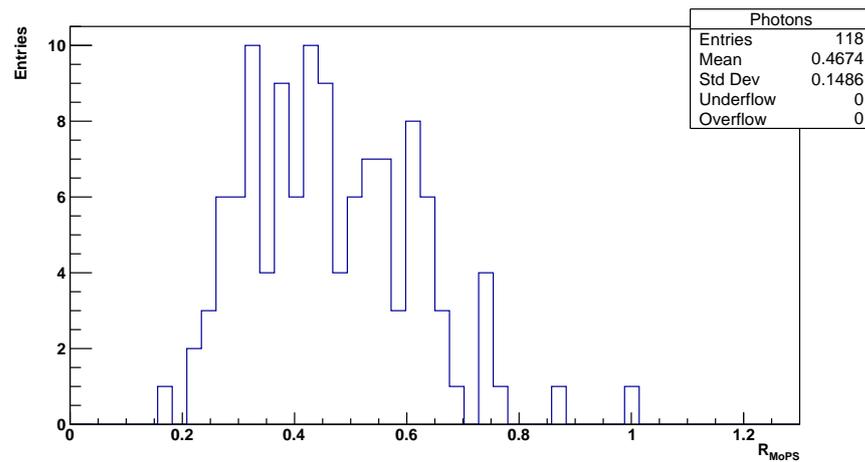


Abbildung 7.8.9: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

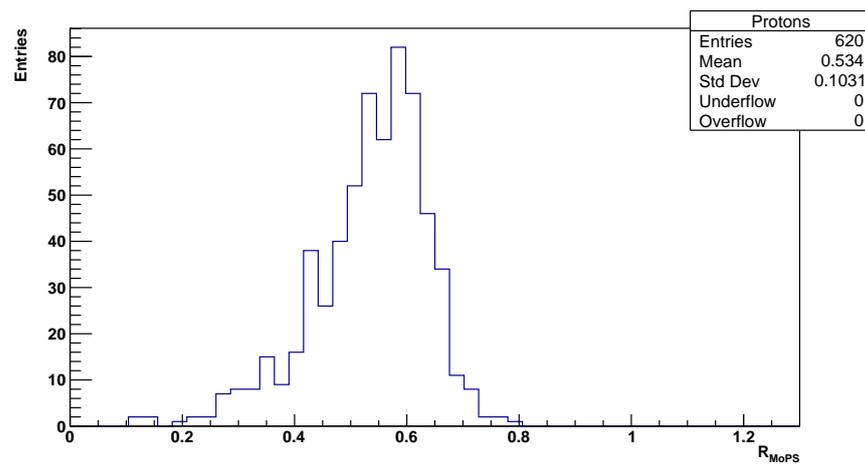


Abbildung 7.8.10: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

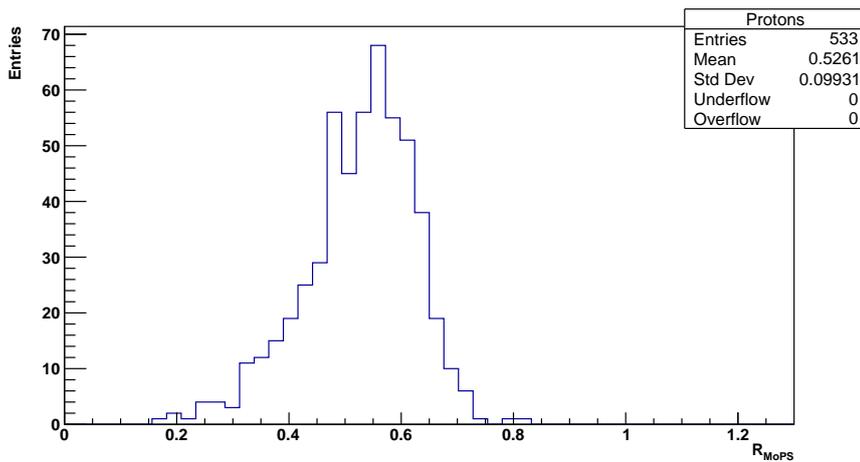


Abbildung 7.8.11: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

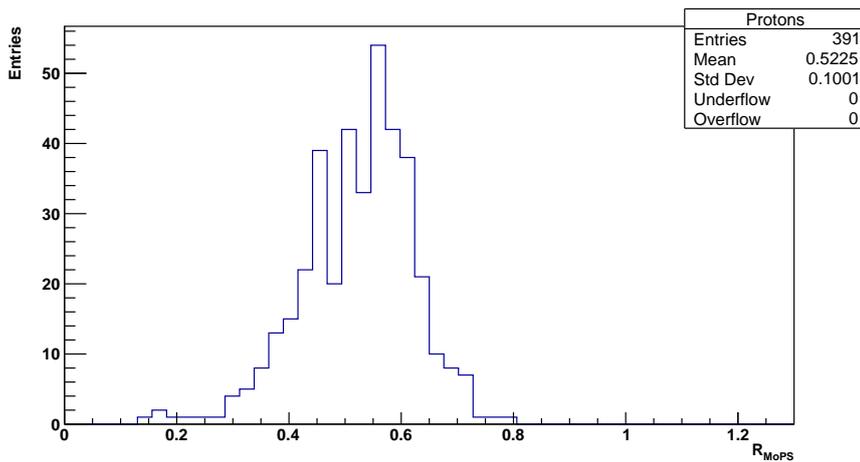


Abbildung 7.8.12: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

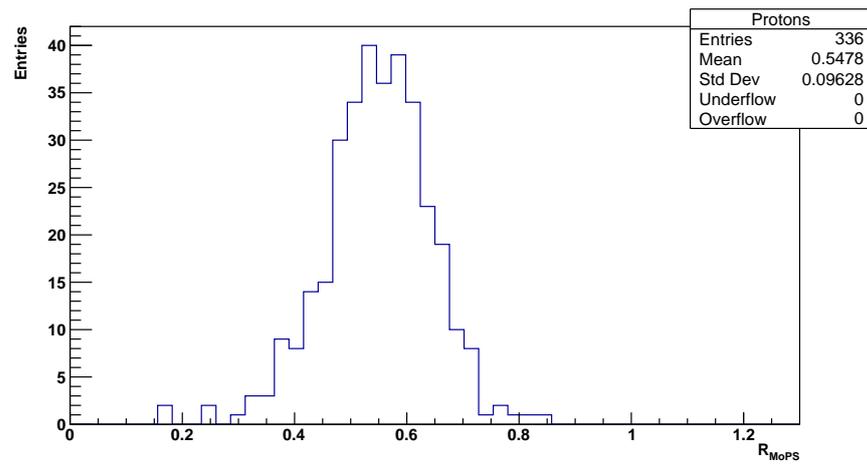


Abbildung 7.8.13: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

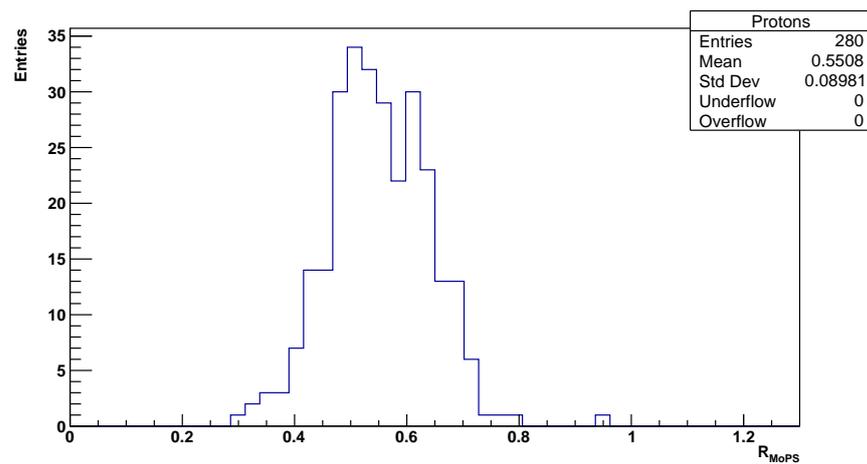


Abbildung 7.8.14: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

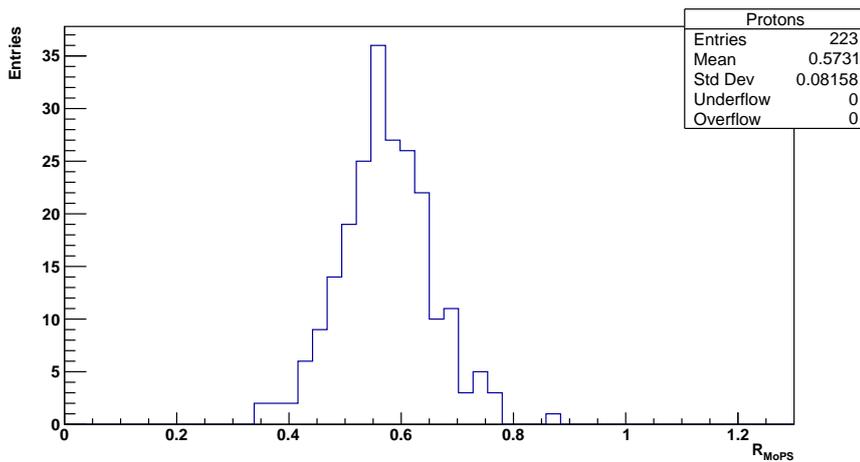


Abbildung 7.8.15: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

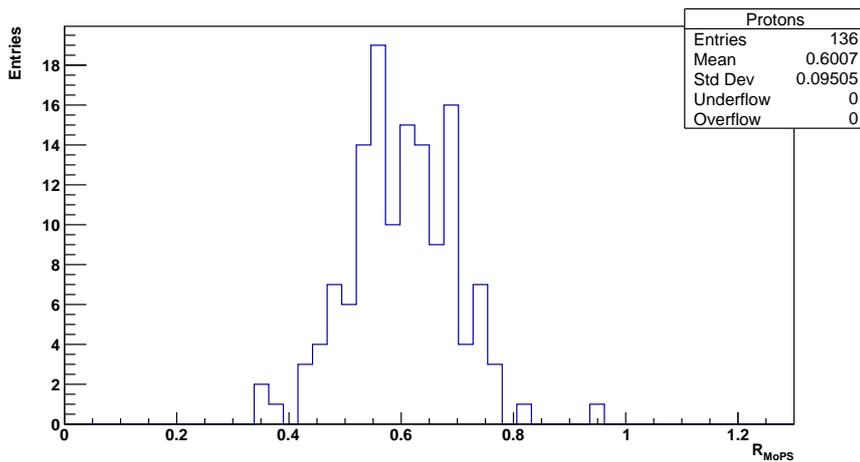


Abbildung 7.8.16: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

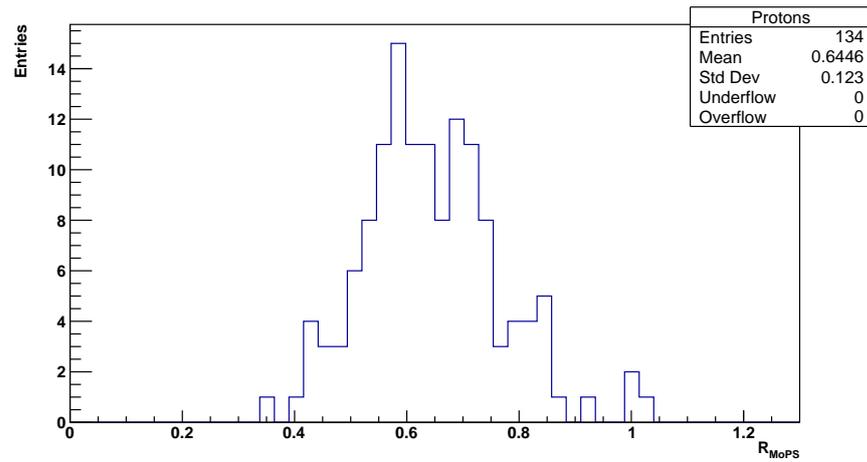


Abbildung 7.8.17: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

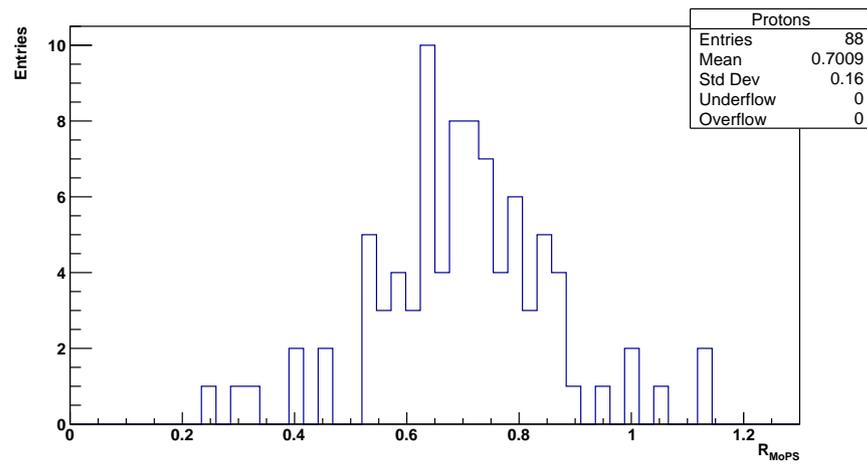


Abbildung 7.8.18: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  bei Energien von  $E_3 = 10^{18.0}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

### 7.9 Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit des $R_{MoPS}$ -Werts bei $E_4 = 10^{18.5}$ eV

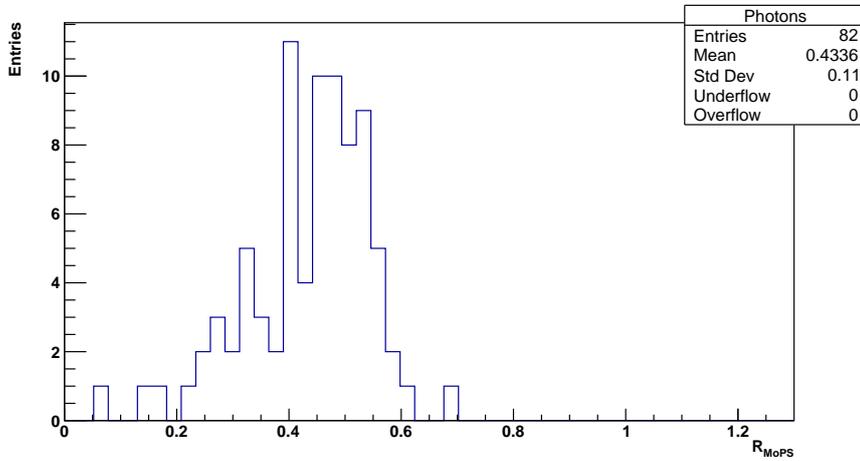


Abbildung 7.9.1: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

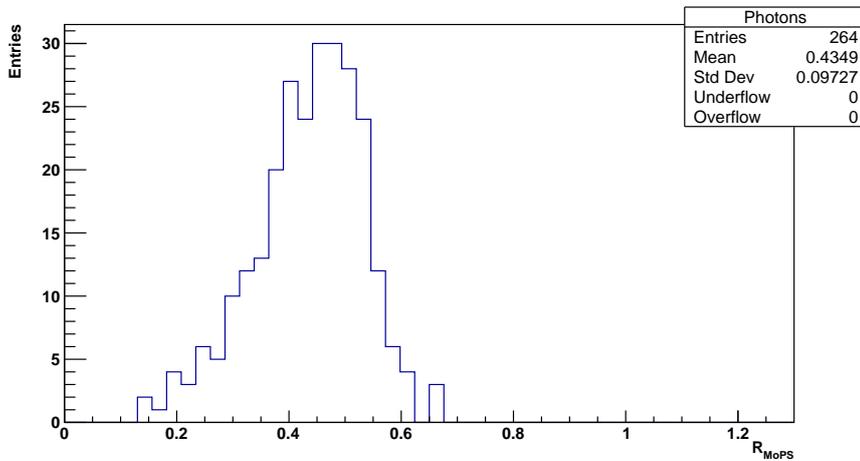


Abbildung 7.9.2: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

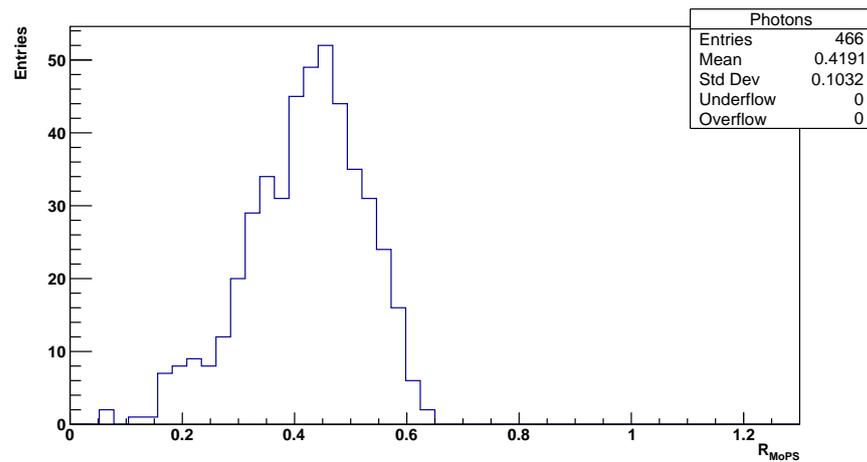


Abbildung 7.9.3: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

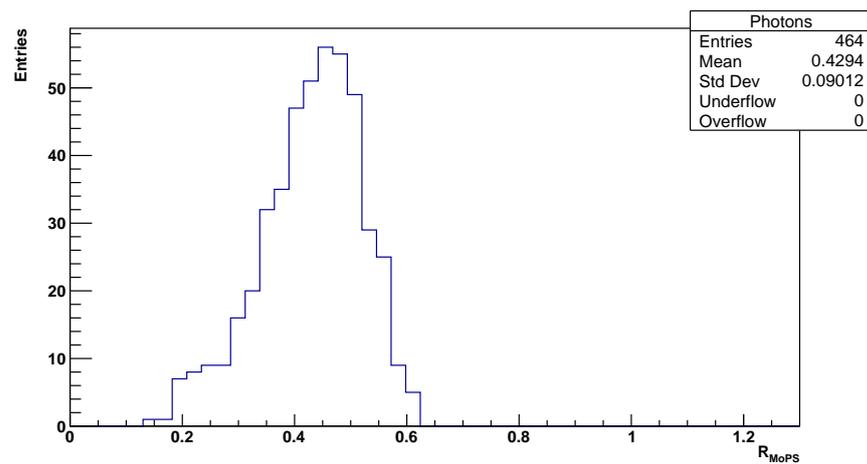


Abbildung 7.9.4: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

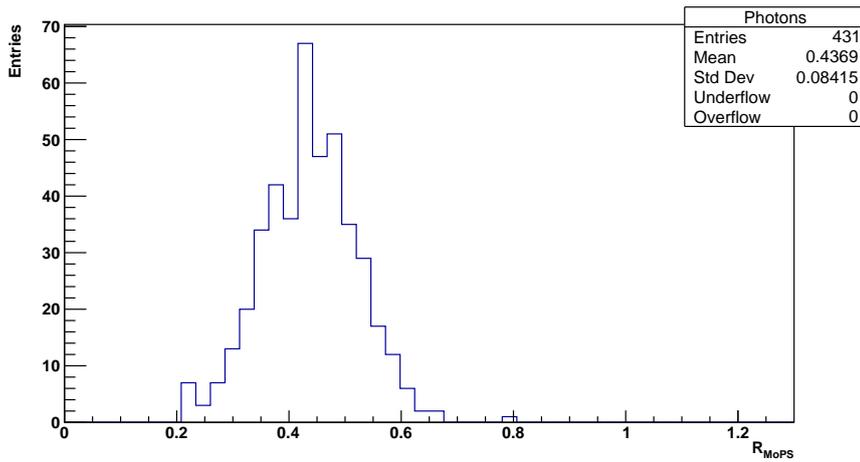


Abbildung 7.9.5: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

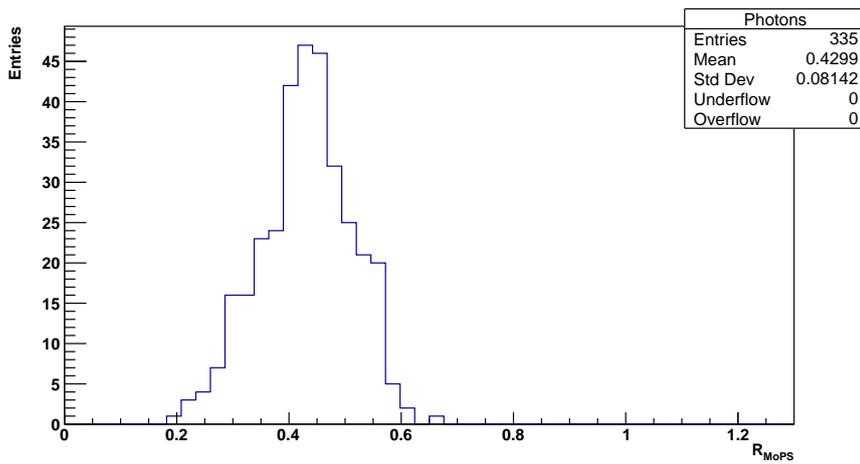


Abbildung 7.9.6: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

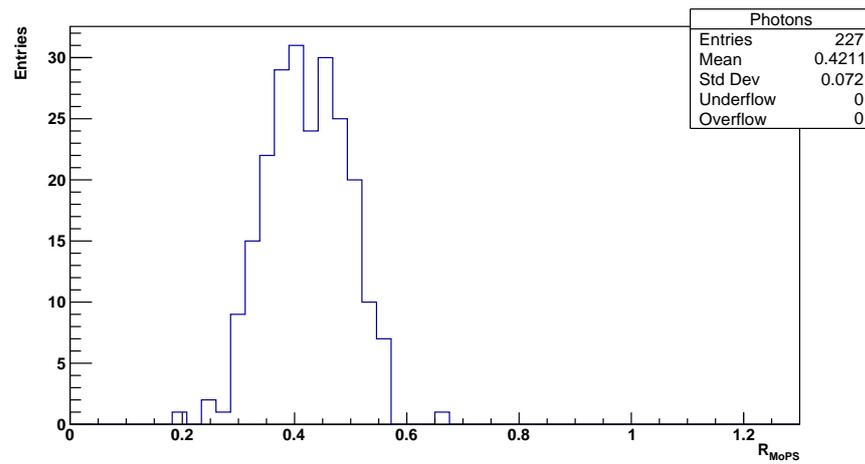


Abbildung 7.9.7: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

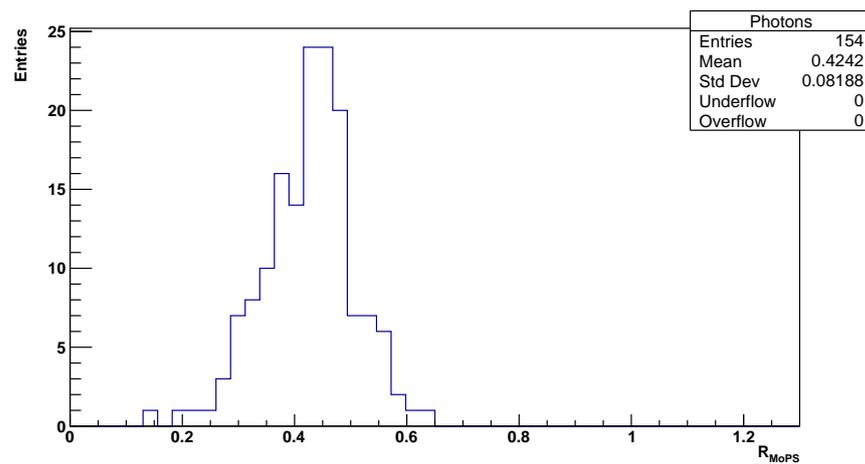


Abbildung 7.9.8: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

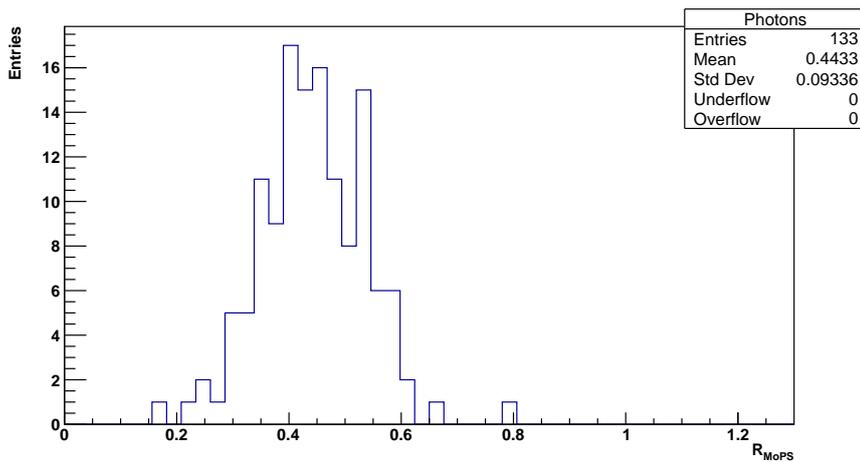


Abbildung 7.9.9: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Photonen als Primärteilchen.

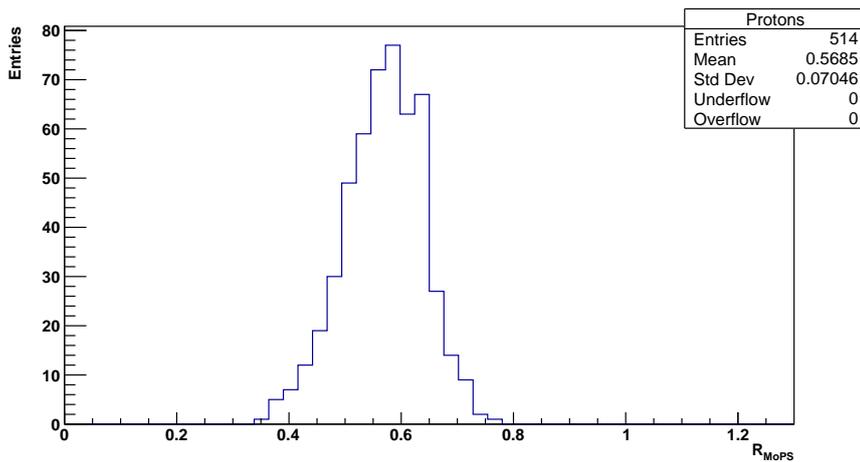


Abbildung 7.9.10: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_1$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

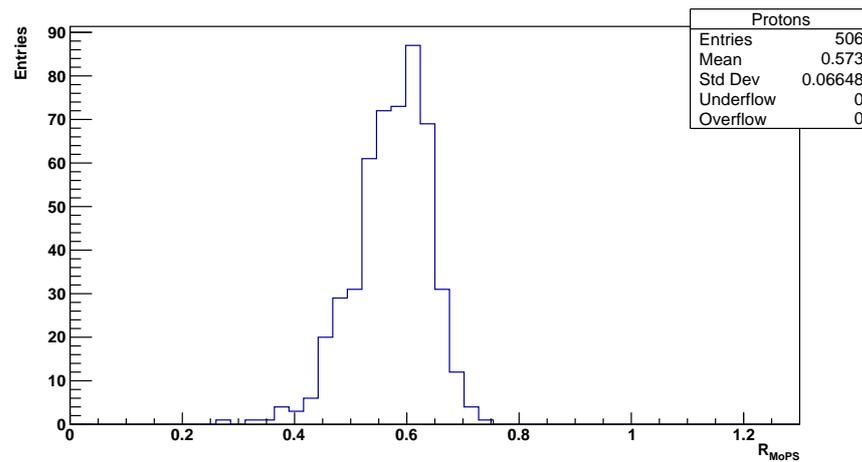


Abbildung 7.9.11: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_2$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

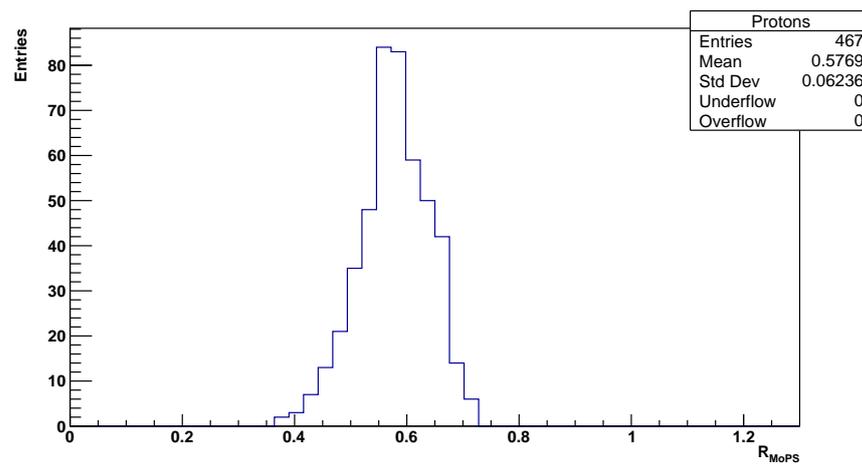


Abbildung 7.9.12: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_3$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

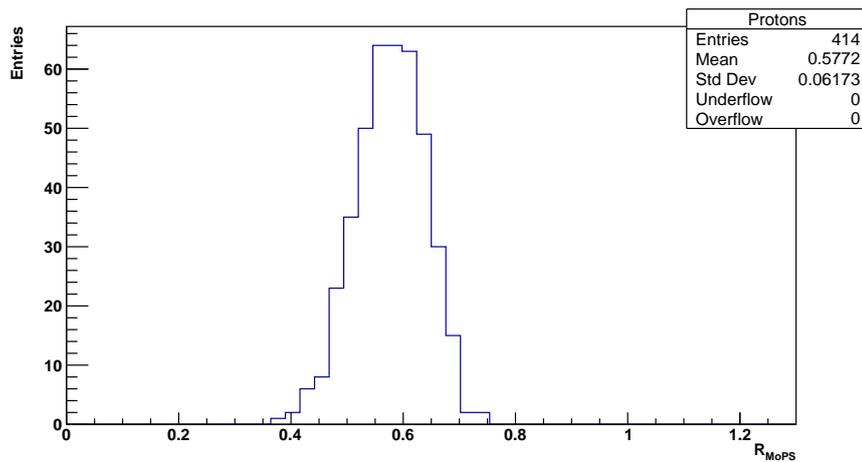


Abbildung 7.9.13: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_4$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

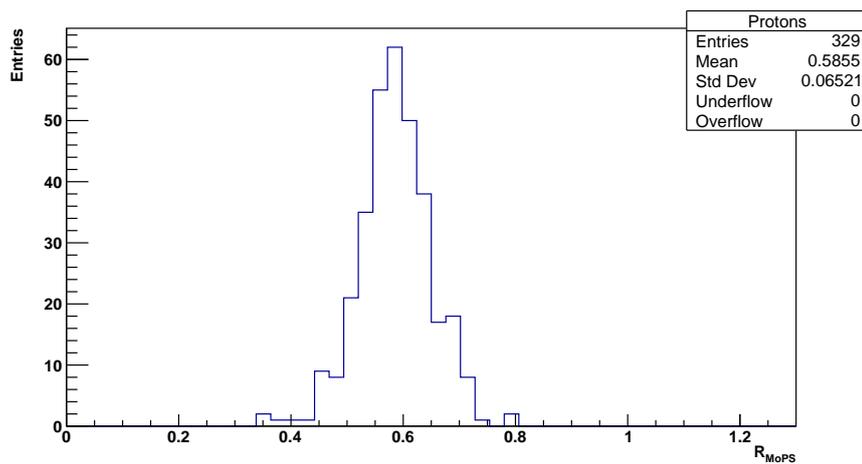


Abbildung 7.9.14: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_5$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

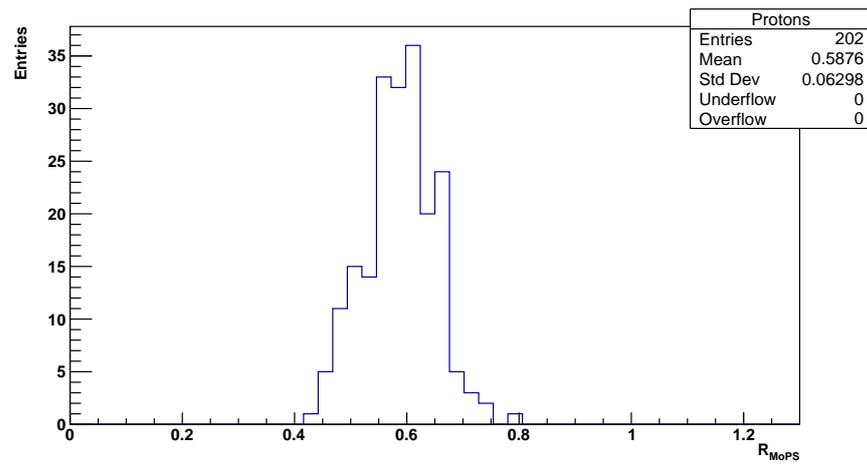


Abbildung 7.9.15: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_6$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

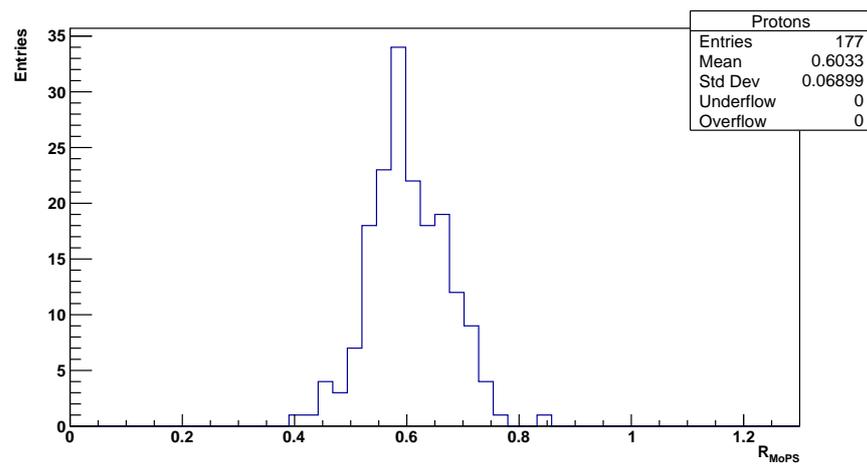


Abbildung 7.9.16: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_7$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

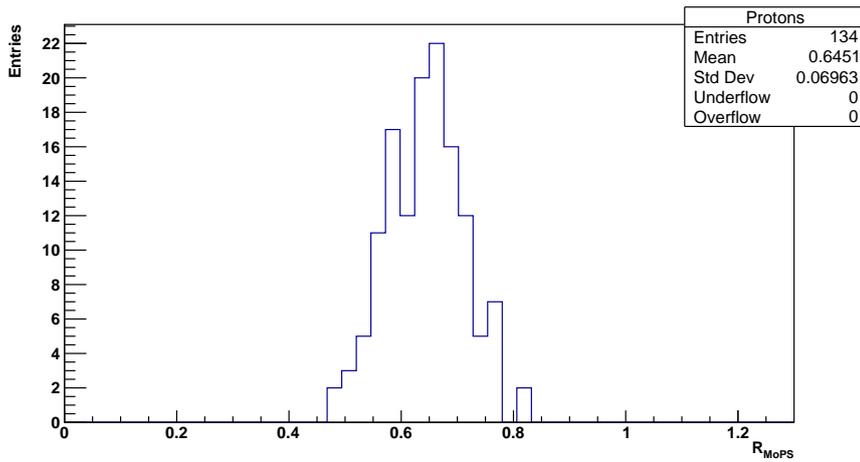


Abbildung 7.9.17: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_8$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

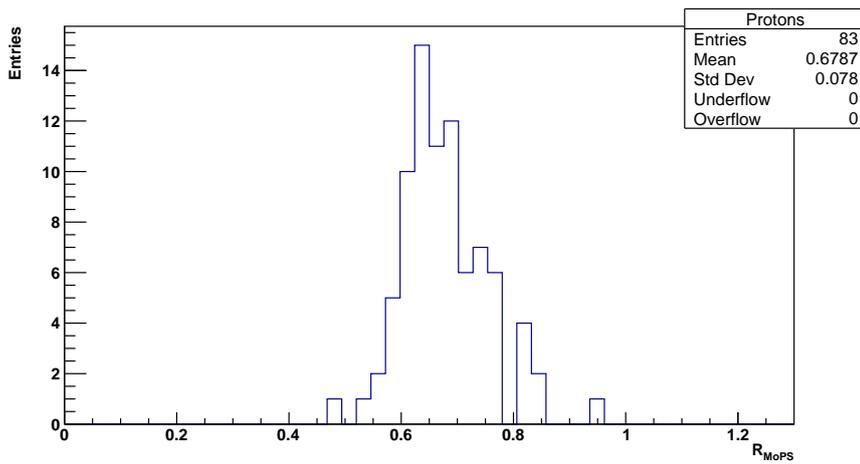


Abbildung 7.9.18: Häufigkeit der  $R_{MoPS}$  Werte in Abhängigkeit des Werts im Raumwinkelbin  $\Omega_9$  bei Energien von  $E_4 = 10^{18.5}$  eV. Simulationen mit Protonen als Primärteilchen.

## Literatur

- [1] Pierre Auger Collaboration. Auger Internal Pages. <http://www.auger.unam.mx/AugerWiki/OfflineSoftware>.
- [2] Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory Design Report. *FERMILAB-PUB-96/024*, 1996.
- [3] Pierre Auger Collaboration. Pierre Auger Observatory Public Website, Image Gallery, Aerial photos of the Observatory, 2006. <http://www.auger.org/media/>.
- [4] The Pierre Auger collaboration. Search for photons with energies above  $10^{18}$  eV using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017.
- [5] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), 2019. S. 121.
- [6] Ingomar Allekotte et al. for the Pierre Auger Collaboration. The surface detector system of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 586: S. 409–420, 2008.
- [7] Jürg Beringer et al. (particle data group). Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 86: S. 010001, 2012. and the 2013 partial update for the 2014 edition.
- [8] Jorge Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration). Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above  $4 \cdot 10^{19}$  eV. *Physical Review Letters*, 101: S. 061101, 2008.
- [9] Jorge Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration). The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 620: S. 227–251, 2010.
- [10] The Nobel Foundation. Nobel Lectures, Physics 1922-1941. *Elsevier Publishing Company, Amsterdam*, 1965.
- [11] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16: S. 748–750, 1966.
- [12] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.KGaA, 2008.
- [13] Jörg R. Hörandel. Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 21: S. 241–265, 2004.
- [14] Bianca G. Keilhauer. *Investigation of Atmospheric Effects on the Development of Extensive Air Showers and their Detection with the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, University of Karlsruhe (TH) and Forschungszentrum Karlsruhe, 2004.

- 
- [15] Malcolm S. Longair, editor. *Particles, photons and their detection*, volume 1 of *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 1992.
- [16] James Matthews. A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22: S. 387–397, 2005.
- [17] Riccardo Munini. Ten Years of PAMELA in Space. *Rivista del Nuovo Cimento*, 10: S. 473–522, 2017.
- [18] Marcus Niechciol. *A New Window to the Universe? Searching for Ultra-High-Energy Photons at the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Universität Siegen, 2015.
- [19] Philip Ruehl. Auger Foundations Task Teleconference, 11.01.2018.
- [20] Philip Ruehl. Auger Collaboration Meeting Malargüe, November 2017.
- [21] Philip Ruehl. Auger Collaboration Meeting Malargüe, November 2019.
- [22] Todor Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer-Verlag, second edition, 2010.
- [23] Simon P. Swordy. The energy spectra and anisotropies of cosmic rays. *Space Science Reviews*, 99: S. 85–94, 2001.
- [24] D. Heck und J. Knapp und J.N. Capdevielle und G. Schatz und T. Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, 1998. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6019.
- [25] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren - Grundlagen und Anwendungen*. Springer Spektrum, 2016.
- [26] Prof. Dr. Markus Risse und Philip Ruehl. Persönliche Kommunikation.
- [27] Pierre Auger und Roland Maze und Paul Ehrenfest Jr. und Andre Freon. Les grandes gerbes de rayons cosmiques. *Journal de Physique et Le Radium*, 10: S. 39–48, 1939.
- [28] Roberto Aloisio und Veniamin Berezhinsky und Askhat Gazizov. Transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 39-40: S. 129–143, 2012.
- [29] Walter Bothe und Werner Kolhörster. Das Wesen der Höhenstrahlung. *Zeitschrift für Physik*, 56: S. 751–777, 1929.
- [30] Darko Veberic. Maps of the Pierre Auger Observatory, 2013. <https://web.iikp.kit.edu/darko/auger/auger-array/>.

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelor-Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift