

Einfluss von Lorentzinvarianzverletzung auf Luftschauerobservablen

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

der Universität Siegen



Department Physik

vorgelegt von
Nico Spornhauer

März 2022

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Lorentzinvarianzverletzung	5
2.3	Kosmische Strahlung	7
2.4	Luftschauer	10
3	Das Pierre-Auger-Observatorium	13
3.1	Oberflächendetektor	14
3.1.1	Čerenkov-Effekt	14
3.1.2	Photomultiplier	15
3.2	Fluoreszenzdetektor	15
4	Luftschauersimulationen	17
5	Analyse	19
5.1	Auswirkung von Lorentzinvarianzverletzung auf $\langle X_{\max} \rangle$	19
5.2	Auswirkung von Lorentzinvarianzverletzung auf $\sigma(X_{\max})$	26
5.3	Auswirkung von Lorentzinvarianzverletzung auf N_{μ}	27
6	Fazit	31
	Literaturverzeichnis	33
	Anhang	35
	Erklärung	43

1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Damit bildet es die Grundlage der Teilchenphysik. Allerdings ist es trotz sehr erfolgreicher Vorhersagen nicht vollständig und kann beispielsweise weder dunkle Materie erklären noch beinhaltet es die Gravitation als Wechselwirkung. Während das Standardmodell invariant unter Lorentztransformationen ist, sind in aktuellen Theorien auch lorentzinvarianzverletzende Prozesse erlaubt [1]. Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, die Auswirkung von isotroper, nicht doppelbrechender Lorentzinvarianzverletzung im Photonsektor auf Luftschauer anhand zweier Prozesse zu untersuchen. Diese sind der Zerfall eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar und der eines neutralen Pions in zwei Photonen. Die in dieser Arbeit untersuchten Observablen sind die mittlere atmosphärische Tiefe des Schauermaximums $\langle X_{\max} \rangle$, dessen Fluktuation $\sigma(X_{\max})$ und die Myonenzahl am Boden N_{μ} . Die Werte der Observablen werden anhand von Monte-Carlo-Simulationen, die auf modifiziertem CONEX-v2r7.50-Code beruhen, bestimmt. Es wurden sowohl die zwei veränderten Prozesse einzeln als auch zusammen implementiert, um den Effekt der Lorentzinvarianzverletzung auf die Observablen zu erklären.

2 Physikalische Grundlagen

Diese Arbeit beschäftigt sich anhand von Simulationen mit dem Einfluss von Lorentzinvarianzverletzung auf Luftschauerobservablen. Luftschauer werden durch kosmische Strahlung ausgelöst und durch Wechselwirkungen zwischen Teilchen nach dem Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Dieser Abschnitt soll eben jene physikalischen Prozesse erklären, auf denen die Arbeit aufbaut. Dazu werden im Folgenden das Standardmodell der Teilchenphysik, kosmische Strahlung und Luftschauer näher beschrieben. Ebenso wird der für diese Bachelorarbeit zentrale theoretische Hintergrund für die lorentzinvarianzverletzenden Zerfälle erläutert.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, die alle bekannten Elementarteilchen beschreibt und die Wechselwirkungen zwischen ihnen erklärt. Zu den Elementarteilchen zählen Leptonen und Quarks, die in 3 Familien angeordnet sind und aus denen Materie aufgebaut ist, Eichbosonen, die Kräfte vermitteln, und das Higgsboson, das zur Erklärung der Teilchenmassen dient. Im SM sind nur die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung enthalten. Die vergleichsweise schwache Gravitation ist kein Teil des SM.

Elektrisch geladene Teilchen unterliegen der elektromagnetischen Wechselwirkung, bei der die elektromagnetischen Kräfte zwischen Teilchen durch den Austausch von (virtuellen) Photonen erfolgen. Das Photon (γ) sowie die anderen Eichbosonen, werden daher auch als Austauschteilchen bezeichnet. Die Wechselwirkung zwischen den elektrisch geladenen Teilchen und dem Photon wird in der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben, die die Erweiterung der klassischen Elektrodynamik bildet. Neben der elektrischen Ladung existiert auch eine Farbladung. Für die Farbladung gibt es, anders als bei der elektrischen Ladung, drei Möglichkeiten: Entweder blau, rot oder grün. Die Farbladung ist wie die elektrische Ladung als Quantenzahl zu verstehen, nicht als tatsächliche Farbe, sodass Antiteilchen entsprechend eine Antifarbladung tragen. Die Farbe ist die Ladung, die für die starke Wechselwirkung verantwortlich ist. Quarks tragen eine Farbe, während Gluonen (g), als Austauschteilchen, eine Farbe und eine Anti-Farbe tragen. Damit können diese Teilchen stark wechselwirken, was in der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird. Mit drei möglichen Farben und jeweiligen Anti-Farben wären neun Gluonen denkbar, aber da der Farb-Singulett-Zustand nicht existiert, bestehen acht Gluonen. Ein Beispiel für die starke Wechselwirkung sind stabile Atomkerne, während die schwache Wechselwirkung für den radioaktiven Betazerfall verantwortlich ist. Die schwache Wechselwirkung wird durch drei Austauschteilchen vermittelt. Diese sind das W^+ -, W^- - und das Z^0 -Boson. Dabei sind die W-Bosonen die einzigen elektrisch geladenen Austauschteilchen mit jeweils einer positiven beziehungsweise einer negativen Elementarladung. Alle Austauschteilchen sind hingegen Bosonen, da ihr Spin gleich 1 ist, und damit gilt für Ansammlungen von ihnen die Bose-Einstein-Statistik. Quarks und Leptonen sind hingegen Fermionen, da sie einen Spin von $\frac{1}{2}$ haben. Damit gilt für sie die Fermi-Dirac-Statistik.

Es gibt sechs verschiedene Quarks, die als „Flavour“ bezeichnet werden. Jeweils 2 Quarkflavour bilden in der folgenden Reihenfolge eine Familie. Die verschiedenen Flavour sind Up (u), Down (d), Charm (c), Strange (s), Top (t) und Bottom (b).

Es bilden (u) mit (d), (c) mit (s) und (t) mit (b) eine Familie. Freie Quarks werden allerdings nicht beobachtet. Stattdessen sind sie der Bestandteil anderer Teilchen, den Hadronen. So besteht das Proton als Beispiel aus zwei Up-Quarks und einem Down-Quark, also $p = (u, u, d)$. Dass Quarks nur in Bindungszuständen vorkommen, nennt man „Confinement“ und wird durch die Farbladung erklärt. Neben der elektrischen Ladung tragen Quarks auch eine der drei Farbladungen. Währenddessen sind beobachtete Teilchen nach außen farbneutral, sodass sich Quarks entweder in Quark-Antiquark-Paaren (Mesonen) oder 3-Quark-Zuständen (Baryonen) zusammensetzen. Farbneutralität wird in Zuständen erreicht, die aus einer Farbe mit ihrer Antifarbe oder allen drei Farben - blau, rot und grün - zusammengesetzt sind. Die elektrische Ladung eines Hadrons ist die Summe der elektrischen Ladungen der Quarks. Die Quarks besitzen ein drittelzahliges Vielfaches der Elementarladung e . Dabei haben das Up-, Charm- und Top-Quark eine Ladung $q = \frac{2}{3}e$, während das Down-, Strange- und Bottom-Quark eine Ladung $q = -\frac{1}{3}e$ haben.

Die Leptonen bilden ebenfalls drei Familien bestehend aus dem Elektron mit dem Elektron-Neutrino, Myon mit dem Myon-Neutrino und Tauon mit dem Tau-Neutrino. Die Neutrinos sind im SM ladungsfrei und masselos, auch wenn Neutrinooszillation zeigt, dass mindestens die Masse zweier Neutrinos größer ist als Null. Da Neutrinos weder elektrisch geladen noch eine Farbladung haben, können sie nur schwach wechselwirken und sind damit schwierig nachzuweisen. Als das leichteste, geladene Lepton ist das Elektron mit einer Masse $m_e \approx 511 \frac{keV}{c^2}$ aufgrund von Erhaltungssätzen stabil und kann nicht wie das Myon oder Tauon zerfallen. Das Myon besitzt eine Masse von etwa $m_\mu \approx 105,66 \frac{MeV}{c^2}$ und eine mittlere Lebensdauer von $\tau_\mu \approx 2,2 \mu s$ und beim Tauon sind es bereits $m_\tau \approx 1776,86 \frac{MeV}{c^2}$ und $\tau_\tau \approx 290,3 \cdot 10^{-15} s$. Elektron, Myon und Tauon sind negativ geladen und haben eine elektrische Ladung $q = -e$. Myonen entstehen hauptsächlich durch den Zerfall geladener Pionen, während das neutrale Pion π^0 in zwei Photonen zerfällt:



Die Entdeckung des vorhergesagten Higgsbosons in 2012 war ein weiterer, großer Erfolg des SM. Der Spin des Higgsbosons ist gleich Null und es ist auch nicht elektrisch geladen oder besitzt eine Farbe. Es ist wie die Austauscheteilchen ein Boson, welches durch die Anregung des Higgsfeldes entsteht und sehr schnell in andere Teilchen zerfällt.

Ob bestimmte Wechselwirkungen erlaubt sind, kann durch Erhaltungssätze, wie Energie-Impuls-Erhaltung oder Ladungserhaltung, bestimmt werden. Dabei sind einige Erhaltungssätze allerdings von der Wechselwirkung abhängig. So muss der Isospin lediglich bei der starken Wechselwirkung erhalten sein oder die Parität nur bei der Schwachen nicht erhalten sein. Beispielsweise verletzt der Prozess $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ die Viererimpulserhaltung ohne ein äußeres elektrisches Feld [2, 3].

In der Quantenfeldtheorie werden Teilchen durch korrespondierende, quantisierte Felder beschrieben. Dabei müssen die Felder bestimmte Feldgleichungen erfüllen. Für Skalarfelder Φ (Spin = 0) ist das die Klein-Gordon-Gleichung, für Spinorfelder ψ (Spin = $\frac{1}{2}$) die Dirac-Gleichung, für massive Vektorfelder A^μ (Spin = 1) die Proca-Gleichung und für die masselosen Photonen sind es die Maxwellgleichungen. Diese

Feldgleichungen müssen für freie Felder aus den Euler-Lagrange-Gleichungen, die aus der Lagrangedichte \mathcal{L} gewonnen werden, übereinstimmen. Wechselwirkungen bringen zusätzliche Terme in der Lagrangedichte, sodass sich die Bewegungsgleichungen für die Felder ändern. Wichtig für diese Arbeit ist die Lagrangedichte in der QED, die die Wechselwirkung zwischen den Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen und Photonen beschreibt. Diese enthält die beiden Terme für die freie Propagation des Fermions und des Photons und den Wechselwirkungsterm:

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}(x)F_{\mu\nu}(x) + \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu(x) \quad (2.2)$$

Dabei entspricht $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ dem Feldstärketensor, A^μ dem Photonfeld, ψ dem Spinorfeld, m der Fermionmasse, γ^μ den Dirac-Matrizen und $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ der Elementarladung, die als Kopplungskonstante der Wechselwirkung dient, wobei $\alpha \approx \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante ist [4, 1]. Es werden in dieser Arbeit die Einsteinsche Summenkonvention, natürliche Einheiten $c = \hbar = 1$ und die folgende Definition der Minkowski-Metrik $\eta_{\mu\nu} = [\text{diag}(+1, -1, -1, -1)]_{\mu\nu}$ verwendet.

2.2 Lorentzinvarianzverletzung

Die in dieser Arbeit untersuchte Lorentzinvarianzverletzung wird durch eine Erweiterung der QED-Lagrangedichte eingeführt.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(x) = & -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}(x)F_{\mu\nu}(x) + \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu(x) \\ & - \frac{1}{4}(k_F)_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\mu\nu}(x)F^{\rho\sigma}(x) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Der zusätzliche Term beinhaltet neben dem Tensor $(k_F)_{\mu\nu\rho\sigma}$ nur den Feldstärketensor und bildet daher verglichen mit dem SM eine Änderung des Photonverhaltens. Der konstante Tensor $(k_F)_{\mu\nu\rho\sigma}$ besitzt 20 unabhängige konstante Komponenten, von denen nur eine für diese Arbeit interessant ist. Diese Komponente κ ist für die isotrope, nicht-doppelbrechende Verletzung der Lorentzinvarianz verantwortlich und ist in $(k_F)_{\mu\nu\rho\sigma}$ folgendermaßen enthalten:

$$(k_F)_{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{1}{2}(\eta_{\mu\rho}\tilde{\kappa}_{\nu\sigma} - \eta_{\mu\sigma}\tilde{\kappa}_{\nu\rho} + \eta_{\nu\sigma}\tilde{\kappa}_{\mu\rho} - \eta_{\nu\rho}\tilde{\kappa}_{\mu\sigma}) \quad (2.4)$$

$$\text{mit } \tilde{\kappa}_{\mu\nu} = \frac{\kappa}{2}[\text{diag}(3, 1, 1, 1)]_{\mu\nu}, \quad (2.5)$$

wobei κ auf das halboffene Intervall $(-1, 1]$ eingeschränkt ist, während sich in dieser Arbeit zudem nur auf negative κ beschränkt wird. Mit diesem Ansatz bleiben auch die im SM geforderte CPT-Invarianz und Eichinvarianz weiter erhalten. Für $\kappa = 0$ erhält man wieder die Lagrangedichte des SM. Bei den restlichen Parametern sind unter anderem richtungsabhängige Modifikationen der Photonpropagation enthalten. Es kann κ auch mit der Phasengeschwindigkeit v_{ph} des nicht-standardmäßigen Photons $\tilde{\gamma}$ beschrieben werden, da diese in dieser Theorie nun eine κ -Abhängigkeit erhält. Sie lautet:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{1 - \kappa}{1 + \kappa}}c \quad (2.6)$$

$$\kappa = \frac{c^2 - v_{ph}^2}{c^2 + v_{ph}^2} \sim 1 - v_{ph}^2 \quad (2.7)$$

Dabei wurde die Lichtgeschwindigkeit des Standardmodells, die maximal erreichbare Fermionengeschwindigkeit, $c = 1$ gesetzt. Das nichtstandardmäßige Photon wird für negative κ auch als schnelles Photon bezeichnet, da dessen Phasengeschwindigkeit nun größer ist als c . Mit einem κ ungleich Null sind verschiedene im SM verbotene Zerfälle erlaubt. Davon wird der nun bei ausreichend hohen Energien erlaubte Zerfall eines Photons $\tilde{\gamma}$ in ein Elektron-Positron-Paar weiter betrachtet.

$$\tilde{\gamma} \rightarrow e^- + e^+ \quad (2.8)$$

Der Energiegrenzwert, ab dem dieser Prozess stattfindet ($E_\gamma \geq E_\gamma^{\text{thresh}}$), und die Zerfallsrate der Photonen Γ_{PhD} werden beschrieben durch

$$E_\gamma^{\text{thresh}}(\kappa) = 2m_e \sqrt{\frac{1-\kappa}{-2\kappa}} \sim \frac{2m_e}{\sqrt{-2\kappa}} \quad \text{und} \quad (2.9)$$

$$\Gamma_{\text{PhD}}(E_\gamma) = \frac{\alpha}{3} \cdot \frac{-\kappa}{1-\kappa^2} \sqrt{(E_\gamma)^2 - (E_\gamma^{\text{thresh}})^2} \cdot \left(2 + \left(\frac{E_\gamma^{\text{thresh}}}{E_\gamma} \right)^2 \right), \quad (2.10)$$

wobei α wieder für die Feinstrukturkonstante steht. Die Zerfallslänge entspricht gerade oberhalb des Energiegrenzwertes nur einigen Zentimeter, sodass der Zerfall im Kontext von Luftschauern quasi-instantan ist. Das ist in Abbildung 1 graphisch dargestellt.

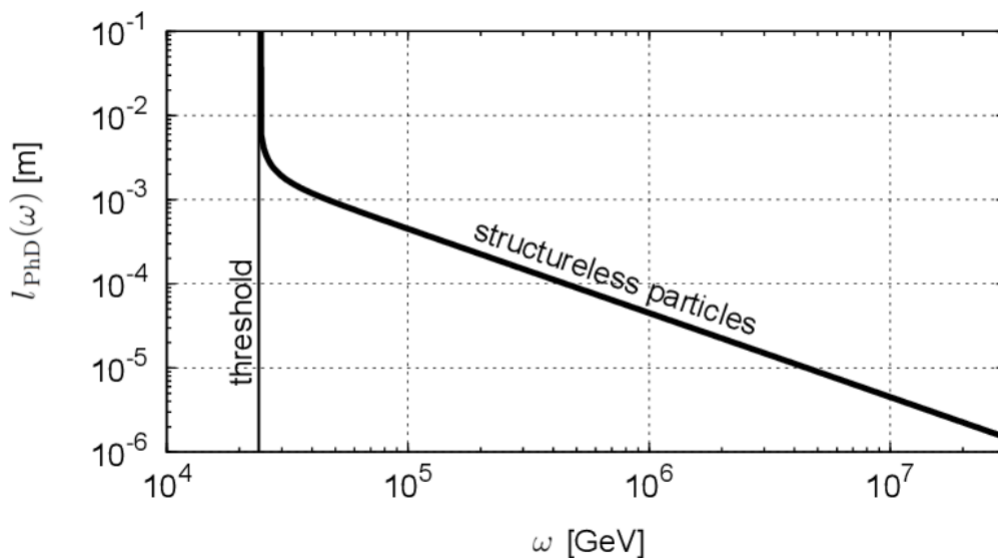


Abbildung 1. Es ist die Zerfallslänge l_{PhD} gegen die Energie ω des Photons aufgetragen. Etwas oberhalb der Energiegrenze ist die Zerfallslänge im cm-Bereich und fällt mit zunehmender Energie stark ab [5].

Außerdem wird der Zerfall neutraler Pionen in zwei Photonen betrachtet, der durch die Modifikation auch beeinflusst wird.

$$\pi^0 \rightarrow \tilde{\gamma} + \tilde{\gamma} \quad (2.11)$$

Die Lebensdauer kann berechnet werden durch

$$\tau(E_{\pi^0}, \kappa) = \frac{\tau_{\text{SM}}}{g(E_{\pi^0}, \kappa)}, \quad (2.12)$$

wobei τ_{SM} die Lebensdauer des neutralen Pions im Standardmodell ist. Dabei ist $g(E_{\pi^0}, \kappa)$ oberhalb einer bestimmten Energie Null, sodass das Pion in dieser Theorie stabil ist. In Formeln sind $g(E_{\pi^0}, \kappa)$ und der Energiegrenzwert $E_{\pi^0}^{\text{cut}}$ gegeben durch:

$$g(E_{\pi^0}, \kappa) = \begin{cases} \frac{\sqrt{1-\kappa^2}}{(1-\kappa)^3} \left[1 - \frac{(E_{\pi^0})^2 - (m_{\pi^0})^2}{(E_{\pi^0}^{\text{cut}})^2 - (m_{\pi^0})^2} \right], & \text{für } E_{\pi^0} \leq E_{\pi^0}^{\text{cut}} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{und} \quad (2.13)$$

$$E_{\pi^0}^{\text{cut}} = m_{\pi^0} \sqrt{\frac{1-\kappa}{-2\kappa}} \sim \frac{m_{\pi^0}}{\sqrt{-2\kappa}} \sim \frac{m_{\pi^0}}{2m_e} E_{\gamma}^{\text{thresh}} \approx 132 E_{\gamma}^{\text{thresh}} \quad (2.14)$$

Es wurden die Ruhemassen $m_{\pi^0} \approx 135$ MeV und $m_e \approx 511$ keV eingesetzt. Durch die Abschätzung erkennt man, dass die Pionen erst ab einer Energie, die etwa 2 Größenordnungen größer ist als die Grenzenergie des Photonzerfalls, stabil werden [1].

2.3 Kosmische Strahlung

Durch die Entladung von Elektroskopen kann die Ionisation der Luft gemessen werden. Als Ursache der Entladung sah man um 1900 zunächst die kurz zuvor entdeckte Radioaktivität als eine irdische Quelle. Damit wird eine niedrigere Ionisation in größerer Höhe erwartet, doch als 1910 Theodor Wulf die Ionisation auf dem Eiffelturm maß, sank diese langsamer als erwartet. Neue Messungen, die in größerer Höhe erforderlich waren, wurden durch Victor Franz Hess bei einer Reihe von Ballonflügen durchgeführt. Am 7. August 1912 entdeckte er, dass die Ionisation nach etwa einem Kilometer wieder zunimmt. Diese Strahlung, die von oben kam, nannte er noch „Höhenstrahlung“. Bei weiteren Messungen in 1929 von Walther Bothe und Werner Kolhörster konnte durch Koinzidenzmessungen gezeigt werden, dass die gemessene Strahlung aus durchdringenden, geladenen Teilchen besteht. Diese entstehen durch ein primäres Teilchen, das außerhalb der Atmosphäre kommt und mit dieser wechselwirkt [6, 7]. Um die primären Teilchen direkt zu messen, müssen die Teilchen mit den Detektoren wechselwirken. Hierfür eignen sich besonders Experimente oberhalb der Erdatmosphäre. Dies gilt für alle primären Teilchen abgesehen von Neutrinos, deren Wirkungsquerschnitt so klein ist, dass riesige Detektoren auf der Erde nötig sind. So können Teilchenidentifikation, Energie- und Richtungsbestimmung durch eine Kombination verschiedener Detektortypen im All mit Satellitenexperimenten bestimmt werden. Ein solches Satellitenexperiment ist zum Beispiel PAMELA, stehend für „Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics“, das zwischen 2006 und 2016 hauptsächlich nach Antimaterie in dieser Strahlung gesucht hat [6, 8].

Hauptbestandteile der primären Strahlung sind Protonen und Heliumkerne. Schwere Kerne, sowie Elektronen oder Positronen machen bei einigen GeV Energie jeweils einen Anteil von etwa einem Prozent aus. Die Komposition der kosmischen Strahlung ist mit der Elementhäufigkeit im Sonnensystem gut zu vergleichen, wobei zum Beispiel die erhöhte Häufigkeit bestimmter Elemente im Vergleich zur solaren Elementhäufigkeit ein Maß für die durchdrungene Materiemenge bei der Propagation der Teilchen ist. In Abbildung 2 sind die Elementhäufigkeiten der galaktischen kosmischen Strahlung und der des Sonnensystems graphisch verglichen. Diese Kompositionen sind vor allem für niedrige Energien durch direkte Messungen bestimmt und für die höchsten Energien immer noch unbekannt [6, 9].

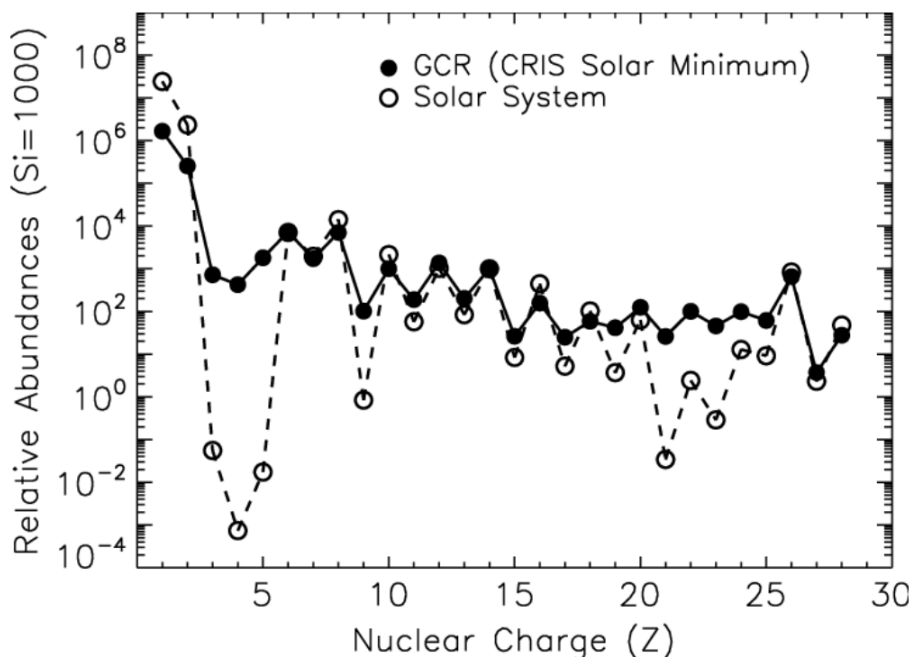


Abbildung 2. Es wird die Elementhäufigkeit der kosmischen Strahlung mit der des Sonnensystems verglichen. Die ausgefüllten Kreise geben die der kosmischen Strahlung an, wobei GCR für „galactic cosmic rays“ steht. Die Werte sind bei $Si(Z=14)$ auf 10^3 normiert [9].

Die meiste Strahlung ist dabei elektrisch geladen und wird bei der Propagation durch Magnetfelder abgelenkt, sodass Quellen nur für die neutralen Teilchen in der Ankunftsrichtung liegen. Daher sucht man nach hochenergetischen Photonen, die Informationen über die Quellen geben können. Außerdem können durch die Beobachtung hochenergetischer Photonen auch Limits auf die Lorentzinvarianzverletzung gesetzt werden. So konnte man dadurch eine erste untere Schranke von $-9 \cdot 10^{-16}$ für κ erhalten [10].

Mögliche Quellen der kosmischen Strahlung sind beispielsweise Supernovae, Pulsare und aktive Galaxienkerne. Die Sonnenmodulation nimmt bei kleinen Energien, etwa $E < 1 \frac{\text{GeV}}{\text{Nukleon}}$, auch einen Einfluss auf die ankommenden Teilchen und dementsprechend auf den Fluss der kosmischen Strahlung. Allerdings ist dabei der Fluss bei höherem Sonnenwind kleiner, da dies andere Strahlung abschirmt.

Das Spektrum der kosmischen Strahlung ist über viele Größenordnungen der Energie durch Messungen bekannt. Für den differentiellen Fluss Φ findet man ein Potenzgesetz:

$$\Phi(E) \sim E^{-\gamma} \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnet γ den Spektralindex, der sowohl unterschiedlich für die verschiedenen Teilchentypen ist, als auch in verschiedenen Energiebereichen unterschiedliche Werte annimmt. Elektronen verlieren schneller Energie durch Bremsstrahlung als Protonen, sodass der Fluss für Elektronen bei höheren Energien auch schneller abfällt. Für die gesamte Strahlung ist der Spektralindex $\gamma = 2,7$ im Bereich von etwa 10 GeV und 3 PeV und $\gamma = 3,1$ bis etwa 3 EeV. Danach flacht er noch einmal auf etwa $\gamma = 2,7$ ab, bevor bei noch höheren Energien der Fluss stark abfällt. Dabei ist unklar, ob dies auf eine Unterdrückung durch den GZK-Effekt bei der Propagation der Teilchen oder auf die maximale Energie bei der Quelle zurückzuführen ist.

Das erste Abknicken des Spektrums nennt man das „Knie“ der kosmischen Strahlung und den zweiten den „Knöchel“. Das Spektrum der kosmischen Strahlung ist in Abbildung 3 abgebildet [6, 11].

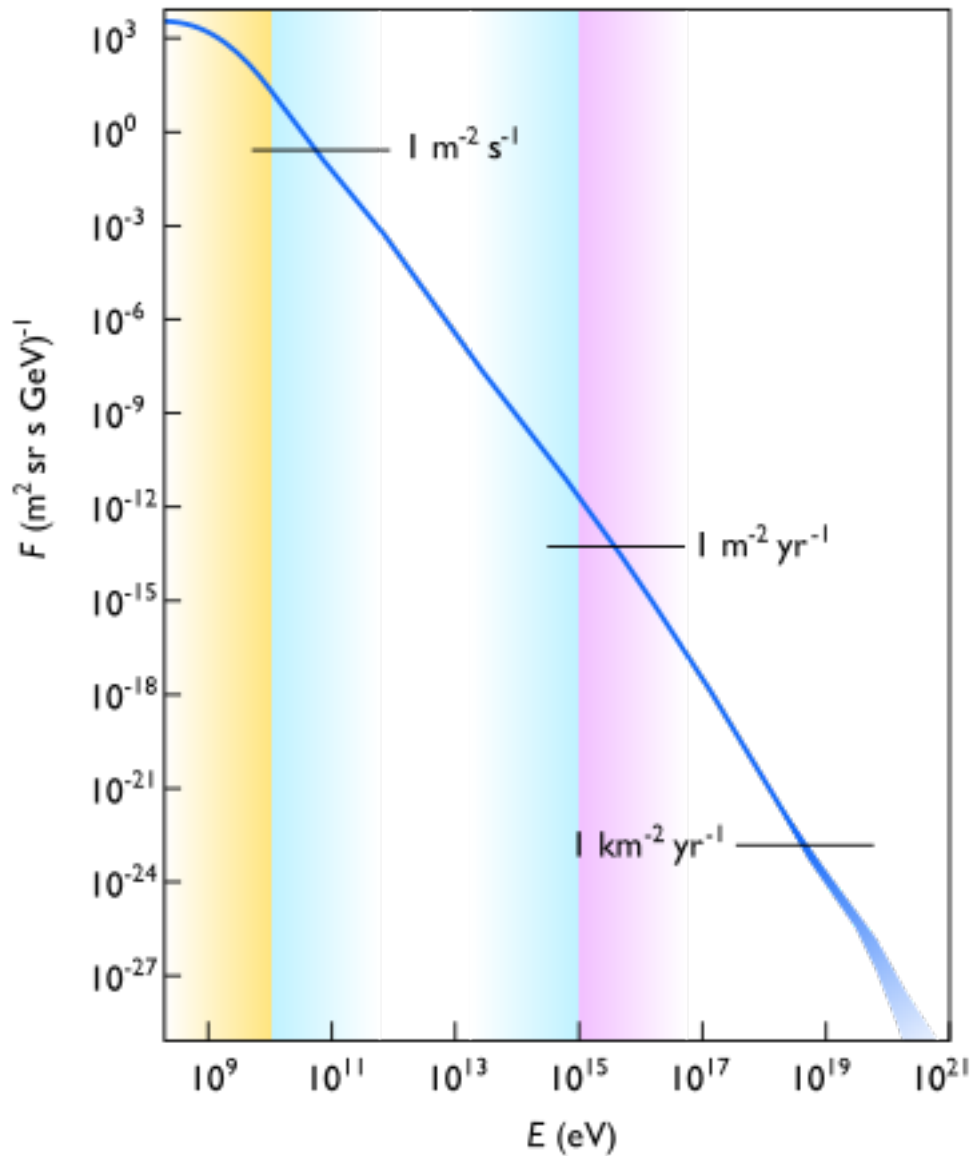
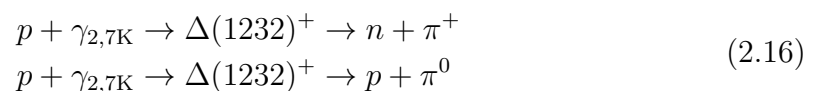


Abbildung 3. Es ist der Fluss der kosmischen Strahlung doppeltlogarithmisch gegen die Energie aufgetragen. Außerdem sind drei Punkte hervorgehoben, um den großen Unterschied im Fluss darzustellen. So findet man bei einer Energie $E = 10^{11}$ eV etwa ein Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde, während es bei $E = 10^{19}$ eV weniger als ein Teilchen pro Quadratkilometer und Jahr [12].

Der GZK-Effekt, benannt nach Kenneth Greisen, Georgi Sazepin und Wadim Kusmin, beschreibt den Energieverlust ultrahochenergetischer Protonen durch die Wechselwirkung mit der kosmischen Hintergrundstrahlung und gibt damit eine Grenze für die Entfernung der Quellen. Bei der Wechselwirkung entstehen Deltaresonanzen $\Delta(1232)^+$, die wiederum in ein Nukleon und ein Pion zerfallen.



Die Energie der Protonen wird damit praktisch unabhängig der Startenergie nach einigen 100 Mpc auf unter 10^{20} eV vermindert. Dies wird in Abbildung 4 graphisch dargestellt. Auch für andere Teilchen ist die Energieverlustlänge bei diesen Energien klein. So verlieren Kerne ihre Energie durch Photodisintegration, Elektronen durch den Invers-Compton-Effekt und Bremsstrahlung und Photonen über Paarproduktion [6, 13].

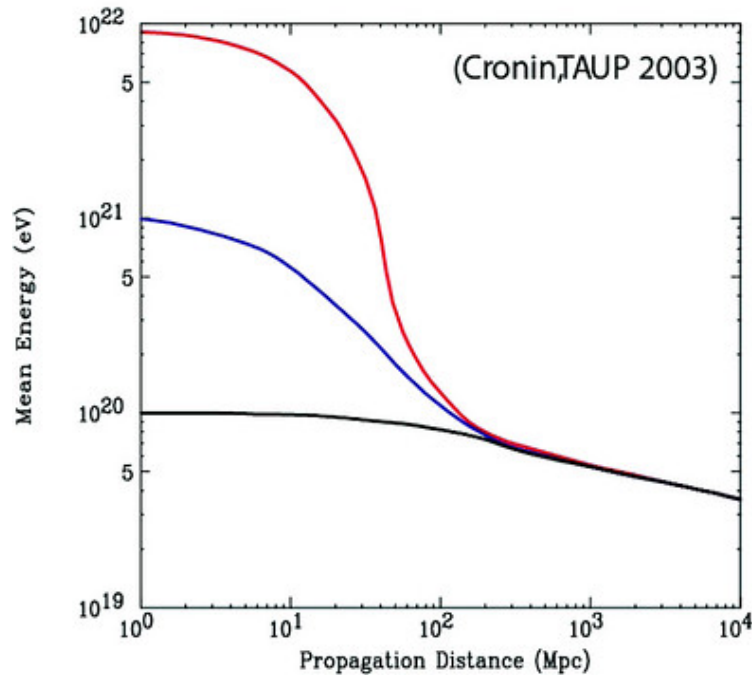


Abbildung 4. Es ist die mittlere Energie eines Protons in Abhängigkeit der durchlaufenen Strecke abgebildet. Zu sehen ist, dass auch bei verschiedenen Startenergien, die Energie nach einigen 100 Mpc in etwa gleich ist und unter 10^{20} eV liegt [14].

2.4 Luftschauder

Primärteilchen der kosmischen Strahlung, die auf die Erde treffen, wechselwirken in der Atmosphäre hauptsächlich mit Stickstoffkernen. Dabei entstehen mehrere Sekundärteilchen, die wiederum weitere Teilchen durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre herstellen. Ein ausgedehnter Luftschauder ist demnach eine Teilchenkaskade, die durch ein primäres Teilchen der kosmischen Strahlung ausgelöst wird. Dabei wird die Energie des Primärteilchens -im Allgemeinen nicht gleichmäßig- auf die neu erzeugten Teilchen aufgeteilt. Ebenso teilt sich die Energie der Sekundärteilchen bei einer Wechselwirkung auf, sodass die Teilchenanzahl beim Durchdringen der Atmosphäre ansteigt, während die Energie pro Luftschauderteilchen abnimmt. Der Luftschauder ist ausgedehnt, da die gesamten erzeugten Teilchen sich zu jeder Zeit in einer Scheibe befinden, die sich mit etwa der Lichtgeschwindigkeit entlang der geradlinigen Schauerachse auf den Erdboden bewegt. Die Fläche dieser Scheibe erreicht Größenordnungen von Quadratkilometern, wobei die Teilchen sich zu einem großen Teil in der Mitte der Scheibe befinden. Nach einigen Wechselwirkungen ist die Energie der Sekundärteilchen zu klein, um weitere Teilchen zu erzeugen, sodass

der Luftschauer bei einer bestimmten atmosphärischen Tiefe X_{\max} die maximale Anzahl an Teilchen besitzt. Nach der Tiefe X_{\max} sinkt die Teilchenzahl des Schauers wieder. Bei einer Energie von 10^{15} eV entstehen in einem typischen, durch ein Proton induzierten Luftschauer etwa eine Million sekundäre Teilchen. Die atmosphärische Tiefe ist dabei ein Maß der durchlaufene Strecke der Atmosphäre angegeben in $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, welche durch die Dichte skaliert wird. X_{\max} ist eine Observable, die Aufschluss über das Primärteilchen und dessen anfängliche Energie gibt, da diese, sowie die restliche Entwicklung des Luftschauers, stark von der ersten Wechselwirkung abhängt. In Abbildung 5 ist der schematische Aufbau eines Luftschauers zu sehen.

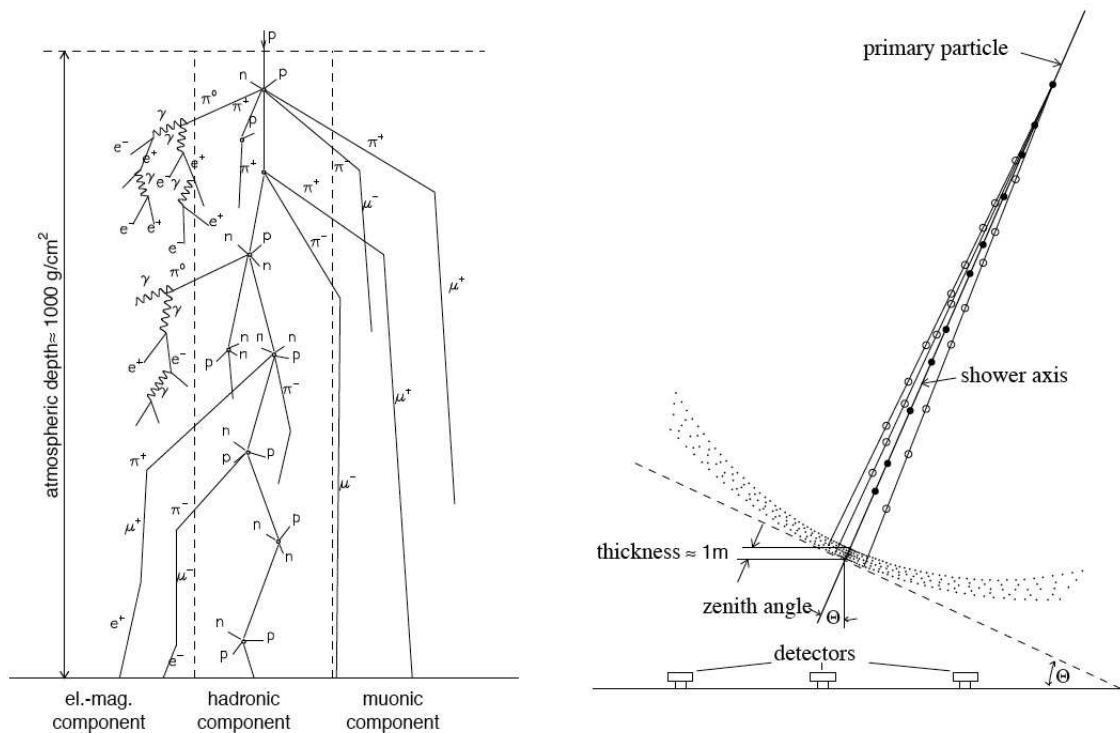


Abbildung 5. Links ist der schematische Aufbau eines protoneninduzierten Luftschauers über eine atmosphärische Tiefe von etwa 1000 g/cm^2 zu sehen. Die durch die Wechselwirkungen entstehenden Teilchen werden in die drei Komponenten eingeteilt. Auf der linken Seite ist die elektromagnetische, in der Mitte die hadronische und rechts die myonische Komponente. Es befinden sich hier auch Pionen und Myonen in der elektromagnetischen Komponente, da diese in einem Elektron oder Positron enden.

In der rechten Abbildung sind die Schauerachse und die „Scheibe“ graphisch dargestellt. Dabei stellen die Punkte Teilchen dar und die meisten befinden sich in der Nähe der Schauerachse. Die Scheibe ist weit ausgedehnt und hat eine Dicke von etwa 1 m [15].

Die Teilchen, die den Luftschauer ausmachen, kann man im Wesentlichen in drei verschiedene Komponenten aufteilen. Myonen bilden die myonische Komponente, Hadronen die hadronische Komponente und Elektronen, Positronen und Photonen die elektromagnetische Komponente.

Durch die starke Wechselwirkung entsteht die hadronische Komponente, ein Teil des Luftschauers aus Hadronen, der zum größten Teil aus Pionen besteht. Die geladenen Pionen wechselwirken weiter stark oder auch elektromagnetisch, während die neutralen Pionen wegen ihrer geringeren Lebensdauer in Photonen zerfallen. Damit

wird immer mehr Energie der hadronischen Komponente in die Elektromagnetische und Myonische umverteilt.

Myonen entstehen durch den Zerfall geladener Mesonen wie den Pionen. Davon werden die meisten Myonen anfangs bei niedrigerer Dichte in der Atmosphäre erzeugt, da dort die Wechselwirkungslänge größer und damit die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls größer ist. Die Lebensdauer von Myonen ist $\tau = 2,2\mu\text{s}$, aber bei hohen Energien, dementsprechend großen Geschwindigkeiten, können Myonen durch relativistische Zeitdilatation den Erdboden erreichen, da sie nicht stark wechselwirken. Myonen besitzen einen Anteil von etwa 80%, der am Boden messbaren Teilchen.

Elektronen, Positronen und Photonen wechselwirken elektromagnetisch mit der Atmosphäre und induzieren damit einen elektromagnetischen Subschauer durch Paarproduktion und Bremsstrahlung:

$$\begin{aligned}\gamma + \text{Kern} &\rightarrow e^+ + e^- + \text{Kern} \\ e^\pm + \text{Kern} &\rightarrow e^\pm + \gamma + \text{Kern}\end{aligned}\tag{2.17}$$

Compton- und Photoeffekt können bei den hohen Energien vernachlässigt werden. Eine gute Vereinfachung der elektromagnetischen Kaskade liefert das Heitlermodell, in dem nach je einer Wechselwirkungslänge ein Elektron ein Photon abstrahlt und ein Photon ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Dabei wird die Energie bei jeder Wechselwirkung gleichmäßig auf die neuen Teilchen aufgeteilt und die Kaskade hört nach k Schritten auf, wenn die Energie nicht mehr für die Erzeugung des Elektron-Positron-Paars ausreicht. Die ersten Photonen werden dabei oft durch den neutralen Pionzerfall erzeugt. Die elektromagnetische Komponente besteht aus all den verschiedenen elektromagnetischen Kaskaden und hat einen Gesamtanteil von etwa 89% der gesamten Anzahl an Teilchen des Luftschauers. [6, 16]

3 Das Pierre-Auger-Observatorium

Da der Fluss der kosmischen Strahlung im Wesentlichen einem Potenzgesetz mit negativem Exponenten folgt, wird der Fluss bei sehr hohen Energien sehr klein, sodass für genügend Statistik sehr lange und über einen großen Bereich gemessen werden muss. Daher reichen direkte Messungen durch Ballonexperimente oder Satelliten bei hohen Energien nicht mehr aus. Während man bei Energien im TeV-Bereich zum Vergleich noch einen Fluss von einem Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde erwartet, sind es bei EeV nur noch ein Teilchen pro Quadratkilometer und Jahr.

Das Pierre-Auger-Observatorium ist ein Luftschauerexperiment, das speziell ultrahochenergetische kosmische Strahlung durch indirekte Messungen untersucht. Es ist benannt nach Pierre Auger und liegt in der Nähe von Malargüe in der argentinischen Provinz Mendoza.

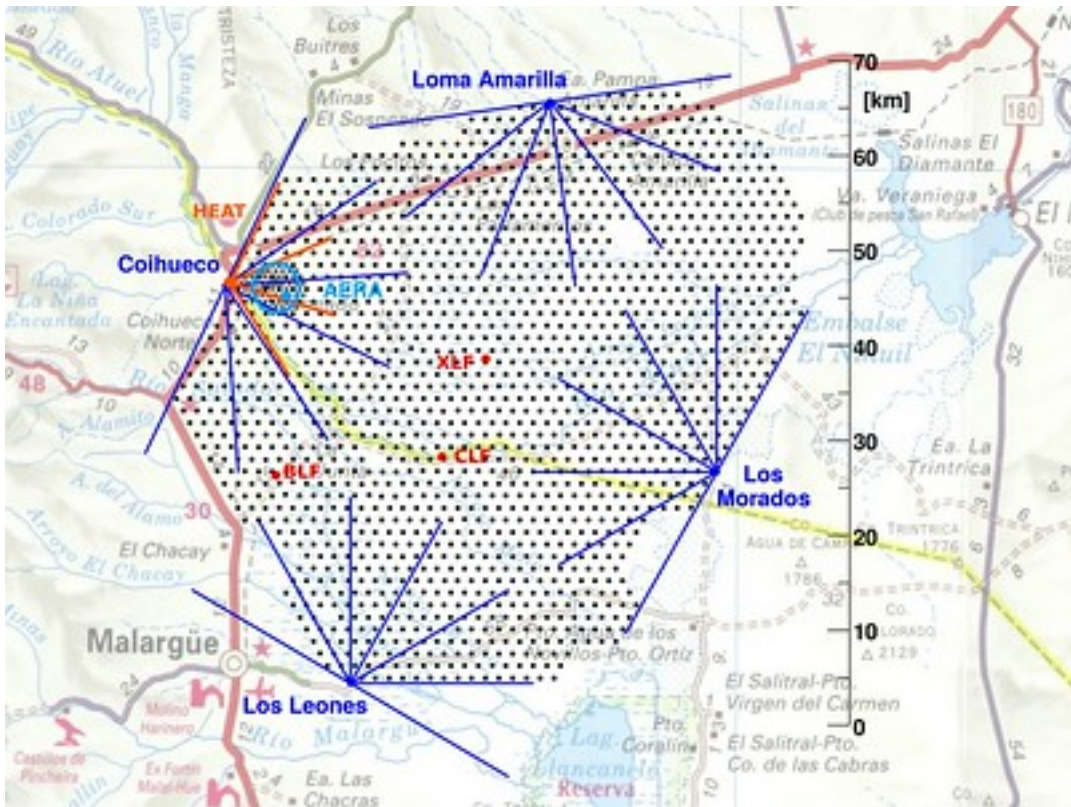


Abbildung 6. Es ist der Aufbau des Pierre-Auger-Observatoriums zu sehen. Im Hintergrund ist die Lage zu sehen. Jeder schwarze Punkt steht für einen Čerenkov-Detektor, während die blauen Linien das Sichtfeld der Teleskopstationen wiedergeben. In rot sind Experimente eingezeichnet, auf die in dieser Arbeit nicht eingegangen wird [17].

Das Pierre-Auger-Observatorium misst mit zwei unabhängigen Detektortypen, sodass durch die Kombination der beiden eine hohe Genauigkeit erreicht werden kann. Zum einen wird eine Ansammlung von Oberflächendetektoren (SD) und zum anderen werden Teleskopstationen bestehend aus Fluoreszenzdetektoren (FD) benutzt [18].



Abbildung 7. Im Vordergrund ist einer der 1660 Wassertanks, die als Detektor dienen, zu sehen und im Hintergrund ist eine der 4 Teleskopstationen [19].

3.1 Oberflächendetektor

Der SD besteht aus 1660 mit hochreinem Wasser gefüllten Tanks, die auf einer Fläche von 3000 km^2 mit einem Abstand von je $1,5 \text{ km}$ verteilt sind. Diese Stationen bilden eine hexagonale Anordnung und dienen als voneinander unabhängige Čerenkov-Detektoren. Jeder dieser Tanks hat einen Durchmesser von $3,6 \text{ m}$ und ist mit 12 m^3 Wasser gefüllt. Es sind pro Station drei PMTs angebracht, die die Čerenkov-Strahlung messen und in elektrische Signale umwandeln. Dabei sind die Innenwände des Tanks reflektiv beschichtet, um die Signalintensität zu erhöhen. Betrieben werden die PMTs durch eine Batterie, die durch ein eigenes Solarpanel auf dem Tank geladen wird. Die Daten der einzelnen Detektoren werden über Radiowellen an die Datenerfassungszentrale (CDAS) weitergegeben und bilden den Großteil der Daten des Observatoriums, da ihr „duty cycle“ fast 100% ist [20].

3.1.1 Čerenkov-Effekt

Geladene Teilchen, die sich durch ein Dielektrikum bewegen und deren Geschwindigkeit schneller ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, regen das Medium an, Čerenkov-Strahlung abzustrahlen. Für diese Teilchen muss das Folgende gelten:

$$v > \frac{c}{n}, \quad (3.1)$$

wobei v die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der Brechungsindex des Mediums. Im optischen Bereich ist dies eine bläuliche Leuchterscheinung, die benutzt werden kann, um Teilchen zu detektieren. Grund für die Čerenkov-Strahlung ist, dass die geladenen Teilchen beim Durchqueren des Mediums die angrenzenden Atome polarisieren. Diese Polarisation induziert elektromagnetische Wellen, die destruktiv interferieren, wenn sich das Teilchen langsamer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium bewegt. Bei ausreichender Geschwindigkeit entsteht eine Wellenfront durch die Überlagerung der gesamten Teilwellen, die entlang der Teilchenbahn induziert werden [2].

3.1.2 Photomultiplier

Grundlage einer Photomultiplerröhre (PMT) ist der Photoeffekt. Trifft ein Photon auf die Photokathode, löst dieses durch den Photoeffekt ein Elektron heraus, das durch ein elektrisches Feld auf eine Dynode beschleunigt wird. In der PMT sind mehrere Dynoden, zwischen denen jeweils eine Spannung angelegt ist. Nachdem das freie Elektron auf die erste Dynode trifft, schlägt es dort sekundäre Elektronen heraus, die dann zur nächsten Dynode beschleunigt werden, bei der diese weitere Elektronen herauslösen. So erhöht sich die Anzahl der Elektronen nach jeder Dynode exponentiell. Die Anzahl der Elektronen, die auf die Anode treffen, ist proportional zur Intensität des auf die Kathode einfallenden Lichts. Mit dieser Verstärkung können dann auch Einzelphotonen gemessen werden [21].

3.2 Fluoreszenzdetektor

Der FD besteht aus vier Stationen, die jeweils mit sechs Fluoreszenzteleskopen am Rand des Observatoriums stehen und so ausgerichtet sind, dass sie das longitudinale Schauerprofil oberhalb des SD durch Fluoreszenzlicht messen. Das Fluoreszenzlicht entsteht dabei durch das Zurückfallen in den Grundzustand von Stickstoffmolekülen, die durch Teilchen des Luftschauers angeregt wurden. Jedes Teleskop hat ein Sichtfeld von $30^\circ \times 30^\circ$, sodass eine Station ein gesamtes Sichtfeld von $180^\circ \times 30^\circ$ hat. Das Fluoreszenzlicht passiert in den Teleskopen einen UV-Filter und wird dann über einen sphärischen Spiegel auf 440 PMTs reflektiert. Im Gegensatz zu dem SD besitzt der FD nur einen „duty cycle“ von ungefähr 13 %, da dieser nur in klaren, mond- und wolkenlosen Nächten Messungen aufnehmen kann [20].

Neben diesen Teleskopen, die für initiierte Kaskaden durch hochenergetischen Teilchen mit Energien von über 10^{18} eV ausgerichtet sind, gibt es auch eine Erweiterung für niedrigere Energien. Das HEAT-Projekt, stehend für High Elevation Auger Telescopes, kann die Schauer auch bis zu einer zehnmal niedrigeren primären Energie beobachten. Dies wird durch Fluoreszenzteleskope erreicht, die höher in der Atmosphäre messen. Die drei Teleskope können mit einem Winkel zwischen 30° und 60° geneigt sein [22, 23].

4 Luftschauersimulationen

Die Luftschauersimulationen werden durch eine modifizierte Version des Simulationsprogramms CONEX erstellt. Dieses nutzt bei hohen Energien in den ersten Stufen des Schauers Monte-Carlo-Simulationen, während es bei niedrigeren Energien in numerische Lösungen der Kaskadengleichungen für die Verteilung der Sekundärteilchen übergeht. Neben dem in dieser Arbeit hauptsächlich genutztem Wechselwirkungsmodell SIBYLL 2.3, sind mit dem CONEX-Code auch Simulationen mit EPOS LHC oder QGSJET-II-04 möglich. Die Modifikation des Codes beruht auf der CONEX-Version 2r7.50, wobei nur in der MC-Simulation die beiden lorentzinvarianzverletzenden Prozesse eingebaut wurden.

Die Photonmodifikation wurde implementiert durch den instantanen Zerfall von Photonen mit Energien oberhalb der Grenzenergie $E_\gamma^{\text{thresh}}(\kappa)$ in ein Elektron-Positron-Paar. Die Photonenergie wird dann auf die beiden Teilchen aufgeteilt, indem die Energie für das Elektron zufällig aus einem Energiespektrum, das von κ und der Photonenergie abhängt, gezogen wird. Die aus der Simulation mit Photonmodifikation gewonnenen Werte der Luftschaurobservablen sind in den Graphen durch „photonmodified“ gekennzeichnet. Für die Pionmodifikation wird die Lebensdauer neutraler Pionen um einen Faktor multipliziert, der in Gleichung (2.13) gegeben ist. Ebenso werden die Daten aus der Pionmodifikation mit „pionmodified“, für beide Modifikationen zusammen durch „modified“ und ohne Modifikationen durch „unmodified“ gekennzeichnet.

5 Analyse

Im Folgendem werden die Daten der Luftschauersimulationen graphisch dargestellt, um den Effekt einzelner Modifikationen zu erkennen. Für die mittlere atmosphärische Tiefe des Schauermaximums $\langle X_{\max} \rangle$ und die Standardabweichung der Verteilung $\sigma(X_{\max})$ werden die simulierten Daten ebenfalls graphisch mit den gemessenen Auger-Werten verglichen.

5.1 Auswirkung von Lorentzinvarianzverletzung auf $\langle X_{\max} \rangle$

In Abbildung 8 ist die mittlere atmosphärische Tiefe des Schauermaximums $\langle X_{\max} \rangle$ gegen die Energie des primären Protons aufgetragen. Dabei wurden Luftschauer im Energiebereich von 10^{13} eV bis 10^{20} eV simuliert. Für die meisten Datenpunkte wurden in etwa 20.000 Simulationen verwendet. Die schwarze Kurve gibt den unmodifizierten Fall $\kappa = 0$ an, während die Ergebnisse für die Pionmodifikation in grün, für die Photonmodifikation in blau und für beide Modifikationen zusammen in rot dargestellt sind. Die Auger-Daten sind mit statistischen und systematischen Fehlern in blau angegeben. Die Balken stehen dort für die statistischen Fehler und die blauen Kästchen stellen die systematischen Fehler dar. Diese liegen unterhalb der simulierten unmodifizierten Werte, da die Luftschauersimulation aus rein protoninduzierten Schauern besteht und $\langle X_{\max} \rangle$ bei schweren Elementen niedriger ist. Reale Luftschauer werden hingegen nicht nur durch Protonen induziert, sondern auch durch schwerere Elemente.

$\langle X_{\max} \rangle$ steigt mit zunehmender Energie des primären Protons in allen Fällen. Aufgrund der höheren Startenergie können die im Luftschauer erzeugten Teilchen öfter wechselwirken und damit weiter in die Atmosphäre eindringen. Die Datenpunkte wurden mit $\kappa = -9e-16$ erstellt. Dieser Wert liegt außerhalb des derzeitigen Limits von $\kappa = -6e-21$ und entspricht dem Limit, welches durch die direkte Beobachtung primärer Photonen erreicht werden konnte. Da dieses κ allerdings betragsmäßig größer ist, sind die Effekte bereits bei kleineren Energien zu erkennen, was für die Analyse nützlich ist.

Es ist zu erkennen, dass die Kurven sich erst nach einer primären Energie von 10^{14} eV im Rahmen der Fehler unterscheiden. Danach spalten sich die Kurven auf. Die unmodifizierte und pionmodifizierte Kurve verlaufen zusammen oberhalb der modifizierten und photonmodifizierten Kurven, die ebenfalls zusammen verlaufen. Bei einer Energie von 10^{16} eV spalten sich die Unmodifizierte und die Pionmodifizierte, sowie die Modifizierte und die Photonmodifizierte wieder auf. So ist nach dieser Energie $\langle X_{\max} \rangle$ am größten für den unmodifizierten Fall, am zweitgrößten für den pionmodifizierten Fall, am drittgrößten für den modifizierten Fall und am kleinsten für die reine Photonmodifikation.

Dass sich die Werte bei diesen Energien aufspalten, ist zu erwarten, da die Modifikationen bei der Simulation nach Gleichungen (2.9) und (2.14) von den jeweiligen Schwellenenergien abhängig sind. Ebenso kann beobachtet werden, dass das zweite Aufspalten durch die Pionmodifikation 2 Größenordnungen nach dem ersten Aufspalten durch die Photonmodifikation auftritt. Dies entspricht dem nach Gleichung (2.14) erwarteten Verhältnis. Daraus lässt sich schließen, dass die verlängerte Lebensdauer der neutralen Pionen für die kleinen Energien keinen großen Effekt auf $\langle X_{\max} \rangle$ hat und erst mit dem Auftreten von Pionen mit Energien um die Grenzer-

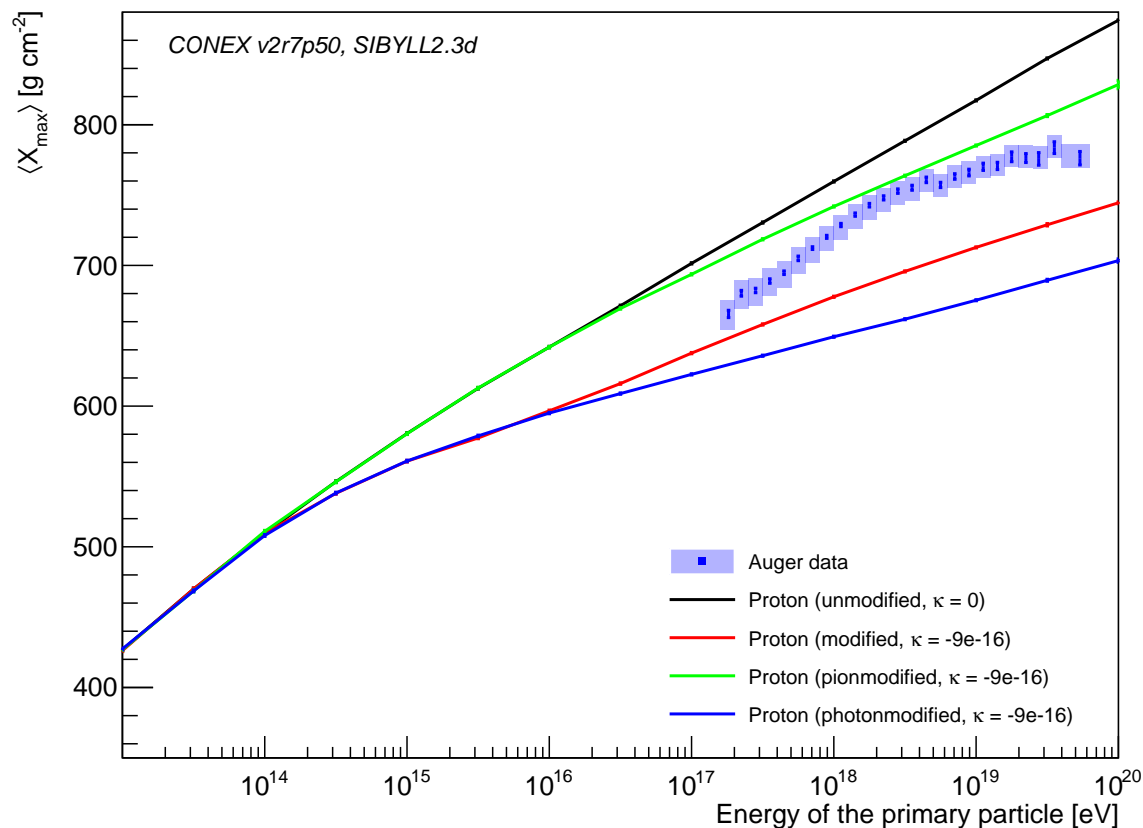


Abbildung 8. Vergleich zwischen den mittleren atmosphärischen Tiefen $\langle X_{max} \rangle$ bei den verschiedenen Modifikationen für protoninduzierte Luftschauersimulationen und den gemessenen Auger-Daten [24]. Die simulierten Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ erstellt.

gie bemerkbar wird.

Sowohl die Photonmodifikation als auch die Pionmodifikation verringern für sich genommen die mittlere atmosphärische Tiefe $\langle X_{max} \rangle$. Durch die Photonmodifikation fällt die Wechselwirkungslänge der Photonen weg, da diese nun sofort zerfallen. Für einen reinen elektromagnetischen Subschauer würde dies nach dem Heitlermodell bedeuten, dass die Anzahl der Teilchen mit jedem Schritt n bei ausreichender Energie durch 3^n statt 2^n gegeben ist. Dies entspricht folglich einer Stauchung des hochenergetischen Teils, sodass das Schauermaximum früher erreicht wird. Aber auch in einem gesamten Luftschauer ist dann zu erwarten, dass sich $\langle X_{max} \rangle$ durch die Modifikation verringert, denn die elektromagnetische Komponente macht in etwa 89% der Gesamtzahl an erzeugten Teilchen in einem Luftschauer aus. Wenn diese nun alle früher in der Atmosphäre entstehen, wird auch die maximale Anzahl früher erreicht.

Durch die Pionmodifikation werden die neutralen Pionen mit einer Mindestenergie stabil, sodass diese nun weiter wechselwirken. Da es sich um Hadronen handelt, können sie stark wechselwirken. Die Wahrscheinlichkeit für eine hadronische Wechselwirkung ist sehr hoch, da die Wechselwirkungslänge beziehungsweise die Wechselwirkungsdauer bei starken Wechselwirkungen sehr viel kleiner ist als bei elektromagnetischen oder schwachen Wechselwirkungen. Auch unterhalb dieser Energie steigt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die Pionen weiter stark wechselwirken, da sie eine längere Lebensdauer haben. Der Effekt, den diese Modifikation auf $\langle X_{max} \rangle$

hat, kann dadurch erklärt werden, dass X_{\max} für einen Schauer im Wesentlichen von den ersten Wechselwirkungen abhängt. Die elektromagnetischen Subschauer werden nun erst später erzeugt und besitzen aufgrund der ersten hadronischen Reaktionen eine kleinere Startenergie, sodass X_{\max} im Mittel früher erreicht wird.

Zusammengenommen verstärkt sich der Effekt allerdings nicht. Die modifizierten Werte liegen zwischen den beiden einzelnen Modifikationen. Die Pionmodifikation arbeitet hier gegen die Photonmodifikation, da die Pionen bei ausreichender Energie nicht mehr in zwei Photonen zerfallen. Die Verringerung von $\langle X_{\max} \rangle$ durch die Pionmodifikation ist nicht so stark wie der Effekt durch die zusätzlichen, modifizierten Photonen, die beim Zerfall der neutralen Pionen und in den darauffolgenden Subschauern entstehen würden.

Zum Vergleich werden in Abbildung 9 die simulierten $\langle X_{\max} \rangle$ für den κ -Grenzwert von $-6e-21$ graphisch gezeigt.

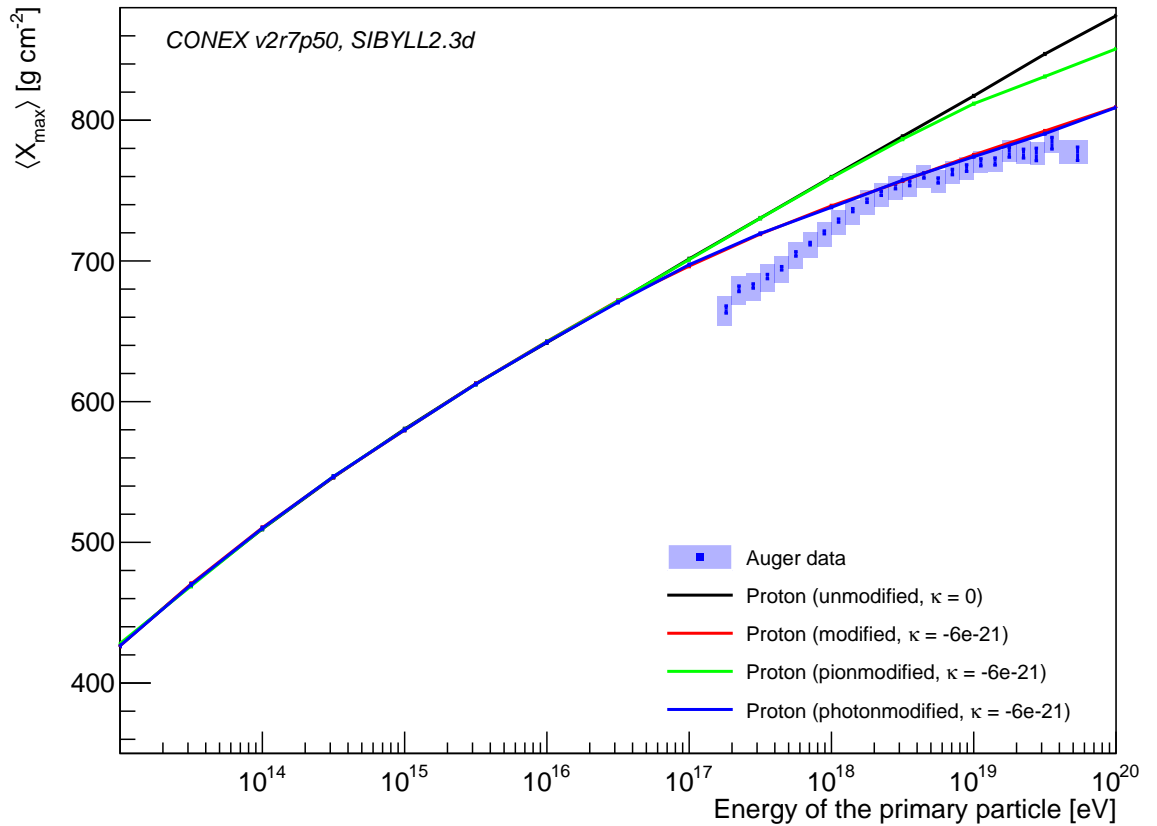


Abbildung 9. Vergleich zwischen den mittleren atmosphärischen Tiefen $\langle X_{\max} \rangle$ bei den verschiedenen Modifikationen für protoninduzierte Luftschauersimulationen und den gemessenen Auger-Daten [24]. Die simulierten Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -6e-21$ erstellt.

Der Unterschied zu Abbildung 8 besteht darin, dass die erste Aufspaltung bei einer größeren Energie von etwa $10^{16,5}$ eV und die zweite bei etwa $10^{18,5}$ eV stattfindet. Dies entspricht einer Verschiebung von 2,5 Größenordnungen zum betragslich kleineren κ -Wert. Eine Verschiebung hin zu größeren Energien ist aus den Gleichungen für die Grenzenergien berechenbar. Es ist

$$E_{\text{thresh}}(\kappa = -9e-16) \approx 0,8 \cdot 10^{13,5} \text{ eV} \quad (5.1)$$

$$E_{\text{thresh}}(\kappa = -6e-21) \approx 0,9 \cdot 10^{15} \text{ eV}. \quad (5.2)$$

Allerdings ist bei den höchsten Energien zwischen den photonmodifizierten und den modifizierten Daten keine Aufspaltung mehr erkennbar.

Dass weniger energiereiche Photonen durch die Pionmodifikation entstehen, wird in Abbildung 10 gezeigt. In Abbildung 10 ist die über je 2000 Schauersimulationen gemittelte Anzahl an Photonen gegen die primäre Protonenergie aufgetragen. Es werden nur die Photonen gezählt, die eine Mindestenergie E_γ^{thresh} besitzen und so direkt in ein e^-e^+ -Paar zerfallen.

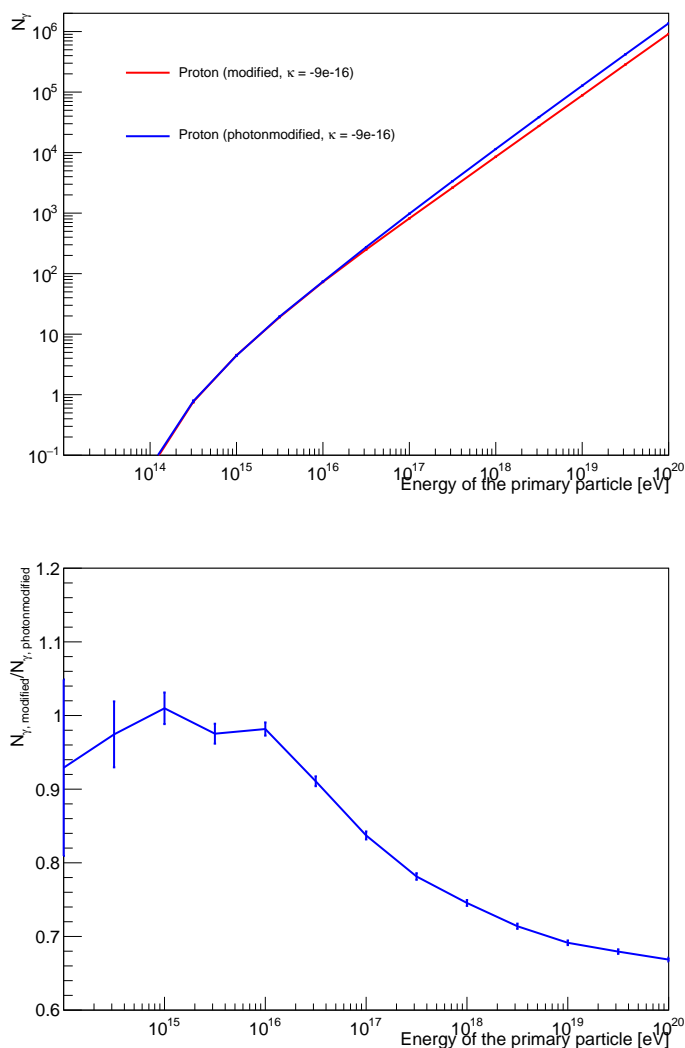


Abbildung 10. Vergleich zwischen der Anzahl an Photonen im Luftschauer, die eine größeren Energie als E_γ^{thresh} besitzen. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9\text{e}-16$ simuliert. Im oberen Bild sind die Absolutwerte gegen die Energie aufgetragen, während im unteren das Verhältnis der Photonanzahl zwischen der Modifizierung und der Photonmodifizierung zu sehen ist.

Unterhalb von $E = 10^{14}$ eV werden keine Photonen gezählt, da die Energie des Protons nicht hoch genug ist, um ausreichend energetische Photonen im Luftschauer zu erzeugen. Für größere Energien folgen die Messdaten für beide Modifikationen einer Geraden im doppeltlogarithmisch aufgetragenem Plot, sodass die

Anzahl abhängig von der primären Energie einem Potenzgesetz entspricht. Wieder um etwa zwei Größenordnungen verschoben, kann man den Effekt der Pionmodifikation beobachten. Die Anzahl der Photonen oberhalb der Grenzeenergie steigt erwartungsgemäß schneller als für den modifizierten Fall, also photonmodifiziert und pionmodifiziert zusammen. So beobachtet man beispielsweise bei einem protoninduzierten Luftschauer mit primärer Energie von 10^{19} eV durchschnittlich $N_\gamma = (1,3682 \pm 0,0016) \cdot 10^6$ für die Anzahl an sofort zerfallenden Photonen durch die Photonmodifikation und $N_\gamma = (0,9148 \pm 0,0013) \cdot 10^6$ beim modifizierten Fall.

In Abbildung 10 wird ebenso das Verhältnis der beiden Photonanzahlen gegen die Energie aufgetragen. Unter der Hinzunahme der Pionmodifikation sinkt die Photonanzahl beispielsweise bei $10^{17,5}$ eV auf etwa 84% der Anzahl, die durch die Photonmodifikation alleine erreicht wird. Für kleinere Energien als $10^{16,5}$ eV sind die Werte mit 1 verträglich, also keinem Unterschied durch die verschiedenen Modifikationen.

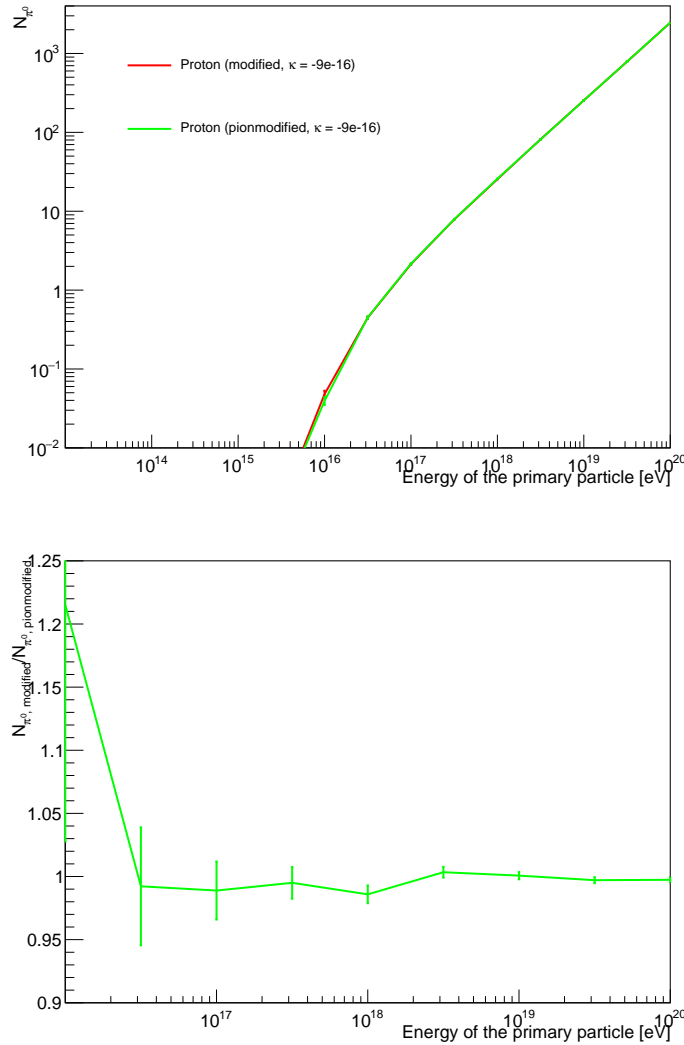


Abbildung 11. Vergleich zwischen der Anzahl an Pionen im Luftschauer, die eine größere Energie als $E_{\pi_0}^{cut}$ besitzen. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ simuliert. Im oberen Bild sind die Absolutwerte gegen die Energie aufgetragen, während im unteren das Verhältnis der Pionanzahl zwischen der Modifizierung und der Pionmodifizierung zu sehen ist.

Umgekehrt hat die Photonmodifikation keinen Einfluss auf die Anzahl der erzeugten stabilen neutralen Pionen. Denn ausgehend von einem elektromagnetischen Subschauer, den die Photonen auslösen, wird keine neue hadronische Komponente erzeugt, sodass die Anzahl der Pionen gleich bleibt. Dies wird in Abbildung 11 dargestellt. Die Breite der Verteilungen für die gezählten Photonen und Pionen kann in Abbildung 12 abgelesen werden.

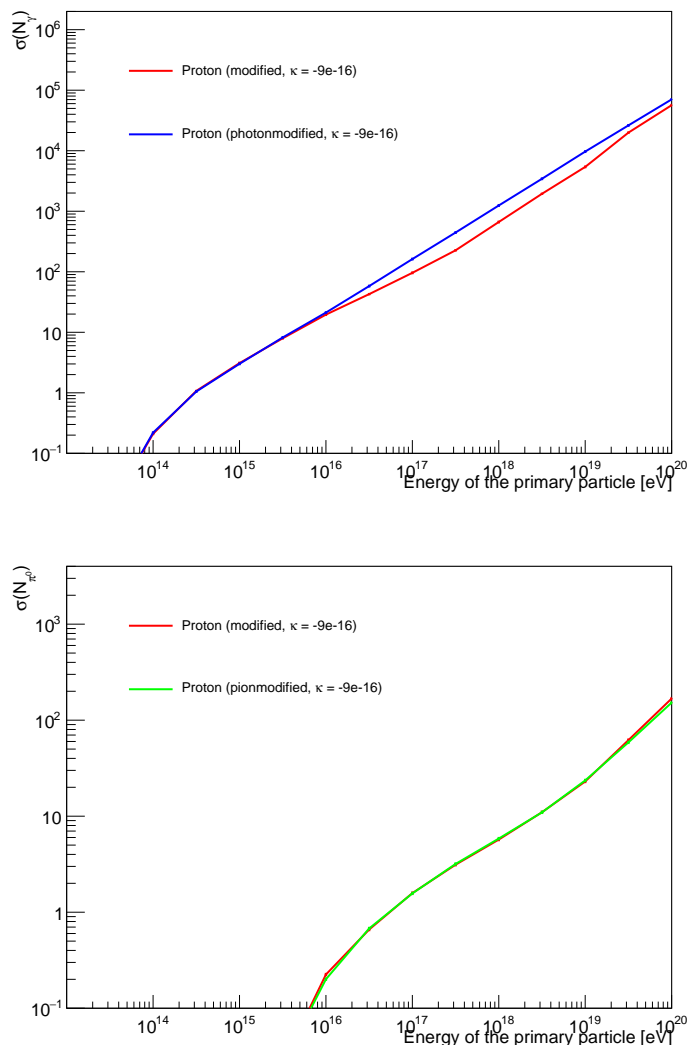


Abbildung 12. Vergleich zwischen der Breite der Verteilungen für die Anzahl der Photonen und Pionen mit einer größeren Energie als der jeweiligen Grenzenergie. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9\text{e}-16$ simuliert. Im oberen Bild ist die Verteilung der Photonanzahl für die beide Modifikationen und der Photonmodifikation zu sehen und im unteren ist die Pionanzahl für beide Modifikationen und die Pionmodifikation zu sehen.

Abbildung 13 zeigt die Anzahl der stabilen Pionen bei einer primären Energie von 10^{18} eV in einem Histogramm. Die Verteilung der Pionen kann für kleinere Energien sehr gut durch eine Poisson-Verteilung genähert werden. Erst bei den höchsten Energien weicht die Verteilung stärker ab. In dieser Abbildung wurde für den Parameter der Poisson-Verteilung der Mittelwert der Verteilung benutzt. Dass die Anzahl keiner perfekten Poisson-Verteilung folgt, ist auch zu erwarten, da es sich nicht um ein

voneinander unabhängiges Zählexperiment handelt. Da für eine Poisson-Verteilung der Erwartungswert, der dem Mittelwert entspricht, mit der Varianz übereinstimmt, kann auch im Histogramm abgelesen werden, dass die simulierten Verteilungen breiter als wahre Poisson-Verteilungen sind.

In diesem beispielhaft gezeigtem Histogramm ist die Varianz durch das Quadrat der Standardabweichung $5,732^2 \approx 32,86$ größer als der Mittelwert $\bar{N}_{\pi^0} = 25,45$.

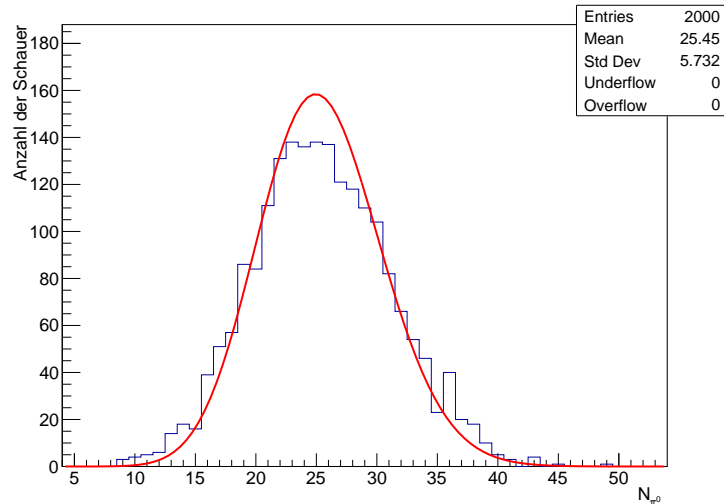


Abbildung 13. Histogramm für die Anzahl der Pionen mit einer größeren Energie als $E_{\pi^0}^{cut}$. Das primäre Proton hatte eine Energie von 10^{18} eV. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ simuliert. Es wurde eine Poissonverteilung in rot eingezeichnet.

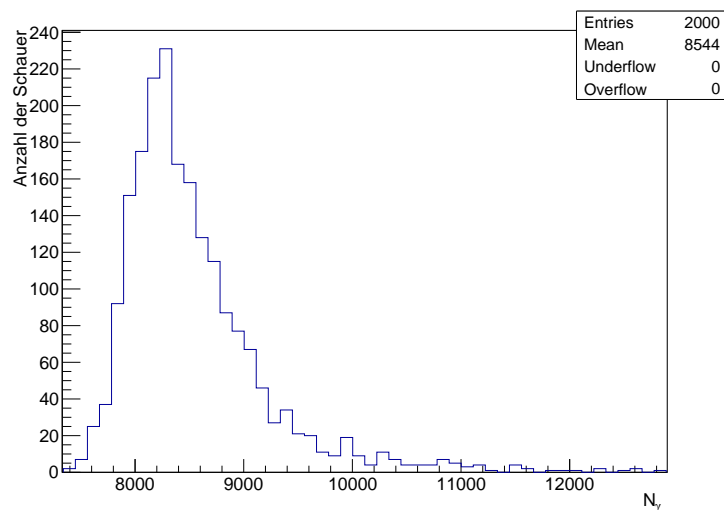


Abbildung 14. Histogramm für die Anzahl der Photonen mit einer größeren Energie als E_{γ}^{thresh} . Das primäre Proton hatte eine Energie von 10^{18} eV. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ simuliert.

Für Photonen ist dies noch deutlicher zu sehen, da ein erstes Photon abhängig von dessen Energie exponentiell viele neue erzeugt, sodass dies auch kein unabhängiges

Zählexperiment darstellt. Die Verteilung der Photonanzahl bei einer primären Energie von 10^{18} eV ist in Abbildung 14 zu sehen.

5.2 Auswirkung von Lorentzinvarianzverletzung auf $\sigma(X_{\max})$

Aus den gleichen Simulationen kann auch die Breite der Verteilung für $\langle X_{\max} \rangle$ untersucht werden. Für einen κ -Wert von $-9\text{e-}16$ ist $\sigma(X_{\max})$ in Abbildung 15 zu sehen. Die Auger-Daten liegen wieder unterhalb der simulierten Kurven, da auch die Fluktuation für $\langle X_{\max} \rangle$ bei schwereren Elementen niedriger ist. Für höhere Energien sinkt $\sigma(X_{\max})$ vergleichsweise unabhängig von den verschiedenen Modifikationen. Das ist dadurch verständlich, dass die Fluktuation hauptsächlich durch die ersten Reaktionen bestimmt ist. Da die simulierten Luftschauer hier durch ein Proton induziert werden, das nicht durch die Modifikationen beeinflusst ist, findet die erste Reaktion demnach unabhängig von den Modifikationen statt. Da diese den größten Einfluss auf die Schauerentwicklung ausübt, sind auch nur kleine Abweichungen zu dem unmodifizierten Fall zu erwarten.

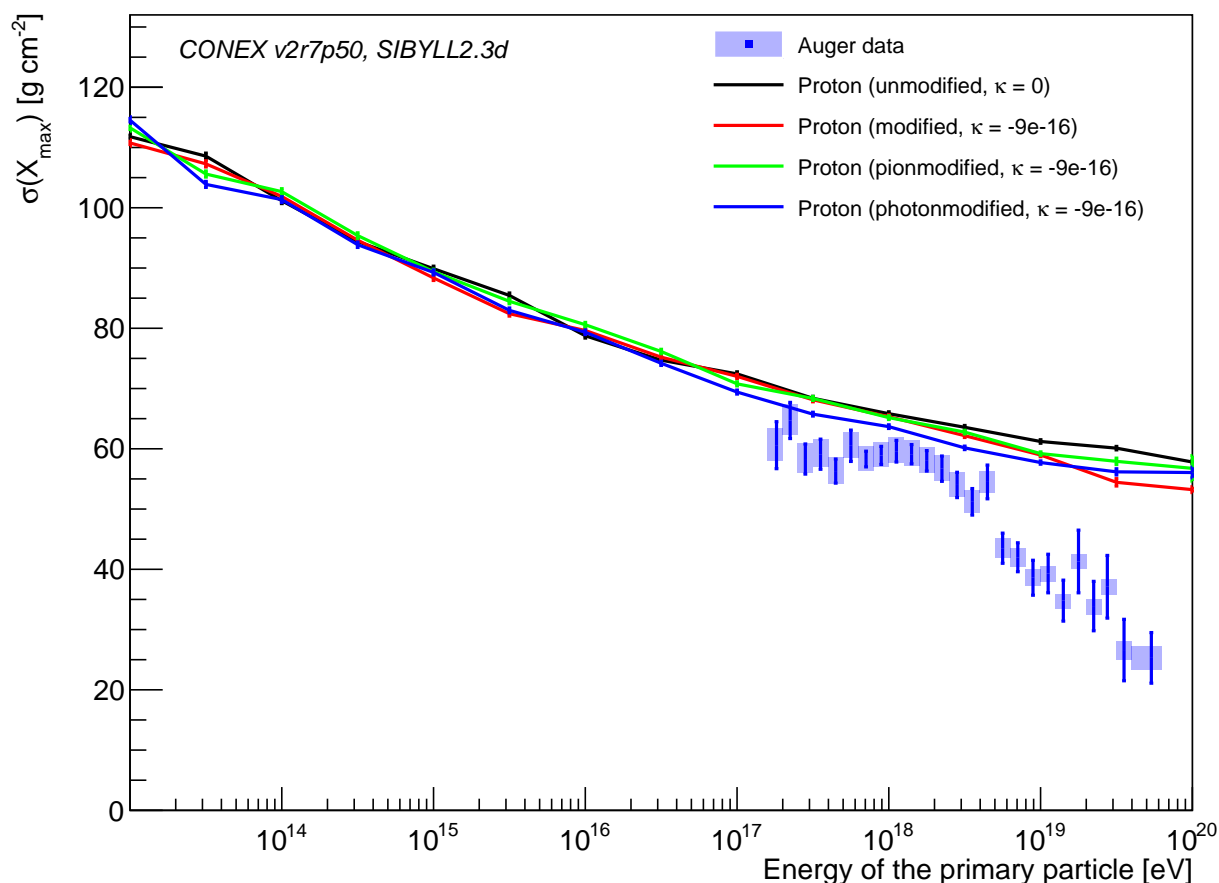


Abbildung 15. Vergleich zwischen den Breiten der Verteilung für die atmosphärische Tiefe $\sigma(X_{\max})$ bei den verschiedenen Modifikationen für protoninduzierte Luftschauersimulationen und den gemessenen Auger-Daten [24]. Die simulierten Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9\text{e-}16$ erstellt.

In Abbildung 16 ist der Einfluss der verschiedenen Modifikationen dargestellt. Es ist für die jeweilige Modifikation die Differenz zum unmodifizierten Fall aufgetragen. Der Unterschied zu dem unmodifiziertem Wert ist betragslich am größten für beide

Modifikationen zusammen bei einer primären Energie von $10^{19,5}$ eV und beträgt dort $(5,62 \pm 0,68)$ g/cm². An dieser Stelle ist der Wert nicht mehr mit Null verträglich. Anders ist es bei den meisten anderen Datenpunkten, die durch den kleinen Effekt nicht weit von dem unmodifizierten Wert entfernt liegen.

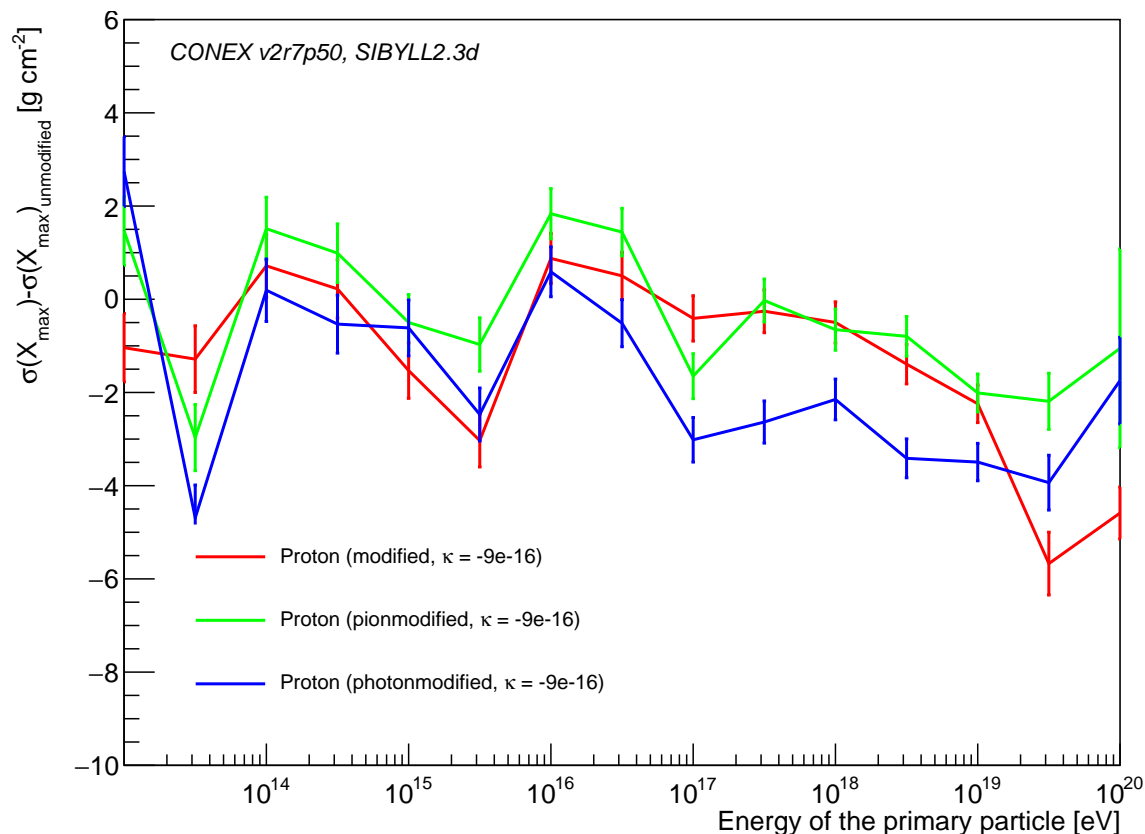


Abbildung 16. Differenz von $\sigma(X_{max})$ für eine Modifizierung zu dem unmodifizierten simulierten Werten. Die simulierten Daten wurden für protoninduzierte Luftschauer mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ erstellt.

Bei beiden Modifikationen beobachtet man einen Abfall von $\sigma(X_{max})$ bei primären Energien von $10^{13,5}$ eV und $10^{15,5}$ eV. Da dieselbe Struktur ebenfalls bei $\kappa = -6e-21$ zu beobachten ist, ist es gut möglich, dass dies auch durch die unmodifizierten Simulationen zustande kommt. Denn diese sind für beide κ gleich und können durch zufällige statistische Fluktuationen einen höheren Wert haben.

5.3 Auswirkung von Lorentzinvarianzverletzung auf N_μ

Die mittlere Myonanzahl am Boden N_μ ist in Abbildung 17 gezeigt. In dieser Abbildung ist die Anzahl gegen die Energie doppeltlogarithmisch aufgetragen. Bei der Protonenergie $E = 10^{13}$ eV sind zum Beispiel in etwa 100 Myonen pro Schauer, während die Anzahl bei $E = 10^{20}$ eV in der Größenordnung von 100 Million liegt. Man kann im Wesentlichen zwei Geraden erkennen. Die Myonanzahl folgt folglich einem Potenzgesetz. Im Gegensatz zu $\langle X_{max} \rangle$ spalten sich die Kurven aber nicht zweimal auf.

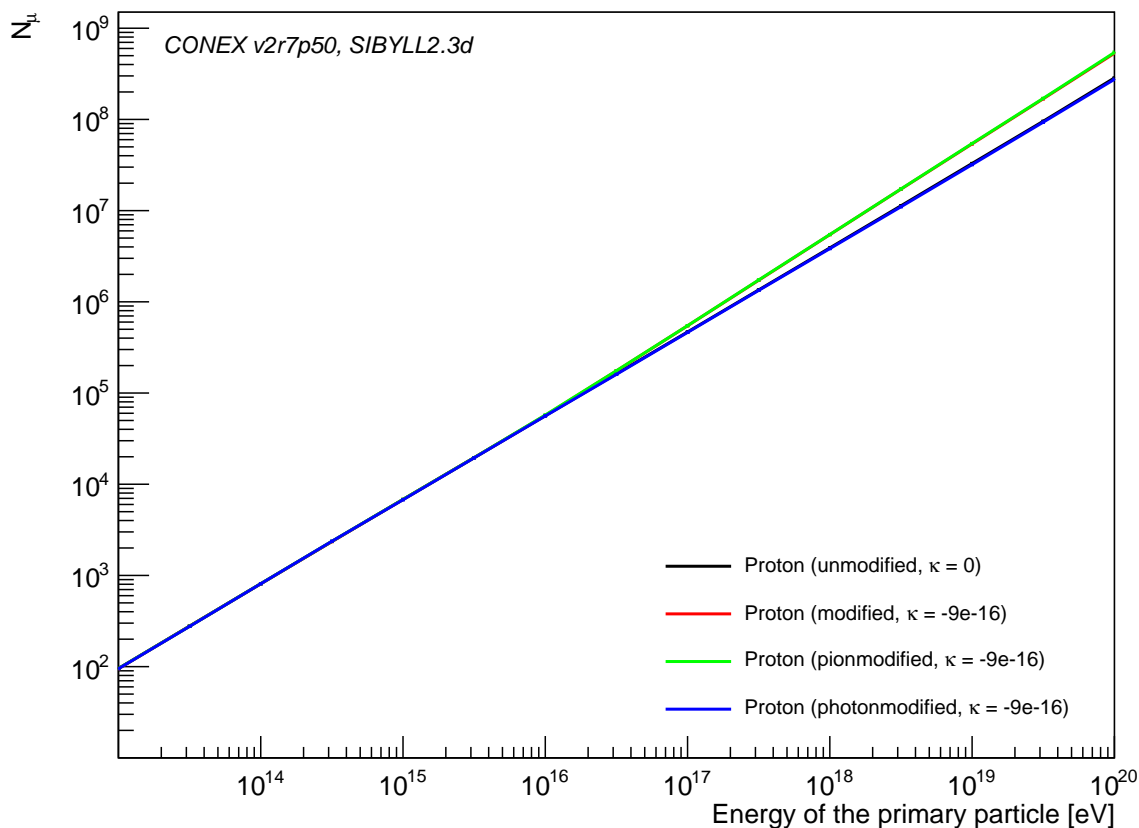


Abbildung 17. Vergleich der Myonanzahl am Boden N_μ bei verschiedenen Modifikationen für protoninduzierte Luftschauersimulationen. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ simuliert.

Besser zu erkennen, sind die Effekte in Abbildung 18. Hier ist die Differenz der jeweiligen Modifikation mit dem unmodifizierten Wert im Verhältnis zum unmodifizierten Fall abgebildet. Bis zu der primären Energie des Protons $E = 10^{16}$ eV gibt es keinen Unterschied zwischen den Modifikationen. Die Datenpunkte sind alle im Rahmen der Fehler mit Null verträglich. Wobei für $E = 10^{16}$ eV sowohl die pionmodifizierten als auch modifizierten Datenpunkte beide oberhalb der Photonmodifizierten liegen und die Aufspaltung der Kurven dort schon zu erkennen ist. Für die Photonmodifikation ändert sich nichts zum unmodifizierten Fall und ebenso unterscheiden sich die simulierten Werte für die Pionmodifikation und für beide Modifikationen zusammen nicht im Rahmen der Fehler. Für diese Modifikationen erhält man mehr Myonen, als nach dem Standardmodell bei höchsten Energien erwartet wird. So hat man bei einer Energie $E = 10^{19}$ eV in etwa 64% mehr Myonen als im unmodifizierten Fall.

Dieser Effekt ist nicht überraschend, denn durch die Photonmodifikation wird nur der Photonzerfall geändert, sodass sich nur die elektromagnetische Komponente des Luftschauers ändert. Die Myonen entstehen aber durch den Zerfall von Mesonen in der hadronischen Komponente, sodass man keinen Unterschied durch die Implementation der Photonmodifikation erwartet. Dadurch wird auch kein Unterschied zwischen der Pionmodifikation oder bei der Hinzunahme der Photonmodifikation erwartet, was auch durch die Simulationen zu sehen ist. Den Effekt, den die Pionmodifikation auf den Luftschauer hat, wurde schon für $\langle X_{\max} \rangle$ beschrieben. Da die neutralen Pionen nun für die entsprechenden Energien vermehrt auch weiter hadro-

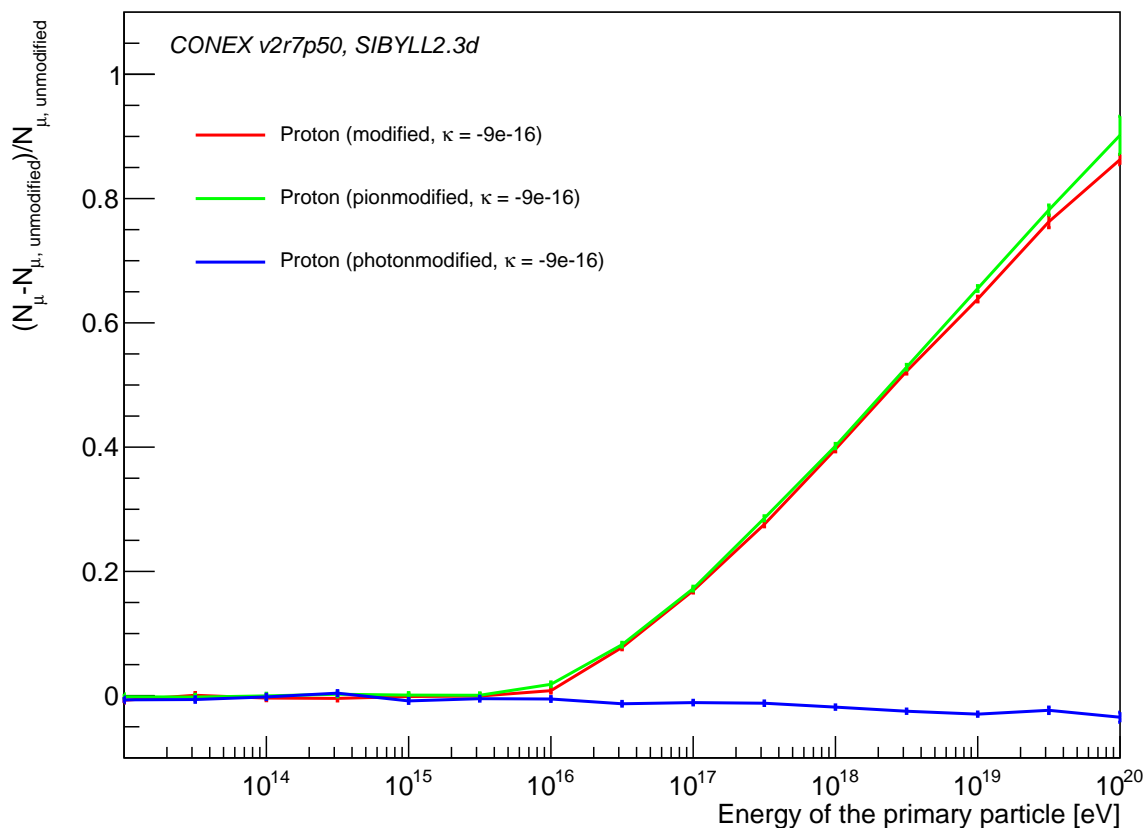


Abbildung 18. Differenz der Myonanzahl am Boden zwischen einer Modifikation und den unmodifizierten Werten. Die Differenz wurde auf die Werte für den unmodifizierten Fall normiert. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9\text{e}-16$ simuliert.

nisch wechselwirken, erzeugen sie im Vergleich mehr Mesonen in dem Luftschauer, die wiederum in Myonen zerfallen können. Es entstehen dementsprechend mehr Myonen dadurch, dass die stabilen, neutralen Pionen nicht in zwei Photonen zerfallen und damit Startpunkt für einen elektromagnetischen Subschauer werden. Dass sich die Lebensdauer der neutralen Pionen auch vor der Schwellenenergie erhöht und somit die Wahrscheinlichkeit für eine starke Wechselwirkung wächst, kann hier nicht erkannt werden. Die Myonenanzahl ist durch die Pionmodifikation erst nach $E = 10^{16}$ eV größer als unmodifiziert. Diese Energie ist aber auch größer als die Grenzenenergie $E_{\pi^0}^{\text{cut}} \approx 10^{15,5}$ eV.

Die Simulationen wurden für $\kappa = -9\text{e}-16$ erstellt, da man dort besser die Effekte sehen kann. Interessanter ist die Erhöhung der Myonenanzahl allerdings für κ -Werte die innerhalb der Grenzen liegen. Dazu ist in Abbildung 19 die Erhöhung der Myonenanzahl nochmal für den Grenzwert $\kappa = -6\text{e}-21$ gegen die Energie aufgetragen.

Die Effekte sind bei dieser Grenze wieder zu höheren Energien verschoben. Eine statistisch signifikante Erhöhung der Myonen ist für $\kappa = -6\text{e}-21$ ab einer primären Energie $E = 10^{19}$ eV zu erkennen. Das entspricht einem Unterschied von 2,5 Größenordnungen im Vergleich zu $\kappa = -9\text{e}-16$. Dadurch dass die Pionen erst bei höheren Energien stabil werden, entstehen in dem Luftschauer bei einer gegebenen, primären Energie des Protons weniger stabile Pionen und damit auch weniger zusätzliche Myonen. Während die Myonenanzahl bei einer Energie $E = 10^{19}$ eV für

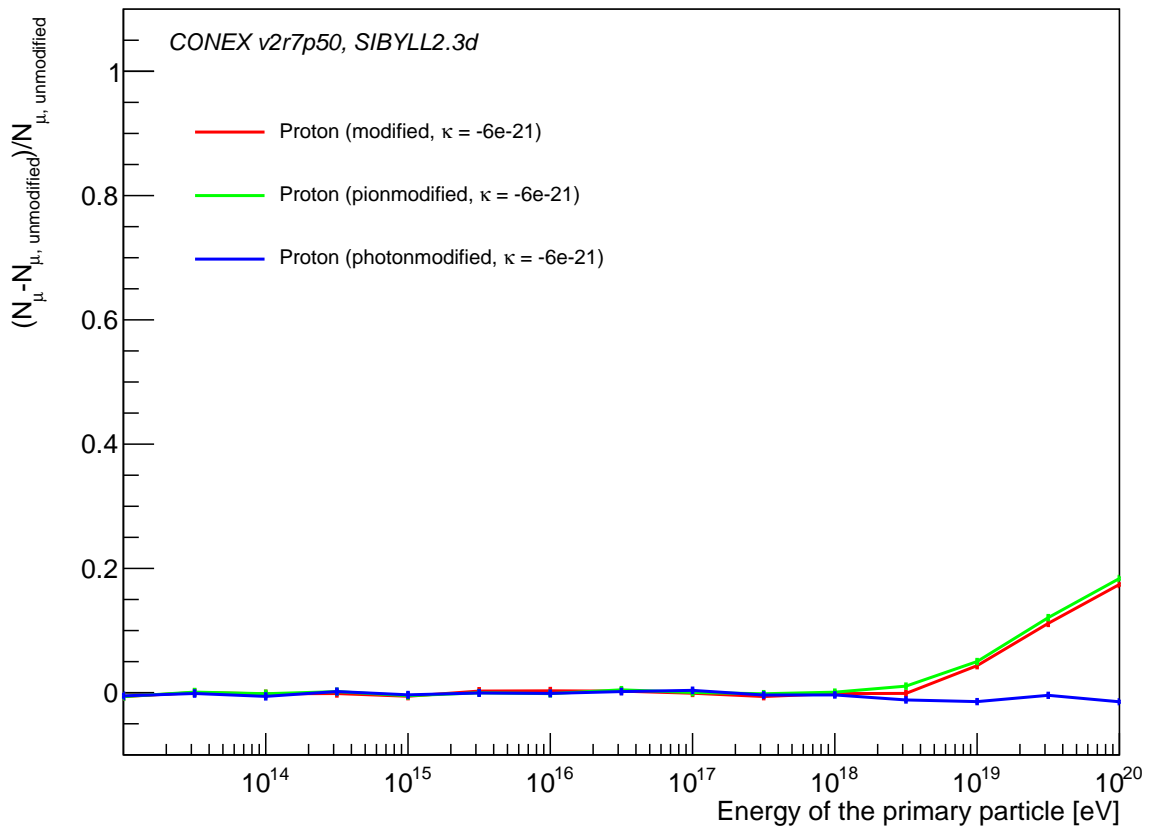


Abbildung 19. Differenz der Myonanzahl am Boden zwischen einer Modifikation und den unmodifizierten Werten. Die Differenz wurde auf die Werte für den unmodifizierten Fall normiert. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -6e-21$ simuliert.

$\kappa = -9e-16$ noch um 64% erhöht ist, ist es für $\kappa = -6e-21$ in etwa nur 5%.

Für negative κ -Werte innerhalb der Grenzen erwartet man einen kleinen Anteil mehr gemessener Myonen bei den höchsten Energien.

6 Fazit

Ziel dieser Bachelorarbeit ist die Untersuchung des Effekts von Lorentzinvarianzverletzung auf Luftschauern anhand von Simulationen. Diese enthalten in der QED-Lagrangedichte einen zusätzlichen Term. In dem Fall von isotroper und nicht doppelbrechender Lorentzinvarianzverletzung ist dieser Term alleine durch einen Parameter κ bestimmt, welcher weiter auf negative Werte eingeschränkt ist. Dadurch ist der lorentzinvarianzverletzende Zerfall des Photons in ein Elektron-Positron-Paar ab einer Grenzenergie erlaubt. Außerdem erhöht sich die Lebensdauer des neutralen Pions und das Pion wird ab einer bestimmten Energie stabil. Diese beiden Prozesse wurden in dem Simulationsprogramm CONEX eingebaut und dann mit dem Wechselwirkungsmodell SIBYLL2.3d simuliert. Der Einfluss, den die Lorentzinvarianzverletzung im Photonsektor auf die Luftschauer hat, wurde an den Observablen $\langle X_{\max} \rangle$, $\sigma(X_{\max})$ und N_μ beobachtet. Dazu wurden der Zerfall des Photons und die veränderte Lebensdauer des Pions sowohl einzeln als auch zusammen eingebaut.

Die mittlere atmosphärische Tiefe des Schauermaximums $\langle X_{\max} \rangle$ ist für die pionmodifizierten und die photonmodifizierten Simulationen niedriger als nach dem Standardmodell der Teilchenphysik. Durch die stabilen Pionen entstehen nun hadronische Subschauer, da diese nicht mehr in Photonen zerfallen, sodass sich $\langle X_{\max} \rangle$ verringert. Bei der Photonmodifikation entsteht der Effekt dadurch, dass die Photonen quasi instantan zerfallen. Auch für beide Modifikationen zusammen wird das Schauermaximum früher erreicht. Die Effekte der beiden Modifikationen sind allerdings nicht voneinander unabhängig, sodass diese sich nicht verstärken. Die niedrigste atmosphärische Tiefe wird für die Photonmodifikation erreicht, während der Effekt bei beiden Modifikationen zusammen kleiner ist. Das liegt daran, dass durch die Hinzunahme der Pionmodifikation die stabilen Pionen nicht mehr in Photonen zerfallen. Dadurch sind es weniger Photonen, bei denen die Wechselwirkungslänge in den Simulationen auf Null gesetzt wird. Die Verringerung von $\langle X_{\max} \rangle$, die durch die stabilen Pionen hervorgerufen wird, ist nicht so groß wie der Effekt der zusätzlichen Photonen, die aus dem Zerfall der Pionen entstanden wären.

Die Breite der Verteilung $\sigma(X_{\max})$ sinkt beinahe unabhängig von den Modifikationen mit zunehmender Energie des primären Protons. Dies liegt daran, dass $\sigma(X_{\max})$ hauptsächlich durch die erste Wechselwirkung bestimmt ist und die Luftschauer hier durch ein Proton induziert wurden. Das Proton selbst ist nicht durch die Modifikationen beeinflusst, sodass die erste Reaktion unabhängig von diesen stattfindet und die Effekte erst durch spätere Wechselwirkungen zustande kommen, aber entsprechend klein, weniger als $(5, 62 \pm 0, 68) \text{ g/cm}^2$, sind.

Die Anzahl der Myonen am Boden N_μ wird lediglich durch die Pionmodifikation beeinflusst, da die Myonen in der hadronischen Komponente des Luftschauers entstehen. Durch diese Modifikation können die stabilen Pionen weiter stark wechselwirken, sodass mehr Myonen durch den Mesonzerfall in den darauffolgenden Wechselwirkungen erzeugt werden. Für κ -Werte innerhalb der Grenzen ist dieser Effekt allerdings klein und findet erst bei sehr hohen primären Energien statt. So würde man bei einer Energie $E = 10^{19} \text{ eV}$ und $\kappa = -6\text{e-}21$ nur etwa 5% mehr Myonen erwarten.

Literaturverzeichnis

- [1] F. R. Klinkhamer, M. Niechciol und M. Risse. “Improved bound on isotropic Lorentz violation in the photon sector from extensive air showers”. In: *Phys. Rev. D* 96 (11 Dez. 2017), S. 116011.
- [2] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4*. 5. Aufl. Springer Spektrum, 2017.
- [3] M. Risse. *Vorlesung Experimentalphysik 5*. WiSe 2020/21.
- [4] W. Hollik. *Quantum field theory and the Standard Model*. 2010. arXiv: 1012.3883 [hep-ph].
- [5] J. S. Díaz und F. R. Klinkhamer. “Parton-model calculation of a nonstandard decay process in isotropic modified Maxwell theory”. In: *Phys. Rev. D* 92 (2 Juli 2015), S. 025007.
- [6] M. Risse. *Vorlesung Astroteilchenphysik*. SoSe 2021.
- [7] Jörg R. Hörandel. “Early cosmic-ray work published in German”. In: *AIP Conference Proceedings* (2013). ISSN: 0094-243X.
- [8] M. Casolino und The Pamela collaboration. *The Pamela Cosmic Ray Space Observatory: Detector, Objectives and First Results*. 2009. arXiv: 0904.4692 [astro-ph.HE].
- [9] J. S. George u. a. “Elemental composition and energy spectra of galactic cosmic rays during solar cycle 23”. In: *The Astrophysical Journal* 698.2 (Juni 2009), S. 1666–1681.
- [10] Fabian Duenkel, Marcus Niechciol und Markus Risse. “Photon decay in ultrahigh-energy air showers: Stringent bound on Lorentz violation”. In: *Phys. Rev. D* 104 (1 Juli 2021), S. 015010.
- [11] Karl-Heinz Kampert. “Cosmic Rays from the Knee to the Ankle – Status and Prospects”. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 165 (März 2007), S. 294–306. ISSN: 0920-5632.
- [12] Pierre Auger Observatorium. <https://opendata.auger.org/outreach.php> aufgerufen am 23.12.2021.
- [13] A A Watson. “High-energy cosmic rays and the Greisen–Zatsepin–Kuz’min effect”. In: *Reports on Progress in Physics* 77.3 (Feb. 2014), S. 036901. ISSN: 1361-6633.
- [14] Pierre Auger Observatorium. <https://www.flickr.com/photos/134252569@N07/21793201613/in/album-72157659225375559/> aufgerufen am 23.12.2021.
- [15] Pierre Auger Observatorium. <https://www.flickr.com/photos/134252569@N07/22401145072/in/album-72157659225375559/> aufgerufen am 23.12.2021.
- [16] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer, 2005.
- [17] Pierre Auger Observatorium. <https://www.flickr.com/photos/134252569@N07/31512199272/in/album-72157659225375559/> aufgerufen am 23.12.2021.
- [18] Pierre Auger Observatorium. <https://www.auger.org/observatory/> aufgerufen am 15.02.2022.
- [19] Pierre Auger Observatorium. <https://www.flickr.com/photos/134252569@N07/20060199011/in/album-72157654097333143/> aufgerufen am 23.12.2021.

-
- [20] Pierre Auger Observatorium. <https://www.auger.org/observatory/auger-hybrid-detector> aufgerufen am 15.02.2022.
- [21] Spektrum. <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/photomultiplier/11210> aufgerufen am 16.02.2022.
- [22] Pierre Auger Observatorium. <https://www.auger.org/observatory/heat> aufgerufen am 15.02.2022.
- [23] “HEAT – a low energy enhancement of the Pierre Auger Observatory”. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 7.2 (Mai 2011), S. 183–186. ISSN: 1810-6536.
- [24] The Pierre Auger Collaboration. *The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*. 2017. arXiv: 1708.06592 [astro-ph.HE].

Anhang

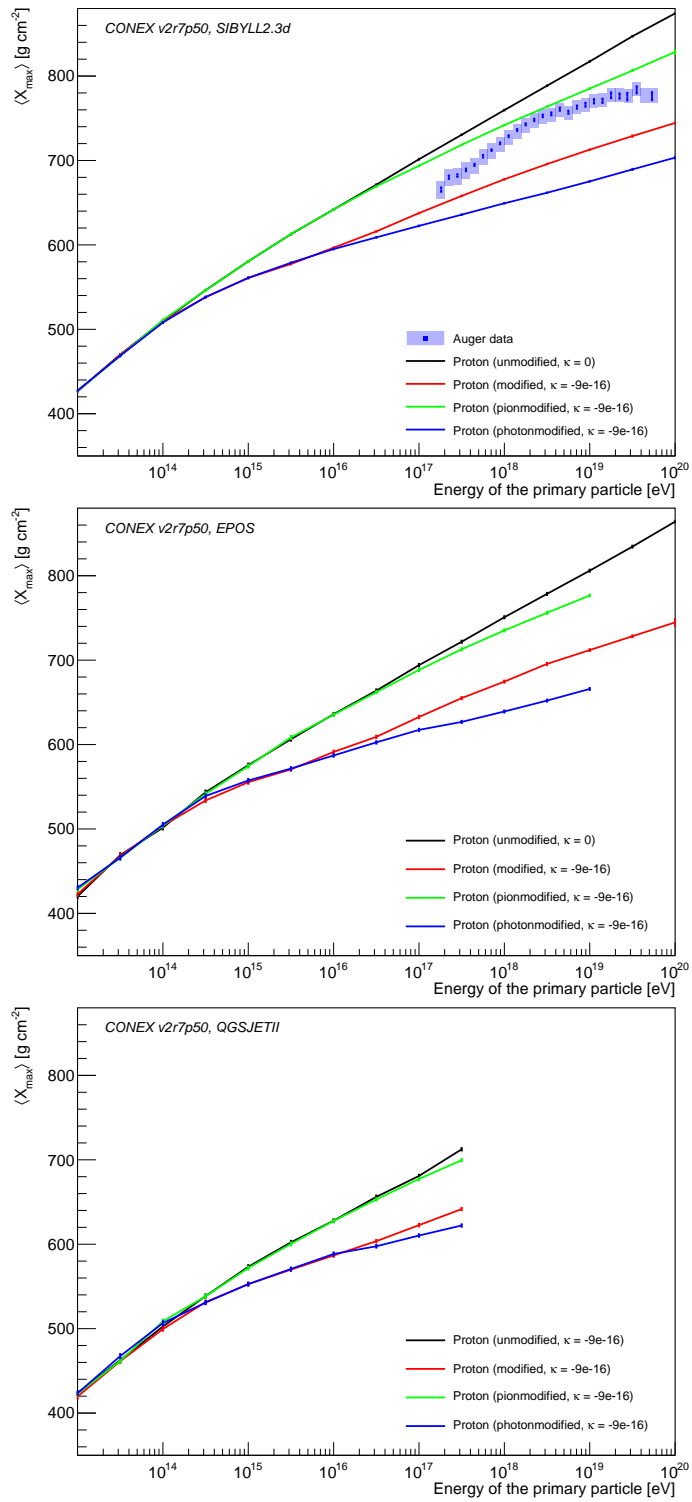


Abbildung 20. Vergleich der mittleren atmosphärischen Tiefen $\langle X_{max} \rangle$ für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle. Die simulierten Daten wurden für ein primäres Proton und mit einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ erstellt.

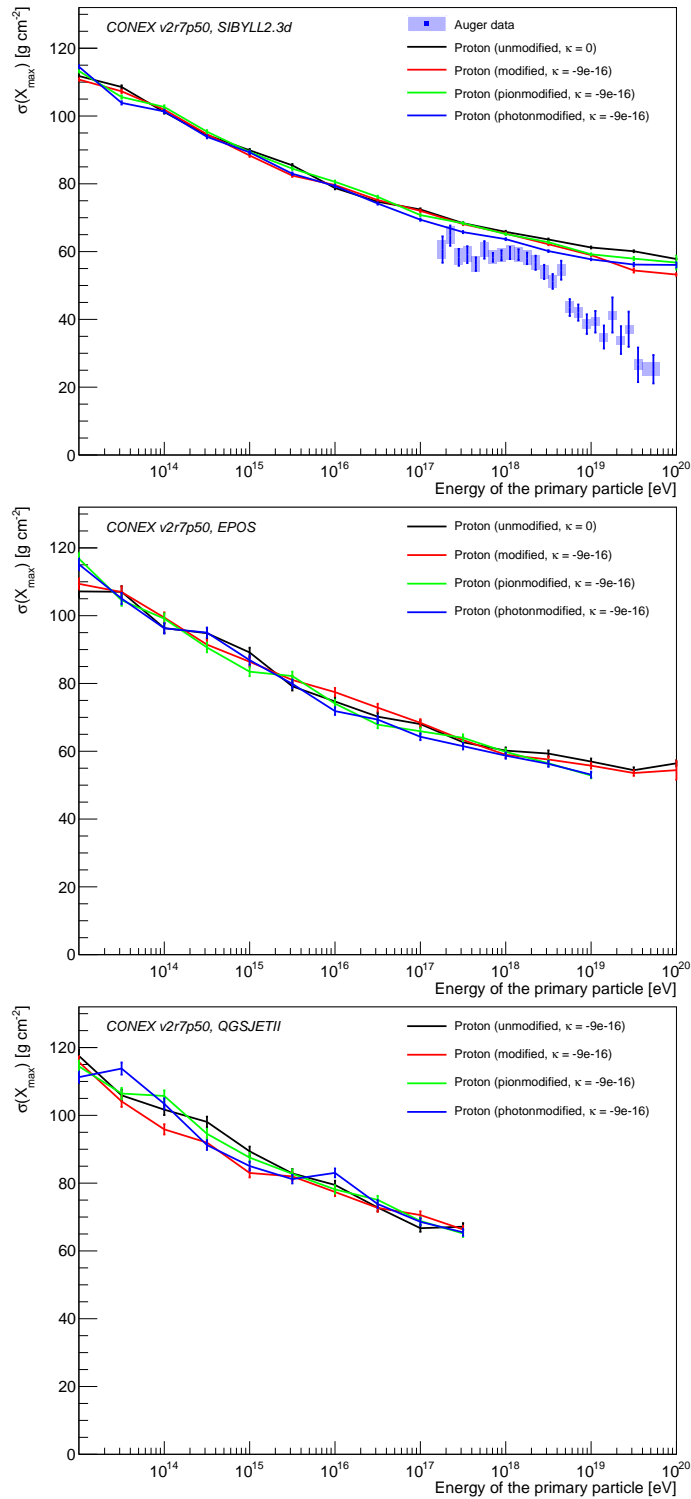


Abbildung 21. Vergleich von $\sigma(X_{max})$ für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle. Die simulierten Daten wurden für ein primäres Proton und mit einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ erstellt.

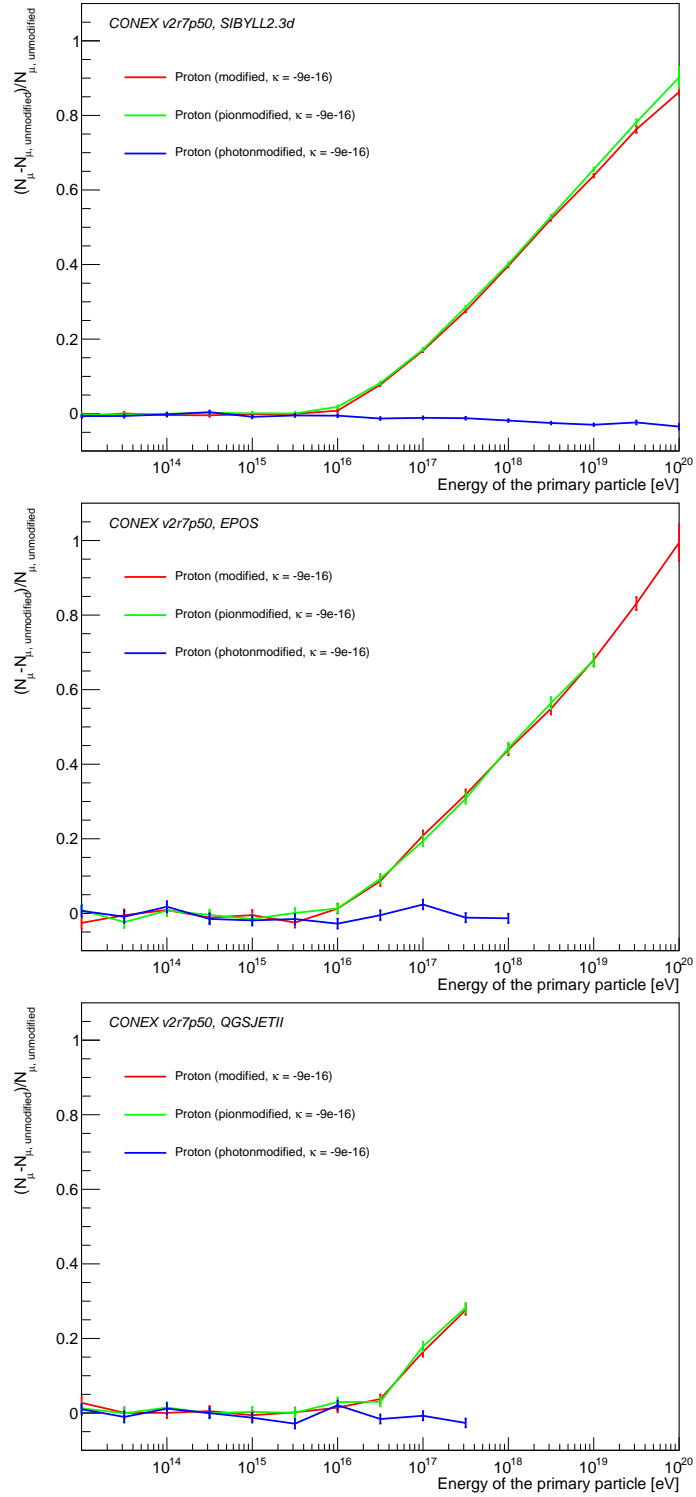


Abbildung 22. Vergleich der Myonanzahl am Boden für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle. Die simulierten Daten wurden für ein primäres Proton und mit einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ erstellt.

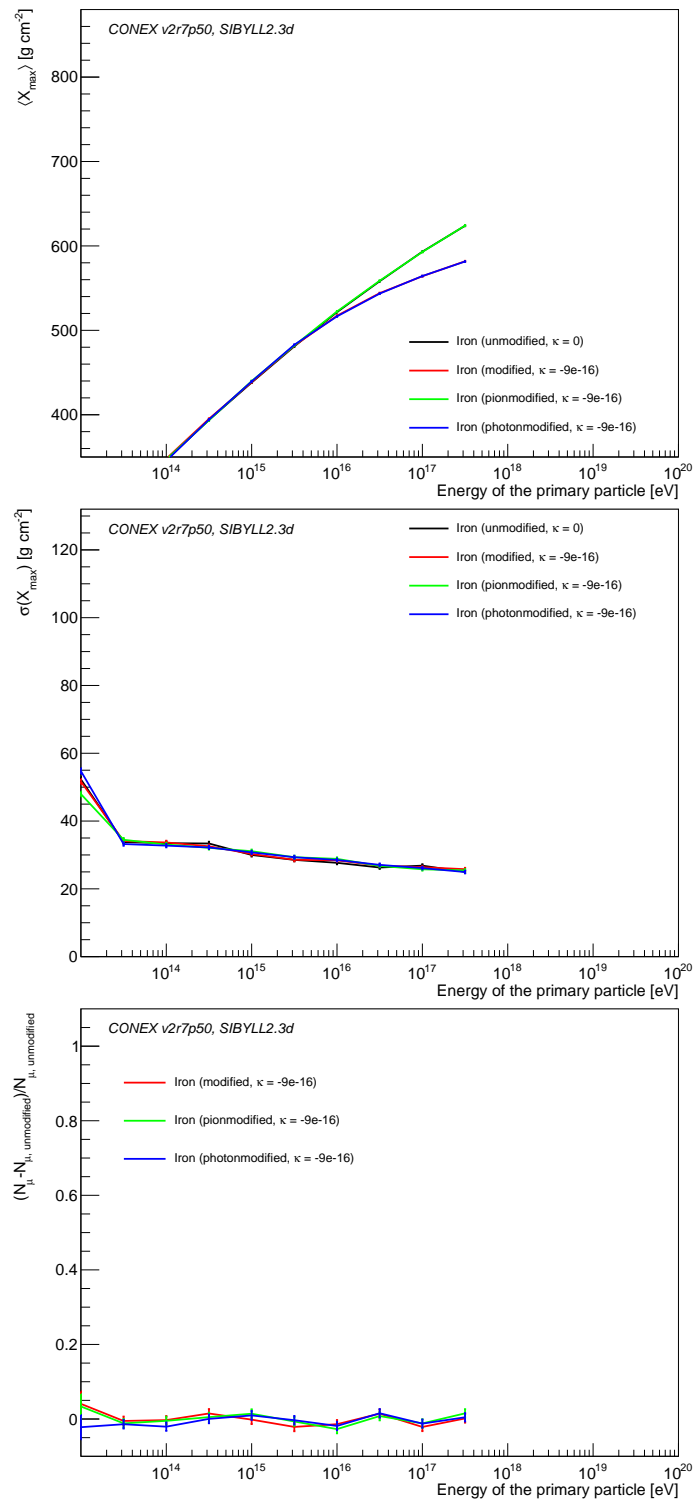


Abbildung 23. Es sind $\langle X_{max} \rangle$, $\sigma(X_{max})$ und N_{μ} gegen die Energie aufgetragen. Die simulierten Daten wurden für einen primären Eisenkern mit einer Lorentz-invarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ erstellt.

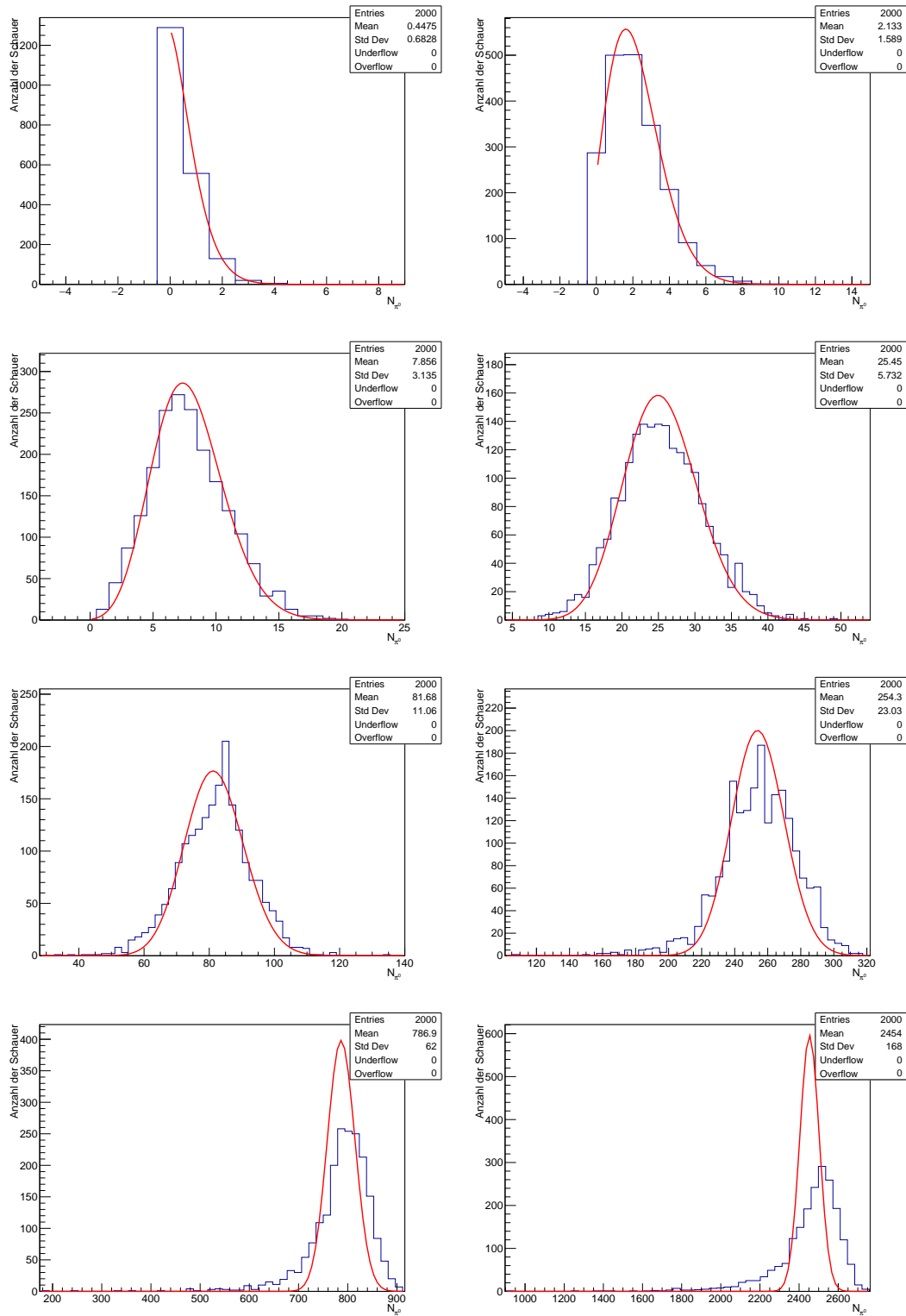


Abbildung 24. Histogramme für die Anzahl der Pionen mit einer größeren Energie als $E_{\pi^0}^{cut}$. Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d für beide Modifikationen zusammen und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ simuliert. Es wurde jeweils für jede Primärenergie eine Poissonverteilung in rot eingezeichnet. Die Energien gehen von $1e16,5eV$ (oben links) bis $1e23,5eV$ (unten rechts).

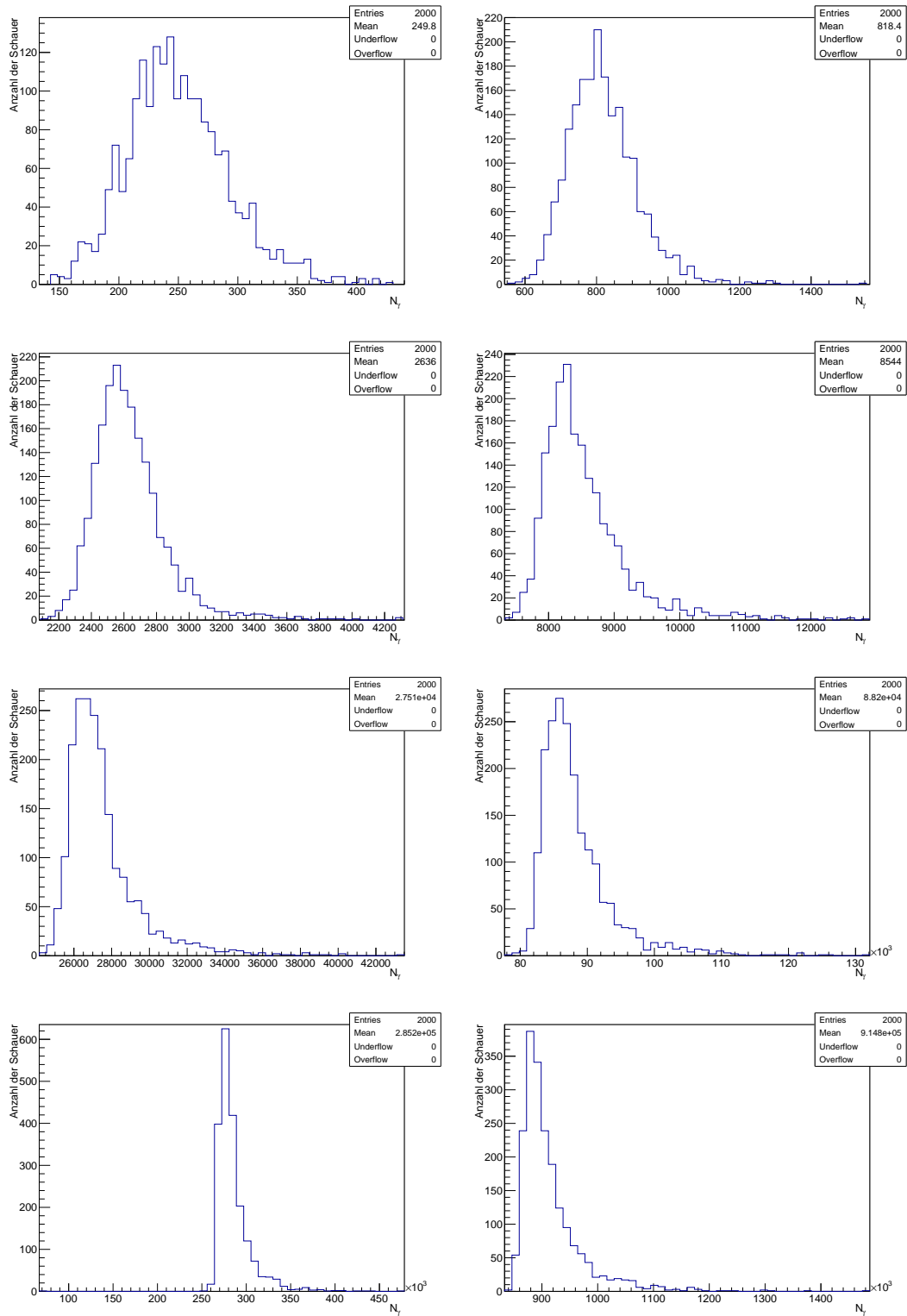


Abbildung 25. Histogramme für die Anzahl der Pionen mit einer größeren Energie als E_γ^{thresh} . Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d für beide Modifikationen zusammen und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ simuliert. Es wurde jeweils für jede Primärenergie eine Poissonverteilung in rot eingezeichnet. Die Energien gehen von $1e16, 5eV$ (oben links) bis $1e20eV$ (unten rechts).

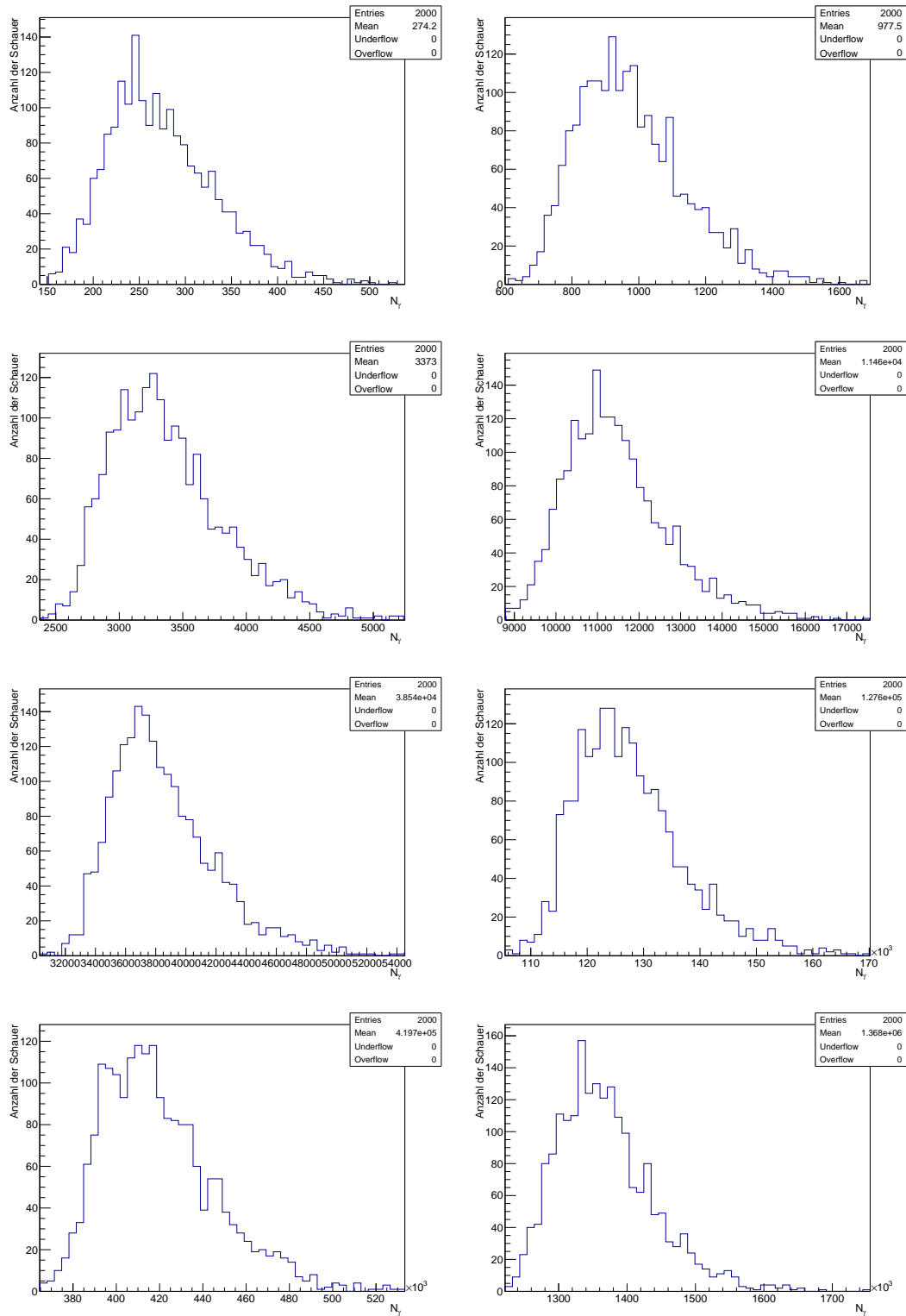


Abbildung 26. Histogramme für die Anzahl der Pionen mit einer größeren Energie als E_γ^{thresh} . Die Daten wurden mit SIBYLL2.3d für die Photonmodifikation alleine und einer Lorentzinvarianzverletzung von $\kappa = -9e-16$ simuliert. Es wurde jeweils für jede Primärenergie eine Poissonverteilung in rot eingezeichnet. Die Energien gehen von $1e16,5eV$ (oben links) bis $1e20eV$ (unten rechts).

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