

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6493

**Test und Analyse
hadronischer
Wechselwirkungsmodelle
mit KASCADE-Ereignisraten**

**Markus Risse
Institut für Kernphysik**

**Von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe
genehmigte Dissertation**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2000**

**Test und Analyse
hadronischer
Wechselwirkungsmodelle
mit KASCADE-Ereignisraten**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik der Universität (TH)

Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Markus Risse

aus Warstein

Tag der mündlichen Prüfung:
Referent:
Korreferent:

30. Juni 2000
Prof. Dr. K.-H. Kampert
Prof. Dr. H. Blümer

Zusammenfassung

Zur Interpretation von Luftschauerdaten werden hadronische Wechselwirkungsmodelle für Kollisionen bei hohen Energien verwendet, in denen Extrapolationen in kinematische Bereiche und zu Energien jenseits der Grenzen derzeitiger Beschleuniger durchgeführt werden. Der Test sowie, falls möglich, die Optimierung dieser Modelle ist astrophysikalisch notwendig und kann zu einem besseren Verständnis der hadronischen Prozesse beitragen. Mit einem großen Hadronkalorimeter und einer Vielzahl verschiedener Detektortypen bietet das KASCADE-Experiment die Möglichkeit, die Modelle detailliert zu überprüfen. Ereignisraten, wie z.B. die Trigger- und Hadron(multiplizitäts)rate, werden mit den Vorhersagen der fünf im Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA implementierten hadronischen Ereignisgeneratoren verglichen. Die Raten werden unter Verwendung der Absolutflüsse direkter Messungen erhalten. Eine Überschätzung der Hadronrate ist festzustellen, die von Primärenergien kleiner als $\simeq 10^{13}$ eV herrührt und durch Erhöhung des nicht-diffraktiven inelastischen Wirkungsquerschnittes für Hadron-Luft-Kollisionen reduziert werden kann. Diskrepanzen im Hadronmultiplizitätsspektrum werden untersucht, und Möglichkeiten zur Fortführung dieser Analysen werden diskutiert.

Test and Analysis of Hadronic Interaction Models with KASCADE Event Rates

Abstract

For the interpretation of Extensive Air Shower data, high-energy hadronic interaction models are used with extrapolations into kinematical and energy regions beyond the limit of present accelerators. The test and, if possible, optimization of these models is necessary in terms of astrophysics and may lead to a better understanding of the hadronic processes. Based on the large hadron calorimeter, the multi-detector experiment KASCADE offers a unique possibility to scrutinize the models. Event rates, such as the trigger and hadron (multiplicity) rate, are compared with the predictions of all five in the air shower simulation program CORSIKA implemented hadronic event generators. The rates are obtained taking the measured fluxes of direct observations. We find an overestimation of the hadron rate originating from primary energies below $\simeq 10^{13}$ eV, which can be reduced by an increase of the non-diffractive inelastic cross section for hadron air collisions. Discrepancies in the hadron multiplicity spectrum and rates at higher primary energies are investigated, and the future potential of these analyses is discussed.

Inhaltsverzeichnis

Einführung	1
1 Kosmische Strahlung	3
1.1 Derzeitiger Wissensstand	3
1.1.1 Energie und Massenzusammensetzung	3
1.1.2 Räumliche Isotropie und zeitliche Konstanz	5
1.1.3 Transport, Beschleunigung, Quellen	5
1.2 Erdgebundener Nachweis	8
1.2.1 Ausgedehnte Luftschauer	8
1.2.2 Das Luftschauerexperiment KASCADE	12
2 Hadronische Wechselwirkung im Kontext ausgedehnter Luftschauer	18
2.1 Grundbegriffe	18
2.2 Modellierung zur Luftschauersimulation	22
2.2.1 Das Simulationsprogramm CORSIKA	22
2.2.2 Hadronische Wechselwirkungsmodelle in CORSIKA	23
2.2.3 Vergleich der Wechselwirkungsmodelle	25
2.3 Zum Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle	30
2.3.1 Motivation	30
2.3.2 Observable	32
3 Meßdaten	35
3.1 Langzeitstabilität	35
3.2 Häufigkeitsverteilungen als Detektortest	39
3.3 Fehlerdiskussion	40

4	Simulationsrechnungen	46
4.1	Konzept und Realisierung	46
4.2	Vergleich der Vorhersagen	50
4.3	Untersuchung der beitragenden Ereignisse	54
4.3.1	Primärenergie und -masse	54
4.3.2	Zenitwinkel- und Abstandsbereiche	56
4.3.3	Anteil der Teilchenkomponenten an den Raten	58
4.3.4	Teilchenhistorie	60
4.4	Fehlerdiskussion	65
5	Vergleich von Messung und Simulation	70
5.1	Trigger- und Hadronrate	70
5.1.1	Integrale Raten	70
5.1.2	Differentielle Raten	73
5.2	Hadronmultiplizität	73
6	Sensitivitätsuntersuchung mit QGSJET	78
6.1	Vorbemerkungen	78
6.1.1	Motivation	78
6.1.2	QGSJET in CORSIKA-Version 5.63	79
6.2	Inelastischer Wirkungsquerschnitt Hadron-Luft	80
6.3	Anteil der Diffraktion	83
7	Weiterentwickelte hadronische Wechselwirkungsmodelle	90
7.1	QGSJET in CORSIKA-Version 5.94	90
7.2	SIBYLL 2.0	91
7.3	NEXUS 2	95
8	Unterteilung der Raten in Primärenergiebereiche	96
8.1	Methode	96
8.2	Ergebnis	100
9	Ausblick	108
9.1	Detektorarray	108
9.2	Toplage	110

10 Zusammenfassung	115
Anhang	I
A Simulationsstatistik	I
B Beiträge der Primärenergien und -massen	II
C Differentielle Spektren	XI
D Tabellierte Raten der QGSJET-Modifikationen	XX
Abbildungsverzeichnis	XXII
Tabellenverzeichnis	XXV
Literaturverzeichnis	XXVI
Danksagung	XXXIII

Einführung

Wer in einer klaren Nacht, fernab von störendem Streulicht, den Blick zum Firmament erhebt, wird sich kaum der Faszination angesichts der Myriaden funkelnder Sterne entziehen können. Wissenschaftliche Neugier führt von andächtigem Staunen zu Fragen nach den Zusammenhängen und Abläufen in der Natur und zu dem Wunsch, die uns umgebende Welt zu „verstehen“.

Wie viele Gebiete der Physik, so hat auch die Astronomie als die älteste Wissenschaft eine stürmische Entwicklung im vergangenen Jahrhundert erfahren. Ursprünglich auf den Bereich des sichtbaren Lichtes begrenzt, wurden in neuen Forschungszweigen von der Radio- bis zur Gammastrahlung weite Teile des elektromagnetischen Spektrums sowie die relativistischen Teilchen der kosmischen Strahlung erschlossen. Die Entdeckungen in der „Höhenstrahlung“ beflügelten den enormen Aufschwung der Elementarteilchenphysik, die sich dem Studium der Bausteine der Materie und der grundlegenden Wechselwirkungen widmet.

Entgegen häufiger Tendenzen der mit einer Spezialisierung einhergehenden Separierung der Disziplinen erfordert gerade die erdgebundene Erforschung der kosmischen Strahlung eine Zusammenführung der verschiedenen Erkenntnisse. Zur Klärung der astrophysikalischen Herkunft der hochenergetischen kosmischen Strahlung erfolgt die Registrierung ausgedehnter Luftschauer mit Hilfe von Detektoren, ähnlich wie sie in der Teilchenphysik eingesetzt werden. Die Interpretation basiert vielfach auf Monte-Carlo-Rechnungen, mit denen die Entwicklung der Teilchenkaskaden in der Atmosphäre und die Akzeptanz des Experimentes ermittelt werden.

Dabei weist die Beschreibung der für die Luftschauerentwicklung entscheidenden hadronischen Wechselwirkungen bei hohen Energien große Unsicherheiten auf, da Extrapolationen von Ergebnissen, die mit Beschleunigern erzielt wurden, teilweise ohne gesicherte theoretische Fundierung durchzuführen sind. Hier kommen phänomenologische Wechselwirkungsmodelle zum Einsatz, und Luftschauermessungen können – bei enger Zusammenarbeit von Theorie und Experiment – neue und zu Beschleunigermessungen komplementäre teilchenphysikalische Informationen liefern.

Ziel dieser Arbeit ist es, mittels der Messungen des Luftschauerexperimentes KASCADE und unter Verwendung des Simulationsprogramms CORSIKA

- eine Methodik für den Test der Wechselwirkungsmodelle zu entwickeln,
- die Modelle in geeigneten Beobachtungsgrößen zu überprüfen und die Fehlerquellen des Tests zu benennen und abzuschätzen,
- Unterschiede in den Modellvorhersagen zu analysieren und zu bewerten,
- die Sensitivität der Observablen auf gezielte Modifikationen in den Modellen zu untersuchen
- und die physikalischen Implikationen zu diskutieren, die sich insgesamt für die Luftschauerentwicklung ergeben.

Zunächst wird in Kapitel 1 ein kurzer Überblick zur Thematik der hochenergetischen kosmischen Strahlung gegeben, und der Nachweis von ausgedehnten Luftschauern mit Hilfe des KASCADE-Experimentes wird beschrieben. Einige Grundbegriffe und der Rahmen zur Modellierung der hadronischen Wechselwirkung werden in Kapitel 2 im Kontext von Luftschauersimulationen eingeführt. Der Test der Wechselwirkungsmodelle wird näher motiviert, und Ereignisraten werden als Observablen definiert.

Auf die verwendeten Meßdaten (Kapitel 3) und die durchgeführten Simulationsrechnungen (Kapitel 4) wird ausführlich eingegangen, bevor der Vergleich von Meßergebnissen mit den Vorhersagen der verschiedenen Modelle in Kapitel 5 ansteht. Dabei ist von besonderem Interesse, mit welcher Genauigkeit dieser Vergleich möglich ist, worin Unterschiede zwischen den Modellen begründet sind und auf welche physikalischen Prozesse die Observablen Rückschlüsse zulassen.

In Kapitel 6 werden gezielt Modifikationen in einem Wechselwirkungsmodell eingeführt und deren Auswirkungen auf die Beobachtungsgrößen analysiert. Da die Modellierung zur hadronischen Wechselwirkung ein dynamisches Arbeitsgebiet darstellt, widmet sich Kapitel 7 neuen Entwicklungen und beleuchtet sie aus Sicht der erzielten Ergebnisse. Anhand zweier Modelle werden für Kapitel 8 die Simulationsrechnungen ausgedehnt, um einen Vergleich mit den Meßdaten in Abhängigkeit von der Primärenergie durchzuführen.

Möglichkeiten zur Fortführung der Analysen dieser Arbeit, die sich auch durch den Ausbau des Experimentes ergeben, werden in Kapitel 9 diskutiert. Eine Zusammenfassung sowie ein Anhang mit den wichtigsten Spektren zu den untersuchten Modellen schließen die Darstellung ab.

Kapitel 1

Kosmische Strahlung

In verschiedener Hinsicht manifestiert sich in der kosmischen Strahlung die Verflechtung von Astrophysik und Teilchenphysik. So berühren nicht nur die Fragestellungen beispielsweise nach Quellen und Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung beide Disziplinen, auch in den Nachweismethoden spiegelt sich ihre Symbiose wider. Vor diesem Hintergrund wird im folgenden Kapitel zunächst der heutige Wissensstand zur kosmischen Strahlung beschrieben. Anschließend wird auf ihre Wechselwirkung in der Atmosphäre eingegangen, die bei hohen Energien zu den ausgedehnten Luftschauern führt, und das KASCADE-Experiment zur Messung dieser Luftschauer wird vorgestellt.

1.1 Derzeitiger Wissensstand

Als kosmische Strahlung können im weitesten Sinne alle Wellenlängenbereiche der elektromagnetischen Strahlung, alle subatomaren Teilchen sowie Gravitationswellen verstanden werden – also all das, was von den verschiedensten Objekten des Universums emittiert wird. Im engeren Sinne wird diese Bezeichnung allerdings nur für relativistische, geladene Teilchen verwendet. Die bei der Erde eintreffenden Teilchen der kosmischen Strahlung sind im wesentlichen charakterisiert durch ihre Energie und Teilchentyp sowie durch Einfallrichtung und -zeitpunkt.

1.1.1 Energie und Massenzusammensetzung

Der Energiebereich der kosmischen Strahlung erstreckt sich von ungefähr 10^6 eV [Sim 83] bis zu $\geq 3 \cdot 10^{20}$ eV [Bir 94]. Bei Energien kleiner als etwa 10^{10} eV wird der Fluß der kosmischen Strahlung auf der Erde durch die Sonnenaktivität über das interplanetare Magnetfeld moduliert. Jenseits davon – und dieser Energiebereich ist Gegenstand der Arbeit – nimmt der Fluß stark mit der Energie ab. Das Spektrum ist nichtthermisch und kann bis zu höchsten Energien gut durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ beschrieben werden mit einem Spektralindex von $\gamma \simeq 2.7$. Zwei Strukturen treten in diesem Spektrum auf: Ab etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV nimmt der Spektralindex auf $\gamma \simeq 3.0$ zu; dieses Phänomen

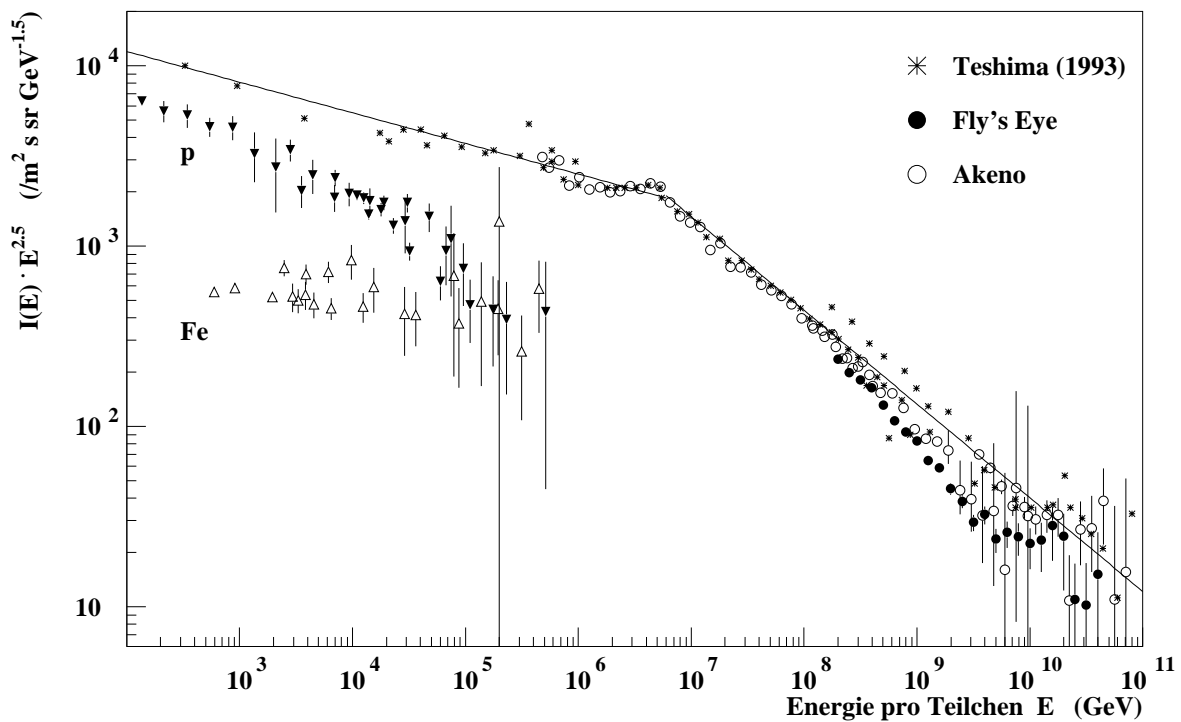


Abbildung 1.1: Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Zur Verdeutlichung der Strukturen ist der differentielle Fluß mit $E^{2.5}$ multipliziert. Die Daten sind einer Zusammenstellung von Teshima [Tes 93] sowie den Experimenten AGASA [Yos 95] und Fly's Eye [Bir 93] entnommen. Bis zu einer Energie von $5 \cdot 10^{14}$ eV sind die Flüsse von Protonen [Asa 93a, Iva 93, Rya 72, Zat 93] und Eisenkernen [Asa 93b, Eng 90, Iva 93, Mül 91] aus direkten Messungen wiedergegeben (Abbildung aus [Kna 97]).

ist als „Knie“ der kosmischen Strahlung bekannt. Oberhalb von ca. $5 \cdot 10^{18}$ eV deutet sich hingegen wieder ein Abflachen des Spektrums an, der sogenannte „Knöchel“. Das Energiespektrum ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

Bis zu Energien von einigen 10^{14} eV konnten verschiedene Experimente auf Ballonen und Satelliten Fluß und Zusammensetzung der kosmischen Strahlung direkt bestimmen [Wat 97], bei höheren Energien sind aufgrund des geringen Flusses indirekte Messungen mit erdgebundenen, großflächigen Detektoren vonnöten.¹ Demnach besteht die kosmische Strahlung im wesentlichen aus Protonen ($\simeq 89\%$), α -Teilchen ($\simeq 9\%$), vollständig ionisierten Kernen schwerer Elemente sowie Elektronen (jeweils $\simeq 1\%$). Die relativen Häufigkeiten sind dabei energieabhängig: Mit steigender Energie nimmt die Bedeutung der Kerne zu (vergleiche auch Abbildung 1.1). Bei Extrapolation der gemessenen Elementspektren bis zu Energien des Kniebereiches betrüge der Protonanteil nur noch rund 20% (α -Teilchen sowie schwerere Kerne jeweils etwa 40%).

¹So liegt beispielsweise der Fluß von Teilchen mit Energien jenseits von 10^{15} eV für einen Detektor von 1 m^2 Fläche bei rund zehn Ereignissen pro Monat.

1.1.2 Räumliche Isotropie und zeitliche Konstanz

Abgesehen von Einflüssen der Sonne bei niedrigen Energien erreicht die kosmische Strahlung die Erde in hohem Maße isotrop und ohne zeitliche Variationen. Im Energiebereich um 10^{14} eV weichen die beobachteten Anisotropien von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ um weniger als drei Standardabweichungen von einer Gleichverteilung ab [Agl 95]. Obergrenzen für Anisotropien bei höheren Energien liegen bei 10 % für $3 \cdot 10^{18}$ eV und etwa 30 % für 10^{19} eV [Tes 93]. Bei einer Energie von 10^{18} eV wird von einer Anisotropie von 4 % aus Richtung des Spiralarms in der Cygnus-Region (Signifikanz 3.9σ) und aus der Nähe des Milchstraßenzentrums (Signifikanz 4.5σ) berichtet [Hay 99]. Bei einer Bestätigung wäre dies ein wichtiger Hinweis auf eine galaktischen Komponente der kosmischen Strahlung zumindest bis zu diesen Energien (vergleiche auch Kapitel 1.1.3). Bei höchsten Energien werden Dubletts und Tripletts von Ereignissen beobachtet, die möglicherweise auf eine gemeinsame Quelle hindeuten; hier ist jedoch eine erhöhte Statistik notwendig. Mit dem im Aufbau befindlichen Auger-Experiment [Aug 97] werden diese höchstenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung detailliert untersucht werden.

Neben dieser räumlichen Isotropie ist der Fluß der kosmischen Strahlung zeitlich sehr konstant. Keine signifikanten zeitlichen Variationen auf Zeitskalen bis zu Jahrzehnten sind bekannt, und aus Isotopenmessungen an Meteoriten und Mondgestein ist ersichtlich, daß der Teilchenfluß in den letzten 10^8 Jahren im Rahmen eines Faktors Zwei konstant war [Lon 92].

1.1.3 Transport, Beschleunigung, Quellen

Parallel zu den oben geschilderten Messungen des Teilchenflusses helfen komplementäre Beobachtungen im gesamten elektromagnetischen Spektrum, eine konsistente Beschreibung der kosmischen Strahlung zu finden. Die Existenz der kosmischen Strahlung in mindestens den vergangenen 10^8 Jahren, also in der Größenordnung der Rotation des Sonnensystems um das galaktische Zentrum, deutet darauf hin, daß es sich nicht um ein lokales, sondern zumindest galaktisches Phänomen handelt. Diese Folgerung wird unterstützt z.B. durch den Nachweis von Synchrotronstrahlung hochrelativistischer Elektronen sowie von γ -Strahlung, die auch in extragalaktischen Objekten von hochenergetischen Prozessen zeugen und das Vorhandensein kosmischer Strahlung nahelegen.

Der hohe Isotropiegrad der kosmischen Strahlung läßt sich mit der Ablenkung der geladenen Teilchen in interstellaren Magnetfeldern erklären. Typische Magnetfeldstärken, wie sie z.B. aus Polarisationsmessungen des Sternlichts gefolgert werden [Voi 91], liegen im Bereich einiger Mikrogauß (10^{-6} G = 10^{-10} T). Der Larmorradius $r = p/eB$ beträgt dann für Protonen von 10^{12} eV rund $6 \cdot 10^{-4}$ Lichtjahre und bei 10^{15} eV etwa 0.6 Lichtjahre. Erst ab etwa 10^{18} eV erreicht der Larmorradius die Dicke der Staub- und Gasscheibe der Galaxis (ca. 600 Lichtjahre). Die kosmische Strahlung erreicht den Beobachter somit nicht auf direktem Wege, was eine Identifizierung der Quellen erschwert und die Unterscheidung zwischen ursprünglicher Beschleunigung nahe der Quelle und dem Transport

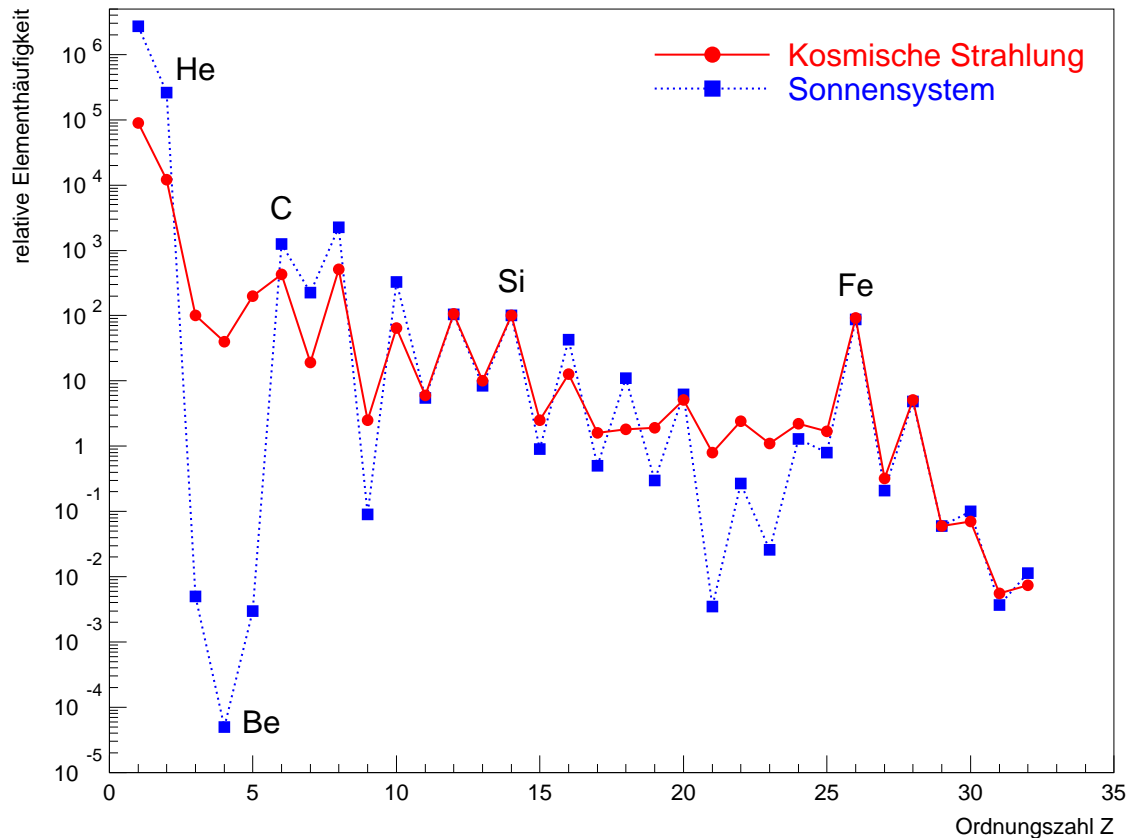


Abbildung 1.2: Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung. Verglichen werden die relativen Häufigkeiten der Elemente der kosmischen Strahlung bei Energien im Bereich von 1 GeV pro Nukleon mit denen der lokalen galaktischen Umgebung [Wef 91]. Beide Verteilungen sind auf Silizium = 100 normiert (Abbildung nach [Kna 97]).

zur Erde nahelegt.²

Beim Transport wird die kosmische Strahlung nicht nur abgelenkt, auch Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium finden statt. Abbildung 1.2 zeigt die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Vergleich zur solaren bzw. lokal galaktischen Häufigkeit [Wef 91]. Die Ähnlichkeit beider Verteilungen deutet auf den Ursprung der kosmischen Strahlung aus Sternmaterie hin. Jedoch insbesondere Lithium, Beryllium und Bor und auch Elemente unterhalb von Eisen sind in der kosmischen Strahlung um Größenordnungen häufiger, was auf Spallationsprozesse von Kernen im interstellaren Medium zurückzuführen ist [Ree 70]. Spallationswirkungsquerschnitte können im Labor gemessen werden [Aus 81], und so läßt sich zunächst aus der Häufigkeit von Spallationsprodukten zu Mutterkernen, z.B. von Bor zu Kohlenstoff [Gar 87], die Dicke der durchlaufenen Materieschicht λ bestimmen. Sie ergibt sich zu $\lambda \simeq 5-10 \text{ g/cm}^2$ für eine magnetische Steifigkeit von $R = pc/Ze = 10 \text{ GV}$. Unabhängig vom Teilchentyp nimmt λ mit steigender Energie ab. Dies stimmt mit der Erwartung überein, daß Teilchen kleiner Energie von Magnet-

²Dabei sind auch Beschleunigungsprozesse während des Transportes denkbar.

feldern stärker im Bereich der erhöhten Materiedichte der galaktischen Scheibe gehalten werden.

Weiterhin läßt sich – z.B. in Leaky-Box-Modellen (siehe unten)– vom Häufigkeitsverhältnis instabiler sekundärer Kerne, z.B. von $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$, auf eine mittlere Verweildauer τ in der Galaxis von rund $2 \cdot 10^7$ Jahren schließen [Gar 77]. Verglichen mit den Lineardimensionen der Galaxis (Durchmesser ca. 10^5 Lichtjahre, Dicke ca. 600 Lichtjahre) ist auch dieser Wert nur verständlich durch die vielfach gekrümmten Bahnen infolge der Ablenkungen durch das interstellare Magnetfeld.

Aus Verweilzeit und durchlaufener Materieschicht ergibt sich die mittlere durchlaufene Teilchendichte $\rho = \lambda/c\tau$ zu etwa 0.2–0.3 Protonen/cm³. Da die mittlere Dichte des interstellaren Mediums der Scheibe ungefähr 1 Proton/cm³ beträgt, wird gefolgert, daß das Einschlußvolumen der kosmischen Strahlung über die Scheibe hinaus in den galaktischen Halo ragt. Die Beobachtung ausgedehnter Radiohalos um andere Galaxien [All 78] bestätigt dieses Bild.

Ausgehend von Diffusionsgleichungen lassen sich die Transportprozesse unter Annahme von Quellendichte, Elementhäufigkeit, Gas- und Magnetfeldverteilung im Prinzip modellieren. Vereinfachend wird in sogenannten Leaky-Box-Modellen von einer freien Bewegung der Teilchen im Einschlußvolumen der Galaxis mit einer großen Reflexionswahrscheinlichkeit am Rand ausgegangen. Die Berechnung der Elementspektren am Ort der (astrophysikalisch noch zu identifizierenden) Quellen aus den auf der Erde beobachteten ergibt für nahezu alle Teilchensorten ein Potenzgesetz mit einem – aufgrund des geringeren Einschlusses hochenergetischer Teilchen im Magnetfeld flacheren – Index nahe $\gamma = 2$. Erklärt werden kann dieser Befund im Rahmen von Beschleunigungsmodellen, die auf starken Stoßfronten beruhen.

Stoßfronten [Dru 83, Kir 99] bilden sich in Überschallströmungen und stellen Diskontinuitäten z.B. in Dichte oder Magnetfeldstärke dar. Beobachtet werden sie bei verschiedenen astronomischen Objekten, so etwa im Sonnenwind, in Winden heißer Sterne sowie in Supernova-Überresten [McK 80]. Magnetische Irregularitäten beiderseits der Stoßfront streuen geladene Teilchen vielfach hin und her. Bei jedem Überqueren der Front erfährt das Teilchen einen Energiegewinn der Größe $\Delta E/E \propto v/c$, wobei v die Geschwindigkeitsdifferenz der Materie vor und hinter der Stoßfront ist. Zusammen mit einer konstanten Wahrscheinlichkeit, das Beschleunigungsvolumen zu verlassen, ergibt sich ein Energiespektrum in Form eines Potenzgesetzes, bei starken Stoßfronten mit dem gesuchten Index von $\gamma = 2$; daher werden derartige Erklärungsansätze zur Beschleunigung stark favorisiert.

Notwendig für solche Modelle ist die Annahme eines Injektionsmechanismus von (mäßig) vorbeschleunigten Ionen, um anschließend durch Stoßwellenbeschleunigung effizient höhere Energien zu erreichen. Hierbei scheint neben der ersten Ionisierungsenergie auch die Flüchtigkeit (Volatilität) der Elemente eine wichtige Rolle zu spielen, da interstellare Staubkörner zur Vorbeschleunigung einen Beitrag liefern können. Entsprechende Modellrechnungen ergeben eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Elementhäufigkei-

ten [Dru 99]; eine genaue Kenntnis dieser ließe dann umgekehrt astrophysikalische Rückschlüsse auf den interstellaren Staub möglich erscheinen.

Bei der Identifizierung der Quellen von Stoßfronten und somit aussichtsreicher Kandidaten zur Erzeugung der kosmischen Strahlung sind energetische Randbedingungen zu beachten: So zum einen die benötigte Erzeugungsleistung der Quellen, um die Energiedichte der kosmischen Strahlung im Galaxienvolumen aufrechtzuerhalten. Diese ist am Ort der Erde mit etwa 1 eV/cm^3 vergleichbar mit der Energiedichte interstellarer Magnetfelder, des Sternlichts oder der kosmischen Hintergrundstrahlung [Voi 91]. Die notwendige Leistung von $P \simeq 10^{33} \text{ W}$ kann von Supernovaexplosionen aufgebracht werden, wenn wenige Prozent der kinetischen Energie der Hülle der Teilchenbeschleunigung dienen.³ Zum anderen ist die erreichbare Maximalenergie durch die Lebensdauer einer Stoßfront begrenzt, die im Falle von Supernovae bei etwa 10^5 Jahren liegt. Energien von bis zu $Z \cdot 10^{14} \text{ eV}$ (Z : Kernladungszahl) ließen sich so erklären; bei einer Explosion in den Wind des Vorgängersternes [Bie 93] wird wegen erhöhter Gasdichte und größerer Magnetfeldstärken eine Maximalenergie von 10^{17} eV angegeben.

Verschiedene Prozesse und Quellen auch zur Erzeugung von Energien jenseits dieser Grenzen werden diskutiert (siehe z.B. [Bie 97] und dortige Referenzen). Bei der Beschleunigung durch einen galaktischen Wind an der Grenze zum intergalaktischen Medium wären aufgrund der hohen Lebensdauer der Stoßfront höhere Maximalenergien denkbar. Neutronensterne mit ihren starken Magnetfeldern werden ebenfalls als Quellen diskutiert [Oli 99]. Im extragalaktischen Bereich könnten die Jets aktiver Galaxienkerne durch Stoßfronten oder Rekombination von Magnetfeldlinien beitragen [Rac 93]. Schließlich wird auch der Zerfall topologischer Defekte über postulierte X -Teilchen in Erwägung gezogen [Sig 94] – ein Beispiel für die Verknüpfung von teilchen- und astrophysikalischer Forschung.

1.2 Erdgebundener Nachweis

Als Folge des steil abfallenden Energiespektrums sind direkte Messungen der kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre derzeit nur bis zu Energien von einigen 10^{14} eV realisiert. Bei höheren Energien wird der Fluß sehr klein, und es beginnt die Domäne von Luftschauerexperimenten wie KASCADE, die größere Detektorflächen und längere Beobachtungszeiten erlauben. Sie machen sich die Wechselwirkungen des primären kosmischen Teilchens mit der Atmosphäre zunutze, in deren Verlauf ein ausgedehnter Luftschauer erzeugt wird.

1.2.1 Ausgedehnte Luftschauer

Beim Eindringen der Teilchen der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre werden durch Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Luft Sekundärteilchen erzeugt. Auch diese

³Zum Vergleich: Die Sonnenleuchtkraft beträgt $L_{\odot} = 3.85 \cdot 10^{26} \text{ W}$.

wechselwirken ihrerseits in der Atmosphäre, und so bildet sich eine Teilchenkaskade, die mit annähernd Lichtgeschwindigkeit den Erdboden erreicht und als ausgedehnter Luftschauer bezeichnet wird.⁴

Die Nukleonen der Primärteilchen produzieren in hadronischen Wechselwirkungen Mesonen (π, K, η, \dots) und Baryonen ($p, \bar{p}, n, \bar{n}, \Lambda, \dots$). Diese stellen die den Luftschauer speisende hadronische Komponente dar. Vor allem über den Zerfall des π^0 in Photonen wird dem elektromagnetischen Kanal Energie zugeführt, und über Paarbildung ($\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+ + e^- + \text{Kern}$) bzw. Bremsstrahlung ($e^\pm + \text{Kern} \rightarrow e^\pm + \gamma + \text{Kern}$) entstehen anschließend elektromagnetische Subschauber. Die dritte Komponente eines Luftschauers, die myonische, wird durch den Zerfall geladener Mesonen ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu, \dots$) erzeugt. Dabei stehen Zerfall und weitere hadronische Wechselwirkung, abhängig von Mesonenergie und zu durchlaufender Atmosphärenschicht, in Konkurrenz zueinander. In Abbildung 1.3 sind diese drei Komponenten schematisch gezeigt. Zusätzlich sind Neutrinos, die zumeist in Luftschauerexperimenten nicht registriert werden können, sowie die Cherenkovstrahlung aufgenommen. Diese wird von allen geladenen Teilchen emittiert, die eine Geschwindigkeit größer als die des Lichtes im durchlaufenen Medium aufweisen.

Reicht die Energie zur weiteren Teilchenproduktion nicht mehr aus, beginnt der Schauer, auszusterben. Für Elektronen liegt die kritische Energie in Luft bei 81 MeV; unterhalb davon überwiegt der Energieverlust durch Ionisation. Kombiniert mit dieser niedrigen kritischen Energie führt die kurze Strahlungslänge für Elektronen in Luft von $X_0 \simeq 37 \text{ g/cm}^2$ dazu, daß Photonen, Elektronen und Positronen die bei weitem zahlreichsten Teilchen in einem Luftschauer sind.

Abbildung 1.4 veranschaulicht die Longitudinalentwicklung der Schauerkomponenten. Während die elektromagnetische eng der hadronischen Komponente folgt, verläuft die myonische qualitativ anders. Myonen durchqueren die Atmosphäre nahezu ohne Wechselwirkung; im Gegensatz zu den anderen Komponenten enthalten die Myonen daher eine integrale Information über die Gesamtentwicklung des Schauers.

Eine laterale Aufweitung des Luftschauers kommt durch Transversalimpulse bei der Teilchenproduktion, durch Zerfälle und durch Vielfachstreuung auf dem Weg durch die Atmosphäre zustande. Hochenergetische Hadronen konzentrieren sich aufgrund des kleinen Verhältnisses von Transversal- zu Longitudinalimpuls nahe der Schauerachse, während Myonen, die auch aus großer Höhe das Beobachtungsniveau erreichen, eine sehr flache Lateralverteilung zeigen [Ant 00]. Für einen Schauer der Primärenergie $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$ beträgt die laterale Ausdehnung der hadronischen Komponente etwa 20 m, der elektromagnetischen ca. 150 m und der myonischen rund 500 m.⁵ An diesen Werten orientiert sich die Auslegung des KASCADE-Experiments, vergleiche Kapitel 1.2.2.

Einen Eindruck für typische Teilchenzahlen auf Meereshöhe vermittelt Tabelle 1.1. Am Beispiel der Protonschauber ist ersichtlich, daß eine Erhöhung der Primärenergie um einen

⁴Der Begriff der „Höhenstrahlung“ bezieht sich auf die Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre.

⁵Für Teilchenenergien von $E_{had} \geq 100 \text{ GeV}$, $E_\mu \geq 300 \text{ MeV}$ und $E_{etmagn} \geq 3 \text{ MeV}$.

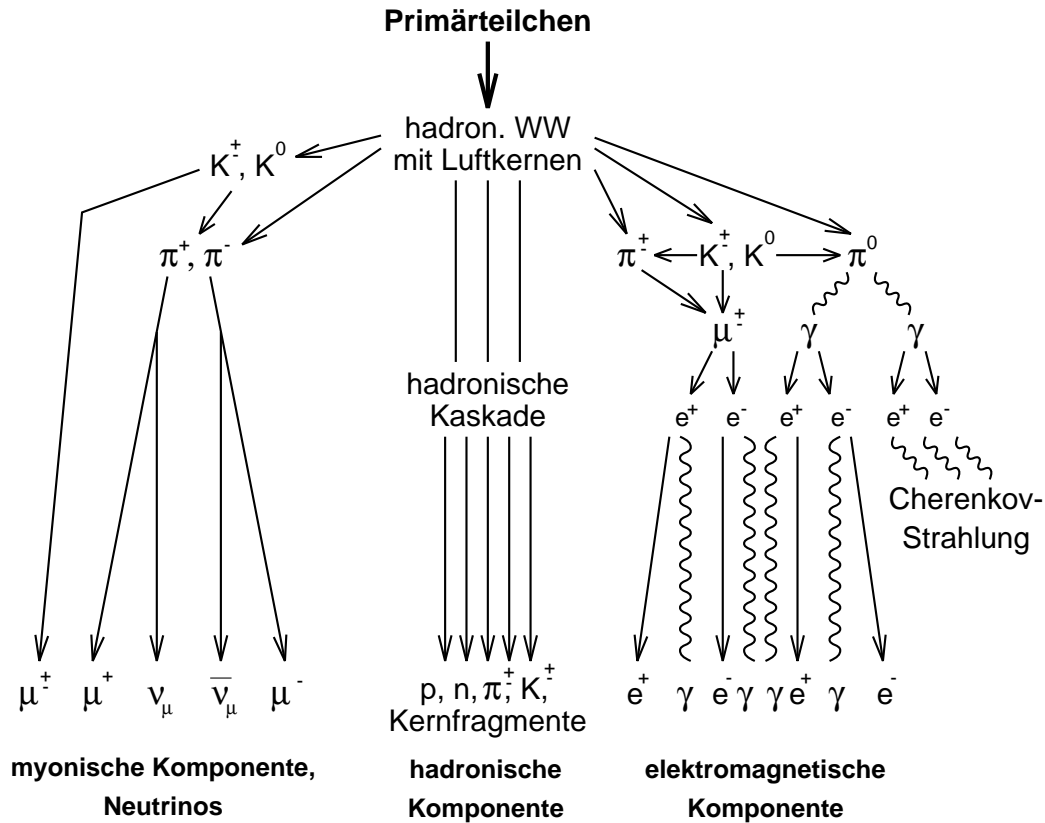


Abbildung 1.3: Entstehung eines ausgedehnten Luftschauers. Schematisch dargestellt ist die Erzeugung eines ausgedehnten Luftschauers in den verschiedenen Komponenten. Weitere Erläuterungen im Text.

Faktor 10 die Elektronenzahl stärker, die Myonzahl jedoch schwächer anwachsen läßt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß höherenergetische Schauer erst tiefer in der Atmosphäre ihr Schauermaximum, d.h. die größte Anzahl von Sekundärteilchen, erreichen. Die nach dem Maximum stark abfallende Elektronenzahl (vgl. Abbildung 1.4) nimmt daher überproportional zu. Anders bei der Myonkomponente: Tieferes Eindringen in die Atmosphäre reduziert die Zerfallswahrscheinlichkeit geladener Mesonen, was einen unterproportionalen Anstieg mit der Energie bewirkt. Der Übergang zu einem anderen Primärteilchen wie Eisen (Tabelle 1.1) ist verständlich im Rahmen eines einfachen Modells, nach dem ein Schauer der Primärmasse A der Überlagerung von A unabhängigen Schauern der Energie E/A entspricht [Gai 92]. Ein eiseninduzierter Luftschauer weist somit aufgrund der unterschiedlichen Proportionalitäten der Komponenten mit der Energie weniger Elektronen und mehr Myonen auf als ein Protonschauer gleicher Primärenergie.

Die Tabellenwerte entstammen Simulationsrechnungen mit dem Programmpaket CORSIKA, das in Kapitel 2.2.1 vorgestellt wird. Sie stellen vor allem für die Hadronen aus zwei Gründen nur Richtwerte dar: Zum einen sind zwar die leptonischen Wechselwirkungen bis zu höchsten Energien mit der Quantenelektrodynamik beschreibbar, die hadronischen jedoch sind insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen nicht gut verstanden; hierauf

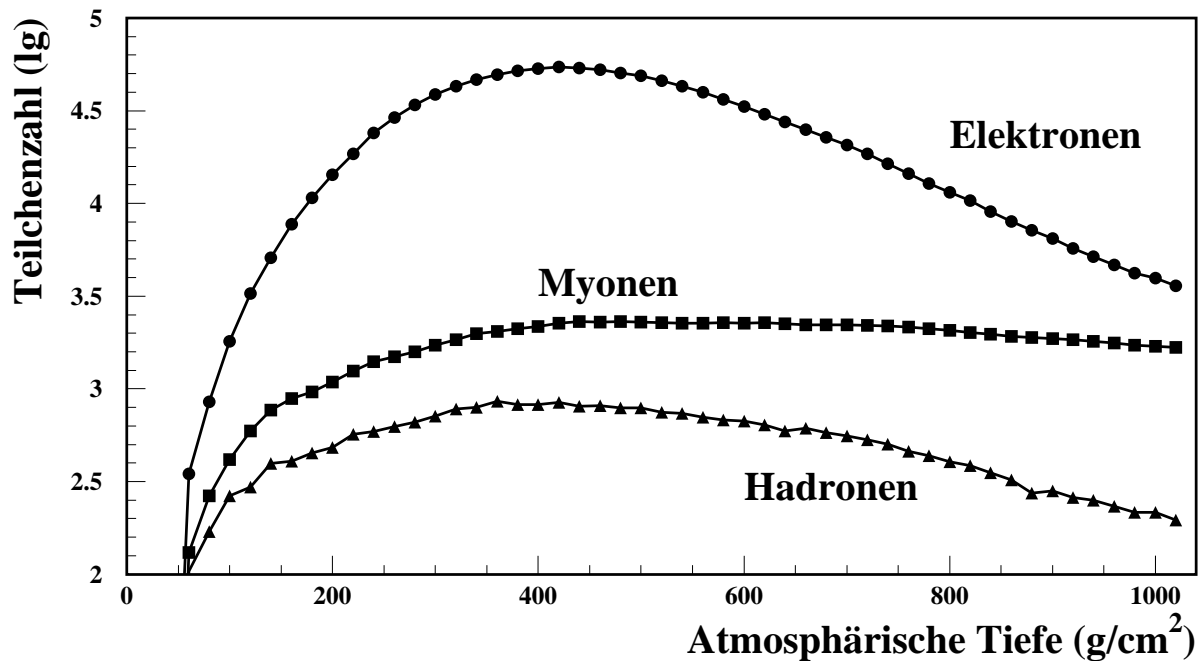


Abbildung 1.4: Longitudinalentwicklung der Schauerkomponenten. Dargestellt sind die Teilchenzahlen der Elektronen, Myonen und Hadronen als Funktion der atmosphärischen Tiefe für einen senkrechten, protoninduzierten Luftschauer der Energie 10^{14} eV; Energieschwellen 3 MeV (Elektronen) bzw. 300 MeV (Myonen und Hadronen) (nach [Kna 98a]).

		e^\pm	μ^\pm	Hadronen	
		0.003	0.3	0.3	100
p,	10^{14} eV	7500	1300	170	1.5
p,	10^{15} eV	125000	10500	1800	15
Fe,	10^{14} eV	1800	1900	160	0.4
Fe,	10^{15} eV	43000	14500	1650	9

Tabelle 1.1: Mittlere Teilchenzahlen in Luftschauern. Angegeben sind Richtwerte der drei Hauptkomponenten für senkrechte Schauer von Primärenergien von 10^{14} eV und 10^{15} eV, jeweils für die Primärteilchen Proton und Eisen; Beobachtungsniveau 110 m ü.d.M. (KASCADE), Energieschwellen E_S wie angegeben [Kna 97a, Hec 99].

wird in Kapitel 2 näher eingegangen. Zum anderen werden die angegebenen Mittelwerte überlagert von großen Fluktuationen. So folgt beispielsweise der Ort der ersten Wechselwirkung einer Exponentialverteilung in der durchlaufenen Materiedicke, und weil die Dichte zunächst sehr klein ist, resultieren daraus große Schwankungen in der Höhe der ersten Wechselwirkung. Ein bei kleinen atmosphärischen Tiefen startender Luftschauer

kann aufgrund der früheren Entwicklung zu einer deutlich geringeren Elektronzahl auf Beobachtungsniveau führen, während die Anzahl hochenergetischer Myonen ansteigen kann, da bei geringer Atmosphärendichte der Zerfall geladener Mesonen gegenüber einer möglichen Wechselwirkung an Bedeutung gewinnt.

Um die Unsicherheit zu reduzieren, die diese Teilchenfluktuationen beim Rückschluß von den gemessenen Sekundär- auf das auslösende Primärteilchen hervorrufen, ist es daher notwendig, möglichst viele Meßgrößen in den verschiedenen Luftschauerkomponenten gleichzeitig zu registrieren. Dieses Ziel verfolgt das KASCADE-Experiment.

1.2.2 Das Luftschauerexperiment KASCADE

Das Experiment KASCADE⁶ [Kla 97] mißt ausgedehnte Luftschauer, die von Teilchen der kosmischen Strahlung ausgelöst werden. Astrophysikalisches Ziel ist es, durch genaue Bestimmung der Primärteilchenparameter den Ursprung der kosmischen Strahlung sowie die Herkunft des Knies zu ergründen. Teilchenphysikalisch sind neue Ergebnisse denkbar durch die Untersuchung von Wechselwirkungen, die jenseits des Beschleunigerexperimenten zugänglichen kinematischen Bereiches liegen (siehe Kapitel 2).

Ein Primärteilchen ist im wesentlichen charakterisiert durch Energie, Masse, Einfallrichtung und -zeitpunkt. Meßtechnisch sind mittels ausgedehnter Luftschauer Richtung und Zeitpunkt gut zu bestimmen; von astrophysikalischem Interesse ist die Untersuchung anhand dieser Größen, ob sich Abweichungen des Teilchenflusses von der räumlichen Isotropie und zeitlichen Konstanz ergeben (vergleiche Kapitel 1.1.2). Zum Rückschluß auf Primärenergie und -masse müssen entsprechend sensitive Meßgrößen gefunden und kombiniert werden (siehe z.B. [Rot 99, Sch 99, Web 99]), da Luftschauerfluktuationen eine Identifizierung erschweren. Daher sind bei KASCADE Teilchendetektoren eingesetzt, mit denen verschiedene Observable der elektromagnetischen, myonischen und hadronischen Komponente simultan gemessen werden.

Abbildung 1.5 ist die Unterteilung in Detektorarray, Myontunnel und Zentraldetektor zu entnehmen. Letzterer stellt wiederum ein komplexes Detektorsystem mit Top-Cluster, Hadronkalorimeter, Triggerebene und Myonkammern dar, wie Abbildung 1.6 veranschaulicht. Im folgenden werden die verschiedenen Komponenten kurz vorgestellt. Auf Triggerebene und Hadronkalorimeter, die der vorliegenden Analyse maßgeblich zugrunde liegen, wird näher eingegangen. Die wichtigsten Detektorinformationen sind in Tabelle 1.2 zusammengefaßt.

Detektorarray

Das Detektorarray besteht aus 252 Stationen, die in einem Gitterraster mit einem Abstand von 13 m angeordnet sind. Mit Flüssigszintillationszählern und unter einer Abschirmung

⁶Karlsruhe Shower Core and Array DEtector. KASCADE befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (49.1° N, 8.4° O, 110 m ü.d.M.).

Komponente	Detektortyp	Aktive Fläche	Energieschwelle
Array, μ -Detektor	Szintillationszähler	622 m ²	$E_\mu = 230$ MeV
Array, e/γ -Detektor	Flüssigszintillatoren	490 m ²	
Myontunnel	Streamertubes	144 m ² × 3 Ebenen	$E_\mu = 800$ MeV
Top-Cluster	Szintillationszähler	23 m ²	
Triggerebene	Szintillationszähler	208 m ²	$E_\mu = 490$ MeV
Hadronkalorimeter	Flüssigkeits- ionisationskammern	304 m ² × 8 Ebenen	$E_H = 50$ GeV
Toplage	dito (im Bau)	304 m ²	
Myonkammern	Vieldraht- proportionalkammern	129 m ² × 2 Ebenen	$E_\mu = 2.4$ GeV
Streamertubedetektor	Streamertubes (im Bau)	300 m ²	$E_\mu = 2.4$ GeV

Tabelle 1.2: Charakteristische Größen der KASCADE-Detektorkomponenten. Bei den Detektoren ohne Angabe liegt die Energieschwelle im Bereich weniger MeV. Zur Toplage siehe auch Kapitel 9.2.

von 4 cm Eisen und 10 cm Blei in den 192 äußeren Stationen mit Plastiksintillatoren bestückt, lassen sich die Lateralverteilungen der elektromagnetischen und myonischen Komponente, die Position des Schauerzentrums sowie aus den relativen Ankunftszeiten der Teilchen die Schauerrichtung ermitteln. Die erreichten Genauigkeiten betragen in Abhängigkeit von der Teilchenanzahl (Schauergröße) in der elektromagnetischen Komponente etwa 2.5–5.5 m für das Schauerzentrum, 0.5–1.2° für die Richtung und 6–12 % für die Schauergröße [Wet 96]. Der Meßbereich, limitiert durch Triggerschwelle und Gesamtausdehnung, erstreckt sich von einigen 10¹⁴ eV bis zu etwa 10¹⁷ eV.

Myontunnel

Bestehend aus drei Ebenen sowie an den Seitenwänden befindlichen Streamerröhren lassen sich mit diesem Detektor einzelne Myonspuren mit einer Winkelauflösung von rund 0.7–1.0° rekonstruieren [Mar 99]. Zur Abschirmung der elektromagnetischen Komponente ist er unter einer Absorberdicke von etwa 18 Strahlungslängen angebracht. Nachdem das letzte Detektormodul Ende 1999 installiert wurde, steht zur Zeit (Mai 2000) die Inbetriebnahme in der Endkonfiguration an.

Top-Cluster

Auf dem Dach des Zentraldetektors setzen 50 Szintillationszähler die Messung der elektromagnetischen Komponente durch das Detektorarray fort [Hae 96]. Die Szintillations-

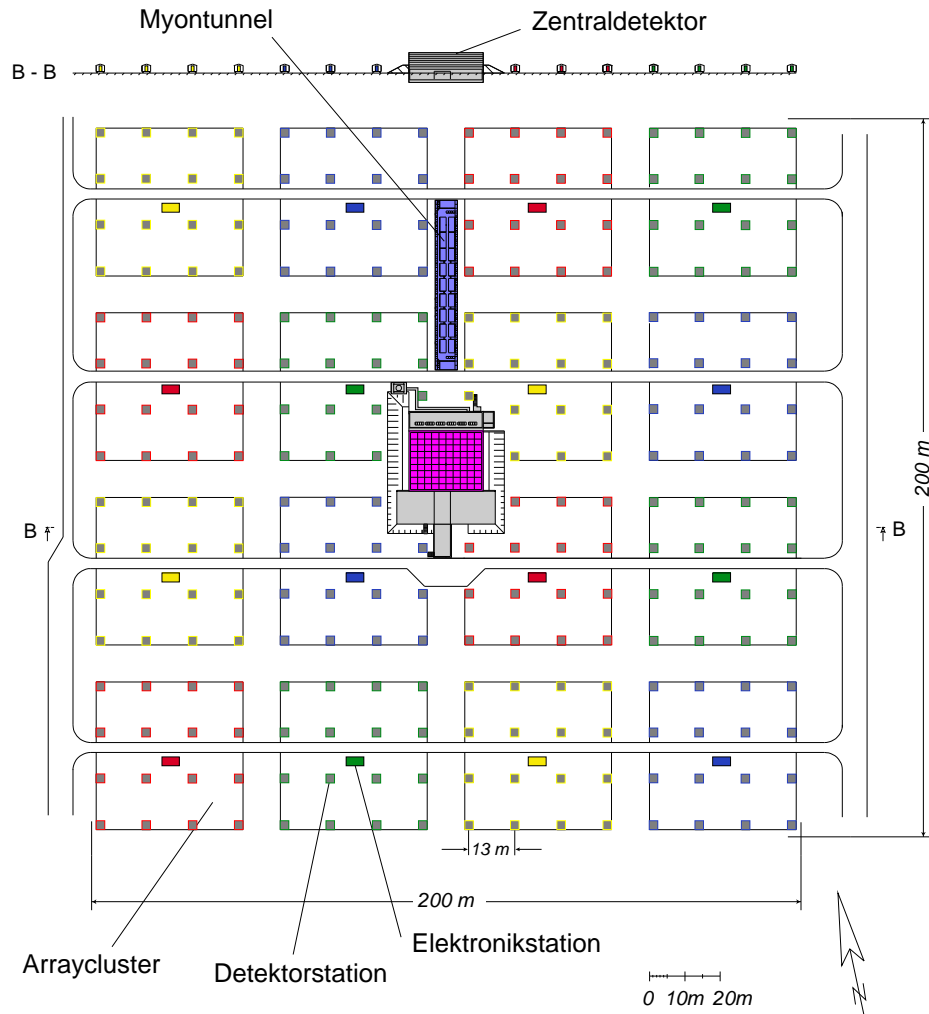


Abbildung 1.5: Das KASCADE-Experiment. Der Zentraldetektor wird umgeben vom $200 \times 200 \text{ m}^2$ großen Detektorarray. Der Myontunnel nördlich des Zentraldetektors befindet sich in der Fertigstellung.

detektoren sind baugleich mit denen der Triggerebene und werden dort beschrieben.

Myonkammern und Streamertubedetektor

In zwei Lagen mit 38 cm Abstand befinden sich unterhalb des Hadronkalorimeters je 16 Detektoren von Vieldrahtproportionalkammern [Hau 96]. Mit einer Ortsauflösung von 1.6 cm können Anzahl, Ort und Richtung von durchlaufenden Teilchen (größtenteils Myonen) bestimmt werden. Unter den Myonkammern wird derzeit eine Ebene von 300 m^2 Streamertubedetektoren angebracht, die mit einem Ausleseraster von $8 \times 16 \text{ cm}^2$ Dichtemessungen auch in Luftschauerzentren ermöglichen wird.

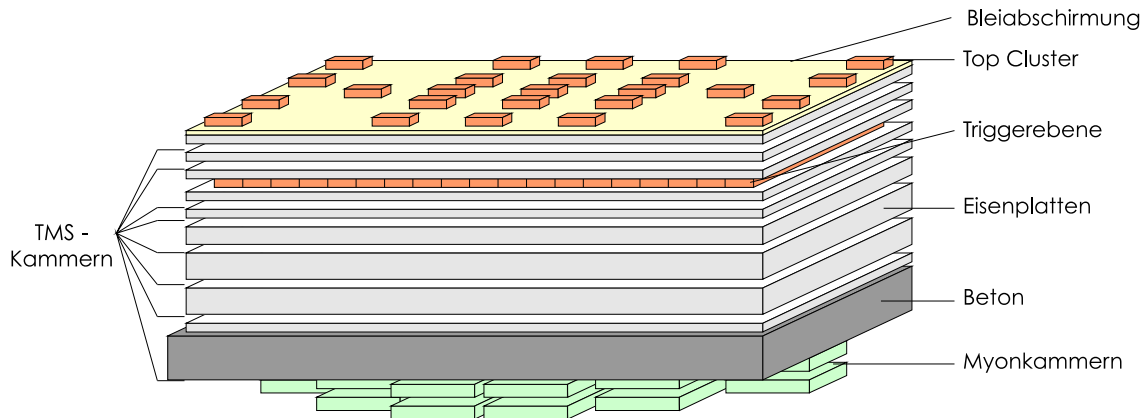


Abbildung 1.6: Der Zentraldetektor. Das Hadronkalorimeter wird flankiert von Top-Cluster, Triggerebene und Myonkammern. Der Zentraldetektor wird derzeit um eine Toplage oberhalb der Bleiabschirmung sowie Streamertubedetektoren unterhalb der Myonkammern erweitert (nicht dargestellt).

Triggerebene

Die Triggerebene besteht aus 456 Plastikszintillationsdetektoren der Abmessungen $47.5 \times 95 \times 3 \text{ cm}^3$. Sie dient zur Realisierung eines schnellen Triggers für das Experiment sowie zur Messung von Ankunftszeiten mit einer Zeitauflösung von 1.8 ns [Bre 98]. Zwischen der zweiten und dritten Ebene des Hadronkalorimeters (s.u.) unter einer Abschirmung von 5 cm Blei und 36 cm Eisen (30 Strahlungslängen) angebracht, ist die Triggerebene weitestgehend gegen die elektromagnetische Luftschauerkomponente abgeschirmt und wird nur von Myonen und Hadronen erreicht. Mit Hilfe gepulster Lichtdioden [Rai 97] werden während des Meßbetriebes sukzessiv je 16 Detektoren kalibriert. Ein Trigger wird ausgelöst, wenn entweder mindestens ein Detektor einen Energieeintrag von wenigstens $50 \cdot E_{mip}$ aufweist⁷ („Hadrontrigger“) oder aber mehrere Detektoren (derzeit mindestens sieben) innerhalb eines Zeitfensters von 100 ns korreliert eine Energiedeposition von jeweils $1/3 \cdot E_{mip}$ überschreiten („Koinzidenz-“ oder „Myontrigger“).

Hadronkalorimeter

Die hadronische Komponente wird mit einem Sampling-Kalorimeter in acht Ebenen mit insgesamt ca. 10000 Flüssigkeitsionisationskammern von je vier elektronischen Kanälen ($25 \times 25 \text{ cm}^2$) gemessen [Eng 99a]. Als Absorber werden oberhalb der Ebenen Eisenplatten verwendet, deren Dicke von oben nach unten von 12 cm auf 36 cm zunimmt. Zwischen siebenter und achter Ebene befindet sich die 77 cm dicke Stahlbetondecke des Fundamentkellers; über der ersten Ebene dient eine zusätzliche Bleischicht von 5 cm Dicke zur Reduzierung des elektromagnetischen Anteils. Zur Messung desselbigen wird zur Zeit eine weitere Lage von Ionisationskammern oberhalb der Absorber installiert (vergleiche Kapitel 9.2).

⁷ E_{mip} : Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens; hier $E_{mip} = 6.44 \text{ MeV}$.

Die Ionisationskammern stellen im Prinzip Plattenkondensatoren dar, die mit einem Dielektrikum gefüllt sind. Ein durchgehendes geladenes Teilchen ionisiert das Dielektrikum; mittels einer anliegenden Spannung wird durch die Trennung der Elektron-Ion-Paare im äußeren Stromkreis ein Verschiebungsstrom induziert, dessen Integral proportional zur Anzahl der erzeugten Ladungsträger ist. Die verwendeten Ionisationsmedien Tetramethylsilan ($\text{Si}(\text{CH}_3)_4$) und Tetramethylpentan (C_9H_{20}) zeichnen sich durch gute Isolatoreigenschaften bei gleichzeitiger hoher Leitfähigkeit für Überschusselektronen aus [Mil 98]. Ein mehrstufiger Prozeß von Vakuumdestillation über Molekularsiebe [Eng 84] sowie die Montage der Kammern in einer Reinraumbank und Plasmareinigung vor Befüllen gewährleisten die notwendige hohe Reinheit. Die physikalische Kalibration zur Berechnung der deponierten Energie in den einzelnen Kammern erfolgt in einem Prüfstand mittels kosmischer Myonen⁸ [Hör 94]. Zur elektronischen Kalibration der Verstärkerkette werden definierte Ladungspulse eingekoppelt. Die Verstärkung ist so realisiert, daß sich eine logarithmische Kennlinie und somit ein großer dynamischer Bereich ergibt: Die kleinste meßbare Ladung entspricht im Mittel einer Energie von 0.18 MeV, die größte 10.4 GeV pro Kanal [Hör 97].

Hadronrekonstruktion

Bei der Zuordnung der Energiedepositionen einzelner Kanäle zu einem Hadron werden geeignete Algorithmen eingesetzt, mit deren Hilfe Hadronenergie, Einfallrichtung und Auftreffpunkt ermittelt werden. Auf die Erkennung von einzelnen, unbegleiteten Hadronen ist das Programm SHARK⁹ [Mie 96] zugeschnitten. Für die vorliegende Analyse wird ein zweiter Algorithmus verwendet, dessen Funktionsweise im folgenden skizziert wird. Er ist in der Lage, sowohl einzelne als auch die zahlreichen Hadronen in einem Schauerkerneln zu rekonstruieren [Ung 97], und wurde im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt.

Ausgangspunkt sind jeweils lokale Maxima deponierter Energie eines Kanals, deren ebenenweise Verknüpfung die Bildung einer Hadronspur darstellt. Zunächst wird mittels der oberen drei Kalorimeterlagen eine Suchrichtung bestimmt, um die Rekonstruktionseffizienz für schräg einfallende Hadronen zu erhöhen. Ausgehend von den unteren Ebenen wird nun in diese Suchrichtung eine Verkettung lokaler Maxima zu finden versucht, wobei jeweils mit Hilfe der Umgebungskanäle eines lokalen Maximums ein Energieschwerpunkt bestimmt wird. Ein Hadronkandidat wird direkt auf Mindestanforderungen an Anzahl und Abfolge von Spurpunkten und an Energie der Umgebungskanäle geprüft, damit gegebenenfalls die Kanäle zur weiteren Suche zur Verfügung stehen. Für erfolgreich gefundene Hadronkandidaten werden im nächsten Schritt Richtung, Auftreffpunkt und Energie berechnet. Im Falle nahe beieinanderliegender Spurkanaliden wird bei der Energiezuweisung der Umgebungskanäle eine Aufteilung gemäß einer exponentiellen Abstandsfunktion vorgenommen. Bei Überschreiten einer Mindestenergie wird der Kandidat schließlich als Hadronspur akzeptiert; im Falle mehrerer Hadronen erfolgt noch ein Winkelvergleich zum

⁸Als kosmischen Myonen werden unkorrelierte, d.h. einem Luftschauder nicht zuzuordnende Myonen bezeichnet. Ihr totaler Fluß von oben auf eine horizontale Fläche beträgt etwa $135 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [PDG 98].

⁹Single HAdron Reconstruction for Cascade.

(im wesentlichen) höchstenergetischen Hadron. Die Energie von an dieser Stelle verworfenen Kandidaten wird, falls erforderlich, auf naheliegende Hadronen übertragen. Die Umrechnung von (ebenenweise mit der darüberliegenden Absorberdicke gewichteten) Summe deponierter Kanalenergie in Hadronenergie, die sich in guter Näherung als unabhängig von Zenitwinkel (für $\Theta < 50^\circ$) und Hadrontyp erweist, erfolgt gemäß einer Konversionsfunktion, die aus Detektorsimulationsrechnungen ermittelt wird.

Die Rekonstruktionseffizienz liegt für Hadronen einer Energie von 50 GeV bei ca. 70 % und ab 100 GeV bei nahezu 100 %.¹⁰ Die Wahrscheinlichkeit, ein Myon dieses Energiebereiches fälschlicherweise als Hadron zu rekonstruieren, ist im Subpromillebereich und steigt auf rund 1 % bei einer Energie von 1 TeV; die rekonstruierte Energie liegt in diesen Fällen bei im Mittel etwa einem Zehntel der tatsächlichen Myonenergie. Energie- und winkelabhängig beträgt die Ortsauflösung rund 9–14 cm, die Winkelaufklärung ca. 5–12° sowie die Genauigkeit der Energierekonstruktion etwa 20–30 % (Werte für einzelne Hadronen von 1 TeV bzw. 100 GeV Energie, vgl. [Ung 97]). Bis zu Energien von 25 TeV werden Hadronen im Kalorimeter, dessen Gesamtdicke 11.4 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht, praktisch vollständig gestoppt; der Energieverlust aufgrund der longitudinalen Durchdringung des Kalorimeters beläuft sich bei dieser Energie auf im Mittel 2 % [Mil 98]. Durch die laterale Ausdehnung hadronischer Kaskaden im Kalorimeter begrenzt, werden zwei Hadronen von 100 GeV Energie in einem Abstand von 40 cm mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 50 % getrennt [Ung 97].

Mit dem Hadronkalorimeter eröffnet sich die Möglichkeit, die Prozesse der hadronischen Wechselwirkung, die im Mittelpunkt des folgenden Kapitels steht, in Luftschauern eingehend zu studieren.

¹⁰Hadronen einer Energie von 90 GeV werden mit 95 % Wahrscheinlichkeit rekonstruiert.

Kapitel 2

Hadronische Wechselwirkung im Kontext ausgedehnter Luftschauer

In diesem Kapitel werden das Instrument zur Modellierung von ausgedehnten Luftschauern, das Simulationsprogramm CORSIKA, sowie die implementierten hadronischen Wechselwirkungsmodelle vorgestellt. Der Test der Modelle, die in ihren Grundzügen verglichen werden, wird motiviert; anschließend folgt die Definition der untersuchten Observablen.

Zunächst werden einige in der Analyse verwendete Grundbegriffe zur hadronischen Wechselwirkung eingeführt. Zur weitergehenden Lektüre sei beispielsweise auf [Gei 89, Kna 97, Mag 95] und die Lehrbücher [Col 77, Per 74] verwiesen.

2.1 Grundbegriffe

Die Wahrscheinlichkeit zur hadronischen Wechselwirkung ist gegeben durch den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} , der je nach Wechselwirkungstyp unterteilt wird. Behalten Projektil (hier zumeist Nukleonen und Pionen) und Target (im wesentlichen Stickstoff- und Sauerstoffkerne) ihre Identität, wird die Reaktion als elastisch bezeichnet. Quasielastische Wechselwirkungen sind solche, bei denen keine neuen Teilchen erzeugt werden und der Target- oder Projektilkern lediglich in Fragmente zerfällt. Von Bedeutung für die Luftschauerentwicklung sind die inelastischen Kollisionen, die zur Produktion neuer Teilchen führen. Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich somit zusammen gemäß

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{gel} + \sigma_{inel} \quad .$$

Die Multiplizität und Energieverteilung der erzeugten Sekundärteilchen zeigt große Fluktuationen, was eine weitere Unterteilung der inelastischen Wechselwirkungen¹ nahelegt. In sogenannten diffraktiven Reaktionen wird einer der Stoßpartner angeregt und zerfällt in

¹Der inelastische Wirkungsquerschnitt wird häufig auch als Produktionswirkungsquerschnitt σ_{prod} bezeichnet.

eine zumeist geringe Anzahl an Sekundärteilchen, während der andere intakt bleibt oder – in doppelt-diffraktiven Kollisionen – ebenfalls nach Anregung zerfällt. Ein diffraktiver Prozeß führt zu einer Lücke in der Rapiditätsverteilung der Sekundärteilchen, in der sich ihre Winkelverteilung widerspiegelt.²

Als Projektildiffraktion wird der Fall eines intakten Targets bezeichnet. Da umgekehrt bei der Targetdiffraktion das Projektil nur einen geringen Teil seiner Energie verliert, ist die Elastizität einer solchen Wechselwirkung, also der Bruchteil der Energie des höchstenergetischen Teilchens zur Projektilenergie, sehr groß. Diffraktive Prozesse ermöglichen somit im Zuge der Luftschauerentwicklung ein tieferes Eindringen in die Atmosphäre über das sogenannte *leading particle*³ der Reaktion.

Vor allem nicht-diffraktive Ereignisse können an Collider-Experimenten studiert werden, wobei hauptsächlich die im Zentralbereich erzeugten Teilchen der Messung zugänglich sind. Bei diesen Kollisionen werden Projektil und Target aufgebrochen, und die gesamte Schwerpunktenenergie steht zur Teilchenproduktion zur Verfügung. Von Bedeutung für die Luftschauerentwicklung sind insbesondere Mittelwert und Fluktuationen der Teilchenmultiplizität in der Kollision, die z.B. über die Erzeugung geladener Pionen die Gesamtmyonenzahl beeinflusst, sowie der Longitudinal- und der zur lateralen Ausdehnung beitragende Transversalimpuls der Sekundärteilchen. Der mittlere Transversalimpuls ändert sich nur geringfügig mit der Energie ($\langle p_t \rangle \simeq 0.4 \text{ GeV}/c$ für Proton-Antiproton-Kollisionen). Teilchen mit kleinem Transversalimpuls dominieren die Häufigkeitsverteilung, die mit zunehmendem p_t exponentiell steil abfällt.

Zur Berechnung „harter“ Prozesse, d.h. solcher mit großem Energie- und Impulsübertrag, sind störungstheoretische Ansätze im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) möglich. Im Übergangsbereich zwischen harten und weichen Prozessen dienen „Minijets“ zur Beschreibung semi-harter Wechselwirkungen. Minijets stellen räumlich kollimierte Energie- bzw. Teilchenbündel mit Schwerpunktenenergien im GeV-Bereich dar und dienen zur Vergrößerung des mittleren Transversalimpulses und der Multiplizität der Sekundärteilchen bei Zunahme der Stoßenergien. Bei kleinen Impulsüberträgen wird die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung für störungstheoretische QCD-Rechnungen zu groß, und zur Beschreibung werden phänomenologische Modelle verwendet.

Als eine vielversprechende Ausgangsbasis zur Modellierung hat sich die Gribov-Regge-Theorie [Gri 68] erwiesen, in der sogenannte Reggeonen und Pomeronen als hypothetische

²Die Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_L}{E-p_L}\right)$, wobei E die Energie des Teilchens und p_L sein Impuls in Strahlrichtung ist, charakterisiert den longitudinalen Anteil am Gesamtimpuls des Teilchens. Die Form der Rapiditätsverteilung ist lorentzinvariant. Oft wird die Rapidität im Schwerpunktsystem angegeben, so daß $y = 0$ in der Mitte der Verteilung liegt („Zentralbereich“, im Unterschied zum „Fragmentationsbereich“ bei großen Rapiditätswerten). Experimentell zugänglich ist zumeist nur der Winkel Θ eines Teilchens zur Strahlachse, der zur Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan \frac{\Theta}{2})$ führt. Im Falle vernachlässigbarer Teilchenmassen ($m_0 c^2 \ll E$) sind Rapidität und Pseudorapidität gleich.

³Bei englischen Fachausdrücken, die auch im Deutschen gängig sind, wird auf eine Übersetzung verzichtet.

Austauschteilchen die Wechselwirkung zwischen den Hadronen bzw. Partonen⁴ vermitteln. Pomerone sind ursprünglich im Rahmen der Regge-Theorie [Reg 59] zur Beschreibung der elastischen Hadron-Hadron-Streuung und des totalen Wirkungsquerschnitts eingeführt worden.⁵

In der Regge-Theorie werden die Streuamplituden nicht durch den Austausch einzelner Resonanzen, sondern mit Hilfe sogenannter Regge-Trajektorien beschrieben. In einer Auftragung von Drehimpuls l gegen Massequadrat m^2 sind diese Trajektorien, deren zugehörige Austauschteilchen Reggeonen genannt werden, durch einen linearen Zusammenhang gegeben:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' \cdot t \quad ,$$

mit $t = -Q^2 = (P_{ein} - P_{aus})^2$ (Quadrat des Viererimpulsübertrages des gestreuten Teilchens an seinen Stoßpartner). Sie verbinden gemessene Resonanzen, die für Werte von $t = m_{Res}^2$ bei $l_{Res} = \alpha(t) = \text{ganzzahl}$ (in Einheiten von $h/2\pi$) liegen.⁶ Der Beitrag der entsprechenden Trajektorien zum totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\sigma_{tot}(s) \propto s^{\alpha(0)-1} \quad .$$

Der größte Wert für $\alpha(0)$ („Interzept“) einer Trajektorie mit bekannten Resonanzen liegt bei $\alpha(0) \simeq 0.5$. Die resultierende Vorhersage von $\sigma_{tot} \propto s^{-0.5}$ vermag jedoch nicht den gemessenen Anstieg des hadronischen Wirkungsquerschnitts z.B. von σ_{tot}^{pp} für $\sqrt{s} > 30$ GeV zu reproduzieren. Daher wird eine spezielle Trajektorie mit einem Interzept von $\alpha_P(0) \geq 1$ postuliert; die zugehörigen Austauschteilchen werden als Pomerone bezeichnet.⁷ Teilchen oder Resonanzen auf diesen Trajektorien sind noch nicht identifiziert, und der Aufbau des Pomerons aus elementaren Teilchen der QCD ist größtenteils noch unverstanden. Ansätze gehen von einem komplexen Aufbau aus, so beispielsweise von Gluonleitern [Ven 76].

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte lassen sich gut durch Anpassungen der Form

$$\sigma_{tot}(s) = A \cdot s^{\alpha_P(0)-1} + B \cdot s^{\alpha_R(0)-1}$$

mit einem Pomeronanteil von $\alpha_P(0) - 1 = 0.0808$, der bei hohen Energien dominiert, und einem Reggeonbeitrag von $\alpha_R(0) - 1 = -0.4525$ beschreiben [Don 92]. Die Parameter A und B variieren je nach Reaktionspartnern.

⁴Partonen sind die Bestandteile der Hadronen und werden in der QCD mit den Valenz- und Seequarks und den Gluonen identifiziert.

⁵Das optische Theorem verknüpft den Imaginärteil der elastischen Streuamplitude in Vorwärtsrichtung mit dem totalen Wirkungsquerschnitt.

⁶So wird z.B. die Trajektorie $\alpha(t) \simeq 0.5 + 0.9 \text{ GeV}^{-2} \cdot t$ den Mesonen $\omega(783)$, $f_2(1270)$, $\omega_3(1670)$ und $f_4(2050)$ zugeordnet.

⁷Für $\alpha_P(0) = 1$ wird das Pomeron als kritisch, für $\alpha_P(0) > 1$ als superkritisch bezeichnet.

Im Grenzfall großer Schwerpunktennergien steht die Vorhersage $\sigma_{tot} \propto s^{0.0808}$ jedoch im Widerspruch zur Froissard-Grenze [Fro 61], nach der aus Unitaritätsgründen⁸ die Größe und insbesondere das Anwachsen von σ_{tot} für $s \rightarrow \infty$ limitiert ist gemäß

$$\sigma_{tot}(s) = c \cdot (\ln s)^2$$

mit $c \simeq 60$ mb. Dieser Widerspruch wird in Gribov-Regge-Modellen durch den Mehrfach austausch von Pomeronen bzw. Reggeonen vermieden. Dabei können auch Pomeron-Pomeron-Wechselwirkungen auftreten, was im Bild des Pomerons als einem System aus Gluonen und/oder Quarks verständlich ist. So sind beispielsweise zur Beschreibung der Diffraktion Triple-Pomeron-Graphen (PPP) wichtig, bei denen drei Pomerone in einem Vertex aneinander koppeln.⁹ Da die Kopplung von Pomeronen untereinander nur ungenau bekannt ist, ergeben sich hier große Unsicherheiten in der Vorhersage.

Pomerone tragen die Quantenzahlen des Vakuums und wurden zur Darstellung elastischer Prozesse eingeführt. Zur Beschreibung inelastischer Wechselwirkungen werden sie in Gribov-Regge-Modellen „aufgetrennt“, wodurch zwischen den beteiligten Partonen Farbstrings entstehen.¹⁰ Der Zusammenhang zwischen den Konfigurationen, die Pomerone aufzutrennen, und den Beiträgen zum Wirkungsquerschnitt ist dabei durch die AGK-Regeln¹¹ [Abr 74] gegeben. Aus den Farbstrings werden schließlich farbneutrale Hadronen als beobachtbare Endzustände formiert. Hierzu wurden Fragmentationsalgorithmen wie z.B. das Lund-Verfahren¹² [And 83] oder die Methode nach X. Artru und G. Mennessier [Art 74] entwickelt.

Die Modellierung von Nukleon-Kern- oder Kern-Kern-Stößen ist ebenfalls im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie konsistent möglich. Andere Ansätze greifen auf das geometrische Modell von Glauber [Gla 70] und auf Superpositionsmodelle zurück, nach denen die Kern-Kern-Wechselwirkung auf unabhängige Nukleon-Kern-Stöße zurückgeführt wird (vergleiche z.B. [Kna 97]). Teilchen aus der Stringfragmentation können noch mit anderen Fragmenten oder (bei Kernen) mit Spektatornukleonen reagieren. Die Berücksichtigung dieser Sekundärwechselwirkungen während des Stoßprozesses führt zu einer besseren Übereinstimmung z.B. mit gemessenen Impulsverteilungen der Sekundärteilchen in Kern-Kern-Kollisionen [Wer 93].

Gribov-Regge-Modelle unterscheiden sich untereinander beispielsweise in den Attributen der Pomerone, in der Realisierung der Diffraktion oder bezüglich sekundärer Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte. Auf die verschiedenen Modellansätze, die bei der

⁸Unter der Unitarität versteht man die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit. Die Summe der Wahrscheinlichkeiten über alle Endzustände muß $\equiv 1$ sein.

⁹Auch der Fall eines Reggeons anstelle eines Pomerons (PPR-Graph) ist von Bedeutung, vergleiche auch Kapitel 6.3.

¹⁰In einem sehr vereinfachten Bild sei ein Pomeron als ein farbneutrales Zwei-Gluon-System angenommen. Auftrennen wird dann phänomenologisch als ein Austausch von einzelnen Gluonen und somit von Farbladung betrachtet.

¹¹Benannt nach den Autoren Abramovskii, Gribov und Kancheli.

¹²Benannt nach dem Sitz der Arbeitsgruppe an der Universität Lund (Schweden).

Luftschauersimulation zum Einsatz kommen, wird im folgenden Kapitel eingegangen.

2.2 Modellierung zur Luftschauersimulation

In Ermangelung eines „Teststrahles“ zur Kalibration von Luftschauerdetektoren fußt die Datenanalyse auf Simulationsrechnungen, in denen die einzelnen Prozesse der Luftschauerentwicklung möglichst detailgetreu beschrieben werden. Dies geschieht mit Hilfe des Programms CORSIKA [Hec 98], in dem die hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJET [Kal 97], VENUS [Wer 93], DPMJET [Ran 95], SIBYLL [Fle 94] und HDPM [Cap 89] implementiert sind.

2.2.1 Das Simulationsprogramm CORSIKA

CORSIKA¹³ ist ein Programm zur detaillierten Simulation ausgedehnter Luftschauer, die durch die hochenergetische kosmische Strahlung ausgelöst werden. Eine ausführliche Darstellung der eingebauten physikalischen Prozesse findet sich in [Hec 98], für technische Einzelheiten zur Programmsteuerung siehe [Kna 93]. Ursprünglich für KASCADE entwickelt, findet CORSIKA mittlerweile bei der Interpretation von Luftschauermessungen weltweit Anwendung. Ziel von Simulationsrechnungen ist dabei, die Observablen in allen Luftschauerkomponenten nicht nur im Mittel, sondern auch in ihren Fluktuationen realistisch zu beschreiben.

Als Primärteilchen können Protonen, leichte Kerne bis Eisen, Photonen und weitere Teilchen gewählt werden. Die Primär- bzw. die erzeugten Sekundärteilchen werden durch die Atmosphäre verfolgt, bis sie mit den Kernen der Luft reagieren oder – im Falle instabiler Teilchen – zerfallen oder das Beobachtungsniveau erreichen. Alle Zerfallskanäle bis zu einem Verzweigungsverhältnis von 1 % werden berücksichtigt. Elektromagnetische Prozesse können mit dem Programm EGS4¹⁴ [Nel 85] oder mit analytischen Formeln behandelt werden. Hadronische Wechselwirkungen bei niedrigen Energien ($E_{lab}/\text{Nukleon} < 80 \text{ GeV}$) werden entweder durch das recht einfache Isobarenmodell [Gri 70] oder durch das Programmpaket GHEISHA¹⁵ [Fes 85] beschrieben. Da bei letzterem Defizite bekannt sind, die bei heutigen meßtechnischen Möglichkeiten nicht mehr vernachlässigt werden können, wird der Einbau eines optimierten Niederenergiemodells angestrebt (vergleiche hierzu auch Kapitel 4.4). Auf die Wechselwirkungsmodelle bei höheren Energien wird in den nachfolgenden Abschnitten eingegangen.

Neben Typus bzw. Masse des Primärteilchens sind Energie und Winkel (Zenit- und Azimutwinkel) wählbar. Die Atmosphäre, bestehend aus 78.1 % N₂, 21.0 % O₂ und 0.9 % Ar (Volumenanteile), ist gemäß der Parametrisierung der US-Standardatmosphäre nach

¹³COsmic Ray SIMulations for KAScade.

¹⁴Electron Gamma Shower code version 4.

¹⁵Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm.

Linsley geschichtet [Hec 98], mit der Option für andere Modellatmosphären. Die Ablenkung geladener Teilchen im lokalen Erdmagnetfeld wird ebenso berücksichtigt wie deren Ionisationsverluste sowie die Vielfachstreuung von Myonen in der Atmosphäre. Bei der Kernfragmentation, d.h. der Behandlung der nicht wechselwirkenden Projektilnukleonen, wird auch eine mögliche Evaporation berücksichtigt (keine bzw. totale Fragmentation sind ebenfalls anwählbar). Der verwendete Zufallszahlengenerator RANMAR [Mar 90] erfüllt die hohen Anforderungen, die bei Monte-Carlo-Rechnungen bezüglich Nichtkorrelation und Länge der Zahlensequenzen bei gleichzeitig akzeptabler Schnelligkeit zu stellen sind. Ist die Luftschauerentwicklung bis zum Beobachtungsniveau durchgeführt, kann sich im nächsten Schritt eine Detektorsimulation anschließen (siehe Kapitel 4).

Während die notwendigen elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungsprozesse hinreichend genau bekannt und im Programm integriert sind, kann die hadronische Wechselwirkung bei hohen Energien nur mit Modellen beschrieben werden. Die Unsicherheiten in den Modellannahmen und -vorhersagen nehmen mit wachsender Energie stark zu. Die implementierten Modelle werden im folgenden kurz vorgestellt; ein ausführlicher Überblick wird in [Kna 97] gegeben.

2.2.2 Hadronische Wechselwirkungsmodelle in CORSIKA

QGSJET

Das hadronische Wechselwirkungsmodell QGSJET¹⁶ [Kal 97] basiert auf der Gribov-Regge-Theorie und enthält auch die Behandlung von Minijets. Ausgehend von einem superkritischen Pomeron [Cap 76] wird die Wechselwirkung als Multi-Pomeron-Austausch beschrieben. Die Pomerone werden nach den AGK-Regeln aufgetrennt und zwei Farbstrings zugeordnet; der Algorithmus zur Stringfragmentation ähnelt dem Lund-Verfahren. Aus den Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten werden nach der Theorie von Glauber Hadron-Kern- und Kern-Kern-Wirkungsquerschnitte ermittelt. Weitere Wechselwirkungen der Sekundärteilchen untereinander oder mit möglichen Spektatornukleonen werden nicht berücksichtigt. Luftschauerrechnungen sind bis zu Energien von 10^{20} eV programmtechnisch möglich.

VENUS

Auch das Modell VENUS¹⁷ [Wer 93] geht von einem superkritischen Pomeron und der Gribov-Regge-Theorie aus, in deren Rahmen sämtliche Wechselwirkungen und Wirkungsquerschnitte bis hin zu Kern-Kern-Reaktionen berechnet werden. Nach der Stringfragmentation nach dem Artru-Mennesier-Verfahren sind sekundäre Wechselwirkungen von Reaktionsprodukten mit Spektatornukleonen oder anderen Stringfragmenten möglich. Die Beiträge semi-harter Prozesse sind nur näherungsweise implementiert. Dies und die schnell

¹⁶Quark Gluon String model with JETs; Version in CORSIKA 5.62. Basiert auf dem Quark Gluon String model [Kai 82].

¹⁷Very Energetic Nuclear Scattering; Version 4.12.

mit der Energie ansteigende Rechenzeit, die die Berücksichtigung sekundärer Wechselwirkungen bei hohen Multiplizitäten mit sich bringt, begrenzen die Anwendbarkeit auf Energien bis zu einigen 10^{16} eV.

DPMJET

Die Gribov-Regge-Theorie des Multi-Pomeron-Austausches liegt ebenfalls dem Modell DPMJET¹⁸ [Ran 95] zugrunde. Harte Prozesse werden mittels perturbativer QCD berücksichtigt. Die *low-mass diffraction* (siehe auch Kapitel 6.3) wird außerhalb des Gribov-Regge-Formalismus modelliert. Die Stringfragmentation folgt dem Lund-Algorithmus, und mit einer intranuklearen Kaskade wird die Fragmentation von Restkernen beschrieben. Simulationsrechnungen sind bis zu Energien von etwa 10^{18} eV möglich.

SIBYLL

Das SIBYLL¹⁹-Modell in der Version 1.6 [Fle 94] beschreibt die weichen Prozesse nach einem einfachen phänomenologischen Modell, bei dem stets zwei Strings erzeugt werden.²⁰ Zusätzlich werden Minijets erzeugt. Während der absolute Beitrag weicher Prozesse am Wirkungsquerschnitt konstant bleibt, resultiert der Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Energie (vgl. Kapitel 2.2.3) ausschließlich von den Minijets; daher wird SIBYLL auch als „Minijetmodell“ bezeichnet. Die Stringfragmentation ähnelt dem Lund-Verfahren. Kern-Kern-Wechselwirkungen erfolgen gemäß eines Semi-Superpositionsmodells [Eng 92], wobei die Zahl der wechselwirkenden Projektilnukleonen mittels der Glauber-Theorie bestimmt wird. Mit relativ kurzen Rechenzeiten lassen sich Simulationen bis zu Energien von 10^{20} eV durchführen.

HDPM

Im Modell HDPM²¹ [Cap 89] wird versucht, mittels Parametrisierungen die experimentellen Befunde zu reproduzieren, die z.B. an Proton-Antiproton-Beschleunigern erzielt wurden. Die Zahl der wechselwirkenden Nukleonen bei Kern-Kern-Stößen wird nach der Glauber-Theorie berechnet, mit anschließender Anwendung des Superpositionsmodells. Aufgrund der eingeschränkten theoretischen Fundierung müssen alle Details der Wechselwirkung explizit vorgegeben werden, mit der Folge einer geringen Vorhersagekraft bei notwendigen Extrapolationen (vergleiche auch [Kna 97]). Programmtechnisch sind Simulationen bis zu Energien von 10^{17} eV realisierbar.

¹⁸Dual Parton Model with JETs; Version 2.4. Basiert auf dem Dual Parton Model [Cap 94].

¹⁹Kein Akronym; anlehnend an griech.-lat. Bezeichnung für weissagende Frau.

²⁰Diese Einschränkung wird ab Version 2.0 aufgehoben; vergleiche Kapitel 7.2.

²¹Hadronic interactions inspired by the Dual Parton Model; Version in CORSIKA 5.62. Basiert auf Ideen des Dual Parton Model [Cap 94].

	QGSJET (5.62)	VENUS 4.12	DPMJET 2.4	SIBYLL 1.6	HDPM (5.62)
Gribov-Regge-Theorie	+	+	+		
Minijets	+		+	+	
Sekundäre Wechselwirkung		+	+		
Kern-Kern-Wechselwirkung	+	+	+		
Superpositionsmodell				+	+
Energiebereich (in eV)	$\leq 10^{20}$	$< 5 \cdot 10^{16}$	$< 10^{18}$	$\leq 10^{20}$	$< 10^{17}$

Tabelle 2.1: Modellcharakteristika. Die Merkmale der in CORSIKA (Version 5.62) implementierten Wechselwirkungsmodelle sind mit einem „+“ gekennzeichnet (vgl. auch [Kna 97]). Die Modelle QGSJET und HDPM sind mit der CORSIKA-Versionsnummer angegeben.

2.2.3 Vergleich der Wechselwirkungsmodelle

In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Merkmale der beschriebenen Wechselwirkungsmodelle zusammengefaßt.

Das mangelnde theoretische Verständnis der hadronischen Wechselwirkung findet Ausdruck in den unterschiedlichen Ansätzen der Hochenergiemodelle, beispielsweise Gribov-Regge- oder Minijetmodelle, sowie bei gleichem Ansatz in unterschiedlichen Realisierungen (QGSJET, VENUS und DPMJET als Gribov-Regge-Modelle).²² Dies führt zunächst zu verschiedenartigen Extrapolationen teilchenphysikalischer Parameter wie dem inelastischen Wirkungsquerschnitt Proton-Luft oder der Elastizität eines Stoßes, und mithin ergeben sich in der Anwendung auf Luftschauersimulationen untereinander diskrepante Vorhersagen z.B. bezüglich der Teilchenverteilungen auf Beobachtungsniveau.

Der inelastische Wirkungsquerschnitt Proton-Luft σ_{inel}^{p-Luft} ist für die verschiedenen Modelle in Abbildung 2.1 aufgetragen. Obwohl sämtliche Modelle den Hadron-Luft-Wirkungsquerschnitt letztlich auf die am Beschleuniger gemessenen Nukleon-Antinukleon-Wirkungsquerschnitte zurückführen, sind im Falle von σ_{inel}^{p-Luft} Unterschiede zwischen den Extrapolationen von 10 % bei kleinen bis zu 20 % bei großen Energien ersichtlich; für hochenergetische Pionen als Projektil treten Modellunterschiede in $\sigma_{inel}^{\pi-Luft}$ von bis zu 30 % auf.

Ein großer Wirkungsquerschnitt bewirkt eine schnellere Entwicklung des Luftschauers. Neben dem Wirkungsquerschnitt ist aber auch der Ablauf der jeweiligen Wechselwirkung von Bedeutung, d.h. Energieverteilung und Multiplizitätsspektrum der verschiedenen Se-

²²Zu Modellen sei V.F. Weisskopf zitiert [Fra 79]: *Ein Modell ist wie ein österreichischer Fahrplan. Österreichische Züge haben immer Verspätung. Ein preussischer Besucher fragt einen österreichischen Schaffner, warum sie sich mit dem Drucken von Fahrplänen Mühe machten. Der Schaffner antwortet: „Wie wüßten wir sonst, wie spät die Züge dran sind?“*

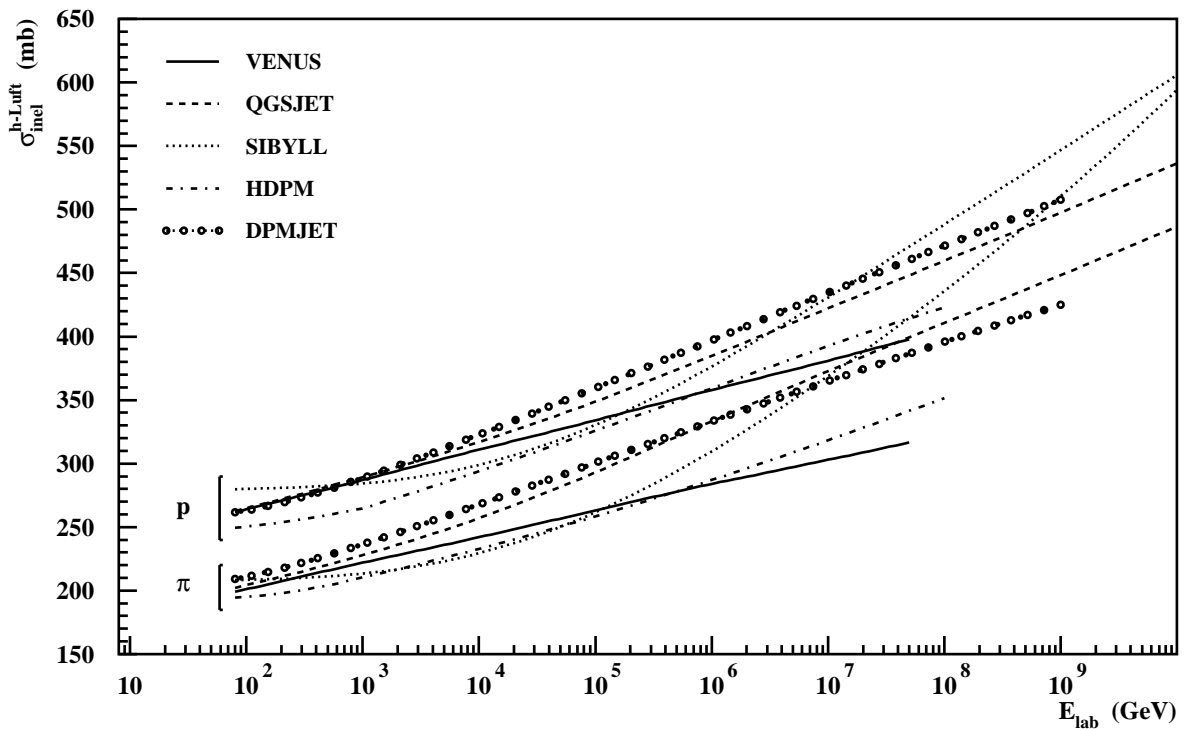


Abbildung 2.1: Modellwirkungsquerschnitte. Dargestellt sind die in den Modellen verwendeten inelastischen Wirkungsquerschnitte für Kollisionen von Protonen und Pionen mit Kernen der Luft in Abhängigkeit von der Energie des stoßenden Teilchens [Kna 97, Hec 99].

kundärteilchen. Insbesondere Modelle mit einer z.B. hohen Elastizität, also einem großen Energieanteil des *leading particle*, werden ein tiefes Eindringen des Luftschauers vorherzusagen. Abbildung 2.2 gibt den Energiebruchteil des höchstenergetischen Baryons in Proton-Stickstoff-Kollisionen wieder, der in guter Näherung die Elastizität darstellt. Auch hier sind deutliche Modellunterschiede auszumachen.

Am Beispiel von DPMJET und HDPM seien qualitativ die Auswirkungen von Wirkungsquerschnitt und Elastizität auf die Luftschauerentwicklung studiert, die durch andere Unterschiede in den Modellansätzen durchaus noch stark beeinflusst werden können. HDPM zeigt im Vergleich zu DPMJET einerseits einen kleineren Wirkungsquerschnitt und andererseits eine größere Elastizität; beides bewirkt ein tieferes Eindringen des Luftschauers in die Atmosphäre. Dies wird bestätigt beim Vergleich gemittelter Eindringtiefen des Schauermaximums, wie sie Tabelle 2.2 zu entnehmen sind: Mittels HDPM wird eine große, mit DPMJET hingegen eine kleine Eindringtiefe vorhergesagt.

Eine unterschiedliche Luftschauerentwicklung beeinflusst weiterhin die Vorhersagen der Teilchenverteilungen auf Beobachtungsniveau. Liegt letzteres deutlich tiefer in der Atmosphäre als das Schauermaximum, wie im Falle von KASCADE für die hier diskutierten Primärenergien gegeben, so läßt eine schnellere Entwicklung aufgrund der starken Absorption in der elektromagnetischen und hadronischen Komponente eine reduzierte Teilchen-

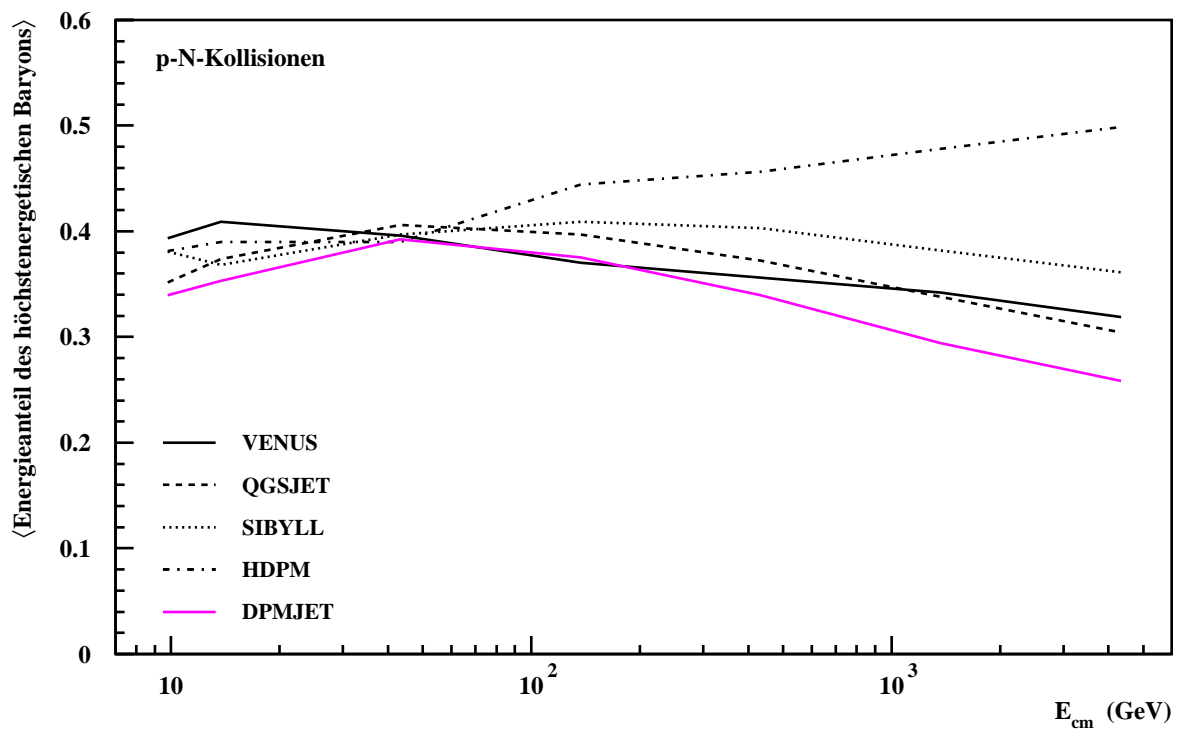


Abbildung 2.2: Elastizität der Modelle. Aufgetragen ist der mittlere Energieanteil des höchstenergetischen Baryons in Proton-Stickstoff-Kollisionen als Funktion der Schwerpunktennergie [Kna 98].

	$E = 10^{14}$ eV (g/cm ²)	$E = 10^{15}$ eV (g/cm ²)
VENUS	505	569
QGSJET	495	563
SIBYLL	523	592
HDPM	538	611
DPMJET	498	558

Tabelle 2.2: Vorhersage der mittleren Eindringtiefe des Schauermaximums. Für protoninduzierte, senkrechte Luftschauer der Primärenergien 10^{14} eV und 10^{15} eV sind die Modellvorhersagen der mittleren Eindringtiefe des Schauermaximums aufgelistet, die sich aus der Mittelung der Anpassungen einer Longitudinalverteilung an die simulierten Einzelschauer ergeben [Hec 99]. Der Fehler beträgt etwa 1 %; es liegen jeweils 500 Schauer zugrunde.

	QGSJET	VENUS	DPMJET	SIBYLL	HDPM
p,	10 ¹⁴ eV				
π^\pm	0.82±1.63	1.28±2.54	0.70±1.44	1.43±2.34	2.32±3.60
h	1.16±2.06	1.79±3.40	1.07±2.10	1.81±2.94	2.96±4.47
μ^\pm	1169±315	1354±377	1264±374	1046±308	1487±358
e^\pm	6344±6757	7227±7475	6321±6444	8844±7970	9375±9165
p,	10 ¹⁵ eV				
π^\pm	11.9±14.8	17.4±17.0	10.3±13.4	18.3±17.2	31.9±25.5
h	16.6±20.1	24.0±23.5	14.8±19.1	23.3±21.8	40.9±32.7
μ^\pm	9578±2266	11619±2475	10920±2450	7922±2211	12370±2603
e^\pm	112097±88139	118301±79991	102058±68017	144704±86254	158027±86267
Fe,	10 ¹⁴ eV				
π^\pm	0.15±0.44	0.18±0.45	0.13±0.37	0.22±0.50	0.23±0.48
h	0.31±0.61	0.34±0.65	0.29±0.60	0.35±0.65	0.50±0.75
μ^\pm	1919±176	1940±159	1897±142	1740±124	2047±165
e^\pm	1740±598	1770±567	1712±565	1902±630	1922±623
Fe,	10 ¹⁵ eV				
π^\pm	5.3±3.3	6.2±3.4	4.4±2.8	8.2±4.0	11.7±4.9
h	7.7±4.3	8.9±4.7	6.6±3.8	10.9±5.1	16.1±6.4
μ^\pm	14217±1387	14897±1029	14706±965	12665±797	16654±1198
e^\pm	38324±9658	38724±8267	36962±8557	53234±11146	49025±11268

Tabelle 2.3: Modellvorhersagen der Teilchenzahlen. Für verschiedene Teilchensorten sind die mittleren Anzahlen und ihre Standardabweichungen auf KASCADE-Beobachtungsniveau für die einzelnen Modelle angegeben (unter „h“ werden alle Hadronen summiert). Jeder Primärparameterkombination (Proton und Eisen bei 10¹⁴ eV und 10¹⁵ eV) liegen 500 simulierte Luftschauer mit $\Theta = 0^\circ$ zugrunde; $E_{had} > 100$ GeV, ansonsten Energieschwellen wie in Tabelle 1.1 [Kna 97a, Hec 99].

zahl erwarten. Tabelle 2.3 gibt für verschiedene Teilchensorten sowie Primärenergien und -massen die durchschnittlichen Teilchenzahlen und Standardabweichungen der Modelle wieder. Wie erwartet liegt bei DPMJET die Teilchenzahl der hadronischen und elektromagnetischen Komponente deutlich unter der von HDPM. Die Myonzahl zeigt geringere Unterschiede, was aufgrund des integralen Charakters der myonischen Komponente verständlich ist.

Eine Verschiebung der Eindringtiefe des Schauermaximums sollte sich jedoch für alle Luftschauerkomponenten in der Lateralverteilung auswirken: Liegt das Maximum höher in der Atmosphäre, so ist aus geometrischen Gründen eine flachere Lateralverteilung zu erwarten. Dies erweist sich in Abbildung 2.3; bei kleinen Abständen sagt DPMJET eine um einen Faktor Zwei geringere Myondichte als HDPM voraus, während sich die Werte bei größeren Distanzen ähneln.

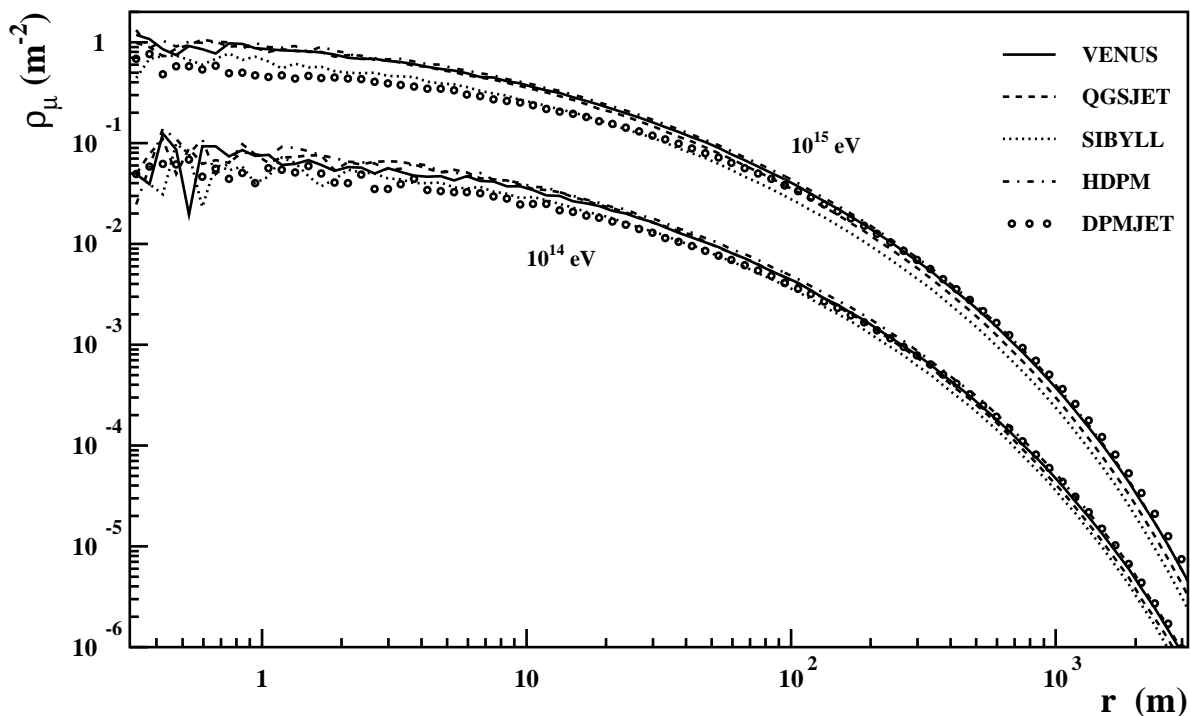


Abbildung 2.3: Vorhersage der Myonlateralverteilungen protoninduzierter Luftschauer. Die mittlere Myondichte auf KASCADE-Beobachtungsniveau ist als Funktion des Abstandes von der Schauerachse dargestellt. Der Simulation liegen 500 senkrechte Luftschauer der Energien 10^{14} eV und 10^{15} eV mit Proton als Primärteilchen zugrunde; die Energieschwelle der Myonen beträgt 300 MeV [Kna 97a, Hec 99].

Diese Effekte bezüglich der Hadronzahl und Myonlateralverteilung bei Verschiebung des Schauermaximums werden später bei der Interpretation der Modellvorhersagen von Bedeutung sein.

Insgesamt ist festzuhalten: Es gibt signifikante Unterschiede in den Modellvorhersagen hinsichtlich der mittleren Teilchenzahlen in allen Luftschauerkomponenten. Dies gilt auch für die drei auf der Gribov-Regge-Theorie basierenden Modelle QGSJET, VENUS und DPMJET. Überdies werden unterschiedlich starke Fluktuationen der Teilchenzahlen vorhergesagt: So zeigt beispielsweise QGSJET (Proton, 10^{15} eV) im Vergleich zu SIBYLL in der elektromagnetischen Komponente eine deutlich größere relative Streuung, d.h. größere Fluktuationen von Schauer zu Schauer. Auch in weiteren Observablen wie Lateralverteilungen, aber auch Energiespektren (siehe z.B. [Kna 97]) ergeben sich Modellunterschiede. Es liegt daher nahe, die Modelle mit Luftschauerexperimenten zu überprüfen; dies wird im folgenden Kapitel dargestellt.

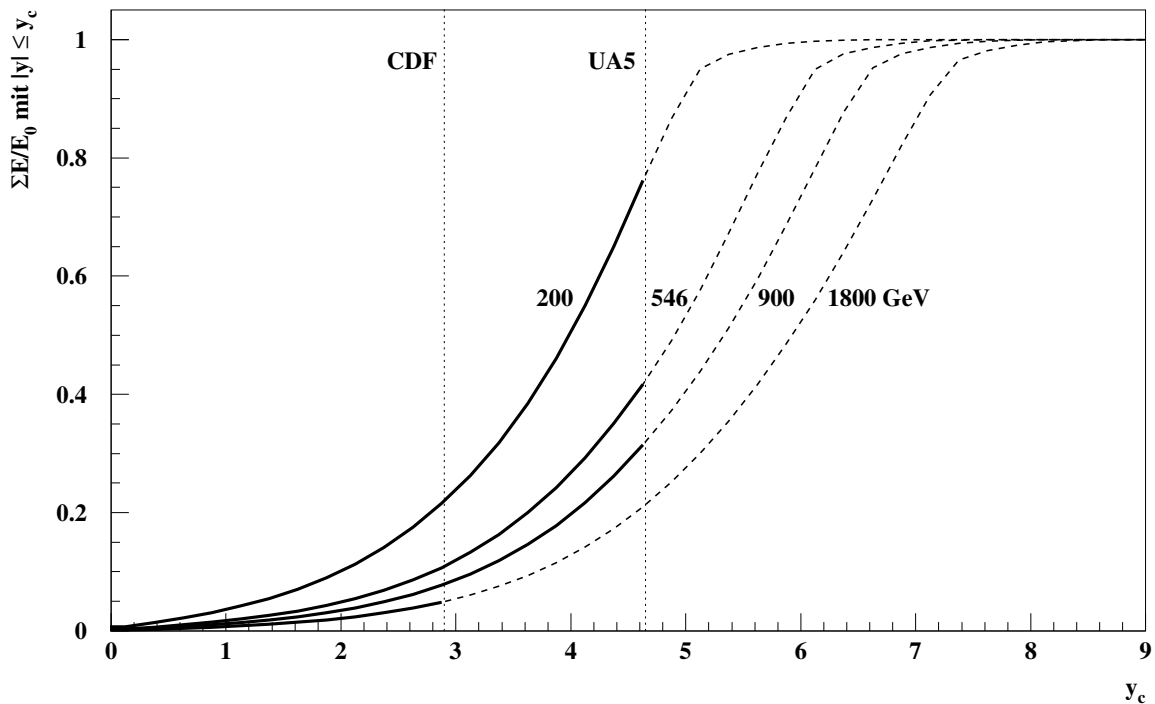


Abbildung 2.4: Experimentell erfaßter Rapiditybereich. Der Energiebruchteil im Rapiditybereich $|y| \leq y_c$ bei Proton-Antiproton-Kollisionen ist für Schwerpunktenergien von $\sqrt{s} = 200, 546, 900$ und 1800 GeV wiedergegeben. Die Limitierungen des UA5- und des CDF-Experimentes sind durch die vertikalen Linien gekennzeichnet (nach [Kna 97]).

2.3 Zum Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle

2.3.1 Motivation

Aus den Überlegungen des vorigen Kapitels ergibt sich bereits die erste Motivation: Der Vergleich von Luftschauermessungen mit den unterschiedlichen Modellvorhersagen kann dazu führen, daß bestimmte Modelle – sei es der Modellansatz oder die Realisierung – verworfen bzw. favorisiert werden. Dies zielt auf den teilchenphysikalischen Aspekt des Modelltests ab: Bei der Extrapolation von Messungen an Beschleunigern zu hohen Energien, schweren Kernen und/oder in den extremen Vorwärtsbereich kann die Untersuchung ausgedehnter Luftschauer wertvolle Beiträge leisten, denn diese Bereiche werden auch in absehbarer Zeit nur zum Teil von Beschleunigern erfaßt werden.

Exemplarisch ist in Abbildung 2.4 der Speicherringen zugängliche Meßbereich in der Rapidity dargestellt: So wurde im UA5-Experiment bei der maximalen Energie von $\sqrt{s} = 0.9$ TeV nur ein kleiner Teil der Gesamtenergie (ca. 30 %) registriert. Beim CDF-Ex-

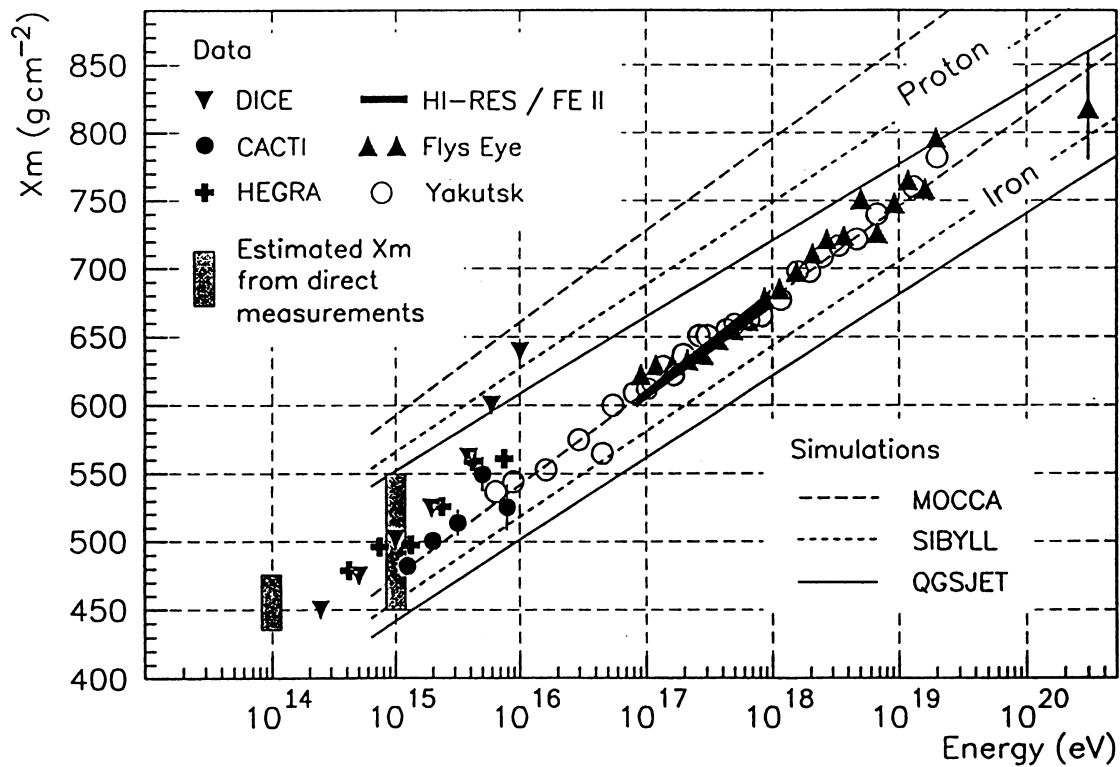


Abbildung 2.5: Modellabhängigkeit der Kompositionsbestimmung. Die mittlere Eindringtiefe des Schauermaximums als Funktion der Primärenergie ist aufgetragen für verschiedene experimentelle Werte und Modellvorhersagen (siehe [Wat 97] und dortige Referenzen).

periment sinkt dieser Anteil bei einer höheren Energie von $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ²³ auf etwa 5 %. Der extreme Vorwärtsbereich, der im Strahlrohr undetektierbar bleibt, beeinflusst jedoch stark die Entwicklung und Eindringtiefe eines Luftschauers. Insofern können mittels Modelltests Luftschauerexperimente zu Collidermessungen komplementäre teilchenphysikalische Information liefern.

Der zweite Aspekt ist astrophysikalischer Natur. Die Bestimmung des primären Energiespektrums bzw. der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung erfolgt durch Vergleich mit den nunmehr zugrundegelegten Simulationsrechnungen. Je nach Modell differieren jedoch die ermittelten Primärparameter: Abbildung 2.5 zeigt exemplarisch die Eindringtiefe des (im wesentlichen anhand der elektromagnetischen Komponente bestimmten) Schauermaximums in der Atmosphäre als Funktion der Primärenergie.²⁴ Neben diversen Messungen sind die Vorhersagen von verschiedenen Modellen eingetragen, jeweils für eine reine Proton- bzw. Eisenkomposition. Das im Mittel tiefere Eindringen von proton-

²³Dies entspricht Laborenergien von $4.3 \cdot 10^{14} \text{ eV}$ (UA5) bzw. $1.7 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ (CDF).

²⁴Eine neuere Untersuchung findet sich in [Pry 00].

im Vergleich zu eiseninduzierten Schauern folgt der einfachen Vorstellung eines aus unabhängigen Nukleonen zusammengesetzten Kernes (vergleiche Kapitel 1.2.1). Basierend auf dem Modell MOCCA²⁵ [Hil 82] wäre nun eine reine Eisenkomponente die Folgerung, QGSJET hingegen favorisierte eine gemischte Komposition. Eine astrophysikalische Interpretation ist somit auf dieser Basis nicht möglich, sondern es stellt sich zunächst die Frage nach dem zu verwendenden Modell, das mittels Modelltest zu eruieren ist.

Der Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle ist also teilchenphysikalisch interessant und astrophysikalisch notwendig. Daher gilt es nun, geeignete Beobachtungsgrößen zu bestimmen.

2.3.2 Observable

Bei der Suche nach zum Test von Modellen geeigneten Observablen wird von folgenden Überlegungen ausgegangen:

Bereich kleiner Primärenergien. Beim Vergleich von Messung und Simulation für Energien oberhalb von etwa 10^{15} eV, also insbesondere im Kniebereich, kommt zur Unsicherheit in den Modellen noch die ungenaue Kenntnis der Flußspektren der einzelnen Primärmassen hinzu. Diese Verflechtung mehrerer Unbekannter läßt häufig nur eingeschränkte Aussagen zu, z.B. eine eindeutige Falsifizierung eines Modells, falls dessen Vorhersagen auch bei Extremannahmen primärer Parameter (z.B. reine Proton- oder Eisenkomposition) mit der Messung unverträglich sind, siehe z.B. [Ant 99]. Ein Vergleich von höherer Genauigkeit ist möglich, falls der Hauptbeitrag der gewählten Observable von kleinen Primärenergien stammt, d.h. kleiner als etwa $5 \cdot 10^{14}$ eV; bis zu diesen Energien liegen direkte Messungen vor. Dies behebt die Unsicherheit in Primärfluß und -komposition zwar nicht gänzlich, reduziert sie aber deutlich. Experimentell erwächst somit die Forderung nach einem Triggersystem auch für Schauer kleiner Primärenergien.

Korrelierter Vergleich in verschiedenen Luftschauerkomponenten. Für einen Modelltest dürfte es sich als gute Strategie erweisen, die registrierten Luftschauer zunächst in einer Luftschauerkomponente zu selektieren, um sie anschließend auch in einer anderen zu vergleichen (oder in beiden anderen), denn die Korrelationen zwischen den Komponenten müssen von den Simulationsmodellen ebenfalls korrekt wiedergegeben werden.

Zur Selektion bietet sich die myonische, zum anschließenden Vergleich die hadronische Komponente aus verschiedenen Gründen an:

- Während die Longitudinalentwicklungen der elektromagnetischen und hadronischen Komponente sich ähneln, zeigt die myonische aufgrund des geringen Energieverlustes in der Atmosphäre einen qualitativ anderen Verlauf. Die simultane realistische Beschreibung beider unterschiedlicher Verläufe stellt also hohe Anforderungen an das Modell.

²⁵MOnte Carlo CAscades.

- Im Gegensatz zur elektromagnetischen ist die myonische Komponente weniger stark von der Primärmasse abhängig, und im Vergleich zu den beiden anderen Teilchenarten sind die Fluktuationen der Myonzahl auf Beobachtungsniveau deutlich kleiner. Beides verringert in einer auf Myonen basierenden Selektion Effekte unsicherer Primärflüsse.
- Da die Myonen auch aus großen Höhen das Beobachtungsniveau erreichen, läßt sich mit ihnen die Forderung nach einem Triggersystem auch für kleine Primärenergien erfüllen.
- Weil es wichtig ist, das Schwellenverhalten des Triggers gut zu verstehen und in der Simulation nachzuvollziehen, bieten sich Myonen als auslösende Teilchen wegen der geringen Fluktuationen im Detektor an.

In dieser Arbeit folgt daher der Schauerselektion durch den Koinzidenztrigger der Triggerebene der Vergleich mittels des Hadronkalorimeters (vergleiche Kapitel 1.2.2). Als Beobachtungsgrößen werden Raten gewählt, also die Häufigkeit bestimmter Ereignisklassen pro Zeitintervall. Die sehr grundlegende Observable der Rate bietet neben einer einfachen Definition den Vorteil einer zumeist sehr guten Meßstatistik sowie die Möglichkeit, nicht nur relative Verteilungen, sondern absolute Werte von Messung und Simulation zu vergleichen.

Als Observable werden daher definiert:

- **Triggerrate:**
Häufigkeit von Ereignissen (Luftschauern) pro Zeitintervall, bei denen in der Triggerebene eine Mindestanzahl an Detektoren (hier ≥ 9) einen Energieeintrag von mindestens $1/3 \cdot E_{mip}$ innerhalb einer Koinzidenzzeit von 100 ns aufweisen.
- **Hadronrate:**
Häufigkeit von Ereignissen pro Zeitintervall, bei denen nach erfolgtem Trigger (s.o.) im Kalorimeter mindestens 1 Hadron mit einer Energie oberhalb einer Mindestenergie (hier > 90 GeV) registriert wird.

Pro Wechselwirkungsmodell sowie als KASCADE-Meßwert ergibt sich somit zum Vergleich zunächst 1 Wertepaar (Trigger-/Hadronrate). In der weiteren Analyse werden dann als differentielle Spektren die Triggermultiplizitäten, das Hadronenergiespektrum, das Hadronmultiplizitätsspektrum sowie die Hadronrate als Funktion der Triggermultiplizität für Vorhersage und Meßwert verglichen. Mit Hilfe des Detektorarrays werden die Raten schließlich aufgeteilt in unterschiedliche Primärenergiebereiche.

Erste interessante Untersuchungen zur Trigger- und Hadronrate bei KASCADE mit zusätzlichen Einschränkungen bei der Ereignisselektion sind von J. Unger [Ung 97] durchgeführt worden (vergleiche Kapitel 5.1.1).

In Kapitel 4 wird zu klären sein, wie die notwendigen Simulationsrechnungen zu realisieren sind und inwieweit obige Überlegungen bei den gewählten Observablen zutreffen. Wie sich im folgenden Kapitel zeigt, liegen die Meßwerte für die Trigger- und Hadronrate sehr direkt vor.

Kapitel 3

Meßdaten

In diesem Kapitel wird zuerst gezeigt, daß die Raten nach Korrekturen für Totzeit- und atmosphärische Effekte zeitliche Konstanz zeigen; dies schränkt mögliche verbleibende Quellen systematischer Fehler ein. Zum weiteren Detektortest wird eine Reihe von Beobachtungsgrößen auf Signaturen hin untersucht, in denen sich unverstandene Detektoreffekte bzw. Fehlfunktionen widerspiegeln könnten. In der anschließenden Fehlerdiskussion werden die Meßwerte für die Trigger- und Hadronrate mitsamt ihrem totalen Fehler angegeben.

3.1 Langzeitstabilität

Zunächst sei die Reproduzierbarkeit der Raten in den verschiedenen Meßläufen¹ untersucht. Aufgrund des zeitlich konstanten und räumlich isotropen Flusses der kosmischen Strahlung geben Abweichungen in der Stabilität Hinweise auf zu korrigierende systematische Effekte und mögliche mangelnde Detektorstabilität. Über einen Zeitraum von etwa fünf Monaten² sind daher in Abbildung 3.1 die unkorrigierten Raten wiedergegeben, wie sie sich als Quotient von Ereignisanzahl und Meßzeit direkt ergeben. Bereits diese zeigen eine Stabilität mit einer Streuung von weniger als 20 %.

Der Trend zu kleineren Raten für Tageszahlen jenseits von 130 deutet auf die erste, durch die Detektortotzeit bedingte Korrektur hin: Die Gesamttriggerrate des Experiments ist zu diesem Zeitpunkt durch eine Änderung der Triggerbedingung des Detektorarrays von rund 2/s auf etwa 4/s erhöht worden. Als externer Trigger macht sich dies in einem größeren Totzeiteffekt für die Triggerebene bemerkbar. Die Totzeit der Triggerebene liegt in dem betrachteten Zeitraum konstant bei etwa 47 ms, die des Kalorimeters bei ca. 15 ms.³ Die limitierende Totzeit ist daher die der Triggerebene; sie ist jedoch in gleicher Weise für Trigger- und Hadronrate zu berücksichtigen, da letztere einen Trigger voraussetzt.

¹Die Datennahme erfolgt in Meßläufen von etwa einem halben bis zwei Tagen Länge.

²Nach Inbetriebnahme des Kalorimeters mit kompletter Flächenbelegung im April 1998.

³Die Totzeit läßt sich z.B. der Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen entnehmen.

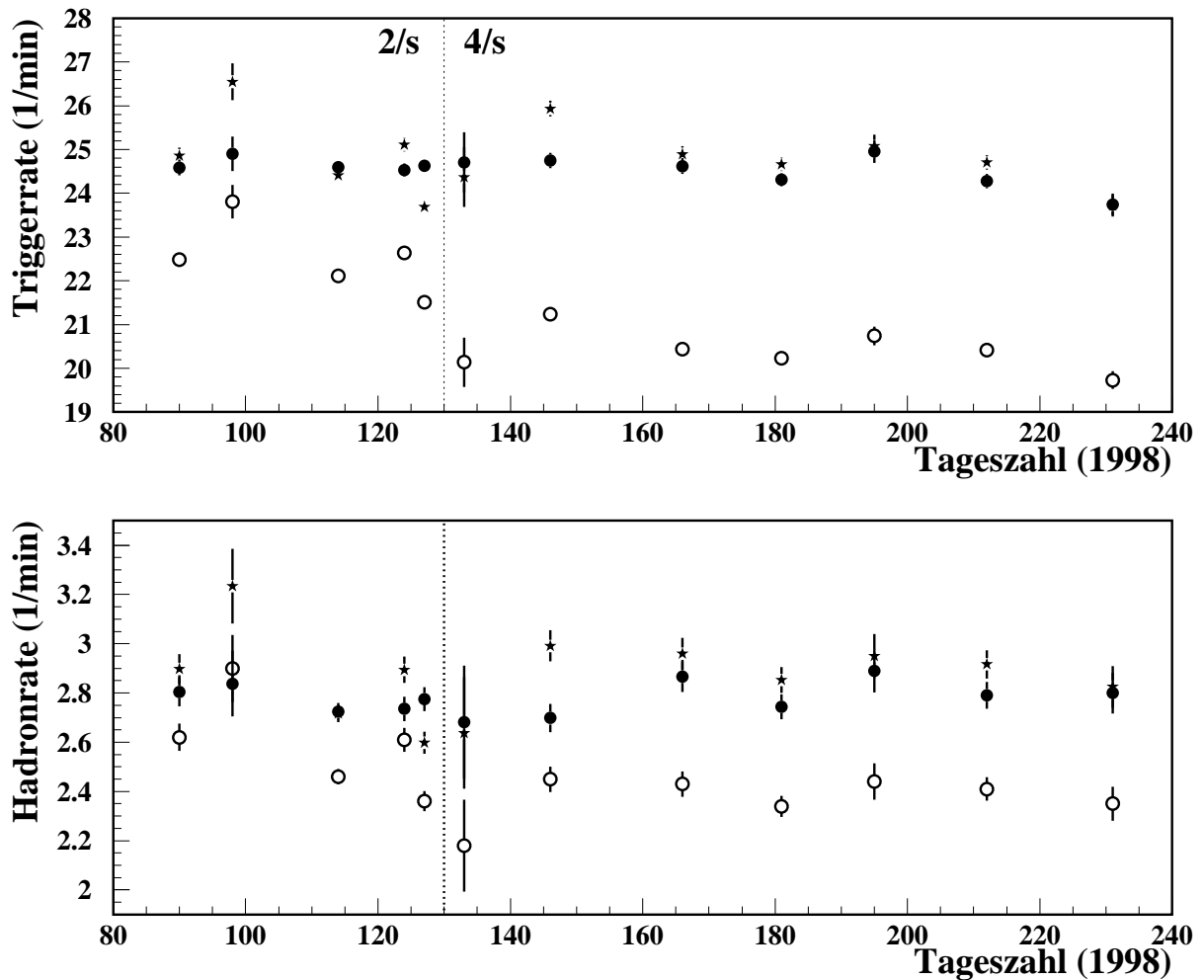


Abbildung 3.1: Meßraten vor und nach Korrekturen als Funktion der Zeit.

Für verschiedene Meßläufe im Abstand von ein bis zwei Wochen, bei denen sämtliche Detektoren beteiligt waren, sind die gemittelten Raten mit ihrem statistischen Fehler als Funktion der Zeit dargestellt. Offene Symbole geben die unkorrigierten Daten wieder, Sterne die Werte nach Berücksichtigung der Totzeit. Anschließende Luftdruckkorrektur ergibt die endgültigen Raten (gefüllte Symbole; vergleiche auch Abbildung 3.3). Der Zeitpunkt der Umstellung auf die höhere Gesamttriggerrate des Experiments von 2/s auf 4/s ist mit einer punktierten Linie gekennzeichnet.

Der Korrekturfaktor für die notwendige Erhöhung der gemessenen Raten entspricht dem Verhältnis aus „wahrer“ Ereignisanzahl N_0 zu gemessener N_{gem} , die über die „wahre“ Rate r_0 und die Totzeit t_{tot} verknüpft sind:

$$\frac{N_0}{N_{gem}} = \exp(r_0 \cdot t_{tot}) \quad .$$

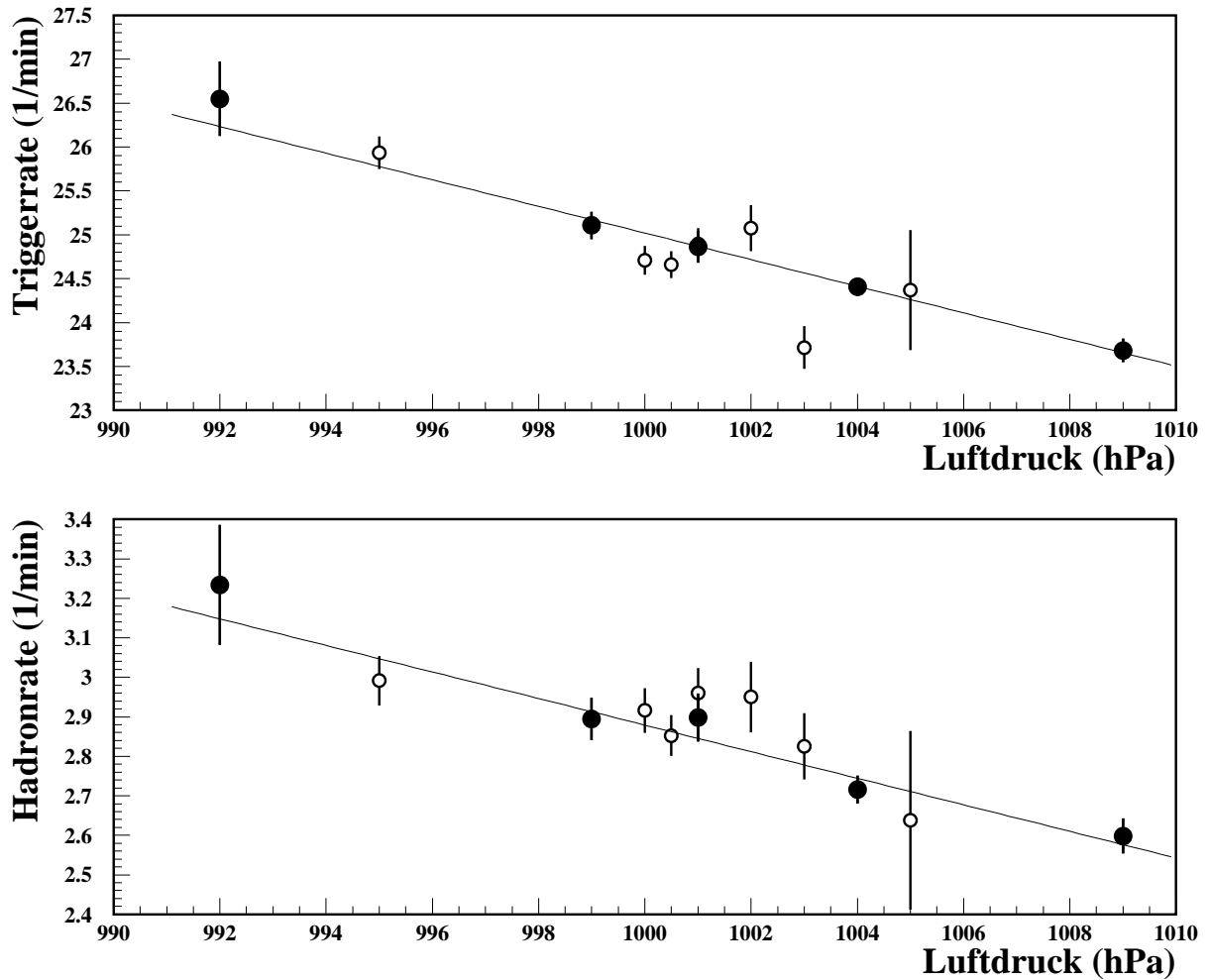


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der Meßraten vom Luftdruck. Die Raten inklusive statistischem Fehler der betrachteten Meßläufe nach Korrektur der Totzeit sind in ihrer Abhängigkeit vom Luftdruck angegeben. Eingezeichnet ist zusätzlich die Geradenanpassung an die Werte vor Erhöhung der Gesamttriggerrate (gefüllte Symbole), mit der die Luftdruckkorrektur durchgeführt wird; offene Symbole: Messungen nach Erhöhen der Gesamttriggerrate.

Aus der gemessenen Rate läßt sich für jeden Meßlauf der Korrekturfaktor iterativ bestimmen und anwenden. Er bewirkt eine Erhöhung der Raten um rund 10 % (21 %) für Messungen bei der kleineren (größeren) Gesamttriggerrate.⁴ Die totzeitkorrigierten Werte sind ebenfalls Abbildung 3.1 zu entnehmen.

⁴Für $r \cdot t_{tot} \ll 1$ kann mit $\exp(r \cdot t_{tot}) \simeq 1 + r \cdot t_{tot}$ der Effekt z.B. für die kleinere Gesamttriggerrate abgeschätzt werden zu $2/s \cdot 47 \text{ ms} \simeq 10 \%$.

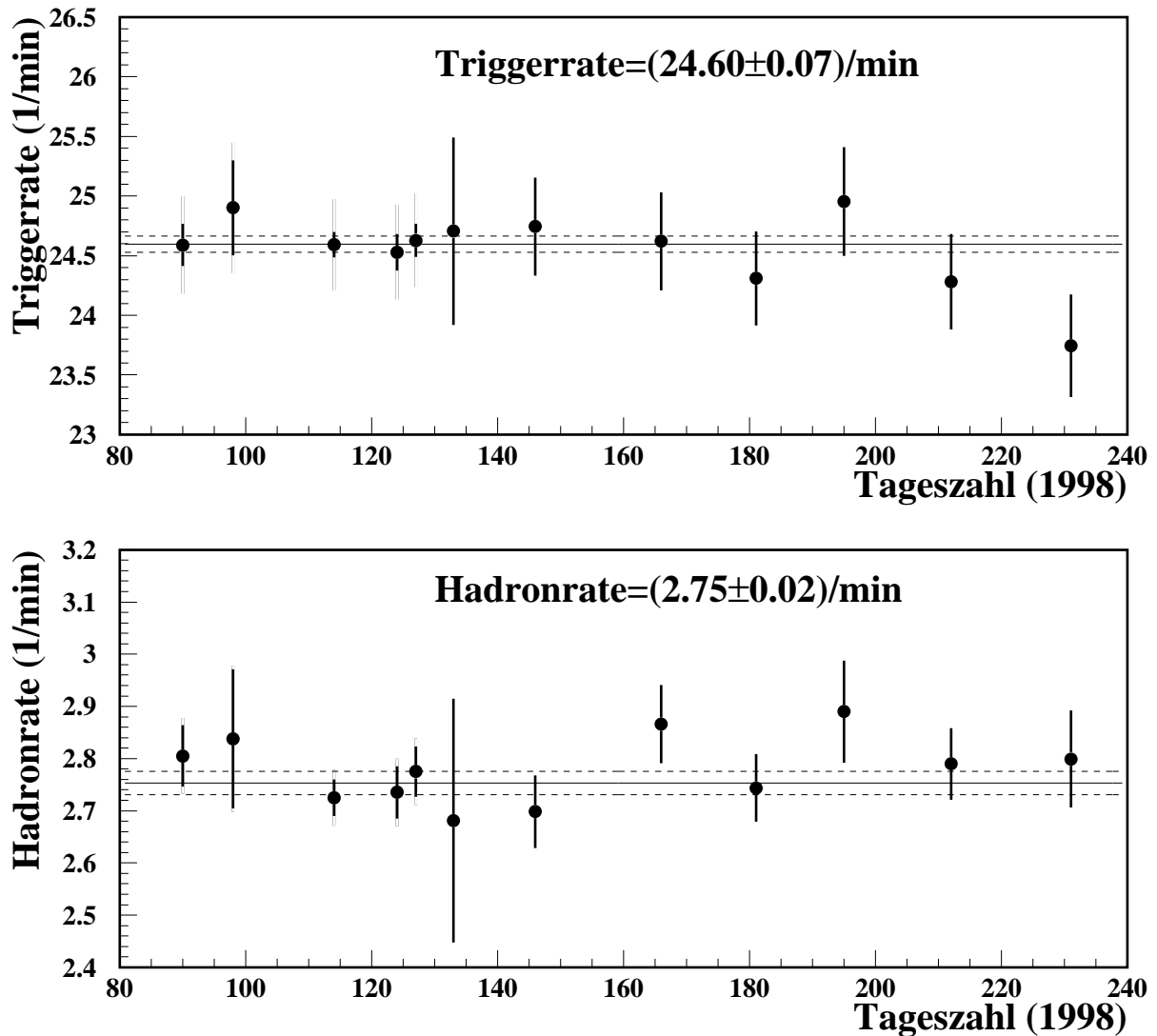


Abbildung 3.3: Korrigierte Meßraten als Funktion der Zeit. Der zeitliche Verlauf der Raten nach Korrektur für Totzeit- und Luftdruckeffekte der Meßläufe aus Abbildung 3.1 ist hier zur genaueren Ansicht dargestellt. Werte vor Erhöhen der Gesamttriggerrate (Tageszahl < 130) sind mit ihrem statistischem Fehler angegeben, für die Meßwerte mit größerem Totzeiteffekt ist ein zusätzlicher systematischer Fehler von 1.5 % berücksichtigt. Die numerisch und graphisch gezeigten Mittelwerte nebst statistischem Fehler basieren auf den Meßläufen, bei denen eine kleinere Totzeitkorrektur notwendig ist.

Neben der Totzeit ist auch eine Beeinflussung der Raten durch atmosphärische Effekte zu erwarten. Da bei höherem Luftdruck eine größere Luftmasse über dem Beobachtungsort liegt, wird die Rate vor allem mit dem Luftdruck (anti-)korreliert sein. In Abbildung 3.2 sind die für Totzeiteffekte korrigierten Raten der untersuchten Meßläufe gegen den jewei-

ligen gemittelten Luftdruck aufgetragen, wobei zwischen den Messungen vor und nach Erhöhen der Gesamttriggerrate unterschieden wird. Weil für erstere der Restfehler aufgrund der kleineren Totzeitkorrektur ebenfalls kleiner ist (vergleiche auch „Fehlerdiskussion“ in Kapitel 3.1), wird nur aus diesen eine Korrekturfunktion ermittelt, jedoch zur Kontrolle auch auf die übrigen angewandt. Es ergibt sich in guter Näherung eine lineare Abhängigkeit gemäß (-0.15 min^{-1}) pro hPa für die Triggerrate (0.6 % pro hPa entsprechend) und $(-0.035 \text{ min}^{-1})$ pro hPa für die Hadronrate (1.25 % pro hPa entsprechend). Der höhere prozentuale Effekt in der Hadronrate stimmt wegen der steiler abfallenden Longitudinalentwicklung in dieser Komponente mit der Erwartung überein.

Zur Vergleichbarkeit mit Simulationsrechnungen erfolgt die Korrektur auf einen Luftdruck von 1002.9 hPa: Dies entspricht dem Luftdruck auf KASCADE-Niveau, wie er sich in CORSIKA aus der Modellatmosphäre ergibt [Ulr 97]. Die auf diese Weise gewonnenen Raten sind zum Vergleich der Korrekturschritte ebenfalls in Abbildung 3.1 und zur genaueren Ansicht in Abbildung 3.3 aufgetragen. Im Rahmen der Fehler sind die Raten konstant. Die Reduzierung der atmosphärischen Einflüsse auf die Luftdruckabhängigkeit erweist sich somit für diese Untersuchung als hinreichend gute Näherung.⁵

Die beiden Korrekturen von Totzeit- und Luftdruckeffekt ergeben eine Langzeitstabilität der Raten auf dem Prozentniveau. Falls ein signifikanter systematischer Fehler noch vorhanden sein sollte, wäre er im betrachteten Zeitraum konstant und würde in jedem Meßlauf auftreten. Daher werden nun Verteilungen der verschiedensten Beobachtungsgrößen in einem ausgewählten Meßlauf analysiert, um mögliche Hinweise auf einen solchen Effekt zu erlangen.

3.2 Häufigkeitsverteilungen als Detektortest

Um die korrekte Funktionsweise von Triggerebene und Kalorimeter zu überprüfen, wird für die Ereignisse, die zur Trigger- und Hadronrate beitragen, das Ansprechverhalten der Detektoren überprüft. Wegen der Langzeitstabilität der Raten genügt die Untersuchung eines Meßlaufes, bei dem keine Störungen der Detektorkomponenten aufgetreten sind. Dazu wird eine etwa eintägige Meßperiode vom 7./8. Mai 1998 – vor Erhöhen der Gesamttriggerrate – mit rund 31000 Trigger- und ca. 3400 Hadronereignissen gewählt.⁶

In Abbildung 3.4 ist für die Triggerebene in Teilbild (a) die Ansprechhäufigkeit der einzelnen Szintillatoren dargestellt. Die homogene Verteilung belegt, daß die Detektoren etwa gleich häufig am Trigger teilhaben; die leichte Abflachung zu den Rändern hin ist verständlich, da Randdetektoren im Vergleich zu zentralen zu dem geforderten Koinzidenztrigger weniger oft beitragen. Das differentielle Triggermultiplizitätsspektrum (Teilbild (b)) gibt die mit wachsender Multiplizität abnehmende Ereignisfrequenz ohne jegliche, auf Fehl-

⁵Eine Korrektur mittels der Höhe der Luftdruckschicht von 200 hPa oder 300 hPa, in der sich auch Temperatureffekte niederschlagen, erbrachte keine Verbesserung der Resultate.

⁶Meßlauf Nr. 876; in Abbildung 3.1 bzw. 3.3 bei einer Tageszahl von 127, in Abbildung 3.2 bei einem Luftdruck von 1009 hPa eingetragen.

funktionen hinweisende Strukturen wieder. Dies gilt, im Rahmen der Statistik, ebenso für Teilbild (c): Die Häufigkeit von Hadronereignissen, aufgetragen gegen die zugehörige Triggermultiplizität, deutet überdies auf die korrekte Korrelation von Signalen der Triggerebene mit denen des Kalorimeters hin.

Meßgrößen des Kalorimeters sind Abbildung 3.5 zu entnehmen. Die rekonstruierten Auftrefforte der Hadronen (Teilbild (a)) sind homogen verteilt; eine Anhäufung hätte z.B. auf systematisch überhöhte Signale hinweisen können. Die relative Restenergie, deren Verteilung in Teilbild (b) gezeigt ist, spiegelt die Energie der weitaus zahlreicheren Kanäle in den Kalorimeterbereichen wider, in denen kein Hadron rekonstruiert worden ist. Sie beträgt typischerweise ca. 10–20 %; unter Berücksichtigung des Kanalrauschens sowie der deponierten Energie begleitender Luftschauerteilchen (beispielsweise Myonen oder Hadronen mit Energien unterhalb der Rekonstruktionsschwelle) entspricht dies der Erwartung.⁷ Das Energie- und Multiplizitätsspektrum der rekonstruierten Hadronen ist schließlich in den Teilbildern (c) und (d) wiedergegeben: Auch hier folgen die Verläufe qualitativ den Erwartungen.

Triggerebene und Kalorimeter liefern somit nach den Korrekturen aus Kapitel 3.1 stabile Detektorsignale, in denen keinerlei Hinweise auf signifikante Fehlfunktionen gefunden werden konnten.

3.3 Fehlerdiskussion

Ziel dieses Abschnittes ist es, die für die Meßwerte auftretenden Ungenauigkeiten in ihrer Größe und Wirkung abzuschätzen, um schließlich zur Angabe eines totalen Fehlers für die Trigger- und Hadronrate zu gelangen.

Tabelle 3.1 stellt eine Auflistung von Fehlerquellen dar, welche beim Vergleich mit Simulationsdaten zu berücksichtigen sind und im folgenden diskutiert werden. Einige hier nicht angeführte Effekte, wie z.B. das Signalrauschen im Kalorimeter, werden im Rahmen der Simulationsrechnungen korrigiert (vergleiche Kapitel 4.4). Die Fehler sind unterteilt in

- statistische Fehler;
- systematische Effekte, die korrigiert worden sind. Ihre Korrektur bringt einen Restfehler mit sich, der gleichermaßen in Richtung eines zu vergrößernden oder zu verkleinernden Meßwertes wirken kann;

⁷Das mittlere Rauschen pro Kanal liegt bei 0.66 MeV. Gleiches Rauschverhalten der Kanäle vorausgesetzt, lägen von den 40000 Kanälen somit rund 50 oberhalb der Analyseschwelle von 2 MeV Mindestenergie. Diese durch Rauschen bedingte Deposition von etwa 100 MeV ist zu vergleichen mit der eines rekonstruierten Hadrons. Da einem Hadron einer Energie von 100 GeV rund 500 MeV deponierter Energie zuzuordnen sind (der Umrechnungsfaktor ergibt sich aus Detektorsimulationsrechnungen), betrüge in diesem Fall der Anteil des Rauschens an der relativen Restenergie $100/(100+500) \simeq 17\%$, in guter Übereinstimmung mit einem mittleren Wert der gemessenen Verteilung. Diese einfache Abschätzung wird in realiter noch modifiziert durch unterschiedliche Rauscheigenschaften der Kanäle.

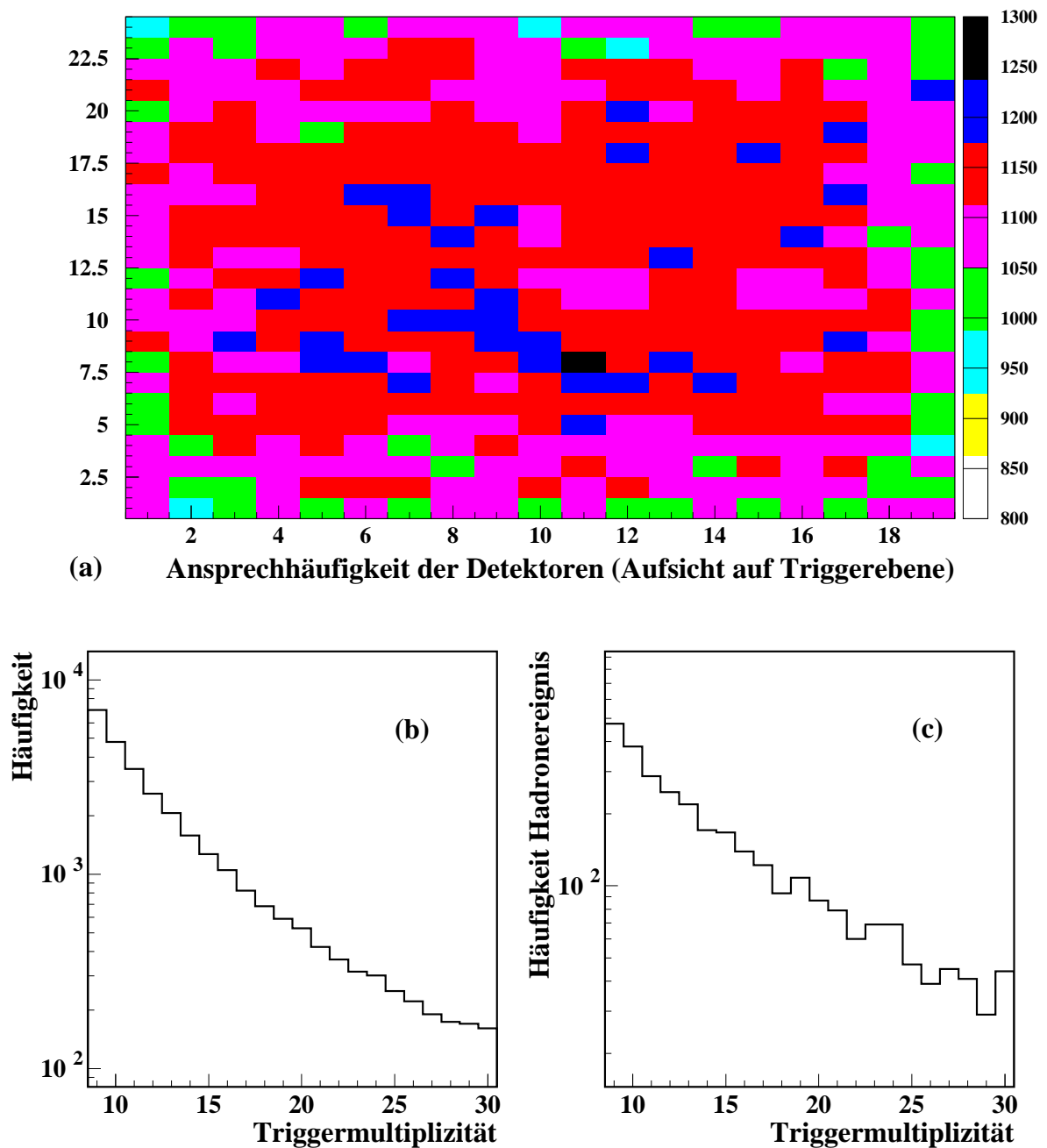


Abbildung 3.4: Häufigkeitsverteilungen für Observablen der Triggerebene. Für eine etwa eintägige Meßperiode sind aufgetragen: (a) Ansprechhäufigkeit der Detektoren in einer Aufsicht auf die Triggerebene (Numerierung der Detektormodule an den Achsen). Zur Verdeutlichung von Strukturen ist der Nullpunkt unterdrückt. (b) Differenzielles Triggermultiplizitätsspektrum. (c) Korrelation von Triggerebene und Kalorimeter: Häufigkeit von Hadronereignissen als Funktion der Triggermultiplizität.

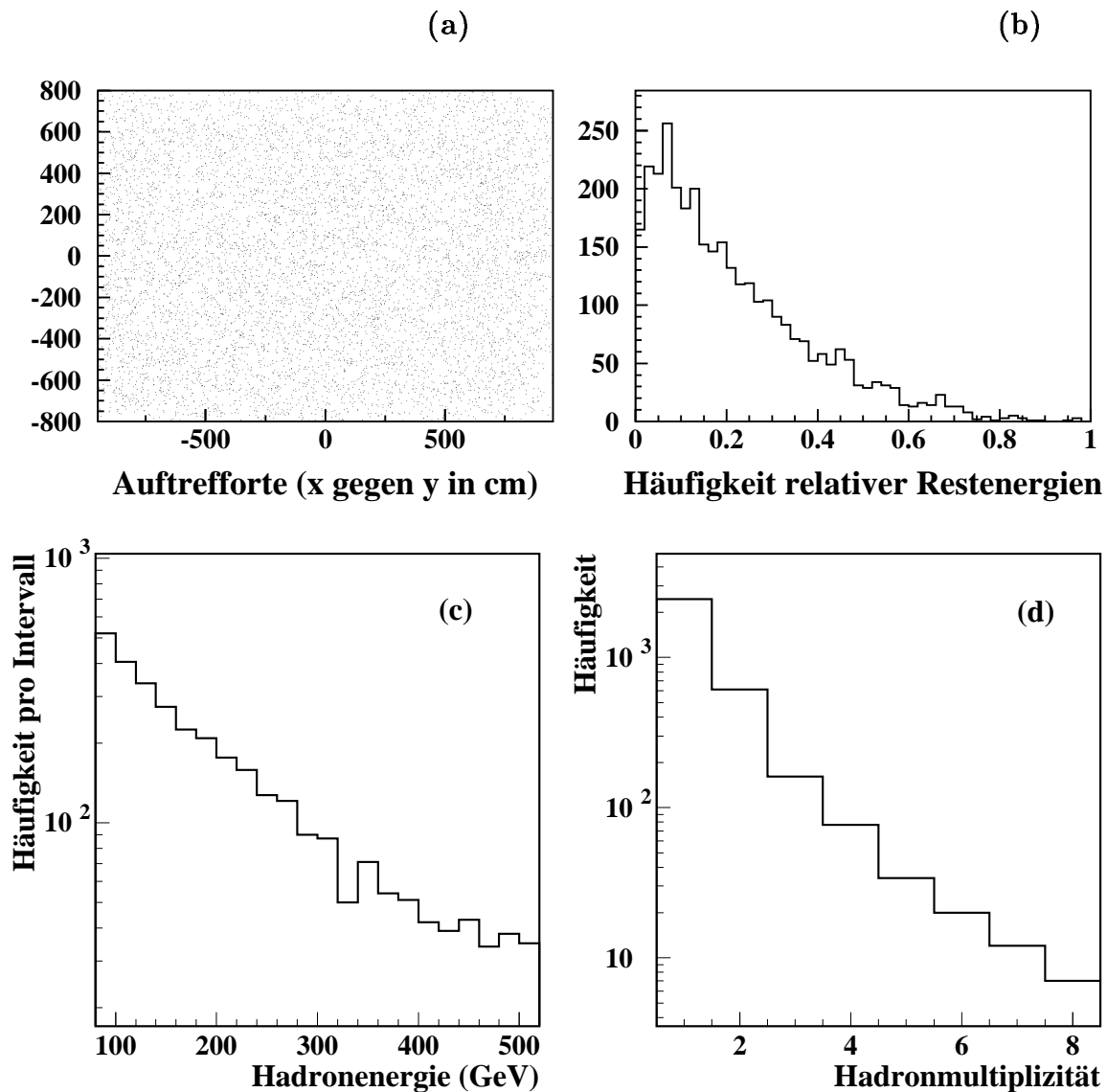


Abbildung 3.5: Häufigkeitsverteilungen für Observablen des Kalorimeters. Für eine etwa eintägige Meßperiode sind aufgetragen: (a) Aufsicht auf Kalorimeterfläche: Rekonstruierte Auftrefforte der Hadronen. (b) Verteilung der relativen Restenergie für Hadronereignisse: Verhältnis der deponierten Energie, die keinem Hadron mit $E_{had} \geq 25$ GeV zugeordnet worden ist, zur gesamten deponierten Energie im Kalorimeter. (c) Differenzielles Energiespektrum der Hadronen mit der größten rekonstruierten Energie im jeweiligen Hadronereignis. (d) Differenzielles Multiplizitätsspektrum in Hadronereignissen für Hadronenergien $E_{had} > 90$ GeV.

- systematische Effekte, die nicht korrigiert wurden, weil sie als hinreichend klein oder nur sehr ungenau abzuschätzen sind; auf den Meßwert können sie sich in unterschiedlicher Richtung auswirken.

Art	Größe	Wirkung
Statistischer Fehler	TR < 0.3 %	↓↑
	HR < 0.7 %	↓↑
Restfehler korrigierter systematischer Effekte		
Totzeitkorrektur	TR, HR \simeq 1.5%	↓↑
Luftdruckkorrektur	TR, HR \leq 1.5%	↓↑
Fehler nicht korrigierter systematischer Effekte		
Defekte Kanäle (Triggerebene, Kalorimeter)	TR, HR < 0.5%	↓
Unkorrelierte Myonen	TR, HR \simeq 0.3%	↑
Energieschwelle Einzeldetektoren (Triggerebene)	TR, HR < 0.2%	↓↑
(Schlechtere) Energieauflösung (Triggerebene)	TR, HR < 0.2%	↓
Detektorverständnis Triggerebene	TR, HR \simeq 3% ?	↓↑
Detektorverständnis Kalorimeter	HR \simeq 7% ?	↓↑

Tabelle 3.1: Fehlerliste der gemessenen Raten. Die Fehler der Meßwerte sind unterteilt in die drei Kategorien statistischer Fehler, korrigierte und nicht korrigierte systematische Effekte. Neben ihrer Größe ist angegeben, in welcher Form (Erhöhen bzw. Erniedrigen) sie sich auf den Meßwert auswirken. Die Triggerrate ist mit „TR“, die Hadronrate mit „HR“ abgekürzt; weitere Erläuterungen im Text.

Der statistische Fehler ergibt sich bereits für die untersuchte, eintägige Meßperiode als sehr klein zu rund $1/\sqrt{31000} \simeq 0.6\%$ für die Trigger- und $1/\sqrt{3400} \simeq 1.7\%$ für die Hadronrate. Hinzunahme weiterer Meßläufe führt zu dem angegebenen statistischen Fehler von $< 0.3\%$ für die Triggerrate und $< 0.7\%$ für die Hadronrate, die in Abbildung 3.3 als (1σ -) Fehlerband angegeben sind. Wie sich zeigen wird, stellt die Meßstatistik somit für die folgenden Analysen keine Limitierung dar – ein Vorteil der gewählten Raten als Observable.

Die beiden Korrekturen auf Totzeit und Luftdruck als systematische Effekte sind in Kapitel 3.1 beschrieben worden. Da die Totzeitkorrektur für die Meßläufe vor Erhöhen der Gesamttriggerrate (und nur mit diesen werden die Raten bestimmt) bei rund 10 % liegt, wird der Restfehler zu etwa 1.5 % abgeschätzt.⁸ Die verbleibende Ungenauigkeit bei der Luftdruckkorrektur besteht aus zwei Anteilen, der Festlegung des Bezugspunktes sowie dem Gang der Raten bei Druckvariationen. Die Korrektur auf den Bezugspunkt ist für jeden Meßlauf unterschiedlich und beträgt zumeist zwischen 3–8 %; insgesamt wird daher ein Restfehler von $\leq 1.5\%$ angenommen.

Verschiedene systematische Effekte sind zu untersuchen, für die nicht korrigiert worden ist. Die Anzahl defekter Kanäle in Triggerebene und Kalorimeter liegt im Bereich weniger Promille, die Meßrate ist dadurch um weniger als etwa 0.5 % zu niedrig. Ein unkorre-

⁸Für die Meßläufe mit ca. 21 % Totzeitkorrektur sind entsprechend zusätzlich 1.5 % zu addieren, wie in Abbildung 3.3 berücksichtigt.

liertes Myon⁹ vermag z.B. den neunten, zum Trigger erforderlichen Detektor ansprechen lassen; wegen des Koinzidenzzeitfensters von 100 ns ist ihr Beitrag jedoch klein ($\simeq 0.3\%$). Die effektiven Schwellen der einzelnen Detektoren der Triggerebene streuen um den angestrebten Wert von $1/3 \cdot E_{mip}$. Neben einem ausgleichenden Mittelungseffekt sind aber auch mäßige systematische Abweichungen unkritisch: Da die Energiedeposition der Myonen einer Landauverteilung folgt und im Bereich der Schwelle nur wenige Myonen beitragen [Fes 97], ist die Wirkung auf den Trigger sehr klein, für den nur von Bedeutung ist, ob ein Eintrag die Schwelle überschreitet. Der Effekt wird ebenso zu $< 0.2\%$ abgeschätzt wie derjenige, der von einer im Vergleich zur Simulation geringfügig schlechteren Energieauflösung der Detektoren der Triggerebene herrührt [Hae 99].

Allgemein stellt sich die Frage nach der korrekten Beschreibung des Detektorverhaltens: Inwieweit stimmt das gemessene Signal, hier im wesentlichen die Triggermultiplizität für die Triggerrate und die deponierte Energiesumme in einer Hadronspur für die Hadronrate, mit dem erwarteten überein? In Ermangelung eines Kalibrationsstrahls im geeigneten Energiebereich erfolgt die Definition der erwarteten Detektorantwort und somit die Kalibration mit Hilfe von Simulationsrechnungen. Letztere als potentielle Fehlerquelle beim Vergleich von Messung und Simulation werden in der Fehlerdiskussion im Kapitel „Simulationsrechnungen“ (Kapitel 4.4) angeführt. An dieser Stelle ist von Interesse, ob der Detektor in seiner Implementierung in der Detektorsimulation, in der sich das Detektorverständnis ausdrückt, abgesehen von den oben benannten Effekten keine signifikant unterschiedlichen Signale zum Detektor in der Messung liefert.¹⁰

Sämtliche dieser Effekte seien unter dem Begriff „Detektorverständnis“ subsumiert. Ihre Abschätzung ist aufgrund der Vielzahl möglicher Einflüsse mit Unsicherheiten behaftet. Sie sollten sich jedoch wegen der geringeren Komplexität der Triggerebene weniger stark auf die Triggerrate auswirken, und verschiedene Aspekte dienen zur Eingrenzung:

Neben umfangreichen Maßnahmen zur Kontrolle der erreichten Signalgüte (siehe Kapitel 1.2.2 und dortige Referenzen) ist zunächst wiederum auf die erzielte Stabilität der Raten hinzuweisen. Eine Untersuchung der Ionisationskammern an einem Teststrahl von Pionen, Elektronen und Myonen im Energiebereich 2–6 GeV [Eng 92a] erlaubte die Bestimmung einer Kalibrationsreferenz der Kanäle bei diesen Energien; die gute Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen zeigt überdies ein adäquates Detektorverständnis und die Güte der Simulation für diesen Energiebereich. Schließlich ist ein detaillierter Vergleich der Energiedepositionen (Longitudinal- und Lateralentwicklung im Detektor) einzelner gemessener und simulierter Hadronereignisse bis zu Energien von etwa 10 TeV durchgeführt und eine zufriedenstellende Übereinstimmung gefunden worden [Mil 98].

Um zu einer Abschätzung für eine mögliche Gesamtwirkung diverser Effekte zu gelangen,

⁹Vergleiche Fußnote 8 in Kapitel 1.2.2.

¹⁰So sind beispielsweise Vereinfachungen des Detektors in der Simulation notwendig und zumeist auch unkritisch, wie z.B. Einbau einer effektiven Absorberschicht anstelle des exakten mechanischen Aufbaus der Kanäle inklusive Elektronik oder direkte Berechnung der Energieeinträge anstatt eines Zwischenschrittes über ADC-Werte nebst Digitalisierung.

sei für die Triggerebene eine Ungenauigkeit in der Multiplizität von ± 0.1 angenommen, die einen möglichen Fehler von rund 3 % in Trigger- und Hadronrate bedeutet. Beim Kalorimeter sei der Fall untersucht, daß die gleiche Summe deponierter Energie von 10 % unterschiedlichen „wahren“ Hadronenergien stammt (z.B. 90 GeV in der Messung würden fälschlicherweise verglichen mit 100 GeV in der Simulation). In der Hadronrate würde dadurch eine Verschiebung von rund 7 % bewirkt; auf diesen Werten basieren die Angaben in Tabelle 3.1.

Unter Berücksichtigung der angeführten Fehlerquellen wird insgesamt ein totaler Meßfehler von 5 % in der Trigger- und 10 % in der Hadronrate ermittelt, so daß für die gemessenen Raten folgt:

$$\text{Triggerrate} = (24.60 \pm 1.23) / \text{min} \quad (\geq 9 \text{ Detektoren mit } E \geq 1/3 \cdot E_{\text{mip}} \text{ in } 100 \text{ ns})$$

$$\text{Hadronrate} = (2.75 \pm 0.28) / \text{min} \quad (\geq 1 \text{ Hadron mit } E > 90 \text{ GeV nach Trigger})$$

Der Meßfehler ist praktisch vollständig systematischer Natur. Da die Hadronrate mit der Triggerrate korreliert ist, wirkt sich ein Effekt in der Triggerrate auf beide aus; umgekehrt ist dies im wesentlichen nicht der Fall (beispielsweise bei der Energiezuweisung der Hadronen). Wie sich zeigen wird, reicht die erzielte Genauigkeit zum Vergleich mit Simulationsvorhersagen aus, denen sich das folgende Kapitel widmet.

Kapitel 4

Simulationsrechnungen

Das Ziel ist nun, für die verschiedenen in CORSIKA implementierten hadronischen Wechselwirkungsmodelle belastbare Vorhersagen der Trigger- und Hadronraten zu erhalten. Dazu werden im folgenden Simulationskonzept und -realisierung diskutiert, bevor die Modellvorhersagen verglichen und Folgerungen gezogen werden. Bei der Interpretation ist die Analyse hilfreich, welche Luftschauer zu den Raten beitragen. In der Fehlerdiskussion wird die Genauigkeit untersucht, mit der die Vorhersagen den Meßwerten gegenübergestellt werden können.

4.1 Konzept und Realisierung

Der schematische Ablauf der Simulationsrechnungen ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Im Rahmen von CORSIKA¹ wird zunächst ein hadronisches Wechselwirkungsmodell ausgewählt, mit dem die Luftschauersimulation durchgeführt wird. Es schließt sich die Detektorsimulation an, in der die Wechselwirkungen der einzelnen Luftschauerteilchen im KASCADE-Detektorsystem detailliert berechnet werden. Dazu wird das Programm CRES² verwendet, das auf den in der Teilchenphysik etablierten GEANT³-Algorithmen [GEA 93] basiert. Für die Behandlung der hadronischen Wechselwirkung in der Detektorsimulation wird der in GEANT integrierte Programmcode FLUKA⁴ [Aar 90] verwendet. Nach diesem Schritt sind die simulierten Detektorsignale direkt mit den experimentellen vergleichbar, so daß zur weiteren Datenanalyse für Messung und Simulation das Rekonstruktionsprogramm KRETA⁵ gleichermaßen Anwendung findet. Systematische Effekte beim Datenvergleich werden so minimiert.

Zur Simulation werden die Primärflüsse gemäß den Ergebnissen direkter Messungen oberhalb der Atmosphäre gewählt. Tabelle 4.1 listet die zugrundeliegenden Parameter der Flußspektren auf, die einer Zusammenstellung von Wiebel [Wie 94] entnommen sind. Die

¹Ab Version 5.62.

²Cosmic Ray Event Simulation; ab Version 1.14/04.

³Kein Akronym, franz. für Riese; Version 3.214.

⁴FLUktuierende KAskade.

⁵Kascade Reconstruction for ExTensive Air showers; ab Version 1.14/01.

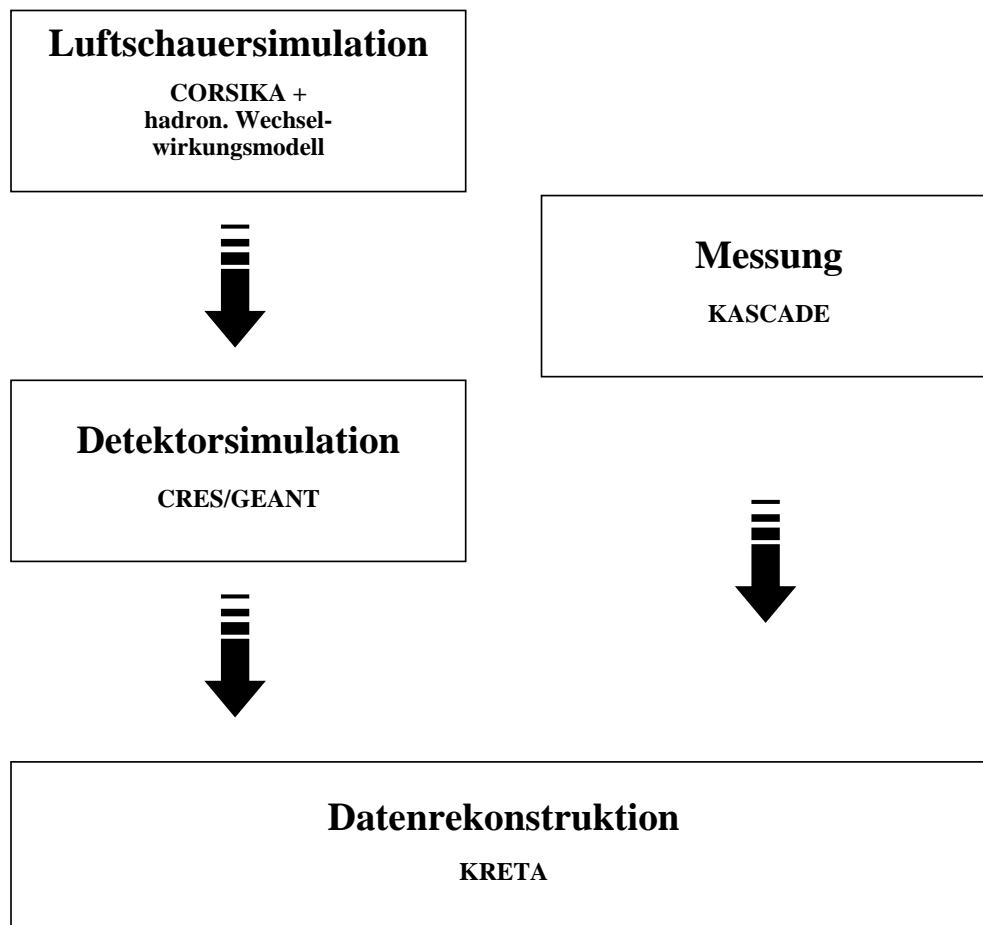


Abbildung 4.1: Simulationsschema. Die Abfolge der Datengewinnung auf Simulations- und Experimentseite ist schematisch dargestellt.

Summe der Flüsse der betrachteten fünf Massen(-gruppen) gibt den Gesamtfluß aller Teilchen der kosmischen Strahlung gut wieder [Wie 94]. Die vereinfachende Zusammenfassung von Kernen jenseits von Helium zu drei Massengruppen („O“, „Mg“ und „Fe“) ist gerechtfertigt, da innerhalb der Massengruppen die Luftschauerentwicklung sehr ähnlich ist.⁶ Auf verbleibende systematische Fehler, die sich auch aus den Unsicherheiten in den Resultaten direkter Messungen ergeben, wird in Kapitel 4.4 eingegangen.

Der Parameterraum bezüglich Primärenergie, Zenitwinkel und Abstand von Schauerzentrum zum Zentraldetektor muß genügend groß gewählt werden, um eine vollständige Erfassung aller beitragenden Luftschauer zu erreichen. Maximaler Zenitwinkel und Abstand sind dabei von der Primärenergie abhängig: So lösen höherenergetische Primärteilchen

⁶Da sich sogar zeigt, daß auch die Beiträge der drei Massengruppen der Kerne sich ähneln, können diese im nächsten Abschnitt zusammengefaßt werden.

Z	p 1	He 2	O 6–8	Mg 10–16	Fe 17–26	
φ_0 (1 TeV)	10.91	6.60	2.86	2.36	2.52	$[10^{-2} \text{ Kerne}/(\text{m}^2\text{sTeVsr})]$
γ	2.75	2.62	2.67	2.62	2.60	$dN/dE \propto E^{-\gamma}$

Tabelle 4.1: Die verwendeten Primärflüsse. Angegeben sind der differentielle Fluß φ_0 bei einer Energie von 1 TeV sowie die Spektralindizes für die Primärteilchen Proton und Helium sowie die Massengruppen Sauerstoff, Magnesium und Eisen, in denen die Elemente der Ordnungszahl Z zusammengefaßt sind [Wie 94].

entsprechend ihrer größeren Sekundärteilchenanzahl z.B. auch bei größeren Distanzen einen Trigger aus. Auf der anderen Seite sind bei niederenergetischen Primärteilchen, die wegen des steilen Primärflußspektrums in wesentlich größerer Anzahl vorkommen, signifikante Beiträge von großen Abständen oder Zenitwinkeln aufgrund von Fluktuationen in der Luftschauerentwicklung möglich. Auch die Fluktuationen unterscheiden sich in den hadronischen Wechselwirkungsmodellen (vgl. Kapitel 2.2.3), und es muß gewährleistet sein, daß der Parameterbereich für alle Modelle groß genug ist.

Bei der Realisierung sind zunächst diverse Parametersätze für verschiedene Modelle untersucht worden, um schließlich für sämtliche Modelle einheitliche und (a posteriori zu überprüfen) hinreichend weit gefaßte Parameterbereiche zu wählen. Sie sind in Tabelle 4.2 für Protonen als Primärteilchen sowie in Anhang A für alle Massengruppen aufgelistet.

Notwendige Extrapolationen zu Energien jenseits des Bereiches direkter Messungen (ab ca. 10^{15} eV) werden mit konstanten Spektralindizes bis zu einer Knieposition von $3 \cdot 10^{15}$ eV durchgeführt; anschließend werden die Indizes um jeweils $\Delta\gamma = 0.3$ vergrößert. In Abschnitt 4.4 werden die mit dieser Extrapolation einhergehenden Fehler untersucht.

Um zu einer Abschätzung der notwendigen Simulationsstatistik zu gelangen, wird der experimentelle Wert der Hadronrate zugrundegelegt. Er beträgt rund 3 Ereignisse pro Minute; eine Simulationsstatistik, die bei den gewählten Parametern einem realen Fluß von 20 Minuten gleichkommt, läßt für ein korrekt beschreibendes Modell eine Ereignisanzahl von etwa 60 bei einem relativen Fehler von $1/\sqrt{60} \simeq 13\%$ erwarten.⁷ Damit liegt der statistische Fehler im Bereich des totalen Meßfehlers und erlaubt einen Vergleich auf diesem Genauigkeitsniveau.

Die entsprechenden Gesamtanzahlen der zu simulierenden Schauer sind ebenfalls in Tabelle 4.2 bzw. in Anhang A aufgeführt. Sie berechnen sich mit dem differentiellen Fluß $\varphi(E)dE$, dem Raumwinkelement $d\Omega$ und dem Flächenelement dA gemäß

$$dN = \varphi(E)dE d\Omega dt dA \quad . \quad (4.1)$$

Mit dem Potenzgesetz des Energiespektrums, bei Integration über alle Azimutwinkel und bis zu einem maximalen Zenitwinkel Θ_{max} sowie für eine quadratische Detektorfläche

⁷Für die Triggerrate ergäbe sich ein statistischer Fehler von $1/\sqrt{500} \simeq 4.5\%$.

$\lg(E/\text{GeV})$	d [m]	Θ [°]	Gesamt	Vervielf.	CORSIKA
(2.0–2.5)	± 100	0-45	229 Mio	15	15.3 Mio
2.5–3.0	± 100	0-45	30.5 Mio	15	2.04 Mio
3.0–3.5	± 100	0-45	4.07 Mio	15	271581
3.5–4.0	± 100	0-45	543240	15	36216
4.0–4.5	± 70	0-45	35500	10	3550
4.5–5.0	± 70	0-45	4730	10	473
5.0–5.5	± 100	0-45	1290	5	258
5.5–6.0	± 150	0-60	576	4	144
6.0–6.5	± 300	0-60	312	3	104
6.5–7.0	± 400	0-60	66	2	33
7.0–7.5	± 500	0-60	10	2	5

Tabelle 4.2: Simulationsstatistik am Beispiel der Protonen. Für Protonen als Primärteilchen ist für jedes der betrachteten Energieintervalle die Parameterwahl angegeben, die der Simulation zugrunde liegt: Fläche der Kantenlänge $2d$, Zenitwinkel Θ , Gesamtanzahl der simulierten Schauer (einem realen Fluß von 20 Minuten entsprechend), Vervielfachungsfaktor für Luftschaer und daraus resultierende Anzahl der mit CORSIKA simulierten Luftschaer. Das Knie wird bei einer Energie von $\lg(E/\text{GeV}) = 6.5$ berücksichtigt.

$A_0 = (2d)^2$ senkrecht zu $\Theta = 0^\circ$ gilt dann

$$\varphi(E) = \varphi_0 \cdot E^{-\gamma}$$

$$\int_{\Omega'} \int_{A'} dA d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\Theta_{max}} \int_{A'} dA \sin \Theta d\Theta d\Phi ,$$

mit $\int_{A'} dA = A_0 \cdot \cos \Theta = (2d)^2 \cos \Theta$.

Integration im Primärenergieintervall $[E_1, E_2]$ ergibt somit für die Gesamtanzahl während einer Zeitdauer Δt

$$N = \frac{\pi \cdot \Delta t \cdot (2d)^2 \cdot \varphi_0 \cdot \sin^2 \Theta_{max}}{-\gamma + 1} \cdot [E_2^{-\gamma+1} - E_1^{-\gamma+1}] . \quad (4.2)$$

Je nach Primärmasse sind die Werte für φ_0 und γ aus Tabelle 4.1 und je nach Energieintervall Θ_{max} und d entsprechend Tabelle 4.2 einzusetzen.⁸

Um die benötigte Rechenzeit vor allem bei kleinen Primärenergien für CORSIKA zu reduzieren, ist es möglich, einen Luftschaer mehrfach in der Detektorsimulation zu berücksichtigen. Durch unterschiedliches Positionieren des Schauerzentrums relativ zum Zentraldetektor werden räumlich verschiedene Bereiche des Luftschaers der Meßapparatur

⁸Zu beachten ist die Berücksichtigung des Knies, die für Energien größer $3 \cdot 10^{15}$ eV mittels $\gamma' \rightarrow \gamma + 0.3$ erfolgt.

zugeführt. Gleichwohl darf diese Methode nicht zu oft angewendet werden, da sich ansonsten signifikante systematische Effekte ergeben können (siehe „Fehlerdiskussion“ in Kapitel 4.4). Die gewählten Vervielfachungsfaktoren und die daraus resultierende Anzahl der Luftschauer sind Tabelle 4.2 zu entnehmen.

Abweichend von den Werten der Tabelle 4.2 wird aus Rechenzeitgründen auf die vollständige Simulation des Energiebereiches $\lg(E/\text{GeV}) < 2.5$ sowie bei DPMJET und HDPM auf Zenitwinkel $\Theta > 45^\circ$ verzichtet; die notwendigen (kleinen) Korrekturen werden im nächsten Abschnitt und im Rahmen der Fehlerdiskussion behandelt.

Zum Vergleich aller Modelle⁹ in den Gesamtraten wird zunächst auf die rechenzeitintensive Simulation der elektromagnetischen Komponente und des Detektorarrays verzichtet. Ihre Berücksichtigung wird für zwei Modelle bei der Einteilung in Primärenergieintervalle und der Untersuchung der Toplage erfolgen.

Auf diese Weise werden die fünf hadronischen Wechselwirkungsmodelle mit einer Simulationsstatistik untersucht, die einem realen Fluß von 20 Minuten gleichkommt. Eine Ausnahme bildet das Modell HDPM; aus Gründen, die in den folgenden Kapiteln deutlich werden, reicht hier eine Statistik, die einem realen Fluß von zehn Minuten entspricht. Somit können nun die erzielten Modellvorhersagen untereinander verglichen werden.

4.2 Vergleich der Vorhersagen

Die Resultate der Simulationsrechnungen sind für die fünf hadronischen Wechselwirkungsmodelle in Tabelle 4.3 sowie in Abbildung 4.2 zusammengefaßt. Der Tabelle ist auch die Korrektur auf die vollständige Simulation des Parametersatzes (siehe z.B. Tabelle 4.2) zu entnehmen. Der zugehörige Restfehler ist zumeist klein gegenüber dem statistischen und wird im Gesamtfehler in Abbildung 4.2 berücksichtigt.

Da für sämtliche Modelle die gleichen Bedingungen gelten, angefangen vom CORSIKA-Rahmen über die Detektorsimulation bis hin zum Auswertungsprogramm, wirken sich in erster Näherung weitere systematische Effekte (siehe „Fehlerdiskussion“) gleichermaßen auf alle Modellvorhersagen aus, so daß ein Vergleich der Ergebnisse untereinander möglich ist. Ebenso werden Diskrepanzen in den Raten im wesentlichen nur auf Unterschiede im hadronischen Wechselwirkungsmodell zurückzuführen sein.

Die Simulationen zeigen:

- Es gibt signifikante Unterschiede in den Vorhersagen für die Raten. Der maximale Unterschied liegt bei einem Faktor von 1.7 in der Trigger- und einem Faktor von 2 in der Hadronrate (Vergleich von DPMJET und HDPM).
- Keine zwei Modelle stimmen in ihren Vorhersagen gut überein. Insbesondere differieren auch die Werte der Modelle, die auf der Gribov-Regge-Theorie beruhen: Bei

⁹Inklusive der modifizierten Versionen von QGSJET in Kapitel 6.

	QGSJET (5.62)	VENUS	DPMJET	SIBYLL 1.6	HDPM
Ereignisanzahl					
... Triggerrate	554	655	450	507	376
... Hadronrate	99	131	93	124	90
Extrapolation von ...	E	E	E, Θ	E	E, Θ
... in Triggerrate	23 ± 9	21 ± 9	27 ± 10	9 ± 6	35 ± 16
... in Hadronrate	10 ± 5	9 ± 5	4 ± 2	3 ± 2	8 ± 5
Simulation entspricht	20 min	20 min	20 min	20 min	10 min
⇒ Triggerrate [1/min]	28.85	33.80	23.85	25.80	41.10
statistischer Fehler	± 1.20	± 1.30	± 1.10	± 1.15	± 2.05
Fehler der Extrapolation	± 0.45	± 0.45	± 0.50	± 0.30	± 1.60
⇒ Gesamtfehler	± 1.50	± 1.60	± 1.45	± 1.35	± 3.15
⇒ Hadronrate [1/min]	5.45	7.00	4.85	6.35	9.80
statistischer Fehler	± 0.55	± 0.60	± 0.50	± 0.55	± 1.00
Fehler der Extrapolation	± 0.25	± 0.25	± 0.10	± 0.10	± 0.50
⇒ Gesamtfehler	± 0.70	± 0.75	± 0.60	± 0.65	± 1.40

Tabelle 4.3: Modellvorhersagen der Trigger- und Hadronrate. Aufgelistet sind die Vorhersagen der Trigger- und Hadronrate für die verschiedenen hadronischen Wechselwirkungsmodelle, wie sie sich aus den Ereignisanzahlen und dem entsprechenden Simulationsumfang ergeben. Im Gesamtwert und -fehler ist die Korrektur enthalten, die von der Extrapolation auf den einheitlichen Parametersatz stammt (siehe Text). Alle Modelle sind gemäß ihrer Implementation in CORSIKA-Version 5.62 verwendet worden; zur Unterscheidung von späteren Modellerweiterungen sind für QGSJET und SIBYLL CORSIKA- bzw. Modellversionsnummer angegeben.

Verwendung von VENUS liegen Trigger- und Hadronrate um rund 40 % über den Vorhersagen mit DPMJET.

- Gleichwohl mit größerer Unsicherheit behaftet, scheinen insbesondere die mit HDPM erzielten Werte separiert von den übrigen.

Die Modellergebnisse streuen sehr; die Raten eignen sich gut zum Test der Simulationvorhersagen. Weiterhin zeigt sich Notwendigkeit der Klärung, welche Modelle Defizite in der Beschreibung der Luftschauerentwicklung aufweisen und ob sich ein Modell für die hier betrachteten Observablen als geeignet erweist. Mögliche Ursache einer Sonderposition von HDPM könnte die mangelnde theoretische Fundierung dieses Modells sein (vergleiche Kapitel 2.2.2).

Die zwar unterschiedlichen Modellvorhersagen scheinen jedoch einem Trend zu folgen. Unter Einbeziehung des unteren Teilbildes von Abbildung 4.2 sind vergleichbare Werte der Modelle bezüglich des Anteils von Hadronereignissen an der Rate festzustellen, dem-

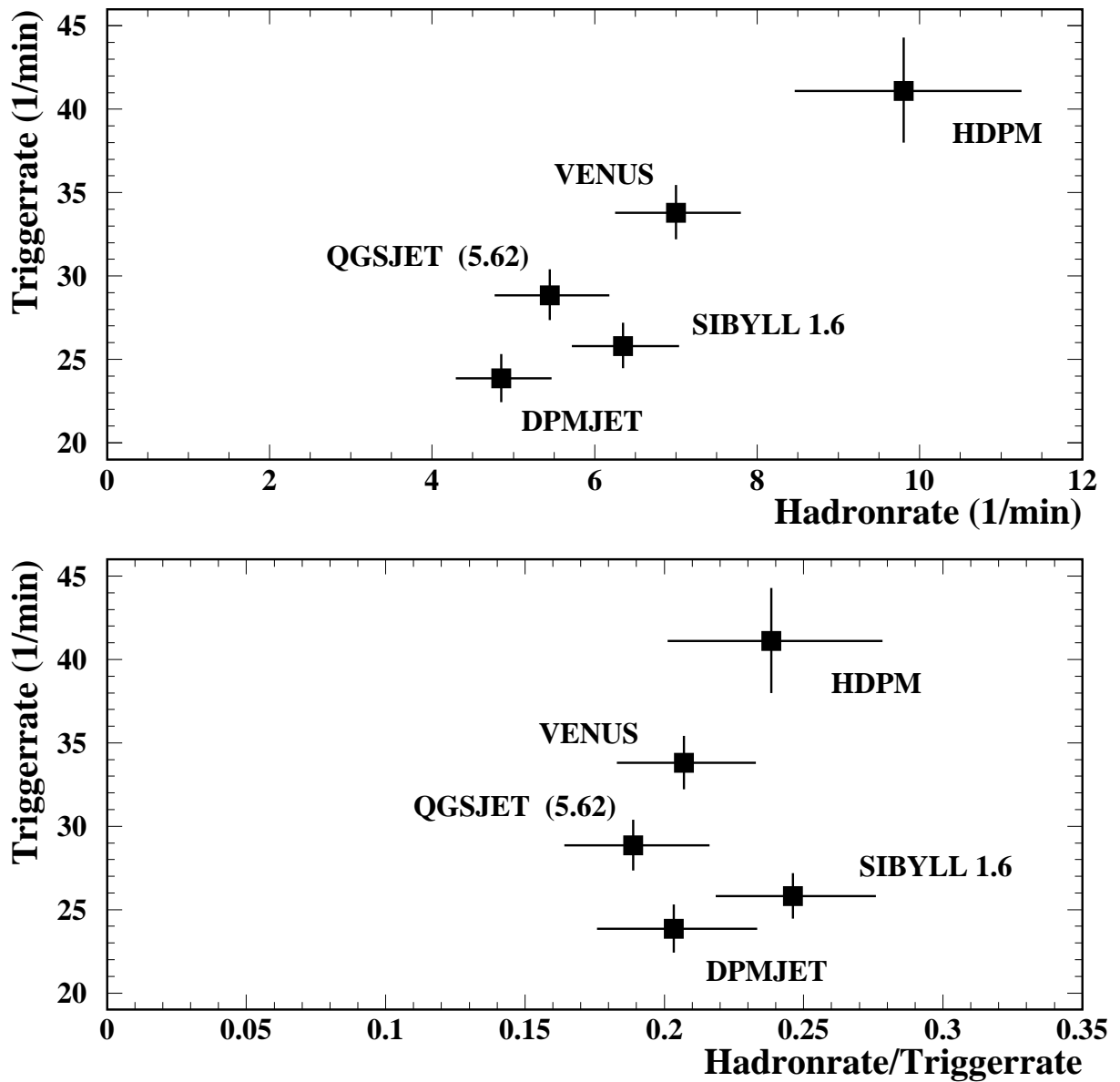


Abbildung 4.2: Modellvorhersagen der Trigger- und Hadronrate. Im oberen Teilbild sind die Vorhersagen der Trigger- und Hadronrate für die verschiedenen hadronischen Wechselwirkungsmodelle gegeneinander aufgetragen. Im unteren Teilbild ist die Hadronrate ersetzt durch den Quotienten der Raten, also dem Anteil von Hadronereignissen am Trigger. Zur Unterscheidung von späteren Modellerweiterungen ist die CORSIKA- (für QGSJET) bzw. die Modellversionsnummer (für SIBYLL) aufgenommen. Die Fehler sind im wesentlichen statistischer Natur, vergleiche Tabelle 4.3. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der Nullpunkt bei der Triggerrate unterdrückt.

zufolge die meisten triggernden Luftschauer kein Hadron liefern; für jedes vierte bis fünfte Ereignis wird ein Hadronbeitrag erwartet. Per Definition ist die Hadronrate zwar eng verknüpft mit der Triggerrate, daß aber untereinander die Modellvorhersagen näherungsweise eine Korrelation zeigen, legt den Schluß nahe, daß im wesentlichen nur ein (effektiver) Parameter die Streuung der Vorhersagen im betrachteten Wertebereich bestimmt. Ein verschiedenartiger Einfluß mehrerer Parameter von ähnlicher Größe ließe keine Korrelation erwarten. Gleichwohl mag sich ein solcher Beitrag trotz der großen Fehler¹⁰ andeuten, denn die drei Gribov-Regge-Modelle stimmen im Verhältnis der Raten recht genau überein, während sich mit SIBYLL und HDPM ein leicht erhöhter Quotient ergibt.

Es liegt nahe, eine erhöhte Rate eines Modells mit einem im Mittel tieferen Eindringen der Luftschauer in die Atmosphäre zu assoziieren. Beim Vergleich der Wechselwirkungsmodelle in Kapitel 2.2.3 ist bereits auf den Zusammenhang zwischen den Modellparametern des inelastischen Wirkungsquerschnitts und der Elastizität des Stoßes mit der Eindringtiefe des Schauermaximums sowie ihre Auswirkungen auf die Myonlateralverteilung und Hadronanzahl auf Beobachtungsniveau hingewiesen worden. Der Vergleich der dortigen Abbildungen und Tabellen mit den vorhergesagten Raten zeigt den Zusammenhang an: Bei DPMJET korrespondieren sehr hohe Werte des Wirkungsquerschnitts und kleine der Elastizität mit einer schnellen Luftschauerentwicklung; dies führt zu einer flachen Myonlateralverteilung und zu einer niedrigen Hadronanzahl und mithin zu den kleinsten vorhergesagten Raten. Anders hingegen bei HDPM: Ein niedriger Wirkungsquerschnitt und eine hohe Elastizität bewirken eine große Eindringtiefe des Schauermaximums, und dementsprechend werden die höchsten Raten vorhergesagt. Die Myonlateralverteilung stellt somit einen wichtigen Indikator für die Triggerrate dar; auf die Abstandsbereiche der beitragenden Luftschauer und auf die Bedeutung der Hadronen auch für die Triggerrate wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

Mit Hilfe des inelastischen Wirkungsquerschnitts sowie des Energieanteils des *leading particle* läßt sich qualitativ der Gesamttrend der Modellvorhersagen nachvollziehen. Damit ist ein Zusammenhang zwischen Beobachtungsgrößen und Modellparametern gegeben, der den Übergang vom reinen Konsistenztest auf eine quantitative Sensitivitätsanalyse motiviert, wie sie in Kapitel 6 für QGSJET durchgeführt wird. Insgesamt ist jedoch von einem komplexen Zusammenhang auszugehen, da die Vorhersagen auch von weiteren Wechselwirkungsparametern wie Verteilung der Elastizitätswerte (und damit unterschiedlicher Fluktuationsannahmen), der Multiplizität oder des Transversalimpulses beeinflusst werden können.

Um die Trigger- und Hadronraten genauer interpretieren zu können, werden im folgenden Abschnitt die beitragenden Ereignisse analysiert.

¹⁰Bei der Quotientenbildung sind die jeweiligen Gesamtfehler (Tabelle 4.3) der Raten quadratisch addiert worden; dies mag angesichts der Korrelation der beiden Raten recht konservativ sein. Würde nur der rein statistische Fehler der Hadronrate zugrundegelegt, ergäben sich im Mittel etwa 30 % kleinere Fehler der Quotienten.

4.3 Untersuchung der beitragenden Ereignisse

Zunächst werden die Beiträge der verschiedenen Primärenergien und -massen sowie hinsichtlich ihrer Zenitwinkel- und Abstandsabhängigkeit untersucht. Dies gibt Aufschluß über die auslösenden Luftschauer und dient zur Überprüfung, daß die Parameterbereiche geeignet gewählt worden sind. Anschließend wird der Anteil der einzelnen Luftschauerkomponenten zu den Raten sowie die Historie der beitragenden Teilchen diskutiert. Die folgenden Abbildungen beziehen sich auf das Modell QGSJET (5.62). Für die anderen Modelle wird zur Diskussion gegebenenfalls auf Darstellungen im Anhang verwiesen.

4.3.1 Primärenergie und -masse

Abbildung 4.3 gibt den Anteil der Primärenergien und Massengruppen zu den Raten wieder. Beide Raten zeigen Beiträge über einen großen Primärenergiebereich, im Falle der Triggerrate über etwa fünf Größenordnungen.

Die Triggerrate erreicht ihr Maximum bei Energien im Bereich von 10^{15} eV. Die Hälfte wird von Energien kleiner als $3 \cdot 10^{14}$ eV beigesteuert; oberhalb des Knies, das bei einer Energie von $\lg(E/\text{GeV}) \simeq 6.5$ angenommen ist, nimmt der Beitrag stark ab. Die integralen Anteile für die Massengruppen Proton, Helium und die schweren Kerne (Sauerstoff, Magnesium und Eisen zusammengefaßt) sind von vergleichbarer Größe. Protoninduzierte Schauer dominieren bei kleinen Energien, während solche schwerer Kerne erst bei höheren an Bedeutung gewinnen; durch Helium induzierte zeigen intermediäres Verhalten.

Die Verteilungen ergeben sich als Überlagerung verschiedener Effekte. Sie stellen eine, für die Primärmassen unterschiedliche Faltung aus Primärenergiespektrum, longitudinaler Entwicklung sowie lateraler Schauerausdehnung dar. Bei kleinen Energien erreichen nur protoninduzierte Ereignisse, die im Vergleich zu anderen Massen dort von der Anzahl her überwiegen (siehe Tabelle A.1) und tieferes Eindringen sowie größere Luftschauerfluktuationen aufweisen, mit sehr niedriger Effizienz das Beobachtungsniveau. Mit wachsender Energie und somit steigendem Anteil schwerer Kerne verschiebt sich der Beitrag in deren Richtung.

Im Gegensatz dazu wird die Hadronrate überwiegend von den Protonen bestimmt. Helium steuert rund 20–25 % bei, schwere Kerne ergeben knapp 10 %. Bereits bei Primärenergien nur wenig oberhalb der Analyseschwelle der Hadronen sind Ereignisse zu berücksichtigen. Dies macht die Korrektur auf den Energiebereich unterhalb von $3 \cdot 10^{11}$ eV notwendig (siehe Tabelle 4.3). Die Verteilung ist breit und erstreckt sich bis zu Energien von etwa 10^{15} eV. Die Hadronrate wird also im wesentlichen von Primärenergien generiert, für die direkte Messungen des Absolutflusses der kosmischen Strahlung zur Verfügung stehen. Für die Hadronrate spielen deshalb, anders als bei der Triggerrate, Effekte der Extrapolation in den Bereich des Knies keine Rolle (vergleiche auch „Fehlerdiskussion“).

Die entsprechenden Verteilungen für die anderen Modelle sind Anhang B zu entnehmen. Die Verläufe ähneln qualitativ denen mit QGSJET (5.62); mit letzterem als Referenzmo-

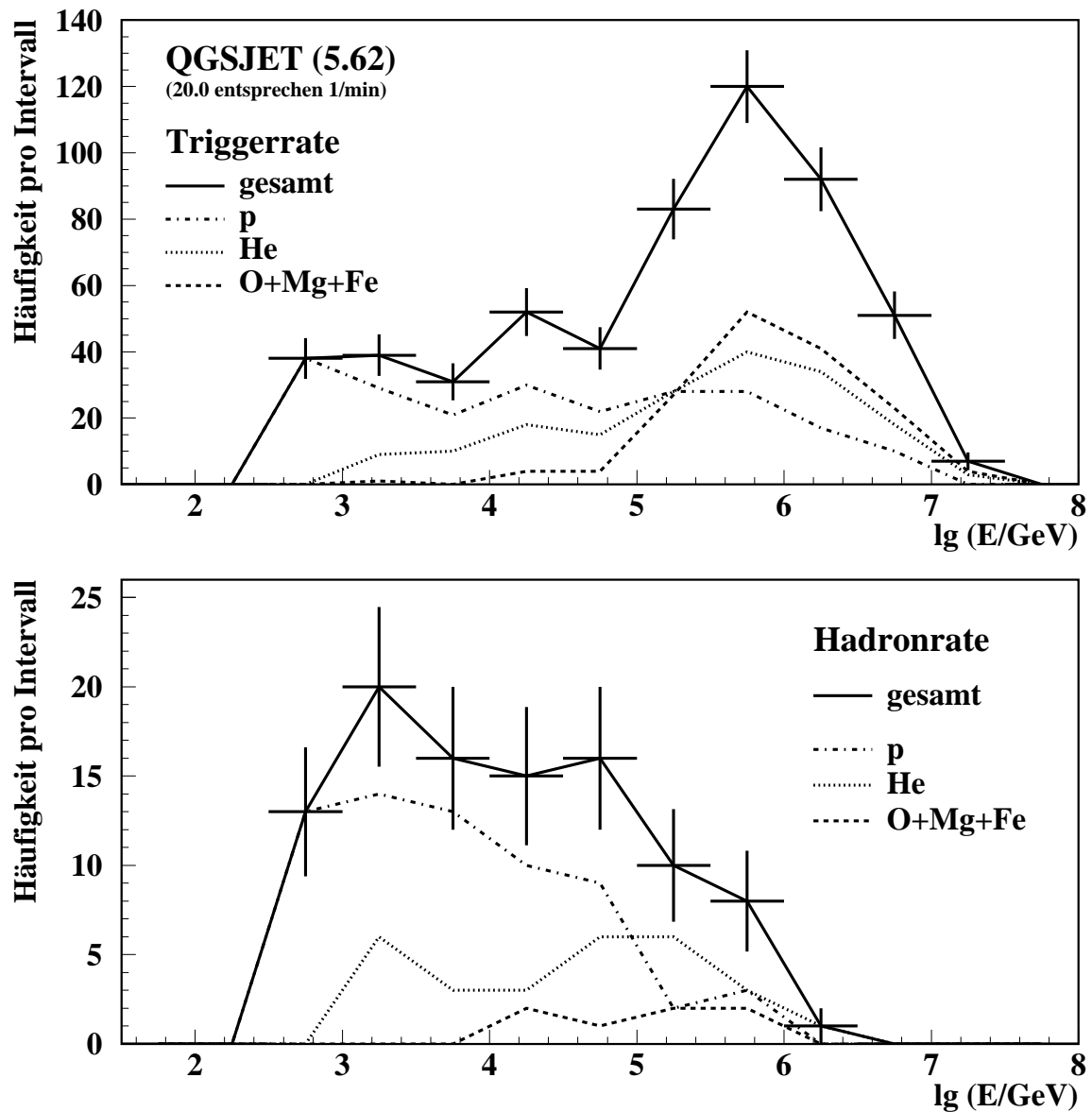


Abbildung 4.3: Beiträge der Primärenergien und Massengruppen zu den Raten. Für die Triggerrate (oben) und die Hadronrate (unten) sind am Beispiel von QGSJET (in CORSIKA-Version 5.62) die Ereigniszahlen der Simulation als Funktion der Primärenergie aufgetragen. Die Gesamtbeiträge sind mit statistischem Fehler angegeben und nach Primärmassen aufgeschlüsselt, wobei die schweren Kerne (O, Mg und Fe) zusammengefaßt sind.

dell werden sie im folgenden kurz diskutiert. Hierzu sei auf die Abbildungen und Tabellen des Kapitels 2.2.3, in dem einige wichtige Modellparameter und Auswirkungen auf die Luftschauerberechnung untersucht worden sind, auf Referenz [Kna 97] sowie auf die Analyse in Kapitel 4.3.3 verwiesen, die auf die Bedeutung der Hadronen für das Auslösen eines Triggers vor allem im Bereich kleiner Primärenergien eingeht.

VENUS ist konzeptionell mit QGSJET vergleichbar, zeigt jedoch ein etwas tieferes Eindringen des Schauermaximums und eine größere mittlere Multiplizität geladener Teilchen bei Kollisionen von Protonen mit Luft. Damit einher gehen eine Erhöhung der Hadronzahl auf Beobachtungsniveau sowie eine größere Myondichte im Bereich mittlerer Abstände, was sich in einer praktisch über den gesamten Primärenergiebereich leicht erhöhten Hadron- und Triggerrate widerspiegelt.

Bei im Vergleich zu QGSJET ähnlicher Eindringtiefe des Schauermaximums zeigt DPMJET eine geringfügig kleinere Hadronanzahl – dies korrespondiert mit der niedrigeren Hadronrate –, die Myonlateralverteilung ist jedoch deutlich flacher. Die Ursache hierfür kann in der unterschiedlichen Verteilung hoher Elastizitätswerte ($x_f > 0.7$) des *leading particle*, also vor allem in der Behandlung diffraktiver Prozesse begründet sein, deren Anteil bei DPMJET geringer ist. Entsprechend der flacheren Myonlateralverteilung werden ab Energien von etwa 10^{13} eV seltener Triggerereignisse registriert.

Infolge der großen Eindringtiefe des Schauermaximums weist SIBYLL 1.6 eine große Hadronanzahl und auch eine größere Hadronrate auf. Entgegen der Erwartung liegen die Werte für die Myonlateralverteilung unterhalb derjenigen von QGSJET, was sich bereits in der niedrigen Gesamtzahl der Myonen auf Beobachtungsniveau andeutet und ab Energien von 10^{14} eV in einer reduzierten Triggerrate auswirkt. Dies stimmt überein mit den Untersuchungen der Korrelation von z.B. rekonstruierter Hadron- zu Myonzahl bei Primärenergien um 10^{15} eV, nach denen für SIBYLL 1.6 ein Myondezifit gefolgert wird [Ant 99]. Eine Ursache dieses Defizits liegt in einer sehr kleinen mittleren Teilchenmultiplizität in Proton-Luft-Kollisionen [Kna 97], die im Rahmen einer Weiterentwicklung des Modells (SIBYLL-Version 2.0) erhöht wird; hierauf wird in Kapitel 7.2 eingegangen.

Die höheren Werte in beiden Raten bei HDPM sind konsistent mit der Vorstellung eines sehr tief eindringenden Luftschauers. Mit der großen Hadronzahl steigen Hadron- und Triggerrate bei kleinen Primärenergien. Letztere erfährt zusätzlich durch die größeren Dichten in der Myonlateralverteilung einen Beitrag auch bei hohen Primärenergien.

Vor dem Anwachsen der Triggerrate zu Primärenergien von 10^{15} eV hin zeigt sich bei den Modellen im Primärenergiebereich von etwa 10^{13} – 10^{14} eV ein konstanter, teilweise sogar abnehmender Beitrag (z.B. bei DPMJET). Dies ist, wie in Kapitel 4.3.3 dargelegt wird, auf die mit steigender Energie sinkende Bedeutung von Hadronen für die Triggerrate zurückzuführen. Ab etwa 10^{14} eV wächst der Myonbeitrag stark an; der Übergangsbereich liegt bei 10^{13} – 10^{14} eV.

4.3.2 Zenitwinkel- und Abstandsbereiche

Die Zenitwinkel- und Abstandsverteilungen der Ereignisse sind für die Trigger- und Hadronrate aus Abbildung 4.4 ersichtlich. Zusätzlich sind die Verläufe bei Beschränkung auf kleine Primärenergien eingetragen, um eine mögliche Energieabhängigkeit zu erkennen.

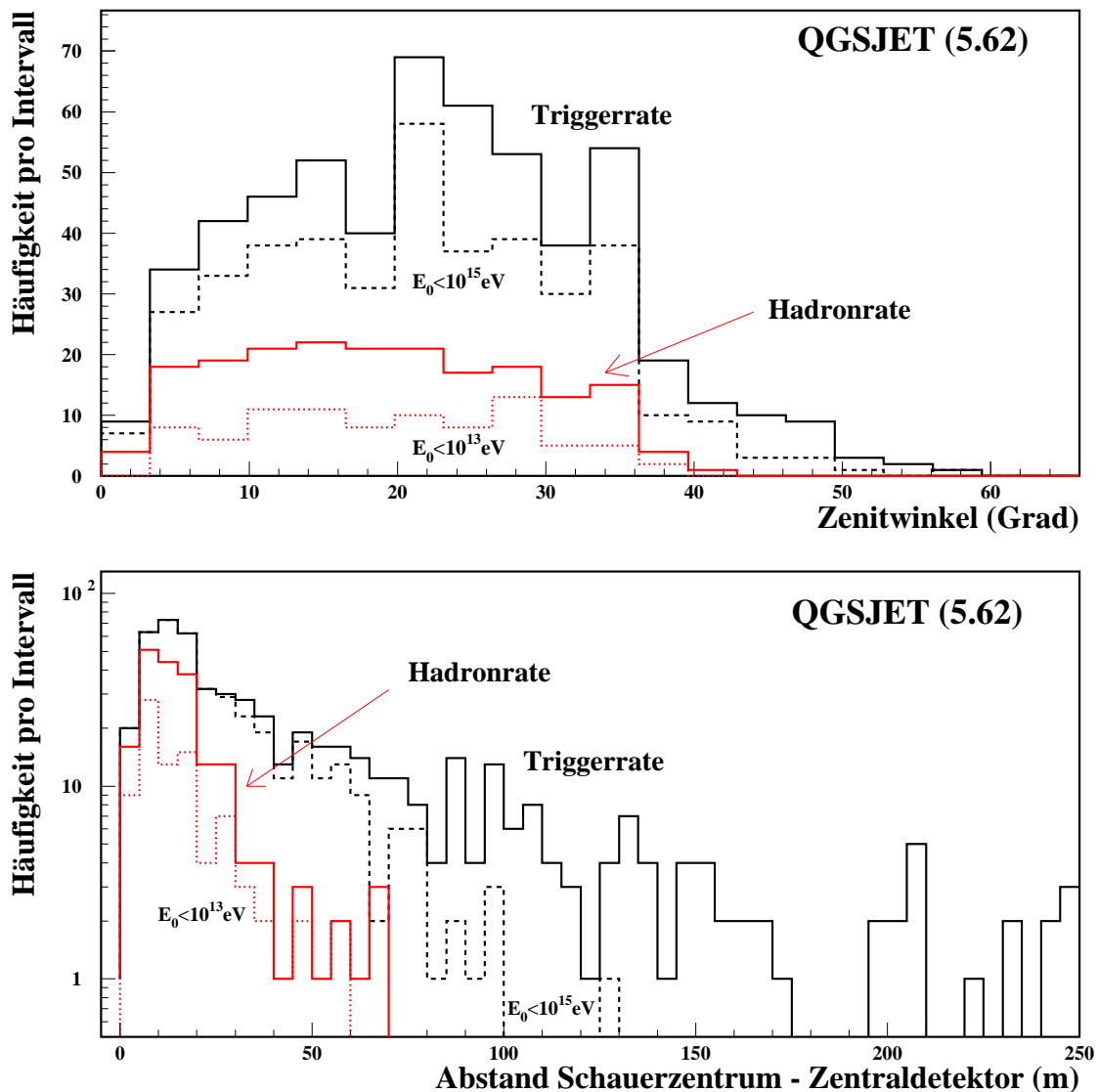


Abbildung 4.4: Beiträge der Zenitwinkel- und Abstandsbereiche zu den Raten. Für QGSJET (in CORSIKA-Version 5.62) ist die Zenitwinkelverteilung (oben) und die Abstandsverteilung (unten) der beitragenden Luftschauer dargestellt, unterschieden nach Trigger- und Hadronrate. Neben der jeweiligen Rate aller Primärenergien (durchgezogene Linie) ist auch der Beitrag nur von kleineren Primärenergien wiedergegeben: Im Fall der Triggerrate für Energien kleiner als 10^{15} eV (gestrichelt) und bei der Hadronrate für Energien unterhalb von 10^{13} eV (punktiert). Um den Bereich kleiner Abstände zu verdeutlichen, wird auf die Darstellung von zehn Ereignissen der Triggerrate jenseits von 250 m verzichtet.

Die Zenitwinkel zeigen in beiden Raten eine breite Verteilung mit nur geringen Beiträgen oberhalb von 40 Grad. Eine signifikante Abhängigkeit der Zenitwinkelverteilung von der Primärenergie ist für die Hadronrate nicht zu entnehmen. Während für die Triggerrate im

Bereich kleiner Primärenergien der Hauptanteil von $\Theta < 35^\circ$ stammt, können höherenergetische Primärteilchen auch nach Durchlaufen einer größeren Atmosphärendicke noch beitragen; ihre Verteilung ist sehr flach.

Die Hadronrate rekrutiert sich zum Großteil aus Schauern mit geringem Abstand zum Zentraldetektor (bis etwa 30 m). Die Ursache hierfür ist die steile Hadronlateralverteilung [Hol 98, Ant 00]. Eine Abhängigkeit der Abstandsverteilung von der Primärenergie ist nicht festzustellen. Anders ist dies bei der Triggerrate: Hier tragen wegen der flachen Myonlateralverteilung auch größere Abstände bei, und deutlich ist die erhöhte Effizienz eines hochenergetischen Schauers zu erkennen, auch bei größerer Distanz einen Trigger auszulösen.

4.3.3 Anteil der Teilchenkomponenten an den Raten

Zum besseren Verständnis der Beobachtungsgrößen wird untersucht, welche Teilchenkomponenten eines Luftschauers signifikante Beiträge zu den Raten liefern; oder genauer: Inwieweit wird die Triggerrate von Myonen und die Hadronrate von Hadronen bestimmt?

Im Rahmen der Fehlerdiskussion wird dargelegt, daß die elektromagnetische Komponente bezüglich beider Raten vernachlässigt werden kann. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon infolge eines großen Energieverlustes fälschlicherweise als Hadron rekonstruiert wird, ist klein; außerdem erfolgt eine Unterschätzung der Myonenergie (vergleiche Kapitel 1.2.2). Der Anteil an den Ereignissen der Hadronrate mit $E_{rek} > 90$ GeV liegt im Prozentbereich. Die Hadronrate wird somit fast ausschließlich von Hadronen bestimmt.¹¹

Umgekehrt ist der Beitrag von Hadronen zur Triggerrate nicht zu vernachlässigen. Abbildung 4.5 sind für vier verschiedene Energiewerte die Verteilungen der Detektormultiplizität in der Triggerebene zu entnehmen, die jeweils ein simuliertes, einzelnes Hadron durch Bildung einer hadronischen Kaskade im Kalorimeter ergibt. Bei Energien von 100 GeV, also nahe der Analyseschwelle, läßt bereits das Hadron selbst im Mittel rund fünf bis sieben Detektoren der Triggerebene ansprechen. Auch Hadronen mit Energien unterhalb der Analyseschwelle tragen bei, und bei einer Hadronenergie von 250 GeV ist in etwa der Hälfte der Fälle kein begleitendes Myon mehr vonnöten, um einen Trigger der Multiplizität von neun auszulösen. Von Hadronen ist also ein Beitrag zur Triggerrate zu erwarten. Da das Verhältnis von vorhergesagter Hadron- zur Triggerrate jedoch bei 0.20–0.25 liegt (siehe Abbildung 4.2), sollte der Hauptanteil von Myonen stammen.

Um zu einer genaueren Abschätzung des Effektes zu gelangen, werden die „wahren“ Myonen (oberhalb der Schwelle von 490 MeV) und Hadronen (mit mindestens 25 GeV Energie) betrachtet. Rund 60 % der Triggerereignisse zeigen kein begleitendes Hadron; sie sind also ausschließlich auf Myonen zurückzuführen. Umgekehrt tritt in etwa 5 % der Fälle kein Myon auf; in den restlichen Ereignissen sind die Beiträge beider Teilchensorten im Mittel vergleichbar. Insgesamt dominieren somit die Myonen mit einem Anteil von etwa 75–80 % an den Ereignissen die Triggerrate, der der hadronischen Komponente liegt bei

¹¹Unter Berücksichtigung der Forderung eines Triggers.

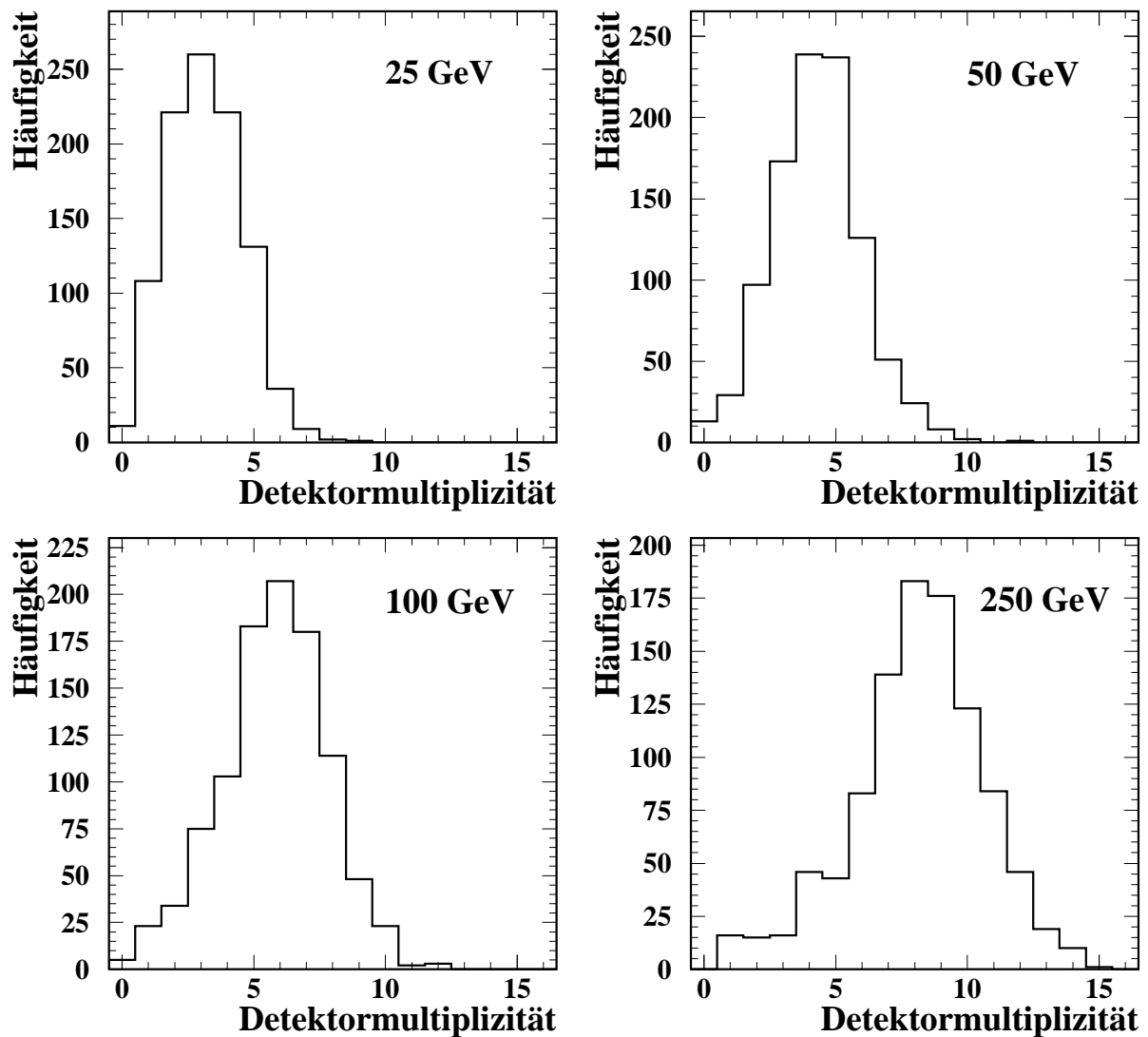


Abbildung 4.5: Detektormultiplizität eines Hadrons. Für vier verschiedene, vorgegebene Hadronenergien von 25 GeV bis 250 GeV sind die Verteilungen der Detektormultiplizität in der Triggerebene dargestellt; es sind jeweils 1000 isolierte Hadronen mit $\Theta = 18^\circ$ simuliert worden.

rund 20–25 %, in guter Übereinstimmung mit dem Quotienten aus Hadron- und Trigger-rate.

Bei der Beschränkung auf die Ereignisse, die zur Hadronrate beitragen, nimmt die Bedeutung der Hadronen für den Trigger erwartungsgemäß zu. In knapp 50 % dieser Luftschauer treffen weniger als fünf Myonen den Zentraldetektor, d.h. der überwiegende Anteil am

Trigger stammt von den Hadronen.¹² Für sämtliche Hadronereignisse tragen im Mittel die Hadronen zu rund zwei Drittel und die Myonen zum verbleibenden Drittel dazu bei, einen Trigger auszulösen.

Die Feststellung, daß die Hadronrate im wesentlichen von kleineren Primärenergien herührt (vergleiche Abbildung 4.3), legt die Vermutung nahe, daß die Bedeutung der hadronischen Komponente für das Auslösen eines Triggers zugunsten der myonischen mit wachsender Primärenergie abnimmt. Dies bestätigt sich in den angeführten Beispielen: Die Triggerereignisse ohne begleitendes Hadron lassen sich im wesentlichen auf hochenergetische Primärteilchen ($E > 10^{14}$ eV) zurückführen, jene mit nur sehr wenigen Myonen auf Energien unterhalb von etwa 10^{13} eV. Zwischen 10^{13} eV und 10^{14} eV liegt ein Übergangsbereich. Auch begrenzt auf die Hadronereignisse zeigt sich ein solcher Trend.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß als Hadronen im wesentlichen nur Teilchen der hadronischen Komponente rekonstruiert werden, d.h. nur Hadronen zur Hadronrate beitragen. Die Triggerrate wird von der myonischen Komponente zwar dominiert; vor allem bei Hadronereignissen, und damit verknüpft bei Schauern von kleinerer Primärenergie, sind aber auch Hadronen für einen teilweise sogar überwiegenden Anteil an der notwendigen Multiplizität verantwortlich. Ein hadronisches Wechselwirkungsmodell, das weniger Hadronen auf Beobachtungsniveau vorhersagt, wird von diesem Effekt her neben einer niedrigeren Hadronrate auch eine Reduzierung der Triggerrate erwarten lassen. Zum Gesamttrend der Modellvorhersagen in Kapitel 4.2, als dessen eine Ursache die unterschiedlichen Myonlateraldistribution bereits angeführt worden sind, trägt dieser Effekt somit ebenfalls bei.

4.3.4 Teilchenhistorie

Mit besonderem Augenmerk auf die Hadronen werden nun die beitragenden Luftschauerpartikel hinsichtlich ihrer Herkunft im Gesamtschauer untersucht. Dabei steht die Frage im Vordergrund, ob die gewählten Beobachtungsgrößen zu einer Selektion bestimmter physikalischer Prozesse in der Schauerentwicklung führen. Zur Analyse dient ein Generationszähler, der für jedes Teilchen anzeigt, wieviele nicht-elastische hadronische Wechselwirkungen seine Vorgänger bzw. es selbst seit Beginn des Luftschauers erfahren haben.¹³ Dem Primärteilchen wird die Generation Null, allen Teilchen nach der ersten Wechselwirkung die Generation Eins zugewiesen etc.; ein Myon wird hier mit der Generation des Ursprungshadrons versehen.¹⁴

In Abbildung 4.6 ist die Häufigkeitsverteilung der Teilchengeneration wiedergegeben. Alle Myonen (oberes Teilbild) mit einer „wahren“ Energie oberhalb der Schwelle von 490 MeV, die in einem Triggerereignis den Zentraldetektor erreichen, sowie in einem Hadronereignis das Hadron im Zentraldetektor mit der größten „wahren“ Energie (unteres Teilbild) sind

¹²Dabei ist noch die Flächenbelegung der Triggerebene von ca. 65 % zu beachten.

¹³Um diese Information zu erhalten, ist die Detektorsimulation mit CRES-Version 1.15/04 und anschließendem KRETA (Version 1.14/05) für QGSJET (5.62) wiederholt worden.

¹⁴Für Pionen aus Kaonzerfällen erhöht sich der Zähler.

dargestellt. Zusätzlich zum Beitrag aller Primärenergien ist derjenige eingetragen, der von kleinen Energien stammt und die Hälfte der Gesamtrate ausmacht.

Die Myonen zeigen eine breite Verteilung und gehören im Mittel der vierten bis siebenten Generationen an; sie stammen also – im Vergleich zur Atmosphärendicke mit rund elf hadronischen Wechselwirkungslängen – zumeist aus einem frühen bis mittleren Stadium der Schauerentwicklung. Beides ist wegen der nur geringen Wechselwirkung der Myonen in der Atmosphäre und der damit verbundenen großen Durchdringung verständlich. Eine leichte Verschiebung zu Myonen aus noch früheren Wechselwirkungen deutet sich bei Beschränkung auf kleine Primärenergien an: Schauer von niederenergetischen Primärteilchen sterben schneller aus, und Teilchen oberhalb einer gegebenen Energieschwelle werden in diesen Ereignissen im Mittel weniger Wechselwirkungen erfahren haben. Am Flächenverhältnis der Verläufe für sämtliche und die kleinen Primärenergien ist der im vorhergehenden Abschnitt diskutierte Effekt ersichtlich: Die Myonmultiplizität der Triggerereignisse ist bei niedrigen Primärenergien deutlich geringer; hier tragen die Hadronen zum Trigger bei.

Die Verteilung der Teilchengenerationen im Falle des höchstenergetischen Hadrons in Hadronereignissen zeigt eine Kumulation bei Werten zwischen zwei und sechs. Für die Hadronrate sind also im wesentlichen Hadronen verantwortlich, die eine eher geringe Anzahl von Wechselwirkungen hinter sich haben; wie ebenfalls in der Abbildung ersichtlich, gilt dies vor allem für kleine Primärenergien. Umgekehrt formuliert: Mittels der Observablen der Hadronrate werden im Falle niederenergetischer Primärteilchen solche Ereignisse selektiert, bei denen das beitragende Hadron nur wenige Wechselwirkungen erfahren hat. Dies ist nachvollziehbar, denn da eine Primärenergie z.B. um 1 TeV die Energieschwelle für die Hadronrate nur um etwa einen Faktor 10 übertrifft, würde schon nach wenigen Wechselwirkungsprozessen auch das höchstenergetische Hadron die Analyseschwelle unterschreiten. Das legt bereits die Vermutung nahe, daß es sich bei dem beitragenden Hadron zumeist um das „*leading particle*“¹⁵ handelt.

Die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Wechselwirkung ist durch den entsprechenden Wirkungsquerschnitt gegeben. Dessen Erhöhung würde für einen Teil der betrachteten Hadronen eine zusätzliche Wechselwirkung nach sich ziehen mit der möglichen Folge, nunmehr unter die Energieschwelle zu gelangen. In Kapitel 6 wird dieser Effekt anhand von QGSJET quantifiziert.

Wie bereits in vorhergehenden Kapiteln ist hier ebenfalls die Elastizität des Prozesses anzuführen: Bei der gleichen Anzahl von Stößen mag ein Hadron bei hoher Elastizität die Analyseschwelle noch überschreiten, während es – durch multiplikative Wirkung des Elastizitätsfaktors bei mehreren Wechselwirkungen verstärkt – bei kleinen Werten nicht mehr beitragen kann. Dies wird mit Hilfe von Abbildung 4.7 untersucht, in der das Verhältnis der mittleren Energieerwartung des *leading particle* zur „wahren“ Energie des höchstenergetischen Hadrons für die zur Hadronrate beitragenden Ereignisse aufgetragen ist. Ausgehend

¹⁵Als *leading particle* ist beim Übergang von der Einzelwechselwirkung zum Luftschauer eher das höchstenergetische Hadron des Schauers zu verstehen.

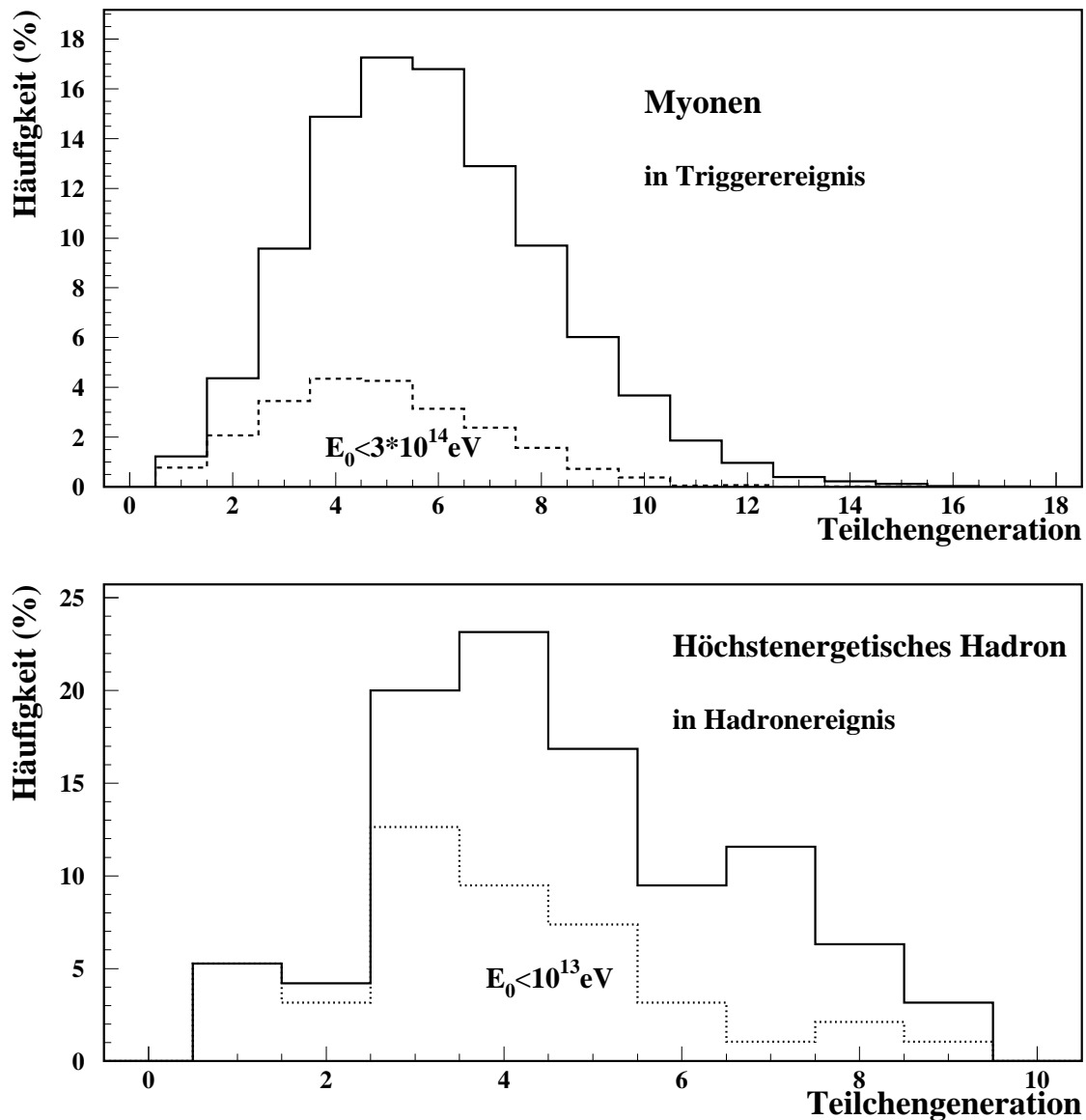


Abbildung 4.6: Teilchengeneration beitragender Myonen und Hadronen. Für Myonen in Triggerereignissen (oben) und für das höchstenergetische Hadron in Hadronereignissen (unten), die den Zentraldetektor treffen, sind die auf die jeweilige Gesamtanzahl normierten Verteilungen der Teilchengeneration dargestellt; zum einen bezogen auf sämtliche Primärenergien (durchgezogene Linie), zum anderen begrenzt auf den Bereich kleiner Primärenergien, der zur Hälfte zu den Raten beiträgt (d.h. kleiner als etwa $3 \cdot 10^{14}$ eV bei der Trigger- und 10^{13} eV bei der Hadronrate). Der Generationszähler gibt für jedes Teilchen die Anzahl der hadronischen Wechselwirkungen an, die zwischen Eindringen des Primärteilchens in die Atmosphäre und Erreichen des Beobachtungsniveaus stattgefunden haben.

von der Primärenergie E_0 des betreffenden Schauers ergibt sich mit einem mittleren Wert der Elastizität für QGSJET von rund 0.38 (vergleiche Abbildung 2.2) die mittlere Energieerwartung \bar{E}_{lp} des *leading particle* nach n Wechselwirkungsprozessen näherungsweise zu

$$\bar{E}_{lp} \simeq E_0 \cdot 0.38^n \quad .$$

In dieser Berechnung wird die leichte Energieabhängigkeit sowie die Möglichkeit von Pionen als *leading particle* vernachlässigt; zur Abschätzung möge sie jedoch dienen.

Wird nun als Anzahl der Wechselwirkungsprozesse die Teilchengeneration des höchstenergetischen Hadrons im Zentraldetektor verwendet und die so erhaltene Energieerwartung durch dessen Energie dividiert, so ergeben sich die graphisch als Funktion der Primärenergie dargestellten Werte. Bei einem Verhältnis von Eins entspräche die Hadronenergie dem mittleren Erwartungswert des *leading particle*. Sekundärteilchen einer Wechselwirkung mit einem kleineren Energieanteil als dem des *leading particle* sollten, aufgrund kleinerer Hadronenergie auf Beobachtungsniveau, einen größeren Quotienten aufweisen. Falls also eines der rekonstruierten Hadronen in einer seiner Wechselwirkungen nicht das *leading particle* war, würde es im Vergleich zu diesem bei Durchlaufen derselben Weiterentwicklung einen größeren Wert ergeben. Ein Verhältnis deutlich über Eins weist somit auf eine Entstehung als „echtes“ Sekundärteilchen mit kleinem Energieübertrag vom Projektil hin.

In der Abbildung fällt der Trend eines mit der Primärenergie wachsenden Quotienten auf. Für Energien größer als etwa $3 \cdot 10^{13}$ eV liegen die Werte zumeist oberhalb von Eins; gemäß der Überlegungen deutet dies darauf hin, daß die Hadronen in einer Wechselwirkung mit niedrigem Energieanteil generiert worden sind („echte“ Sekundärteilchen).

Im Gegensatz dazu weisen die Hadronen bei kleinen Primärenergien typischerweise ein Verhältnis von kleiner als Eins auf. Dies spricht dafür, daß in diesem Fall die Hadronen als *leading particle* in einer frühen Wechselwirkung entstanden und ohne sehr großen weiteren Energieverlust zum Detektor gelangt sind: als *leading particle* und kein großer weiterer Energieverlust deshalb, weil sich ansonsten ein größerer Quotient ergäbe; und aus einer frühen Wechselwirkung, da andernfalls der Energieverlust, vom Primärteilchen ausgehend, auf Beobachtungsniveau zu einer Energie unterhalb der Analyseschwelle führte.¹⁶ Die mittlere Elastizität in ihren Stößen muß – teilweise deutlich und in mehreren Wechselwirkungen hintereinander – über dem Mittelwert von 0.38 liegen, d.h. für diese Ereignisse werden diffraktive Prozesse von großer Bedeutung sein.

Von kleinen Primärenergien werden mittels der Observablen der Hadronrate somit Hadronen selektiert, die wenige Wechselwirkungen und/oder solche hoher Elastizität, also vor allem diffraktive Prozesse erfahren haben. Mit zunehmender Primärenergie überschreiten weitere der zahlreichen Sekundärhadronen die Analyseschwelle, die den Anteil zur Hadronrate für diese Primärenergien dominieren. Der Selektionseffekt auf diffraktive Prozesse geht zurück, und die Beschreibung der Sekundärteilchenproduktion hochenergetischer

¹⁶Vergleiche auch Abbildung 4.6: Beiträge niedriger Primärenergien stammen aus den ersten Wechselwirkungen.

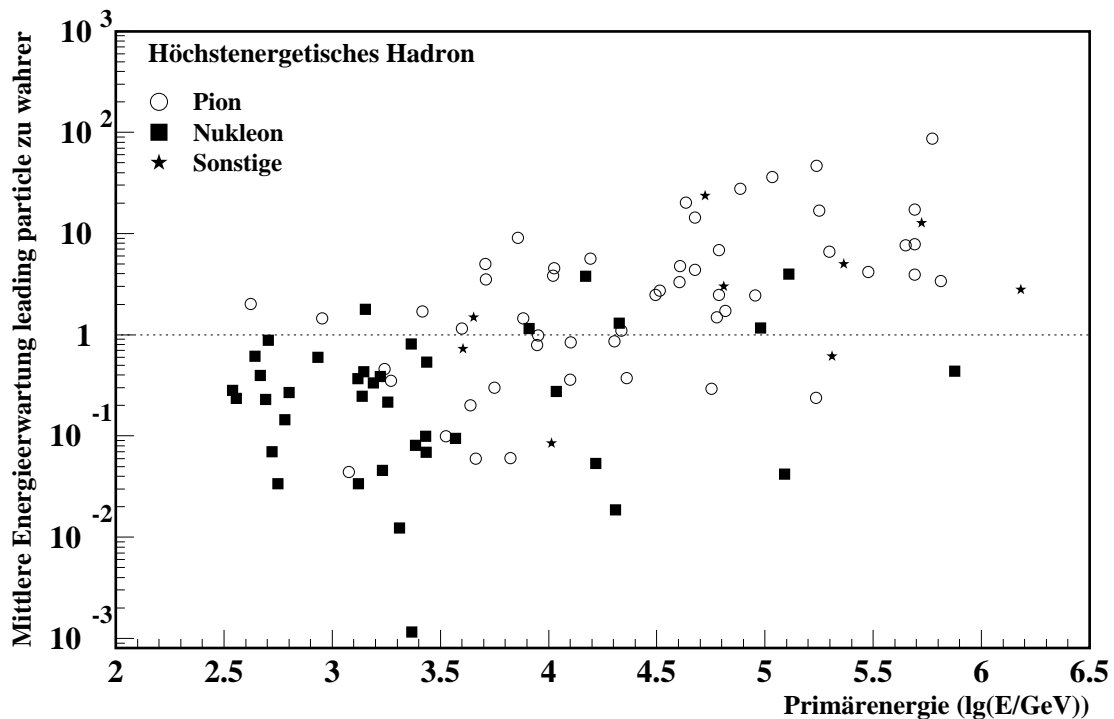


Abbildung 4.7: Quotient mittlerer Energieerwartung des *leading particle* zur Hadronenergie. Für das höchstenergetische Hadron, das den Zentraldetektor in einem Hadronereignis trifft, ist der Quotient aus der mittleren Energieerwartung des *leading particle* (Definition siehe Text) und der eigenen „wahren“ Energie als Funktion der Primärenergie dargestellt. Pionen und Nukleonen sind mit eigenen Symbolen gekennzeichnet.

Hadronen gewinnt an Bedeutung. Eine Betrachtung der Teilchentypen bestätigt dieses Bild: Während es sich bei Energien unterhalb von $3 \cdot 10^{12}$ eV vornehmlich um Nukleonen handelt, deren Entstehung als *leading particle* mit hohem Energieanteil bei Proton-Luft-Kollisionen wahrscheinlicher ist, treten bei hohen Primärenergien überwiegend Pionen als typische Sekundärteilchen auf.¹⁷

Somit hat neben der Größe des inelastischen Wirkungsquerschnittes auch der Anteil diffraktiver Prozesse einen Einfluß auf die Hadronrate, der ebenfalls in Kapitel 6 untersucht wird. Weil die Hadronrate in Abhängigkeit von der Primärenergie auf unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse sensitiv ist, wird in Kapitel 8 eine experimentell realisierbare Aufteilung in verschiedene Primärenergiebereiche vorgenommen.

Vor dem Vergleich mit den Meßdaten erfolgt nun die Fehleranalyse.

¹⁷Generell zeigen Nukleonen eher kleine, Pionen eher große Werte des Quotienten.

4.4 Fehlerdiskussion

Die Simulationsergebnisse der Trigger- und Hadronraten sind mit Fehlern behaftet; mit Ausnahme der bereits in Kapitel 4.1 angeführten betreffen sie in erster Näherung alle Modelle gleichermaßen, so daß die Folgerungen aus dem Vergleich der Vorhersagen untereinander (Kapitel 4.2) nicht berührt werden. In Fortführung der Tabelle 3.1 für die Messung listet Tabelle 4.4 die hier anzuführenden Fehlerquellen auf, unterschieden nach statistischem Fehler und korrigierten bzw. unkorrigierten systematischen Effekten. Der statistische Fehler sowie die kleine Korrektur, die mit der vollständigen Berücksichtigung des angestrebten Parametersatzes (Tabelle 4.2) einhergeht, sind modellabhängig und bereits in Kapitel 4.2 bzw. Tabelle 4.3 dargestellt worden, so daß hier lediglich der Wertebereich angegeben wird.

Innerhalb des Rekonstruktionsprogramms KRETA sind verschiedene systematische Effekte korrigiert worden. Die Kalibration der Detektoren der Triggerebene während der Messung (siehe Kapitel 1.2.2) wird berücksichtigt; die Korrektur liegt bei knapp 2 %, daher wird der Restfehler bezüglich des Kalibrationsvorganges zu 0.3 % angenommen.¹⁸ Die Beschränkung der Koinzidenzzeit auf 100 ns führt zu einem Effekt von ca. 8 %; als verbleibender Fehler wird 1 % zugrunde gelegt.

Signale stark rauschender oder auffälliger Kalorimeterkanäle in der Messung werden verworfen. Das Signalrauschen wird mit dem Mittelwert von etwa 0.66 MeV (1σ) berücksichtigt.¹⁹ Der Resteffekt auf die Energiezuweisung eines Hadrons dürfte eine Größe von 1 % kaum überschreiten, da die hadronische Energie in einer rekonstruierten Spur den Rauschanteil bei weitem übertrifft.

Von Detektor- und Luftschauersimulation stammen verschiedene Fehlerquellen nicht korrigierter Effekte. In der verwendeten CRES-Version ist die effektive Fläche der Triggerebene geringfügig (knapp 1 %) zu klein [Hae 99]. Die aus Rechenzeitgründen praktizierte mehrfache Verwendung von Luftschauern bei der Detektorsimulation, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, kann sich als systematischer Effekt in beiderlei Richtung auswirken: Fehlt in der Luftschauerstatistik z.B. der Beitrag eines fluktuierenden Schauers, wäre eine zu niedrige Vorhersage die Folge. Wird hingegen eine vorhandene Schauerfluktuation mehrfach und damit unter Umständen zu häufig verwandt, ergäbe sich eine zu hohe Vorhersage. Neben einem Mittelungseffekt beider Wirkungen läßt sich zumindest der Maximalfehler des letzteren Prozesses durch Abzählen, wie oft in der Simulation gleiche Schauer zu Trigger- und Hadronereignissen beigetragen haben, zu rund 5 % angeben. Dieser Wert sei deshalb als Obergrenze angesehen.²⁰

¹⁸Da außerdem innerhalb der anfänglichen ca. 12 Minuten einer Messung die Detektoren ihre erste Kalibration durchlaufen [Mat 98], sind die ersten 20 Minuten des Meßlaufes zur Ratenbildung nicht hinzugenommen worden; wegen der großen Meßstatistik ist dies unproblematisch.

¹⁹Vergleiche zum Signalrauschen auch Fußnote 7 in Kapitel 3.2 .

²⁰Wie sich in Kapitel 5 beim Vergleich von Messung und Simulation zeigen wird, würde der erstere Prozeß einer fehlenden, eigentlich beitragenden Luftschauerfluktuation die dort festzustellende Diskrepanz zwischen Vorhersage und Meßwert erhöhen.

Art	Größe	Wirkung
Statistischer Fehler	TR \simeq (4–5) % HR \simeq (8–10) %	$\downarrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow$
Restfehler korrigierter systematischer Effekte		
Komplettierung Simulationsliste	TR \simeq (1–2) % HR \simeq (2–4) %	$\downarrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow$
Kalibration Triggerebenenendektoren	TR, HR \simeq 0.3 %	$\downarrow\uparrow$
Koinzidenzzeitfenster 100 ns	TR, HR \simeq 1 %	$\downarrow\uparrow$
Signalrauschen Kalorimeter	HR \simeq 1 %	$\downarrow\uparrow$
Fehler nicht korrigierter systematischer Effekte		
Fehlende Fläche Triggerebene	TR, HR \simeq 1 %	\downarrow
Luftschauervervielfachung (CRES)	TR, HR $<$ 5 %	$\downarrow\uparrow$
Parameterbegrenzung E, d, Θ	TR $<$ 5 % HR $<$ 1 %	\downarrow \downarrow
Simulation ohne elektromagnetische Komponente	TR, HR $<$ 2 %	\downarrow
GHEISHA (Energieerhaltung)	TR, HR \simeq 5 % ?	\uparrow
Absolutflüsse $\rightarrow E_0 < 3 \cdot 10^{14}$ eV	HR \simeq 15 % TR \simeq 8 %	$\downarrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow$
$\rightarrow E_0 \geq 3 \cdot 10^{14}$ eV – Gesamtfluß – Komposition	TR \simeq 20 % TR \simeq 10 %	$\downarrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow$
Hadronische Wechselwirkung (Detektorsimulation) ¹ :		
\rightarrow Triggermultiplizität	TR $<$ 5 % ? HR $<$ 7 % ?	$\downarrow\uparrow$ $\downarrow\uparrow$
\rightarrow Hadronenergie	HR $<$ 4 % ?	$\downarrow\uparrow$
Methodik Konversionsfaktor ²	HR \simeq 5 %	$\downarrow\uparrow$

Tabelle 4.4: Fehlerliste der Simulationsvorhersagen. Die Fehler sind – mit Ausnahme der beiden letzten, siehe Text – wie in Tabelle 3.1 unterteilt in die Kategorien statistischer Fehler, korrigierte und nicht korrigierte systematische Effekte. Neben ihrer Größe ist angegeben, in welcher Form sie sich auf den Meßwert auswirken (Erhöhen bzw. Erniedrigen). Die Triggerrate ist mit „TR“, die Hadronrate mit „HR“ abgekürzt.

¹ Nur zur Unterscheidung von Effekten der Detektor- und Luftschauersimulation bedeutsam.

² Nur für die Gesamtnormierung der Energieskala bedeutsam.

Inwieweit die Akzeptanzbegrenzung gemäß Tabelle 4.2 bezüglich Energie, Zenitwinkel und Abstand des Schauerzentrums zum Zentraldetektor zu einer Reduzierung der Raten führt, kann anhand der Verteilungen der beitragenden Ereignisse abgeschätzt werden. Außerdem läßt sich dies durch gezielte Simulationen mit weiter gefaßten Parameterbereichen überprüfen (z.B. noch kleinere Primärenergien oder größere Distanzen). Es ergibt sich, daß die Hadronrate praktisch vollständig erfaßt ist ($<$ 1 % Reduktion), bei der Triggerrate sind wegen der breiteren Lateralverteilung der Myonen Effekte bis zu etwa 5 % möglich.

Auf die Simulation der elektromagnetischen Luftschauerkomponente ist hier aus Rechenzeitgründen verzichtet worden; eine Unterschätzung der Raten könnte die Folge sein. Aufgrund der Abschirmung der Triggerebene (30 Strahlungslängen) ist ein Beitrag dieser Luftschauerkomponente zur Triggerrate jedoch unwahrscheinlich. Auch die Beeinflussung der Energiesumme, die einem Hadron zugewiesen wird, sollte minimal sein, da die oberste Ebene nicht zur Energiebestimmung verwendet wird. Da zur späteren Einbeziehung des Detektorarrays (vergleiche Kapitel 8) die Berücksichtigung der elektromagnetischen Teilchen notwendig ist, sind (mit QGSJET und SIBYLL) die entsprechenden Rechnungen wiederholt worden, und eine direkte Überprüfung des Einflusses auf die Raten ist möglich. Die Werte stimmen sehr gut überein, der Effekt wird daher zu $< 2\%$ angegeben.

GHEISHA, das Wechselwirkungsmodell für Hadronenergien kleiner als 80 GeV in CORSIKA, verletzt die Energieerhaltung.²¹ Die Energiesumme der Luftschauerteilchen auf Beobachtungsniveau ist größer als die Primärenergie (rund 6 % bei einem Schauer von 10^{15} eV) [Hec 99]. Dieser Effekt beeinflusst nicht direkt die Hadronrate, da GHEISHA erst bei Hadronenergien unterhalb der Analyseschwelle aktiviert wird. Eine Wirkung auf die Triggerrate, und darüber indirekt auf die Hadronrate, ist z.B. dann denkbar, wenn die erforderliche Triggermultiplizität nur deshalb erreicht wurde, weil zumindest ein beitragendes Myon fälschlicherweise eine Energie oberhalb der Triggerschwelle erhielt.

Wäre z.B. jedes vierte Ereignis der Triggermultiplizität von neun betroffen, ergäbe sich eine notwendige Reduzierung der Raten um etwa 5 %, also von ähnlicher Größe wie die obige Angabe von rund 6 % Energieverletzung. Eine Überprüfung ist durch den Einsatz eines anderen Modells anstelle von GHEISHA möglich; dazu konnte das Modell UrQMD²² [Ble 99] verwendet werden. Der Vergleich von Ereignisanzahlen²³, einmal erzielt mit UrQMD und einmal mit GHEISHA bei identischem Hochenergiemodell (SIBYLL), ergibt eine Reduktion mit UrQMD um etwa $7 \pm 5\%$ für die Trigger- und $6 \pm 14\%$ für die Hadronrate. In der totalen Myonzahl treten bei Primärenergien von 10^{14} eV und 10^{15} eV Effekte von 3 % auf [Hec 99]. Ein großer Effekt für die Raten ist daher nicht gegeben; die Ungenauigkeit sei zu etwa 5 % abgeschätzt.

Ein großer systematischer Fehler rührt von der Unsicherheit in den Absolutflüssen der einzelnen Elemente bzw. Elementgruppen her. Dabei sind die Primärenergien unter- und oberhalb von etwa $3 \cdot 10^{14}$ eV zu unterscheiden: Im Bereich der kleineren Energien gibt es direkte Messungen, deren Resultate jedoch nicht vernachlässigbare Unsicherheiten aufweisen und für einzelne Primärmassen teilweise differieren. Dies führt zu einem systematischen Fehler, der sowohl Trigger- als auch Hadronrate betrifft. Im Energiebereich größer als etwa $3 \cdot 10^{14}$ eV sind Extrapolationen notwendig, und es müssen die zunehmenden

²¹Überdies treten Irregularitäten in der Azimutwinkelverteilung sowie der Ladungserhaltung in der einzelnen Wechselwirkung auf [Wen 99]. Diese beiden Effekte sollten allenfalls marginale Auswirkungen auf die Raten haben, zum einen wegen der großen Anzahl sich überlagernder Prozesse (Azimutwinkel), zum anderen aufgrund der Insensitivität der Raten auf das Ladungsvorzeichen von Schauerteilchen.

²²Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics.

²³Aus Rechenzeitgründen konnte nicht der komplette Parametersatz mit UrQMD simuliert werden.

Unsicherheiten in Absolutfluß und Massenzusammensetzung berücksichtigt werden. Der systematische Effekt bei diesen Primärenergien ist im wesentlichen nur für die Triggerrate von Bedeutung.

Die Hadronrate stammt im Mittel von Primärteilchen einer Energie von 10^{13} eV. Anhand der Angaben von [Wie 94, Wie 98] wird für die Unsicherheit im Gesamtfluß bei dieser Energie ein Wert von rund 15 % abgeschätzt.²⁴ Dieser Wert stimmt gut mit den Meßfehlern der konsistenten Ergebnisse der Experimente JACEE²⁵ [Bur83] und RUNJOB²⁶ [Apa 95] für das Primärspektrum von Protonen überein [Wat 97], die hauptsächlich zur Hadronrate beitragen.

Der Wert von 15 % wird ebenfalls für die Triggerrate für den Primärenergiebereich unterhalb von $3 \cdot 10^{14}$ eV übernommen, der etwa zur Hälfte zur gesamten Triggerrate beiträgt (\Rightarrow ca. 8 % Fehler). Für den Bereich größerer Energien wird die Unsicherheit im Gesamtfluß bei einer Energie von 10^{15} eV zugrundegelegt, bei der der Beitrag der Primärenergien zur Triggerrate maximal wird. Sie wird mit Hilfe der Zusammenstellungen von [Wie 94, Wat 97] zu rund 40 % abgeschätzt, woraus ein Fehler von 20 % für die gesamte Triggerrate folgt. Änderungen der Knieposition bzw. des Spektralindex haben dabei nur einen geringen Einfluß.²⁷ Zum Fehler im Gesamtfluß kommt die wachsende Unsicherheit in der Komposition hinzu. Mittels Extremannahmen für die Massenzusammensetzung wird ihr eine Größe von etwa 10 % zugewiesen.

Sollte sich beim Vergleich der experimentellen Werte mit den Simulationsvorhersagen eine Diskrepanz ergeben, die auf eine unzureichende Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung in der Detektorsimulation zurückzuführen wäre, läge dies durchaus in der Fragestellung dieser Arbeit. Um zur genaueren Analyse eine Unterscheidung von Effekten der Detektor- und der Luftschauersimulation zu ermöglichen, sei untersucht, ob Hinweise für eine signifikant fehlerhafte Detektorsimulation festzustellen sind.

Wie bereits in Kapitel 3.3 angeführt, ergeben sich keinerlei solche Anhaltspunkte bei der Messung an einem Teststrahl (u.a. mit Pionen bis zu Energien von 6 GeV) [Eng 92a] sowie bei der Untersuchung unbegleiteter Hadronen mit Energien von etwa 100 GeV bis über 10 TeV [Mil 98]. Auch sind die Anforderungen an die Beschreibung zur kalorimetrischen Detektion nicht so hoch, verglichen mit denen zur Luftschauerentwicklung mit stichprobenartiger Messung in nur einer Ebene der Longitudinalentwicklung, mit konkurrierendem Pionzerfall und bei höheren Teilchenenergien. Schließlich läßt die weltweite Anwendung der Algorithmen des GEANT-Programms [GEA 93] noch verborgene große Effekte unwahrscheinlich erscheinen.

²⁴Die Änderungen in der Hadronrate, die sich bei Variation des Spektralindex ergeben, kompensieren sich für Primärenergien unter- und oberhalb der mittleren Energie näherungsweise.

²⁵Japanese-American Cooperative Emulsion Experiment.

²⁶RUssian Nippon JOint Balloon.

²⁷Anfänglich ist zur vorliegenden Analyse kein Knie berücksichtigt worden; Einführung desselben in der in Kapitel 4.1 beschriebenen Weise reduziert die vorhergesagten Triggerraten lediglich um $0.5-1 \text{ min}^{-1}$, die Hadronraten bleiben unverändert.

Zur Abschätzung sei eine Unsicherheit von ± 0.5 in der von Hadronen generierten Triggermultiplizität sowie von 5 % bezüglich der in einer Hadronspur deponierten Energie angenommen. Der Multiplizitätseffekt beeinflusste die Triggerrate mit etwa 5 % und die Hadronrate mit rund 7 %, die Systematik in der Energie wirkte mit ca. 4 % nur auf die Hadronrate; diese Werte sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Unsicherheiten in der Methodik, den Konvertierungsfaktor von deponierter Energie im Kalorimeter in tatsächliche Hadronenergie zu bestimmen, ergeben sich durch verbleibende Unterschiede bezüglich der Parameter wie Energie- und Winkelverteilung oder Teilchentyp in den zugrundegelegten Simulationsrechnungen im Vergleich zu denen der Messung. Da es sich um einen Faktor handelt, der gleichermaßen für Experiment und Simulation Anwendung findet, läßt er einen Vergleich in erster Ordnung unberührt und wirkt sich nur auf die Gesamtnormierung der Energieskala aus; überdies sind die Effekte klein²⁸ und seien zu etwa 5 % abgeschätzt.

Abschließend sei auf die häufig korrelierte Wirkung der diskutierten Effekte auf beide Raten hingewiesen. Als sekundäre Observable ist die Hadronrate in einigen Fällen stärker oder ausschließlich betroffen; eine Ausnahme bildet die Extrapolation der Absolutflüsse zu hohen Primärenergien, die nur die Triggerrate tangiert.

Insgesamt wird für den systematischen Fehler in der simulierten Triggerrate ein Wert von 25 % und in der Hadronrate von 20 % abgeschätzt.²⁹ Bei den folgenden Vergleichen wird für die Simulation zumeist der statistische Fehler aufgetragen, systematische Effekte werden gegebenenfalls in der Abbildung angedeutet bzw. im Text diskutiert.

²⁸So wird zur Bestimmung ein Potenzgesetz des Energiespektrums mit einem Index von 2.7 verwendet, das den Verlauf der zur Rate beitragenden Hadronenergien in der Messung näherungsweise widerspiegelt. Da der (drastische) Übergang zu einem flachen Spektrum eine Verschiebung der Energieskala wegen der Schauerfluktuationen von nur 9 % bewirkt [Hol 99], ist der Restfehler klein.

²⁹Mittels quadratischer Addition der in Tabelle 4.4 angegebenen Fehler.

Kapitel 5

Vergleich von Messung und Simulation

Dem Vergleich von experimenteller und vorhergesagter Trigger- und Hadronrate (integrale Werte) schließt sich die Untersuchung der zugehörigen differentiellen Spektren der Triggermultiplizität, der Hadronenergie und ihrer Korrelation an. Als weitere Observable wird die Unterteilung der Ereignisse, die zur Hadronrate beitragen, gemäß ihrer Hadronmultiplizität diskutiert.

5.1 Trigger- und Hadronrate

5.1.1 Integrale Raten

In Abbildung 5.1 sind die Trigger- und Hadronraten für Messung und Simulation zusammengestellt. Die Simulationswerte sind mit ihrem im wesentlichen statistischen Fehler dargestellt, wie er gemäß Tabelle 4.3 ermittelt worden ist. Um einen Eindruck von der Größe und in den beiden Raten häufig korrelierten Wirkung der systematischen Unsicherheiten in den Simulationen zu vermitteln, sind diese am Beispiel von QGSJET skizziert.

Die Messung ergibt im Vergleich zu den Vorhersagen kleinere Werte für die Raten; vor allem für die Hadronrate liegen sämtliche Werte der Simulationen signifikant über dem experimentellen. In der Triggerrate stimmen im Rahmen der Unsicherheiten die Vorhersagen der Modelle DPMJET, SIBYLL 1.6 und QGSJET (5.62) auf einem Niveau von etwa 20 % mit der Messung überein. Beim Modell VENUS wären Extremannahmen zum Absolutfluß nötig, um Konsistenz zu erzielen; die Werte mit HDPM zeigen sich um etwa 65 % erhöht und liegen damit außerhalb der abgeschätzten systematischen Fehler. Im Falle der Hadronrate streuen die Diskrepanzen von einem Faktor 1.7 (DPMJET) über einen Faktor 2.5 (VENUS) bis hin zu einem Multiplikator von 3.6 (HDPM). Die größeren relativen Unterschiede in der Hadronrate drücken sich auch im Anteil der Hadronereignisse aus (unteres Teilbild von Abbildung 5.1): Während in der Simulation jeder vierte bis fünfte Schauer einen Beitrag zur Hadronrate liefert, wird dies nur für jeden neunten gemessen.

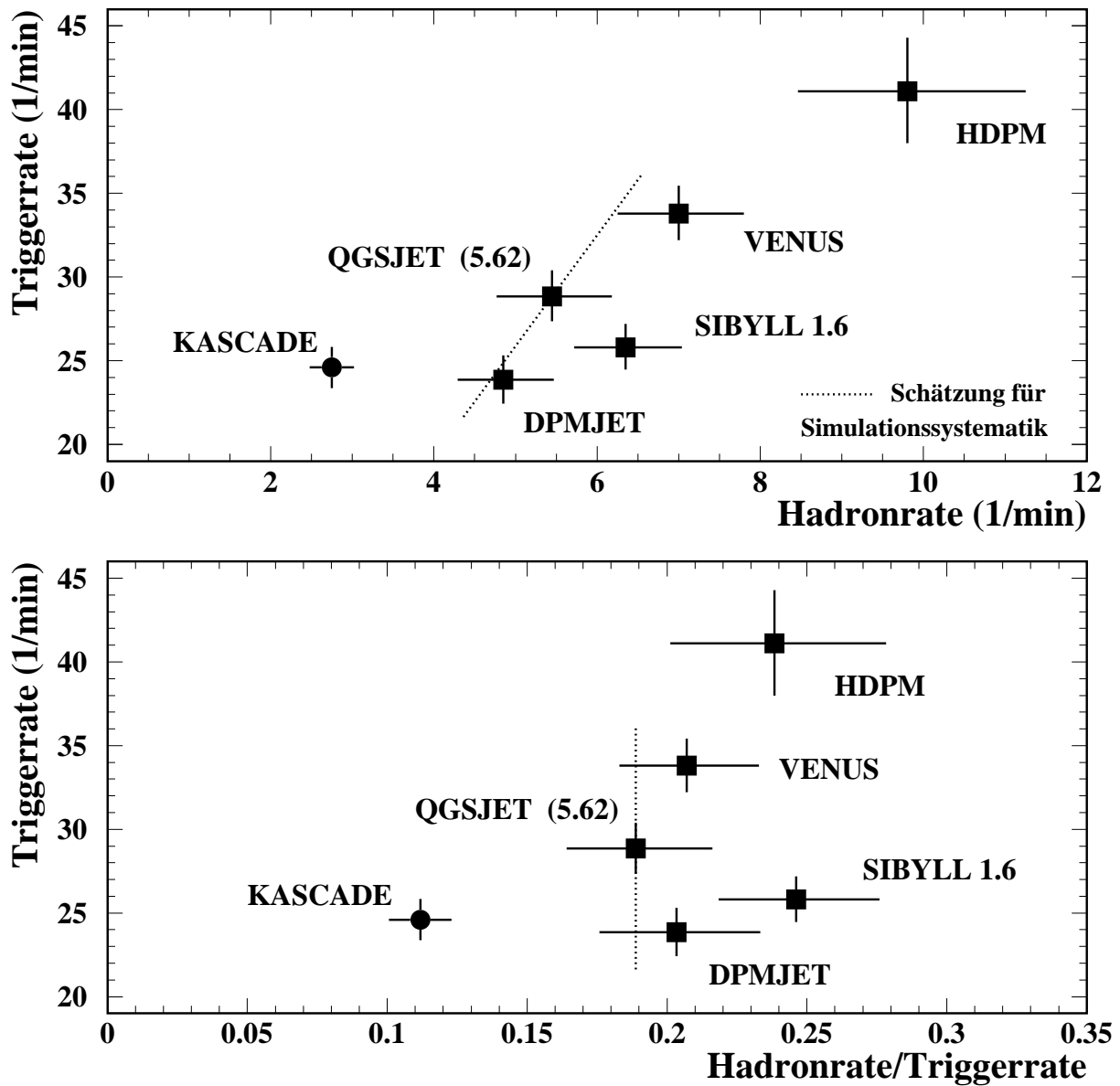


Abbildung 5.1: Vergleich der Trigger- und Hadronrate. Dargestellt sind die Vorhersagen der fünf in CORSIKA-Version 5.62 implementierten hadronischen Wechselwirkungsmodelle sowie der KASCADE-Meßwert. Die Messung ist mit dem ermittelten totalen, praktisch ausschließlich von systematischen Effekten bestimmten Fehler wiedergegeben. Bei den simulierten Werten sind zusätzlich zum entsprechend Tabelle 4.3 angegebenen (im wesentlichen statistischen) Fehler systematische Ungenauigkeiten zu berücksichtigen. Ihre abgeschätzte mittlere Größe und Wirkung ist für QGSJET (5.62) durch Punktierung angedeutet.

Im Gesamtbild vermag also die Simulation mit keinem der verwendeten Wechselwirkungsmodelle den experimentellen Befund zufriedenstellend wiederzugeben. Bei der Suche nach der Ursache der Diskrepanzen auf Seite des Simulationsstranges ist die Datenrekonstruktion mit großer Wahrscheinlichkeit auszuschließen, da sie gleichermaßen Messung und Simulation betrifft. Schwieriger einzuschätzen sind mögliche Fehler in der Detektorsimulation; die im Rahmen der Fehlerdiskussion angeführten Gründe lassen jedoch ein deutliches Überschreiten der in Tabelle 4.4 angegebenen Unsicherheiten von etwa 5 % in der Trigger- und insgesamt rund 10 % in der Hadronrate als unwahrscheinlich erscheinen. Die Hauptursache liegt daher auf Seiten der Luftschauersimulation. Da überdies die Streuung der Vorhersagen untereinander praktisch ausschließlich von den hadronischen Wechselwirkungsmodellen mitsamt ihrer jeweiligen Parameter herrührt, sind diese als Quelle von Unterschieden in den Vorhersagen um bis zu einen Faktor Zwei bereits identifiziert.

Der Grund für die beobachtete Diskrepanz in der Hadronrate ist auf Simulationsseite bei Primärenergien unterhalb von 10^{15} eV zu suchen, denn nur diese Energien liefern einen Beitrag (vergleiche Abbildung 4.3). In Kapitel 8 wird dies genauer untersucht durch die Einteilung der Raten in Primärenergieintervalle. Die niedrige gemessene Hadronrate deutet auf eine schnellere Luftschauerentwicklung hin. Entsprechend werden durch den Vergleich in dieser Observablen hohe Werte des Wirkungsquerschnittes oder niedrige für die Elastizität bzw. ein niedriger Diffraktionsanteil favorisiert. Inwieweit sich durch Änderung der entsprechenden physikalischen Größen in einem Modell die Diskrepanz verkleinert, ist Gegenstand von Kapitel 6.

Die hier erzielten Ergebnisse seien Untersuchungen zu Trigger- und Hadronraten gegenübergestellt, die zum Test von Wechselwirkungsmodellen in einer früheren Arbeit [Ung 97] durchgeführt wurden.¹ In der damaligen Analyse wurden andere Selektionskriterien für die Luftschauer gewählt.² Die Forderung nach einer Winkelrekonstruktion, die in den Simulationen zu einer Halbierung der Triggerraten führte, erschwerte einen quantitativen Vergleich beider Analysen. Nur für einen Teil der Simulationen konnten für die Modelle VENUS und DPMJET die modelleigenen Wirkungsquerschnitte verwendet werden.³ Auf systematische Unsicherheiten für die Modellvorhersagen wird hingewiesen, und Korrekturen sind aufgrund des begrenzten Akzeptanzbereiches in der Simulation zu erwarten.⁴

Für das Modell VENUS wurde eine Reduzierung der dortigen Raten bei Verwendung der modelleigenen, größeren Wirkungsquerschnitte festgestellt, und die kleinsten Werte ergaben sich für das Modell DPMJET; beides ist konsistent mit den Ausführungen von

¹Die zur Verfügung stehende Fläche des Hadronkalorimeters betrug etwa 200 m².

² ≥ 8 koinzidente Detektoren der Triggerebene, $E_{had} \geq 20$ GeV, keine Schauerrekonstruktion durch das Detektorarray erfolgt (vgl. Kapitel 8) und Zenitwinkelrekonstruktion mit $\langle \Theta_{rek} \rangle \leq 24^\circ$ entweder durch die Myonkammern im Zentraldetektor oder für die Hadronen.

³Anfänglich wurde für alle Modelle auf Wirkungsquerschnitte des Modells HDPM zurückgegriffen, die in früheren Versionen (siehe z.B. [Kna 97]) im Vergleich zur aktuellen energieabhängig um etwa 1–8 % reduziert waren.

⁴Primärenergiebereich $5 \cdot 10^{11}$ eV bis 10^{14} eV, Abstände < 35 m.

Kapitel 4.2. In Übereinstimmung mit den Resultaten der vorliegenden Arbeit konnten keine der durchgeführten Modellrechnungen die Messung reproduzieren, und es ergab sich in der Simulation ebenfalls ein größeres Verhältnis von Hadron- zu Triggerrate.

5.1.2 Differentielle Raten

Die im Experiment vorhandenen Informationen der Triggermultiplizität und der Energie des Hadrons erlauben die Darstellung differentieller Spektren. In Abbildung 5.2 werden die mit QGSJET (5.62) erzielten Verteilungen den gemessenen der Triggermultiplizität bei Trigger- und bei Hadronereignissen sowie dem Hadronenergiespektrum gegenübergestellt. Die Werte sind ohne systematische Fehler angegeben; der statistische Fehler der Messung ist verglichen mit dem der Simulation (hier \sqrt{N} für N Ereignisse) vernachlässigbar klein. Die Spektren sämtlicher Modelle sind in Anhang C zusammengestellt.

Die gemessenen Spektren werden vom Verlauf her im Rahmen der Fehler zufriedenstellend wiedergegeben; der Gesamtwert der jeweiligen Rate spiegelt sich in der Skalierung wider. Dies gilt zumeist auch für die übrigen Modelle. Im Triggermultiplizitätsspektrum für Hadronereignisse wird ab Multiplizitäten von etwa 15 die Limitierung der Statistik evident.⁵ Ob sich bei höheren Werten eine bessere Übereinstimmung abzeichnet, ist bei der gegebenen Statistik nicht zu entscheiden.

Die Diskrepanzen zwischen Messung und Simulation erweisen sich im Rahmen der Simulationsstatistik als im wesentlichen unabhängig von der Analyseschwelle. Bei erhöhtem Rechenaufwand wäre auch die Untersuchung von Interesse, ob sich unterschiedliche Modellkonzepte in verschiedenartigen Verläufen der Spektren äußern. So zeigen die hier betrachteten Observablen eine – wenngleich nur schwache – Korrelation mit der Primärenergie: Hohe Triggermultiplizitäten deuten auf eine eher größere Energie des Primärteilchens hin, und Erhöhen der Analyseschwelle für die Hadronenergie z.B. auf 1 TeV schließt den Beitrag kleinerer Primärenergien aus.

5.2 Hadronmultiplizität

Die Hadronmultiplizität birgt möglicherweise neuen Informationsgehalt: So wäre ein Einfluß des Ablaufs der Wechselwirkung denkbar, ob beispielsweise neben dem *leading particle* ein weiteres Sekundärteilchen genügend Energie zur Detektion erhält. In einer früheren Analyse [Ung 97] deuteten sich Diskrepanzen zwischen den simulierten und gemessenen Multiplizitäten an: Es ergab sich für VENUS eine mittlere Multiplizität von 1.23 ± 0.25 und für QGSJET von 1.21 ± 0.24 (beide Modelle mit Wirkungsquerschnitten von HDPM) bei einem Meßwert von 1.65 ± 0.008 .

⁵Bei einer Statistik 20 Minuten realem Fluß entsprechend würde ein erwarteter Beitrag von 0.2 min^{-1} zur Rate von lediglich vier Ereignissen geliefert. Im 1σ -Bereich um eine Anzahl von vier sind jedoch zwei bis sieben Ereignisse und somit eine Streuung um etwa einen Faktor Zwei enthalten.

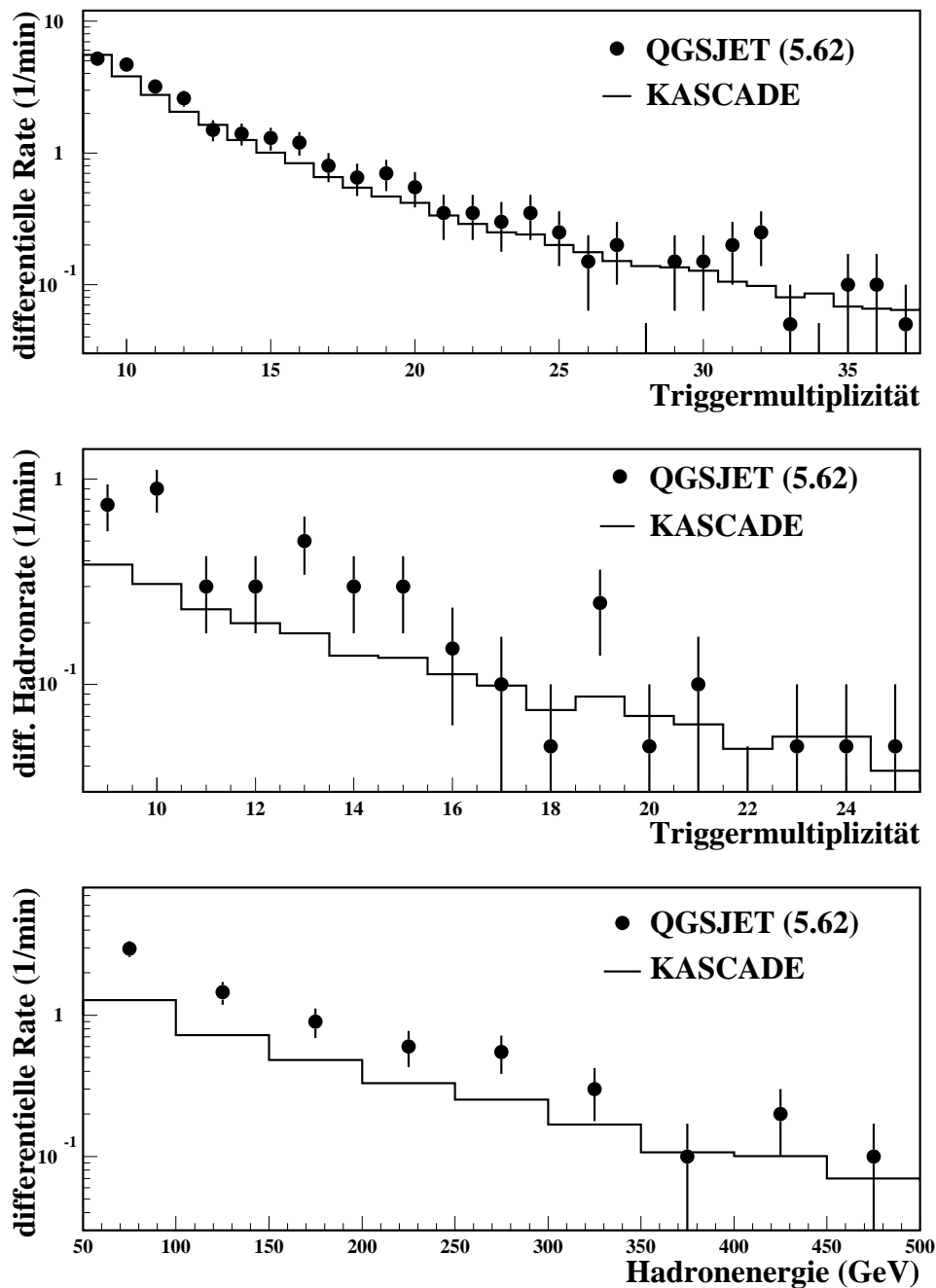


Abbildung 5.2: Vergleich der differentiellen Trigger- und Hadronraten. Unter Verwendung des Modells QGSJET (5.62) sind im Vergleich zur Messung das Triggermultiplizitätsspektrum für Triggerereignisse (oben) und für Hadronereignisse (Mitte) sowie das Hadronenergiespektrum des höchstenergetischen Hadrons in Hadronereignissen (unten) dargestellt. Die Simulationen sind mit rein statistischem Fehler wiedergegeben; verglichen mit diesem ist der der Messung vernachlässigbar klein.

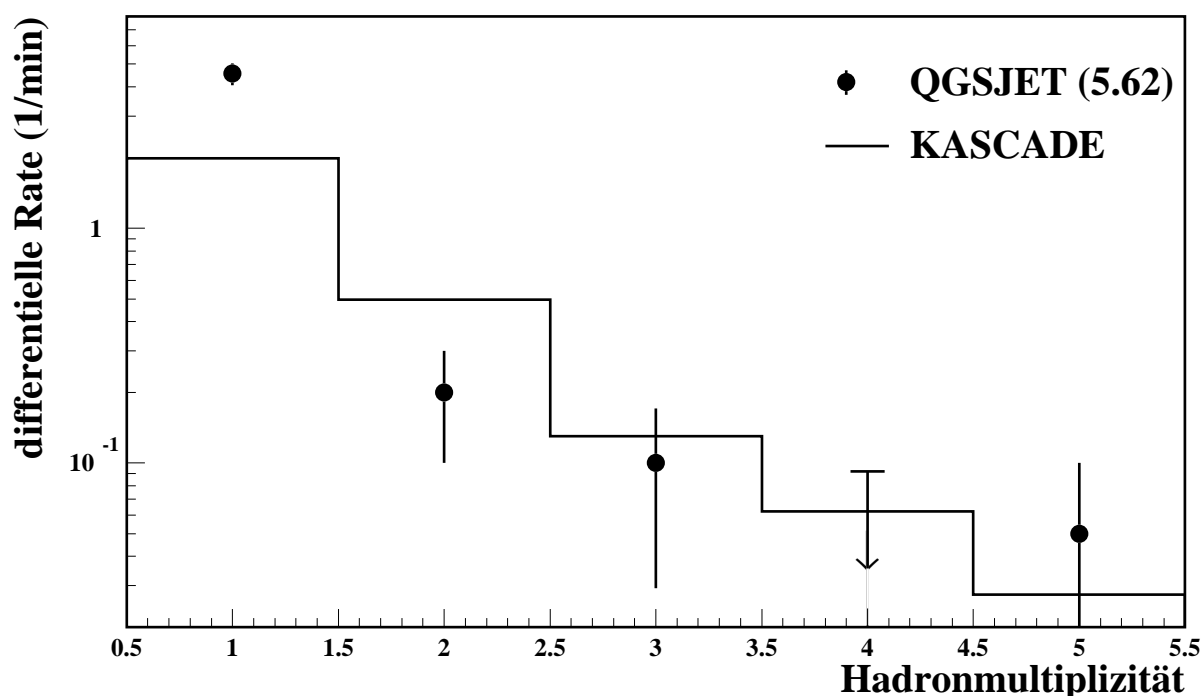


Abbildung 5.3: Vergleich der Hadronmultiplizitäten. Das Multiplizitätsspektrum für Hadronen mit Energien größer als 90 GeV in Hadronereignissen ist am Beispiel von QGSJET (5.62) im Vergleich zum gemessenen gezeigt. Die Simulationen sind mit ihrem statistischen Fehler angegeben, der der Messung ist demgegenüber vernachlässigbar klein.

In Abbildung 5.3 ist für QGSJET (5.62) die Multiplizität aller Hadronen einer Energie oberhalb von 90 GeV in Hadronereignissen aufgetragen.⁶ Die Spektren der übrigen Modelle sind in Anhang C aufgeführt. Es zeigt sich ein steiler Abfall, so daß ab einer Multiplizität von drei die Simulationsstatistik eine Interpretation nicht mehr zuläßt.⁷ Vor allem die Ereignisse mit nur einem Hadron zeigen eine signifikante Überhöhung in den Modellvorhersagen, während die Raten für ein Hadronpaar im Rahmen der Fehler meist zufriedenstellend reproduziert werden können. Dies deutet – in Übereinstimmung mit [Ung 97] – auf ein möglicherweise flacheres Multiplizitätsspektrum in der Messung hin. Die mittleren Hadronmultiplizitäten sind mittels QGSJET (1.18 ± 0.08), VENUS (1.20 ± 0.04), DPMJET (1.27 ± 0.10), SIBYLL (1.27 ± 0.10) und HDPM (1.24 ± 0.08) im Gegensatz zu den Werten der Modelle für die vorhergesagten Raten untereinander konsistent; jedoch liegen sie unterhalb des Meßwertes (1.61 ± 0.01).⁸

⁶Andere Energieschwellen für alle Hadronen oder z.B. eine größere nur für das höchstenergetische Hadron sind in der Analyse ebenfalls denkbar.

⁷Vom Meßwert ausgehend wären bei einer Multiplizität von drei nur noch zwei bis drei beitragende Ereignisse in der Simulation zu erwarten.

⁸Aufgrund der Unterschiede in den Selektionskriterien (siehe Fußnote 2 dieses Kapitels) sind die Multiplizitäten nur näherungsweise mit den angegebenen Werten von [Ung 97] zu vergleichen.

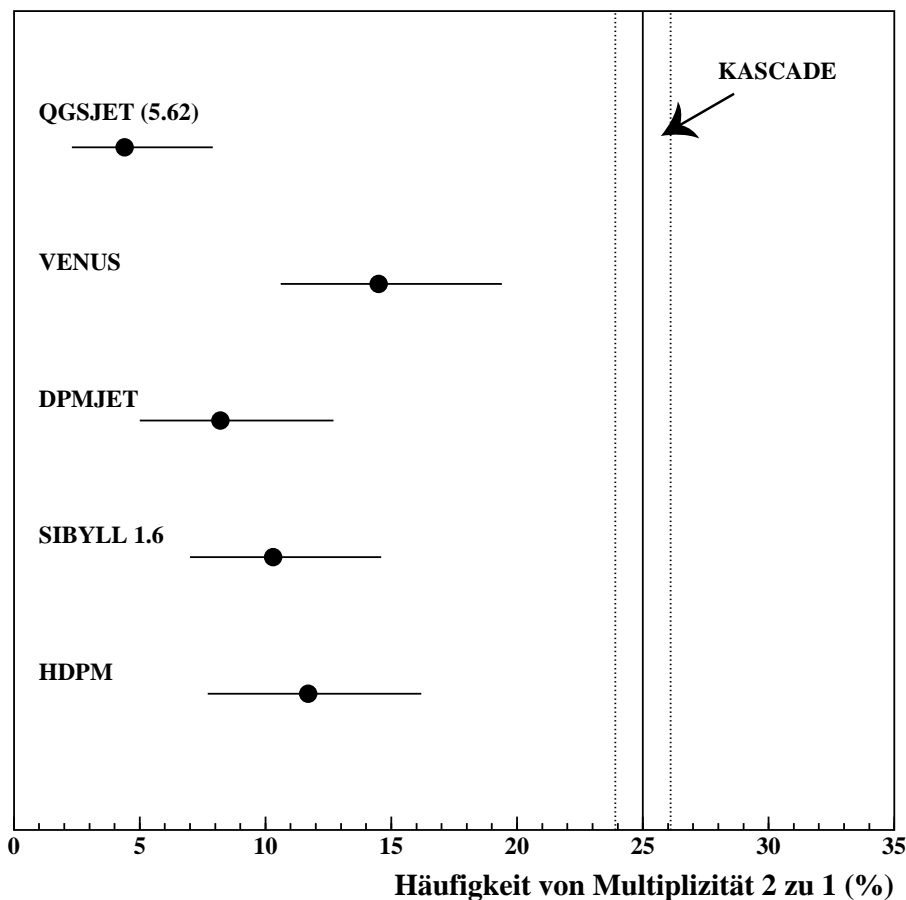


Abbildung 5.4: Häufigkeit der Hadronmultiplizitäten von zwei zu eins. Für die fünf Modelle sowie den KASCADE-Meßwert ist der Quotient der Häufigkeiten mitsamt statistischem Fehler gezeigt, mit der in einem Hadronereignis die Multiplizitäten Zwei und Eins auftreten. Die Energieschwelle liegt für alle Hadronen bei 90 GeV.

Um die Steilheit des Spektrums zu untersuchen, wird der Quotient aus den Häufigkeiten der Multiplizitäten Zwei und Eins gebildet. In dieser Größe sind sowohl systematische Effekte als auch die Gesamtskalierung der jeweiligen Hadronrate des Modells von geringerer Bedeutung. Der Quotient ist für die Messung und die fünf hadronischen Wechselwirkungsmodelle in Abbildung 5.4 wiedergegeben.

Sämtliche Simulationswerte sind kleiner als der Meßwert; in den Vorhersagen ist der Abfall im Multiplizitätsspektrum steiler. Aufgrund der geringen Statistik ist jedoch nicht zu entscheiden, ob Meß- und Simulationsspektrum für Multiplizitäten ab Zwei übereinstimmen oder weiterhin mit unterschiedlicher Steigung verlaufen; ob also die Diskrepanz in der Hadronrate ausschließlich von Ereignissen mit nur einem Hadron stammt oder ob sie sich auf das gesamte Spektrum erstreckt.

Eine unterschiedliche Orstaufflösung in Messung und Simulation könnte differierende Multiplizitäten bzw. einen fälschlicherweise unterschiedlichen Quotienten ergeben. In der Messung weisen jedoch etwa 90 % der Ereignisse mit zwei Hadronen einen Abstand⁹ von mehr als 1 Meter und 70 % von mehr als 2 Metern auf und sind somit räumlich gut zu trennen. Distanzen nahe der Ortsauflösung von etwa 40 cm sind die Ausnahme.

Weiterhin läßt sich die Häufigkeit von Hadronereignissen, die einer Multiplizität von eins zugeordnet wurden, obwohl mehr als ein Hadron mit einer Energie oberhalb der Analyseschwelle das Kalorimeter traf, anhand der Simulationen ermitteln. Sie ist mit etwa 2–3 % Anteil an den Einzelhadronen sehr klein. Dabei handelt es sich um solche Ereignisse, bei denen die rekonstruierte Hadronenergie durch die begrenzte Energieauflösung unterhalb der Analyseschwelle liegt oder aber räumlich eng benachbarte Hadronen (< 40 cm Abstand) zu einem verschmelzen. Beide Fälle treten zumindest in erster Näherung gleichermaßen in Messung und Simulation auf. Insgesamt ist daher kein signifikanter systematischer Effekt auf den obigen Vergleich der Multiplizitäten durch Unterschiede in der Ortsauflösung zu erwarten.

Die Ereignisse mit zwei Hadronen seien anhand der Simulationen näher untersucht. Die Primärenergien und -massen der zur Multiplizität Zwei beitragenden Teilchen ähneln der Gesamtverteilung in der Hadronrate: Es handelt sich im wesentlichen um primäre Protonen mit einer breiten Energieverteilung, allerdings ohne einen Beitrag von Primärenergien unterhalb von etwa 10^{12} eV. Im Vergleich zu den Ereignissen mit nur einem Hadron nimmt hier die Bedeutung der Pionen zu: In fast allen Fällen ist zumindest ein Pion beteiligt, überwiegend das höherenergetischere der beiden Hadronen, und in rund der Hälfte der Fälle handelt es sich um ein Pionpaar. Das Energieverhältnis der beiden Hadronen liegt zumeist in einem Bereich von etwa 1 bis 2.5. Sie entstammen typischerweise der dritten bis siebenten Wechselwirkung, wobei die Generationszähler sich häufig nur um eine Einheit unterscheiden bzw. gleich sind.

Dies deutet darauf hin, mit dem Hadronmultiplizitätsspektrum eine Observable zu haben, die auf das Energiespektrum sowie die Multiplizität der in einer Wechselwirkung erzeugten Pionen sensitiv ist. Inwieweit auch diese Observable beeinflusst wird, wenn im Modell Wirkungsquerschnitt und Diffraktion modifiziert werden, wird im folgenden Kapitel untersucht.

⁹Zugrundegelegt werden die Auftrefforte der Hadronen auf den Zentraldetektor (Oberkante der Bleilage).

Kapitel 6

Sensitivitätsuntersuchung mit QGSJET

6.1 Vorbemerkungen

6.1.1 Motivation

Um von qualitativen Konsistenztests zu quantitativen Aussagen bezüglich der Genauigkeit überzugehen, mit der Modelle die Luftschauerentwicklung beschreiben, werden am Beispiel von QGSJET und für einige Modellparameter Sensitivitätsanalysen durchgeführt. Allgemein sind die Ziele dabei,

- zunächst zu lernen, in welchem Zusammenhang bestimmte physikalische Größen, wie z.B. der inelastische Wirkungsquerschnitt, mit den untersuchten Observablen stehen;
- anschließend die Modellunsicherheit bezüglich dieser Größen abzuschätzen. Damit können die möglichen Auswirkungen auf die Observable bestimmt werden, die im Rahmen des Modellkonzeptes zulässig sind;
- letzten Endes notwendige Korrekturen der Größen in den Modellen anzugeben. Dabei besteht die Möglichkeit, daß keine konsistente Beschreibung aller Befunde innerhalb eines dann gegebenenfalls zu korrigierenden Modellkonzeptes zu erzielen ist.

Die Resultate der ersten beiden Punkte sollten im wesentlichen auf alle Modelle anzuwenden sein; so zum Beispiel, wie sich eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes auswirken würde. Der letzte Punkt müßte für jedes Modell einzeln durchgeführt werden, wozu es jedoch einer großen Anzahl an Beobachtungsgrößen in möglichst allen drei Luftschauerkomponenten sowie der Berücksichtigung des Rahmens bedürfte, der von Beschleunigerdaten vorgegeben ist. Die Möglichkeit einer solchen „Optimierung“ wird am Beispiel von QGSJET angesprochen werden; im Vordergrund stehen in dieser Arbeit die zuerst

genannten, grundlegenderen Aspekte.

Da die Eindringtiefe einen wichtigen Indikator für die vorhergesagten Raten darstellt, widmet sich Kapitel 6.2 Modifikationen des Gesamtbetrags des inelastischen Wirkungsquerschnittes und Kapitel 6.3 Änderungen des Anteils diffraktiver Prozesse am Wirkungsquerschnitt. Wie sich zeigen wird, läßt sich die Wirkung dieser Modifikationen auf die Raten durch einen einzigen Parameter beschreiben.

Die Komplexität der Simulationsprogramme erfordert dabei eine enge Zusammenarbeit mit den Autoren. Stellvertretend seien auf Seiten von QGSJET S.S. Ostapchenko und im Falle von CORSIKA D. Heck genannt. Zunächst wird die QGSJET-Version in CORSIKA 5.63 eingeführt, auf der sämtliche Modifikationen basieren.

6.1.2 QGSJET in CORSIKA-Version 5.63

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Kollision von Protonen und Antiprotonen bei einer Schwerpunktennergie von 1.8 TeV wird dem Meßwert des CDF-Experimentes von $\sigma_{tot}^{p\bar{p}}(\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}) = 80 \text{ mb}$ [Abe 94] angepaßt, was einer Erhöhung um 5 % im Vergleich zum Wert von 76 mb in QGSJET (5.62) entspricht.¹ Die inelastischen Wirkungsquerschnitte für Hadron-Luft-Wechselwirkungen steigen energieabhängig um bis zu etwa 3 % an. Sie sind in Abbildung 6.1 zusammengestellt.

Da hierzu die Pomeron-Nukleon-Kopplung modifiziert wird, sind ebenfalls – jedoch nur geringfügig – weitere Größen wie z.B. die Elastizität betroffen, die um rund 1 % abnimmt. Insofern ist dieser Eingriff zwar im Rahmen von QGSJET konsistent, ein eindeutiger Rückschluß auf nur eine modifizierte Größe ist jedoch nicht möglich.

Die Änderung äußert sich in einer erwarteten schnelleren Luftschauerentwicklung. Die Unterschiede zu QGSJET (5.62) sind moderat: Die Eindringtiefe des Schauermaximums verschiebt sich um etwa -5 g/cm^2 , die Hadronzahl ($E > 100 \text{ GeV}$) nimmt um 5–10 %, die Elektronzahl ($E > 3 \text{ MeV}$) um ca. 10–15 % ab, während die Myonzahl fast unberührt bleibt (+1 %).²

Für die Vorhersagen der Trigger- und Hadronrate ergeben sich kleinere Werte, die Verschiebung ist im Rahmen der Fehler vor allem für die Triggerrate jedoch nicht signifikant: Die Triggerrate wird um rund $1.2 \pm 6.5 \%$, die Hadronrate um etwa $13 \pm 15 \%$ reduziert. Eine graphische Darstellung zeigt Abbildung 6.3 im nächsten Abschnitt. Für die Verteilungen der beitragenden Primärenergien sowie die Spektren der differentiellen Raten sei auf die Anhänge B und C verwiesen, die tabellarischen Werte der modifizierten Versionen finden sich in Anhang D.

¹Da diese Anpassung von den Autoren von QGSJET favorisiert wird (vergleiche auch Kapitel 7.1), wurde die anfänglich mit Abstand größte Simulationsstatistik mit QGSJET (5.63) generiert, und die weiteren Modellmodifikationen beziehen sich auf diese Version.

²Die Angaben beziehen sich auf senkrechte Luftschauer mit Protonen als Primärteilchen bei Energien im Bereich von 10^{14} eV bis 10^{15} eV und Beobachtung auf KASCADE-Niveau (110 m ü.d.M.).

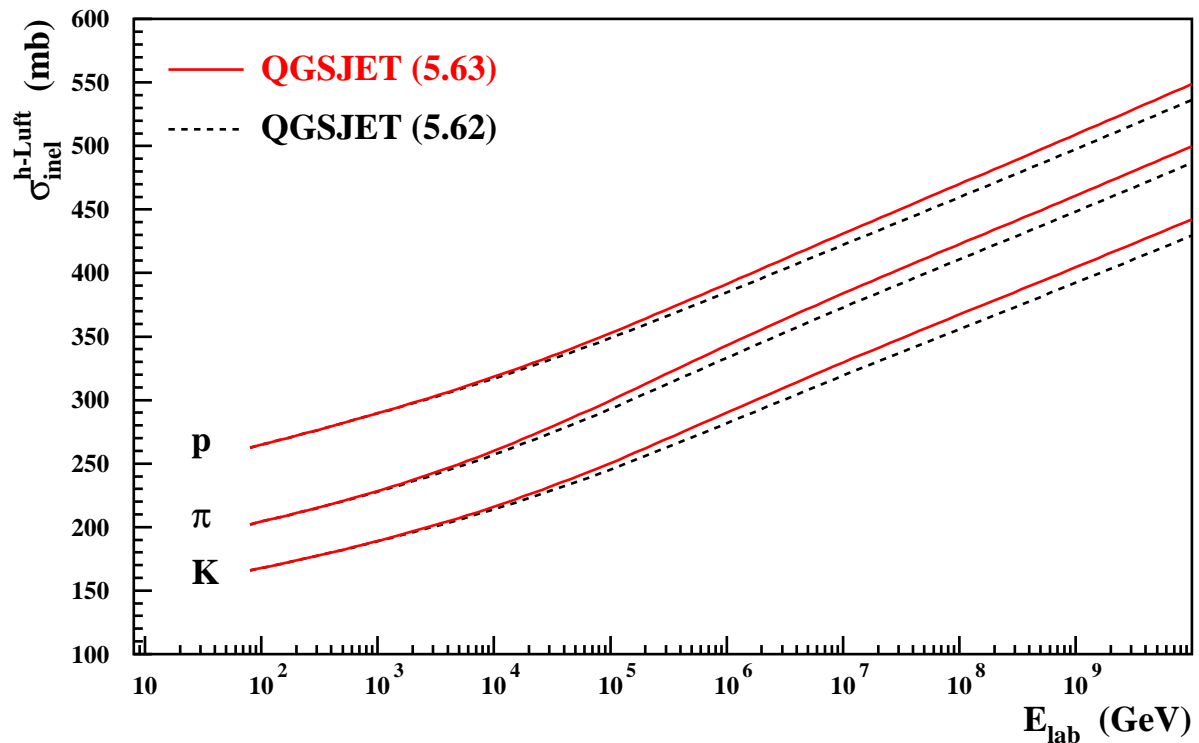


Abbildung 6.1: Inelastische Wirkungsquerschnitte von QGSJET (5.62) und (5.63). Die von QGSJET in CORSIKA-Version 5.62 bzw. 5.63 verwendeten inelastischen Wirkungsquerschnitte sind für Kollisionen von Protonen, Pionen und Kaonen mit Luft als Funktion der Laborenergie dargestellt.

6.2 Inelastischer Wirkungsquerschnitt Hadron-Luft

Ausgehend vom Modell QGSJET (5.63) werden in CORSIKA die inelastischen Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung von Hadronen mit der Luft um 5 % bzw. um 10 % erhöht. Für den letzteren Fall und bei senkrecht einfallenden Protonen als Primärteilchen mit Energien von rund 10^{14} eV bis 10^{15} eV seien die Auswirkungen auf die Luftschauerentwicklung illustriert.

Die Eindringtiefe des Schauermaximums nimmt um ca. 15 g/cm^2 ab. Die Elektronenzahl auf Beobachtungsniveau sinkt um rund 15 %, was mit einer Abschwächlänge für Elektronen in Luft³ von rund 145 g/cm^2 [Mai 00] mit der Verschiebung des Schauermaximums gemäß $1 - \exp(-15/145) \simeq 10\%$ qualitativ korrespondiert, bei einer tendenziell stärkeren Abschwächung. Die Anzahl von Hadronen jenseits einer Energie von 100 GeV wird mit rund 40–50 % wesentlich stärker reduziert. Bei niedriger Energieschwelle von z.B. 0.3 GeV entspricht die Abnahme in der Hadronzahl dem Wert in der elektromagnetischen Komponente, aber die Selektion der sehr hochenergetischen Hadronen erweist sich als empfindlicheres Instrument, die schnellere Luftschauerentwicklung nachzuweisen. Bei

³Für protoninduzierte Luftschauer einer Energie von 10^{15} eV.

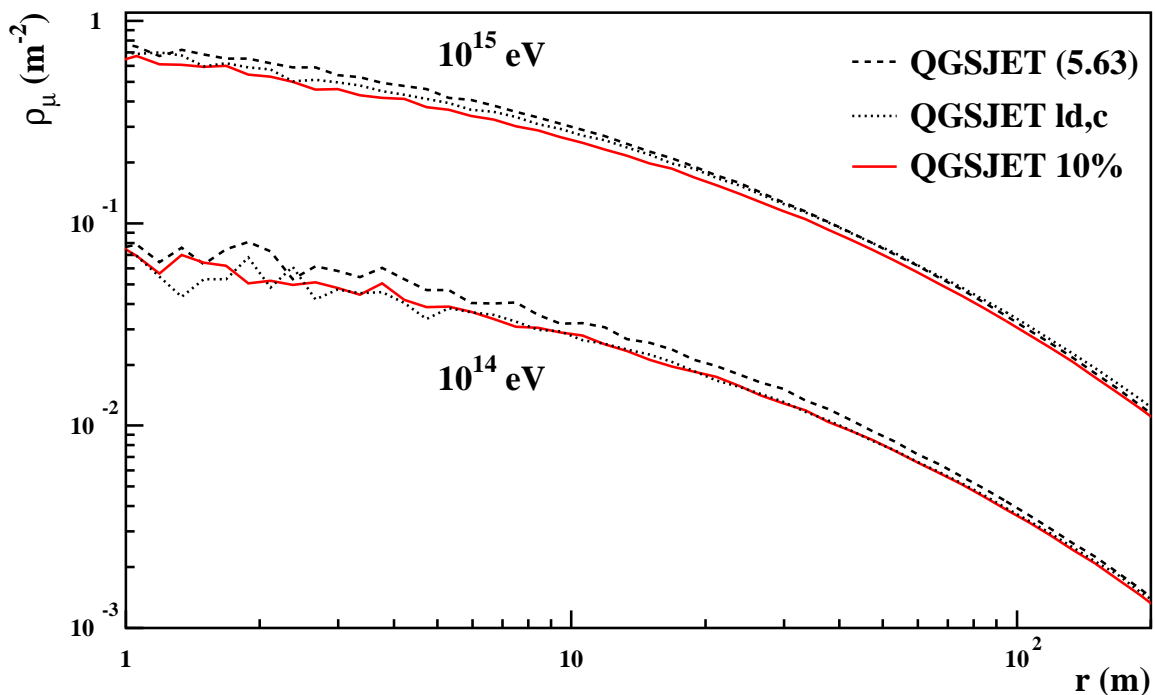


Abbildung 6.2: Myonlateralverteilung verschiedener Modelle. Dargestellt sind im Vergleich zur Version QGSJET (5.63) die Myonlateralverteilungen der Modifikationen, in denen der inelastische Wirkungsquerschnitt um 10 % erhöht bzw. der Anteil der *low-mass diffraction* (siehe Kapitel 6.3) bei insgesamt konstantem Wirkungsquerschnitt abgeschaltet worden ist. Die Werte beziehen sich auf senkrechte, protoninduzierte Luftschauer der Primärenergien von 10^{14} eV und 10^{15} eV; die Energieschwelle der Myonen beträgt 300 MeV.

einer atmosphärischen Tiefe von rund elf hadronischen Wechselwirkungslängen zieht das Anheben des Wirkungsquerschnittes um 10 % im Mittel ein bis zwei zusätzliche Wechselwirkungen für ein Hadron nach sich mit dem Effekt, unter die Energieschwelle von 100 GeV zu gelangen; die Wirkung für niedrigere Energieschwellen ist hingegen kleiner.

Die Gesamtanzahl der Myonen sinkt leicht (ca. 4–5 %). Da bei der Myonerzeugung die Prozesse von Pionzerfall und weiterer Kollision in Konkurrenz zueinander stehen, ist der Zusammenhang der Gesamtanzahl mit der Eindringtiefe einerseits komplexer, andererseits aber – auch wegen der Longitudinalentwicklung – weniger ausgeprägt im Vergleich zu den anderen Teilchenkomponenten. In der Myonlateralverteilung zeigen sich erwartungsgemäß niedrigere Werte im Vergleich zur ursprünglichen Version, vergleiche Abbildung 6.2.

Die gesunkene Hadronzahl sowie die flachere Myonlateralverteilung sollten sich in deutlich reduzierten Werten für die Trigger- und Hadronrate äußern. Dies wird in Abbildung 6.3 bestätigt: Die Triggerrate nimmt um etwa 30 %, die Hadronrate um rund 55 % ab bei Erhöhung des Wirkungsquerschnittes um 10 %. Die Verringerung der Raten bei Anwachsen des Wirkungsquerschnittes erweist sich im untersuchten Wertebereich als linear, wie

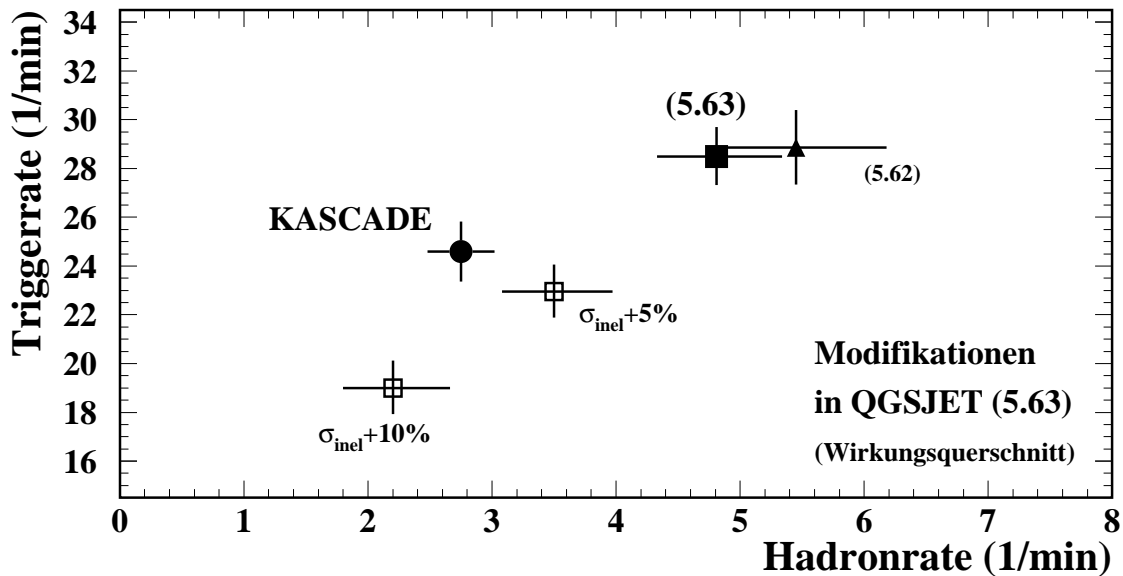


Abbildung 6.3: Trigger- und Hadronrate nach Modifikation des Wirkungsquerschnittes. Neben der Trigger- und Hadronrate der KASCADE-Messung und von QGSJET (5.62) und QGSJET (5.63) sind die Vorhersagen der Versionen nach Erhöhen des inelastischen Wirkungsquerschnittes für Kollisionen von Hadronen mit Luft um 5 % bzw. um 10 % wiedergegeben (Angabe der Fehler wie in Abbildung 5.1).

die Vorhersage bei Modifikation um nur 5 % ergibt. Die Diskrepanz zum Meßwert wird verringert, auch nähert sich der Quotient aus Hadron- und Triggerrate dem gemessenen: Ausgehend von einem Verhältnis von 0.17 ± 0.02 für QGSJET (5.63) sinkt er auf 0.15 ± 0.02 (Wirkungsquerschnitt +5 %) bzw. 0.12 ± 0.02 (Wirkungsquerschnitt +10 %), im Vergleich zum Meßwert von 0.112 ± 0.011 (vergleiche Abbildung 5.1). Jedoch ist die Messung durch obige Variation des Wirkungsquerschnittes nicht gleichzeitig in beiden Raten zufriedenstellend zu reproduzieren.

Die differentiellen Spektren sind Anhang C zu entnehmen. Insbesondere beim Hadronmultiplizitätsspektrum zeigt sich lediglich eine Verschiebung des Gesamtspektrums. Der Quotient aus den Multiplizitäten von zwei zu eins bleibt konstant und im Vergleich zur Messung zu klein; die durchgeführten Variationen des Wirkungsquerschnittes vermögen die Diskrepanz nicht zu beheben. Dies wird im Zusammenhang mit Änderungen der Diffraktion detaillierter diskutiert.

Die Unsicherheit in der Bestimmung des inelastischen Wirkungsquerschnittes liegt im Bereich der hier untersuchten Modifikationen, wie sich an den unterschiedlichen Realisierungen in den Modellen zeigt (vergleiche Abbildung 2.1); auf diesen Punkt wird auch in Kapitel 7.1 eingegangen.

6.3 Anteil der Diffraktion

In QGSJET werden an diffraktiven Prozessen die *low-mass target diffraction* (ltd), die *low-mass projectile diffraction* (lpd) sowie die *high-mass target diffraction* (htd) unterschieden.⁴ Die Aufteilung in *low-* und *high-mass diffraction* ist durch unterschiedliche Graphen⁵ motiviert, die die Prozesse vermitteln; sie ergeben zusammen eine gute Beschreibung der experimentellen Häufigkeitsverteilung diffraktiver Massen.

Abbildung 6.4 ist für die verschiedenen diffraktiven Prozesse bei Kollisionen von Proton mit Stickstoff die Verteilung des Energieanteils des höchstenergetischen Baryons zu entnehmen, also zumeist des *leading particle* der Wechselwirkung.⁶ Während dieses bei Targetdiffraktion nur sehr wenig Energie verliert, kann die Reduzierung bei Projektildiffraktion, wegen der Bildung mehrerer Teilchen in Vorwärtsrichtung, sehr groß werden. Die Diffraktionswahrscheinlichkeit liegt energieabhängig bei etwa 8–12 % (lpd), 2.5–4.5 % (htd) bzw. bei 2–2.5 % (ltd) im relevanten Energiebereich von 10^{11} eV bis 10^{15} eV.

Im folgenden werden die Auswirkungen untersucht, die sich bei Abschalten der verschiedenen diffraktiven Prozesse ergeben. Bezüglich des Gesamtwertes des inelastischen Wirkungsquerschnittes, zu dem auch die Anteile der Diffraktion gezählt werden, sind dabei zwei Fälle zu unterscheiden: Zum einen kann bei Ausschalten des diffraktiven Prozesses auch dessen Anteil am Wirkungsquerschnitt subtrahiert werden (dies wird durch ein angehängtes „s“ gekennzeichnet, z.B. „ltd,s“); zum anderen kann der Gesamtwert des inelastischen Wirkungsquerschnittes konstant gehalten werden (Kennzeichnung „c“, z.B. „htd,c“), indem der Wirkungsquerschnitt der übrigen Prozesse entsprechend anwächst.

Vor der Diskussion der resultierenden Raten seien Erwartungswerte für die verschiedenen Modifikationen gesucht. Wird die *low-mass target diffraction* mitsamt Wirkungsquerschnitt abgeschaltet („ltd,s“), so finden solche Wechselwirkungen nicht mehr statt, bei denen das *leading particle* praktisch die gesamte Projektilenergie übernimmt; für die Schauerentwicklung sollte dies kaum von Bedeutung sein, die Raten sollten unverändert bleiben. Eine ähnliche Überlegung gilt für die Änderung „htd,s“.

Wird hingegen der inelastische Wirkungsquerschnitt konstant gehalten, so treten die restlichen Prozesse um den entsprechenden Anteil vermehrt auf; im Beispiel „htd,c“ wären dies rund 4 %. Die Modifikation sollte also die Raten ähnlich beeinflussen wie eine Erhöhung des inelastischen Wirkungsquerschnittes um eben 4 %.

Da die *low-mass projectile diffraction* auch höhere Energieverluste des *leading particle* bewirken kann, wird sich ein Abschalten in beiden Fällen („lpd,c“ sowie „lpd,s“) auf die Raten auswirken. Der Anteil der *low-mass projectile diffraction* am Wirkungsquerschnitt

⁴Da die *high-mass projectile diffraction* den „normalen“ inelastischen Prozessen ähnelt, wird in QGSJET auf eine separate Beschreibung verzichtet.

⁵Die *low-mass diffraction* wird durch PPR-Diagramme, die *high-mass diffraction* durch Triple-Pomeron-Graphen (PPP) beschrieben.

⁶Der Abbildung liegt QGSJET in der CORSIKA-Version 5.94 zugrunde, in der der Gesamtanteil der lpd im Vergleich zu den vorherigen CORSIKA-Versionen um 2–3 % reduziert ist (vergleiche Kapitel 7.1).

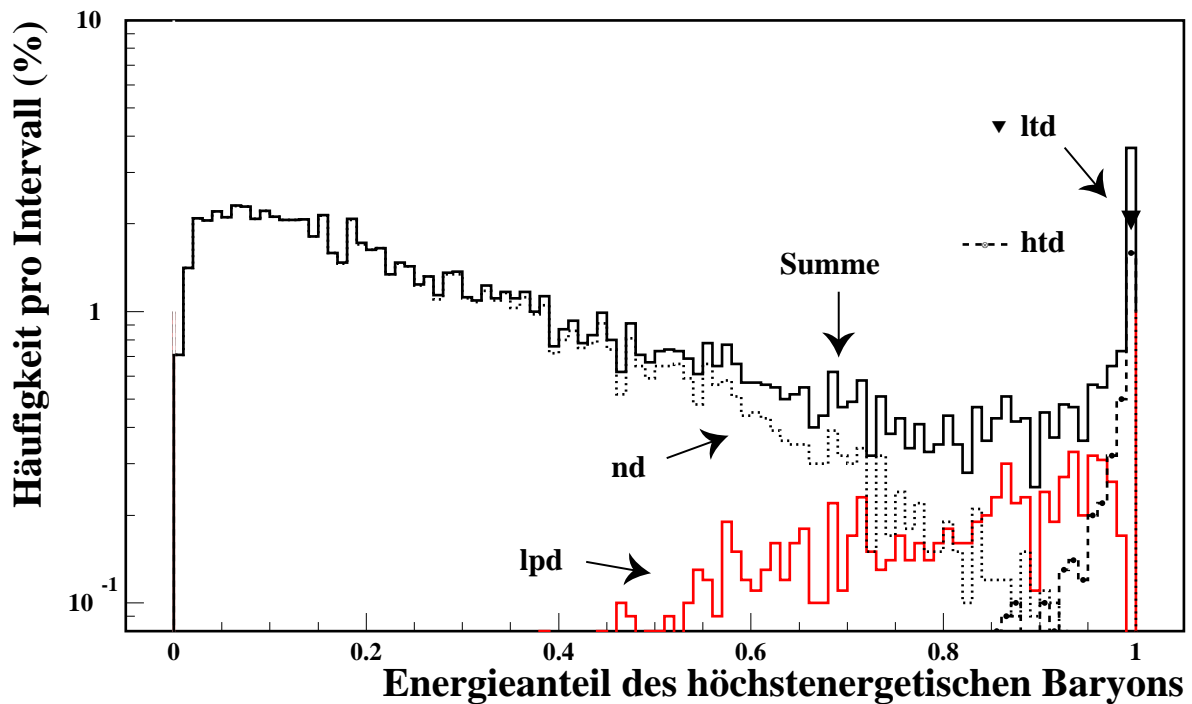


Abbildung 6.4: Verteilung der Elastizitätswerte in QGSJET. Für die Wechselwirkung von Protonen mit Stickstoffkernen bei einer Laborenergie von 10^{13} eV ist die auf die Gesamtanzahl der Einträge normierte Häufigkeitsverteilung des Energieanteils des höchstenergetischen Baryons dargestellt. Unterschieden werden die diffraktiven (ltd, lpd, htd) und nicht-diffraktiven (nd) Prozesse. Die Simulation beruht auf dem Modell QGSJET in CORSIKA-Version 5.94, siehe Text.

liegt bei rund 10 %. Anhand der Verteilung der Energiebruchteile wird z.B. für die Modifikation „lpd,c“ abgeschätzt, daß die Wirkung auf die Raten einer effektiven Erhöhung des inelastischen Wirkungsquerschnittes um ungefähr den halben Anteil, also um rund 5 % gleichkommt; entsprechend würde die Änderung „lpd,s“ mit einer Reduzierung um 5 % korrespondieren.

Die Resultate nach Eingriff in die diffraktiven Prozesse sind Abbildung 6.5 zu entnehmen. Ebenfalls aufgenommen sind die Ergebnisse bei Erhöhung des inelastischen Wirkungsquerschnittes. Unter „ld“ sind beide Prozesse der *low-mass diffraction*, unter „d“ alle drei diffraktiven Prozesse zusammengefaßt; in einer Version (d,c & $\sigma_{inel}+5\%$) sind Modifikationen der Diffraktion und des Wirkungsquerschnittes kombiniert.

Es zeigt sich für Hadronraten im Bereich zwischen 2 min^{-1} und 5 min^{-1} eine im wesentlichen lineare Änderung der Werte. Insbesondere bei noch kleineren Hadronraten deutet sich ein flacherer Verlauf an; hier tragen im wesentlichen nur noch Myonen zum Trigger bei, die weniger stark von weiteren Modifikationen betroffen sind. Die Verschiebung erfolgt in der gleichen Richtung wie bei Modifikationen des Wirkungsquerschnittes und

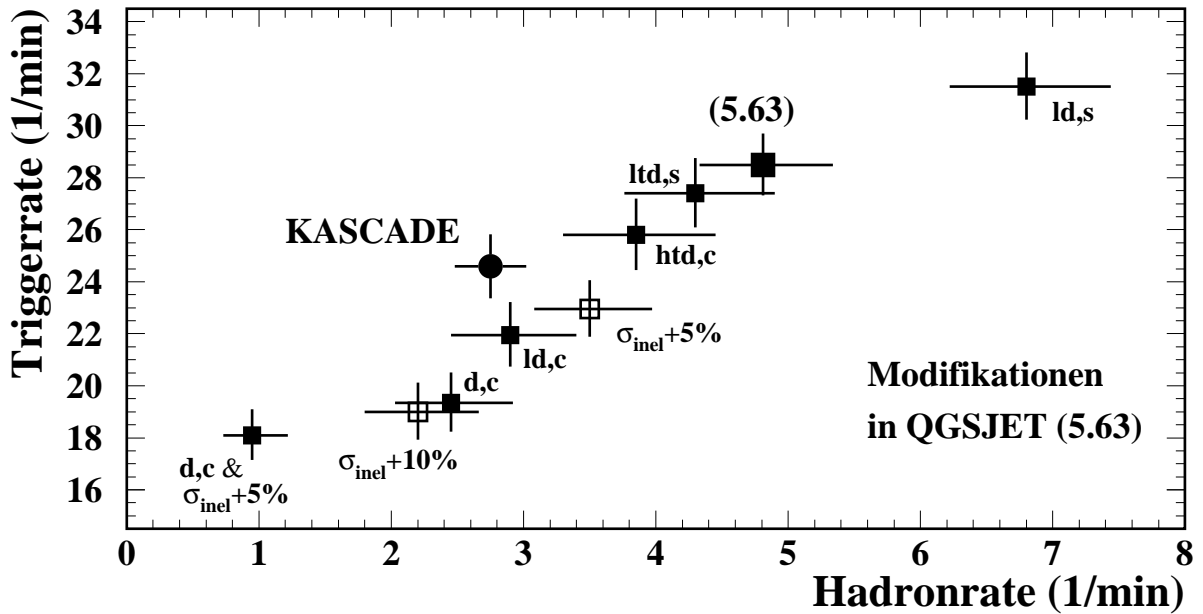


Abbildung 6.5: Trigger- und Hadronraten der modifizierten Versionen. Neben der Trigger- und Hadronrate der KASCADE-Messung und von QGSJET (5.63) sind die Vorhersagen nach Erhöhen des inelastischen Wirkungsquerschnittes und nach Reduzierung des Diffraktionsanteils wiedergegeben. Zu den Bezeichnungen siehe Text; Angabe der Fehler wie in Abbildung 5.1.

sind von der erwarteten Größe: So entsprechen die Raten beispielsweise bei der Änderung „htd,c“ denen, die sich bei einer Erhöhung des Wirkungsquerschnittes um etwa 4 % ergäben.

Dieser Befund läßt eine zusammenfassende Beschreibung der Modifikationen mit einem Parameter ϵ zu gemäß

$$\begin{pmatrix} \text{Triggerrate} \\ \text{Hadronrate} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 28.50/\text{min} \\ 4.80/\text{min} \end{pmatrix} - \epsilon \cdot \begin{pmatrix} 0.95/\text{min} \\ 0.26/\text{min} \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

mit dem Wert für QGSJET (5.63) bei $\epsilon = 0$ und $\epsilon = 10$ z.B. im Falle einer Erhöhung des inelastischen Wirkungsquerschnittes um 10 %. Der Parameter ϵ setzt sich zusammen aus der Modifikation des Gesamtwertes des inelastischen Wirkungsquerschnittes $\Delta\sigma_{inel,ges}$ sowie aus der Änderung der Diffraktion. Letztere ließe sich für QGSJET gemäß $\sum w_i \cdot \Delta\sigma_{diff,r,i}$ ($i=1,3$) beschreiben, indem explizit die drei diffraktiven Prozesse mit ihrem Gewichtungsfaktor w_i berücksichtigt werden.⁷

⁷ w_i hängt von der Fallunterscheidung „c“ bzw. „s“ sowie von der in Abbildung 6.4 gezeigten Verteilung

Modifikation	$\Delta\sigma_{x_B>0.85}$ [%]
ltd	-2.5
htd	-3.7
ld	-6.6
d	-10.3

Tabelle 6.1: Reduktion des Diffraktionsanteiles. Wiedergegeben ist für die verwendeten Modifikationen in QGSJET (5.63) die Änderung $\Delta\sigma_{x_B>0.85}$ des Beitrages von Energiebruchteilen $x_B > 0.85$ (höchstenergetisches Baryon in Kollisionen von Proton mit Stickstoffkernen bei einer Energie von 10^{13} eV).

Um jedoch von der modellspezifischen Realisierung der Diffraktion unabhängig zu sein, ist es hinsichtlich der Anwendung auf andere Modelle zweckmäßig, die Summe über die drei diffraktiven Prozesse durch einen verallgemeinerten Ausdruck zu ersetzen. Denkbar wäre z.B. die mittlere Elastizität, die bei einer Reduzierung der Diffraktion abnimmt. Da aber zwei Modelle eine gleiche mittlere Elastizität bei unterschiedlichen Fluktuationen aufweisen können und sich daher in der Hadronrate unterscheiden werden, wird hier der Beitrag $\sigma_{x_B>0.85}$ von Energiebruchteilen des höchstenergetischen Baryons x_B mit $x_B > 0.85$ verwendet: In ihm drückt sich der Anteil der Diffraktion des jeweiligen Modells aus. Als Parameter ϵ ergibt sich somit⁸

$$\epsilon = \Delta\sigma_{inel,ges} - \Delta\sigma_{x_B>0.85} \quad . \quad (6.2)$$

Tabelle 6.1 gibt die Werte für QGSJET (5.63) bei einer mittleren Energie von 10^{13} eV für die verschiedenen Änderungen an. Der Vergleich der so erzielten Vorhersagen mit den Simulationsergebnissen ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Bei den Modifikationen vom Typ „s“ muß zusätzlich $\Delta\sigma_{inel,ges}$ (ltd,s) $\simeq -2.5$ % bzw. $\Delta\sigma_{inel,ges}$ (ld,s) $\simeq -(2.5 + 10.5)$ % = -13 % berücksichtigt werden.

In der guten Übereinstimmung der simulierten Raten mit der Erwartung zeigt sich die Zulässigkeit der gewählten Parametrisierung für einen großen Wertebereich für ϵ ; in der Triggerrate sind für die Modifikationen mit der größten („ld,s“) bzw. der kleinsten Rate („d,c+5%“) die Abweichungen vom linearen Verlauf ersichtlich. Auch für andere Modelle wird damit eine Vorhersage näherungsweise möglich, wie sich Modifikationen des Wirkungsquerschnittes und des Anteils der Diffraktion auf die Beobachtungsgrößen auswirken werden. In Kapitel 7 wird dies beim Vergleich von SIBYLL 1.6 mit SIBYLL 2.0 überprüft werden.

Die physikalische Größe, die sich im wesentlichen im Parameter ϵ ausdrückt und mittels der hier untersuchten Modifikationen die Raten bestimmt, ist der nicht-diffraktive inelastische Wirkungsquerschnitt. Sein Wert kann über den gesamten inelastischen Wir-

des jeweiligen Prozesses ab.

⁸Mit $\Delta\sigma_{x_B>0.85} < 0$ bei einer Reduktion des Diffraktionsanteils.

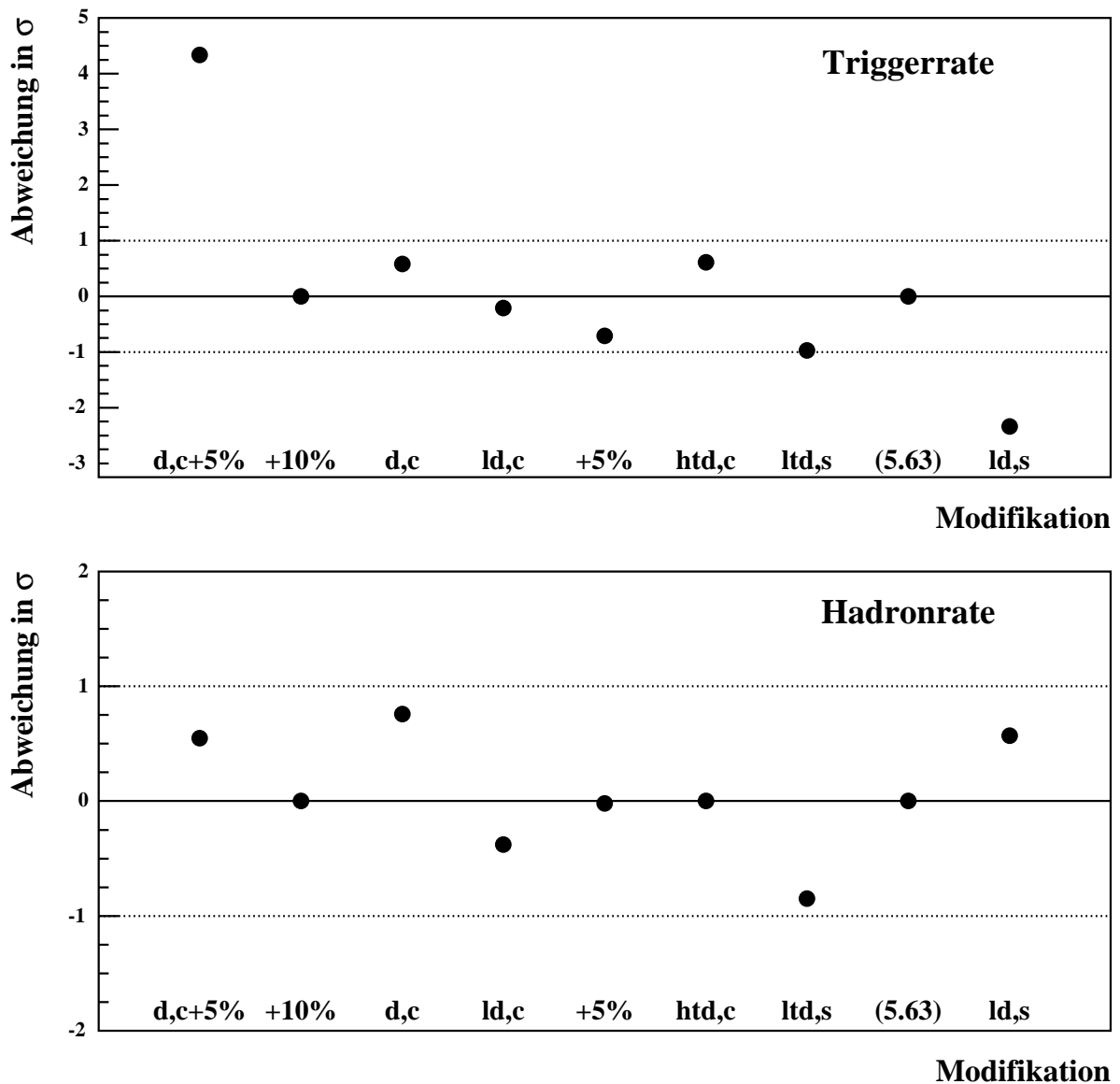


Abbildung 6.6: Abweichung der Modifikationsergebnisse von der Erwartung. In Vielfachen des statistischen Fehlers ist die Abweichung der Triggerrate (oben) und der Hadronrate (unten) der benannten modifizierten Versionen von der Erwartung gemäß Gleichungen 6.1 und 6.2 aufgetragen. Die Versionen sind in der Reihenfolge anwachsender simulierter Raten dargestellt. Zu den Bezeichnungen siehe Text.

kungsquerschnitt ($\Rightarrow \Delta\sigma_{inel,ges}$) oder über den Anteil der Diffraction ($\Rightarrow \Delta\sigma_{x_B > 0.85}$) variiert werden.

Während in der Gesamtwirkung auf die Raten beide Arten der Modifikation sehr ähnlich sind, zeigen sich beim Vergleich der Schauerentwicklungen auch Unterschiede. So verschiebt sich bei der Änderung „ld,c“, die in der Rate mit einem Vergrößern des Wir-

kungsquerschnittes um rund 7 % korrespondiert, bei Primärenergien von 10^{14} eV bzw. 10^{15} eV das Schauermaximum mit $-(25..30)$ g/cm² stärker als bei Erhöhung des Wirkungsquerschnittes um 10 %.⁹ In beiden Fällen sinkt die Hadronzahl um 40–50 %, aber bei der Modifikation der Diffraktion ist die Abnahme der Elektronzahl mit 25–30 % fast doppelt so groß. Die Gesamtanzahl der Myonen steigt um rund 3–5 % an, während sie im anderen Fall (QGSJET+10%) um etwa diesen Betrag abnimmt.

Die zugehörigen Myonlateralverteilungen sind in Abbildung 6.2 für „ld,c“, aufgenommen. Bei einer Primärenergie von 10^{14} eV ähnelt sie der nach Erhöhen des Wirkungsquerschnittes. Die höhere Dichte bei einer Energie von 10^{15} eV spiegelt sich auch in den Beiträgen zu den Raten wider (Anhang B): Dieser Bereich trägt im Falle „ld,c“ stärker bei. Diese teils verschiedenartigen Luftschauerentwicklungen eröffnen den Ansatz, z.B. durch Einteilung in Intervalle der Myonzahl oder durch Einbeziehung der elektromagnetischen Komponente (vergleiche Kapitel 8 und 9) zwischen beiden Arten der Modifikation unterscheiden zu können.

Schließlich sei überprüft, ob durch die Modifikationen das Hadronmultiplizitätsspektrum beeinflusst wird. In Anlehnung an Kapitel 5.2 ist in Abbildung 6.7 der Quotient der Multiplizitäten von zwei und eins wiedergegeben. Die Verhältnisse sind stets kleiner als der Meßwert; der Quotient aller modifizierten Versionen stimmt im Rahmen der Fehler mit dem Wert von QGSJET (5.63) überein.

Die hier untersuchten Änderungen des Wirkungsquerschnittes und der Diffraktion sind nicht in der Lage, die Diskrepanz im Multiplizitätsspektrum signifikant zu verringern; ob sie die Abweichung sogar vergrößern, ist bei der gegebenen Statistik ungewiß. Eine mögliche Ursache der Diskrepanz kann im Energie- bzw. Multiplizitätsspektrums der in einer Kollision erzeugten Pionen liegen. Hierauf wird in Kapitel 8.2 eingegangen.

⁹Für protoninduzierte, senkrechte Luftschauer.

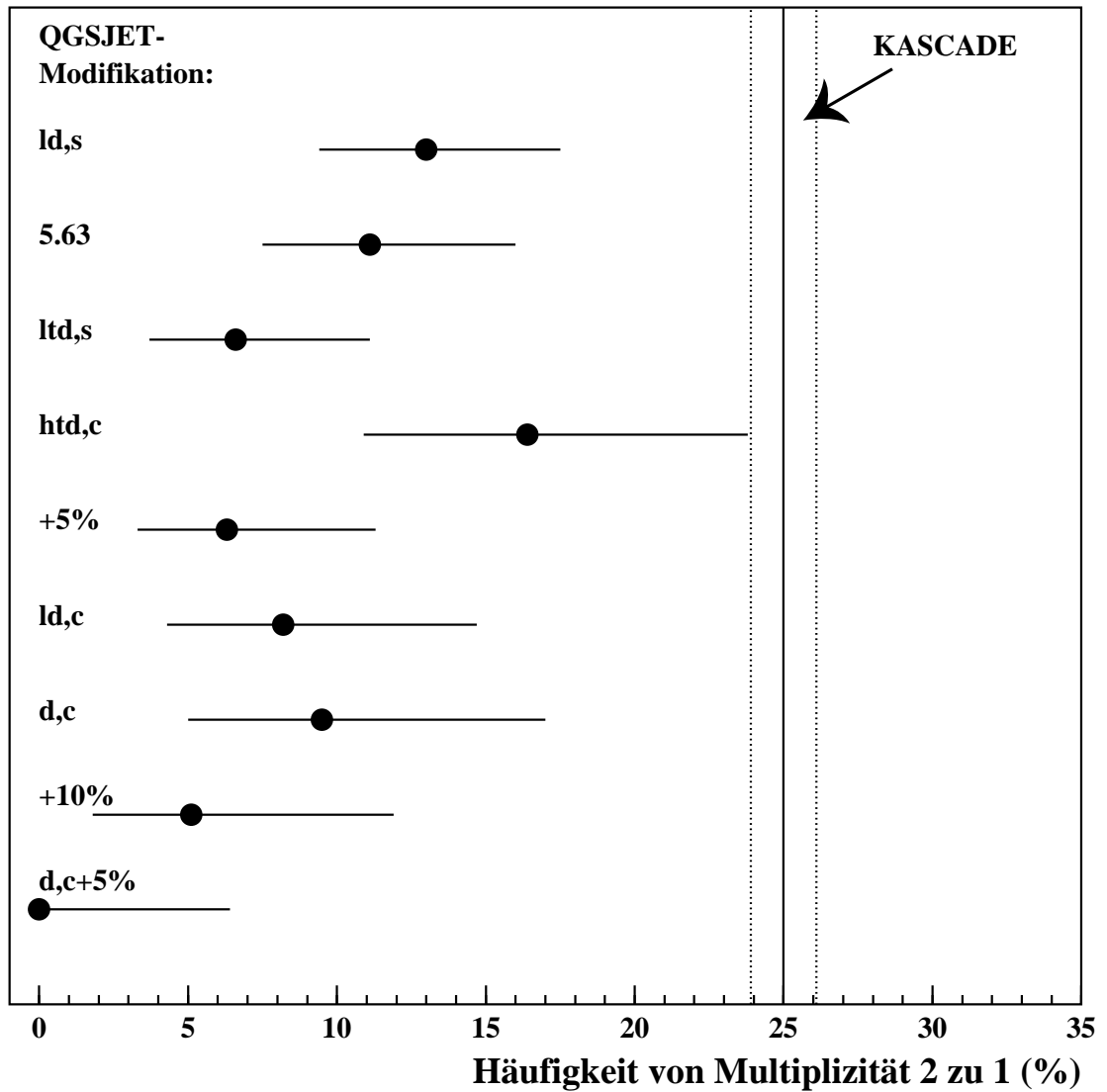


Abbildung 6.7: Quotient der Hadronmultiplizität der QGSJET-Modifikationen. Der Quotient der Raten in Hadronereignissen einer Hadronmultiplizität ($E_{had} > 90$ GeV) von zwei und eins ist für die Messung, für QGSJET (5.63) und die jeweiligen modifizierten Versionen dargestellt. Die Simulationenwerte sind (von unten nach oben) in der Reihenfolge wachsender Hadronrate aufgetragen; zur Nomenklatur siehe Text.

Kapitel 7

Weiterentwickelte hadronische Wechselwirkungsmodelle

Der Status der Weiterentwicklung hadronischer Wechselwirkungsmodelle wird für drei unterschiedliche Ebenen aufgezeigt: Bei QGSJET werden Parameteranpassungen im bestehenden Modell diskutiert, während SIBYLL konzeptionell erweitert wird. Ein neuer Modellansatz wird mit NEXUS verfolgt.

7.1 QGSJET in CORSIKA-Version 5.94

Im Rahmen des von Beschleunigerexperimenten erlaubten Bereiches stehen in QGSJET, im Vergleich zur Version in CORSIKA 5.62, die folgenden Parameteranpassungen zur Diskussion:

CDF-Wirkungsquerschnitt. Der Meßwert des CDF-Experimentes für den totalen Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_{tot}^{p\bar{p}}$ ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV) = 80.03 ± 2.24 mb [Abe 94]. Vom Experiment E 710 ist ein kleinerer Wert von 72.8 ± 3.1 mb publiziert [Amo 92], der vom Nachfolgeexperiment E 811 mit 71.71 ± 2.02 mb bestätigt wird [Avi 99]. Experimentell ist die Situation unklar; die Wahrscheinlichkeit, daß die drei Werte miteinander konsistent sind, wird zu 1.6 % angegeben [Avi 99].

Die Pomeron-Nukleon-Kopplung in QGSJET wird geändert, um den Wert des CDF-Experimentes zu reproduzieren, dessen Messung des totalen und elastischen Wirkungsquerschnittes bei einer Energie von $\sqrt{s} = 546$ GeV mit denen des UA4-Experimentes [Boz 84] übereinstimmt. Die Auswirkungen auf die Raten sind in Kapitel 6.1.2 dargestellt.

Projektildiffraktion. Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit für einen Prozeß der *low-mass projectile diffraction* (vergleiche Kapitel 6.3) berücksichtigt nun explizit Interferenzterme der einzelnen Targetnukleonen. Diese verbesserte Methode führt zu einer Reduzierung der Diffraktionswahrscheinlichkeit; der Anteil der Diffraktion bzw. die mittlere Elastizität nehmen (leicht energieabhängig) um rund 3 % ab.

Beschränkung diffraktiver Massen. Bisher erfolgte bei der *low-mass diffraction* eine Begrenzung für die Erzeugung diffraktiver Massen von $m_D < 5$ GeV. Diese (künstliche) Limitierung wird aufgehoben, der Beitrag von größeren diffraktiven Massen ist jedoch klein. Der Diffraktionsanteil¹ sinkt um etwa 2 %. Entsprechend ist eine moderate Beeinflussung der Raten gemäß Gleichungen 6.1 und 6.2 zu erwarten. Die Simulationsrechnungen mit dieser Modifikation ergaben mit der Erwartung konsistente Werte für die Raten.

Inelastischer Wirkungsquerschnitt Hadron-Luft. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden bisher die Kernradien für Massenzahlen $A \geq 10$ parametrisiert²; Stickstoff und Sauerstoff weisen jedoch größere Radien auf, als die Parametrisierung ergibt [Kal 99]. Für die resultierende, im wesentlichen energieunabhängige Erhöhung des inelastischen Wirkungsquerschnittes wurde ein Wert von 5 % abgeschätzt [Kal 99]. Aufgrund einer noch notwendigen Entfaltung der gemessenen Kernradien vom Nukleonradius [Reb 99], die Gegenstand laufender Untersuchungen ist, dürfte dies als Obergrenze anzusehen sein. Die Unsicherheiten in den Labormessungen des Wirkungsquerschnittes stellen eine Fehlerquelle dar, die für alle Modelle von Bedeutung ist. So ergaben Messungen mit Kohlenstoff als Kollisionspartner für Protonen von 200 GeV und 280 GeV Laborenergie einen inelastischen Wirkungsquerschnitt von jeweils 225 ± 7 mb [Car 79], und bei 222 GeV sowie 262 GeV Laborenergie für Neutronen von jeweils 237 ± 2 mb [Rob 79].³ Der Unterschied zwischen den Resultaten beträgt 5 %, die sich als Unsicherheit auf die Luftschauervorhersagen (vgl. Kapitel 6.2) übertragen. QGSJET reproduziert derzeit für Protonen-Kohlenstoff-Wechselwirkungen bei 200 GeV Laborenergie mit 238 mb [Ost 00] den größeren Wert. Ob dennoch bei Berücksichtigung der realistischen Kernradien eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes mit Luft angebracht ist, wird in Zukunft zu klären sein.

Bei Einführung von gezielten Modifikationen muß jeweils die Übereinstimmung der Vorhersagen des Gesamtmodells mit den Beschleunigerdaten gewährleistet sein. Insgesamt werden die oben genannten Änderungen zu einer schnelleren Entwicklung und zu einer besseren Übereinstimmung mit der gemessenen integralen Trigger- und Hadronrate führen. Sie werden qualitativ eine ähnliche Wirkung haben wie die Eingriffe, die im Rahmen der Sensitivitätsanalyse diskutiert worden sind; daher wäre auch nach diesen Modifikationen keine zufriedenstellende Beschreibung der Raten sowie der Hadronmultiplizität zu erwarten.

7.2 SIBYLL 2.0

In der neuen SIBYLL-Version [Eng 99, Eng 00] werden Beschleunigerdaten zum Anstieg des Wirkungsquerschnittes sowie zur mittleren Teilchenmultiplizität und ihrer Fluktuationen besser wiedergegeben. Über Energie- und Impulserhaltung wirken sich dabei Änderun-

¹Zur Definition siehe Kapitel 6.3.

²Gemäß $r \propto A^{1/3}$.

³Die angegebenen Fehler sind überwiegend systematischer Natur.

gen, die primär den Zentralbereich der Wechselwirkung betreffen (größere Multiplizität), auch auf den Fragmentationsbereich aus (geringere Elastizität).

Strukturfunktionen. Die Berücksichtigung neuer Strukturfunktionen [Glu 98], die die Partondichte beschreiben und einen steileren Anstieg der Gluonanzahl zu kleinen Impulsanteilen hin ergeben, führt zu einer erhöhten und stärker fluktuierenden Teilchenproduktion bei hohen Kollisionsenergien.

Weiche Prozesse. Im Unterschied zur früheren Version wird ein mit der Energie ansteigender Wirkungsquerschnitt auch für Prozesse mit kleinen Transversalimpulsen verwendet.⁴ Dies vergrößert vor allem bei kleinen und mittleren Energien den inelastischen Wirkungsquerschnitt; außerdem wird in einer Wechselwirkung die Möglichkeit mehrerer solcher „weicher“ Prozesse zugelassen, was eine höhere Multiplizität zur Folge hat.

Diffraction bei ≥ 2 Targetnucleonen. Die Behandlung von diffraktiven Einzelreaktionen des Projektils im Falle mehrerer teilnehmender Targetnucleonen wird geändert. Sind bisher diffraktive Einzelprozesse vernachlässigt worden, so führt die Berücksichtigung dieser ebenfalls zu einer höheren Multiplizität.

Anhand der Version SIBYLL 2.0, die von Herrn R. Engel zur Verfügung gestellt wurde, konnten die Auswirkungen auf die Luftschauerentwicklung studiert werden. Für die Versionen SIBYLL 1.6 und SIBYLL 2.0 sind der inelastische Wirkungsquerschnitt von Protonen und Pionen mit Luft sowie der Energieanteil des höchstenergetischen Baryons in Abbildung 7.1 aufgetragen. Der höhere Wirkungsquerschnitt sowie die reduzierte Elastizität bzw. Diffraction in SIBYLL 2.0 beeinflussen die Luftschauerentwicklung stark: Die Eindringtiefe des Schauermaximums nimmt⁵ um etwa 40 g/cm^2 ab, die Elektronzahl sinkt um 40% , die der Hadronen ($E_{had} > 100 \text{ GeV}$) um 50% . Die Gesamtanzahl der Myonen nimmt in Abhängigkeit von der Primärenergie um 5% (10^{14} eV) bzw. 10% (10^{15} eV) zu, bei 10^{17} eV beträgt der Anstieg rund 20% . Aufgrund der schnelleren Entwicklung verläuft die Myonlateralverteilung jedoch flacher als in SIBYLL 1.6: Bis zu Abständen von etwa 100 m , also in dem für die Triggerrate bedeutsamen Bereich, weist die neue SIBYLL-Version eine niedrigere Myondichte auf.

Die stark gesunkene Anzahl hochenergetischer Hadronen und die flachere Myonlateralverteilung lassen für die Trigger- und Hadronrate deutlich reduzierte Werte erwarten. Das Resultat ist in Abbildung 7.2 wiedergegeben bzw. in Anhang D tabelliert. Im Vergleich zu SIBYLL 1.6 ergibt sich eine um etwa 30% gesunkene Triggerrate, und die Hadronrate ist halbiert. Dies sei verglichen mit der Erwartung, die sich gemäß Gleichung 6.2 aus den Größen Wirkungsquerschnitt und Diffraktionsanteil abschätzen läßt. Als mittlere Erhöhung des Wirkungsquerschnittes über den zur Hadronrate beitragenden Energiebereich von $10^{11} - 10^{15} \text{ eV}$ werden 5% angenommen; der Diffraktionsanteil⁶ hat um etwa 3.5% abgenommen. Mit $\epsilon \simeq 8.5$ wird nach Gleichung 6.1 eine Abnahme von etwa 8.0 min^{-1} in der Trigger- und 2.2 min^{-1} in der Hadronrate und somit ein Wert von

⁴Dabei wird eine energieabhängige Schwelle für den Transversalimpuls zugrundegelegt.

⁵Für senkrechte, protoninduzierte Luftschauer bei einer Energie von $10^{14} - 10^{15} \text{ eV}$.

⁶Zur Definition siehe Kapitel 6.3.

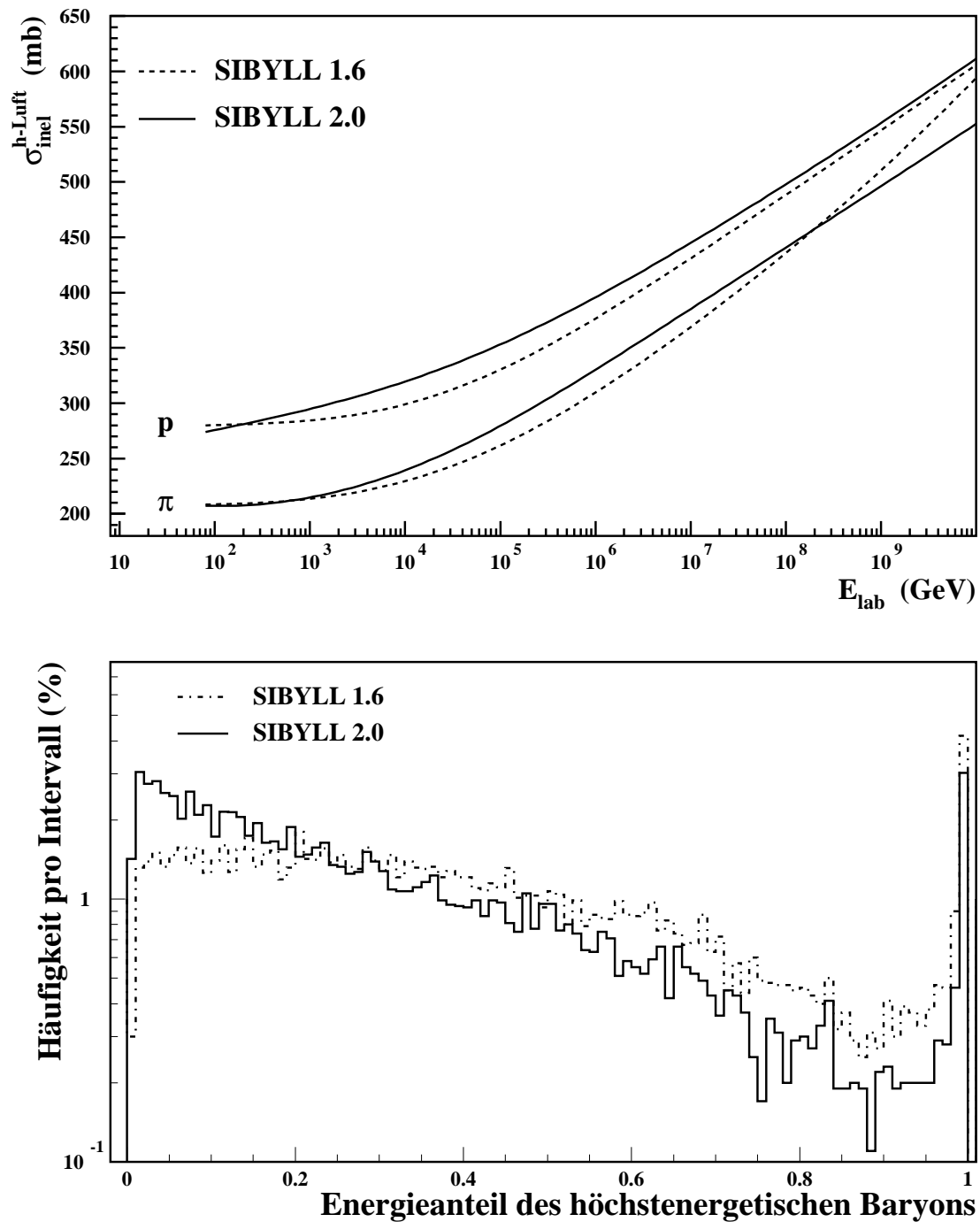


Abbildung 7.1: Wirkungsquerschnitt und Elastizität der SIBYLL-Versionen. Für SIBYLL 1.6 und 2.0 ist im oberen Teilbild der inelastische Wirkungsquerschnitt von Protonen und Pionen mit Luft als Funktion der Laborenergie dargestellt. Im unteren Teilbild ist der Energieanteil des höchstenergetischen Baryons in Kollisionen von Protonen mit Stickstoff bei einer Protonenergie von 10^{13} eV wiedergegeben; die Verteilungen sind auf die Gesamtanzahl der Einträge normiert.

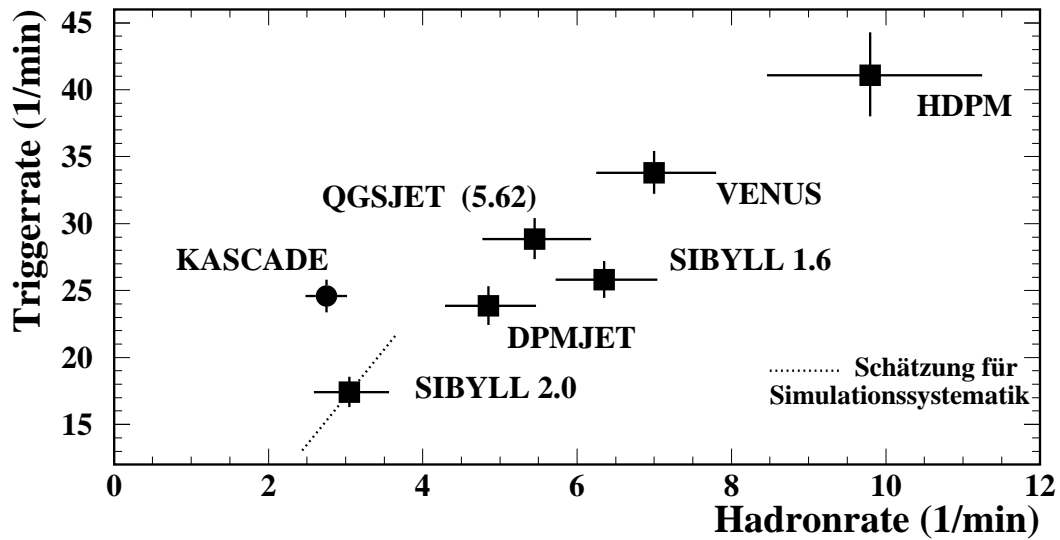


Abbildung 7.2: Trigger- und Hadronrate von SIBYLL 2.0. Im Vergleich zum Meßwert und zu den fünf in CORSIKA 5.62 implementierten Modellen ist die Trigger- und Hadronrate von SIBYLL 2.0 dargestellt (Angabe der Fehler wie in Abbildung 5.1).

$17.8 \pm 1.3 \text{ min}^{-1}$ bzw. $4.15 \pm 0.65 \text{ min}^{-1}$ erwartet.⁷

Die tatsächliche Abnahme stimmt in der Triggerrate gut überein. In der Hadronrate ist sie tendenziell etwas größer; die Ursache kann in dem überproportional gewachsenen Anteil von Elastizitätswerten mit $x_B < 0.15$ begründet sein, der in obiger Abschätzung nicht berücksichtigt wird, jedoch eine schnellere Schauerentwicklung begünstigt. Insgesamt können jedoch die Auswirkungen der Modifikationen gut nachvollzogen werden, und die Überlegungen zur Sensitivitätsanalyse in Kapitel 6.3 lassen sich auch auf andere Wechselwirkungsmodelle anwenden.

Im Vergleich zur Messung zeigt der Wert der Hadronrate für SIBYLL 2.0 gute Übereinstimmung, dafür wird eine signifikant zu niedrige Triggerrate vorhergesagt. Durch die beschleunigte Schauerentwicklung gelangen zwar weniger Hadronen auf Beobachtungsniveau, die reduzierte laterale Myondichte bewirkt allerdings im Primärenergiebereich von $10^{12} - 10^{15} \text{ eV}$ eine zu große Verringerung der Triggerrate. Die Beiträge der Primärenergien und -massen sowie die differentiellen Raten sind für SIBYLL 2.0 in Anhang B und C zusammengestellt.

Eine Ursache für die zu niedrige Triggerrate kann in einer zu schnellen Schauerentwicklung liegen. In einer aktualisierten Version (SIBYLL 2.1) sind die Änderungen in Wirkungsquerschnitt und Elastizität im Vergleich zu SIBYLL 2.0 weniger stark [Eng 00a], ebenso

⁷Fehlerangabe entsprechend denen der Raten von SIBYLL 1.6.

wie die Auswirkungen auf die Luftschauerentwicklung [Hec 00]. Eine Zunahme der Raten ist daher für SIBYLL 2.1 zu erwarten.

Modifikationen, die lediglich eine Verschiebung der Vorhersage entlang einer Verbindungsgeraden der Raten bewirken, die mit SIBYLL 1.6 und SIBYLL 2.0 erzielt sind, werden keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem Meßwert ergeben; das Verhältnis von Hadron- zu Triggerrate bliebe stets zu hoch. Daher ist als eine weitere mögliche Ursache der Diskrepanz eine zu niedrige Multiplizität des SIBYLL-Modells im Bereich kleiner und mittlerer Primärenergien (bis etwa 10^{15} eV) zu nennen. Die genannten Änderungen in SIBYLL 2.0 führen erst bei höheren Energien zu einem merklichen Anwachsen der Gesamtanzahl der Myonen auf Beobachtungsniveau. Der Gang der Raten von SIBYLL 2.0 mit der Primärenergie wird in Kapitel 8 im Vergleich zur Messung untersucht.

7.3 NEXUS 2

Das NEXUS⁸-Modell entstammt der Zusammenarbeit der Autoren von VENUS und QGS-JET. Es stellt einen selbstkonsistenten Ansatz zur Beschreibung der hochenergetischen Wechselwirkungen dar, angefangen von der Lepton-Nukleon- über Proton-Proton-Streuung bis hin zu Kern-Kern-Kollisionen. Ausgangspunkt ist die Annahme, daß sämtliche Hochenergiereaktionen universelles Verhalten aufweisen [Dre 99a] und die Beschreibung komplexer Systeme (z.B. Kern-Kern-Wechselwirkung) durch die Kenntnis von einfacheren (z.B. tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung) möglich ist. Im Gegensatz zu bisherigen Modellen werden jedoch Wirkungsquerschnitte und Teilchenproduktion durch einen einheitlichen Formalismus bestimmt [Dre 99b], was die Anzahl freier Parameter erheblich reduziert und einen großen konzeptionellen Fortschritt darstellt.

In NEXUS 2 führt eine noch vorläufige Implementierung von Pomeron-Diagrammen höherer Ordnung zu einer guten Übereinstimmung mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten und Multiplizitäten und ihrer Fluktuationen [Wer 00]. Auch die Behandlung der Diffraktion ist von diesen Diagrammen betroffen und wird in zukünftigen Versionen in endgültiger Form vorliegen.

Erste Simulationen mit einer Testversion deuten auf die Vorhersage einer im Mittel frühen Luftschauerentwicklung hin [Hec 00]; intensive Studien zur Trigger- und Hadronrate werden folgen.

⁸NEXt generation model (based on) Unified Scattering approach.

Kapitel 8

Unterteilung der Raten in Primärenergiebereiche

8.1 Methode

Die bisherigen Raten – auch in Form differentieller Spektren – stellen eine Überlagerung der Beiträge verschiedenster Primärenergien dar. Das Ziel ist nun, die Raten in kleineren Bereichen der Primärenergie zu vergleichen. Da z.B. die Hadronrate bei niedrigen Primärenergien von Luftschauerfluktuationen mit diffraktiven Prozessen, bei hohen hingegen von den Sekundärhadronen in Teilchenkollisionen dominiert wird, könnte sich dies für ein Modell, das lediglich in der Beschreibung der Fluktuationen Mängel aufweist, in einer besseren Übereinstimmung mit wachsender Primärenergie äußern. Auch mag sich aufgrund der notwendigen Extrapolationen der Modellparameter mit der Energie eine unterschiedliche Güte des Modells für eine „mittlere“ Schauerbeschreibung in Abhängigkeit von der Primärenergie zeigen.

Um zu einer Unterteilung der Trigger- und Hadronereignisse in verschiedene Intervalle¹ der Primärenergie zu gelangen, wird die myonische Komponente des Luftschauers gewählt, die mit ihrem integralen Charakter in der Longitudinalentwicklung den besten Rückschluß auf die Energie des auslösenden Teilchens zuläßt. Dazu werden die Myondetektoren des Detektorarrays in die Analyse einbezogen; für jeden liegt pro Ereignis die Energiedeposition vor.

Eine Unterteilung wäre beispielsweise nur gemäß der Anzahl der Detektoren, die eine Energiedeposition oberhalb einer Mindestschwelle haben, oder anhand ihrer Energiesumme möglich; in beiden Fällen sollte sich die Primärenergieabhängigkeit der Myonzahl widerspiegeln. Für den Bereich kleiner Primärenergien wird auch entsprechend verfahren. Ab einer Energie von etwa 10^{14} eV jedoch bietet das Detektorarray als zusätzliche Beobachtungsgröße die sogenannte reduzierte Myonzahl N'_μ , die sich aus der Integration der

¹Bei hinreichend großer Statistik sowie einer Observablen, die für die betrachteten Bereiche eine Korrelation mit der Primärenergie aufweist, könnte direkt ein Spektrum erstellt werden.

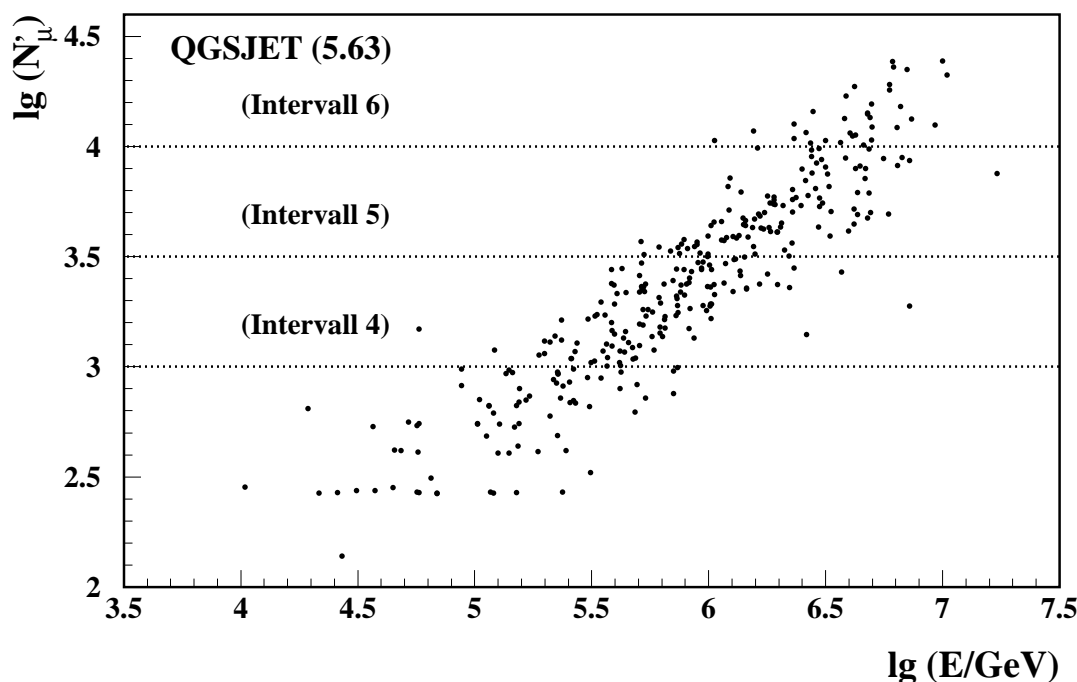


Abbildung 8.1: Rekonstruierte Myonzahl N'_μ als Funktion der Primärenergie. Am Beispiel der Simulationsrechnung mit QGSJET (5.63) ist für die Triggerereignisse, für die vom Detektorarray eine reduzierte Myonzahl N'_μ rekonstruiert wurde, diese gegen die Energie des Primärteilchens aufgetragen. Ebenfalls dargestellt ist die Unterteilung in drei Primärenergieintervalle gemäß N'_μ .

detektierten Myondichten im Abstandsintervall von 40 m bis 200 m ergibt² [Web 99] und den Rückschluß auf die Primärenergie mit kleineren Unsicherheiten zuläßt.³

In Abbildung 8.1 ist N'_μ der Triggerereignisse gegen die Primärenergie für das Modell QGSJET (5.63) aufgetragen.⁴ Oberhalb einer reduzierten Myonzahl von $\lg(N'_\mu) = 3.0$, die einer Primärenergie von ungefähr $3 \cdot 10^{14}$ eV entspricht, werden die Ereignisse in drei Intervalle eingeteilt ($3.0 \leq \lg(N'_\mu) < 3.5$, $3.5 \leq \lg(N'_\mu) < 4.0$ und $\lg(N'_\mu) \geq 4.0$). Die Intervalle werden gemäß wachsender, beitragender Primärenergien numeriert.

Die Primärenergieverteilungen der restlichen Ereignisse sind in Abbildung 8.2 dargestellt.

²Der gewählte Bereich ist zum einen durch die Gesamtausdehnung des Detektorarrays gegeben; zum anderen wird bei geringer Distanz zum Schauerzentrum das Myonsignal stark durch Beiträge der anderen Teilchenkomponenten überlagert.

³Die Rekonstruktionsschwelle ist nur leicht abhängig von der Primärmasse. Für primäre Protonen liegt sie (50 % Effizienz) bei etwa $2 \cdot 10^{14}$ eV, für eiseninduzierte Luftschauer bei rund $3 \cdot 10^{14}$ eV ($\Theta = 22^\circ$) [Gla 00].

⁴Für die Untersuchungen dieses Abschnittes ist die rechenzeitintensive Berücksichtigung der elektromagnetischen Komponente in CORSIKA (EGS-Option) sowie des gesamten KASCADE-Arrays in der Detektorsimulation vonnöten; dies ist für die Modelle QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0 durchgeführt worden.

Intervall- nummer	Definition	QGSJET (5.63) $\lg(E/\text{GeV})$	SIBYLL 2.0 $\lg(E/\text{GeV})$
1	$\lg N'_\mu < 3.0 \wedge N_{\mu-Det} \in [0, 1]$	3.6 ± 0.8	3.7 ± 0.6
2	$\lg N'_\mu < 3.0 \wedge N_{\mu-Det} \in [2, 5]$	4.8 ± 0.4	4.9 ± 0.5
3	$\lg N'_\mu < 3.0 \wedge N_{\mu-Det} \in [6, 10]$	5.4 ± 0.3	5.4 ± 0.2
4	$\lg N'_\mu \in [3.0, 3.5[$	5.8 ± 0.3	5.8 ± 0.3
5	$\lg N'_\mu \in [3.5, 4.0[$	6.3 ± 0.3	6.4 ± 0.3
6	$\lg N'_\mu \geq 4.0$	6.6 ± 0.2	6.9 ± 0.3
7	$\lg N'_\mu < 3.0 \wedge N_{\mu-Det} \geq 11$	6.7 ± 0.4	6.7 ± 0.5

Tabelle 8.1: Unterteilung in Primärenergieintervalle. Angegeben sind die Bezeichnungen und Definitionen der Primärenergiebereiche sowie der jeweilige Energiemittelwert mit Standardabweichung für die Simulation mit den Modellen QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0, wie er sich nach Anwendung auf die Triggerereignisse ergibt.

Die weitere Einteilung erfolgt mit Hilfe der Anzahl der Myondetektoren mit einer Mindestenergie von 3 MeV. Triggerereignisse mit keinem bzw. nur einem Energieeintrag in den Myondetektoren (oberes Teilbild) erweisen sich als niederenergetisch und sind fast ausschließlich proton- oder heliuminduziert. Viele Hadronereignisse gehören dieser Klasse an, der ebenfalls eine Intervallnummer zugewiesen wird.

Unter den übrigen (unteres Teilbild) fällt zunächst ein Anteil von Ereignissen mit Energien größer als etwa 10^{15} eV auf: Hierbei handelt es sich zumeist um Luftschauer mit einem Schauerzentrum außerhalb des Detektorarrays bzw. mit großen Zenitwinkeln. Sie konnten nicht rekonstruiert werden, doch manifestieren sie sich in ihrer relativ großen Anzahl an Myondetektoren (≥ 11). Eine weitere Selektion auf zwei bis fünf bzw. sechs bis zehn Myondetektoren komplettiert die Unterteilung. In Tabelle 8.1 sind die insgesamt sieben Intervalle mit ihren Definitionen sowie mit dem Mittelwert und der Standardabweichung der beitragenden Primärenergien zusammengestellt.

Der Beitrag unkorrelierter Myonen in der Messung innerhalb des Zeitfensters des Detektorarrays von $\pm 8 \mu\text{s}$ vom Zeitnullpunkt des Triggers aus [Gla 00] wird berücksichtigt, indem einheitlich für Messung und Simulation nur Detektoren mit Zeiten von ± 500 ns um den Median⁵ der Detektorzeiten akzeptiert werden.⁶ Zur Überprüfung dieser Korrektur ist in Abbildung 8.3 die Häufigkeitsverteilung der Anzahl verworfener Arraydetektoren in den gemessenen Triggerereignissen aufgetragen. Sie stimmt gut überein mit einer Poissonverteilung um einen Mittelwert von 1.18, der sich aus einer einfachen Abschätzung als Erwartungswert für den Beitrag unkorrelierter Myonen ergibt: Von der aktiven Nachweisfläche sind die Detektoren – im Mittel 11.7 – zu subtrahieren, die innerhalb des Zeitfensters von ± 500 ns ein Signal registriert haben. Mit einem Zeitintervall von $(16 - 1 = 15) \mu\text{s}$

⁵Bei einer geraden Detektoranzahl wird der Mittelwert der beiden mittleren Detektorzeiten gebildet.

⁶500 ns entsprechen der Lichtlaufzeit vom äußersten Rand des Detektorarrays zum Zentraldetektor. Ist die Rekonstruktion der Schauerrichtung mittels des Detektorarrays möglich, wird nach Projektion auf die Schauerebene ein kleineres Zeitfenster von ± 200 ns angewendet.

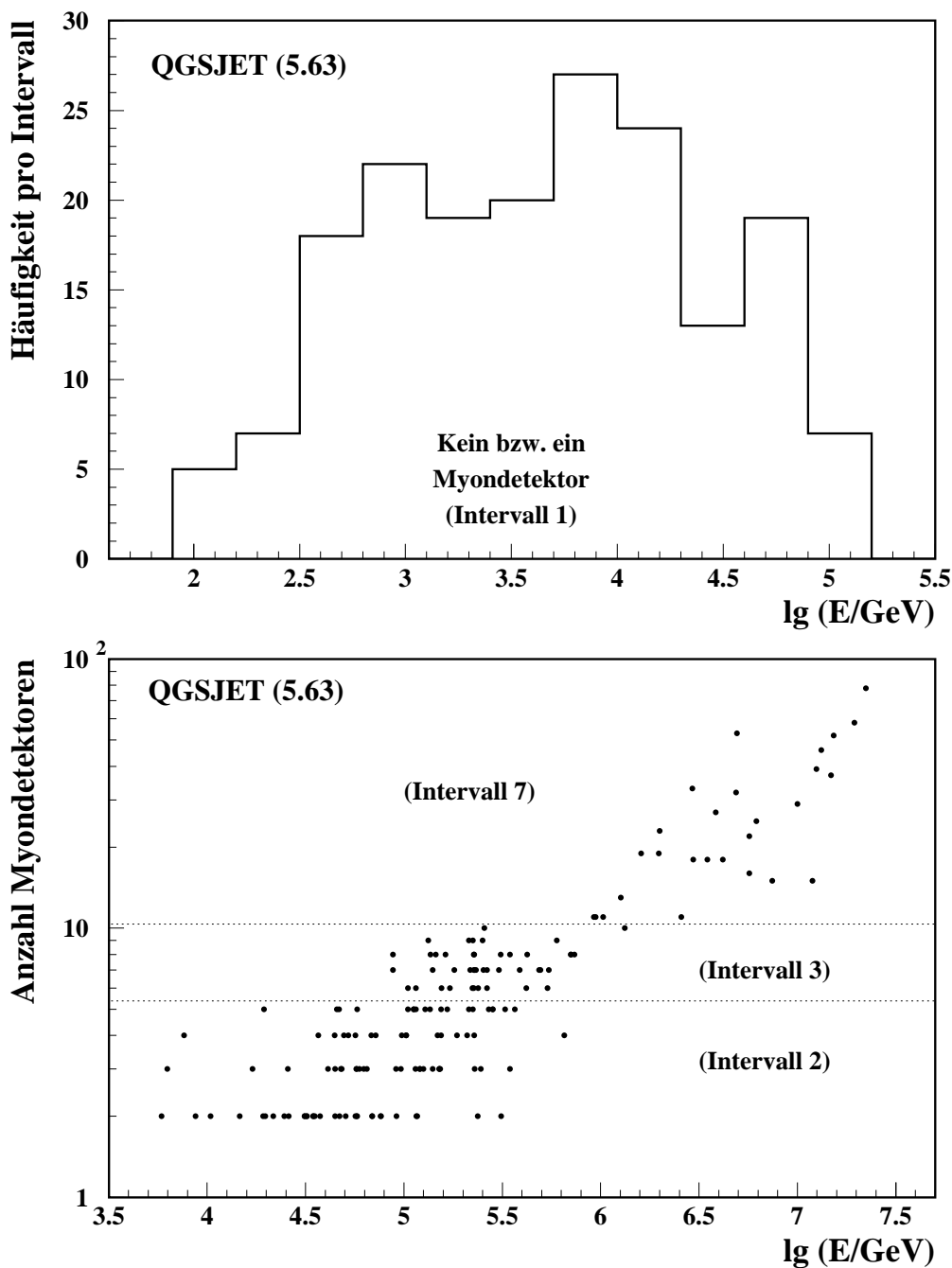


Abbildung 8.2: Primärenergiebeiträge bei gegebener Myondetektoranzahl. Wie-dergegeben sind am Beispiel von QGSJET (5.63) die Triggerereignisse, die nicht mit $\lg(N_{\mu}^t) \geq 3.0$ rekonstruiert worden sind. Im oberen Teilbild ist die Primärenergieverteilung der Luftschauber mit keinem oder einem Myondetektor oberhalb einer Schwelle von 3 MeV angegeben, für die restlichen ist im unteren Teilbild die jeweilige Anzahl gegen die Primärenergie aufgetragen. Die Zuweisung der Intervallnummer ist beigefügt.

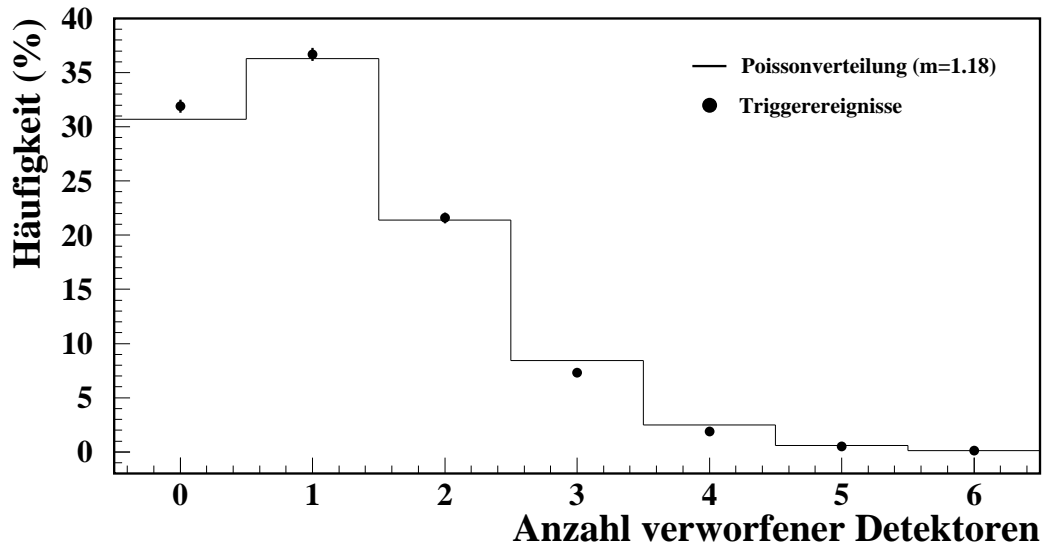


Abbildung 8.3: Anzahl korrigierter Detektoren. Dargestellt ist die auf die Gesamtzahl der Einträge normierte Häufigkeitsverteilung der Anzahl an Arraydetektoren, deren Signal außerhalb des Zeitfensters von ± 500 ns liegt (für Triggerereignisse der Primärenergieintervalle 2, 3 und 7). Die durchgezogene Linie gibt eine Poissonverteilung für einen Mittelwert von 1.18 wieder.

und einem Fluß von etwa $135 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [PDG 98] folgt als Mittelwert m für den Beitrag unkorrelierter Myonen

$$m = \frac{135}{\text{m}^2\text{s}} \cdot 622 \text{ m}^2 \cdot \frac{192 - 11.7}{192} \cdot 15 \mu\text{s} \simeq 1.18 .$$

Die Korrektur erfolgt also erwartungsgemäß; weiterhin zeigen sich keine signifikanten Detektoreffekte wie z.B. hohes Detektorrauschen, die zu einer Abweichung von jener Poissonverteilung führen würden. Der verbleibende systematische Fehler durch unkorrelierte Myonen innerhalb des akzeptierten Zeitfensters wird zu etwa 5 % abgeschätzt.

8.2 Ergebnis

Die Zusammenstellung der Raten in den sieben Primärenergiebereichen ist Tabelle 8.2 zu entnehmen. Für SIBYLL 2.0 ist eine Korrektur auf die nicht simulierten niedrigsten Primärenergien ($E < 3 \cdot 10^{11}$ eV) durchzuführen. Sie ist klein und betrifft, wie sich für QGSJET (5.63) zeigt, lediglich Intervall 1.

Es ergibt sich, daß zu den gemessenen Raten, wie von den Simulationen vorhergesagt, ein Bereich von Primärenergien beiträgt, der mehrere Größenordnungen umspannt. Ebenfalls

Triggerrate

Intervall- nummer	$\lg(E/\text{GeV})$	KASCADE [1/min]	QGSJET (5.63) [1/min]	SIBYLL 2.0 [1/min]
1	3.6 ± 0.8	4.16 ± 0.06	8.50 ± 0.65 (180)	4.00 ± 0.60 (73+7)
2	4.8 ± 0.5	3.34 ± 0.05	4.40 ± 0.50 (94)	2.15 ± 0.35 (43)
3	5.4 ± 0.3	2.69 ± 0.05	2.05 ± 0.35 (43)	0.90 ± 0.25 (18)
4	5.8 ± 0.3	7.39 ± 0.08	5.85 ± 0.55 (124)	4.45 ± 0.50 (89)
5	6.3 ± 0.4	4.43 ± 0.06	4.85 ± 0.50 (103)	4.15 ± 0.45 (83)
6	6.7 ± 0.3	0.70 ± 0.02	1.55 ± 0.30 (33)	0.75 ± 0.20 (15)
7	6.7 ± 0.5	1.90 ± 0.04	1.25 ± 0.25 (27)	1.00 ± 0.25 (20)
4–6	6.1 ± 0.5	12.52 ± 0.10	12.25 ± 0.75 (260)	9.35 ± 0.70 (187)

Hadronrate

Intervall- nummer	$\lg(E/\text{GeV})$	KASCADE [1/min]	QGSJET (5.63) [1/min]	SIBYLL 2.0 [1/min]
1	3.6 ± 0.8	0.988 ± 0.028	3.40 ± 0.40 (72)	1.80 ± 0.40 (34+2)
2	4.8 ± 0.5	0.905 ± 0.027	0.95 ± 0.25 (20)	0.85 ± 0.25 (17)
3	5.4 ± 0.3	0.358 ± 0.017	$0.24 \pm_{-0.10}^{+0.16}$ (5)	$0.05 \pm_{-0.04}^{+0.12}$ (1)
4	5.8 ± 0.3	0.356 ± 0.018	$0.24 \pm_{-0.10}^{+0.16}$ (5)	$0.25 \pm_{-0.11}^{+0.17}$ (5)
5	6.3 ± 0.4	0.117 ± 0.011	$0.00 \pm_{-0.00}^{+0.09}$ (0)	$0.10 \pm_{-0.07}^{+0.13}$ (2)
6	6.7 ± 0.3	0.022 ± 0.005	$0.00 \pm_{-0.00}^{+0.09}$ (0)	$0.00 \pm_{-0.00}^{+0.09}$ (0)
7	6.7 ± 0.5	0.004 ± 0.002	$0.00 \pm_{-0.00}^{+0.09}$ (0)	$0.00 \pm_{-0.00}^{+0.09}$ (0)
4–6	6.1 ± 0.5	0.495 ± 0.020	$0.24 \pm_{-0.10}^{+0.16}$ (5)	$0.35 \pm_{-0.13}^{+0.19}$ (7)

Tabelle 8.2: Trigger- und Hadronraten der Primärenergieintervalle. Unterteilt in sieben Intervalle von angegebener mittlerer Primärenergie der Triggerereignisse nebst Standardabweichung sind die Beiträge zur Triggerrate (oben) und Hadronrate (unten) für die Messung und für Simulationsrechnungen mit QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0 aufgelistet. Die Anzahl der beitragenden Ereignisse, die zu den angegebenen statistischen Fehlern führt, ist den Simulationswerten angefügt. Aufgrund der geringen Statistik in der Hadronrate sind die Intervalle 4–6 zusammengefaßt. In Intervall 1 ist die für SIBYLL 2.0 notwendige Korrektur für Primärenergien kleiner als $3 \cdot 10^{11}$ eV berücksichtigt.

in qualitativer Übereinstimmung mit der Vorhersage ist der Befund, daß das gemessene Verhältnis von Hadron- zu Triggerrate bei hohen Energien abnimmt und unter dem bei kleinen Primärenergien liegt, was auf die mit der Primärenergie zunehmende Bedeutung der Myonen mit ihrer breiten Lateralverteilung für die Triggerrate hinweist. Die Quotienten sind in Tabelle 8.3 aufgeführt.

Da die Energieintervalle unterschiedlich groß sind, werden statt der Absolutwerte die

Intervall- nummer	$\lg(E/\text{GeV})$	KASCADE [%]	QGSJET (5.63) [%]	SIBYLL 2.0 [%]
1	3.6 ± 0.8	23.3 ± 0.7	$39.8^{+5.3}_{-4.7}$	$45.0^{+10.5}_{-9.3}$
2	4.8 ± 0.5	27.1 ± 0.9	$21.4^{+5.9}_{-4.8}$	$39.5^{+12.1}_{-9.8}$
3	5.4 ± 0.3	13.5 ± 0.7	$11.6^{+7.9}_{-4.9}$	$5.6^{+13.4}_{-4.5}$
4–6	6.1 ± 0.5	3.9 ± 0.2	$1.9^{+1.3}_{-0.8}$	$3.7^{+2.0}_{-1.4}$
7	6.7 ± 0.5	0.2 ± 0.1	$0.0^{+6.8}_{-0.0}$	$0.0^{+9.2}_{-0.0}$

Tabelle 8.3: Quotient aus Hadron- und Triggerrate der Primärenergieintervalle. Gemäß der Unterteilung in die Primärenergiebereiche sind die Quotienten aus Hadron- und Triggerrate für den Meßwert und die Modelle QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0 angegeben.

Verhältnisse von Vorhersage und Simulation verglichen. In Abbildung 8.4 ist dies für die Triggerrate (oberes Teilbild) und die Hadronrate (mittleres Teilbild) graphisch veranschaulicht. Auf das Intervall 7 wird weiter unten eingegangen; es stellt insofern einen Sonderfall dar, weil sich dort vorwiegend Luftschauer mit einem außerhalb KASCADE gelegenen Schauerzentrum manifestieren.

Mit den Quotienten der Hadronraten beginnend, zeigt sich zunächst, daß im Bereich der kleinsten Primärenergien (Intervall 1) beide Modelle eine Hadronrate vorhersagen, die den Meßwert um etwa einen Faktor 1.8 (SIBYLL 2.0) bzw. einen Faktor 3.5 (QGSJET) übersteigt. Auch unterscheiden sich die Vorhersagen untereinander signifikant. In Verknüpfung mit den Absolutflüssen von Tabelle 8.2 kann somit präzisiert werden, daß der Unterschied in den Hadronraten im wesentlichen von Primärenergien im TeV-Bereich herrührt.

Zu größeren Primärenergien hin sind die vorhergesagten Raten im Rahmen der (großen) Fehler untereinander und mit der Messung konsistent; tendenziell liegen sie ab Energien von 10^{14} eV niedriger als der KASCADE-Meßwert. Zur Unterscheidung, ob ab Intervall 2 die Quotienten konstant sind oder eine Abnahme zeigen, ist eine erhöhte Statistik erforderlich.

Zu diesem Zweck sind Simulationen für die beiden Primärteilchen Proton und Helium, die hauptsächlich zur Hadronrate beitragen, mit einer Statistik durchgeführt worden, die einem realen Fluß von 200 Minuten entspricht.⁷ Tabelle 8.4 listet die Hadronraten in den Intervallen 2 bis 4 für die beiden Modelle auf. Der Beitrag der schweren Kerne, wie er sich aus der bisherigen Simulation ergibt, ist ebenfalls aufgeführt. In Intervall 2 und 3 zeigen die mit QGSJET erzielten Hadronraten im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten, die SIBYLL-Vorhersagen sind tendenziell zu niedrig. In Intervall 4 liegen beide Modellwerte unterhalb der Messung; hierauf wird später noch eingegangen.

Im Bereich größerer Primärenergien müssen bei der Interpretation verstärkt die systema-

⁷Der Primärenergiebereich von $\lg(E_0/\text{GeV}) = 3.5-6.5$ ist simuliert worden.

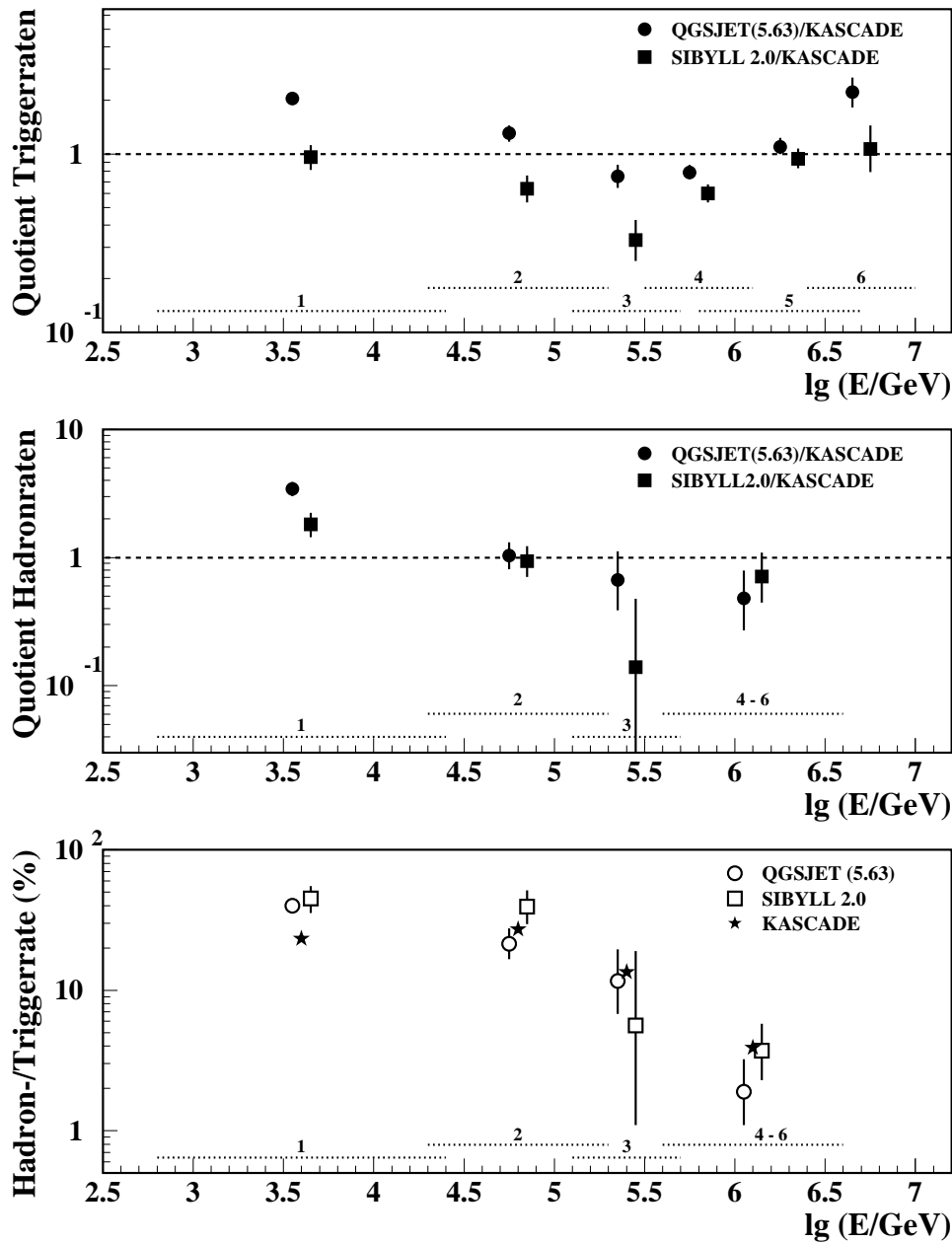


Abbildung 8.4: Vergleich der Raten in Primärenergieintervallen. Eingeteilt in die Primärenergiebereiche, die numeriert und durch Punktierung angedeutet sind, werden die Raten der Simulationsvorhersagen (QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0) mit den Meßwerten verglichen. Der jeweilige Quotient der Triggerraten ist oben, der der Hadronraten im mittleren Teilbild dargestellt; unten sind die Quotienten aus Hadron- und Triggerrate des Modells bzw. der Messung aufgetragen. Die Werte sind mit ihrem statistischen Fehler wiedergegeben.

Inter- vallnr.	$\lg(E/\text{GeV})$	KASCADE [1/min]	QGSJET (5.63) [1/min]		SIBYLL 2.0 [1/min]	
			p,He	O,Mg,Fe	p,He	O,Mg,Fe
2	4.8 ± 0.5	0.905 ± 0.027	0.800 ± 0.065	$0.24^{+0.16}_{-0.10}$	0.665 ± 0.060	$0+0.09$
3	5.4 ± 0.3	0.358 ± 0.017	0.305 ± 0.040	$0.05^{+0.11}_{-0.04}$	0.165 ± 0.030	$0+0.09$
4	5.8 ± 0.3	0.356 ± 0.018	$0.045^{+0.021}_{-0.015}$	$0+0.09$	$0.040^{+0.020}_{-0.014}$	$0+0.09$

Tabelle 8.4: Hadronrate in Intervall 2–4 mit erhöhter Statistik. Für die Intervalle 2, 3 und 4, deren mittlere Primärenergien angegeben sind, sind neben der gemessenen Hadronrate die Vorhersagen bei erhöhter Simulationsstatistik (200 min realem Fluß entsprechend) für Proton und Helium als Primärteilchen wiedergegeben. Zusätzlich zur Rate dieser beiden Primärmassen ist der Beitrag der schweren Kerne im Rahmen der bisherigen Simulationen aufgelistet. Angegeben sind die statistischen Fehler; es sind die Modelle QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0 verwendet worden.

tischen Unsicherheiten bezüglich des angenommenen Absolutflusses und der Massenzusammensetzung berücksichtigt werden. Dies kann sich vor allem bei der Triggerrate in den Intervallen 5 und 6 und in geringerem Maße im Intervall 4 sowie bei der Hadronrate im zusammengefaßten Bereich 4–6 auswirken.

Im Verhältnis der Triggerraten spiegelt sich in Intervall 1 vor allem für QGSJET die Überhöhung der Hadronrate wider: Dies folgt der Feststellung, daß auch Hadronen zum Trigger beitragen. Der Wert von SIBYLL 2.0 stimmt zwar gut mit der Messung überein; da die Quotienten der folgenden Intervalle jedoch systematisch niedriger liegen, dürfte dies ebenfalls auf den überhöhten Hadronfluß zurückzuführen sein.

Bis zu Intervall 3, einer Primärenergie von rund $3 \cdot 10^{14}$ eV entsprechend, zeigen beide Modelle eine im wesentlichen gleichartige Abnahme des Quotienten mit wachsender Primärenergie, wobei SIBYLL 2.0 jedoch um etwa 50 % niedrigere Triggerraten voraussagt. Im Energiebereich von 10^{13} eV bis 10^{15} eV liegen die Werte mit SIBYLL 2.0 signifikant um etwa 40 % bis 60 % unterhalb der Meßwerte. Für die Dekade von 10^{14} eV bis 10^{15} eV gilt dies in geringerem Maße auch für QGSJET (ca. 20–30 % niedrigere Werte).

Ab Intervall 4, also ab Energien von einigen 10^{14} eV, steigt in beiden Modellen das Verhältnis zur gemessenen Triggerrate wieder an. Dabei nähern sich die Werte von QGSJET und SIBYLL 2.0 einander im Energiebereich um 10^{15} eV, im letzten dargestellten Intervall erschwert die zunehmende statistische Unsicherheit eine Aussage. Eine mögliche systematische Verschiebung der Werte aufgrund unkorrekter Elementflüsse würde die Ergebnisse beider Modelle in vergleichbarer Weise betreffen.

Die Unsicherheit im Absolutfluß kann weitestgehend vermieden werden, indem für jedes Energieintervall das Verhältnis aus Hadron- und Triggerrate gebildet wird (unteres Teilbild von Abbildung 8.4). Auch hier ist die Diskrepanz im Niederenergiebereich evident: Der

Hadronanteil an Triggerereignissen ist für beide Modelle zu hoch. Im Rahmen der großen Fehler, hinter denen sich noch Unterschiede um bis zu einem Faktor 2 verbergen können, erfolgt die Beschreibung des weiteren Verlaufes mit der Primärenergie zufriedenstellend. Bei QGSJET deutet sich eine mögliche Verschiebung von einem zu großen Hadronanteil (Intervall 1) in Richtung eines zu geringen an (Intervall 2, 3 und zusammengefaßter Bereich 4–6), zu deren gesicherter Feststellung es einer größeren Simulationsstatistik bedarf.

Vor der zusammenfassenden Bewertung sei auf die Luftschauer in Intervall 7 eingegangen, die trotz einer hohen Energie des Primärteilchens nicht vom Detektorarray rekonstruiert werden, da das Schauerzentrum zumeist jenseits der KASCADE-Grenzen liegt. Die Energien der beitragenden Ereignisse ergeben sich laut Simulationen in Intervall 6 und 7 ähnlich zu ungefähr $5 \cdot 10^{15}$ eV mit einer Streuung um etwa einen Faktor 2 und überdecken somit den Bereich des Knies. Während die Triggerrate im energetisch benachbarten Intervall 5 von den Modellen korrekt vorhergesagt wird, zeigt der Quotient der Raten aus Intervall 7 zu Intervall 6, der vereinfachend als das Verhältnis der Beiträge von Luftschauern außerhalb und innerhalb des Detektorarrays gedeutet sei, deutliche Unterschiede. Er ergibt sich für die Messung mit 2.71 ± 0.11 größer als für QGSJET mit 0.81 ± 0.22 und für SIBYLL 2.0 mit 1.33 ± 0.46 .

Die Quotientenbildung für die Intervalle vergleichbarer Primärenergie reduziert den Effekt eines möglicherweise unterschiedlichen Gesamtflusses in Messung und Simulation, so daß zwei andere mögliche Ursachen für die Diskrepanz anzuführen sind: Zum einen könnte sich der in der Simulation fehlende Beitrag von Primärenergien jenseits von $3 \cdot 10^{16}$ eV bemerkbar machen. Die Differenz zwischen den Raten von Intervall 7 und 6 in der Messung liegt jedoch mit 1.2 min^{-1} recht hoch, und angesichts der rapiden Abnahme der Beiträge mit der Energie (vergleiche Anhang C und Tabelle 4.2), insbesondere bei Annahme eines Knies im Flußspektrum, dürfte dies nicht die alleinige Ursache darstellen. Zum anderen könnte eine im Mittel zu steil abfallende Myonlateralverteilung – unter Umständen verstärkt durch dann merklich fehlende Ereignisse sehr hoher Primärenergien – in den simulierten Luftschauern der Grund sein. Eine zu steile Myonlateralverteilung wiederum würde entweder auf die Notwendigkeit zur Modifikation des Modells hindeuten. Sie wäre aber auch durch die Annahme einer schwereren Komposition zu beseitigen: Bei hohen Primärenergien und im Bereich großer Distanzen vom Schauerzentrum weist ein eiseninduzierter Luftschauer eine größere Myondichte auf als ein protoninduzierter.

Auf die Möglichkeiten, die sich durch Analyse der Ereignisraten in Abhängigkeit der Schauerentfernung vom Detektor auch hinsichtlich Komposition und Absolutfluß eröffnen können, wird im „Ausblick“ (Kapitel 9.1) eingegangen.

Insgesamt ist aus der Unterteilung der Trigger- und Hadronrate in Intervalle der Primärenergie festzuhalten:

- Die Vorhersage, daß zu den Raten ein großer Bereich an Primärenergien beiträgt, wird ebenso bestätigt wie die Erwartung eines abnehmenden Anteils von Hadronereignissen am Trigger zu großen Energien hin.

- Die Güte der Übereinstimmung zwischen den Modellen QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0 untereinander sowie im Vergleich zur Messung ist abhängig von der Primärenergie. Teilweise treten signifikante Diskrepanzen auf; dabei sind die Unterschiede zwischen den Modellen meist von ähnlicher Größe wie die Differenz zum Meßwert.
- Im Bereich kleiner Primärenergien, d.h. angefangen von 10^{11} eV bis zu rund 10^{13} eV, wird von beiden Modellen eine zu hohe Hadronrate vorhergesagt – in der Messung erreichen weniger Hadronen das Beobachtungsniveau. QGSJET sagt einen etwa doppelt so großen Hadronfluß voraus wie SIBYLL 2.0. Durch den Beitrag von Hadronen zum Trigger äußert sich dies auch in einer – kleineren – Überhöhung der Triggerrate im Vergleich zum KASCADE-Meßwert für QGSJET, und für beide Modelle im Vergleich zu den Quotienten der folgenden Intervalle. Wie sich aus den Untersuchungen zur Teilchenhistorie ergab, ist die Hadronrate hier auf die Beschreibung von Fluktuationen sensitiv, denn nur Hadronen mit relativ geringem Energieverlust können, vom Primärteilchen ausgehend, den Detektor erreichen. Die Hadronrate kann reduziert werden durch Erhöhung des nicht-diffraktiven inelastischen Wirkungsquerschnitts. Wie in Kapitel 6 untersucht, kann dies erfolgen, indem der gesamte inelastische Wirkungsquerschnitt angehoben oder der Diffraktionsanteil gesenkt wird.
- SIBYLL 2.0 liegt in der Triggerrate zwischen 10^{13} eV und 10^{15} eV um etwa 40 % unterhalb der Messung (und auch signifikant tiefer als QGSJET). Ein in solcher Größe fehlerhaft angenommener Absolutfluß ist unwahrscheinlich. Da in diesem Energiebereich zur Triggerrate überwiegend Myonen beitragen, deutet dies auf eine zu geringe Myondichte in der vorhergesagten Myonlateralverteilung hin. Zwei Gründe sind denkbar: Zum einen könnte eine zu schnelle Entwicklung die Myondichte auch nahe der Schauerachse unter die Triggerschwelle bringen; dann wäre ein tieferes Eindringen notwendig. Zum anderen könnte die Gesamtmultiplizität der Myonen unterschätzt werden, was eine Erhöhung der Teilchenproduktion in der Kollision erforderlich machte.
- QGSJET zeigt in der Triggerrate eine stetige Abnahme im Vergleich zur Messung bis zu Energien von etwa $3 \cdot 10^{14}$ eV und liefert dort eine tendenziell zu niedrige Vorhersage. Anschließend ist das Verhältnis wieder ansteigend. Eine mögliche Ursache für diesen Anstieg ist die stark wachsende Multiplizität von QGSJET, die ab etwa 10^{15} eV die der anderen Modelle übertrifft [Kna 96]. Unterschiede zur Messung bei hohen Primärenergien auf die angenommenen Primärflußspektren zurückzuführen ließe Folgerungen bezüglich letzterer zu.
- Die gemessene Hadronrate läßt sich für Primärenergien von etwa 10^{13} eV bis zu einigen 10^{14} eV mit QGSJET (5.63) im Rahmen der Fehler zufriedenstellend reproduzieren. Die niedrigen Werte von SIBYLL können durch die kleinere Triggerrate bedingt sein. Bei Primärenergien von knapp 10^{15} eV (Intervall 4) deutet sich für beide Modelle ein Defizit in der Hadronrate an. Dies korrespondiert gut mit Untersuchungen zur hadronischen Schauergröße im Intervall von $3.25 \leq \lg N'_\mu < 3.5$

[Ant 99]: Hier wird von QGSJET⁸ eine im Vergleich zur Messung recht kleine mittlere Gesamtanzahl von Hadronen jenseits von 50 GeV vorhergesagt. Die Einbeziehung der dortigen Ergebnisse bei höheren Primärenergien wird bei zukünftigen Analysen zu den Raten (siehe auch Kapitel „Ausblick“) von Interesse sein, zumal den jeweiligen Observablen unterschiedliche EreignisSelektionen zugrunde liegen.

Die energieabhängig sehr unterschiedlichen Quotienten der Raten – Überschätzung bei kleinen (z.B. $\leq 10^{13}$ eV), Unterschätzung bei mittleren Energien (10^{14} eV bis 10^{15} eV) – sind zu beurteilen vor dem Hintergrund, daß vor allem die Observable der Hadronrate auf unterschiedliche Aspekte der Luftschauerphysik sensitiv ist: Während im Bereich kleiner Primärenergien vor allem die Beschreibung der Fluktuation durchdringender Hadronen getestet wird, gewinnt mit zunehmender Energie die Sekundärteilchenproduktion an Bedeutung.

Eine Fehlbeschreibung, wie sie sich im Bereich kleiner Primärenergien manifestiert, kann sich auch auf die Entwicklung von Luftschauern höherenergetischer Primärteilchen auswirken, da im Zuge der Kaskade die kleineren Energiebereiche durchlaufen werden. Die Signatur eines solchen Effektes ist schwer vorherzusagen und kann durch die Überlagerung vieler Subschauber im hochenergetischen gegenüber anderen Effekten zurücktreten.

Ein Ansatzpunkt in den Modellen zur Einschränkung der festgestellten Diskrepanzen in der Triggerrate und möglicherweise in der Hadronrate ab Energien von rund 10^{14} eV wäre das Energiespektrum der Pionen. Die vermehrte Erzeugung von Pionen mit relativ hohem Energieanteil könnte zur Erhöhung der Hadronrate ebenso beitragen wie zu einer verbesserten Übereinstimmung im Hadronmultiplizitätsspektrum (siehe Kapitel 5.2), indem die Anzahl der Pionen – und überwiegend diese kommen in Ereignissen mit einer Multiplizität größer Eins vor – oberhalb der Analyseschwelle zunimmt. Eine entsprechende Änderung müßte allerdings auch die Anforderungen seitens der Triggerrate berücksichtigen; diese könnte bei einer Abnahme der Pionmultiplizität vermöge der Myonen unterschätzt werden. Beide Forderungen – mehr hochenergetische und genügend niederenergetische Pionen – könnten bei einer Erhöhung der Fluktuationen im erzeugten Pionenergiespektrum erfüllt werden.

⁸Die dort verwendete Version entspricht QGSJET (5.62) und unterscheidet sich nur geringfügig von QGSJET (5.63), vergleiche Kapitel 6.1.2.

Kapitel 9

Ausblick

Verschiedene Möglichkeiten zur Fortführung der Untersuchungen zum Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle sind Gegenstand dieses Kapitels. Neben der Weiterentwicklung der Modelle (Kapitel 7) auf Simulationsebene erfolgt derzeit auf Seiten des Experimentes ein Ausbau des Zentraldetektors um eine zusätzliche Lage von Ionisationskammern oberhalb der Absorber. Bevor der Einsatz dieser Toplage zum Modelltest untersucht wird, sei exemplarisch die Erweiterung der Analyse durch Verwendung von Informationen des Detektorarrays diskutiert. Generell erlaubt das Konzept der bezüglich eines Triggers vollständigen Simulation den direkten Vergleich mit den Meßgrößen sämtlicher KASCADE-Detektorkomponenten.

9.1 Detektorarray

Zwei grundlegende Erweiterungen werden mit Hilfe des Detektorarrays in der Analyse angestrebt: Zum einen die Verwendung der rekonstruierten Schauerposition und des Zenitwinkels, zum anderen die explizite Einbeziehung der Energiedepositionen in den e/γ -Detektoren.

Schauerposition und Zenitwinkel. Ab Primärenergien von rund $3 \cdot 10^{14}$ eV können für Luftschauer, deren Zentrum KASCADE trifft, neben der reduzierten Myonzahl N'_μ (siehe Kapitel 8.1) die Gesamtanzahl N_e der Elektronen (inklusive Positronen) sowie die Lage des Schauerzentrums und die Einfallsrichtung bestimmt werden [Web 99].¹ Nach Einteilung der Triggerereignisse in Intervalle von N'_μ lassen sich verschiedene Abstände des Schauerzentrums vom Zentraldetektor und unterschiedliche Zenitwinkelbereiche selektieren und die Beiträge zu den Raten vergleichen. Bei Variation des Abstandes bei festem Zenitwinkel sind die Lateralverteilungen der Myonen und Hadronen von Bedeutung. Bei gleichem Abstand² werden bei Änderung des Zenitwinkels Ereignisse in unterschiedlichen Stadien ihrer Longitudinalentwicklung registriert.

¹Zur Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von der Primärmasse siehe Fußnote 3 in Kapitel 8.1.

²Nach Projektion auf die Schauerebene.

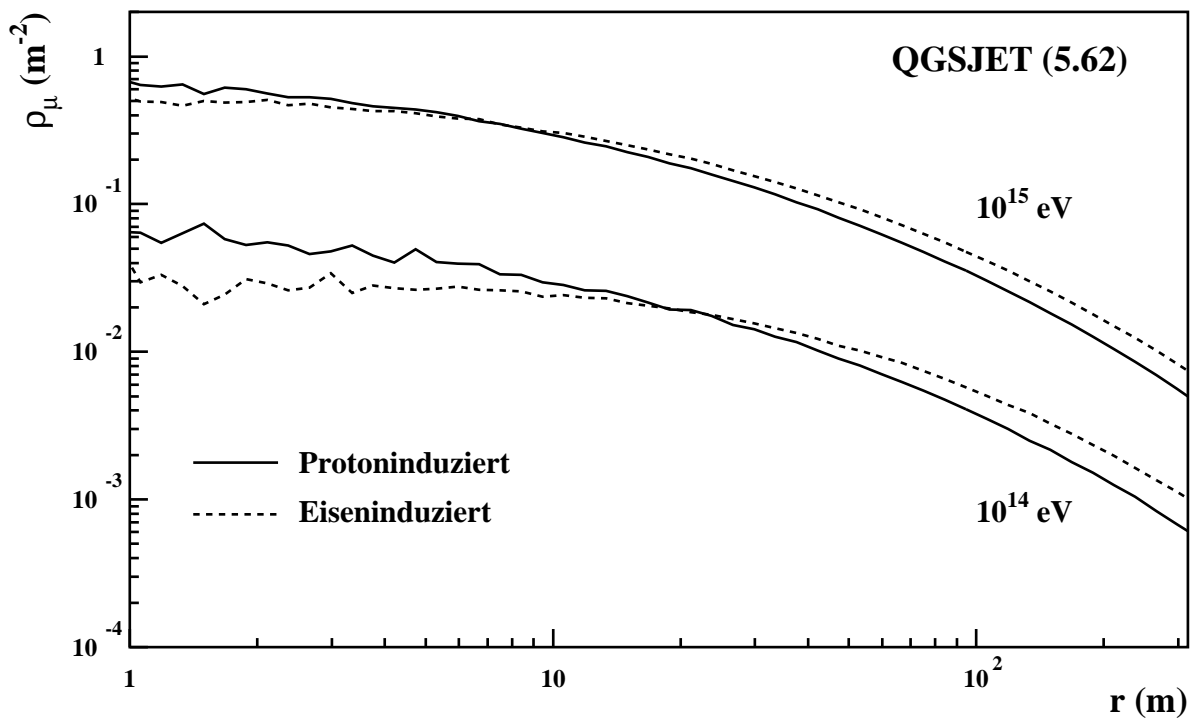


Abbildung 9.1: Myonlateraldichte für proton- und eiseninduzierte Luftschauer. Der radiale Verlauf der Myondichte ist für Protonen bzw. Eisenkerne als Primärteilchen ($\Theta = 0^\circ$) bei zwei verschiedenen Primärenergien für QGSJET (5.62) angegeben [Kna 97a, Hec 99].

Zu berücksichtigen ist bei diesen Energien die wachsende Unsicherheit im Absolutfluß und in der Massenzusammensetzung. Die Ungenauigkeit im Absolutfluß kann durch Quotientenbildung z.B. von Hadron- zu Triggerrate, von Hadronmultiplizitäten zueinander oder von Triggerraten bei unterschiedlichem Abstand (aber gleichem N'_μ -Intervall) reduziert werden. Ein Vergleich der Meßdaten mit den Extremannahmen einer reinen Proton- bzw. Eisenkomposition kann bereits Widersprüche zum Modell zeigen oder aber überprüfen lassen, ob sich die zur Beschreibung notwendige Komposition konsistent auch in weiteren Selektionen ergibt.

Eine Selektion bezüglich der Primärmasse wäre aufgrund der unterschiedlichen Myonlateraldichten denkbar. So weist ein eiseninduzierter Luftschauer bei größeren Distanzen eine höhere Myondichte auf als ein protoninduzierter (vergleiche Abbildung 9.1). Bei Abständen von (energieabhängig) etwa 10–20 m sind die mittleren Dichten vergleichbar, und die Unsicherheit, die von der Komposition herrührt, wird vermindert. Die Dichteverteilungen können im Spektrum der Triggermultiplizitäten in Messung und Simulation verglichen werden. Zusätzlich zur mittleren Dichte sind dabei die Fluktuationen von Interesse, in denen sich vor allem durch Protonen ausgelöste Ereignisse manifestieren.

Die Hadronlateralverteilung ist bei kleinen Abständen abhängig von der Primärmasse: Für Primärenergien von etwa 10^{15} eV ist die Hadrondichte innerhalb von 10 m bei protoninduzierten Schauern um rund einen Faktor 3 größer als bei eiseninduzierten [Ant 99], was die Selektion von leichten Primärteilchen ermöglicht. Im Abstandsbereich von etwa 40–100 m sind die Unterschiede vor allem in der Form der Lateralverteilung gering [Ant 99, Hol 98]. Hier kann untersucht werden, ob Verhältnisbildung der Hadronraten bei zwei unterschiedlichen Abständen in diesem Distanzbereich einen Test auf die Form der Hadronlateralverteilung ermöglicht, bei dem Unsicherheiten der Massenzusammensetzung weitgehend eliminiert sind.

Elektromagnetische Komponente (e/γ -Detektoren). Bisher erfolgte der Modelltest in der myonischen und hadronischen Komponente. Eine z.B. inkorrekte Pionmultiplizität in der Wechselwirkung würde sich über den Zerfall der π^0 auch auf die elektromagnetische Komponente auswirken. Die Einbeziehung dieser wird zum einen mit der Toplage möglich sein (s.u.), zum anderen kann für rekonstruierte Ereignisse die Schauergröße N_e verglichen werden. Für nicht rekonstruierte Luftschauer ist es – analog zum Vorgehen in Kapitel 8 – möglich, auf die Anzahl der Detektoren oberhalb einer Energieschwelle oder die Summe ihrer deponierten Energien zurückzugreifen. Die Überlegungen zur Selektion gemäß Schauerabstand und -winkel gelten entsprechend.

Um eine hinreichend große Statistik auch in der Simulation zu erlangen, sind bei den hochenergetischen Luftschauern dedizierte Rechnungen für ausgewählte Abstands- und Zenitwinkelbereiche möglich.

9.2 Toplage

Oberhalb der ersten Detektorebene des Kalorimeters wird eine zusätzliche Lage von TMP-Ionisationskammern installiert. Unter einer Absorberdicke von 3.2 g/cm^2 angebracht, tragen im Luftschauer zur Energiedeposition Hadronen und Myonen ab etwa 100 MeV und die elektromagnetische Komponente ab etwa 3 MeV Teilchenenergie bei [Mil 00]. Die elektromagnetische Komponente wird zumeist das Gesamtsignal in der Toplage dominieren, da sie von der Teilchenanzahl her überwiegt und die Energiedeposition keine starke Abhängigkeit vom Teilchentyp zeigt. Die Toplage wird vor allem zur genauen Bestimmung der Position des Schauerzentrums dienen, deren Kenntnis für Analysen zur Struktur des Schauerkernes von großer Bedeutung ist. Im folgenden wird auf den Einsatz der Toplage in bezug auf die hier vorgestellten Untersuchungen eingegangen.

In Abbildung 9.2 sind verschiedene Verteilungen zum Detektorverhalten der Toplage zusammengefaßt, die sich für die Triggerereignisse ergeben (hier mit SIBYLL 2.0 als Wechselwirkungsmodell). Zwischen der detektierten Energiesumme³ und der Anzahl an Detektoren (Teilbild (a)) besteht in guter Näherung ein linearer Zusammenhang – die Toplage

³Bei einer Energieschwelle von 2 MeV pro Kanal und unter Berücksichtigung von Detektorrauschen (siehe später).

registriert im wesentlichen die Gesamtteilchenanzahl oberhalb der komponentenspezifischen Energieschwelle. Der Hauptanteil wird erwartungsgemäß von der elektromagnetischen Komponente geliefert (Teilbild (b)). Sie deponiert häufig mehr als 50 MeV in der Ebene, auch Werte von einigen GeV werden erreicht. Hadronen und Myonen hingegen tragen zumeist weniger als 50 MeV bei. In 90 % der Triggerereignisse stammt mehr als die Hälfte der Energiesumme von den elektromagnetischen Teilchen, in 2/3 der betrachteten Luftschauer übersteigt ihr Anteil 80 %.

Das Verhältnis zwischen den drei Komponenten zeigt dabei – im Rahmen großer Streuungen – Abhängigkeiten von den Schauerparametern. So wächst die Bedeutung der Myonen mit steigendem Abstand und Zenitwinkel; beides ist aufgrund ihrer Lateral- und Longitudinalcharakteristika verständlich. Bei kleinen Primärenergien geht der Anteil der elektromagnetischen Komponente zugunsten der hadronischen, bei großen Primärenergien zugunsten der myonischen zurück; die Energiesumme liegt dann bei sehr niedrigen Werten (kleiner als etwa 150 MeV). Für diesen Primärenergieeffekt ist auch die Ereignis-selektion verantwortlich, da bei kleinen Energien Hadronen, bei großen hingegen Myonen hauptsächlich zum geforderten Trigger beitragen.

Inwieweit das „wahre“ Signal vom Detektorrauschen beeinflusst wird, ist in Teilbild (c) wiedergegeben. Derzeit ist in der Detektorsimulation das Rauschverhalten der übrigen Kalorimeterlagen von im Mittel 0.66 MeV pro Kanal⁴ sowie die Energieschwelle von 2 MeV (nach „Verrauschen“) auf die Toplage übertragen worden. Es zeigt sich in den detektierten Signalen eine Erhöhung der Werte, die leicht mit der Energie abnimmt und im Mittel bei etwa 10–15 % liegt.⁵ Bei niedrigen Energiesummen von kleiner als 100 MeV können vereinzelt deutlich größere Werte auftreten.

Das Detektorrauschen vermag Kanäle mit einem kleinen „wahren“ Signal von z.B. 1 MeV über die Detektionsschwelle zu bringen.⁶ Der Anteil dieser Einträge an der Gesamtenergie nimmt nur langsam mit der Detektoranzahl bzw. der Gesamtenergie ab. Nach Inbetriebnahme der Toplage wird das realistische Rauschverhalten in der Simulation zu berücksichtigen sein; obiger Einfluß auf die Energiesumme von 10–15 % ließe einen Vergleich von Messung und Simulation mit einem Restfehler von wenigen Prozent aufgrund von Rauscheffekten zu.

In Abbildung 9.3 sind exemplarisch zwei Möglichkeiten wiedergegeben, die Toplage in die Analysen zu integrieren. Dem oberen Teilbild ist für die Triggerereignisse das Spektrum der Energiesummen zu entnehmen, wie es die Modelle QGSJET 5.63 und SIBYLL 2.0 vorhersagen.⁷ Die Verteilungen sind aufgrund der differierenden Absolutraten normiert.

⁴Dies ist eine konservative Annahme. Das aktive Medium in den Ionisationskammern der Toplage ist doppelt so dick wie in den übrigen Ebenen, und es wird eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses um einen Faktor Zwei angestrebt [Eng 00].

⁵Der mittlere Rauschbeitrag läßt sich zu $[15\% - 5\% \cdot (\lg(\sum E_{det}/\text{MeV}) - 2.5)]$ annähern für Werte von $\lg(\sum E_{det}/\text{MeV}) = 2.0 - 4.5$.

⁶Im umgekehrten Fall steht dieser Kanal zur Analyse nicht zur Verfügung.

⁷Die Detektorsimulation erfolgt mit CRES-Version 1.15/04, die Rekonstruktion mit KRETA-Version 1.14/05.

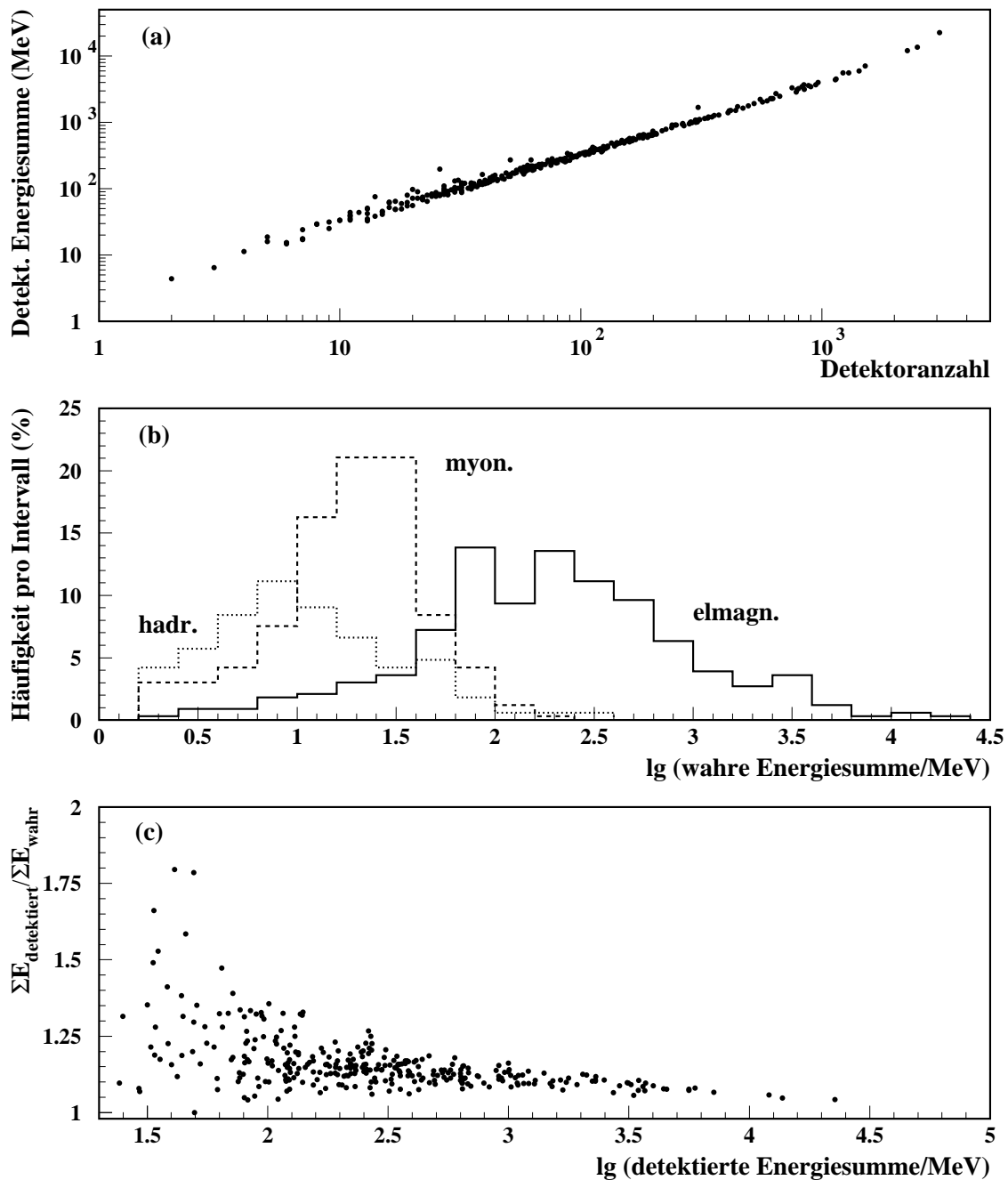


Abbildung 9.2: Detektorantwort der Toplage. Dargestellt ist zum Detektorverhalten der Toplage für Triggerereignisse mit SIBYLL 2.0 als Grundlage (Schwelle jeweils 2 MeV): (a) Detektierte Energiesumme der Toplage als Funktion der Detektoranzahl. (b) Auf die Gesamtzahl der Triggerereignisse normierte Häufigkeitsverteilungen der wahren deponierten Energiesumme ($\Sigma E \geq 2$ MeV) von hadronischer, myonischer und elektromagnetischer Teilchenkomponente. (c) Quotient von detektierter zu wahrer Energiesumme als Funktion der detektierten.

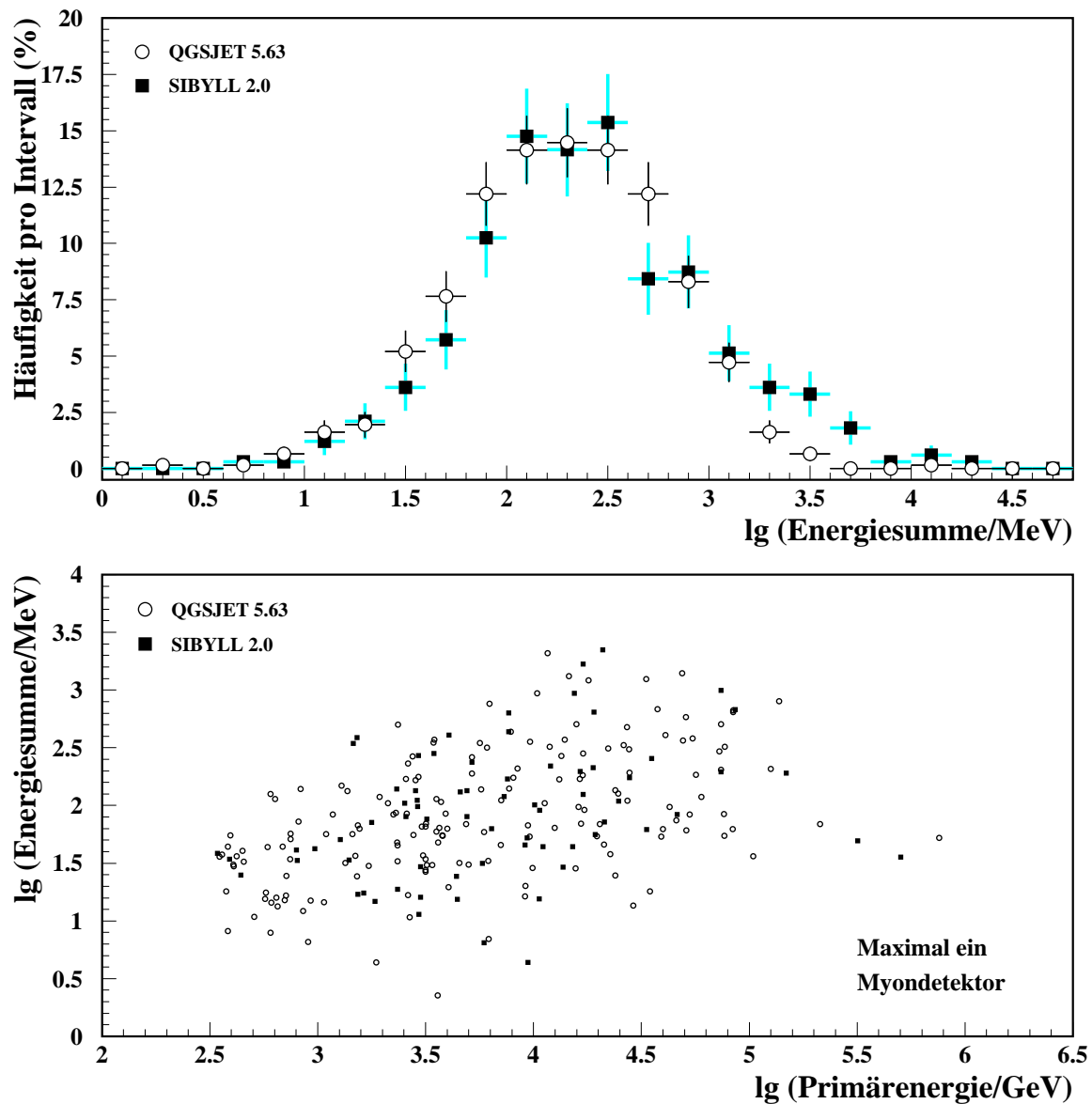


Abbildung 9.3: Beispiele für Analysen mit der Toplage. In der oberen Abbildung ist das auf die jeweilige Gesamtzahl der Triggerereignisse normierte Spektrum der in der Toplage detektierten Energiesummen ($E_{dep} \geq 2$ MeV) angegeben. Unten ist für die Luftschauer, bei denen nicht mehr als ein Myonendetektor im Detektorarray angesprochen hat, die Energiesumme als Funktion der Primärenergie dargestellt. Den Simulationen liegen die Modelle QGSJET 5.63 und SIBYLL 2.0 zugrunde.

Bereits nach einem Tag Meßzeit läge das experimentelle Spektrum mit großer Genauigkeit zum Vergleich vor.

In den Spektren deuten sich Unterschiede zwischen beiden Modellen an. So liegt der Mittelwert für SIBYLL mit $\lg(\sum E/\text{MeV}) = 2.40 \pm 0.03$ über dem von QGSJET mit

$\sum E/\text{MeV}$	$\lg(E_0/\text{GeV})$
≤ 50	3.4 ± 0.6
$]50, 500]$	3.9 ± 0.6
> 500	4.4 ± 0.4

Tabelle 9.1: Unterscheidung kleiner Primärenergien mit der Toplage. Für die Triggerereignisse des Intervalls 1 (vergleiche Kapitel 8) ist der jeweilige Mittelwert der beitragenden Primärenergien E_0 nebst Standardabweichung bei Einteilung gemäß der Energiesumme $\sum E$ der Toplage angegeben.

$\lg(\sum E/\text{MeV}) = 2.27 \pm 0.02$. SIBYLL sagt einen größeren Anteil von Ereignissen mit Energiesummen von über 1000 MeV voraus: 15.1 ± 2.1 % werden erwartet, im Vergleich zu 6.6 ± 1.1 % bei QGSJET.

Die Ereignisse mit großen Energiesummen, also einer großen Teilchenanzahl in der elektromagnetischen Komponente, stammen bei SIBYLL vornehmlich aus dem Primärenergiebereich von $5 \cdot 10^{13}$ eV bis 10^{15} eV. In diesem Energiebereich wird jedoch eine zu niedrige Triggerrate vorhergesagt (vergleiche Abbildung 8.4). Dies kann auf ein Mißverhältnis der myonischen zur elektromagnetischen Komponente auf Beobachtungsniveau hindeuten. In Kombination mit dem vom Detektorarray rekonstruierten Ort des Schauerzentrums ist eine Untersuchung in verschiedenen Abstandsintervallen möglich.

Im unteren Teilbild sind die Triggerereignisse mit maximal einem Myondetektor im Detektorarray berücksichtigt.⁸ Für diese Ereignisklasse wird von den Modellen eine zu hohe Hadronrate bestimmt. Die Toplage kann z.B. mittels der detektierten Energiesumme dazu dienen, die beitragenden Luftschauer gemäß ihrer Primärenergien einzuteilen; die Zuordnung erweist sich dabei als modellunabhängig. Eine Unterteilung in drei Primärenergieintervalle ist exemplarisch in Tabelle 9.1 gegeben. Dies wird eine genauere Untersuchung der dortigen Diskrepanz in der Hadronrate ermöglichen.

Bei weiteren Analysen kann schließlich auch die Ortsabhängigkeit der Energiedepositionen in der Toplage untersucht werden, die Aussagen über die Fluktuationen der Teilchendichte über der Detektorfläche zulassen.

⁸Entsprechend Intervall 1 in Kapitel 8.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Gegenstand der Arbeit war der Test und die Analyse hadronischer Wechselwirkungsmodelle mit Ereignisraten des KASCADE-Experimentes und unter Verwendung des Simulationsprogramms CORSIKA. Die Wechselwirkungsmodelle sind zur Beschreibung der von der kosmischen Strahlung initiierten ausgedehnten Luftschauer von zentraler Bedeutung. Ihre Überprüfung ist zum einen zur Klärung astrophysikalischer Fragestellungen z.B. nach dem Ursprung des Knies notwendig, und zum anderen können Beiträge zu teilchenphysikalischen Untersuchungen geleistet werden, da die für Luftschauer relevante Vorwärtsrichtung der Teilchenproduktion komplementär zu dem an Beschleunigern gut zugänglichen kinematischen Bereich ist.

Die untersuchten Observablen der Trigger- und Hadronrate basieren auf der Triggerebene (Trigger mit ≥ 9 Detektoren), dem Hadronkalorimeter ($E_{had} > 90$ GeV) und den Myondetektoren des Detektorarrays. Da vor allem zur Hadronrate Primärenergien beitragen, für die direkte Messungen des Primärflusses vorliegen, ist der Vergleich absoluter Werte gemessener und vorhergesagter Raten möglich.

Die Messung ergibt auf dem Prozentniveau stabile Raten. Der totale Fehler liegt bei 5 % für die Trigger- und 10 % für die Hadronrate und wird dominiert von systematischen Unsicherheiten.

In umfangreichen Simulationsrechnungen wurde die komplette Akzeptanz bezüglich des geforderten Koinzidenztriggers berücksichtigt. Für die fünf in CORSIKA (Version 5.62) implementierten Wechselwirkungsmodelle QGSJET (5.62), VENUS 4.12, DPMJET 2.4, SIBYLL 1.6 und HDPM (5.62) ergeben sich in den berechneten Raten signifikante Unterschiede um bis zu einen Faktor Zwei, was die Notwendigkeit eines Modelltests unterstreicht. Die differierenden Vorhersagen sind eng mit Unterschieden zwischen den Modellen in der mittlere Eindringtiefe der Schauer korreliert, die von den zugrundeliegenden inelastischen Wirkungsquerschnitten und Elastizitätswerten in den Kollisionen herrühren. Die statistischen Fehler betragen rund 5 % in der Trigger- und 10 % in der Hadronrate; der systematische Fehler wird zu etwa 25 % (Triggerrate) bzw. 20 % (Hadronrate) abgeschätzt, wobei der größte Anteil aus den Unsicherheiten der direkten Flußmessungen

sowie – bei der Triggerrate – ihrer Extrapolationen resultiert.

Die Triggerrate wird zum Großteil von der myonischen Luftschauerkomponente bestimmt. Bei den Hadronereignissen von kleinen Primärenergien ist hauptsächlich die hadronische Komponente für den Trigger verantwortlich. Der Einfluß der elektromagnetischen Komponente auf beide Raten sowie der Anteil an der Hadronrate von Myonen, die als Hadron rekonstruiert wurden, erweist sich als sehr klein. Das höchstenergetische detektierte Hadron in Luftschauern, die zur Hadronrate beitragen, stellt bei kleinen Primärenergien das *leading particle* der durchlaufenen Wechselwirkungen dar; zumeist haben nur wenige Kollisionen und solche großer Elastizität (diffraktive Prozesse) stattgefunden. Ab Primärenergien von etwa $3 \cdot 10^{13}$ eV handelt es sich überwiegend um ein „echtes“ Sekundärhadron.

Die Modelle QGSJET (5.62), DPMJET und SIBYLL 1.6 können die Triggerrate zufriedenstellend reproduzieren, VENUS und vor allem HDPM weisen erhöhte Werte auf. Von allen Modellen wird eine um einen Faktor 1.7 bis 3.6 zu hohe Hadronrate vorhergesagt. Die größten Diskrepanzen treten bei Rechnungen mit HDPM auf. Anhand der differentiellen Spektren konnte keine signifikante Abhängigkeit von den gewählten Analyseschwellen gefunden werden, deren Variation durch die Simulationsstatistik Grenzen gesetzt sind. Hadronereignisse der Multiplizität Eins werden in den Vorhersagen überschätzt; das Verhältnis der Hadronmultiplizitäten von zwei zu eins ergibt ein zu steiles Multiplizitätsspektrum der Simulationen. Mit den untersuchten Beobachtungsgrößen und bei der gewählten Methodik ist ein guter Konsistenztest der Modellvorhersagen möglich.

Anhand von QGSJET wurden die Auswirkungen von Modifikationen des inelastischen Wirkungsquerschnittes und des Diffraktionsanteils untersucht. Die Raten zeigen eine große Sensitivität auf entsprechende Änderungen; so sinkt die Hadronrate um etwa 30 % bei einer Erhöhung des Wirkungsquerschnittes um 5 %. Der Einfluß beider physikalischer Größen auf die Raten läßt sich mit nur einem Parameter beschreiben, in dem sich die Empfindlichkeit auf den nicht-diffraktiven inelastischen Wirkungsquerschnitt ausdrückt. Bei Erhöhen dieser Größe um 5–8 % ergibt sich für QGSJET eine zufriedenstellende Übereinstimmung in der integralen Hadronrate bei einer tendenziell zu niedrigen Triggerrate. Die Diskrepanz in der Hadronmultiplizität bleibt unbeeinflusst. Dies deutet auf die Notwendigkeit weiterer Modifikationen der Modelle hin. Mit Sensitivitätsuntersuchungen lassen sich geeignete Änderungen in den Modellen ermitteln und quantifizieren. Um zu einer „Optimierung“ eines Modells für den kompletten Energiebereich zu gelangen, bedürfte es einer möglichst großen Anzahl von Beobachtungsgrößen in den verschiedenen Luftschauerkomponenten sowie sorgfältiger Berücksichtigung des Rahmens, der von Beschleunigerdaten vorgegeben ist.

Ein Vergleich der Raten in Intervallen der Primärenergie wurde anhand der Modelle QGSJET (5.63) und SIBYLL 2.0 durchgeführt. Die erhöhte Hadronrate läßt sich auf Primärenergien kleiner als etwa $3 \cdot 10^{13}$ eV zurückführen. Mit der SIBYLL-Version werden zu niedrige Triggerraten für Energien von 10^{13} – 10^{15} eV vorhergesagt; dies gilt tendenziell auch für QGSJET im Bereich von 10^{14} – 10^{15} eV. In beiden Modellen deutet sich bei einer Energie von 10^{15} eV eine Unterschätzung der Hadronrate an.

Bei niedrigen Primärenergien erfährt das höchstenergetische Hadron des Schauers bis zum Erreichen des Beobachtungsniveaus in der Simulation einen zu geringen Energieverlust. Entscheidend sind die nicht-diffraktiven inelastischen Wechselwirkungen: Ein größerer Energieverlust wird erzielt entweder durch Erhöhen des nicht-diffraktiven inelastischen Wirkungsquerschnittes – zum einen durch Anheben des gesamten inelastischen Wirkungsquerschnittes, zum anderen durch Reduzierung des Diffraktionsanteils – oder durch Vergrößern des Energieanteils, der pro Wechselwirkung in die Produktion sekundärer Teilchen fließt. In beiden Fällen geht im Zuge der Luftschauerentwicklung der Energietransfer auf die Sekundärteilchen rascher vonstatten. Ein Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen stellt das Energiespektrum der erzeugten Pionen dar. Erhöhung der Fluktuationen könnte eine bessere Übereinstimmung mit dem gemessenen flachen Spektrum der Hadronmultiplizitäten durch einen Zuwachs höherenergetischer Pionen bewirken; und durch den Zerfall von mehr niederenergetischen Pionen ist eine entsprechend der Messung höhere Triggerrate für den Primärenergiebereich um $3 \cdot 10^{14}$ eV denkbar.

Die Fortführung der Untersuchungen mit KASCADE und CORSIKA wird sich auf die Weiterentwicklung der Modelle und theoretischer Konzepte, auf den Ausbau des Experimentes sowie die Erweiterung der Analyse hinsichtlich der elektromagnetischen und – mit unterschiedlichen Energieschwellen – der myonischen Luftschauerkomponente stützen können. Durch intensive Zusammenarbeit von Theorie und Experiment lassen sich die Möglichkeiten ausschöpfen, die KASCADE mit seinem Hadronkalorimeter und als Multidetektorsystem zum Test der Wechselwirkungsmodelle bietet, um schließlich auch zur Lösung der astrophysikalischen Rätsel der kosmischen Strahlung beizutragen.

Schließen möchte ich mit einem Gedicht von Matthias Claudius (1740 – 1815):

*Ich sehe oft um Mitternacht,
wenn ich mein Werk getan
und niemand mehr im Hause wacht
die Stern' am Himmel an.*

*Sie gehn da hin und her zerstreut
als Lämmer auf der Flur,
in Rudeln auch und aufgereiht
wie Perlen an der Schnur.*

*Und funkeln alle weit und breit,
und funkeln rein und schön;
ich seh' die große Herrlichkeit
und kann mich satt nicht sehn ...*

Anhang A

Simulationsstatistik

$\lg(E/\text{GeV})$	d [m]	H	He	O	Mg	Fe
2.0–2.5	± 100	229Mio (15)				
2.5–3.0	± 100	30.5Mio (15)	5.14Mio ^{1,2} (10)			
3.0–3.5	± 100	4.07Mio (15)	2.60Mio (15)	315730 ^{1,3} (10)	91740 ^{1,4} (10)	
3.5–4.0	± 100	543240 (15)	402075 (15)	78990 ¹ (10)	70450 ¹ (10)	37830 ^{1,5} (10)
4.0–4.5	± 70	35500 (10)	30510 (10)	11550 (10)	10910 (10)	12300 (10)
4.5–5.0	± 70	4730 (10)	4730 (10)	1690 (10)	1690 (10)	1950 (10)
5.0–5.5	± 100	1290 (5)	1495 (5)	505 (5)	535 (5)	630 (5)
5.5–6.0	± 150	576 (4)	780 (4)	244 (4)	280 (4)	336 (4)
6.0–6.5	± 300	312 (3)	486 (3)	144 (3)	171 (3)	216 (3)
6.5–7.0	± 400	66 (2)	120 (2)	34 (2)	42 (2)	54 (2)
7.0–7.5	± 500	10 (2)	20 (2)	6 (2)	6 (2)	10 (2)

Tabelle A.1: Simulationsstatistik für die Primärmassen. Für die fünf Primärmassen (-gruppen) ist im betrachteten Energieintervall und bei der angegebenen Auftrefffläche der Kantenlänge $2d$ die Gesamtanzahl der simulierten Ereignisse aufgelistet, die einem realen Fluß von 20 Minuten entspricht [Wie 94]. Der Zenitwinkelbereich beträgt $0-45^\circ$ für $\lg(E/\text{GeV}) \leq 5.5$ und $0-60^\circ$ für höhere Energien; ab $\lg(E/\text{GeV}) = 6.5$ sind zur Berücksichtigung des Knies die Spektralindizes um 0.3 vergrößert worden. In Klammern ist der Vervielfachungsfaktor beigefügt, der in der Detektorsimulation verwendet wird (vergleiche Kapitel 4.1).

¹ $d = \pm 70$ m

² Ab $\lg(E/\text{GeV}) = 2.60$

³ Ab $\lg(E/\text{GeV}) = 3.11$

⁴ Ab $\lg(E/\text{GeV}) = 3.30$

⁵ Ab $\lg(E/\text{GeV}) = 3.65$

Anhang B

Beiträge der Primärenergien und -massen

Im folgenden sind die Beiträge der Primärenergien und -massen zur Trigger- und Hadronrate gemäß ihrer Simulationsstatistik dargestellt; Abbildungen B.1 bis B.3: Modelle in CORSIKA-Version 5.62, Abbildungen B.4 bis B.8: QGSJET (5.63) nebst Modifikationen, Abbildung B.9: SIBYLL 2.0. Die Bezeichnungen bei QGSJET folgen Kapitel 6.

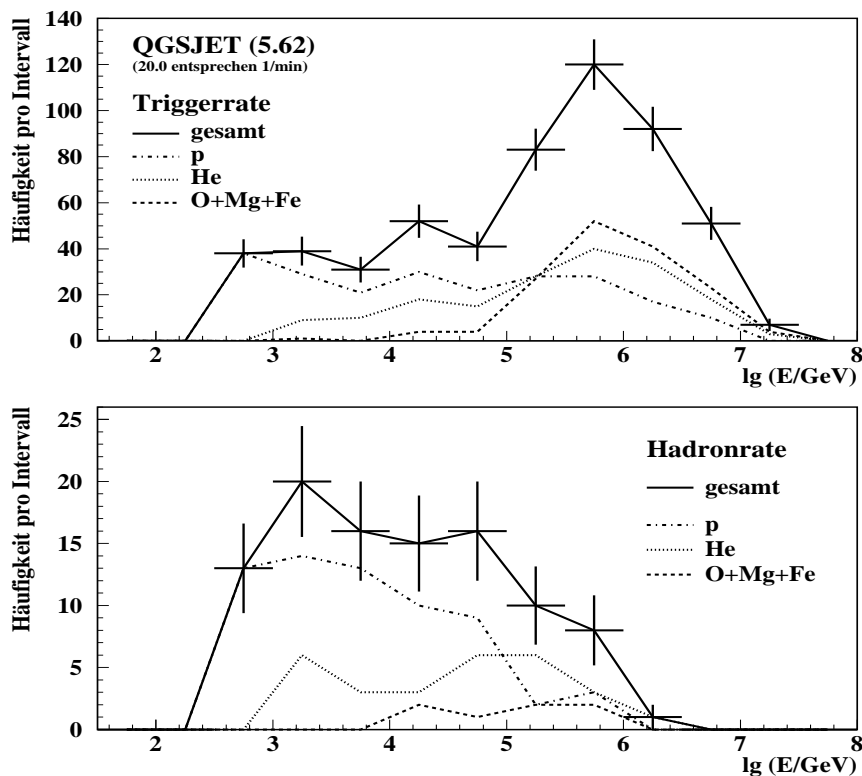


Abbildung B.1: Primärenergiebeiträge für QGSJET (5.62).

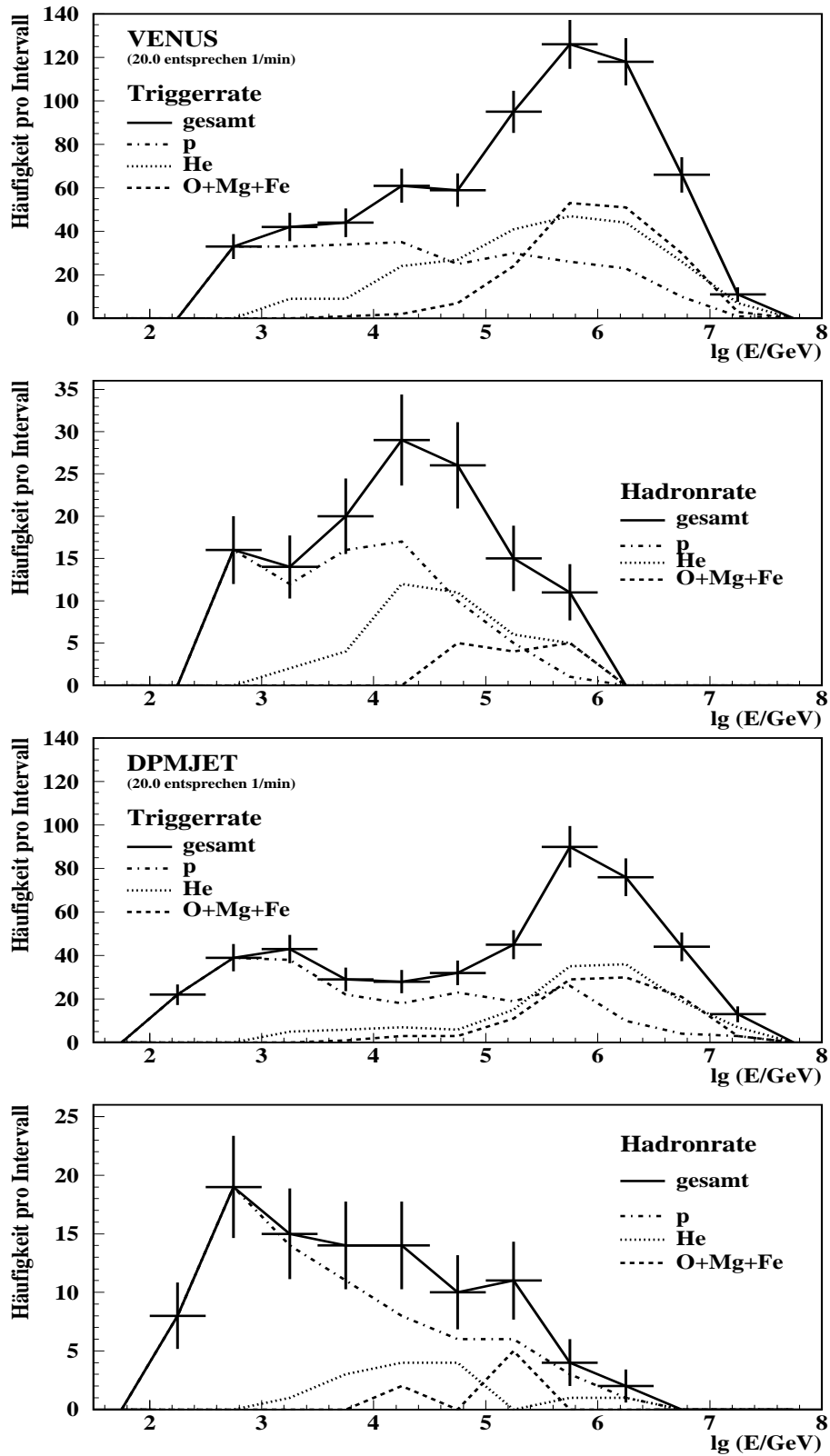


Abbildung B.2: Primärenergiebeiträge für VENUS und DPMJET.

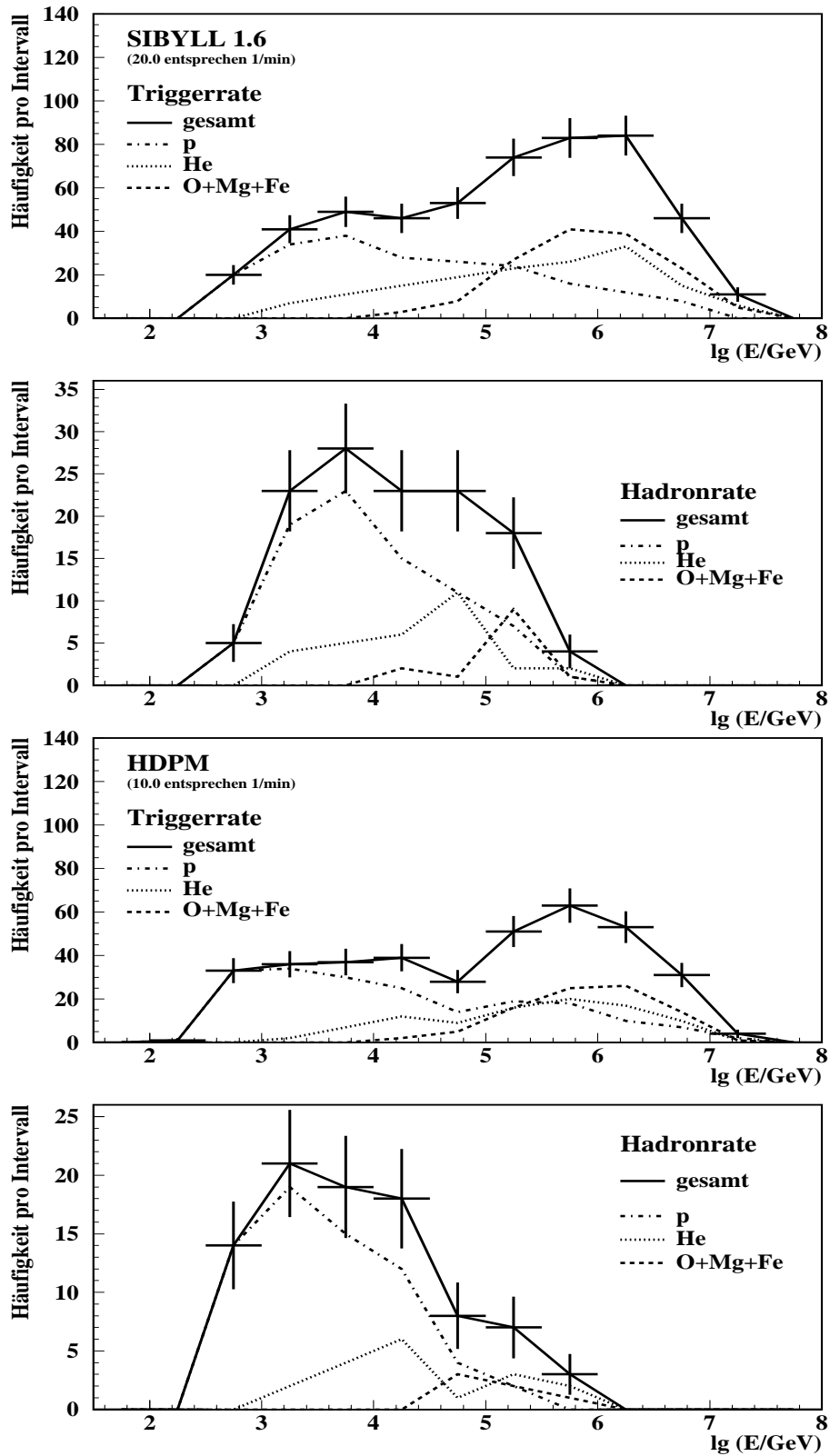


Abbildung B.3: Primärenergiebeiträge für SIBYLL 1.6 und HDPM.

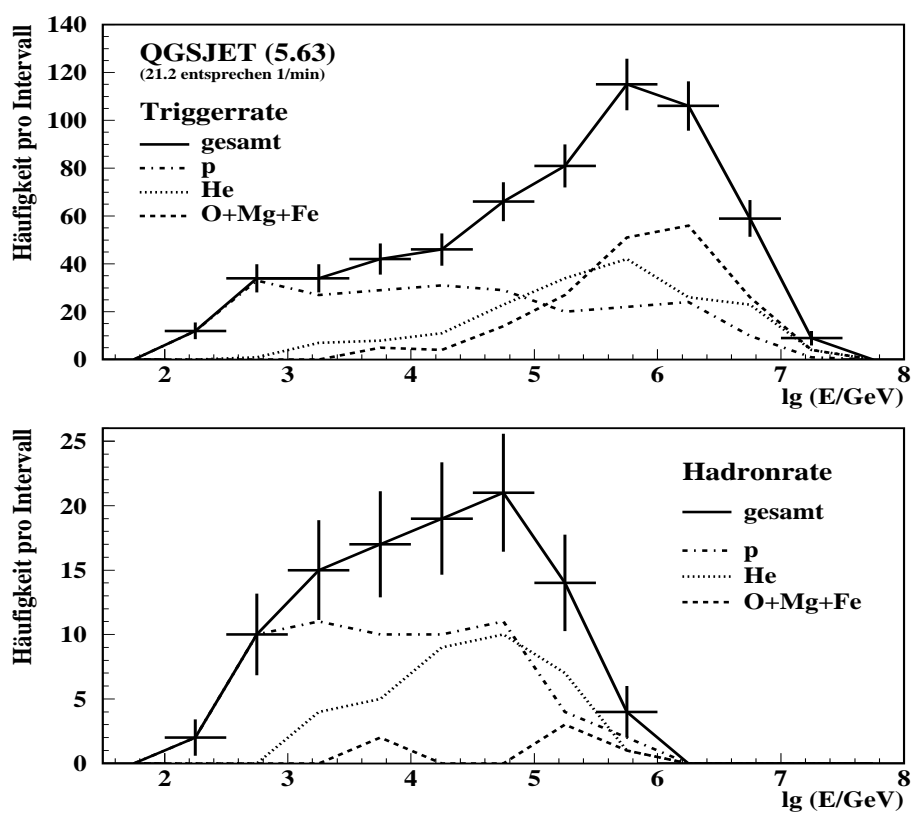


Abbildung B.4: Primärenergiebeiträge für QGSJET (5.63).

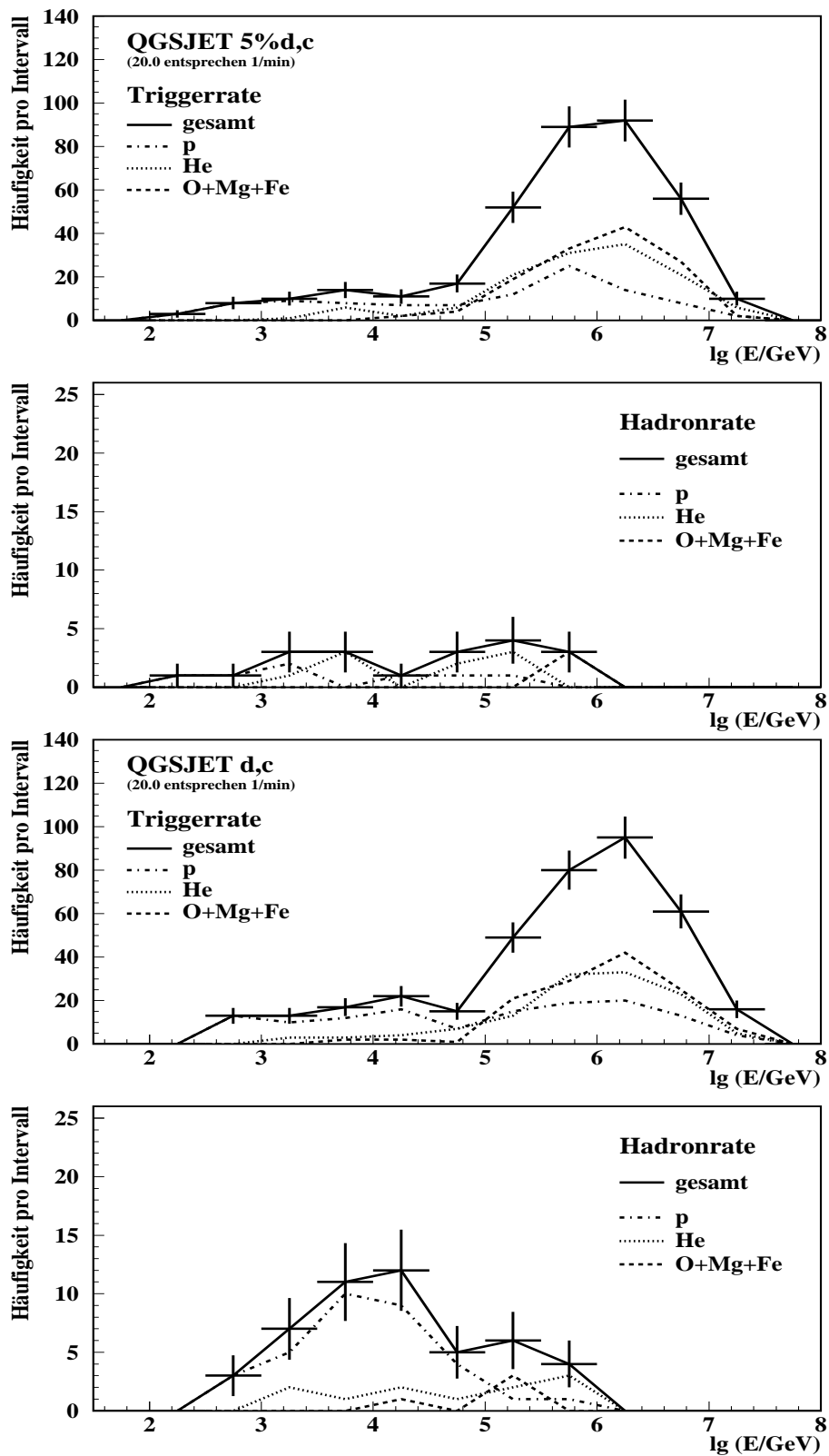


Abbildung B.5: Primärenergiebeiträge für QGSJET „5% d,c“ und „d,c“.

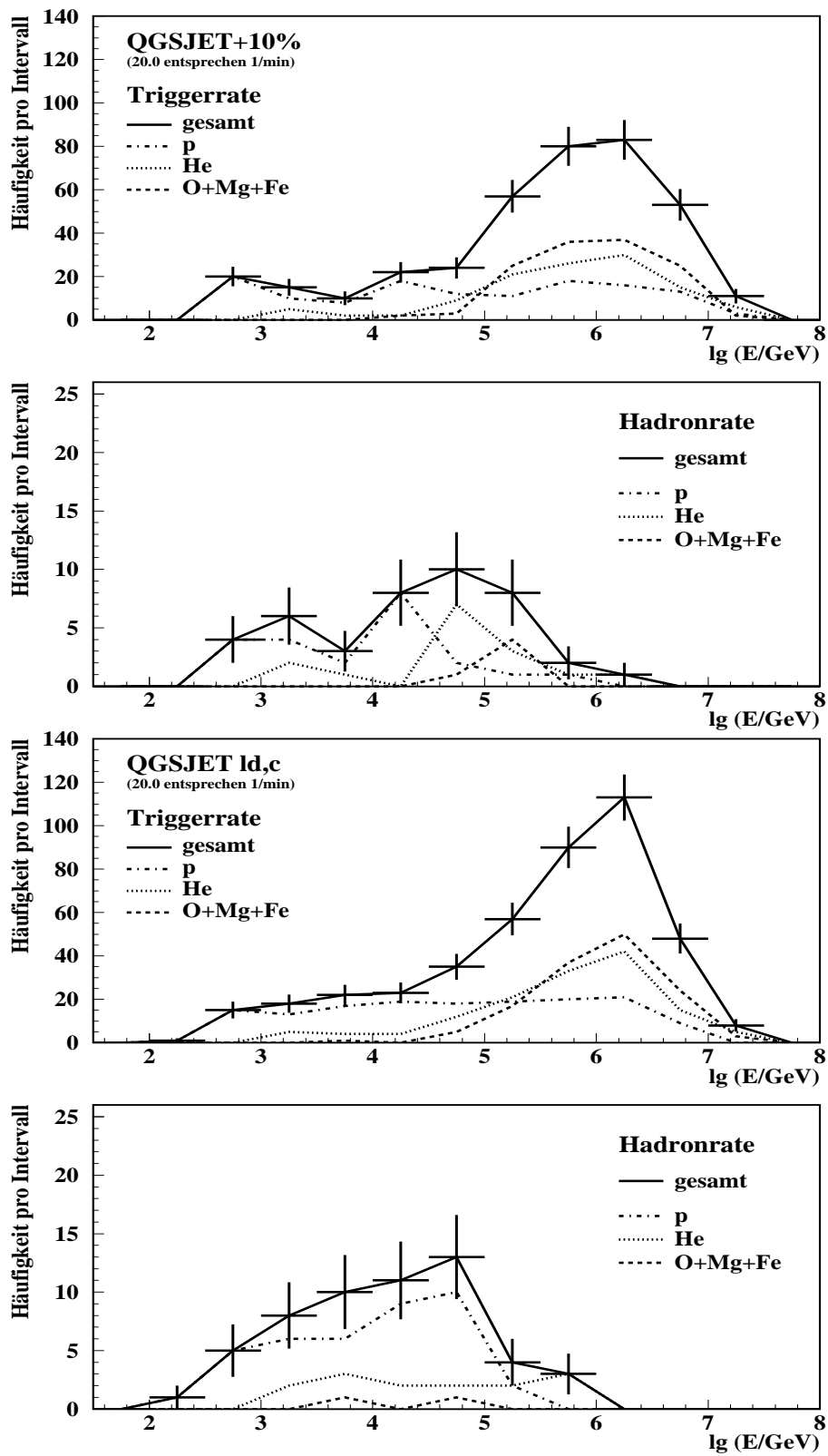


Abbildung B.6: Primärenergiebeiträge für QGSJET „10%“ und „ld,c“.

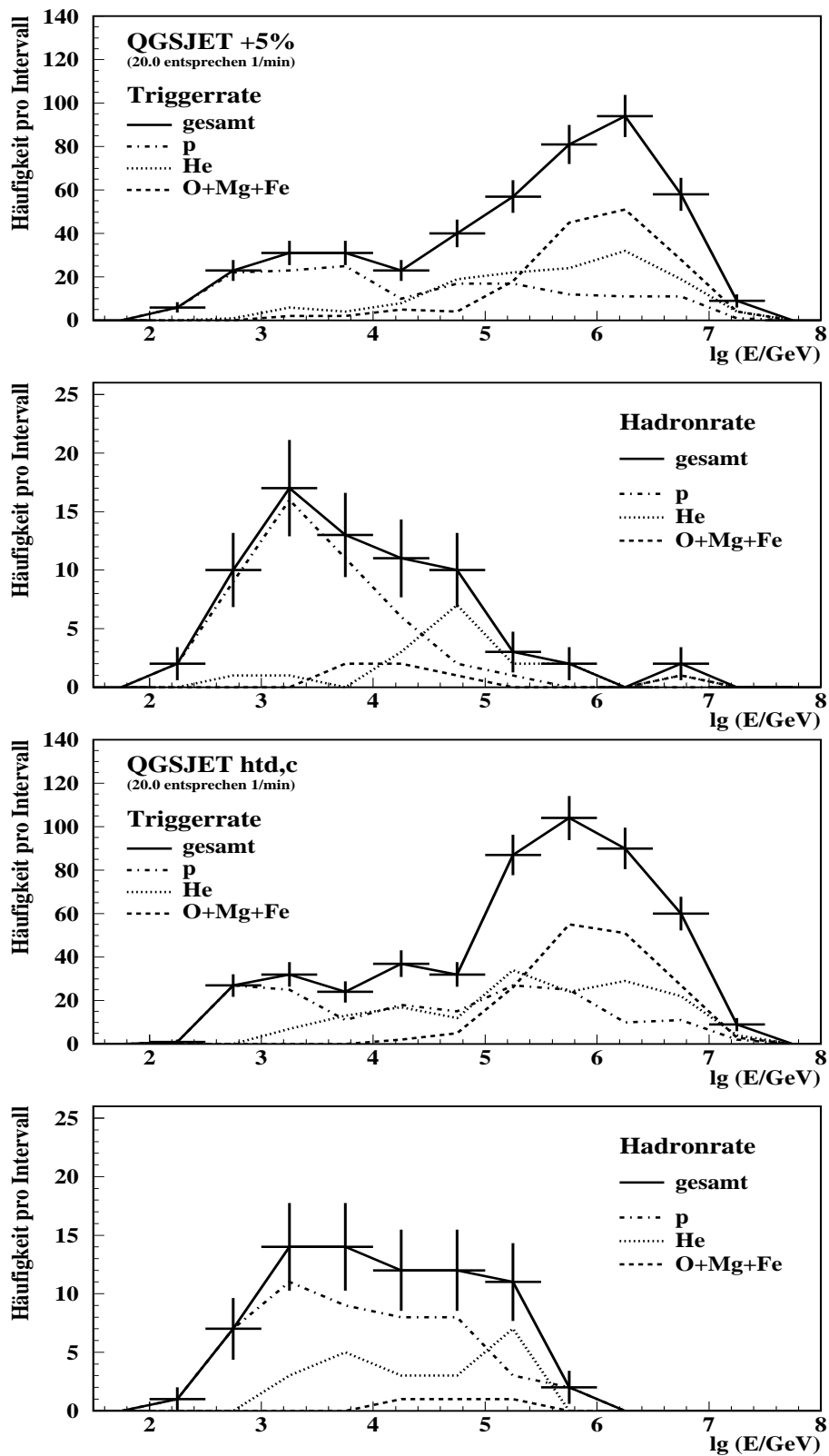


Abbildung B.7: Primärenergiebeiträge für QGSJET „+5%“ und „htd,c“.

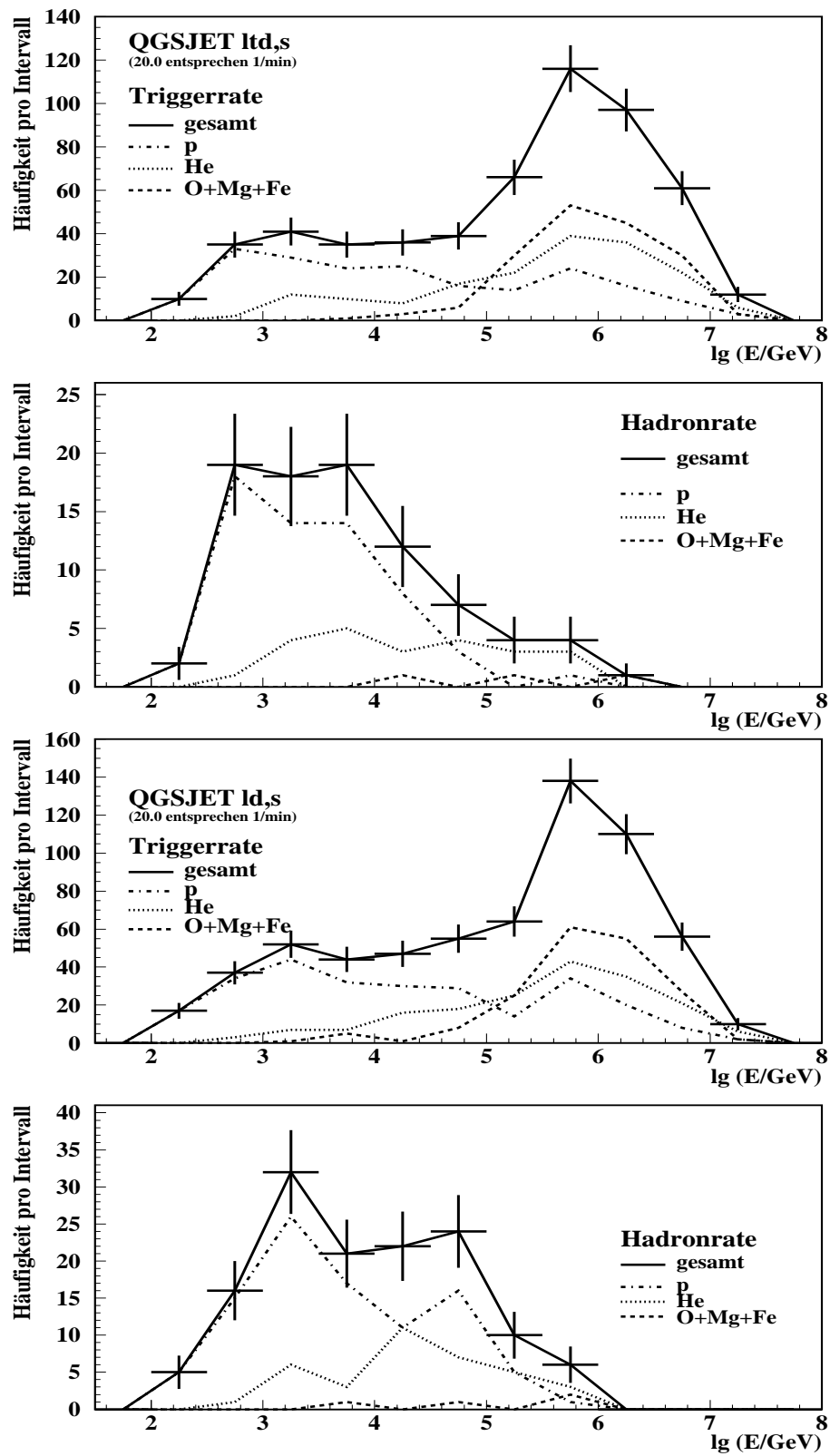


Abbildung B.8: Primärenergiebeiträge für QGSJET „ltd,s“ und „ld,s“.

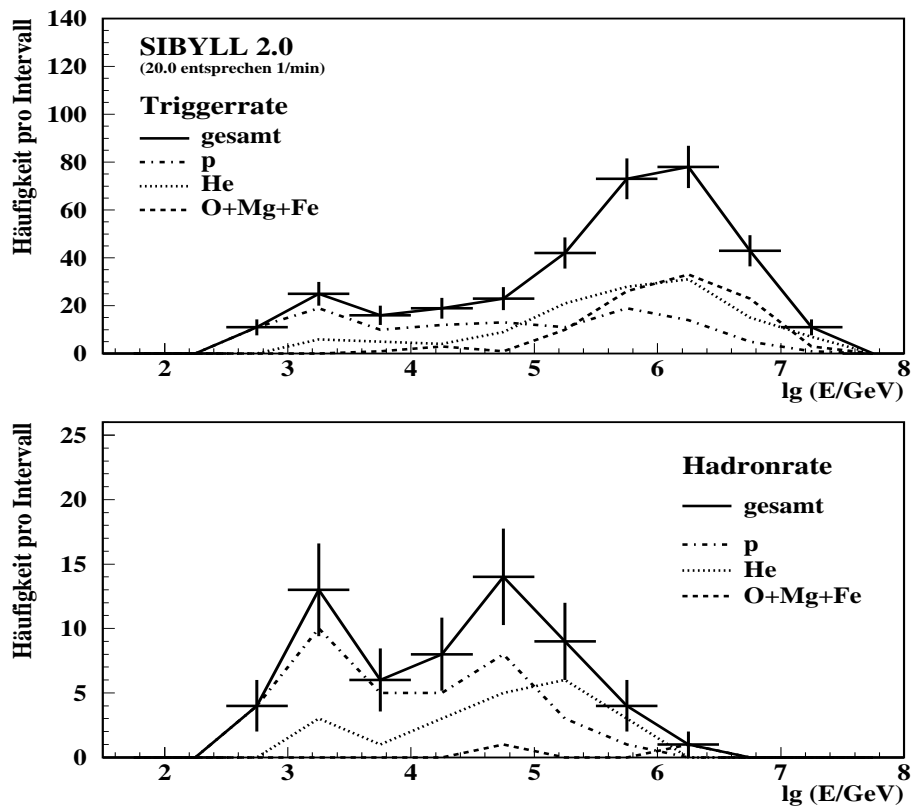


Abbildung B.9: Primärenergiebeiträge für SIBYLL 2.0.

Anhang C

Differentielle Spektren

Im folgenden sind die vier in den Kapiteln 5.1 und 5.2 diskutierten differentiellen Spektren dargestellt: Triggermultiplizitätsspektrum für Triggerereignisse, Hadronenergiespektrum (höchstenergetisches Hadron in Hadronereignis), Hadronmultiplizitätsspektrum sowie Triggermultiplizitätsspektrum für Hadronereignisse. Abbildungen C.1 bis C.3: Modelle in CORSIKA-Version 5.62, Abbildungen C.4 bis C.8: QGSJET (5.63) nebst Modifikationen, Abbildung C.9: SIBYLL 2.0. Die Bezeichnungen bei QGSJET folgen Kapitel 6.

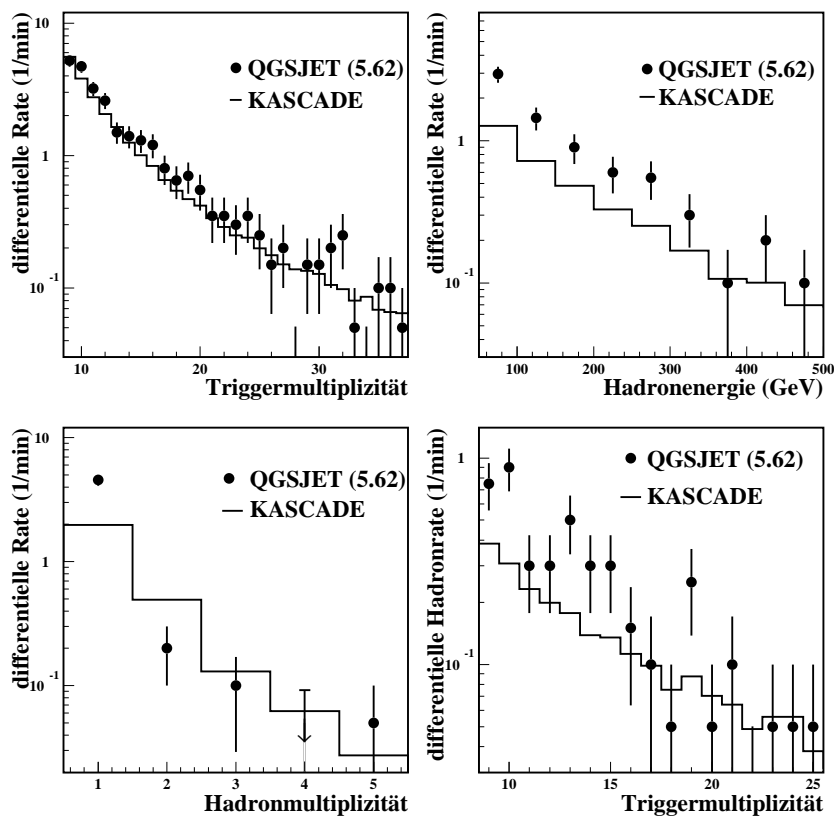


Abbildung C.1: Differentielle Raten für QGSJET (5.62).

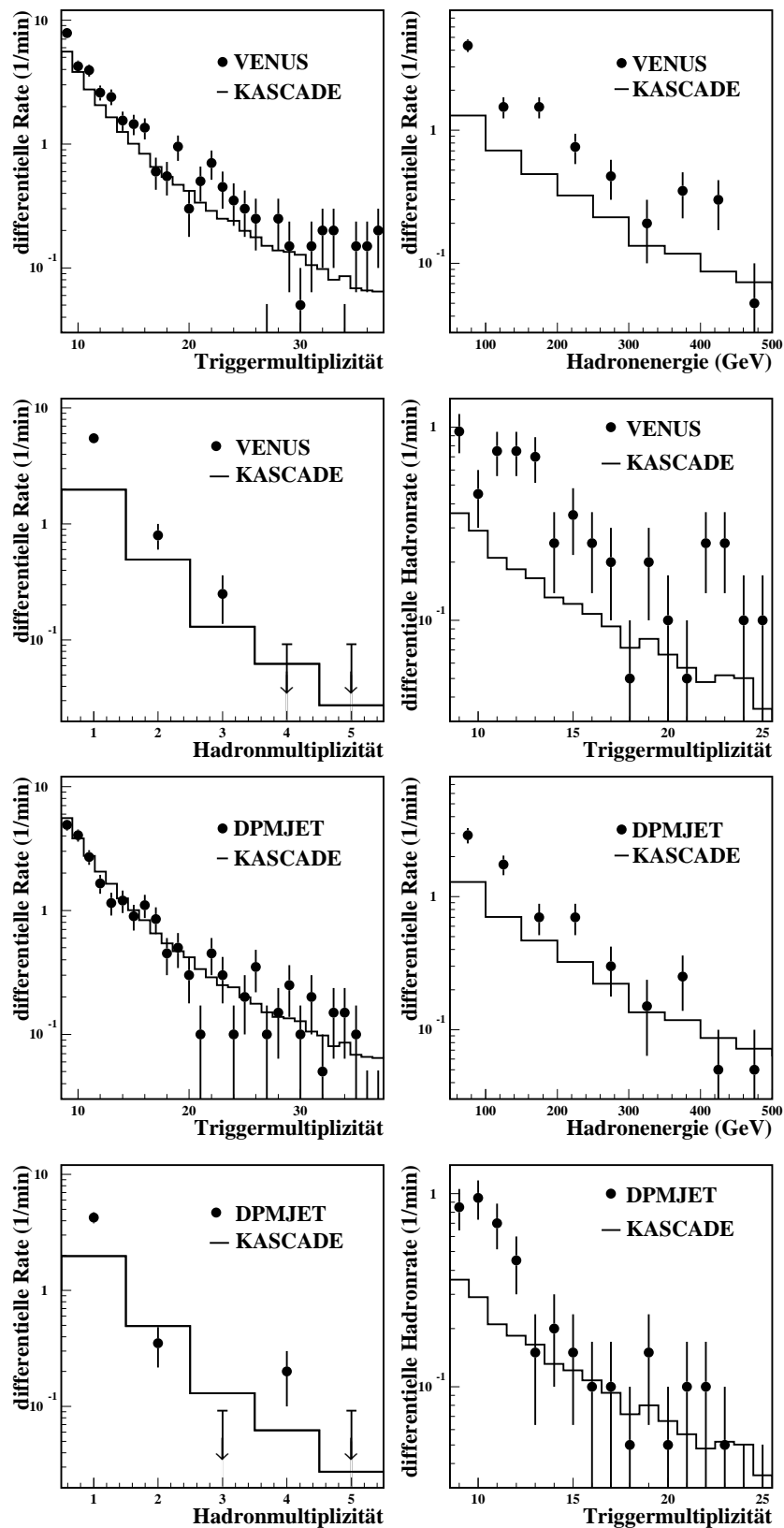


Abbildung C.2: Differentielle Raten für VENUS und DPMJET.

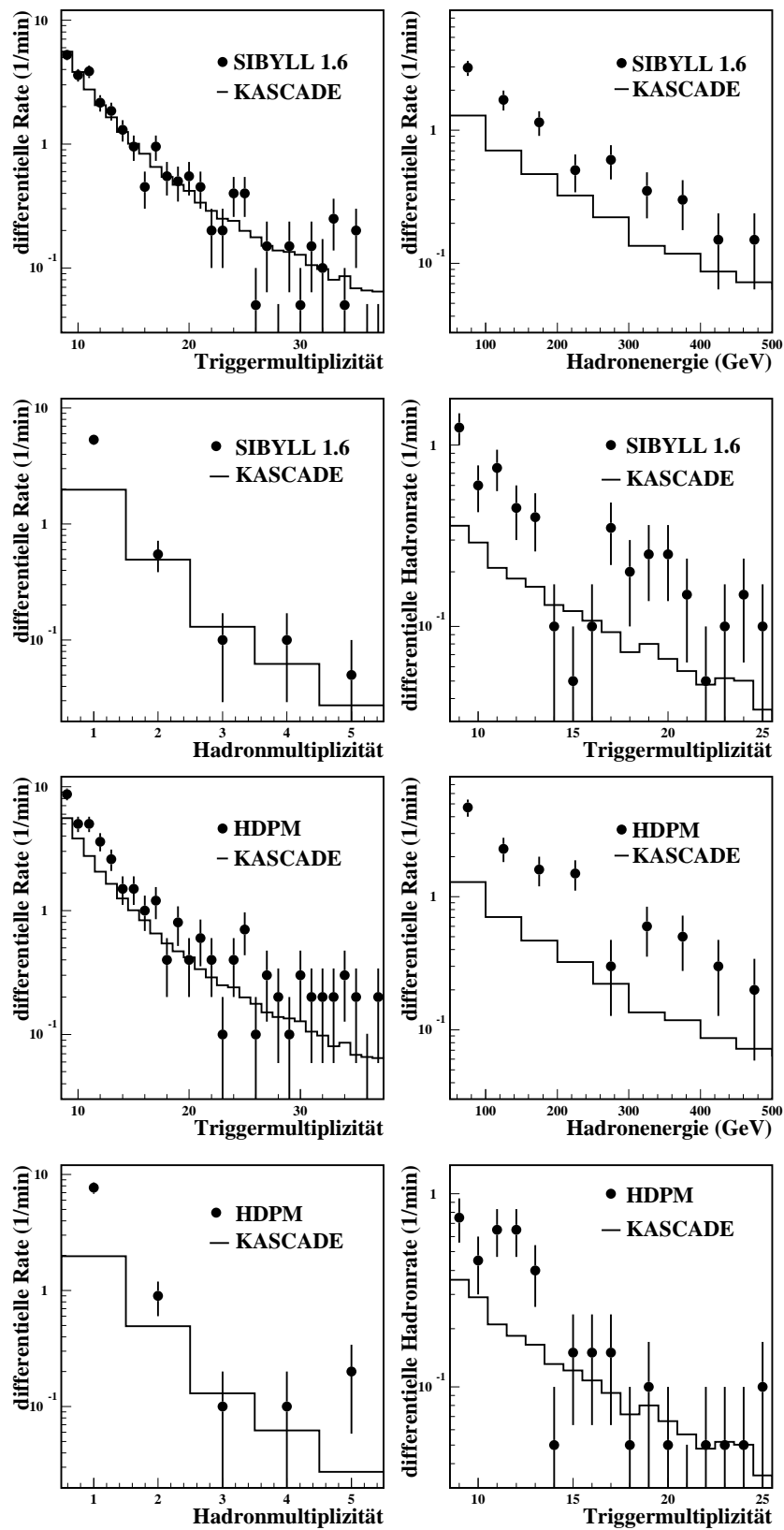


Abbildung C.3: Differentielle Raten für SIBYLL 1.6 und HDPM.

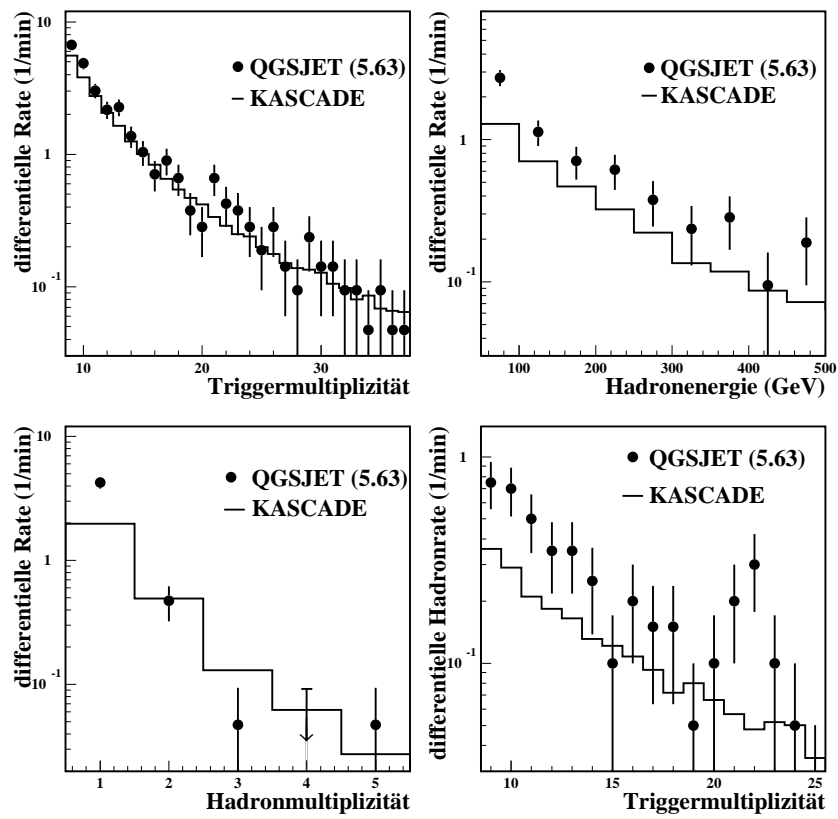


Abbildung C.4: Differentielle Raten für QGSJET (5.63).

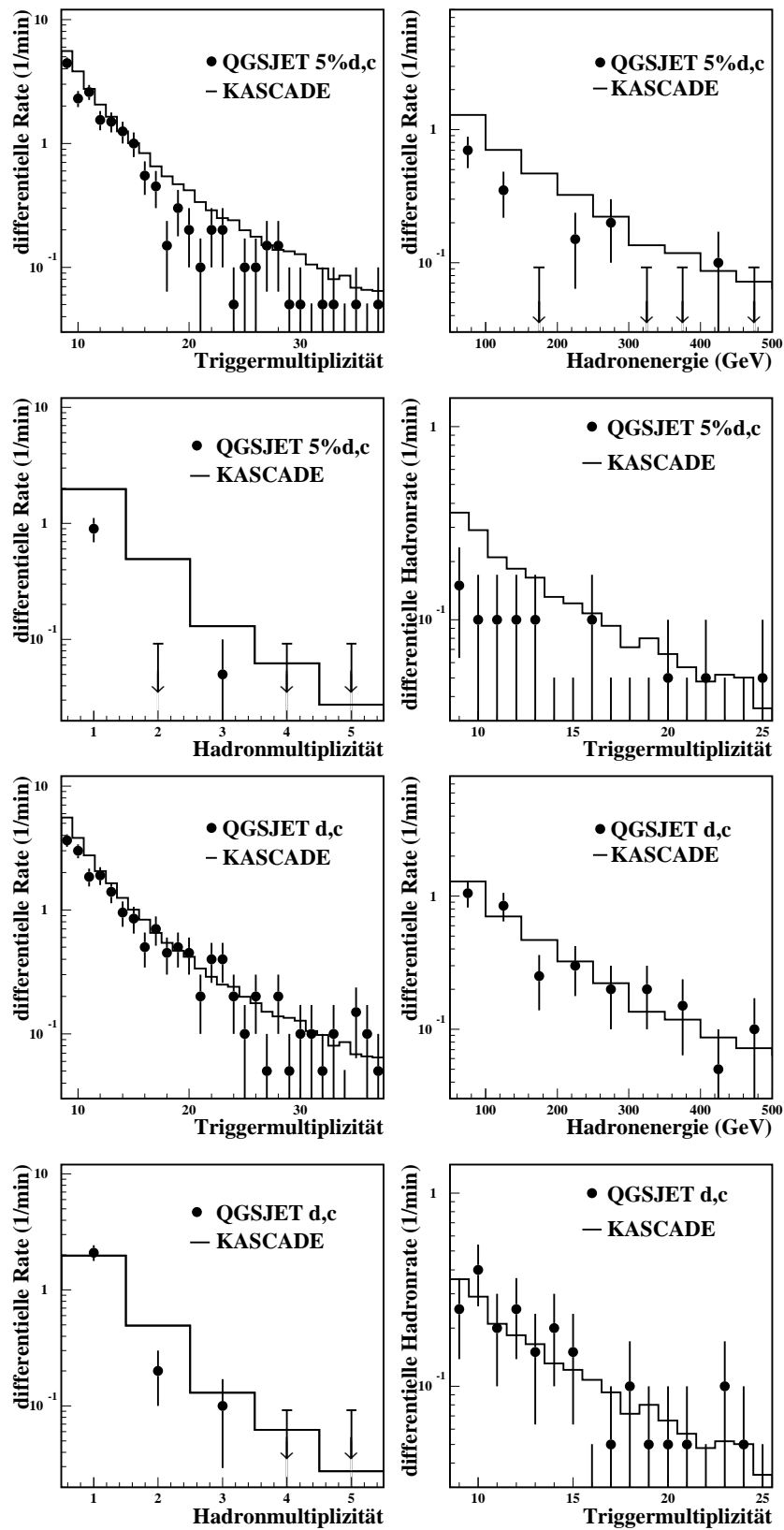


Abbildung C.5: Differentielle Raten für QGSJET „5%d,c“ und „d,c“.

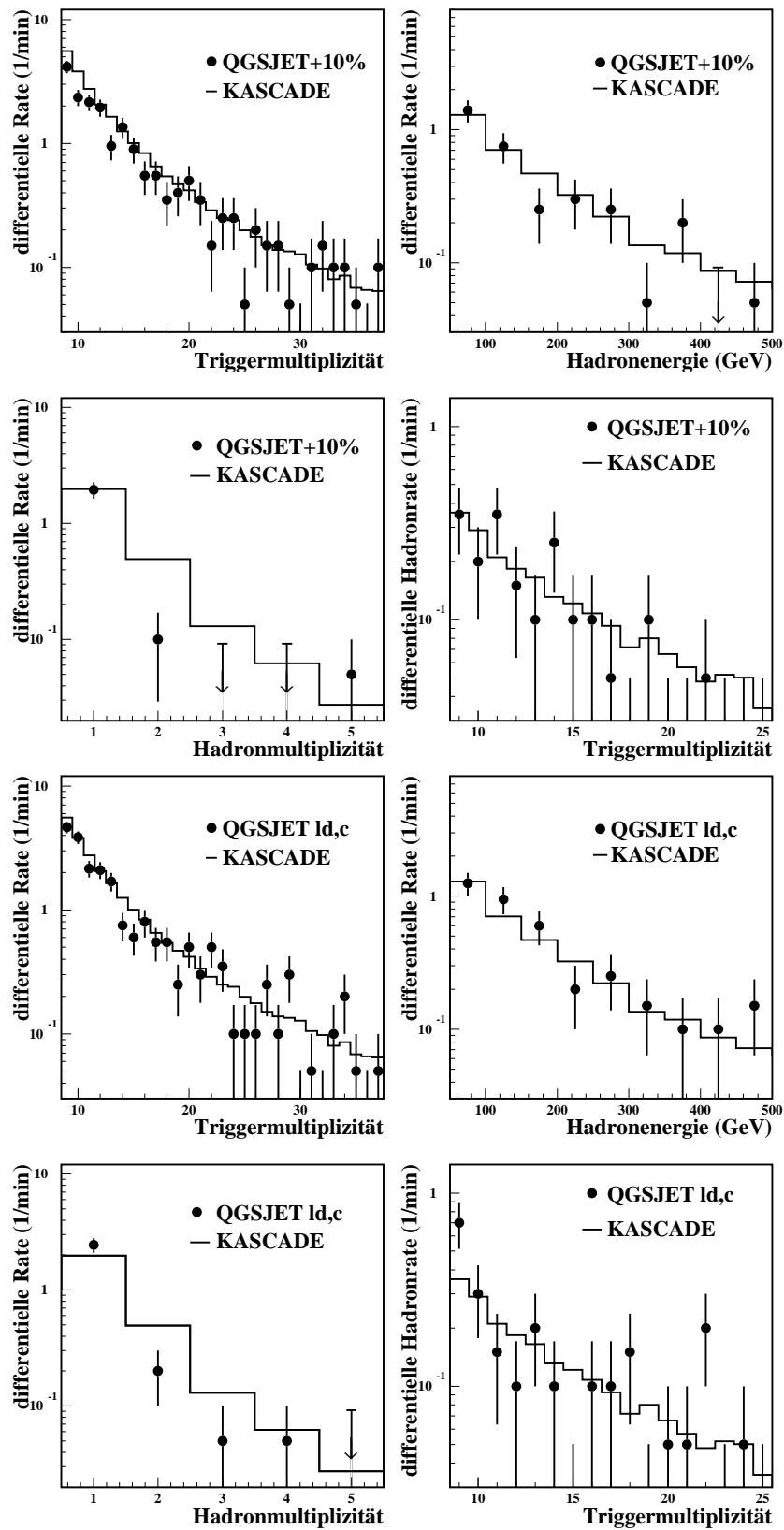


Abbildung C.6: Differentielle Raten für QGSJET „10%“ und „Id,c“.

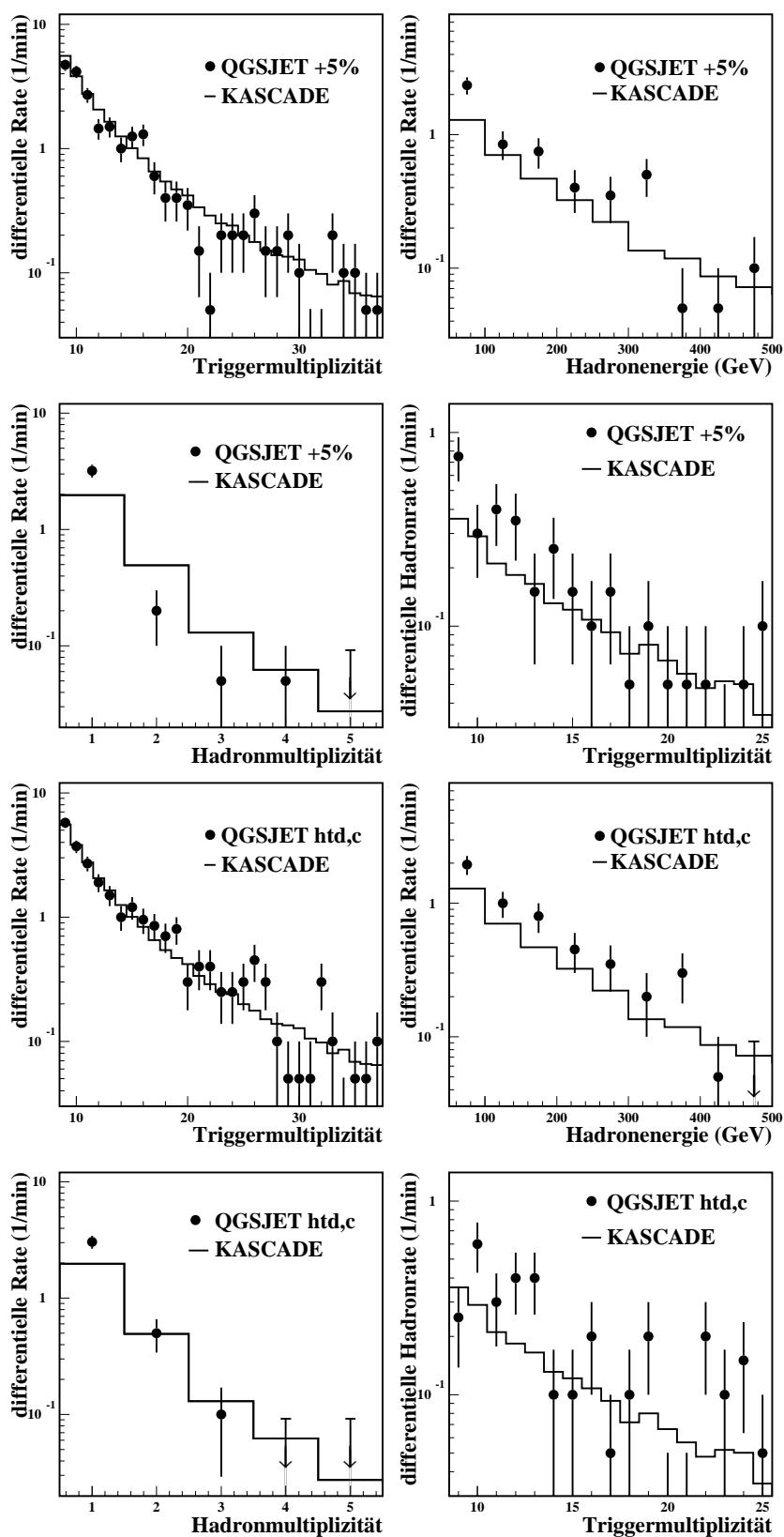


Abbildung C.7: Differentielle Raten für QGSJET „+5%“ und „htd,c“.

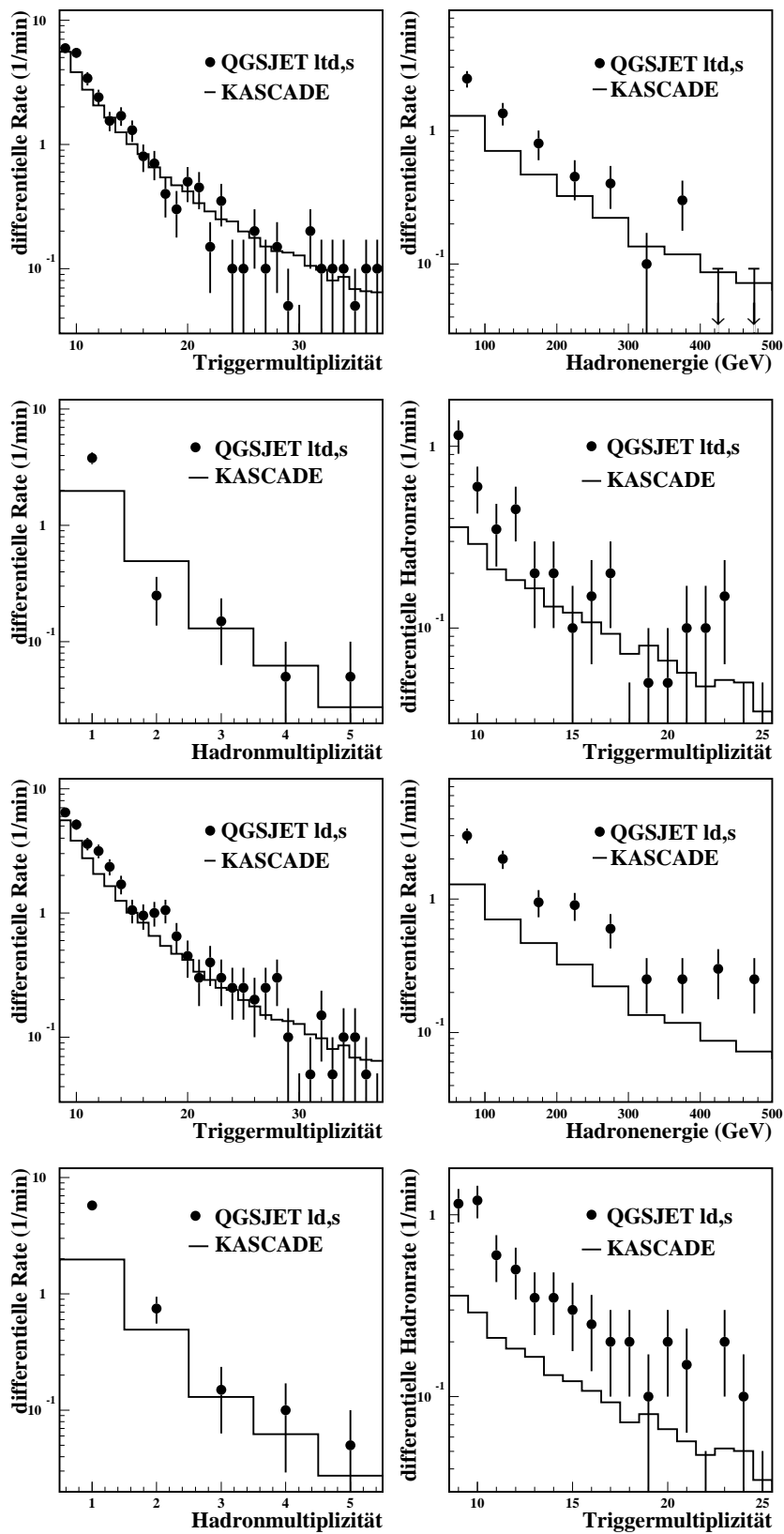


Abbildung C.8: Differentielle Raten für QGSJET „ltd,s“ und „ld,s“.

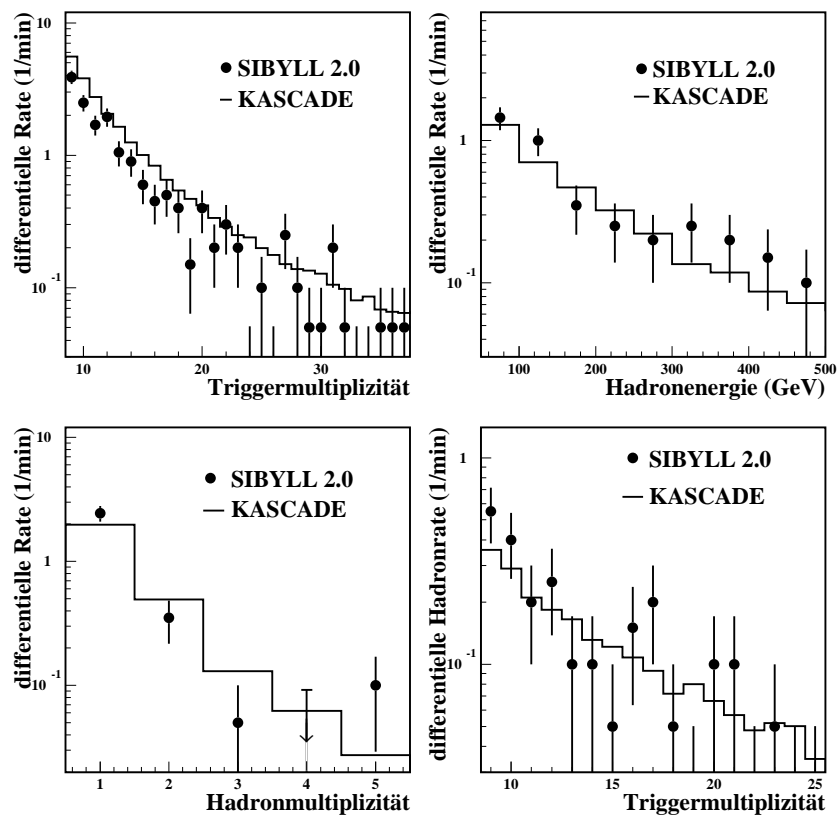


Abbildung C.9: Differentielle Raten für SIBYLL 2.0.

Anhang D

Tabellierte Raten der QGSJET-Modifikationen

	QGSJET (5.63)	„d,c+5%“	„d,c“	„+10%“	„ld,c“
Ereignisanzahl					
... Triggerrate	604	362	381	375	430
... Hadronrate	102	19	48	42	55
Extrapolation von ...	–	–	<i>E</i>	<i>E</i>	<i>E</i>
... in Triggerrate	0	0	6±4	5±3	9±5
... in Hadronrate	0	0	1±2	2±2	3±2
Simulation entspricht	21.2 min	20 min	20 min	20 min	20 min
⇒ Triggerrate [1/min]	28.50	18.10	19.35	19.00	21.95
statistischer Fehler	±1.15	±0.95	±1.00	±1.00	±1.05
Fehler der Extrapolation	–	–	±0.20	±0.15	±0.25
⇒ Gesamtfehler	±1.15	±0.95	±1.15	±1.10	±1.25
⇒ Hadronrate [1/min]	4.80	0.95	2.45	2.25	2.90
statistischer Fehler	±0.50	±0.25	±0.35	±0.35	±0.40
Fehler der Extrapolation	–	–	±0.10	±0.10	±0.10
⇒ Gesamtfehler	±0.50	±0.25	±0.45	±0.40	±0.45

(Fortsetzung)	„+5%“	„htd,c“	„ltd,s“	„ld,s“	SIBYLL 2.0
Ereignisanzahl					
... Triggerrate	459	503	544	630	341
... Hadronrate	70	73	85	136	59
Extrapolation von ...	–	<i>E</i>	<i>E</i>	–	<i>E</i>
... in Triggerrate	0	13±6	4±4	0	7±4
... in Hadronrate	0	4±3	1±2	0	2±2
Simulation entspricht	20 min	20 min	20 min	20 min	20 min
⇒ Triggerrate [1/min]	22.95	25.80	27.40	31.50	17.40
statistischer Fehler	±1.10	±1.15	±1.15	±1.30	±0.95
Fehler der Extrapolation	–	±0.30	±0.20	–	±0.20
⇒ Gesamtfehler	±1.10	±1.35	±1.30	±1.30	±1.10
⇒ Hadronrate [1/min]	3.50	3.85	4.30	6.80	3.05
statistischer Fehler	±0.45	±0.45	±0.50	±0.60	±0.40
Fehler der Extrapolation	–	±0.15	±0.10	–	±0.10
⇒ Gesamtfehler	±0.45	±0.55	±0.55	±0.60	±0.50

Tabelle D.1: Trigger- und Hadronrate der modifizierten Versionen. Die Bezeichnung der Versionen folgt der Nomenklatur in Kapitel 6.2 und 6.3.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Energiespektrum der kosmischen Strahlung.	4
1.2	Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung.	6
1.3	Entstehung eines ausgedehnten Luftschauers.	10
1.4	Longitudinalentwicklung der Schauerkomponenten.	11
1.5	Das KASCADE-Experiment.	14
1.6	Der Zentraldetektor.	15
2.1	Modellwirkungsquerschnitte.	26
2.2	Elastizität der Modelle.	27
2.3	Vorhersage der Myonlateralverteilungen protoninduzierter Luftschauer.	29
2.4	Experimentell erfaßter Rapiditätsbereich.	30
2.5	Modellabhängigkeit der Kompositionsbestimmung.	31
3.1	Meßraten vor und nach Korrekturen als Funktion der Zeit.	36
3.2	Abhängigkeit der Meßraten vom Luftdruck.	37
3.3	Korrigierte Meßraten als Funktion der Zeit.	38
3.4	Häufigkeitsverteilungen für Observablen der Triggerebene.	41
3.5	Häufigkeitsverteilungen für Observablen des Kalorimeters.	42
4.1	Simulationsschema.	47
4.2	Modellvorhersagen der Trigger- und Hadronrate.	52
4.3	Beiträge der Primärenergien und Massengruppen zu den Raten.	55
4.4	Beiträge der Zenitwinkel- und Abstandsbereiche zu den Raten.	57
4.5	Detektormultiplizität eines Hadrons.	59
4.6	Teilchengeneration beitragender Myonen und Hadronen.	62
4.7	Quotient mittlerer Energieerwartung des <i>leading particle</i> zur Hadronenergie.	64

5.1	Vergleich der Trigger- und Hadronrate.	71
5.2	Vergleich der differentiellen Trigger- und Hadronraten.	74
5.3	Vergleich der Hadronmultiplizitäten.	75
5.4	Häufigkeit der Hadronmultiplizitäten von zwei zu eins.	76
6.1	Inelastische Wirkungsquerschnitte von QGSJET (5.62) und (5.63).	80
6.2	Myonlateralverteilung verschiedener Modelle.	81
6.3	Trigger- und Hadronrate nach Modifikation des Wirkungsquerschnittes.	82
6.4	Verteilung der Elastizitätswerte in QGSJET.	84
6.5	Trigger- und Hadronraten der modifizierten Versionen.	85
6.6	Abweichung der Modifikationsergebnisse von der Erwartung.	87
6.7	Quotient der Hadronmultiplizität der QGSJET-Modifikationen.	89
7.1	Wirkungsquerschnitt und Elastizität der SIBYLL-Versionen.	93
7.2	Trigger- und Hadronrate von SIBYLL 2.0.	94
8.1	Rekonstruierte Myonzahl N'_μ als Funktion der Primärenergie.	97
8.2	Primärenergiebeiträge bei gegebener Myondetektoranzahl.	99
8.3	Anzahl korrigierter Detektoren.	100
8.4	Vergleich der Raten in Primärenergieintervallen.	103
9.1	Myonlateralverteilung für proton- und eiseninduzierte Luftschauer.	109
9.2	Detektorantwort der Toplage.	112
9.3	Beispiele für Analysen mit der Toplage.	113
B.1	Primärenergiebeiträge für QGSJET (5.62).	II
B.2	Primärenergiebeiträge für VENUS und DPMJET.	III
B.3	Primärenergiebeiträge für SIBYLL 1.6 und HDPM.	IV
B.4	Primärenergiebeiträge für QGSJET (5.63).	V
B.5	Primärenergiebeiträge für QGSJET „5%d,c“ und „d,c“.	VI
B.6	Primärenergiebeiträge für QGSJET „10%“ und „ld,c“.	VII
B.7	Primärenergiebeiträge für QGSJET „+5%“ und „htd,c“.	VIII
B.8	Primärenergiebeiträge für QGSJET „ltd,s“ und „ld,s“.	IX
B.9	Primärenergiebeiträge für SIBYLL 2.0.	X

C.1	Differentielle Raten für QGSJET (5.62).	XI
C.2	Differentielle Raten für VENUS und DPMJET.	XII
C.3	Differentielle Raten für SIBYLL 1.6 und HDPM.	XIII
C.4	Differentielle Raten für QGSJET (5.63).	XIV
C.5	Differentielle Raten für QGSJET „5%d,c“ und „d,c“.	XV
C.6	Differentielle Raten für QGSJET „10%“ und „ld,c“.	XVI
C.7	Differentielle Raten für QGSJET „+5%“ und „htd,c“.	XVII
C.8	Differentielle Raten für QGSJET „ltd,s“ und „ld,s“.	XVIII
C.9	Differentielle Raten für SIBYLL 2.0.	XIX

Tabellenverzeichnis

1.1	Mittlere Teilchenzahlen in Luftschauern.	11
1.2	Charakteristische Größen der KASCADE-Detektorkomponenten.	13
2.1	Modellcharakteristika.	25
2.2	Vorhersage der mittleren Eindringtiefe des Schauermaximums.	27
2.3	Modellvorhersagen der Teilchenzahlen.	28
3.1	Fehlerliste der gemessenen Raten.	43
4.1	Die verwendeten Primärflüsse.	48
4.2	Simulationsstatistik am Beispiel der Protonen.	49
4.3	Modellvorhersagen der Trigger- und Hadronrate.	51
4.4	Fehlerliste der Simulationsvorhersagen.	66
6.1	Reduktion des Diffraktionsanteiles.	86
8.1	Unterteilung in Primärenergieintervalle.	98
8.2	Trigger- und Hadronraten der Primärenergieintervalle.	101
8.3	Quotient aus Hadron- und Triggerrate der Primärenergieintervalle.	102
8.4	Hadronrate in Intervall 2–4 mit erhöhter Statistik.	104
9.1	Unterscheidung kleiner Primärenergien mit der Toplage.	114
A.1	Simulationsstatistik für die Primärmassen.	I
D.1	Trigger- und Hadronrate der modifizierten Versionen.	XXI

Literaturverzeichnis

- [Aar 90] P.A. Aarnio et al., *FLUKA user's guide*, Technical Report TIS-RP-190, CERN (1987,1990)
- [Abe 94] F. Abe et al., CDF-Kollaboration, *Phys. Rev. D* 50 (1994) 5550
- [Abr 74] V.A. Abramovskii, V.N. Gribov & O.V. Kancheli, *Sov. J. Phys.* 18 (1974) 308
- [Agl 95] M. Aglietta et al., EAS-TOP-Kollaboration, *Proc. 24th ICRC (Rom)* 2 (1995) 800
- [All 78] R.J. Allen, *Astron. Astrophys.* 62 (1978) 397
- [Amo 92] N.A. Amos et al., E710-Kollaboration, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 2433
- [And 83] B. Andersson et al., *Phys. Rep.* 97 (1983) 31
- [Ant 99] T. Antoni et al., KASCADE-Kollaboration, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 25 (1999) 2161
- [Ant 00] T. Antoni et al., KASCADE-Kollaboration, *Astropart. Phys.* (2000) (in Druck)
- [Apa 95] A.V. Apanasenko et al., RUNJOB-Kollaboration, *Proc. 24th ICRC (Rom)* 3 (1995) 571 und 693
- [Art 74] X. Artru & G. Mennessier, *Nucl. Phys.* B70 (1974) 93;
X. Artru, *Phys. Rep.* 97 (1983) 147
- [Asa 93a] K. Asakimori et al., JACEE-Kollaboration, *Proc. 23rd ICRC (Calgary)* 2 (1993) 21
- [Asa 93b] K. Asakimori et al., JACEE-Kollaboration, *Proc. 23rd ICRC (Calgary)* 2 (1993) 25
- [Aug 97] AUGER-Kollaboration, *The Pierre Auger Observatory Design Report* (1997), <http://www.auger.org>
- [Aus 81] S.M. Austin, *Progr. Part. Nucl. Phys.* 7 (1981) 1
- [Avi 99] C. Avila et al., E811-Kollaboration, *Phys. Lett.* B445 (1999) 419

- [Bie 93] P.L. Biermann & J.P. Cassellini, *Astron. Astrophys.* 277 (1993) 691
- [Bie 97] P.L. Biermann, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 23 (1997) 1
- [Bir 93] D.J. Bird et al., Fly's Eye-Kollaboration, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 3401
- [Bir 94] D.J. Bird et al., Fly's Eye-Kollaboration, *Astrophys. J.* 424 (1994) 491
- [Ble 99] M. Bleicher et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 25 (1999) 1859
- [Boz 84] M. Bozzo et al., UA4-Kollaboration, *Phys. Lett.* 147B (1984) 392
- [Bre 98] M. Brendle & U. Raidt, *Nucl. Instr. Meth.* A 412 (1998) 420
- [Bur83] T.H. Burnett et al., JACEE-Kollaboration, *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983) 1010;
Ap. J. 349 (1990) 25
- [Cap 76] A. Capella & A.B. Kaidalov, *Nucl. Phys.* B111 (1976) 477
- [Cap 89] J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 15 (1989) 909
- [Cap 94] A. Capella et al., *Phys. Rep.* 236 (1994) 225
- [Car 79] A.S. Carrol et al., *Phys. Lett.* B80 (1979) 319
- [Col 77] P.D.B. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*,
Cambridge University Press, Cambridge (1977)
- [Don 92] A. Donnachie & P.V. Landshoff *Phys. Lett.* B296 (1992) 227
- [Dre 99a] H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko & K. Werner, *J. Phys. G: Nucl.
Part. Phys.* 25 (1999) L91
- [Dre 99b] H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko & K. Werner, *A New Approach To
Nuclear Collisions at RHIC Energies*, Preprint hep-ph/9906428 (1999)
- [Dru 83] L. O'C Drury, *Rep. Prog. Phys.* 46 (1983) 973
- [Dru 99] L. O'C Drury, J.-P. Meyer & D.C. Ellison, *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*,
ed. M.A. DuVernois, Nova Science Publishers (1999)
- [Eng 92] J. Engel et al., *Phys. Rev.* D46 (1992) 5013
- [Eng 99] R. Engel et al., *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City)* 1 (1999) 415
- [Eng 00] R. Engel, T.K. Gaisser & T. Stanev (2000) (in Vorbereitung)
- [Eng 00a] R. Engel, persönliche Mitteilung (2000)
- [Eng 90] J.J. Engelmann et al., *Astron. Astrophys.* 233 (1990) 96
- [Eng 84] J. Engler et al., *Nucl. Instr. Meth.* A223 (1984) 47

- [Eng 92a] J. Engler et al., *Nucl. Instr. Meth.* A320 (1992) 460
- [Eng 99a] J. Engler et al., *Nucl. Instr. Meth.* A427 (1999) 528
- [Eng 00b] J. Engler, persönliche Mitteilung (2000)
- [Fes 85] H. Fesefeldt, *The Simulation of Hadronic Showers – Physics and Applications* –, Bericht PITHA-85/02 (1985), RWTH Aachen
- [Fes 97] F. Feßler, *Experimentelle Untersuchungen der Eigenschaften der Szintillationsdetektoren des KASCADE-Zentraldetektors und ihre Kalibration im Gesamtsystem*, FZKA 5971B, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Fle 94] R.S. Fletcher et al., *Phys. Rev.* D50 (1994) 5710;
J. Engel et al., *Phys. Rev.* D46 (1992) 5013
- [Fra 79] H. Frauenfelder & E.M. Henley, *Teilchen und Kerne*, Oldenbourg-Verlag, München (1979)
- [Fro 61] M. Froissard, *Phys. Rev.* 123 (1961) 1053
- [Gai 92] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1992)
- [Gar 77] M. Garcia-Munoz et al., *Astrophys. J.* 217 (1977) 859
- [Gar 87] M. Garcia-Munoz et al., *Astrophys. J. Suppl.* 64 (1987) 269
- [GEA 93] *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeups W5013 (1993)
- [Gei 89] C. Geich-Gimbel, *Int. J. Mod. Phys.* A4 (1989) 1527
- [Gla 70] R.J. Glauber, G. Matthiae, *Nucl. Phys.* B21 (1970) 135
- [Gla 00] R. Glasstetter, persönliche Mitteilung (2000)
- [Glu 98] M. Glück, E. Reya & A. Vogt, *Eur. Phys. J.* C5 (1998) 461
- [Gri 68] V.N. Gribov, *Sov. Phys. JETP* 26 (1968) 414
- [Gri 70] P.K.F. Grieder, Report INS-J125 (1970), Inst. for Nuclear Studies, Univ. of Tokyo;
P.K.F. Grieder, *Proc. 16th ICRC (Kyoto)* 9 (1979) 161
- [Hae 96] R. Haeusler, *Aufbau und erste Messungen des Top-Clusters von KASCADE*, FZKA 5798B, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hae 99] R. Haeusler, persönliche Mitteilung (1999)

- [Hau 96] A. Haungs, *Teilchenverteilungen im Zentrum hochenergetischer ausgedehnter Luftschauer als Informationsquelle für die Natur des primären Teilchens*, FZKA 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hay 99] N. Hayashida et al., AGASA-Kollaboration, *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City)* 3 (1999) 256
- [Hec 98] D. Heck et al., *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Hec 99] D. Heck, persönliche Mitteilung (1999)
- [Hec 00] D. Heck, persönliche Mitteilung (2000)
- [Hil 82] A.M. Hillas, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 8 (1982) 1461;
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 8 (1982) 1475
- [Hol 98] T. Holst, Forschungszentrum Karlsruhe (1998), unveröffentlichter Bericht
- [Hol 99] T. Holst, persönliche Mitteilung (1999)
- [Hör 94] J. Hörandel, *Kalibration von TMS-Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung und Messung des Myonflusses*, KfK 5320, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Hör 97] J.R. Hörandel, *Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Messung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, FZKA 6015, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Iva 93] I.P. Ivanenko et al., *Proc. 23rd ICRC (Calgary)* 2 (1993) 17
- [Kai 82] A.B. Kaidalov, *Phys. Lett.* B116 (1982) 459;
A.B. Kaidalov & K.A. Ter-Martirosyan, *Phys. Lett.* B117 (1982) 247;
A.B. Kaidalov & K.A. Ter-Martirosyan, *Yad. Fiz.* 39 (1984) 1545
- [Kal 97] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko & A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 17
- [Kal 99] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko & M.K. Alekseeva, *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City)* 1 (1999) 419
- [Kir 99] J.G. Kirk & P. Duffy, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 25 (1999) R163
- [Kla 97] H.O. Klages et al., KASCADE-Kollaboration, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 92
- [Kna 93] J. Knapp & D. Heck, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Manual*, KfK 5196 B, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993) (aktualisierte Version: <http://www-ik3.fzk.de/~heck/corsika>)

- [Kna 96] J. Knapp, D. Heck & G. Schatz, *Comparison of Hadronic Interaction Models Used in Air Shower Simulations and of Their Influence on Shower Development and Observables*, FZKA 5828, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Kna 97] J. Knapp, *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung*, FZKA 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Kna 97a] J. Knapp, D. Heck & G. Schatz, *Inelastic Cross Sections and Their Influence on Air Shower Development* (1997) (unveröffentlicht)
- [Kna 98] J. Knapp, persönliche Mitteilung (1998)
- [Kna 98a] J. Knapp & D. Heck, *Nachrichten Forschungszentrum Karlsruhe* 30 (1998) 27
- [Lon 92] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Vol. 1, Cambridge University Press, Cambridge (1992)
- [Mag 95] N. Magnussen, *The New QCD at HERA and its Impact on Extended Air-shower Experiments*, Habilitationsschrift, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal (1995)
- [Mai 00] G. Maier, *Untersuchungen von atmosphärischen Einflüssen auf ausgedehnte Luftschauer und Bestimmung von Abschwächlängen*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2000) (unveröffentlicht)
- [Mar 90] G. Marsaglia & A. Zaman, *Stat. Prob. Lett.* 8 (1990) 35
- [Mar 99] D. Martello et al., Forschungszentrum Karlsruhe (1999), unveröffentlicher Bericht
- [Mat 98] H.J. Mathes, persönliche Mitteilung (1998)
- [McK 80] C.F. McKee & D.J. Hollenbach, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 18 (1980) 219
- [Mie 96] H.-H. Mielke, Forschungszentrum Karlsruhe (1996), unveröffentlicher Bericht
- [Mil 98] J. Milke, Forschungszentrum Karlsruhe (1998), unveröffentlicher Bericht
- [Mil 00] J. Milke, persönliche Mitteilung (2000)
- [Mül 91] D. Müller et al., *Astrophys. J.* 374 (1991) 356
- [Nel 85] W.R. Nelson, H. Hirayama & D.W.O. Rogers, *The EGS₄ System*, SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Oli 99] A.V. Olinto, R.I. Epstein & P. Blasi, *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City)* 4 (1999) 361
- [Ost 00] S.S. Ostapchenko, persönliche Mitteilung (1999)

- [PDG 98] Particle Data Group, vgl. *Review of Particle Physics*, C. Caso et al., *Europ. Phys. Journ.* C3 (1998)
- [Per 74] M.L. Perl, *High Energy Hadron Physics*, Wiley-Interscience, New York (1974)
- [Pry 00] C.L. Pryke, *Astropart. Phys.* (2000) (zur Veröffentlichung akzeptiert); Preprint astro-ph/0003442 v2 (2000)
- [Rac 93] J. Rachen, T. Stanev & P.L. Biermann, *Astron. Astrophys.* 273 (1993) 377
- [Rai 97] U. Raidt, *Aufbau des Trigger- und Zeitmessungssystems im Zentraldetektor von KASCADE und Untersuchung von Myonankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern*, FZKA 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Ran 95] J. Ranft, *Phys. Rev.* D51 (1995) 64
- [Reb 99] H. Rebel, persönliche Mitteilung (1999)
- [Ree 70] H. Reeves et al., *Nature* 226 (1970) 727
- [Reg 59] T. Regge, *Nuovo Cim.* 14 (1959) 951
- [Rob 79] T.J. Roberts et al., *Nucl. Phys.* B159 (1979) 56
- [Rot 99] M. Roth, *Analyse der KASCADE-Meßdaten anhand statistischer Klassifikationsverfahren zur Bestimmung der Energie und Teilchenart der kosmischen Strahlung*, FZKA 6262, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Rya 72] M.J. Ryan et al., *Phys. Rev. Lett.* 28 (1972) 985
- [Sch 99] T. Schreck, *Untersuchung der Energie- und Massensensitivität neuer hadronischer Meßgrößen*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1999) (unveröffentlicht)
- [Sig 94] G. Sigl et al., *Astropart. Phys.* 2 (1994) 401
- [Sim 83] J.A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 33 (1983) 323
- [Tes 93] M. Teshima, *Proc. 23rd ICRC (Calgary), Invited Papers* (1993) 257
- [Ulr 97] H. Ulrich, *Untersuchung atmosphärischer Einflüsse auf die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer anhand von Simulationsrechnungen*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [Ung 97] J. Unger, *Messung der Energie- und Lateralverteilung der Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer*, FZKA 5896, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Ven 76] G. Veneziano, *Nucl. Phys.* B117 (1976) 519
- [Voi 91] H.H. Voigt, *Abriss der Astronomie*, BI-Wissenschafts-Verlag, Mannheim (1991)
- [Wat 97] A.A. Watson, *Proc. 25th ICRC (Durban)* 8 (1997) 257

- [Web 99] J.H. Weber, *Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, FZKA 6339, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Wef 91] J.P. Wefel, *Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium*, eds. M.M. Shapiro et al., *NATO ASI Series C* 337 (1991) 29
- [Wen 99] J. Wentz, persönliche Mitteilung (1999);
J. Wentz et al., *Proc. 26th ICRC (Salt Lake City)* 2 (1999) 92
- [Wer 93] K. Werner, *Phys. Rev.* 232 (1993) 87
- [Wer 00] K. Werner, *persönliche Mitteilung* (2000)
- [Wet 96] Y. Wetzell, *Messung und Rekonstruktion der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer*, FZKA 5721, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Wie 94] B. Wiebel, *Chemical composition in high energy cosmic rays*, WUB 94-08, Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal (1994)
- [Wie 98] B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann & H. Meyer, *Astron. Astrophys.* 330 (1998) 389
- [Yos 95] S. Yoshida et al., *Astropart. Phys.* 3 (1995) 105
- [Zat 93] V.I. Zatsepin et al., *Proc. 23rd ICRC (Calgary)* 2 (1993) 13

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als Doktorand in der KASCADE-Kollaboration am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe. Sie ist durch das große Engagement vieler Mitarbeiter beim Aufbau und Betrieb des Experimentes sowie die vielfältige Unterstützung bei der Datenanalyse erst ermöglicht worden. Dafür möchte ich mich bei allen Beteiligten herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Referenten Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert, der mir den Themenkreis der kosmischen Strahlung erschloß und stets betreuend zur Seite stand, Herrn Prof. Dr. H. Blümer für die Übernahme des Korreferats und hilfreiche Kommentare und Herrn Dr. J. Engler für die ebenso kompetente wie freundliche Betreuung; in seiner Arbeitsgruppe machte die Forschung Freude.

Tatkräftige Unterstützung auch bei ausgefalleneren Simulationswünschen habe ich von den Herrn Dres. D. Heck und S.S. Ostapchenko erfahren. Ihnen darf ich für die gute Zusammenarbeit und erhellende Diskussionen meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Bei Prof. Dr. J. Knapp, Prof. Dr. K. Werner und den Herrn Dres. W.-D. Apel, R. Engel, J.R. Hörandel und T. Thouw darf ich mich sehr herzlich für ihr stetes Interesse am Fortgang der Arbeit sowie für wertvolle Hinweise zu den verschiedensten Themen bedanken.

Mein spezieller Dank richtet sich an meine beiden Mit-Doktoranden Herrn Dipl.-Phys. T. Holst und Herrn Dipl.-Phys. J. Milke, die mir in vielen und vielfältigen Gesprächen und durch ihre große Hilfsbereitschaft die ausgedehnten Luftschauer nähergebracht haben.

Für die offene Arbeitsatmosphäre gebührt mein großer Dank der Kalorimetergruppe und der KASCADE-Kollaboration, namentlich Frau H. Deris, Frau G. Dresel, Herrn Dipl.-Phys. R. Glasstetter, Herrn Dipl.-Phys. R. Haeusler, Herrn Dr. A. Haungs, Herrn Ing. H. Keim (†), Herrn Dr. H.O. Klages, Herrn Dr. H.J. Mathes, Herrn W. Paulus, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Herrn M. Riegel, Herrn Dr. M. Roth, Herrn Prof. Dr. G. Schatz, Frau Dr. J. Weber, Herrn Dr. J. Wentz, Frau Dr. D. Wochele, Herrn Dr. J. Wochele, Herrn P. Ziegler und Herrn Dr. J. Unger, der mit seinen Studien den Anstoß zur vorliegenden Analyse gab.

Ein herzliches „Vergelt's Gott“ sei meiner Familie und meinen Freunden gesagt. Sie zeigten mir, daß die besondere Faszination der Physik erst durch die Erfahrung der Vielfalt des Lebens zum Ausdruck kommt.