



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5970

**Vergleich hadronischer  
Wechselwirkungsmodelle  
zur Simulation  
ausgedehnter Luftschauer  
der kosmischen Strahlung**

**J. Knapp**  
Institut für Kernphysik

**Juli 1997**

---



FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5970

Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle  
zur Simulation ausgedehnter Luftschauer  
der kosmischen Strahlung\*

J. Knapp<sup>1</sup>

Institut für Kernphysik

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

<sup>1</sup>Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe (TH), Postfach 3640, D-76021 Karlsruhe

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
1997

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**  
**Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

# Zusammenfassung

## Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung

Die größten Rätsel der kosmischen Strahlung stellen sich bei hohen Energien, wo nicht mehr die primären Teilchen selbst, sondern nur noch die ausgedehnten Luftschauer, die sie in der Atmosphäre erzeugen, erfaßt werden können. Die Rekonstruktion von Energie und Masse des Primärteilchens aus den Eigenschaften der Luftschauer erfordert einen Vergleich mit detaillierten Simulationen der Schauerentwicklung. Zentraler Teil dieser Simulationen ist die Modellierung hadronischer und elektromagnetischer Wechselwirkungen von Photonen, Elektronen, Hadronen und Kernen mit den Kernen der Luft bei Energien von einigen MeV bis zu ca.  $10^{20}$  eV. Die Modellierung von Kern-Kern-Stößen und Teilchenproduktion bei hohen Energien und unter kleinen Winkeln, die für die Luftschauerentwicklung besonders wichtig sind, können mit Beschleunigern bislang nur ungenügend untersucht werden. Extrapolationen in unbekannte Bereiche beruhen auf theoretischen Vorhersagen. Die Unsicherheiten der Modelle stellen eine Hauptquelle systematischer Fehler bei der Analyse der hochenergetischen kosmischen Strahlung dar.

In dieser Arbeit wird ein Überblick über die am meisten verbreiteten Modelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer und hadronischer Wechselwirkungen gegeben. Die theoretischen Grundlagen verschiedener Modelle werden diskutiert und ihre Vorhersagen anhand von Rechnungen mit dem CORSIKA-Programm verglichen. Die Auswirkungen der Modellunsicherheiten auf Luftschauermeßgrößen und die daraus abgeleiteten physikalischen Aussagen werden diskutiert.

## Abstract

### Comparison of Hadronic Interaction Models Used in Simulations of Extensive Cosmic Ray Air Showers

The big mysteries of cosmic ray physics appear at high energies, where no longer the primary particles can be registered but extensive air showers that are produced by the primary in the atmosphere. The reconstruction of the primary energy and mass from air shower properties requires a comparison with detailed simulations of the shower development. A central part of the simulations is the treatment of hadronic and electromagnetic interactions of photons, electrons, hadrons, and nuclei with the nuclei of the air at energies from several MeV up to  $10^{20}$  eV. The simulation of nucleus-nucleus collisions and particle production at high energies and small angles, which are of special importance for air showers, can not yet be investigated by accelerator experiments. Extrapolations to unknown regions rely on theoretical predictions. The uncertainties of the models contribute a major part to the systematic errors in the analysis of high energy cosmic rays.

In this report a review of the most commonly used air shower simulation and hadronic interaction models is presented. The theoretical bases of different models are discussed and their predictions are compared using simulations with the CORSIKA program. The effects of model uncertainties on air shower observables and on physical results deduced from it are discussed.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Kosmische Strahlung</b>	<b>3</b>
2.1	Historische Entwicklung . . . . .	3
2.2	Heutiger Wissensstand . . . . .	5
2.2.1	Energie . . . . .	5
2.2.2	Zusammensetzung . . . . .	7
2.2.3	Isotropie . . . . .	11
2.2.4	Transport . . . . .	12
2.2.5	Beschleunigung . . . . .	14
2.2.6	Quellen . . . . .	15
2.3	Offene Fragen . . . . .	16
2.4	Lösungsansätze . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Luftschauer</b>	<b>21</b>
3.1	Schauerentwicklung . . . . .	21
3.2	Schauernachweis . . . . .	26
3.2.1	Cerenkovdetektoren . . . . .	27
3.2.2	Fluoreszenzdetektoren . . . . .	28
3.2.3	Szintillator-Arrays . . . . .	29
3.2.4	Untergrunddetektoren . . . . .	30
3.3	Luftschauermodelle . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Hadronische Wechselwirkungen</b>	<b>33</b>
4.1	Elastische Streuung und totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .	34
4.2	Inelastische Streuung . . . . .	40

4.2.1	Diffraktive Dissoziation . . . . .	40
4.2.2	Nicht-diffraktive Reaktionen . . . . .	43
4.3	Hadron-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen . . . . .	52
4.3.1	Wirkungsquerschnitte . . . . .	52
4.3.2	Zahl der Nukleon-Nukleon-Stöße . . . . .	53
4.3.3	Kerndichteverteilungen . . . . .	56
4.3.4	Superpositionsmodell . . . . .	56
4.3.5	Teilchenproduktion . . . . .	58
4.3.6	Strangeness-Anreicherung . . . . .	59
4.3.7	Kern-Diffraktion . . . . .	59
4.3.8	Sekundäre Wechselwirkungen . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Theorie weicher, hadronischer Reaktionen</b>	<b>60</b>
5.1	Regge-Pol-Physik . . . . .	60
5.2	Gribov-Regge-Theorie . . . . .	64
5.3	Verbindung zwischen der Gribov-Regge-Theorie und der QCD . . . . .	67
5.4	Pomeron-Pomeron-Kopplung . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Modelle im CORSIKA-Programm</b>	<b>70</b>
6.1	Mittlere freie Weglängen in CORSIKA . . . . .	71
6.2	HDPM . . . . .	74
6.2.1	Nukleon-Nukleon-Kollisionen . . . . .	76
6.2.2	Nukleon-Kern-Reaktionen . . . . .	81
6.2.3	Pion-Kern- und Kaon-Kern-Reaktionen . . . . .	82
6.2.4	Kern-Kern-Reaktionen . . . . .	82
6.2.5	Zusammenfassung . . . . .	83
6.3	SIBYLL . . . . .	83
6.3.1	Hadron-Hadron-Wechselwirkungen . . . . .	83
6.3.2	Kern-Kern-Reaktionen . . . . .	90
6.3.3	Zusammenfassung . . . . .	91
6.4	VENUS . . . . .	92
6.4.1	Stringformation . . . . .	92
6.4.2	Mehrfach-Pomeron-Austausch . . . . .	94

6.4.3	Minijets . . . . .	95
6.4.4	Nukleon-Kern-Reaktionen . . . . .	96
6.4.5	Kern-Kern-Reaktionen . . . . .	98
6.4.6	Stringfragmentation nach Artru-Menessier . . . . .	99
6.4.7	Sekundäre Wechselwirkungen . . . . .	101
6.4.8	Zusammenfassung . . . . .	103
6.5	QGSJET . . . . .	104
6.5.1	Minijets . . . . .	104
6.5.2	Stringfragmentation . . . . .	105
6.5.3	Kernfragmentation . . . . .	106
6.5.4	Zusammenfassung . . . . .	106
6.6	DPMJET . . . . .	106
6.6.1	Minijets . . . . .	107
6.6.2	Diffraktion . . . . .	108
6.6.3	Strangeness . . . . .	108
6.6.4	Stringfragmentation . . . . .	109
6.6.5	Kernfragmentation . . . . .	109
6.6.6	Zusammenfassung . . . . .	109
6.7	Hadronische Wechselwirkungen bei niedrigen Energien . . . . .	110
<b>7</b>	<b>Weitere hadronische Modelle und Luftschauerprogramme</b>	<b>111</b>
7.1	MOCCA . . . . .	111
7.2	HEMAS . . . . .	113
7.3	GENAS . . . . .	114
7.4	Thermodynamische Modelle . . . . .	114
7.5	Modelle für Beschleunigerexperimente . . . . .	114
7.5.1	PYTHIA . . . . .	115
7.5.2	FRITIOF . . . . .	115
7.5.3	HIJING . . . . .	116
<b>8</b>	<b>Vergleich der Wechselwirkungsmodelle</b>	<b>117</b>
8.1	Wirkungsquerschnitte . . . . .	117
8.2	Teilchenproduktion . . . . .	122



8.2.1	$\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen . . . . .	123
8.2.2	$p$ - $N$ -Kollisionen . . . . .	134
8.2.3	$\pi$ - $N$ -Kollisionen . . . . .	142
8.2.4	$Fe$ - $N$ -Kollisionen . . . . .	145
8.2.5	$N$ - $N$ -Kollisionen . . . . .	150
8.2.6	Höchste Energien . . . . .	154
8.3	Schauerrechnungen . . . . .	154
8.3.1	Proton-Schauer . . . . .	156
8.3.2	Eisen-Schauer . . . . .	163
8.4	Zusammenfassung der Modellvergleiche . . . . .	169
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>171</b>
<b>A</b>	<b>CORSIKA</b>	<b>176</b>
A.1	Programmrahmen . . . . .	176
A.2	Teilchentransport . . . . .	179
A.3	Hadronische Wechselwirkungen bei niederen Energien . . . . .	184
A.3.1	ISOBAR . . . . .	184
A.3.2	GHEISHA . . . . .	186
A.4	Kernfragmentation . . . . .	190
A.5	Elektromagnetische Wechselwirkung . . . . .	190
A.5.1	Nishimura-Kamata-Greisen Formalismus . . . . .	191
A.5.2	EGS . . . . .	193
A.6	Zerfälle . . . . .	195
	<b>Danksagung</b>	<b>203</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>205</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>216</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>221</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die größten Rätsel der kosmischen Strahlung stellen sich bei hohen Energien, wo der Fluß der Strahlung so klein wird, daß nur noch großflächige, erdgebundene Experimente durchgeführt werden können. Solche Experimente erfassen nicht mehr die primären Teilchen selbst, sondern die Reaktionsprodukte, die von ihnen in der Erdatmosphäre gebildet werden, die sogenannten ausgedehnten Luftschauer. Die Rekonstruktion von Energie und Masse des Primärteilchens aus den Meßgrößen der Schauer ist schwierig und erfordert einen Vergleich mit detaillierten Simulationen der Entwicklung der Luftschauer. Zentraler Teil dieser Simulationen ist die Modellierung hadronischer und elektromagnetischer Wechselwirkungen von Photonen, Elektronen, Nukleonen, Mesonen und Kernen mit den Kernen der Luft bei Energien von einigen MeV bis zu ca.  $10^{20}$  eV. Zwar stehen für den Test solcher Modelle teilweise Daten von Beschleunigerexperimenten zur Verfügung, aber gerade Kern-Kern-Stöße, hohe Energien und kleine Vorwärtswinkel, die für die Luftschauerentwicklung besonders wichtig sind, können mit Beschleunigern nicht oder nur ungenügend untersucht werden. Daher sind Extrapolationen in unbekannte Bereiche, für die nur theoretische Ansätze als Leitlinien zur Verfügung stehen, nicht zu vermeiden. Neben den großen Fluktuationen in der Schauerentwicklung stellen die theoretischen Unsicherheiten der Modelle letztendlich die Hauptfehlerquelle bei der Analyse der hochenergetischen kosmischen Strahlung dar.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen Überblick über die am meisten verbreiteten Modelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer zu geben und dabei insbesondere auf die Behandlung hadronischer Wechselwirkungen einzugehen. Die theoretischen Grundlagen verschiedener Modelle werden diskutiert und ihre Vorhersagen verglichen. Die Auswirkungen der Modellunsicherheiten auf Luftschauermeßgrößen und die daraus abgeleiteten physikalischen Aussagen werden diskutiert.

Zunächst werden in Kap. 2 kurz die Physik der kosmischen Strahlung und der heutige Stand der Erkenntnis beschrieben, und es werden die Fragestellungen beleuchtet, die nur durch Luftschauermessungen geklärt werden können.

In Kap. 3 werden Entwicklung und Eigenschaften von Luftschauern und ihre Abhängigkeit von Energie und Masse des Primärteilchens beschrieben. Außerdem wird darauf eingegangen, welche Meßgrößen von Luftschauern mit existierenden Anlagen experimentell erfaßt werden.

In Kap. 4 werden die experimentellen Befunde über die hadronische Wechselwirkung zusammengefaßt, die für die Beschreibung von Luftschauern am wichtigsten sind. Außerdem wird erläutert, wie inelastische Wirkungsquerschnitte für Nukleon-Kern- und Kern-Kern-Streuung berechnet werden.

In Kap. 5 werden die Grundzüge der Gribov-Regge-Theorie dargelegt, welche die theoretische Beschreibung weicher, hadronischer Reaktionen erlaubt.

Die Kap. 6 und 7 beschreiben einige hadronische Wechselwirkungsmodelle, die in Form von Computerprogrammen realisiert wurden und die in numerischen Luftschauersimulationen Anwendung finden bzw. dafür verwendet werden könnten.

In Kap. 8 erfolgt der detaillierte Vergleich fünf verschiedener Wechselwirkungsmodelle. Wirkungsquerschnitte, Teilchenproduktion und Luftschauerrechnungen werden untersucht und Ergebnisse für verschiedene Primärteilchen, Targetkerne und Energien präsentiert.

Schließlich wird in Kap. 9 eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf die zukünftigen Entwicklungen gegeben.

Der Vollständigkeit halber wird in Anhang A das CORSIKA-Programm beschrieben, das einen Rahmen für die Simulation von Luftschauern bildet, in dem die fünf hadronische Wechselwirkungsmodelle benutzt werden können. Es behandelt elektromagnetische Reaktionen, Kernfragmentation, Teilchentransport, Teilchenzerfälle, Cerenkovstrahlung und vieles mehr.

# Kapitel 2

## Kosmische Strahlung

### 2.1 Historische Entwicklung

Die Astrophysik bezieht die Information über ihre Forschungsobjekte ganz wesentlich aus der Messung von elektromagnetischer Strahlung, welche die Himmelskörper aussenden. Bis in unser Jahrhundert hinein war dabei das sichtbare Licht der einzig zugängliche Wellenlängenbereich. Mit der Entwicklung der Radiotechnik konnte in den 30er Jahren ein zweites Fenster ins Weltall erschlossen werden, da Radiostrahlung wie das sichtbare Licht die Atmosphäre in einem großen Wellenlängenbereich durchdringen kann. 1931 konnte K.G. Jansky erstmals Radiowellen von unserer Milchstraße empfangen, womit die stürmische Entwicklung der Radioastronomie ihren Anfang nahm. Auch manche Bereiche der infraroten Strahlung lassen sich vom Erdboden aus messen. Alle anderen Frequenzbereiche des elektromagnetischen Spektrums wurden jedoch erst durch Experimente erfaßbar, die auf Raketen, Satelliten oder Stratosphärenballonen an den oberen Rand der Atmosphäre gebracht werden und somit nicht den störenden Einflüssen der Lufthülle unterworfen sind. Mittlerweile wird praktisch das gesamte elektromagnetische Spektrum von den Radiowellen mit Wellenlängen von  $\lambda \approx 10$  m über Mikrowellen, Infrarotlicht, den optischen Bereich, Ultraviolettlicht und Röntgenwellen bis hin zur Gammastrahlung mit  $\lambda \approx 10^{-16}$  m überdeckt, was etwa 17 Größenordnungen in der Wellenlänge bzw. der Energie entspricht. Da sich elektromagnetische Wellen von ihrem Entstehungsort gradlinig durchs Universum ausbreiten, können wir die Strahlen zu den Quellen zurückverfolgen und Bilder anfertigen, deren Details viel Information über die kosmischen Objekte enthalten, und die sicher jeder schon einmal bewundert hat. Die Flut von Ergebnissen aus diesen Messungen hat in den letzten Jahren unser Bild vom Universum und den darin enthaltenen Objekten stark erweitert und viele neue Einsichten in der Astrophysik, aber auch in der Kosmologie, der Kernphysik und der Teilchenphysik erbracht.

Es gibt aber noch weitere Fenster ins Universum, die teilweise komplementäre Informationen von den Himmelskörpern liefern. Als ein solches Fenster kann man die kosmische Strahlung ansehen. Sie wurde zu Beginn des 20. Jahrhunderts entdeckt. Man stellte damals beim Experimentieren mit radioaktiven Präparaten fest, daß Elektroskope sich allmählich entluden, auch wenn gar keine Quelle in der Nähe war, und vermutete, daß eine Restradioaktivität aus der Erde dafür verantwortlich sei. Viktor Hess wollte diese Hypothese testen und stieg 1911 und 1912 mit einem Freiballon mehrfach in die Atmosphäre bis auf ca. 5 km Höhe, um sich möglichst weit von dieser Restradioaktivität zu entfernen und die Luft zwischen sich und der Erde als Absorber zu verwenden. Nach anfänglichem Abfallen der Ionisation stieg diese jedoch mit der Höhe stark an. Er schloß auf eine *durchdringende Strahlung*, die aus dem Kosmos auf die Erde trifft [225]. Seine Ergebnisse wurden 1912 in Karlsruhe auf der *Tagung der Naturforscher und Ärzte* präsentiert. 1936 wurde Viktor Hess für die Entdeckung

der *kosmischen Strahlung* mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

Erst als man 1927 die Abhängigkeit der Ionisation von der geographischen Breite entdeckte und erkannte, daß die Strahlung viel durchdringender als Gammastrahlung war, wurde klar, daß es sich bei kosmischer Strahlung um geladene Teilchen handelt und nicht um harte Gammastrahlung wie bei der Radioaktivität. Um 1940 stellte sich heraus, daß die kosmische Strahlung zu etwa 90% aus Protonen besteht, und 1948 identifizierte man eine ganze Reihe von Atomkernen. Man stellte fest, daß relativistische Elektronen höchstens 1% der primären Strahlung ausmachen. Die kosmische Strahlung ist damit die einzige Materieprobe, die uns aus fernen Regionen der Galaxie erreicht.

Obwohl man seit etwa 1950 die hauptsächlichen Eigenschaften der kosmischen Strahlung kannte, blieb der Zusammenhang zwischen der kosmischen Strahlung und den Phänomenen der Astrophysik im Dunkeln, und nur wenige Physiker erkannten potentielle Verbindungen. So vermuteten W. Baade und F. Zwicky 1934 [60] einen Zusammenhang zwischen dem Supernova-Phänomen und der Bildung von Neutronensternen und der Erzeugung von kosmischer Strahlung. E. Fermi beschrieb 1949 die kosmische Strahlung als relativistisches Teilchengas, das mit den interstellaren Magnetfeldern wechselwirkt [172].

Wegen der Ablenkung von geladenen Teilchen in interstellaren Magnetfeldern ist die kosmische Strahlung in der Nähe der Erde in hohem Maße isotrop. Man erhält demnach keine Abbildung der Quellen, wie das bei elektromagnetischen Wellen der Fall ist. Damit sagt sogar die recht detaillierte Information über die Elementzusammensetzung und das Energiespektrum nur wenig über Art und Lokalisation ihrer Quellen aus. Die Situation ist in etwa so, als ob in der Astrophysik nur das Spektrum der gesamten elektromagnetischen Strahlung zur Verfügung stünde, gemittelt über alle Quellen am Himmel und ohne Möglichkeit, einzelne Objekte separat zu beobachten.

Erst als man nach 1953 erkannte, daß ein großer Teil der kosmischen Radiostrahlung als Synchrotronstrahlung von relativistischen Elektronen zu deuten ist, wurde allmählich die kosmische Strahlung als Teil der Astrophysik betrachtet. Insbesondere wurde es durch diesen Zusammenhang möglich, Informationen über die Elektronenkomponente der kosmischen Strahlung fern von der Erde und in anderen Galaxien zu erhalten. Ist das Magnetfeld bekannt, so kann zum Beispiel aus der Stärke der Synchrotronstrahlung die Elektronendichte direkt bestimmt werden. Die Elektronen können auch mit elektromagnetischer Hintergrundstrahlung reagieren und dabei durch den inversen Comptoneffekt Röntgen- oder Gammaquanten erzeugen. Im Falle der 2.7° K Strahlung ist die Energiedichte bekannt, weshalb aus dem diffusen Röntgenlicht direkt die Energiedichte der Elektronen bestimmt werden kann.

Was die Synchrotronstrahlung für die Elektronen, ist die Gammastrahlung für die übrige kosmische Strahlung. Durch Kollisionen ihrer Protonen und Kerne mit dem interstellaren Medium werden unter anderem  $\pi^0$ -Mesonen erzeugt, die in zwei hochenergetische Photonen zerfallen. Die Intensität dieser Gammastrahlung ist proportional zur Gasdichte und zur Energiedichte der kosmischen Strahlung.

Im Laufe der letzten Jahrzehnte wurde klar, daß die kosmische Strahlung ein universelles Phänomen ist und im interstellaren Medium, in Supernovahüllen und auch in anderen Galaxien vorkommt. Sie ist nicht nur in der Umgebung der Erde, sondern auch über die elektromagnetische Strahlung vom Radio- bis zum Gammabereich in weiten Bereichen des Universums nachweisbar. Dadurch wird die kosmische Strahlung zu einer wichtigen Quelle von astrophysikalischer Information.

Im Jahre 1938 fand Pierre Auger koinzidente Ereignisse in Zählern, die mehrere hundert Meter voneinander entfernt waren, und entdeckte damit die sogenannten ausgedehnten Luftschauer, bestehend aus sehr vielen, fast gleichzeitig ankommenden und weit gestreuten Teilchen, die von einzelnen, energiereichen Primärteilchen in der Atmosphäre ausgelöst werden [55].

Im weiteren Sinne könnten alle Arten von elektromagnetischer Strahlung, alle subatomaren Teilchen

sowie Gravitationswellen, die sich durch den Kosmos bewegen, als kosmische Strahlung bezeichnet werden. Im engeren Sinne versteht man heute allerdings unter kosmischer Strahlung nur die relativistischen, geladenen Teilchen. Sowohl höchstenergetische Photonen, die man über ihre Wechselwirkung in der Erdatmosphäre z.B. mit Cerenkovteleskopen nachweist, als auch kosmische Neutrinos werden nicht dazu gezählt.

## 2.2 Heutiger Wissensstand

Unser Verständnis der Phänomene im Bereich der kosmischen Strahlung hat sich in den letzten 20 Jahren stark erweitert. Es sprengt den Rahmen dieser Arbeit, die gesamte Entwicklung im Detail zu beschreiben. Dem interessierten Leser seien geeignete Darstellungen empfohlen [81, 192, 288, 289]. Im folgenden sollen jedoch die wichtigsten Erkenntnisse und der Stand des Wissens kurz zusammengefaßt werden.

### 2.2.1 Energie

Die kosmische Strahlung überdeckt einen Energiebereich von etwa  $10^6$  eV [365] bis zu  $\geq 3 \times 10^{20}$  eV [92, 166, 221, 280]. Der Fluß fällt allerdings oberhalb von  $\approx 1 \text{ GeV}^1$  steil mit der Energie nach einem Potenzgesetz  $\propto E^{-\gamma}$  ab, wobei  $\gamma \approx 2.7 \pm 0.1$  ist. Bei Energien  $< 1 \text{ GeV}$  stammen die Teilchen hauptsächlich aus dem Sonnenwind, bei höheren Energien kommt die kosmische Strahlung von außerhalb des Sonnensystems. Unterhalb von etwa  $10 \text{ GeV}$  wird der Fluß der kosmischen Strahlung auf die Erde durch die Sonnenaktivität moduliert, darüber messen wir direkt das Spektrum der galaktischen Strahlung.

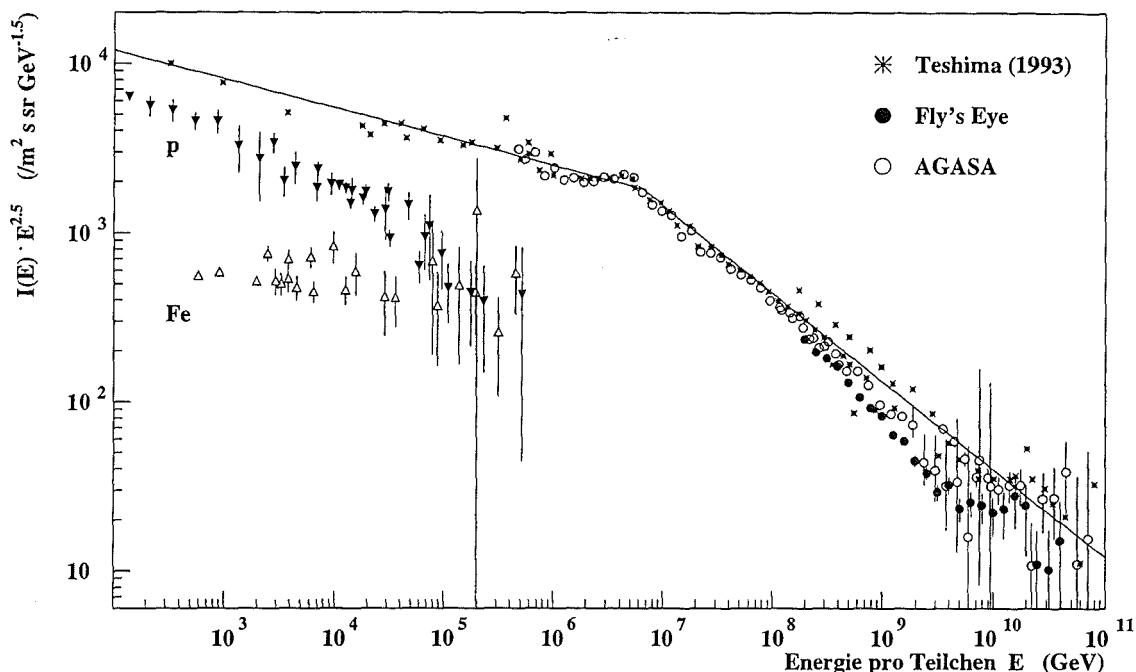
Der an der Stelle der Erde gemessene Fluß entspricht einer Energiedichte der kosmischen Strahlung von etwa  $1 \text{ eV/cm}^3$ . Das ist von der gleichen Größenordnung wie die Energiedichten der interstellaren Magnetfelder, des Sternenlichtes oder der  $2.7^\circ \text{ K}$  Hintergrundstrahlung. Diese Energiedichte war über die letzten  $10^8$  Jahre bis auf etwa einen Faktor 2 konstant, wie aus Isotopenmessungen an Meteoriten und an Mondgestein festgestellt wurde. Die Energiedichte der kosmischen Strahlung in der Galaxis wird im wesentlichen von Teilchen der Energien  $0.1$  bis  $10 \text{ GeV}$  bestimmt, da wegen des steilen Energiespektrums die hohen Energien kaum zum Fluß bzw. zur Energiedichte beitragen. Auch der Beitrag der Strahlung von der Sonne ist gering.

Bis zu Energien von etwa  $10^{14}$  eV wird die kosmische Strahlung mit Detektoren auf Ballons, Satelliten oder dem Space Shuttle mit guter Präzision direkt gemessen und identifiziert. Energiespektren sowie Element- und Isotopenzusammensetzung sind daher gut bekannt. Zusammenstellungen der Ergebnisse sind z.B. bei J.A. Simpson [365] und S.P. Swordy [374] zu finden.

Bei höheren Energien wird der Fluß so klein, daß großflächige Detektoren verwendet werden müssen, die sich nur noch erdgebunden realisieren lassen. Man mißt ausgedehnte Luftschauer, Kaskaden von Sekundärteilchen, die ein einzelnes hochenergetisches Primärteilchen in der Erdatmosphäre erzeugt. Da in Luftschauern sehr viele Sekundärteilchen entstehen, die über einen weiten Bereich am Boden gestreut werden, ist es ausreichend, mit verteilten Detektoren nur eine statistische Stichprobe zu messen. Hiermit wird eine effektive Fläche erreicht, die etwa 100 bis 1000 mal größer ist als die tatsächliche Fläche der Detektoren. Andererseits kann man nur noch indirekt aus den Eigenschaften der Luftschauer auf die Energie und Art des Primärteilchens schließen. Dieser Rückschluß wird erschwert durch die Tatsache, daß die Entwicklung eines Luftschauers ein komplexes Phänomen ist

---

<sup>1</sup>GeV: Giga-Elektronenvolt,  $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$



**Abbildung 2.1:** Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die Sterne sind einer Zusammenstellung von Teshima [379] entnommen und zeigen den differentiellen Fluß aller Teilchen als Funktion der Energie an. Die vollen Punkte geben die Daten des Fly's Eye-Experimentes an [89], die offenen Punkte stellen die Daten vom AGASA-Experiment [139] in Akeno dar [308, 423]. Zusätzlich sind im Bereich unterhalb  $5 \times 10^{14}$  eV Proton- und Eisenflüsse von verschiedenen Experimenten aus direkten Messungen als volle und offene Dreiecke eingetragen (p: [348, 234, 45, 425], Fe: [307, 170, 234, 46]). Zur besseren Veranschaulichung des steilen Spektrums wurde auf der Ordinate der mit  $E^{2.5}$  multiplizierte Fluß aufgetragen.

und sehr stark fluktuiert. Darüber hinaus können die zugrundeliegenden Wechselwirkungen bei hohen Energien nicht mehr an Beschleunigern studiert werden. Man versucht mit Luftschauermodellen die Beobachtungen zu interpretieren.

Es ist dabei relativ einfach, die Energie des Primärteilchens zu bestimmen. Die Atmosphäre dient als Kalorimeter, und beim Nachweis von Cerenkov- oder Fluoreszenzlicht bestimmt man praktisch die gesamte in der Atmosphäre deponierte Energie. Beim Nachweis geladener Teilchen am Erdboden dient die Atmosphäre als passiver Absorber, und man mißt Teilchen in einer bestimmten Tiefe der Schauerentwicklung. Man hat also ein Kalorimeter mit nur einer Ebene, was die Energiebestimmung erschwert und zu großen Fluktuationen führt. Aus solchen Luftschauermessungen wurde bisher im wesentlichen das Energiespektrum der kosmischen Strahlung bestimmt, wie es in Abb. 2.1 gezeigt ist [379]. Bei niedrigen Energien sind die Anteile von Protonen und Eisen am Gesamtfluß getrennt eingezeichnet. Man erkennt, daß der relative Anteil von Eisen mit zunehmender Energie steigt und der Anteil der Protonen am Gesamtfluß fällt. Im Bereich oberhalb von  $5 \times 10^{14}$  eV ist eine Identifizierung von Teilchen bisher nicht möglich.

Der Gesamtfluß aller Teilchen fällt über viele Größenordnungen nach einem Potenzgesetz, dessen Index sich bei etwa  $3 \times 10^{15}$  eV von  $\gamma \approx -2.7$  nach  $\gamma \approx -3$  ändert. Dieses als *Knie* bezeichnete Phänomen ist bis heute nicht verstanden. Die diskutierten Erklärungen reichen von einer Änderung der Mechanismen der Beschleunigung kosmischer Strahlung [177] über eine deutliche Änderung der Elementzusammensetzung [376], die sich schon im Bereich der direkten Messungen durch die

unterschiedlichen Energiespektren von  $p$  und  $Fe$  andeutet (siehe Abb. 2.1), bis zum Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung [377]. Bei Energien oberhalb von etwa  $5 \times 10^{18}$  eV scheint das Energiespektrum wieder etwas abzuflachen, was oft als zusätzliche extragalaktische Komponente interpretiert wird. Bei  $10^{20}$  eV schließlich werden die statistischen Fehler so groß, daß keine Aussage über den spektralen Verlauf mehr möglich ist. Diese höchstenergetischen Teilchen tragen makroskopische Energien, vergleichbar der kinetischen Energie eines Tennisballs beim Aufschlag, treten aber mit einem Fluß von nur etwa  $1/(\text{km}^2 \text{ sr Jahrhundert})$  auf.

Welche Mechanismen Teilchen auf derart hohe Energien beschleunigen können, ist derzeit noch ungeklärt. Bei diesen Energien ( $E > 10^{19}$  eV) eröffnen sich für alle Teilchen der kosmischen Strahlung neue Mechanismen des Energieverlustes, durch die sie relativ schnell abgebremst werden. Protonen können in Reaktionen mit den Photonen der  $2.7^\circ \text{K}$  Hintergrundstrahlung Pionen oder  $e^+e^-$ -Paare erzeugen. Kerne werden durch die Wechselwirkung mit der Hintergrundstrahlung dissoziiert, wenn die Photonenergie im Ruhesystem des Kerns etwa die Bindungsenergie pro Nukleon erreicht, und hochenergetische sekundäre Photonen verlieren ihre Energie durch Paarbildung. Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung sollte daher bei  $E \approx 5 \times 10^{19}$  eV abbrechen<sup>2</sup>, und die abgebremsten Teilchen müßten zu einer Erhöhung des Flusses gerade unterhalb der Abschneideenergie führen [211, 424].

Ereignisse bei Energien oberhalb  $10^{19}$  eV sollen im Rahmen des international geplanten Pierre-Auger-Projektes mit zwei jeweils  $3000 \text{ km}^2$  großen Detektoranlagen, eine auf der Nord- und eine auf der Südhalbkugel, genauer untersucht werden [151].

### 2.2.2 Zusammensetzung

Die kosmische Strahlung besteht im wesentlichen aus Protonen ( $\approx 90\%$ ),  $\alpha$ -Teilchen ( $\approx 9\%$ ) und vollständig ionisierten Kernen schwererer Elemente sowie aus Elektronen ( $\approx 1\%$ ). Zusätzlich gibt es einen diffusen Fluß von hochenergetischen  $\gamma$ -Quanten, der etwa  $0.1\%$  der Gesamtintensität ausmacht. Mit vielen Experimenten konnte die Elementzusammensetzung bis maximal etwa  $100 \text{ TeV}^3$  oberhalb der Atmosphäre direkt gemessen werden [374, 365]. Für Energien im GeV-Bereich waren sogar Isotopenmessungen möglich [374, 365]. Die relativen Häufigkeiten der Elemente in der kosmischen Strahlung sind in Abb. 2.2 gezeigt. Sie zeigen gewisse Ähnlichkeiten mit den Elementhäufigkeiten, wie sie im Sonnensystem bzw. in der lokalen, galaktischen Umgebung beobachtet werden (offene Symbole). Daraus läßt sich schließen, daß die Teilchen der kosmischen Strahlung aus Sternmaterie stammen müssen.

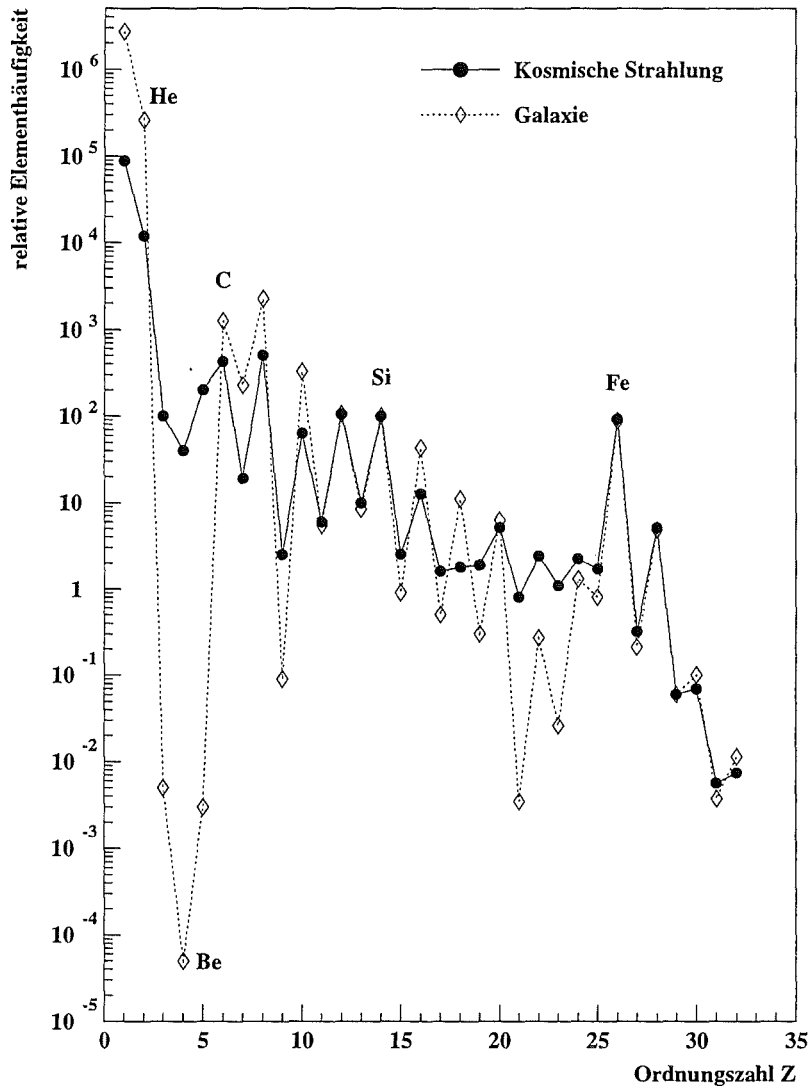
Es gibt aber auch markante Unterschiede. Zum Beispiel kommen die Elemente Li, Be und B in der kosmischen Strahlung um etwa 6 Größenordnungen häufiger vor als im Sonnensystem. Auch die Elemente unterhalb des Eisens sind deutlich häufiger. Diese Abweichungen entstehen dadurch, daß Kerne der kosmischen Strahlung im interstellaren Medium durch Spallation in Kerne mit etwas kleinerer Masse umgewandelt werden [338, 332]. Die Spallationswirkungsquerschnitte können im Labor gemessen werden [57]. Die Messung der Häufigkeit der sekundären Kerne, z.B. Bor im Vergleich zu Kohlenstoff [196], erlaubt es damit, die Dicke der durchlaufenen Materieschicht zu berechnen. Bei einer magnetischen Steifigkeit<sup>4</sup> von z.B.  $R = 10 \text{ GV}$  beträgt die mittlere durchlaufene Materieschicht  $\lambda$   $5\text{-}10 \text{ g/cm}^2$ . Es zeigt sich, daß  $\lambda$  unabhängig von der Art des Kerns mit steigender magnetischer Steifigkeit abnimmt. Daraus folgert man, daß Kerne mit höherer Steifigkeit weniger Materie durchlaufen, bevor sie die Galaxis verlassen oder wechselwirken.

<sup>2</sup>Dieses Phänomen wird als Greisen-Zatsepin-Kuz'min-Cutoff bezeichnet.

<sup>3</sup>TeV: Tera-Elektronenvolt,  $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$ .

<sup>4</sup>Die magnetische Steifigkeit (engl. rigidity)  $R = pc/Ze$  bestimmt die Flugbahn eines Teilchens im Magnetfeld. Die Einheit der magnetischen Steifigkeit ist das Volt.





**Abbildung 2.2:** Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung. Die relativen Häufigkeiten der Elemente in der kosmischen Strahlung ist mit den Häufigkeiten aus der lokalen, galaktischen Umgebung verglichen [400]. In beiden Verteilungen ist die Häufigkeit von Si auf 100 gesetzt.

Elemente	Masse	rel. Anteil in %			
		1 TeV	45 TeV	100 TeV	370 TeV
p	1	43	35±8	20	14±9
He	4	26	30±6	36	23±10
C,N,O	12-16	11.3	16±4	19	26±11
Ne-S	20-32	9.3	9±1	12	13±7
Fe	51-59	10	10±1	13	24±10

**Tabelle 2.1:** Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung aus direkten Messungen oberhalb der Atmosphäre im Energiebereich 1 bis 370 TeV. Die Elemente sind in 5 Gruppen zusammengefaßt. Die Werte bei 1 TeV [416] und 100 TeV [374] stellen Mittelwerte aus Daten mehrerer Experimente dar, die Werte bei 45 TeV und 370 TeV sind Ergebnisse der JACEE-Kollaboration [46, 47].

Aus der Untersuchung der Häufigkeiten instabiler sekundärer Kerne läßt sich deren Verweilzeit in der Galaxis bestimmen. Daraus kann die mittlere Dichte des interstellaren Mediums auf dem Weg der Kerne ermittelt werden. Das am besten untersuchte Beispiel ist die Messung des Verhältnisses der Isotope  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ , das eine Verweilzeit  $\tau$  der kosmischen Strahlung in der Galaxis von ca.  $2 \times 10^7$  Jahren impliziert [195]. Bei einem Durchmesser der galaktischen Scheibe von etwa  $10^5$  Lichtjahren und einer Dicke von etwa 700 Lichtjahren bedeutet das, daß die Kerne für eine Zeit in der Galaxis eingeschlossen bleiben, die viel länger als die Laufzeit eines relativistischen Teilchens durch die Galaxis ist. Entsprechend muß ihr Weg vielfach gekrümmt sein. Ausgehend von dem Wert für die gesamte durchlaufene Materie bedeutet dies, daß die kosmische Strahlung sich im Mittel in einem Medium bewegt, das sehr viel dünner als die galaktische Scheibe mit  $\rho \approx 1$  Proton/cm<sup>3</sup> ist<sup>5</sup>. Das Einschlußvolumen der kosmischen Strahlung muß also neben der galaktischen Scheibe auch den galaktischen Halo umfassen. Dies wird auch durch den Nachweis von ausgedehnten Halos im Radiobereich bei anderen Galaxien nahegelegt [19].

Es zeigt sich weiterhin, daß die Elemente etwa bis zum Neon in der kosmischen Strahlung ungefähr um einen Faktor 5 seltener vorkommen als im Sonnensystem, während die Elemente oberhalb recht gut mit den Häufigkeiten im Sonnensystem übereinstimmen [400]. Insbesondere solche Elemente, die eine große Ionisationsenergie für das erste Elektron haben, kommen seltener vor. Vermutlich bleiben sie an der Quelle länger neutral und werden damit mit geringerer Effizienz beschleunigt, was zu den reduzierten Häufigkeiten führen könnte.

Die Elementzusammensetzung aus direkten Messungen bei ca.  $10^{14}$  eV wird typischerweise in 5 Elementgruppen angegeben. Die Ergebnisse verschiedener Zusammenstellungen sind in Tab. 2.1 aufgeführt. Die erste und dritte Spalte geben Mittelwerte über Ergebnisse verschiedener Experimente an [416, 374]. Die Werte bei 45 und 370 TeV stellen Ergebnisse der JACEE<sup>6</sup>-Kollaboration dar [46, 47].

Keine der Elementgruppen dominiert die Zusammensetzung, wie das etwa bei niedrigeren Energien ( $E < 1$  GeV) der Fall ist, wo Protonen etwa  $7 \times$  häufiger als Helium und sogar  $90 \times$  häufiger als die CNO<sup>7</sup> Gruppe vorkommen. Es zeigt sich vielmehr eine mehr oder weniger gleichmäßige Verteilung über den ganzen Massenbereich mit zunehmendem Anteil der schweren Elemente. Im Bereich von 1 bis 370 TeV fällt der Protonanteil von 43 auf ca. 15%, wohingegen der Beitrag der Elemente schwerer als Helium von 30 auf ca. 63% ansteigt.

<sup>5</sup>Dieser Wert ergibt sich als Mittel über heiße, dünne Bereiche in expandierenden Sternhüllen ( $3 \times 10^{-3}$ /cm<sup>3</sup>), Gebiete zwischen Gaswolken ( $0.1$ /cm<sup>3</sup>), Wolken aus atomarem Wasserstoff ( $40$ /cm<sup>3</sup>) und Gebiete um Sterne wie etwa die Sonne ( $1$ /cm<sup>3</sup>) [81].

<sup>6</sup>JACEE: Japanese-American Cooperative Emulsion Experiments

<sup>7</sup>CNO: Elementgruppe um Kohlenstoff (C), Stickstoff (N) und Sauerstoff (O). Diese Elemente sind nach Wasserstoff und Helium die häufigsten Elemente im Universum.

Über die Elementzusammensetzung oberhalb von  $5 \times 10^{14}$  eV, also im Bereich der indirekten Messungen, gibt es keine einheitlichen Ergebnisse. Abhängig von Experiment und benutztem Luftschauermodell weisen die Interpretationen der experimentellen Befunde eine große Spannbreite auf, die von einer Proton-dominierten bis hin zur Eisen-dominierten Zusammensetzung im Bereich oberhalb des Knies reicht. Einige Ergebnisse der letzten Jahre seien im folgenden beispielhaft erwähnt.

Die EAS-TOP<sup>8</sup>-Kollaboration [3] verfügt über ein Szintillatorarray zur Messung von Elektronen und Photonen und einem Turm aus Streamerröhren als Myondetektor. Es werden Messungen der Myondichte als Funktion der Elektronenzahl im Energiebereich  $5 \times 10^{14}$  bis  $2 \times 10^{15}$  eV mit Simulationen des CORSIKA<sup>9</sup>-Programmes [123] verglichen. Die Autoren stellen fest, daß eine Zusammensetzung, wie man sie von niedrigeren Energien her extrapoliert, die experimentellen Daten gut beschreibt und keine der Komponenten die Zusammensetzung dominiert [4].

Mit dem MACRO<sup>10</sup>-Detektor werden Myonen tief unter dem Gran Sasso-Massiv nachgewiesen [317]. Nur Myonen mit Energien  $> 2$  TeV erreichen den Detektor unter der Felsabschirmung. Aus einer Analyse von Multimyonereignissen ergibt sich mit Hilfe von Simulationen mit dem HEMAS<sup>11</sup>-Programm [182, 74] eine Zusammensetzung, die mit steigender Energie langsam schwerer wird und bei  $10^{16}$  eV zu 35% aus Protonen, 21% aus Helium, 16% aus CNO-Elementen, 16% aus Magnesium und 12% aus Eisen besteht. Auch eine Analyse von Daten, die mit MACRO und EAS-TOP in Koinzidenz genommen wurden, kommt innerhalb der experimentellen Fehler zum gleichen Ergebnis [385].

Die HEGRA<sup>12</sup>-Kollaboration kombiniert die Daten ihres Szintillatorarrays [181] mit denen der AIR-OBICC<sup>13</sup> Cerenkovdetektoren [252, 253] und bestimmt daraus die Elektronenzahl und die Höhe des Schauermaximums. Es zeigt sich im Energiebereich von  $3 \times 10^{14}$  bis  $10^{15}$  eV keine nennenswerte Änderung der Zusammensetzung und eine gute Übereinstimmung mit der direkt gemessenen Zusammensetzung im 50 TeV Bereich [321].

Die Analyse der Daten, die mit den CRT<sup>14</sup>-Prototypen [84, 85] auf dem HEGRA-Gelände genommen wurden, ergibt im Energiebereich von  $10^{14}$  eV bis zum Knie eine Zusammensetzung, wie man sie bei niedrigeren Energien findet. Wesentliche Änderungen in die eine oder andere Richtung werden nicht beobachtet [84].

Eine Gruppe in Maryland schließt aus der Messung von Hadronen in Luftschauern und ihrer Verzögerung gegen die Schauerfront, daß die Zusammensetzung sich am Knie ändert [184]. Bei  $10^{15}$  eV sind ihre Daten mit einer Zusammensetzung verträglich, die von schwereren Elementen als Helium dominiert wird. Allerdings weisen die Autoren ausdrücklich darauf hin, daß ihr Ergebnis stark von den Annahmen über die hadronische Wechselwirkung in ihrem Luftschauermodell abhängt.

Die Daten des Experimentes der Universität Kiel, die Anfang der 80er Jahre einen Hinweis auf  $\text{PeV}^{15}$ - $\gamma$ -Strahlung von der Röntgenquelle Cygnus X-3 ergaben [350], sind erneut mit der Methode der fraktalen Momente analysiert worden [256]. Mit fraktalen Momenten wurden die räumlichen Fluktuationen in der Teilchendichte für einzelne Luftschauer quantifiziert und in Proton-artige Schauer mit großen Fluktuationen und Eisen-artige mit kleinen Fluktuationen eingeteilt. Die Autoren konstatieren mit steigender Energie eine deutliche Zunahme der Proton-artigen Ereignisse und eine Abnahme der Eisen-artigen. Oberhalb des Knies erhält man  $67 \pm 13\%$  Proton- und  $13 \pm 4\%$  Eisen-artige Ereignisse.

<sup>8</sup>EAS-TOP: Extensive Air Shower; Luftschauerexperiment in der Nähe des Gipfels des Grand Sasso.

<sup>9</sup>CORSIKA: COsmic Ray SIMulations for KAScade

<sup>10</sup>MACRO: Monopole, Astrophysics, and Cosmic Ray Observatory

<sup>11</sup>HEMAS: Hadronic, Electromagnetic, and Muonic components in Air Showers

<sup>12</sup>HEGRA: High Energy Gamma Ray Astronomy

<sup>13</sup>AIROBICC: AIR shower Observation By angle Integrating Cerenkov Counters

<sup>14</sup>CRT: Cosmic Ray Tracking

<sup>15</sup>PeV: Peta-Elektronenvolt,  $1 \text{ PeV} = 10^{15} \text{ eV}$

Auch das DICE<sup>16</sup>-Experiment [102] der Universitäten von Chicago und Utah sieht eine Zunahme von Protonen im Bereich oberhalb des Knies [103]. Es bildet mit zwei Spiegelsystemen das Cerenkovlicht von Luftschauern, die von der Seite beobachtet werden, auf Photomultipliekameras<sup>17</sup> ab. Aus den beiden Bildern und den Informationen über Schauerzentrum und -richtung, die für die Schauer vom CASA-MIA<sup>18</sup>-Experiment [109] aufgezeichnet werden, läßt sich einerseits die Energie des Schauers bestimmen und andererseits das Schauermaximum rekonstruieren. Die Verschiebung des Schauermaximums mit der Energie gibt Aufschluß über die Änderung der Zusammensetzung der primären, kosmischen Strahlung. Der Vergleich mit Modellrechnungen legt eine Massenzusammensetzung nahe, die bei niedrigen Energien an die Ergebnisse direkter Messungen anschließt und bei  $10^{16}$  eV von Protonen dominiert ist [375].

Aus den Verteilungen der Myonanzahl in Luftschauern verschiedener Größe und Vergleichen mit Rechnungen des QGS<sup>19</sup>-Modells [239, 244, 245] schließt eine Gruppe der Moskauer Staatsuniversität, daß unterhalb des Knies die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung dem entspricht, was man auch in direkten Messungen findet, darüber aber eine langsame Zunahme schwerer Elemente zu verzeichnen ist [259].

Am Ohya Luftschauerexperiment in Japan untersucht man die Fluktuationen der Zahl der Myonen mit Energien  $> 14$  GeV, die mit Proportionalkammern unterirdisch nachgewiesen werden [300]. Für Energien von  $2 \times 10^{14}$  bis  $2 \times 10^{15}$  eV ergibt sich ein Protonanteil von ca. 50%. Bei höheren Energien steigen der Helium- und der Eisenanteil an, wohingegen der Protonanteil nur noch ca. 25% beträgt.

Die Gruppe um das Fly's Eye<sup>20</sup>-Experiment [62] hat aus der Verschiebung des mittleren Schauermaximums mit zunehmender Energie eine Aussage über die Zusammensetzung oberhalb von  $10^{17}$  eV hergeleitet [90, 193]. Die Messungen bei  $10^{17}$  eV passen gut zu ihren Modellerwartungen für eine Eisen-dominierte Zusammensetzung. Mit steigender Energie muß ein immer größerer Anteil an leichten Elementen angenommen werden, bis schließlich bei  $3 \times 10^{19}$  eV ausschließlich Protonen die experimentellen Befunde erklären können. Auch Analysen auf der Basis eines zweiten Wechselwirkungsmodells [143] führen zur gleichen Schlußfolgerung [152]. Die AGASA<sup>21</sup>-Kollaboration [139], die im gleichen Energiebereich mit einem großflächigen Szintillatorarray Daten registriert hat, findet durch Vergleich mit ihren Monte-Carlo-Rechnungen jedoch kein Anzeichen für eine Änderung der Zusammensetzung [158].

All diese Ergebnisse machen deutlich, daß ein großes Maß an Unsicherheit in der Interpretation der experimentellen Befunde besteht und zweifelsfreie Interpretationen noch ausstehen.

### 2.2.3 Isotropie

Die kosmische Strahlung erreicht die Erde in hohem Maße isotrop, wenn man von Einflüssen der Sonne und des Erdmagnetfeldes bei niedrigen Energien absieht. Die beobachteten Anisotropien bei  $10^{14}$  eV betragen etwa  $2 \times 10^{-4}$  und weichen von einer Gleichverteilung um weniger als drei Standardabweichungen ab [5]. Sie liegen im Bereich dessen, was für den Compton-Getting Effekt [148] infolge der Bewegung der Erde um die Sonne erwartet wird. Das hohe Maß der Isotropie entsteht durch vielfache Ablenkung der geladenen Teilchen an interstellaren Magnetfeldern in der Galaxis. Erst bei Energien oberhalb  $10^{18}$  eV reichen die galaktischen Magnetfelder nicht mehr

<sup>16</sup>DICE: Dual Imaging Cerenkov Experiment

<sup>17</sup>Photomultiplier: Photokathode kombiniert mit einem Sekundärelektronenvervielfacher zum Nachweis von (einzelnen) Photonen.

<sup>18</sup>CASA-MIA: Chicago Air Shower Array – MIchigan muon Array

<sup>19</sup>QGS: Quark-Gluon-String Modell

<sup>20</sup>Der Name rührt daher, daß der gesamte Nachthimmel mit vielen Photomultipliern, wie mit dem Facettenauge einer Fliege, beobachtet wurde. Zwei voneinander entfernt gelegenen Augen lieferten räumliche Bilder der Schauer.

<sup>21</sup>AGASA: Akeno Giant Air Shower Array

aus, um die Teilchen völlig zu isotropisieren. Der Gyroradius der Teilchen wird bei diesen Energien deutlich größer als die Dicke der galaktischen Scheibe von ca. 200 pc<sup>22</sup>, und es sollten erhöhte Flüsse aus der Richtung der Quellen sichtbar werden. Messungen oberhalb von 10<sup>17</sup> eV können allerdings keine Anisotropie zweifelsfrei feststellen [379]. Die Obergrenzen für eine Anisotropie liegen bei 5% für 10<sup>18</sup> eV, bei 10% für 3 × 10<sup>18</sup> eV und bei ca. 30% für 10<sup>19</sup> eV. Auch hier sind alle Ergebnisse innerhalb von 3  $\sigma$  mit völliger Isotropie verträglich. Die kosmische Strahlung mit  $E > 10^{19}$  eV weist eine Korrelation mit der sog. supergalaktischen Ebene<sup>23</sup> auf, was ein Hinweis auf ihren extragalaktischen Ursprung sein könnte [371]. Die Signifikanz beträgt allerdings nur ca. 2.5  $\sigma$ , und die Korrelation wird nicht auf der Südhalbkugel gesehen [258]. Bei Energien um die 10<sup>20</sup> eV ist praktisch keine Ablenkung in den Magnetfeldern unserer Galaxie mehr möglich, so daß deutliche Anisotropien erwartet werden. Die Statistik von etwa 8 Ereignissen weltweit ist allerdings noch zu klein, um eine Anisotropie deutlich erkennen zu können.

Hochenergetische Photonen werden nicht durch Magnetfelder abgelenkt und tragen daher eine Information über die Richtung, in der sich die Quelle befindet. Bei etwa 100 MeV ist die Milchstraße deutlich als Quelle diffuser Gammastrahlung sichtbar. Bei Energien bis ca. 50 GeV wurden vom CGRO<sup>24</sup>-Satelliten und früheren Experimenten viele diskrete Quellen entdeckt [383, 312]. Im TeV-Bereich wurden bislang vier Punktquellen durch Messungen mit Cerenkovteleskopen zweifelsfrei identifiziert. Das sind der Krebs-Nebel [153, 270, 378, 398], das Doppelsternsystem PSR 1706-044 [261, 398] und die aktiven Galaxien Mrk 421 [257, 327, 357] und Mrk 501 [329]. Im PeV-Bereich hatte die Kieler Gruppe 1983 einen Überschuß von 4.4  $\sigma$  von der Röntgenquelle Cygnus X-3 erhalten [350], der eine Modulation mit der Periode des Doppelsternsystems zeigte. Andere Experimente konnten diese Beobachtung jedoch nicht bestätigen, und seither wurden keine Punktquellen mit  $E > 100$  TeV mehr beobachtet (siehe z.B. [134]).

## 2.2.4 Transport

Der Transport der kosmischen Strahlung durch das interstellare Medium läßt sich im Prinzip recht genau beschreiben. Die Ablenkung der geladenen Teilchen geschieht durch Magnetfelder. Daher hängt die Bewegung – abgesehen von Stößen und Zerfällen – nur von der magnetischen Steifigkeit  $R$  und nicht von der Art des Teilchens ab. In homogenen Feldern bewegen sich die Teilchen auf Schraubenlinien. Zusätzlich spielt die Streuung an magnetischen Störungen wie etwa hydromagnetischen oder Alfvén-Wellen eine wichtige Rolle. Eine Übersicht gibt z.B. C.J. Cesarsky [137, 136]. Die Flugrichtung der Teilchen wird durch solche Streuprozesse isotropisiert, und die resultierende Bewegung der Teilchen läßt sich als Diffusion beschreiben, vorausgesetzt daß ihr Larmorradius im Vergleich zu den Abmessungen des felderfüllten Volumens klein ist. Da dies in der Regel für kosmische Strahlung im Volumen einer Galaxis zutrifft, kann ihr Transport mit Diffusionsgleichungen beschrieben werden, in denen neben der Diffusion selbst sowohl die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen in Quellen, durch Wechselwirkungen oder Zerfall als auch kontinuierliche Energieverluste und -gewinne als Funktion von Ort, Zeit und Energie berücksichtigt werden [201]. Die Diffusionsgleichungen stellen ein System von gekoppelten Gleichungen mit einer Gleichung für jede Teilchensorte dar. Elementhäufigkeiten, Wirkungsquerschnitte, Lebensdauern, Form und Größe der Transportregion und die Verteilungen von interstellaren Gasen und Magnetfeldern sowie der Teilchenquellen müssen als Anfangsbedingungen für den Transport angegeben werden. Leider sind

<sup>22</sup>pc = Parallaxensekunde; 1 pc = 3.262 Lichtjahre = 3.085 × 10<sup>16</sup> m

<sup>23</sup>Die 12000 uns nächsten Galaxien mit Fluchtgeschwindigkeiten von  $v < 6000$  km/s gruppieren sich nicht isotrop um uns, sondern liegen vorzugsweise in der supergalaktischen Ebene, die ungefähr senkrecht auf der galaktischen Ebene steht und diese bei 135° und 315° galaktischer Länge schneidet [362].

<sup>24</sup>CGRO: Compton Gamma Ray Observatory, besteht aus den vier Experimenten BATSE (Burst and Transient Source Experiment), OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment), COMTEL (COMpton TELescope) und EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope).

diese Größen nicht genau bekannt, so daß die Resultate der Transportrechnungen immer die großen Unsicherheiten der Anfangsbedingungen widerspiegeln.

In der Praxis werden häufig stark vereinfachte Diffusionsmodelle verwendet, die für die Quellendichte, Elementhäufigkeiten, Gas- und Magnetfeldverteilungen großräumige Mittelwerte annehmen und die Diffusion durch eine freie Bewegung der Teilchen ersetzen, die mit einer großen Wahrscheinlichkeit am Rand der Galaxie reflektiert werden. Damit bleibt die kosmische Strahlung effektiv in der Galaxis gefangen, und nur ein kleiner Anteil verläßt das Galaxienvolumen. Diese Modelle werden als *Leaky Box*-Modelle bezeichnet, die in vieler Hinsicht dem Diffusionsmodell äquivalent sind [201]. Die einzelnen Modelle unterscheiden sich im wesentlichen in den Annahmen über das Einschlußvolumen. Dies kann die gesamte Galaxis umfassen, mehrere kleinere Gebiete um die Quellen innerhalb eines zweiten, sehr viel größeren Volumens [149, 294] oder aber die Spiralarme innerhalb einer Galaxis, die ihrerseits keine Verluste nach außen hat [319]. So lassen sich viele der experimentellen Befunde über Elementhäufigkeiten von Lithium bis zu Eisen mit dem einfachen Leaky Box-Modell recht gut erklären [365, 360, 364], wenn man für alle Kerne die gleiche Transportgeschichte mit nur einem freien Parameter, nämlich der durchlaufenen Materieschicht, annimmt [216, 376]. Insbesondere werden die Verhältnisse von sekundären zu primären Kernen durch Leaky Box-Modellrechnungen gut beschrieben [196, 295].

Die Element- und Isotopenhäufigkeit der sekundären Kerne gibt Aufschluß über die Transportgeschichte von Kernen mit Ladungen  $Z \geq 4$ . In ähnlicher Weise lassen sich aus der Messung diffuser Gammastrahlung Rückschlüsse auf die kosmische Strahlung ziehen, denn die Wechselwirkung von hochenergetischen Protonen mit dem interstellaren Medium führt zur Produktion von neutralen Pionen und damit zu Gammastrahlung. Aus ihrer Messung kann bei bekannten Eigenschaften des interstellaren Mediums auf die Energiedichte der kosmischen Strahlung geschlossen werden. So geben Berechnungen der diffusen Gammastrahlung der Milchstraße die Verteilungen, die vom CGRO und vom COS-B<sup>25</sup> Satelliten gemessen wurden, sehr gut wieder [138], wenn von der bekannten Gasdichte und der Energiedichte der kosmischen Strahlung in der Nähe des Sonnensystems ausgegangen wird. Daraus läßt sich schließen, daß die Energiedichte der kosmischen Strahlung in Erdnähe einen für die gesamte Galaxie typischen Wert hat.

Ganz ähnlich ist die Situation bei den Elektronen. Durch ihre Bewegung in den Magnetfeldern des interstellaren Mediums entsteht polarisierte Radiostrahlung, die auf der Erde nachgewiesen werden kann. Durch Wechselwirkung mit Gas und Staub emittieren die Elektronen Bremsstrahlung, und über die inverse Compton-Streuung an Photonen der Hintergrundstrahlung oder des Sternlichts werden Röntgen- bzw. Gammaquanten gebildet. Umgekehrt ist Synchrotronstrahlung ein Hinweis auf die Bewegung relativistischer Elektronen in Magnetfeldern. Die Energieverluste durch Abstrahlung, inversen Compton-Effekt und Ionisation limitieren die Lebensdauer von Elektronen auf  $< 3 \times 10^7$  Jahre und damit ihre maximale Reichweite, die noch zusätzlich durch die Diffusionsbewegung verkürzt wird, auf ca. 1 Mpc<sup>26</sup>, was nur 2/3 des Abstandes zur Andromeda-Galaxie entspricht [289]. Elektronen stammen daher mit größter Wahrscheinlichkeit aus unserer Galaxie.

Informationen über Einschlußzeit und das gesamte durchlaufene Material, wie bei den Kernen, lassen sich weder für Elektronen noch für Protonen gewinnen.

Da sich die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung auf dem Transport infolge von Wechselwirkungen ändert, muß man von den beobachteten Elementhäufigkeiten auf diejenigen bei der Quelle der Teilchen zurückrechnen. Die Korrekturen [361] sind zum Teil beträchtlich, führen jedoch zu einer guten Übereinstimmung mit der lokalen galaktischen Elementzusammensetzung, wie sie in Abs. 2.2.2 beschrieben wurde. Auch die Energiespektren werden durch die Wechselwirkung der Teilchen mit dem interstellaren Medium während des Transports verändert. Der Energieverlust hängt von der Energie des Teilchens ab und führt zu unterschiedlichen Veränderungen der Steigung des

<sup>25</sup>COS-B: Europäischer Gamma-Satellit

<sup>26</sup>1 Mpc =  $10^6$  pc

Spektrums. Die gemessenen Spektren der Teilchen weisen Indizes zwischen  $\gamma = -2$  und  $\gamma = -3$  auf [73, 374]. Nach der Korrektur folgen die Quellspektren nahezu aller Teilchensorten in der kosmischen Strahlung Potenzgesetzen mit einer Potenz nahe  $\gamma = -2$ . Dieser zunächst verblüffende Befund wird durch den in Abs. 2.2.5 beschriebenen Beschleunigungsmechanismus erklärt.

Oberhalb von  $E > 10^{19}$  eV reagieren alle Teilchen der kosmischen Strahlung mit den Photonen der  $2.7^\circ$  K Hintergrundstrahlung. Dadurch reichen diese Teilchen für kosmische Verhältnisse nicht sehr weit. Ein Proton von  $3 \times 10^{20}$  eV z.B. hat eine mittlere Reichweite von nur etwa 50 Mpc oder  $150 \times 10^6$  Lichtjahre und kann daher nur aus unserer näheren Umgebung, wie etwa aus dem Virgo-Galaxienhaufen<sup>27</sup>, stammen.

Energiereiche Gammastrahlung kann mit Photonen des Sternlichtes, des Infrarotlichtes oder der kosmischen Hintergrundstrahlung reagieren und  $e^+e^-$ -Paare bilden, wodurch ihre Reichweite energieabhängig limitiert wird. 500 TeV Photonen haben z.B. eine mittlere freie Weglänge von nur 8 kpc<sup>28</sup>. Damit lassen sich Obergrenzen für Gamma-Energien von einzelnen Objekten abschätzen, die für die aktiven Galaxien Mrk 421 und Mrk 501 bei etwa 10 TeV liegen.

### 2.2.5 Beschleunigung

Wie schon erwähnt, folgt das Energiespektrum der kosmischen Strahlung einem Potenzgesetz und reicht bis  $E > 10^{20}$  eV. Am Ort der Quelle liegen die Potenzen der Energiespektren verschiedener Elemente alle nahe bei  $\gamma = -2$ . Die Elementverteilung ähnelt der Verteilung der Elemente in unserer näheren Umgebung. Ein Modell zur Beschleunigung der Teilchen muß all dies erklären können. Am vielversprechendsten ist dabei die dynamische Beschleunigung der geladenen Teilchen an starken Schockfronten.

Daß Teilchen durch Reflexion an sich bewegenden Magnetfeldern beschleunigt werden könnten, wurde schon 1949 von E. Fermi vorgeschlagen [172]. Falls die Streuzentren sich zufällig in alle Richtungen bewegen, erhöht sich die Energie der Teilchen bei solchen Kollisionen statistisch im Mittel um den Anteil  $\langle \Delta E/E \rangle \propto (V/c)^2$ , also nur in der 2. Ordnung von  $V/c$ . ( $V$  ist dabei die Geschwindigkeit der das Magnetfeld tragenden Wolke und  $c$  die Geschwindigkeit des relativistischen Teilchens, also etwa gleich der Lichtgeschwindigkeit.)

In den 70er Jahren erkannte man, daß an starken Stoßfronten eine sehr viel effektivere Fermi-Beschleunigung in der 1. Ordnung von  $V/c$  stattfinden kann [59, 77, 95, 274], da sich dort zwei Raumgebiete mit Magnetfeldern mit großer Geschwindigkeit frontal aufeinander zu bewegen und geladene Teilchen bei jeder Überquerung der Stoßfront einen Energiegewinn der Größe  $\Delta E/E \propto V/c$  erfahren. ( $V$  ist hier die Differenzgeschwindigkeit der Materie vor und nach der Stoßfront.) Die Zunahme der Energie eines Teilchens um einen festen Bruchteil pro Beschleunigungsakt zusammen mit einer konstanten Wahrscheinlichkeit, das Volumen, in dem die Beschleunigung stattfindet, zu verlassen, führen zu einem Energiespektrum in Form eines Potenzgesetzes [77]. An einer starken Schockfront ergibt sich, nahezu unabhängig vom Ursprung der Stoßfront, sogar automatisch eine Potenz von  $\gamma = -2$ .

Die magnetischen Irregularitäten beiderseits der Schockfront, welche die Teilchen vielfach über die Stoßfront hin und her streuen, sind Turbulenzen (hinter dem Schock) und Alfvén- und hydromagnetische Wellen (vor dem Schock), die ihrerseits erst durch den Strom relativistischer Teilchen im ungestörten, interstellaren Medium erzeugt werden. Dadurch wird die ganze Beschleunigung nichtlinear, und es entstehen kleine Abweichungen von der exakten Potenz  $\gamma = -2$ .

<sup>27</sup>Der Virgo-Galaxienhaufen liegt etwa im Zentrum eines Galaxien-Superhaufens, in dessen ausgedehnter Korona sich die lokale Gruppe befindet, zu der auch unsere Galaxie gehört. Der Abstand unserer Galaxie zum Virgo-Galaxienhaufen beträgt etwa  $70 \times 10^6$  Lj.

<sup>28</sup>1 kpc =  $10^3$  pc

Stoßfronten sind im Universum ein weitverbreitetes Phänomen. Die besten Kandidaten für die Schockbeschleunigung der kosmischen Strahlung sind jedoch die sehr energiereichen Stoßfronten, die durch eine Supernovaexplosion im interstellaren Medium erzeugt werden (siehe auch Abs. 2.2.6). Die maximal erreichbare Energie eines Teilchens ist in diesem Modell durch die Lebensdauer der Stoßwelle begrenzt. Für eine expandierende Supernovahülle beträgt sie maximal  $10^5$  Jahre [276]. Damit können Teilchen nur bis zu einer Energie von maximal  $Z/A \cdot 10^{14}$  eV/ $n$  beschleunigt werden ( $Z$  ist die Kernladungszahl,  $A$  die Massenzahl und  $n$  die Nukleonenzahl). Explodiert eine Supernova in den Sternwind ihres Vorläufersterns, so führen die höheren Gasdichten und Magnetfelder auch zu etwas erhöhten Obergrenzen für die Teilchenenergien [390]. Diese Beschleunigungsmechanismen bei Supernovaexplosionen ergeben also Energien, die lediglich bis etwa  $10^{15}$  eV reichen. Das Knie im Energiespektrum liegt recht nahe bei dieser Grenzenergie und ist somit möglicherweise ein experimenteller Hinweis auf die Grenze der Schockbeschleunigung in Supernovaüberresten. Es existiert noch eine Vielzahl weiterer Untersuchungen zur Beschleunigung an verschiedensten Stoßfronten, die z.B. in Ref. [96, 162, 389] zusammengefaßt sind.

Wie das Flußspektrum in Abb. 2.1 zeigt, gibt es aber Teilchen mit Energien, die weit jenseits dieser Grenze liegen und die nicht durch die Schockbeschleunigung an Supernovaüberresten erklärt werden können. Die Beschleunigung an der Grenzfläche, wo der galaktische Wind auf das intergalaktische Medium trifft (termination shock), könnte zu höheren Energien führen, da diese Stoßfront eine sehr lange Lebensdauer von der Größe des Alters der Galaxie hat. Es werden auch Modelle diskutiert, bei denen die Teilchen extragalaktisch an den Stoßfronten von Jets aktiver Galaxien zum intergalaktischen Medium beschleunigt werden [88, 330, 331]. Diese Stoßfronten sind ebenfalls sehr langlebig und können daher zu hohen Energien führen. Durch diesen Mechanismus würde Materie beschleunigt werden, die in den Jets aus dem Zentrum der Galaxien emittiert wird. Da solche Jets vermutlich bei der Akkretion von heißem Plasma um ein schwarzes Loch entstehen, könnten nur Nukleonen und Elektronen beschleunigt werden und keine größeren Kerne, wie sie etwa im Umfeld einer explodierenden Supernova vorkommen [346]. Auch Beschleunigung in den schnell rotierenden, starken Magnetfeldern von Neutronensternen scheint Teilchen bis auf Energien von etwa  $10^{19}$  eV bringen zu können, falls die großen Energieverluste in einer solchen Umgebung die Maximalenergie nicht limitieren. Elektrostatische Felder, die bei der Rekombination von Feldlinien in stark verdrillten Magnetfeldern entstehen, können z.B. von einem Quasar bis hinaus zu seinen Radiojets reichen und wären in der Lage, Teilchen in einem Schritt auf die höchsten beobachteten Energien zu beschleunigen [146, 293]. Schließlich werden auch sehr spekulative *topologische Defekte* diskutiert, die man sich als Störstellen in der Raum-Zeit vorstellt, welche kurz nach dem Urknall entstanden sind und bis heute überdauert haben. Topologische Defekte könnten über  $X$ -Teilchen<sup>29</sup> in Quarks und Leptonen zerfallen und dabei direkt höchstenergetische Teilchen erzeugen [87, 326, 363].

### 2.2.6 Quellen

Zur Aufrechterhaltung der Energiedichte der kosmischen Strahlung im Volumen der Galaxis ist eine Erzeugungsleistung von etwa  $10^{33}$  W nötig. Im Vergleich dazu beträgt die Leuchtkraft der Sonne  $3.8 \times 10^{26}$  W und die der gesamten Galaxis ungefähr  $10^{37}$  W. Supernovæ könnten diese Leistung erbringen, da diese nur etwa 1-10% der Leistung ausmacht, die sie in einer typischen Spiralgalaxie in Form von kinetischer Energie ihrer Hülle freisetzen. Die Beschleunigung an den Stoßfronten muß dabei mit einer Effizienz im Prozentbereich die kinetische Energie auf relativistische Teilchen übertragen können.

Solche Energieabschätzungen zeigen, daß die kosmische Strahlung wohl nur das Galaxienvolumen ausfüllt und nicht viel größere Bereiche, wie etwa einen Galaxienhaufen oder gar das ganze Univer-

<sup>29</sup> $X$ -Teilchen werden in vereinheitlichten Theorien von starker und elektroschwacher Wechselwirkung postuliert. Sie sollen eine Masse von  $> 10^{15}$  GeV besitzen und Quarks und Leptonen ineinander umwandeln können.



sum. Es sind keine Objekte bekannt, deren Energieausstoß groß genug wäre, um solche Volumina mit einer Energiedichte auszufüllen, wie sie für unsere Galaxie ermittelt wurde. Auch Pulsare [42, 215] und Neutronensterne in engen Doppelsternsystemen [228, 229, 230] könnten prinzipiell genügend Energie für die galaktische kosmische Strahlung aufbringen, ein Mechanismus für Emission größerer Materiemengen ist allerdings nicht bekannt. Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung spricht ebenfalls für Supernovæ und gegen Pulsare oder Neutronensterne als Quellen. Sie spiegelt in etwa die Elementhäufigkeiten eines typischen Vorläufersterns einer Supernova wider [345], die während der Explosionsphase noch durch r- und s-Prozesse<sup>30</sup> modifiziert werden [365, 399].

Bei neueren Messungen des ASCA<sup>31</sup>-Röntgensatelliten wurde ein Überschuß von nicht-thermischer Röntgenstrahlung von den nordöstlichen und südwestlichen Rändern des Überrestes der Supernova aus dem Jahre 1006 beobachtet [272], der als Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen ( $E \approx 10^{14}$  eV) im Schockbereich gedeutet wird. Der Dipolcharakter des Überschusses weist auf das Magnetfeld des Objektes hin. Diese Interpretation wird gestützt durch die Beobachtung erhöhter Radioemission aus diesen Bereichen. Dies ist ein erster direkter Hinweis auf Beschleunigung von Elektronen (und Protonen) in Supernovaüberresten.

Supernovæ sind somit nach heutigem Kenntnisstand die besten Kandidaten für die Beschleunigung eines Großteils der kosmischen Strahlung.

Die bei einer Supernova ausgestoßene Materie liefert zwar die Energie für die kosmische Strahlung, ihre Teilchen werden aber nicht direkt auf relativistische Energien beschleunigt. Erst muß ein *Injektionsmechanismus* Teilchen im MeV-Bereich erzeugen, welche dann in den Stoßwellen auf hohe Energien beschleunigt werden können. Die Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung deuten an, daß die Injektion frühestens ein Jahr nach der Supernovaexplosion einsetzt, da praktisch alle kurzlebigen, durch K-Einfang zerfallende Kerne aus der Explosion (z.B.  $^{57}\text{Co}$ ) verschwunden sind, bevor sie im Beschleunigungsprozeß alle ihre Elektronen verlieren und dadurch stabil werden [400]. Außerdem scheint die Injektion in nur teilweise ionisiertem Gas stattzufinden, was die Abhängigkeit der Elementhäufigkeiten vom Ionisationspotential der neutralen Atome nahelegt [290].

## 2.3 Offene Fragen

Die wichtigsten offenen Fragen lassen sich wie folgt zusammenstellen :

- Wie setzt sich die kosmische Strahlung bei Energien  $> 10^{14}$  eV zusammen ?
- Was ist die Ursache für das Knie im Energiespektrum bei etwa  $3 \times 10^{15}$  eV ?
- Was sind die Quellen der hochenergetischen Strahlung ?
- Wie werden Teilchen auf Energien bis zu  $10^{20}$  eV beschleunigt ?
- Gibt es Quellen von PeV Gammastrahlung ?

Diese Fragen werden unbeantwortet bleiben, solange man nicht in der Lage ist, die Energie der Teilchen der kosmischen Strahlung präzise zu vermessen und ihre Masse zu bestimmen bzw. Photonen von Hadronen zu unterscheiden. Die geringen Teilchenflüsse bei hohen Energien erfordern große Detektorflächen und machen deshalb eine direkte Messung oberhalb der Erdatmosphäre in

<sup>30</sup>Die Elementsynthese durch Neutroneneinfang wird bei hohen Neutronenflüssen, und folglich schneller Abfolge der Einfangreaktionen, als r-Prozeß (rapid) bezeichnet, wogegen der s-Prozeß (slow) bei kleinen Neutronenflüssen stattfindet.

<sup>31</sup>ASCA: Japanischer Röntgensatellit mit sehr hoher spektraler Auflösung

naher Zukunft undurchführbar. Die indirekten, erdgebundenen Meßapparaturen sind momentan der einzige Zugang zur Lösung der obengenannten Probleme.

Die großen Fluktuationen in der Entwicklung der Luftschauer verwischen jedoch die Unterschiede zwischen verschiedenen Primärteilchen. Es bleiben lediglich geringfügige Differenzen, die man registrieren und interpretieren muß. Dies erfordert einerseits qualitativ hochwertige Messungen der einzelnen Schauer mit Erfassung sämtlicher Komponenten sowie andererseits ein sehr gutes Verständnis der Physik der Luftschauer und ihrer, je nach Primärteilchen und Energie, unterschiedlichen Entwicklung in der Atmosphäre.

Neben den eben erwähnten astrophysikalischen Fragestellungen gibt es eine Reihe von unverständlichen experimentellen Befunden, die teilweise als neue Physik gedeutet bzw. kontrovers diskutiert werden. Im folgenden seien einige dieser Phänomene erwähnt.

**Centauro-Ereignisse** Centauro-Ereignisse wurden in einem Emulsionskammerexperiment auf dem Mt. Chacaltaya in Bolivien in ca. 5200 m Höhe registriert [279]. Man beobachtet Ereignisse mit vielen geladenen Hadronen ( $n_{\text{ch}} > 50$ ) aber keinen oder nur sehr wenigen elektromagnetisch aufschauernenden Teilchen ( $n_{\gamma} < n_{\text{ch}}/10$ ) über der Energieschwelle der verwendeten Röntgenfilme<sup>32</sup>. Auch die Energie- und Lateralverteilungen der Teilchen innerhalb dieser Ereignisse zeigen Abweichungen von normalen Ereignissen. Die Suche nach vergleichbaren Ereignissen bei anderen Emulsionskammerexperimenten [339] und Beschleunigerexperimenten [40, 26, 22] blieb bisher erfolglos. Die experimentelle Situation ist bis heute unklar, und der zweifelsfreie Nachweis dieses Phänomens steht noch aus. Es wurden zahlreiche exotische Erklärungen für dieses Phänomen diskutiert (siehe z.B. Refs. [278, 93, 209, 309]). Fluktuationen von  $n_{\gamma}$  gegen  $n_{\text{ch}}$  in diffraktiven Ereignissen mit großer diffraktiver Masse werden in Ref. [53] als Ursache solcher Ereignisse diskutiert. Die Autoren finden in ihren an das Dual-Parton-Modell angelehnten Simulationen qualitativ Centauro-artige Ereignisse. Mit einem einfachen phänomenologischen Wechselwirkungsmodell [218] ließen sich auch die Energie- und Lateralverteilungen einiger der Centauro-Ereignisse gut beschreiben. Möglicherweise versteht man also Centauro-Ereignisse als Fluktuationen in diffraktiven Reaktionen, und detaillierte Analysen inklusive aller Detektoreffekte lassen das Exotische an diesem Phänomen verschwinden.

**Verzögerte Teilchen** Verzögerte Teilchen in Luftschauern wurden von zwei Gruppen beobachtet. Die eine Gruppe erfaßte Hadronen in einem Kalorimeter und registrierte ihre Ankunftszeit im Vergleich zur Ankunftszeit der übrigen Schauerteilchen [205]. Es wurde ein Ausläufer der Zeitverteilung der Hadronen beobachtet, der sich bis zu 80 ns erstreckt. Diese Ereignisse wurden durch die Annahme erklärt, daß Eisen-Kerne 40% bis 60% der kosmischen Strahlung im Bereich  $10^{14}$  bis  $10^{15}$  eV ausmachen. Außerdem wurde über Ereignisse mit hochenergetischen Hadronen ( $E > 45$  GeV) berichtet, die bis zu 40 ns nach der Schauerfront ankommen [204]. Diese sind schwierig durch bekannte Teilchen und Wechselwirkungen zu erklären und wurden als Hinweis auf die Produktion neuer, massiver Teilchen im Luftschauer gewertet. Die zweite Gruppe beobachtete verzögerte Teilchen in der Nähe der Schauerachse [50]. Es wurden Verzögerungen bis zu 350 ns festgestellt, die durch langsame Nukleonen und Myonen zwar qualitativ, aber nicht quantitativ erklärt werden konnten.

Ursache für die quantitative Diskrepanz zwischen Experiment und Erwartung könnte z.B. ein unzulängliches Luftschauermodell sein. Möglicherweise liefern eine genauere Behandlung der Vielfachstreuung im Rahmen der Molière-Theorie oder etwas größere Transversalimpulse bei der Simulation hadronischer Wechselwirkungen längere Ausläufer der Verteilung zu größeren Ankunftszeiten hin.

<sup>32</sup>Röntgenfilme haben typischerweise eine Energieschwelle von  $E > 1 - 2$  TeV.

**Long Flying Component** Eine Gruppe vom Lebedev Institut in Moskau betrieb ein Luftschauerarray mit einem  $36 \text{ m}^2$  großen Hadronkalorimeter aus Bleiabsorbern im Tien Shan-Gebirge. Seine Dicke war maximal  $1050 \text{ g/cm}^2$ , was nur etwa  $5.5 \lambda_I$ <sup>33</sup> entspricht. Aus den Messungen wurde auf die Existenz einer sogenannten *Long Flying Component* geschlossen [420]. Es handelt sich dabei um hadronische Schauer mit  $E > 10 \text{ TeV}$ , die eine mit der Energie deutlich größer werdende Abschwächungslänge zeigen. Die Abschwächungslänge wurde durch die Messung der Pulshöhe in verschiedenen Tiefen des Kalorimeters und die Anpassung einer Exponentialfunktion an den Bereich  $374 \text{ bis } 924 \text{ g/cm}^2$  (ca.  $1.9 \text{ bis } 4.8 \lambda_I$ ) bestimmt. Entsprechende Simulationen zeigen eine praktisch konstante Abschwächungslänge. Die Autoren erklären den Effekt durch resonanzartige Produktion von Mesonen und Baryonen mit Charm, die mit einem Anteil von mehr als 16% des inelastischen Proton-Blei-Wirkungsquerschnittes produziert werden. Bei der Interpretation der Teilchenzahlspektren von Luftschauern in verschiedenen Beobachtungshöhen finden die Autoren ebenfalls Anzeichen für eine erhöhte Produktion instabiler Teilchen.

Die Existenz einer Long Flying Component könnte allerdings durch Artefakte z.B. durch Sättigung der Detektoren bei hohen Energiedepositionen im Schauermaximum vorgetäuscht sein. Dies würde zu einer etwas flacheren Schauerkurve führen und zu einer Energiesumme in den aktiven Lagen, die langsamer als  $\propto E$  wächst [286]. Außerdem verschiebt sich mit steigender Energie effektiv der Bereich der Anpassung, da das Schauermaximum langsam in größere Tiefen wandert. Bei Hadronschauern von mehr als  $2 \text{ TeV}$  liegt das Maximum der Schauerentwicklung schon jenseits von  $2\lambda_I$ , also in jenem Bereich, in dem die Exponentialfunktion angepaßt wird. Die Autoren zeigen weder typische gemessene Schauerkurven für bestimmte Energien, noch diskutieren sie Detektor- und Rekonstruktionseffekte.

**Fly's Eye Ergebnis über die Massenzusammensetzung** Die Veränderung der Zusammensetzung im Energiebereich  $10^{17}$  bis  $10^{19} \text{ eV}$  von Eisen- zu Proton-dominiert, die von der Fly's Eye-Gruppe veröffentlicht wurde [90], wird vom AGASA-Experiment nicht bestätigt (siehe Abs. 2.2.2). Das Fly's Eye Ergebnis folgt aus der Tatsache, daß das benutzte Monte-Carlo-Programm eine langsamere Variation der Position des Schauermaximums mit der Energie vorhersagt, als es die Daten zeigen. Damit wird ein Übergang von einem zum anderen Primärteilchen mit steigender Energie suggeriert. Die AGASA-Kollaboration verwendet ein anderes Simulationsprogramm, das einen steileren Anstieg vorhersagt und damit keine Änderung der Zusammensetzung impliziert. Ebenso können Kalmykov et al. den experimentellen Befund des Flys-Eye-Experimentes im Rahmen ihrer Modellrechnungen erklären, ohne extreme Annahmen über die Zusammensetzung machen zu müssen [248]. Der Widerspruch kann möglicherweise durch Vergleich der Luftschauermodelle und Wahl des besseren Modells für die Analyse aufgelöst werden.

Diese vier Beispiele mögen genügen, um zu zeigen, warum die erwähnten Interpretationen nicht widerspruchsfrei akzeptiert werden. Keine der Gruppen hat durch umfassende Modellstudien gezeigt, daß ihre Ergebnisse nicht im Rahmen der systematischen Fehler ihrer Simulationen liegen. Möglicherweise können all diese Messungen mit ausführlichen, realistischen Luftschauermodellen und Detektorsimulationen zwanglos erklärt werden.

## 2.4 Lösungsansätze

Das Luftschauerexperiment KASCADE<sup>34</sup> [159, 160, 263, 264] hat sich speziell die Messung der Elementzusammensetzung in der Knie-Region zur Aufgabe gemacht und die Detektorkomponenten für hochauflösende, mehrdimensionale Messungen ausgelegt. So werden die Elektron/Photon- und die

<sup>33</sup> $\lambda_I$ : hadronische Wechselwirkungslänge

<sup>34</sup>KASCADE: KARlsruhe Shower Core and Array DETector

Myondichte des Schauers mit großer Detektorfläche und weitem dynamischen Bereich vermessen. In der Mitte des Detektorfeldes befindet sich ein 320 m<sup>2</sup> großer Zentraldetektor mit einem feinsgmentierten, 11  $\lambda_\gamma$  dicken Eisenkalorimeter mit guter Orts- und Energieauflösung zum Nachweis von Hadronen. Darunter sind weitere 300 m<sup>2</sup> Proportionalkammern zum Myonnachweis angebracht. Zwei Szintillatorebenen im Kalorimeter ermöglichen auch für Hadronen und Myonen die Messung der Ankunftszeiten mit einer Genauigkeit im ns-Bereich.

Zunehmend versuchen auch Experimente, die ursprünglich für  $\gamma$ -Astronomie konzipiert wurden, Aussagen über die Zusammensetzung und das Energiespektrum der kosmischen Teilchenstrahlung zu machen [4, 84, 321] (siehe auch Abs. 2.2.2).

Insbesondere zur Interpretation mehrdimensionaler Messungen benötigt man ein Modell der Luftschauerentwicklung, das Auskunft gibt über den Zusammenhang von Masse und Energie des Primärteilchens mit den meßbaren Größen, über ihre Fluktuationen und Korrelationen. Ein solches Modell muß Wirkungsquerschnitte für alle primären und sekundären Schauerteilchen (Kerne, Nukleonen, Pionen, Kaonen, etc.) mit den Kernen der Luft enthalten. Desweiteren muß es Teilchen unter Berücksichtigung von Zerfall instabiler Teilchen, Energieverlust, Vielfachstreuung und Cerenkovstrahlung durch die Atmosphäre transportieren können, und, vor allem, die Erzeugung von Sekundärteilchen in Stößen mit Kernen realistisch beschreiben. Dabei sind der Anteil der Energie, der in die extreme Vorwärtsrichtung emittiert bzw. in elektromagnetische Teilchen umgewandelt wird, das Verhältnis von Mesonen zu Baryonen, der Anteil von Kaonen und Eta-Mesonen zu Pionen sowie die Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilungen von besonderer Bedeutung. Weiterhin sollte das Modell in der Lage sein, Wechselwirkungen auch für Energien und kinematische Regionen zu beschreiben, für die es keine adäquaten Messungen an Beschleunigern gibt. Dafür sind Extrapolationen nötig, die theoretische Unsicherheiten bergen und zu systematischen Fehlern in den Modellen führen. Solch komplexe Modelle sind nicht mehr analytisch zu behandeln, so daß sie typischerweise als numerische Simulationen nach der Monte-Carlo-Methode erstellt werden.

Die physikalischen Resultate, die aus den Meßdaten der Luftschauer abgeleitet werden, sind im allgemeinen stark vom verwendeten Luftschauermodell abhängig, und die Modellunsicherheiten schlagen sich in den systematischen Fehlern nieder. In der Vergangenheit benutzten viele Gruppen ihre eigenen Modelle, die oft nur spärlich beschrieben und für Außenstehende nicht zugänglich waren. Damit wurden Vergleiche experimenteller Resultate verschiedener Gruppen erschwert und gelegentlich entstanden sich widersprechende Interpretationen aus der Analyse von vergleichbaren Daten.

Daher ist es unabdingbar, ein Modell zu konstruieren, das nach den neuesten experimentellen und theoretischen Erkenntnissen erstellt ist, alle für die Schauerentwicklung wichtigen Prozesse berücksichtigt und diese auf einer möglichst soliden theoretischen Basis behandelt. Dieses Modell sollte von vielen Gruppen des Arbeitsgebietes verwendet und ständig kontrolliert werden. Durch Verbesserungsvorschläge der Benutzer sollte sich mit der Zeit ein optimales Luftschauermodell ergeben, das die oben genannten Bedingungen erfüllt und die systematischen Fehler auf ein Minimum reduziert.

Ein erster Schritt auf dieses Ziel hin wurde 1992 mit der Schaffung des Luftschauersimulationsprogrammes CORSIKA [123, 266] gemacht. Es wurden im Detail die verwendeten Algorithmen beschrieben und veröffentlicht, und das Programm wurde jedermann zugänglich gemacht (siehe Kap. 6 und Anhang A). Mittlerweile wird CORSIKA von vielen verschiedenen Experimenten benutzt, und durch Anregungen der Benutzer haben sich zahlreiche Erweiterungen und Verbesserungen ergeben. Es stehen mehrere Wechselwirkungsmodelle zur Verfügung, und erstmals sind direkte Vergleiche konkurrierender Wechselwirkungsmodelle und ihrer Einflüsse auf Luftschauerobservable innerhalb eines Simulationsprogrammes möglich [267, 268, 224]. In den folgenden Kapiteln wird detaillierter auf den Stand der Luftschauersimulationen und auf die verwendeten Wechselwirkungsmodelle und Algorithmen eingegangen werden.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß auch eine genaue Simulation der Detektorantwort auf

ein Luftschauerereignis ein notwendiger Schritt zu einer optimalen Analyse von Luftschauerdaten ist. Ein Luftschauerarray mißt Energiedepositionen und Zeiten in einzelnen Zählern, die sich als Überlagerung vieler verschiedener Teilchendurchgänge durch den Detektor zu unterschiedlichen Zeiten ergeben. Sie hängen von Nachweisschwellen, von Rauschen und Photoelektronenstatistik, von Zeitverhalten und Sättigungserscheinungen in Detektor und Elektronik, von Triggerbedingungen und, nicht zuletzt, auch von Fluktuationen im Mechanismus der Energiedeposition ab. Auch die Ereignis Selektion und -rekonstruktion beeinflußt die Messung in einer Weise, die im Detail berücksichtigt werden muß, wenn man subtile Unterschiede zwischen Schauern von unterschiedlichen Primärteilchen nachweisen will. Mit dem GEANT<sup>35</sup>-Programmpaket [197] vom Europäischen Kernforschungszentrum CERN<sup>36</sup> steht ein Werkzeug für die Detektorsimulation zur Verfügung, das sich seit Jahren als Standard durchgesetzt hat und unter Mithilfe vieler Benutzer immer weiter verfeinert und verbessert wird. Damit kann die detaillierte Detektorantwort auf simulierte Luftschauer berechnet werden, und simulierte Ereignisse können wie gemessene Daten durch die Datenerfassung und Ereignisrekonstruktion prozessiert werden. Der Effekt jedes einzelnen Analyseschrittes auf das endgültige Ergebnis läßt sich somit genauestens studieren.

---

<sup>35</sup>GEANT ist ein Werkzeug zur Simulation und Entwicklung von Teilchendetektoren.

<sup>36</sup>CERN: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, Europäisches Labor für Hochenergiephysik in Genf

# Kapitel 3

## Luftschauer

Wie bereits erwähnt, wird die kosmische Strahlung mit Energien oberhalb von  $10^{14}$  eV über ausgedehnte Luftschauer nachgewiesen. Im folgenden werden die Eigenschaften von Luftschauern verschiedener Primärteilchen sowie experimentelle Methoden zur Erfassung von Schauerparametern beschrieben.

### 3.1 Schauerentwicklung

Das primäre Teilchen trifft aus dem interstellaren Raum auf die Atmosphäre, die mit abnehmender Höhe im wesentlichen nach einem Exponentialgesetz dichter wird. Der Ort der ersten Wechselwirkung folgt einer Exponentialverteilung in der durchlaufenen Materiedicke  $\lambda$  und ist von der mittleren Wechselwirkungslänge des Teilchen  $\lambda_I^1$  abhängig. Da die Dichte zunächst sehr klein ist, ergeben sich von Ereignis zu Ereignis beträchtliche Schwankungen in der Höhe der ersten Wechselwirkung. Ein Proton der Energie  $10^{15}$  eV stößt bei vertikalem Einfall im Mittel in ca. 20 km Höhe zum ersten Mal, kommt aber in 1% der Fälle auch tiefer als 10 km.

Das energiereiche, einlaufende Teilchen (Projektile) kollidiert mit einem ruhenden Atomkern der Luft (Target). Ein Teil der Nukleonen des Projektils und des Targetkerns wechselwirken miteinander, wogegen die übrigen Nukleonen als Zuschauer oder *Spektatoren* in Form von freien Nukleonen oder Kernfragmenten unbeteiligt bleiben. Die meisten Kollisionen sind peripherer Natur mit wenigen wechselwirkenden Nukleonen, nur wenige sind zentral mit vielen beteiligten Nukleonen. Bei einer hochenergetischen hadronischen Wechselwirkung werden vor allem Nukleonen, geladene und neutrale Pionen und Kaonen, sowie – mit geringerer Häufigkeit – alle anderen Elementarteilchen erzeugt. Je zentraler der Stoß, desto mehr Nukleonen wechselwirken und desto mehr Energie wird in Sekundärteilchen umgesetzt. Die Zahl der Sekundärteilchen wächst mit der Energie des Projektils allerdings nur etwa logarithmisch. Die typischen Transversalimpulse der Reaktionsprodukte liegen bei etwa 500 MeV/c und ändern sich nur sehr langsam mit der Energie. Die Sekundärteilchen werden im Schwerpunktsystem der Kollision vorzugsweise in Richtung der einlaufenden Teilchen emittiert und bilden im Laborsystem (also im Ruhesystem des Targetkerns) ein sehr enges Teilchenbündel.

In Beschleunigerexperimenten hat sich gezeigt, daß das energiereichste aller Sekundärteilchen oft einen beträchtlichen Anteil der Energie des Projektils trägt und die Energie aller anderen Sekundärteilchen bei weitem übertrifft. Man spricht dann vom führenden Teilchen oder *leading particle*, das oft als Projektilrest interpretiert wird. Man stellt sich vor, daß eines von 3 Quarks im

---

<sup>1</sup> $\lambda_I \approx 90 \text{ g/cm}^2$  für Protonen in Luft.

Projektilnukleon mit dem Target wechselwirkt und die 2 übrigen Quarks mit einem Seequark das führende Nukleon bilden. Dieses Teilchen bewegt sich in Richtung des Projektils weiter und trägt effizient die Energie des Primärteilchens tief in die Atmosphäre. Der Energieanteil des führenden Teilchens  $E/E_0$  wird Elastizität genannt und streut stark zwischen 0 und 100%. Der Mittelwert liegt zwischen 40 und 60%. Als Inelastizität  $k = 1 - E/E_0$  wird der Energieanteil bezeichnet, den alle anderen Sekundärteilchen zusammen tragen. Die Verteilung der Elastizität ergibt sich als Folge von Details der Wechselwirkung. Große Elastizität führt also zu langen Schauern mit weniger ausgeprägter Struktur. Im Extremfall  $k \ll 1$  erhält man sehr viele, kleine Energiedepositionen entlang einer langen Spur, wie etwa beim Ionisationsverlust eines Myons. Große Inelastizität dagegen sorgt für schnelle Dissipation der Energie, der Schauer wird kurz und zeigt ein ausgeprägtes Maximum.

Die Teilchen laufen durch die Atmosphäre und verlieren Energie, werden vielfach gestreut und emittieren Cerenkovlicht, bis sie entweder zerfallen oder selbst mit einem Kern kollidieren und ihrerseits Sekundärteilchen erzeugen. Es bildet sich eine Lawine von relativistischen Schauerteilchen, die anwächst, bis die Energie der Teilchen nicht mehr für weitere Produktion ausreicht. Damit stoppt die Teilchenmultiplikation und die Zahl der Schauerteilchen nimmt durch Energieverlust und Absorption langsam wieder ab. Die Gesamtzahl der Schauerteilchen ist ein Maß für die Energie des Primärteilchens.

Die Atmosphäre ist etwa  $1035 \text{ g/cm}^2$  oder  $12 \lambda_I$  dick. Ein Teilchen mit  $E < 100 \text{ TeV}$  wird praktisch ganz in der Atmosphäre absorbiert. Für  $E > 100 \text{ TeV}$  erreichen die Ausläufer des Schauers den Erdboden. Mit steigender Energie wandert das Schauermaximum tiefer in die Atmosphäre, so daß es für vertikale Schauer bei  $10^{15} \text{ eV}$  etwa auf 5000 m Höhe liegt und bei  $10^{20} \text{ eV}$  Meereshöhe erreicht.

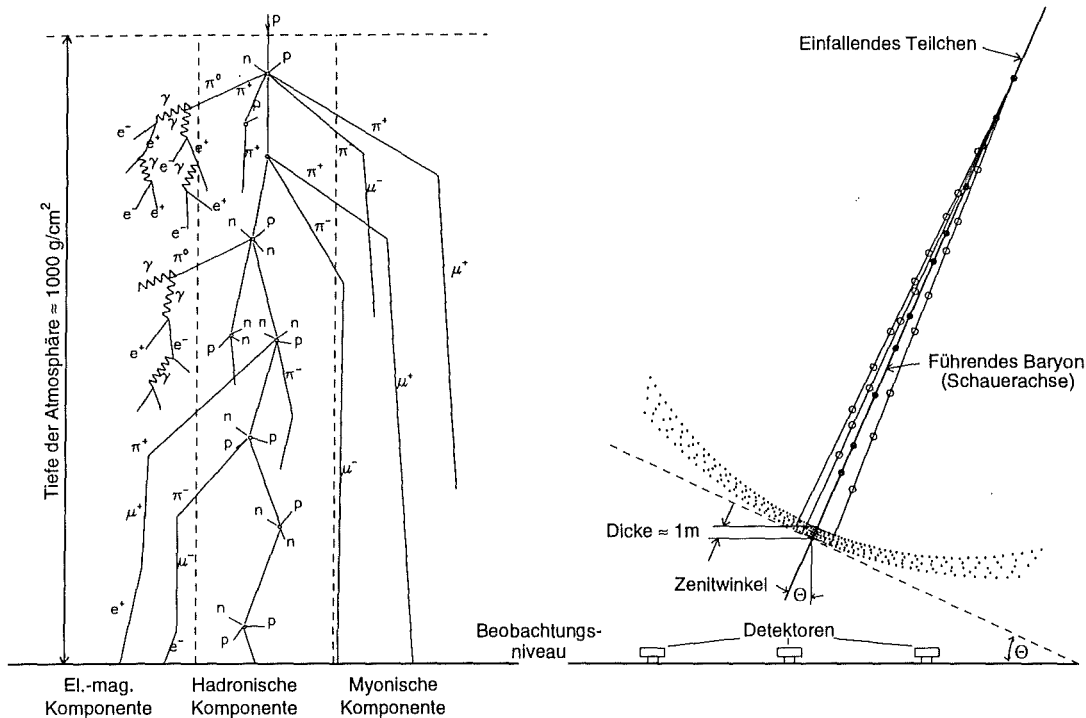
Die Sekundärteilchen folgen grob der Flugrichtung des primären Teilchens mit geringfügigen Abweichungen durch Transversalimpulse bei ihrer Erzeugung sowie durch Stöße und Streuung auf dem Weg durch die Atmosphäre. Die seitliche Aufweitung des Schauers am Erdboden hängt von der Produktionshöhe und dem mittleren Emissions- und Ablenkwinkel der Teilchen ab. Die Symmetrieachse des Teilchenbündels, die Schauerachse, entspricht der Flugrichtung des Primärteilchens. Die Schauerteilchen bewegen sich praktisch mit Lichtgeschwindigkeit in einer dünnen, kegelförmigen Schicht auf die Erde zu. Die Schicht ist im Zentrum nur etwa 1 m dick, nach außen hin wird sie dicker und die Teilchen kommen im Vergleich zur Schauerachse etwas verzögert am Boden an. Die Ursache ist der längere Weg mehrfach gestreuter Teilchen. In Abb. 3.1 ist die Schauerentwicklung schematisch dargestellt, und in Abb. 3.2 ist die longitudinale Entwicklung je eines  $10^{14} \text{ eV}$  Gamma-, Proton- und Eisenschauers zu sehen.

Ein Luftschauer besteht aus mehreren Komponenten. Die hadronische Komponente besteht aus Kernen, Protonen, Neutronen und Mesonen. Die hochenergetischen Hadronen bleiben im Kern des Schauers konzentriert ( $r < 20 \text{ m}$ ), während die niederenergetischen Hadronen, speziell die Neutronen, sich weit von der Schauerachse entfernen können. Die Zahl der Hadronen nimmt mit der atmosphärischen Tiefe  $T(h)^2$  zu, erreicht ein Maximum und fällt danach exponentiell wieder ab. Die hadronische Komponente enthält zunächst die gesamte Energie, falls das Primärteilchen ein Hadron ist.

In großer Höhe, wo die Atmosphäre dünn ist, haben Pionen eine große Chance, in Myonen zu zerfallen, bevor sie wechselwirken. Energiereiche Myonen erfahren durch die relativistische Zeitdilatation eine drastische Verlängerung ihrer Lebensdauer und können mit großer Wahrscheinlichkeit den Erdboden erreichen. Ihr Energieverlust durch Ionisation ist gering, und andere Prozesse sind unwahrscheinlich. So bildet sich die zweite, die myonische Komponente. Die Zahl der Myonen wächst zunächst, nimmt dann aber einen praktisch konstanten Wert an. Da die Myonen eher aus den höheren Atmosphärenschichten stammen, sind sie am Beobachtungsniveau relativ breit gestreut.

---

<sup>2</sup> $T(h)$  verschwindet am oberen Rand der Atmosphäre und wächst nach unten gemäß  $T(h) = \int_{\infty}^h \rho(h) dh$ . Bei statischer Atmosphäre ist  $T(h) = p(h)/g$  mit der Erdbeschleunigung  $g$  und dem Druck  $p(h)$ .



**Abbildung 3.1:** Schema eines Luftschauers. Im linken Teilbild sind die 3 Komponenten des Luftschauers angedeutet. Die Hadronen bilden den Kern der Kaskade und liefern die Energie für die elektromagnetische und myonische Komponente. Die Myonen durchdringen große Teile der Atmosphäre, Elektronen und Photonen produzieren elektromagnetische Subschauer, die schnell absorbiert werden. Im rechten Teilbild sieht man den Schauer von der Seite. Die Schauerscheibe wird nach außen hin dicker und bleibt hinter dem Zentrum zurück. Die Schauerfront erreicht die Detektoren zu unterschiedlichen Zeiten, woraus sich die Richtung des Primärteilchens rekonstruieren läßt. Cerenkovphotonen sind nicht dargestellt.

Ihre Lateralverteilung reicht bis etwa 500 m Abstand von der Schauerachse und spiegelt die typische Transversalimpulsverteilung der sekundären Pionen wider.

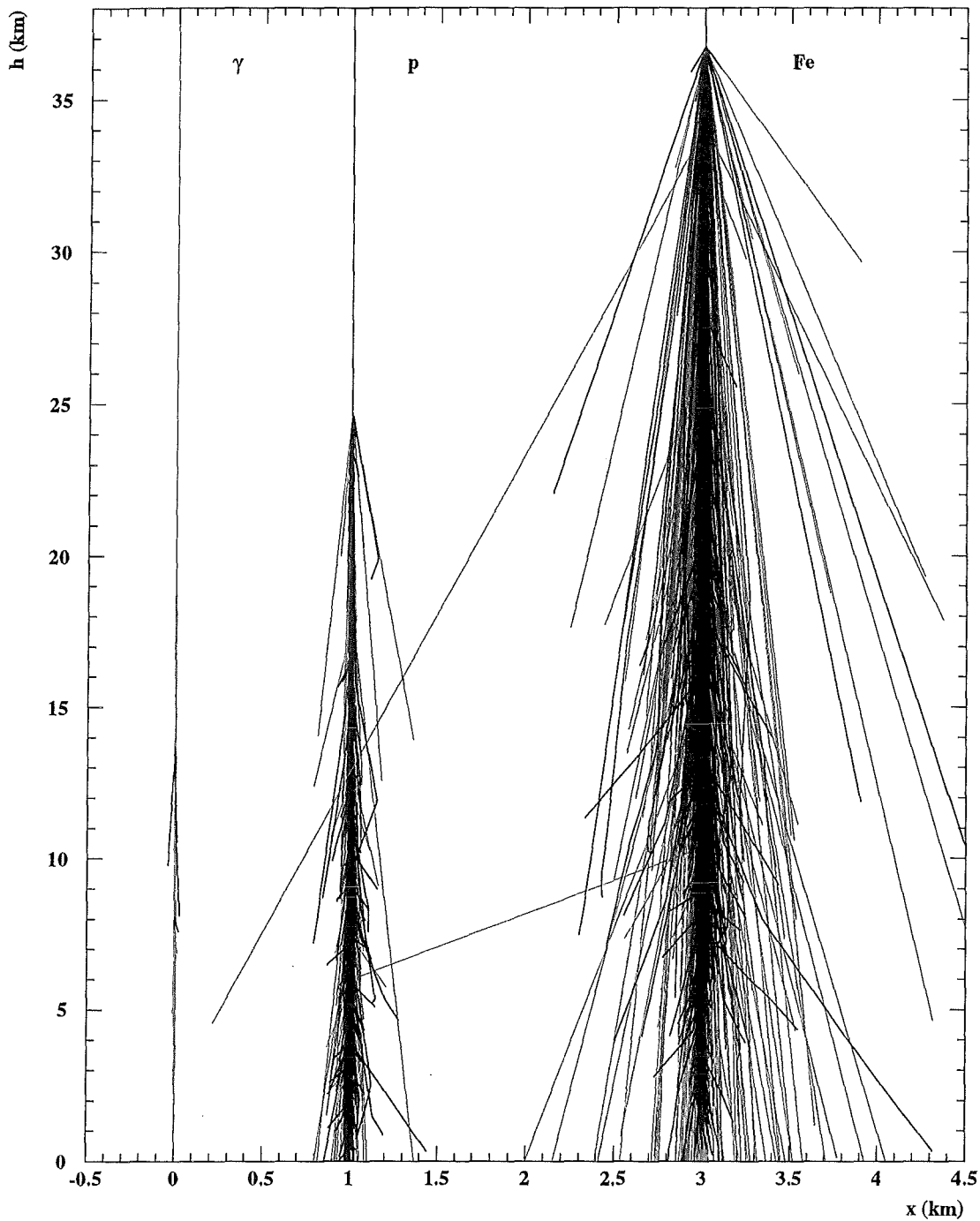
Die dritte Komponente ist die elektromagnetische. Sie entsteht vor allem durch den Zerfall neutraler Pionen in zwei Photonen, durch Eta-Mesonen, die vorzugsweise in  $\pi^0$  und Photonen zerfallen und in geringem Maße durch Elektronen aus  $\mu^-$  und  $K^-$ -Zerfällen. Bei jeder hadronischen Kollision sind ca. 1/3 aller erzeugten Pionen neutral und geben ihre Energie an die elektromagnetische Komponente ab. Elektronen und Photonen führen zu elektromagnetischen Subkaskaden innerhalb des Luftschauers. Die kurze Strahlungslänge  $X_0^3$  und die niedrige kritische Energie  $E_{\text{krit}}^4$  sorgen für eine heftige Teilchenmultiplikation, die Photonen, Elektronen und Positronen zu den bei weitem häufigsten Teilchen im Schauer macht. Sie sind daher am einfachsten experimentell zu erfassen. Die Elektron/Photon-Komponente hat eine charakteristische laterale Ausdehnung von etwa 150 m. Im linken Teil von Abb. 3.1 sind die drei Komponenten vereinfacht dargestellt.

Alle geladenen Teilchen mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im durchlaufenen Medium, emittieren Cerenkovstrahlung. Elektronen und Positronen sind dabei die wichtigsten Produzenten, da sie zahlreich und leicht sind. Die Cerenkovphotonen sind so niederener-

<sup>3</sup> $X_0 \approx 37 \text{ g/cm}^2$  in Luft.

<sup>4</sup> $E_{\text{krit}} \approx 82 \text{ MeV}$  in Luft.





**Abbildung 3.2:** Luftschauer der Energie  $10^{14}$  eV. Es ist von links nach rechts ein Gamma-, ein Proton- und ein Eisenschauer zu sehen. Elektronen und Photonen sind rot, Myonen grün und Hadronen sind schwarz dargestellt. Nur die Teilchen mit Energien  $> 10$  GeV sind gezeichnet. Dieser Schnitt reduziert vor allem die Elektronen und Photonen, deren mittlere Energien bei ca. 10 MeV liegen. (Man beachte, daß die laterale Aufweitung der Schauer vergrößert gezeigt ist.)

getisch, daß sie sich nicht als Energieverlust bemerkbar machen, auch wenn ihre Zahl die Zahl der relativistischen Schauerteilchen bei weitem übertrifft. Das Cerenkovlicht wird gerichtet emittiert. Es breitet sich daher hauptsächlich entlang der Schauerachse aus und bleibt innerhalb des Schauerkegels. Nur durch Streuprozesse in der Atmosphäre wird es zu größeren Winkeln abgelenkt. Es erreicht den Erdboden praktisch ungehindert und erlaubt, ein Abbild der gesamten Schauerentwicklung zu machen. Die Messung von Schauerteilchen am Erdboden gibt dagegen nur wenig Aufschluß über die Entwicklung in größeren Höhen.

In einem typischen, vertikalen Protonschauer bei  $10^{15}$  eV verbleiben etwa 80% der Energie in der Atmosphäre, der Rest erreicht Meeresniveau in Form von  $5 \times 10^5$  Photonen,  $10^5$  Elektronen und Positronen,  $10^4$  Myonen und  $10^3$  Hadronen. Die Dichte der Cerenkovphotonen im Schauerzentrum beträgt dagegen etwa  $10^5/\text{m}^2$ , ist also etwa  $10^4$  bis  $10^5$  mal größer als die der Schauerteilchen. Die myonische Komponente am Erdboden enthält 10% der Gesamtenergie, die elektromagnetische 2.5% und die hadronische 1.5%. Die restliche Energie entkommt in Form von Neutrinos aus den  $\pi$ -,  $K$ - und  $\mu$ -Zerfällen der Messung.

Für primäre Photonen erhält man rein elektromagnetische Schauer, die nur über Photoproduktion von Hadronen oder  $\mu$ -Paarerzeugung eine kleine hadronische und myonische Komponente erhalten. Wegen der im Vergleich zu  $\lambda_T$  kurzen Strahlungslänge  $X_0$  sind solche Schauer kürzer und entwickeln sich höher in der Atmosphäre.

Alle drei Komponenten wachsen mit der Energie, allerdings nicht in gleichem Maße. Die Elektronenzahl auf Meereshöhe wächst mit  $E^{1.3}$ , die Myonenzahl mit  $E^{0.95}$  und die Energie der Hadronen mit  $E^{1.6}$ . Die Elektronenzahl wächst stärker als  $\propto E$ , weil die Erhöhung der Energie zusätzlich zur Vergrößerung der Teilchenzahl im Schauer auch das Schauermaximum näher an das Beobachtungsniveau rückt.

Die Unterschiede zwischen Luftschauern verschiedener primärer Kerne lassen sich qualitativ leicht erklären. Zum ersten haben größere Kerne einen größeren inelastischen Wirkungsquerschnitt, der zu einer höheren ersten Wechselwirkung führt. Zweitens stellen Kerne in erster Näherung eine Überlagerung von  $n$  Nukleonen dar, so daß die von ihnen ausgelösten Luftschauer in etwa als Superposition von  $n$  Teilschauern der Energie  $E/n$  angesehen werden können. Damit erklären sich die kürzeren Schauer und die höhergelegenen Schauermaxima im Vergleich zu Protonschauern. Man erwartet also für schwerere Kerne weniger Hadronen und Elektronen und mehr Myonen am Erdboden als für leichtere Kerne, da die Pionen in größeren Höhen eher zerfallen und zusätzlich die Multiplizität von hadronischen Reaktionen nur logarithmisch mit der Energie anwächst. Die Superpositionsannahme impliziert für Kerne auch geringere Fluktuationen in Anzahl und Dichte der Teilchen am Boden sowie eine kleinere maximale Hadronenergie als für Protonschauer.

Diese Beschreibung der Schauerentwicklung ist jedoch stark vereinfacht und gilt nur im Mittel. Die Fluktuationen in einzelnen Meßgrößen sind, besonders für Protonen, sehr groß und überschreiten durchaus die Differenzen zwischen den einzelnen Spezies.

Das Aussehen eines Luftschauers hängt davon ab, wie die Energie zwischen den einzelnen Schauerkomponenten im Detail ausgetauscht wird.

Die Energie fließt im wesentlichen aus der hadronischen in die elektromagnetische Komponente. Der stärkste Kanal ist dabei der  $\pi^0$ -Zerfall in  $2\gamma$ . Durch die Produktion von Myonen, die wiederum in Elektronen zerfallen können, speisen auch die geladenen Pionen die elektromagnetische Komponente. Letztlich sammelt sich alle Energie in der elektromagnetischen Komponente und wird in der Atmosphäre dissipiert, da es keine Wechselwirkungen gibt, die größere Mengen Energie zurück in die anderen Komponenten schaffen können. Reaktionen wie etwa Photoproduktion von Pionen oder  $\mu^\pm$ -Paaren, und hadronische Wechselwirkungen von Myonen durch Photonen im Feld eines Kerns sind dafür mit ca. 1/300 des  $e^+e^-$ -Paarerzeugungsquerschnittes zu selten. Die relative Stärke der einzelnen Kanäle des Energieflusses ändert sich mit der Dichte der Atmosphäre und hängt von der

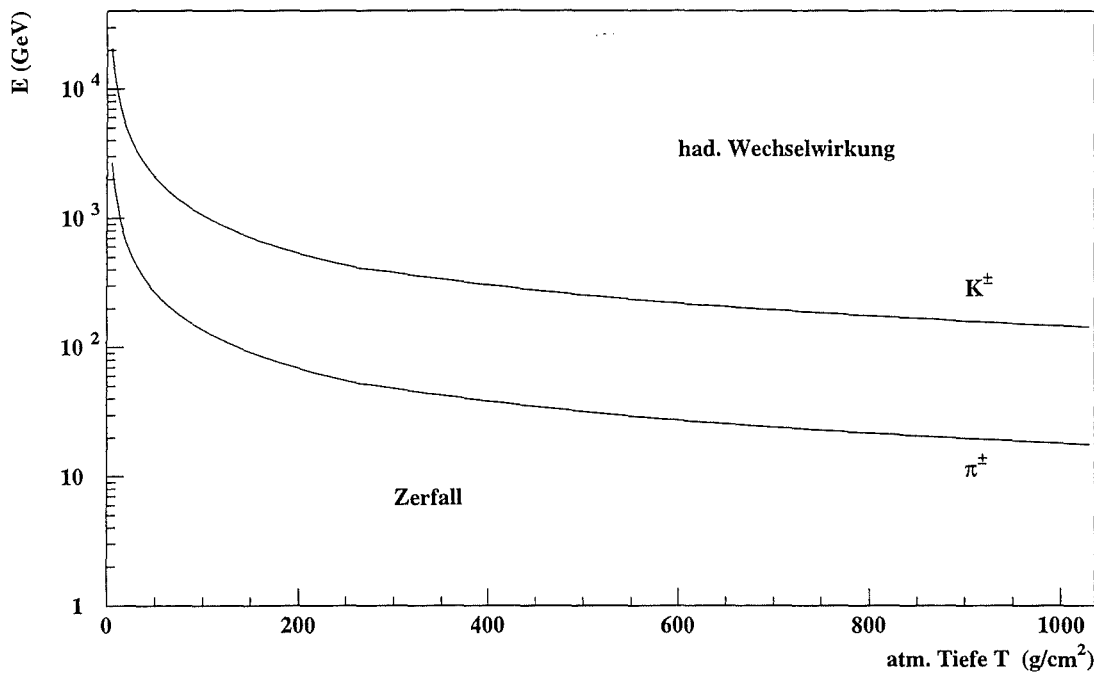
Energie und der Art des wechselwirkenden Teilchens ab. Der Anteil der Energie, der bei einer hadronischen Wechselwirkung in  $\pi^0$  und damit in Photonen übergeht, ist ein wichtiger Parameter und alle Effekte, die diese Größe beeinflussen, müssen sorgfältig berücksichtigt werden. Ist das führende Teilchen nach einer Kollision z.B. zufällig eine Nukleonresonanz (statt eines Nukleons) oder ein Vektormeson, so kann es sofort in ein Pion und ein Nukleon bzw. in Pionen und Photonen zerfallen, und wenn dieses Pion neutral ist, geht sehr viel Energie in den elektromagnetischen Kanal über [121]. Ganz analog können Ladungsaustauschreaktionen bei Pionen zu einem erhöhten Energiefluß zur elektromagnetischen Komponente führen. In Reaktionen bei hohen Energien können auch Charm- und Bottom-Mesonen gebildet werden. Bevor diese wechselwirken können, zerfallen sie und zwar in  $\approx 20\%$  der Fälle in Leptonen. Es entstehen hochenergetische Elektronen und Myonen. Die Myonen aus  $c$  und  $b$  Zerfällen weisen ein flacheres Energiespektrum auf als die Myonen aus  $\pi^\pm$  und  $K^\pm$  Zerfällen, da  $\pi^\pm$  und  $K^\pm$  mit zunehmender Energie eher wechselwirken. Sie dominieren somit das Myonspektrum bei hohen Energien.

Die relativen Anteile des Energieflusses verschieben sich abhängig von der Dichte der Luft sowie von der Energie und der Art des Teilchens. Für geladene Pionen und Kaonen z.B., rivalisieren Zerfall in Myonen und hadronische Reaktion mit einem Kern der Luft, bei der energieabhängig neue Sekundärteilchen gebildet werden. Energiereiche Teilchen leben länger und wechselwirken deshalb mit größerer Wahrscheinlichkeit als niederenergetische. Die Energie, für die ein geladenes Pion bzw. Kaon mit gleicher Wahrscheinlichkeit zerfällt und hadronisch reagiert, ist in Abb. 3.3 als Funktion der atmosphärischen Tiefe  $T$  aufgetragen. Im Bereich oberhalb der Kurve dominiert jeweils die Wechselwirkung, darunter überwiegt der Zerfall. Die kürzere Lebensdauer der Kaonen und ihre größere Masse führen dazu, daß die Linie gleicher Wahrscheinlichkeit für Kaonen fast eine Größenordnung höher liegt als für Pionen. Je höher man sich in der Atmosphäre befindet, desto größer ist der Anteil der Mesonen, die zerfallen. Für Protonen von  $10^{15}$  eV liegt die erste Wechselwirkung typischerweise bei ca.  $75 \text{ g/cm}^2$ . Hier können selbst 200 GeV Pionen bzw. TeV Kaonen zerfallen und hochenergetische Myonen produzieren, die am Erdboden oder in Untergrunddetektoren nachweisbar sind. Umgekehrt weist ein Bündel von TeV Myonen in einem Untergrunddetektor auf eine frühe Wechselwirkung in der Luftschauerentwicklung hin.

Die Fluktuationen in der Entwicklung von Schauern gleicher Energie und gleichen Primärteilchens führen zu Fluktuationen in den Meßgrößen. Ein Experiment, das z.B. auf Meereshöhe die Zahl der Elektronen von Luftschauern bestimmen kann, wird von früh startenden Schauern sehr viel weniger Elektronen registrieren als von durchschnittlich oder gar spät startenden Kaskaden der gleichen Energie. Mißt man nur diese eine Größe, so wird man dem früh startenden Schauer eine deutlich zu kleine Energie zuordnen. Die Genauigkeit der Energiebestimmung würde direkt durch die Schwankung in der Schauerhöhe begrenzt. Ein Experiment, das nur die Myonenzahl bestimmen kann, würde den selben Schauer als myonreich registrieren und ihm dementsprechend eine zu hohe Energie zuordnen. Die Kombination beider Messungen läßt erkennen, daß es sich um einen hoch startenden Schauer handelt und entfernt den Beitrag der Schauerhöhenfluktuation zum großen Teil aus der Unsicherheit der Energiebestimmung. Da die verschiedenen Komponenten des Luftschauers über die Energieerhaltung miteinander korreliert sind, taucht ein Defizit in einer Komponente unweigerlich als Überschuß in einer anderen Komponente wieder auf. Zur Reduktion von Unsicherheiten aufgrund von Fluktuationen ist es also notwendig, so viele Meßgrößen eines Schauers wie möglich gleichzeitig zu erfassen und ihre Korrelationen zu analysieren.

## 3.2 Schauernachweis

Zum Nachweis von Luftschauern werden verschiedene Techniken benutzt. Dabei verwendet man zum einen die Atmosphäre als Detektor und erfaßt das Cerenkov- oder Fluoreszenzlicht, das in großer Höhe gebildet wird und die Erdoberfläche fast ungehindert erreicht. Diese Techniken können



**Abbildung 3.3:** Zerfall und Wechselwirkung von  $\pi^\pm$ - und  $K^\pm$ -Mesonen. Als Funktion der atmosphärischen Tiefe  $T$  in  $\text{g}/\text{cm}^2$  ist die Energie aufgetragen, für die ein Teilchen mit gleicher Wahrscheinlichkeit zerfällt oder hadronisch wechselwirkt. Im Bereich oberhalb der Grenzlinien ist die hadronische Wechselwirkung häufiger, unterhalb der Zerfall. Kaonen haben wegen ihrer kürzeren Lebensdauer und größeren Masse generell eine größere Wahrscheinlichkeit zu zerfallen als Pionen der gleichen Energie.

nur in klaren, mondlosen Nächten angewandt werden, also maximal während ca. 10% der Zeit. Zum anderen mißt man mit großflächigen Detektoren direkt Ankunftszeit und Energiedeposition der Schauerteilchen, die den Erdboden erreichen. Zusammen mit der Atmosphäre als Absorber stellt die Detektorebene ein Kalorimeter mit einer aktiven Lage dar. Experimente in Untergrundlabors oder unter einer dicken Wasserschicht weisen nur noch hochenergetische Myonen im TeV-Bereich nach.

### 3.2.1 Cerenkovdetektoren

Mit Cerenkovteleskopen werden typischerweise Quellen von hochenergetischen Photonen am Himmel gesucht. Man beobachtet Schauer im TeV Bereich, die den Erdboden nicht erreichen, aber Cerenkovstrahlung aussenden, die mittels eines Spiegels auf eine Kamera aus Lichtverstärkern abgebildet wird [135, 340, 273, 207, 378, 206]. Das Gesichtsfeld hat typischerweise einen Durchmesser von einigen Grad. Man richtet das Teleskop auf eine potentielle Quelle und versucht, eine erhöhte Rate von Ereignissen im Vergleich zu einem Kontrollfeld am Himmel zu registrieren. Um den Untergrund von Ereignissen der kosmischen Strahlung, die gleichmäßig aus allen Richtungen kommen, von den Photonschauern zu trennen und dadurch die Sensitivität zu verbessern, analysiert man die Bilder der Schauer und erfaßt ihre Form mit geeigneten Parametern. Photonschauer sollten dabei regelmäßiger begrenzt sein als Hadronschauer und genau aus der Richtung der Quelle kommen. Die Energie der Schauer hängt zwar eng mit der Intensität des Cerenkovlichtes zusammen, welcher Anteil davon allerdings das Teleskop trifft, hängt von der Winkel- und Energieverteilung der Teilchen

im Schauer und von der Emissionshöhe ab und ist damit modellabhängig.

Cerenkovteleskope mit einem etwas weiteren Gesichtsfeld werden z.B. im DICE-Experiment [102] verwendet. Zwei Teleskope stehen im Szintillatorfeld des CASA-MIA-Experimentes [109] und registrieren Cerenkovlicht von Schauern, die annähernd vertikal sind und auch von CASA-MIA gesehen werden. Jedes der Teleskope hat ein Gesichtsfeld von  $16^\circ \times 16^\circ$  und erfaßt ein Bild des Schauers, das zur Rekonstruktion von Schauerrichtung, Longitudinalentwicklung und Energie dient und zusammen mit der Information von CASA und MIA die Energie und die Masse des Primärteilchens liefern soll. Die Rekonstruktion der Schauerform aus den Cerenkovbildern ist wie bei allen Cerenkovteleskopen modellabhängig, wenn auch nicht so stark wie die Interpretation von Elektron- und Myonzahl, die im Array gemessen werden.

Eine gitterartige Anordnung von Cerenkovdetektoren mit noch weiterer Apertur wird von der HEGRA-Kollaboration eingesetzt. AIROBICC [253, 252] ist ein Array von 49 Photoröhren innerhalb des HEGRA-Detektors, die mit großem Öffnungswinkel Cerenkovlicht sammeln. Man bestimmt damit die Lateralverteilung des Cerenkovlichtes im Schauer. Aus den Ankunftszeiten des Lichtes in den einzelnen Röhren läßt sich die Schauerrichtung sehr viel besser rekonstruieren als aus den Ankunftszeiten der Schauerteilchen in den Szintillatoren, da Cerenkovphotonen auf dem Weg zum Detektor nicht gestreut werden und viel zahlreicher als Schauerteilchen sind. Information über die Longitudinalverteilung der Energie in der Atmosphäre gewinnt man aus der Lateralverteilung des Lichtes mit Hilfe eines Luftschauermodells, welches das Höhenprofil des Schauers und die Winkelverteilung der Schauerteilchen realistisch simuliert. In Kombination mit der Szintillatormatrix von HEGRA kann man die Energie bestimmen, Photon- von Hadronschauern trennen und statistische Aussagen über die Elementzusammensetzung gewinnen. Die integrale Lichtmessung mit AIROBICC und die daraus gewonnene Energieabschätzung des Primärteilchens sind vergleichsweise modellunabhängig.

Eine völlig neue Technik des Luftschauernachweises wurde von D.B. Kieda vorgeschlagen [260]. Bei Energien  $> 10^{18}$  eV wird das Cerenkovlicht eines Schauers so intensiv, daß es mit einem Feld von Solarzellen nachgewiesen werden kann. Bei  $E > 10^{19}$  eV würde man den Lichtblitz sogar bei Tage registrieren können. Erste Prototyp-Messungen belegen die Einsatzmöglichkeit dieser Technik, eine Anwendung in einem Schauerexperiment steht jedoch noch aus.

### 3.2.2 Fluoreszenzdetektoren

Oberhalb von  $10^{17}$  eV werden so viele Schauerteilchen gebildet, daß man auch das von ihnen erzeugte Fluoreszenzlicht des Stickstoffes in der Luft vom Erdboden aus nachweisen kann. Zwei Experimente, die dieses Licht messen, sind das Fly's Eye [62], das nicht mehr in Betrieb ist, und sein Nachfolgeexperiment HIRES<sup>5</sup> [62, 91]. Da Fluoreszenzlicht isotrop abgestrahlt wird, kann der Schauer mit dieser Technik auch von der Seite abgebildet werden, was das effektive Detektorvolumen stark vergrößert. Es lassen sich Richtung, Energie und die Schauerform rekonstruieren, was bei gleichzeitiger Beobachtungen mit zwei Detektoren besonders gut funktioniert. Insbesondere die Höhe des Schauermaximums  $X_{\max}$  dient als Hinweis auf die Art des Primärteilchens. Mit Fluoreszenzdetektoren (wie auch mit Cerenkovdetektoren) alleine läßt sich allerdings keine Information über Myonen und Hadronen im Schauer gewinnen, die für die Massenbestimmung wichtig sind. Bei dieser Technik ist die Energiebestimmung eine kalorimetrische Messung, die praktisch keine Modellabhängigkeiten aufweist. Wegen dieses Vorteils wird auch beim Pierre-Auger-Projekt ein solcher Detektor zum Einsatz kommen [151].

---

<sup>5</sup>HIRES: HIgh RESolution Fly's Eye

### 3.2.3 Szintillator-Arrays

Die klassischen Luftschauerdetektoren sind große Felder von Szintillationszählern (siehe z.B. Refs. [109, 181, 17, 28, 194, 139, 388, 3, 264]). Die einzelnen Detektoren reagieren auf geladene Teilchen im Luftschauer und messen sowohl deren Ankunftszeit als auch die Energie- bzw. Teilchendichte. Wie in Abs. 2.2.1 erwähnt, enthält ein Schauer so viele Teilchen, daß eine stichprobenartige Messung ausreicht, um auf die Gesamtheit zu schließen. Typische Detektorflächen messen ca.  $1 \text{ m}^2$  bei einem Abstand zwischen den Detektoren von 15 m. Damit erfaßt man etwa 0.1% bis 1% der Schauerteilchen. Ein Schauer von  $10^{15} \text{ eV}$  trifft auf Meereshöhe ungefähr 50 bis 100 Stationen. Je enger die Detektoren gruppiert sind, desto niedriger ist die Energieschwelle der Anordnung. Eine Luftschaueranlage auf Bergeshöhe mißt den Schauer näher am Maximum, wo die Teilchenzahl größer ist. Dementsprechend hängt die Energieschwelle von der Höhe des Beobachtungsniveaus ab. Für typische Anlagen auf Meereshöhe liegt sie bei einigen 100 TeV, das Tibet AS- $\gamma$ -Array auf 4300 m Höhe hat eine Schwelle von nur 10 TeV. Aus den Ankunftszeiten in den einzelnen Detektoren läßt sich die Schauerrichtung mit rein geometrischen Überlegungen auf etwa  $1^\circ$  rekonstruieren. Die Gesamtzahl der Teilchen wird durch Integration über die laterale Dichteverteilung bestimmt und ist ein grobes Maß für die Energie. Je größer ein Schauer ist, desto mehr Teilchen werden nachgewiesen und um so besser lassen sich Winkel und Energie rekonstruieren. Durch Folien von einigen mm Blei auf den Szintillatoren läßt sich auch ein Teil der zahlreichen Photonen konvertieren und nachweisen [109, 159]. Damit verbessert sich zwar die Winkel- und Energiemessung, die Signale in den Zählern werden jedoch schwieriger zu interpretieren. Da man mit einem Oberflächenarray im wesentlichen die elektromagnetische Komponente nachweist, sieht man nur etwa  $1 X_0$  weit in die Atmosphäre und kann damit nur wenig über die longitudinale Schauerentwicklung aussagen. Lediglich die Breite der Lateralverteilung gibt über den Schaueralter-Parameter einen Hinweis auf den Entwicklungszustand des Schauers. Je weiter die Schauerentwicklung fortgeschritten ist, desto flacher wird die Lateralverteilung.

Manche Detektorfelder sind mit Myondetektoren kombiniert [109, 181, 264]. Die Teilchendichten von Myonen sind viel kleiner als die von Elektronen, so daß sehr große Detektorflächen benötigt werden, um die Myonzahl eines Schauers statistisch signifikant zu bestimmen. Myonen werden unter einer Abschirmung nachgewiesen, welche die elektromagnetische Komponente absorbieren soll. Es werden entweder mit einfachen, oft großflächigen Szintillatoren alle geladenen Teilchen registriert. Eine Energiedeposition wird je nach Pulshöhe als ein oder mehrere Myonen gezählt. Die Abschirmung wird jedoch auch von Hadronen und sehr hochenergetischen elektromagnetischen Schauern durchdrungen, die dadurch Myonen vortäuschen. Eine bessere Art des Myonnachweises ist es, ihre Trajektorien in mehrlagigen feinauflösenden Spurkammern zu rekonstruieren. Damit können Myonen einzeln gezählt und durchschlagende Hadronen und Elektronen anhand ihrer Energiedeposition verworfen werden. Da niederenergetischen Myonen in der Abschirmung gestoppt werden, kann man eine Untergrenze für die Energie der nachgewiesenen Myonen angeben. Eine genauere Bestimmung der Myonenenergie mit Magnetspektrometern oder über ihren Energieverlust in  $e^+e^-$ -Paare wurden bisher nur für einzelne Teilchen, nicht aber großflächig in Luftschauern versucht.

Nur wenige Experimente können mittels großflächiger Detektoren Hadronen in Luftschauern identifizieren [48, 349, 58, 264]. Hadronen werden dadurch erkannt, daß sie in dicken Kalorimetern aufschauern und Energie deponieren. Man mißt die Energiedeposition in verschiedenen Tiefen im Kalorimeter, um die Abschwächungslänge von Luftschauern zu bestimmen. Laterale Segmentierung der aktiven Elemente erlaubt die Untersuchung der Schauerkerstruktur. Das KASCADE-Experiment hat das bislang größte und am besten segmentierte Hadronkalorimeter. Es ist ein  $320 \text{ m}^2$  großes und  $11\lambda_I$  dickes Eisenkalorimeter, das in 8 Lagen mit  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  großen Ionisationskammern instrumentiert ist. Man kann damit bis zu 5 Teilchen/ $\text{m}^2$  getrennt erkennen und mit guter Auflösung ihre Energie bestimmen [297]. Mit einer Lage von schnellen Szintillatoren im Kalorimeter können zusätzlich die Ankunftszeiten von einzelnen Hadronen und Myonen bestimmt werden.

Eine andere Technik wurde mit der CRT Projektstudie [85, 84] getestet. CRT wurde ursprünglich als Experiment zur  $\gamma$ -Astronomie geplant und sollte mit einem Detektorarray in 3500 m Höhe niederenergetische Photonen von Punktquellen nachweisen. Jede der Stationen mißt die Spuren geladener Teilchen mit hochauflösenden Driftkammern, die durch einen Eisenabsorber in zwei Hälften geteilt ist. Die Unterscheidung von Elektronen und Myonen geschieht über ihre Wechselwirkung in der Eisenplatte. Myonen gehen ohne Reaktion hindurch, wogegen Elektronen absorbiert werden oder aufschauern. Auch Hadronen führen in der Regel zu mehreren Teilchen hinter dem Absorber. Die Schauerrichtung wird aus der Richtung der einzelnen Spuren rekonstruiert. Diese Technik bietet den Vorteil einer guten Winkelauflösung schon bei kleinen Schauerenergien und einer guten Myonidentifikation.

Schauerpartikel können auch in Wassercerenkov-Detektoren nachgewiesen werden [280, 17, 151]. Ein Wassertank wird von mehreren Photomultipliern beobachtet, die das Cerenkovlicht geladener Teilchen registrieren. Es werden auch Photonen erfaßt, die erst in tieferen Wasserschichten konvertieren. Damit haben Wassercerenkovdetektoren tiefere Nachweisschwellen als Arrays aus dünnen Szintillatoren. Mit dem MILAGRO<sup>6</sup> Experiment [366, 422] (New Mexico, 2650 m Höhe) ist ein Experiment im Aufbau, das mit einem einzigen, sehr großen Wasservolumen (5000 m<sup>2</sup> Oberfläche, 8 m tief), welches von Photomultipliern beobachtet wird, Luftschauer ab 250 GeV messen soll. Dies gelingt, weil man innerhalb des Wasserbeckens alle Teilchen einschließlich der Photonen und Hadronen und nicht nur eine kleine Stichprobe der geladenen Teilchen stoppt. Damit erhält man also eine kalorimetrische Messung der Schauerpartikel am Erdboden, ohne jedoch einzelne Teilchen innerhalb eines Schauers identifizieren zu können. Es ergibt sich eine viel niedrigere Energieschwelle als bei Detektorsystemen mit kleiner Flächenbelegung. Der untere Bereich des Volumens ist optisch vom oberen Bereich abgetrennt und dient zum Myonnachweis.

In den 70er Jahren hat man entdeckt, daß hochenergetische Luftschauer ( $E > 10^{17}$  eV) auch von Radiopulsen begleitet werden [18, 49]. Ihre Polarisation und ihr Frequenzspektrum legen nahe, daß die Radiostrahlung in erster Linie durch die Trennung von positiver und negativer Ladung im Erdmagnetfeld erzeugt wird. Im Rahmen des AUGER Experimentes [151] denkt man darüber nach, wie sich die Messung von Radiopulsen im Bereich von 50 bis 100 MHz in Koinzidenz mit großen Schauern realisieren ließe [347]. Wieviel Information die Analyse der Radiopulse allerdings über Energie oder Masse des primären Teilchens liefern kann, ist noch völlig offen.

Detektorsysteme, die Schauerpartikel an der Erdoberfläche erfassen, messen Energie- bzw. Teilchendichten als Funktion des Abstandes von der Schauerachse und der Zeit und sind in unterschiedlichem Maße fähig, die einzelnen Komponenten getrennt zu identifizieren. Zentrum und Richtung des Schauers und damit die Flugrichtung des Primärteilchens sind problemlos zu bestimmen. Aussagen über alle anderen Eigenschaften des Primärteilchens erfordern jedoch ein Modell der Schauerentwicklung in der Atmosphäre und sind daher auch stark von diesem Modell abhängig. Lediglich der Nachweis von Punktquellen als Orte erhöhter Intensität am Himmel wäre ohne Modellabhängigkeit möglich. Doch schon die Angabe einer Energie oder eines Flusses von der Quelle würde ein Luftschauermodell voraussetzen. Bisher ist es allerdings keinem Experiment gelungen, Punktquellen mit einem Luftschauerarray zweifelsfrei zu detektieren.

### 3.2.4 Untergrunddetektoren

Untergrundexperimente, die zum Nachweis des Protonzerfalls oder von Neutrinos tief unter die Erdoberfläche gebracht wurden, weisen gelegentlich Ereignisse nach, die aus ausgedehnten Luftschauern stammen. Nur TeV-Myonen (und Neutrinos) können tief in die Erde eindringen und in diesen Detektoren nachgewiesen werden. Sie stammen aus den ersten Wechselwirkungen des Primärteilchens.

---

<sup>6</sup>MILAGRO: Multi Institution Los Alamos Gamma Ray Observatory; spanisch für Wunder

Unterwasser-Neutrindetektoren [282, 79, 301, 132, 110] schließen von der beobachteten Signalhöhe auf die Anzahl der Myonen, können sie aber nicht getrennt rekonstruieren. Detektoren mit feiner Segmentierung [82, 317, 64] erkennen einzelne Spuren und zählen Myonen. Man findet Ereignisse mit 40 und mehr parallelen Myonen im Detektor. Die Häufigkeitsverteilung sollte die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung widerspiegeln. Andererseits haben Untergrundexperimente keinerlei Information über die elektromagnetische oder die hadronische Komponente des Schauers. Deshalb versucht man teilweise, die Untergrundexperimente durch Oberflächendetektoren zu ergänzen (EAS-TOP & MACRO [385], SPASE<sup>7</sup> & AMANDA<sup>8</sup> [194]).

### 3.3 Luftschaumermodelle

Insgesamt werden also in Luftschauserperimenten Teilchen- und Energiedichten von Elektronen und Photonen, Myonen und Hadronen sowie von Cerenkovlicht in verschiedenen Abständen von der Schauerachse und mit unterschiedlichsten Energieschwellen gemessen. Ankunftszeiten und Richtung der einzelnen Teilchen und des gesamten Schauers werden registriert. Es können Bilder von Luftschausern im Cerenkov- und Fluoreszenzlicht gemacht und Form und Teilchenmaximum in der Atmosphäre bestimmt werden. Die Meßgrößen werden miteinander korreliert und ihre Fluktuationen werden gemessen. Schauer, die von unterschiedlichen Primärteilchen und -energien ausgelöst werden, kommen unablässig aus allen Richtungen und werden auf verschiedensten Beobachtungshöhen erfaßt.

Ein Luftschausermodell muß in der Lage sein, all diese Observablen samt Fluktuationen und Korrelationen als Funktion von Primärteilchen und Energie zu beschreiben. Analytisch ist dieses Problem nicht zu lösen. Daher werden numerische Simulationen auf der Basis der Monte-Carlo-Methode verwendet, in denen man jedes Detail der Kaskadenbildung nach bestem Wissen modelliert.

Der Teilchentransport mit Ionisationsverlust und Vielfachstreuung sowie die elektromagnetischen Reaktionen sind dabei einfach zu behandeln, da die zugrunde liegenden Prozesse in der QED<sup>9</sup> bis zu höchsten Energien berechenbar sind. Auch Zerfälle von instabilen Teilchen können gut simuliert werden, da meist die Zerfallsmoden und die Kinematik der Zerfallsprodukte wohl bekannt sind.

Große Unsicherheiten bestehen jedoch bei den hadronischen Wechselwirkungsquerschnitten und der Teilchenproduktion in inelastischen hadronischen Reaktionen. Bei niedrigen Energien können diese zwar an Beschleunigern gemessen werden, verlässliche theoretische Vorhersagen sind im Rahmen der QCD<sup>10</sup> für Reaktionen in unbekanntem Energie- und Kinematikbereichen jedoch nicht ableitbar. Dies liegt an der Größe und Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ , welche die Anwendung störungstheoretischer Methoden nur bei Wechselwirkungen mit sehr hohen Impulsüberträgen gestattet. Der Großteil der Reaktionen kosmischer Strahlung in der Atmosphäre fällt jedoch nicht in diese Klasse. Im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie kann man zwar Streuprozesse mit kleinem Impulsübertrag behandeln, erhält aber nur für elastische Wechselwirkungen exakte Vorhersagen. Damit muß bei der Modellierung der inelastischen hadronischen Wechselwirkung auf phänomenologische Erweiterungen und Annahmen zurückgegriffen werden, wodurch die Extrapolation in Gebiete, die nicht direkten Messungen an Beschleunigern zugänglich sind, problematisch wird. Die Modellierung der hadronischen Wechselwirkungen wird damit zum zentralen Punkt einer Luftschausersimulation.

In der Vergangenheit gab es viele, meist sehr einfache Ereignisgeneratoren, die auf Parametrisierungen von Beschleunigerergebnissen beruhten und auf der Basis von einfachen physikalischen Mo-

<sup>7</sup>SPASE: South Pole Air Shower Experiment

<sup>8</sup>AMANDA: Antarctic Muon and Neutrino Detector Array

<sup>9</sup>QED: Quantenelektrodynamik, Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung

<sup>10</sup>QCD: Quantenchromodynamik, Theorie der starken Wechselwirkung



dellen und Vermutungen zu hohen Energien hin extrapolierten. Dieses Vorgehen wurde dadurch begründet, daß die experimentellen Daten selbst große Unsicherheiten aufwiesen und detailliertere Luftschauerrechnungen sehr viel mehr Rechenzeit benötigt hätten als üblicherweise zur Verfügung stand.

Mit neueren und besseren Luftschauerexperimenten wächst nun auch der Bedarf an genaueren Simulationen, und die ständig steigende Leistungsfähigkeit von Computern erlaubt eine neue Dimension in der Genauigkeit der Behandlung von Luftschauern. Dennoch sind wegen der Millionen von Sekundärteilchen, vor allem bei hohen Primärenergien ( $E > 10^{16}$  eV), Luftschauerrechnungen sehr zeitintensiv, und es gilt, einen Kompromiß zwischen der Detailliertheit der Simulation und dem nötigen Rechenaufwand zu finden.

## Kapitel 4

# Hadronische Wechselwirkungen

Die hadronische Wechselwirkung wird an Beschleunigern durch Streuexperimente untersucht. Durch systematische Variation von Projektil, Target und Energie und Erfassung der Reaktionsprodukte ließ sich in den vergangenen Jahrzehnten eine Flut von Erkenntnissen über den Aufbau der Materie und die Wechselwirkungen zwischen ihren Bestandteilen gewinnen.

Streuprozesse werden dabei über die Kinematik klassifiziert. Die Streupartner und die Endzustände einer Kollision werden durch Vierervektoren charakterisiert<sup>1</sup>.

Die Streuung von zwei Teilchen  $a$  und  $b$  mit den Viererimpulsen  $\mathbf{P}_a$  und  $\mathbf{P}_b$  in den Endzustand  $c$  und  $d$  mit den Viererimpulsen  $\mathbf{P}_c$  und  $\mathbf{P}_d$  werden üblicherweise mit den lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen  $s$ ,  $t$  und  $u$  beschrieben<sup>2</sup>:

$$s = (\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b)^2 = (\mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d)^2, \quad t = (\mathbf{P}_a - \mathbf{P}_c)^2 = (\mathbf{P}_b - \mathbf{P}_d)^2, \quad u = (\mathbf{P}_a - \mathbf{P}_d)^2 = (\mathbf{P}_c - \mathbf{P}_b)^2 .$$

Anhand der Endzustände unterscheidet man verschiedene Reaktionstypen. Es gibt elastische und inelastische Reaktionen. Bei elastischen Kollisionen verlieren die Stoßpartner im Schwerpunktsystem keine Energie. Die einlaufenden Teilchen verlassen den Reaktionsort lediglich mit einer Ablenkung aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung. Bei inelastischen Reaktionen geht die Energie der Stoßpartner zum großen Teil in die Produktion von Sekundärteilchen. Eine spezielle Klasse von inelastischen, hadronischen Reaktionen sind die diffraktiven Reaktionen, die kinematisch der elastischen Steuerung ähnlich sind, bei denen aber einer oder beide Stoßpartner angeregt werden und später unter Aussendung einiger weniger Sekundärteilchen zerfallen. Der totale Wirkungsquerschnitt für hadronische

---

<sup>1</sup>Ein relativistisches Teilchen wird durch einen Vierervektor  $\mathbf{P} \equiv (E, \mathbf{p}) \equiv (E, \mathbf{p}_\perp, p_z) \equiv (E, p_x, p_y, p_z)$  repräsentiert. Die  $z$ -Achse sei die longitudinale Achse und  $p_z = p_L$  der Longitudinalimpuls. Der Transversalimpuls ist die Impulskomponente senkrecht dazu, liegt also in der  $x, y$ -Ebene.  $\mathbf{p}_\perp = (p_x, p_y)$  und  $p_\perp = |\mathbf{p}_\perp| = \sqrt{\mathbf{p}^2 - p_z^2} = |\mathbf{p}| \cos \theta$ , wobei  $\theta$  der Winkel des Teilchens zur Strahlachse bzw. zur Einfallrichtung ist. Die transversale Masse bzw. Energie  $m_\perp = E_\perp$  setzt sich gemäß  $m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2$  aus der Ruhemasse  $m$  und dem Transversalimpuls  $p_\perp$  zusammen und ist invariant gegenüber Lorentztransformationen entlang der  $z$ -Achse. Für ein freies Teilchen gilt  $\mathbf{P}^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2$ . Die Geschwindigkeit ist  $\beta = v/c$  und der Lorentzfaktor  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

<sup>2</sup>Die Variable  $s = E_{\text{cm}}^2$  gibt dabei das Quadrat der Schwerpunktsenergie wieder und  $t$  bzw.  $u$  sind die quadrierten Impulsüberträge. Multipliziert man die Quadrate aus, so sind die quadratischen Terme gerade die Teilchenmassen  $\mathbf{P}_a^2 = m_a^2$ ,  $\mathbf{P}_b^2 = m_b^2$ ,  $\mathbf{P}_c^2 = m_c^2$ ,  $\mathbf{P}_d^2 = m_d^2$ , und nur die gemischten Terme sind für die Beschreibung der Kinematik interessant. Die Mandelstam-Variablen besitzen eine gegenseitige Abhängigkeit durch die Beziehung  $s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2$ , womit sich die dritte Variable aus den beiden anderen ergibt. Zusammen mit der Energie- und Impulserhaltung erhält man für jede der Variablen den kinematisch zulässigen Bereich. Falls die Massen sich nicht ändern, erhält man  $s > (m_a + m_b)^2$ ,  $t < 0$  und  $u < 0$ .  $t$  bestimmt maßgeblich den Streuwinkel  $\theta$ . Bei der elastischen Streuung entspricht der Streuwinkel  $\theta = 0$  einem minimalen  $-t$  und einem maximalen  $-u$ , wogegen sie Streuung in Rückwärtsrichtung maximalem  $-t$  und minimalem  $-u$  entspricht.

Reaktionen setzt sich entsprechend dieser Klassifizierung aus mehreren Teilen zusammen:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}} \quad \text{mit} \quad \sigma_{\text{inel}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} \quad .$$

Der inelastische Wirkungsquerschnitt beinhaltet sowohl nicht-diffraktive (ND) wie einfach-diffraktive (SD) und doppelt-diffraktive (DD) Anteile.

## 4.1 Elastische Streuung und totaler Wirkungsquerschnitt

Die Eigenschaften der elastischen Streuung und des totalen Wirkungsquerschnittes für Nukleon-Nukleon-Stöße wurden im Energiebereich des ISR<sup>3</sup> [380] gründlich untersucht (siehe z.B. Refs. [133, 97, 15, 200]).

Der totale und der elastische Wirkungsquerschnitt nähern sich zunächst bei allen Streuexperimenten (bis auf logarithmische Terme) einem konstanten Wert. Im Vorwärtsbereich findet man Spitzen der Wirkungsquerschnitte von der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx Ae^{-Bt}$$

und charakteristische Minima und Maxima, die Beugungsmustern in der Optik sehr ähnlich sind. Reaktionen mit Streuamplituden, die einem Beugungsbild gleichen, bezeichnet man als *diffraktiv*.

Beugungsphänomene in der Optik beruhen auf der Wellennatur elektromagnetischer Strahlung und zeigen sich als Interferenzmuster bei der Streuung von Licht an den Begrenzungen absorbierender Objekte. Details der Interferenzmuster sind immer eng mit der Größe und Form des streuenden Objektes verbunden. Die Fourier-Transformation stellt die Verbindung zwischen der Geometrie des Streukörpers und dem Interferenzmuster dar.

In der Quantenmechanik spielt die Wellenfunktion die Rolle der Amplitude bei elektromagnetischen Wellen und gehorcht ebenfalls einer linearen Differentialgleichung. Deshalb erhält man auch in der Quantenmechanik für die elastische Teilchenstreuung an einem Potential ein Beugungsmuster wie in der Optik.

Umgekehrt spiegelt die elastische Streuung von Hadronen die Eigenschaften der Hadronen wider. Man erkennt an den Beugungsbildern ihre Wellennatur, die endliche Reichweite ihrer Wechselwirkung und ihre starke Absorption.

Abb. 4.1 zeigt Daten der elastischen  $p$ - $p$ -Streuung bei verschiedenen Impulsen. Man erkennt die exponentielle Spitze in Vorwärtsrichtung, die für  $t \rightarrow 0$  um viele Größenordnungen gemäß

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{dt} \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}^2}{16\pi} e^{-Bt}$$

ansteigt, wobei  $B$  der *elastische Steigungsparameter* ist. Der annähernd exponentielle Abfall des Querschnitts mit  $-t$  in der Proton-Proton-Streuung bedeutet, daß die Materieverteilung im Proton in etwa gaußförmig ist [133]. Das Beugungsminimum liegt bei  $-t \approx 1.4 \text{ GeV}^2$  und wird mit steigendem Impuls ausgeprägter.  $B$  wächst etwa wie  $\ln s$ , der Abfall wird also steiler, und das Minimum rückt zu kleineren quadrierten Impulsüberträgen  $-t$ . Im analogen optischen Fall würde die Abnahme der Breite des Beugungsbildes einer Vergrößerung der Streuscheibe entsprechen.

Man stellt fest, daß der totale und der elastische Wirkungsquerschnitt sich nur langsam mit der Energie ändern und ihr Verhältnis gegen einen konstanten Wert strebt. Es gibt bei  $-t \approx 2 \text{ GeV}^2$  ein

<sup>3</sup>ISR: Intersecting Storage Ring. Der ISR war der erste Proton-Proton bzw. Proton-Antiproton-Speicherring am CERN mit  $\sqrt{s} = 2 - 63 \text{ GeV}$ .

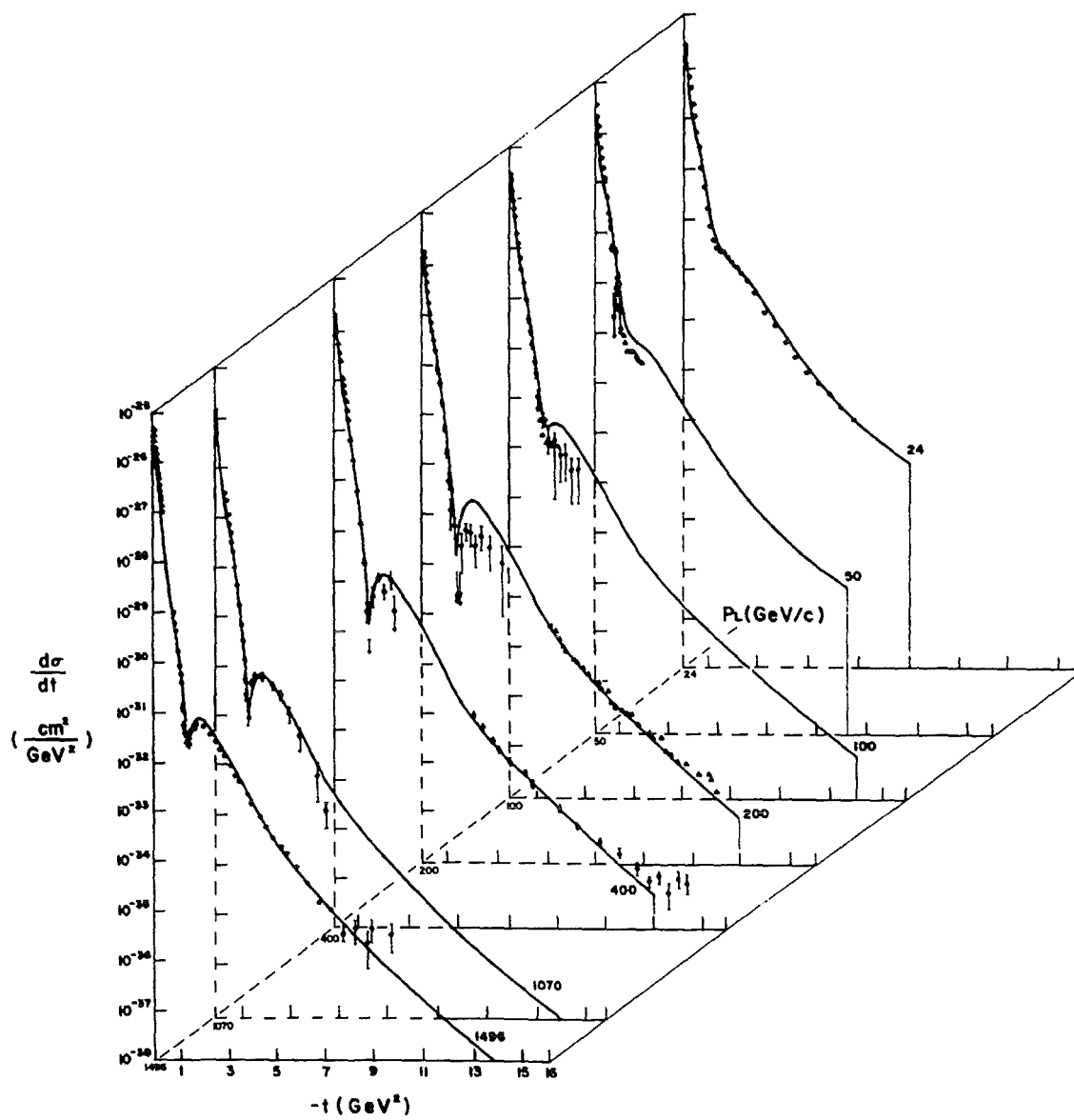


Abbildung 4.1: Elastische  $p$ - $p$ -Streuquerschnitte als Funktion von  $s$  und  $t$  (nach Ref. [15]).

zweites Maximum jenseits dessen der Abfall von  $d\sigma_{el}/dt$  durch eine Exponentialfunktion mit sehr viel kleinerer Steigung beschreiben werden kann. Ein weiteres Minimum existiert nicht.

Die elastische Amplitude besteht aus einem kleinen, realen Anteil, der durch Austauschkräfte zustande kommt und rasch mit der Energie abfällt, und dem dominanten, imaginären Anteil von der Beugung, der praktisch keine Energieabhängigkeit aufweist und bei hohen Energien dominiert. Das Verhältnis  $\rho = \Re f(0)/\Im f(0)$  von Realteil zu Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude  $f(t)$  ist klein und steigt für die Proton-Proton-Streuung mit der Energie von negativen Werten über null auf etwa 0.15 an [27]. Bei  $\sqrt{s} \approx 20$  GeV hat  $\rho$  gerade seinen Nulldurchgang, die Streuamplitude ist also rein imaginär. Das Beugungsbild ist dort am deutlichsten ausgeprägt.

Bei der elastischen Streuung werden die Streupartner nicht aufgebrochen, um neue Hadronen zu bilden. Dies ist nur wahrscheinlich, wenn die Kollision *weich* ist, also wenig Impuls übertragen wird. In der Tat kommt der dominante Beitrag zur elastischen Streuung von Prozessen, bei denen das Teilchen  $a$  als Teilchen  $c$  praktisch ungestreut mit dem gleichen Impuls weiterfliegt.

Alle hadronischen Zweikörperstreuungsprozesse zeigen bei kleinen Streuwinkeln einen Wirkungsquerschnitt, der als Produkt eines  $s$ - und eines  $t$ -abhängigen Faktors geschrieben werden kann

$$\frac{d\sigma}{dt} = A(s) \cdot f(t) \quad .$$

Dies führt dazu, daß die elastische Streuung als Funktion einer Variablen, nämlich des Stoßparameters<sup>4</sup>  $b = \frac{1}{k}(\ell + 1/2)$ , anstatt als Funktion des Schwerpunktsimpulses  $k$  und des Bahndrehimpulses  $\ell$ , beschrieben werden kann.

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  ergibt sich im Prinzip aus der Summe der Querschnitte aller möglichen Reaktionen, die alle ihre eigene Energie- und Impulsabhängigkeiten haben, und ist daher über diesen Ansatz nur schwer zu berechnen. Dennoch ergibt sich  $\sigma_{tot}$  durch das optische Theorem ganz einfach aus einer einzigen elastischen Streuamplitude (siehe z.B. Refs. [105, 147]). Das optische Theorem verknüpft im Grenzfall hoher Energien den totalen Wirkungsquerschnitt mit dem Imaginärteil der elastischen Streuamplitude  $f(t)$  in Vorwärtsrichtung gemäß

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s} \Im f(t=0) \quad .$$

Dabei ist  $f(t)$  näherungsweise gegeben durch

$$f(t) \approx \sigma_{tot} k \frac{i + \rho}{4\pi} e^{-Bt/2} \quad .$$

$\rho(s)$  ist das Verhältnis von Realteil zu Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude und hängt mit der Änderung des totalen Wirkungsquerschnittes gemäß

$$\rho(s) \approx \frac{\pi}{2\sigma_{tot}} \frac{d\sigma_{tot}}{d \ln s}$$

zusammen [133]. Man erkennt, daß für einen ansteigenden Querschnitt  $\rho$  positiv ist. Das Verhalten von  $\rho$  gibt also Aufschluß über den Verlauf von  $\sigma_{tot}$ .

Die elastische Streuamplitude  $f$  ist, ähnlich wie in der Optik, die Fourier-Transformierte der Profilmfunktion  $F(s, b)$ , welche die hadronische Opazität<sup>5</sup>, oder gleichbedeutend, die räumliche Verteilung

<sup>4</sup>Bewegen sich zwei Teilchen parallel zur  $z$ -Achse aufeinander zu, so ist der Abstand ihrer Trajektorien in der  $x$ - $y$ -Ebene der Stoßparameter  $b$ . Bei  $b = 0$  treffen die Teilchen zentral aufeinander, bei größeren  $b$ -Werten ist der Stoß peripher, und bei  $b > R_A + R_B$  fliegen die Teilchen aneinander vorbei.

<sup>5</sup>Opazität  $\Omega$ : Undurchsichtigkeit,  $\Omega = 1$  bedeutet totale Absorption.

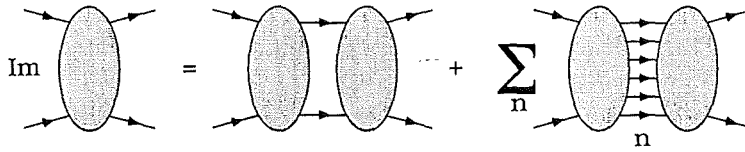


Abbildung 4.2: Elastische Streuung als Summe aus elastischen und inelastischen Prozessen.

der Materie im streuenden Teilchen als Funktion des Stoßparameters  $b$  beschreibt. Der Zusammenhang zwischen Profildfunktion und Wirkungsquerschnitten ist

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot}} &= 8\pi \int \Im F(s, b) b db \\ \sigma_{\text{el}} &= 8\pi \int |F(s, b)|^2 b db \quad .\end{aligned}$$

Damit hängen die Eigenschaften der elastischen Streuung und das Verhalten des inelastischen Wirkungsquerschnittes eng zusammen. Es gibt keine rein inelastische Streuung. Zu jedem inelastischen Anteil des Querschnitts existiert auch ein Beitrag zur elastischen Streuung, quasi ein Schatten, der durch die Absorption eines Teils der einlaufenden Welle erzeugt wird und wegen der Wellennatur der Teilchen strukturiert ist. Abb. 4.2 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen elastischer und inelastischer Streuung. Es gibt zu jeder inelastischen  $2 \rightarrow n$  Reaktion eine inverse  $n \rightarrow 2$  Reaktion, die den Zweiteilchen-Endzustand wieder herstellt. Die Kombination dieser beiden Reaktionen liefert einen Beitrag zur elastischen Streuung mit  $n$  Teilchen in einem virtuellen Zwischenzustand.

In einer quantitativen Analyse der  $p$ - $p$ -Streudaten [133] wurde die Profildfunktion des Protons ermittelt. Für  $\sqrt{s} = 53$  GeV erhielt man eine im Stoßparameter  $b$  näherungsweise gaußförmige Funktion, deren Maximalwert nur ca. 70% des Wertes für eine völlig schwarze Scheibe erreicht. Bei ISR-Energien entspricht das Proton also einer *grauen* Scheibe mit etwa gaußförmigem Opazitätsverlauf.

Ausgehend von wenigen, sehr allgemeinen Annahmen hat M. Froissart eine Obergrenze für den totalen Wirkungsquerschnitt abgeleitet [186]:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \left( \ln \frac{s}{s_0} \right)^2 \quad \text{für } s \rightarrow \infty \quad .$$

Sie gibt das asymptotische Wachstum des Wirkungsquerschnittes für große  $s$  an. Leider erhält man keine Aussage über die Größe von  $s_0$ , die angibt, wann das asymptotische Verhalten einsetzt.

Das Pomeranchuk-Theorem [323] besagt, daß der totale Wirkungsquerschnitt für Teilchen und Antiteilchen bei hohen Energien gleich sein sollte. Dies ist in der Tat bereits bei den z. Zt. zur Verfügung stehenden Energien erfüllt, wie in Abb. 4.3, 4.4 und 4.5 sowohl für Nukleonen als auch für Mesonen dargestellt ist. Der totale Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}}$  beträgt etwa 40 mb für Schwerpunktennergien von  $3 \text{ GeV} < E_{\text{cm}} < 100 \text{ GeV}$ . Der inelastische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{inel}}$  beträgt in diesem Energiebereich ca. 30 mb, übersteigt also deutlich den elastischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{el}}$ .

Versucht man die elastische Streuung durch Teilchenaustausch zu erklären, so dürfen die Austauschteilchen nicht die Identität von Projektil und Target verändern. Der Austausch eines passenden Quark-Antiquark-Paares könnte dies bewerkstelligen. Emission bzw. Absorption eines  $\pi^0$ -Mesons ließe ein Proton z.B. unverändert. Der analoge Austausch eines geladenen Pions zwischen Projektil und Target führt zu den wohlbekannten Ladungsaustauschreaktionen, bei denen auch nur zwei Teilchen im Endzustand zu finden sind (z.B.  $\pi^+ + p \rightarrow \pi^0 + n$ ). In beiden Fällen müssen jedoch Quarks vom einen zum anderen Stoßpartner überwechseln und dabei ihre Bewegungsrichtung ändern. Mit

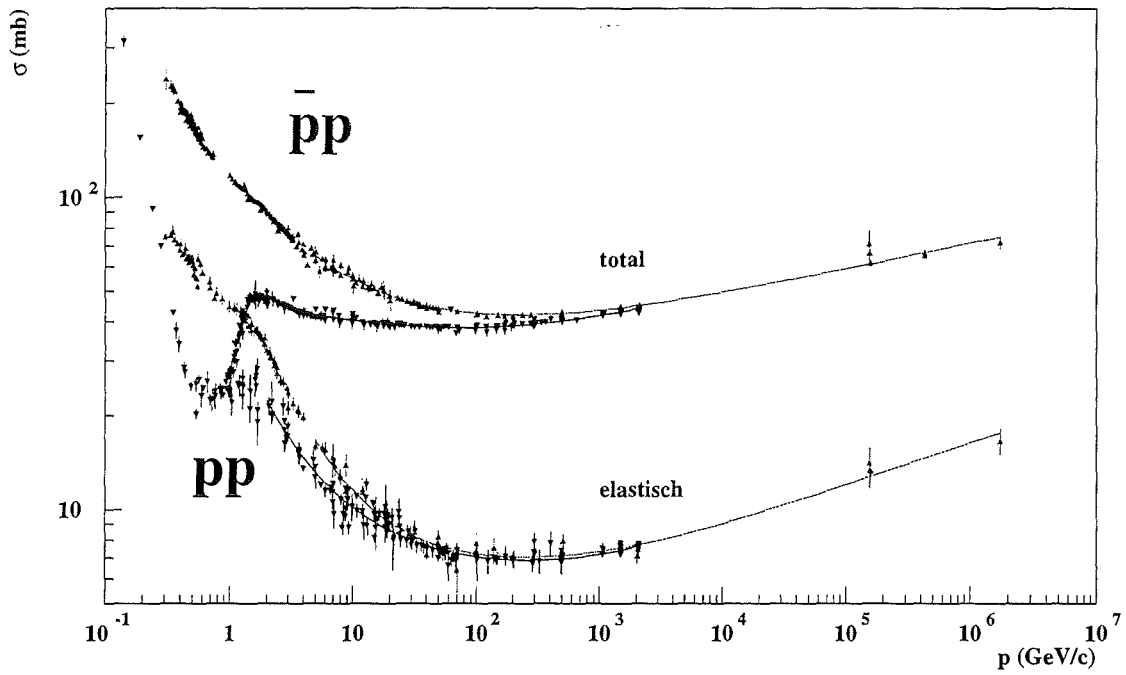


Abbildung 4.3: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte für  $p$ - $p$ - und  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen (nach [7]).

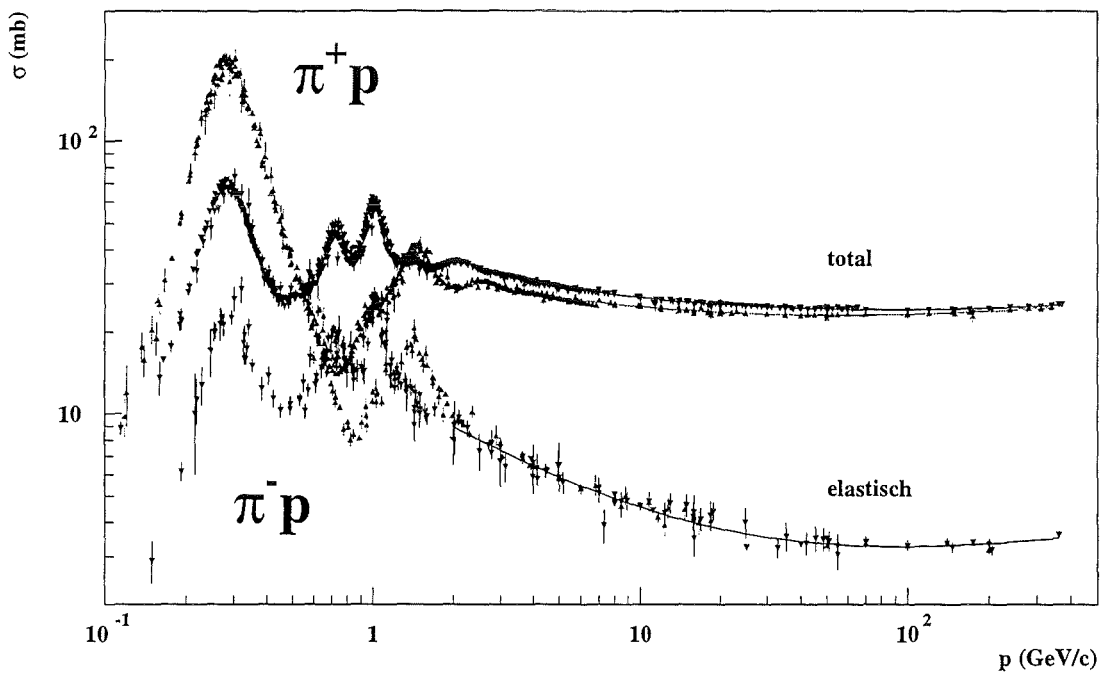


Abbildung 4.4: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte für  $\pi^+$ - $p$ - und  $\pi^-$ - $p$ -Reaktionen (nach [7]).

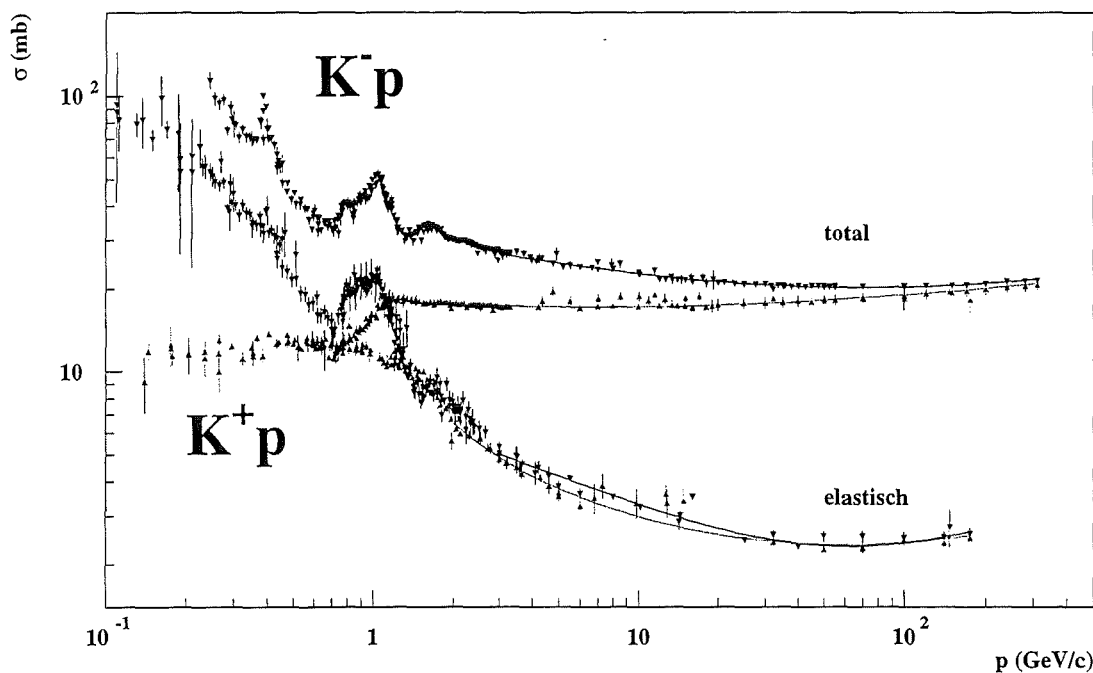


Abbildung 4.5: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte für  $K^+$ - $p$ - und  $K^-$ - $p$ -Reaktionen (nach [7]).

steigender Energie wird dies immer schwieriger, und folglich nehmen die Wirkungsquerschnitte für solche Prozesse nach  $\propto s^{-n}$  ab, wobei  $n$  typischerweise Werte zwischen 1 und 2 annimmt. Die Austauschteilchen, welche die elastische Streuung bei hohen Energien vermitteln, können also keine Mesonen sein. Sie müssen die Quantenzahlen des Vakuums besitzen.

Mit dem CERN SPS<sup>6</sup> und dem daraus entstandenen  $Sp\bar{p}S$ <sup>7</sup> [381] mußte dieses Konzept jedoch revidiert werden. Die höchste Energie, bei der Proton-Antiproton-Reaktionen untersucht werden können, steht derzeit mit  $\sqrt{s} = 1800$  GeV am Tevatron zur Verfügung. Dies entspricht einer Laborenergie von  $E_{\text{lab}} = 1.73 \times 10^6$  GeV und reicht damit schon in die Nähe des Knies im Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Man stellte überraschenderweise fest, daß der totale hadronische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  mit der Energie wie  $\ln^2 s$  ansteigt [112]. Die Zunahme von  $\sigma_{\text{tot}}$  entspricht dem maximalen Anstieg, der nach der Froissart-Grenze erlaubt ist. Der von Froissart abgeleitete Proportionalitätsfaktor vor dem  $\ln^2 s$ -Term ist jedoch weit größer als der gemessene Wert von ca. 0.5.

Heute erklärt man den Anstieg mit der inneren Struktur der Hadronen. Mit steigender Energie nimmt die Zahl der Partonen<sup>8</sup> oberhalb einer Schwellenenergie im Projektil zu, die durch Parton-Parton-Reaktionen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Die Ausdehnung der Gluonwolke mit kleinem  $x$  bestimmt den Querschnitt des Teilchens. Das Proton wird größer bzw. *schwärzer* und schärfer begrenzt. Dies ist in Abb. 4.6, welche die Veränderung der Profildfunktion eines Protons mit zunehmender Energie wiedergibt, veranschaulicht. Bei kleinen Energien gleicht sie einer Gaußfunktion.

<sup>6</sup>SPS: Super Proton Synchrotron.

<sup>7</sup> $Sp\bar{p}S$ : Super Proton-Antiproton Synchrotron. Der Energiebereich des  $Sp\bar{p}S$  erstreckt sich bis zu  $\sqrt{s} = 900$  GeV. Hier entdeckten die Experimente UA1 und UA2 die Vektorbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  der schwachen Wechselwirkung [39, 41, 68, 61].

<sup>8</sup>Partonen sind die Bestandteile von Hadronen. Sie wurden durch tiefinelastische Lepton-Proton-Streuung entdeckt und bestehen aus Valenzquarks, Seequarks und Gluonen.



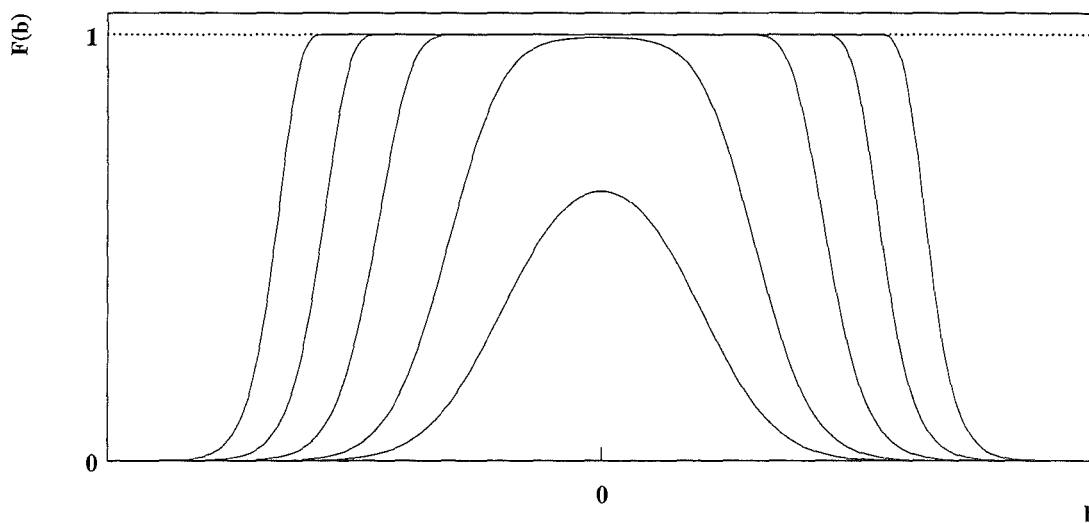


Abbildung 4.6: Form der Proton-Profilfunktion  $F(b)$  für verschiedene Energien.

Mit wachsender Energie sättigt der Zentralbereich und ein Plateau bildet sich aus, das immer breiter wird. Außerdem wird die Randunschärfe geringer. Das Proton nähert sich dem Grenzfall einer schwarzen Scheibe an. Auch die Verringerung der Krümmung des Verlaufes des Wirkungsquerschnittes und das Anwachsen des Verhältnisses  $\sigma_{el}/\sigma_{inel}$  bei höchsten Energien weist darauf hin, daß das Proton sich dem asymptotischen Fall der schwarzen Scheibe mit  $\sigma_{el}/\sigma_{inel} = 1$  annähert [98]. Viele Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitte wurden in den letzten Jahren an Beschleunigern gemessen und mit der Form

$$\sigma^{NN}(p) = A + B p^n + C \ln^2 p + D \ln p$$

als Funktion des Laborimpulses  $p$  parametrisiert [7].

## 4.2 Inelastische Streuung

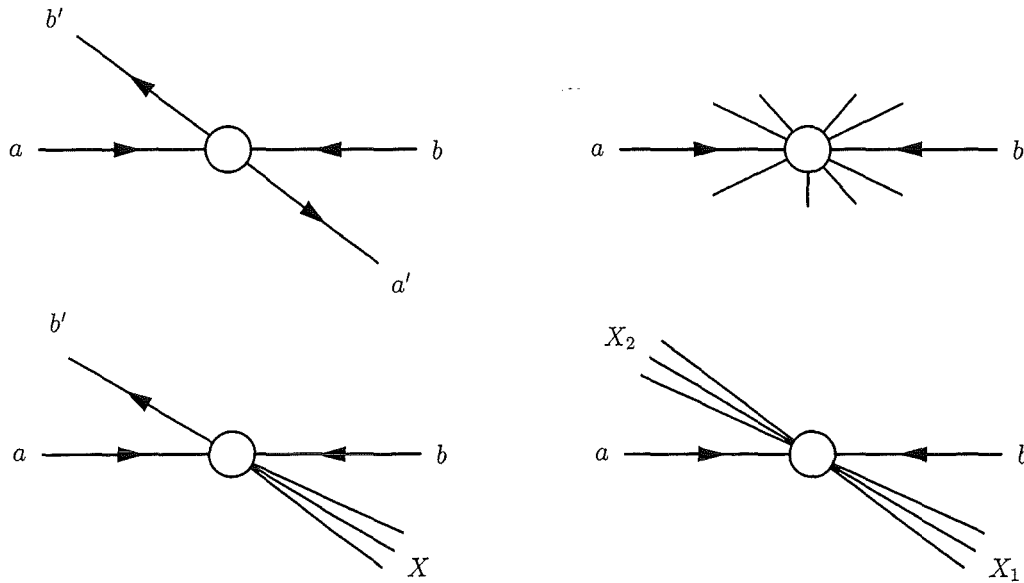
Inelastisch sind solche Reaktionen, die einen Teil der Energie der einlaufenden Teilchen für die Produktion von Sekundärteilchen verbrauchen. In Abb. 4.7 oben sind zum Vergleich jeweils eine elastische und eine inelastische Reaktion schematisch gezeigt. Die inelastischen Reaktionen unterteilen sich in nicht-diffraktive und diffraktive Reaktionen. Der Querschnitt  $\sigma_{inel}$  setzt sich wie folgt zusammen

$$\sigma_{inel} = \sigma_{ND} + \sigma_{diff} \quad .$$

### 4.2.1 Diffraktive Dissoziation

Die Bezeichnung *diffraktiv* rührt von der Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes her, die dem Beugungsmuster an einer schwarzen Scheibe gleicht. Diese Gemeinsamkeit mit der elastischen Streuung und die Kopplung der beiden Reaktionsarten über die Unitarität<sup>9</sup> deutet auf eine enge Verwandtschaft von elastischer und diffraktiver, inelastischer Streuung hin. Zusammenstellungen

<sup>9</sup>Unter der Unitarität versteht man die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit. Die Summe der Wahrscheinlichkeiten über alle möglichen Endzustände muß  $\equiv 1$  sein.



**Abbildung 4.7:** Verschiedene Typen der hadronischen Wechselwirkung. Das linke obere Teilbild zeigt eine elastische Streuung, bei der die einlaufenden Teilchen intakt bleiben und unverändert das Reaktionsvolumen verlassen. Das rechte obere Teilbild stellt eine inelastische Reaktion dar, bei der die Energie der einlaufenden Teilchen zur Produktion von Sekundärteilchen verwendet wird. Unten links ist eine einfach-diffraktive Reaktion zu sehen, bei der eines der Nukleonen unverändert bleibt, wogegen das andere in einen angeregten Zustand  $X$  versetzt wird, der in wenige Sekundärteilchen zerfällt. Schließlich ist unten rechts eine doppelt-diffraktive Kollision mit zwei diffraktiven Zerfällen abgebildet.

der experimentellen Befunde und ihre theoretische Deutung sind z.B. in Refs. [32, 12, 27, 208] zu finden.

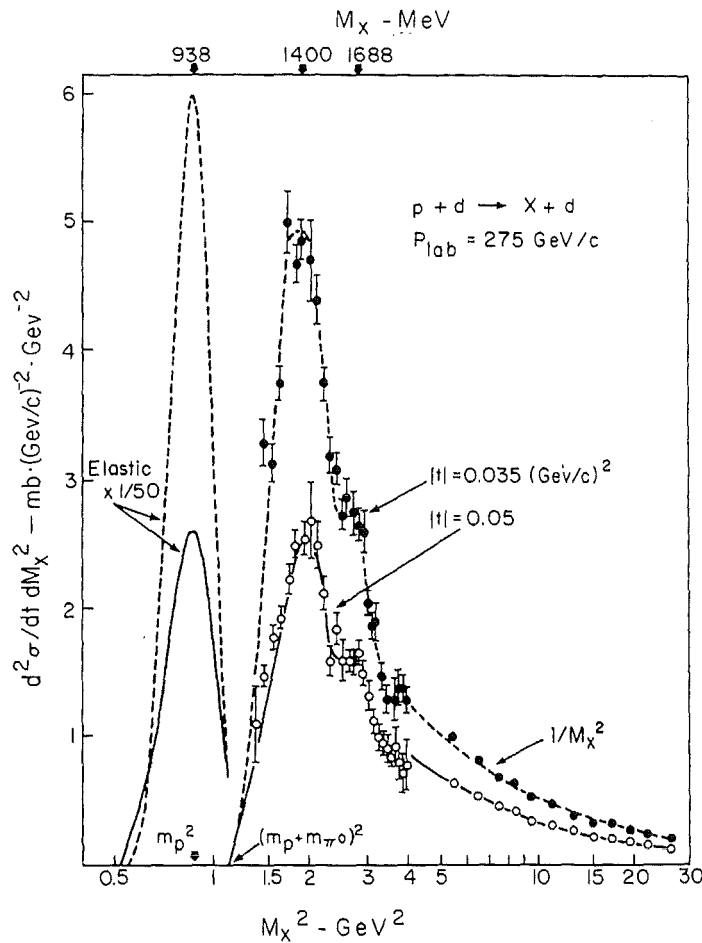
Bei einfach-diffraktiven Streuungen (SD) wird eines der einlaufenden Teilchen um einen Energiebetrag abgebremst und bleibt intakt, während das andere in einen Zustand höherer Masse  $M_X \ll \sqrt{s}$ , aber mit gleichen Quantenzahlen, angeregt wird, um dann in einige wenige Teilchen zu zerfallen. Die Masse des diffraktiven Systems hängt mit dem Energieverlust des Stoßpartners über  $M_X^2 \approx s(1-x_F)$  oder  $x_F \approx 1 - M_X^2/s$  zusammen.  $x_F$  ist dabei die Feynman-Skalenvariable<sup>10</sup>. Die Anregungsenergie muß dabei mindestens für die Erzeugung eines Pions ausreichen. Die Verteilung der Anregungsmassen zeigt ein großes Maximum mit Resonanzstrukturen gerade oberhalb der Schwelle und fällt zu hohen Energien proportional zu  $M_X^{-2}$  ab. Man spricht von *low mass* bzw. *high mass* Diffraktion.

Abb. 4.8 zeigt experimentelle Verteilungen der diffraktiven Massen für konstantes  $t$  aus 275 GeV  $p$ - $d$ -Reaktionen. Diffraktive Massen sind selten größer als  $0.05 s$ . Die Sekundärteilchen werden wegen der kleinen Anregungsmassen im extremen Vorwärts- und Rückwärtsbereich emittiert. Entsprechend werden die Reaktionen Projektil- (PD) bzw. Targetdiffraktion (TD) genannt. Diffraktive Reaktionen haben üblicherweise nur einen kleinen Impulsübertrag, aber einen großen Wirkungsquerschnitt. Mit kleiner Wahrscheinlichkeit können in einem Stoß sowohl Target als auch Projektil diffraktiv zerfallen (siehe Abb. 4.7 rechts unten). Man spricht dann von doppelt-diffraktiven Ereignissen. Der diffraktive Querschnitt setzt sich damit aus drei Beiträgen zusammen:

$$\sigma_{\text{diff}} = \sigma_{\text{TD}} + \sigma_{\text{PD}} + \sigma_{\text{DD}} \quad .$$

Im Experiment klassifiziert man Ereignisse als diffraktiv, wenn man eine bzw. zwei Gruppen von jeweils wenigen Teilchen findet, die der Richtung der einlaufenden Teilchen folgen, während im

<sup>10</sup>Die Feynman-Skalenvariable  $x_F = p_z/p_{z,0}$  gibt den Anteil des Longitudinalimpulses des einlaufenden Teilchens an, den ein Sekundärteilchen übernimmt. Dieses Verhältnis ist vom Bezugssystem abhängig. Im Laborsystem nimmt  $x_F$  Werte von 0 bis 1 an, im Schwerpunktsystem dagegen liegt  $x_F$  im Bereich von  $-1$  bis  $1$ .



**Abbildung 4.8:** Verteilung der diffraktiven Masse in 275 GeV  $p$ - $d$ -Kollisionen bei festem  $t$  (aus Ref. [208]). Man erkennt den Resonanzbereich für  $M_X \leq 4 \text{ GeV}^2$  (low mass) und den  $M_X^{-2}$ -Abfall darüber (high mass).

Schwerpunktsystem praktisch keine Teilchen erzeugt werden. Diffraktive Ereignisse sind im unteren Teil von Abb. 4.7 dargestellt. Links ist ein Beispiel eines einfach-diffraktiven und rechts eines doppelt-diffraktiven Ereignisses skizziert.

Theoretische Vorhersagen über das Verhalten des Diffraktionsquerschnittes bei hohen Energien sind sehr unterschiedlich. Sie variieren von der Abnahme auf null [164, 142] bis zur Dominanz des totalen Wirkungsquerschnittes [208]. Für die Berechnung von Luftschauern ist die Diffraktion bei hohen Energien von besonderer Bedeutung. Bei der Projektildiffraktion bewegen sich die Projektilfragmente mit der ursprünglichen Geschwindigkeit des Projektils weiter und transportieren so die Energie effizient bis tief in die Atmosphäre. Die Targetdiffraktion dagegen führt zum Aufbruch des Targetkerns, dessen Bruchstücke jedoch nur kleine Geschwindigkeiten haben und somit nicht zur Schauerentwicklung beitragen. Ein Ereignis, bei dem das Target diffraktiv zerfällt, das Projektil aber unversehrt bleibt, wird auch *quasi-elastisch* genannt.

Mit Beschleuniger-Experimenten sind diffraktive Ereignisse schwierig zu erfassen, da sie nur wenige Teilchen nahe der Strahlachse produzieren und diese meist nicht oder nicht effizient nachgewiesen werden können. Dies gilt vor allem für die hohen Energien.

### 4.2.2 Nicht-diffraktive Reaktionen

Inelastische Ereignisse mit Teilchenproduktion im Zentralbereich zwischen Projektil und Target werden als nicht-diffraktiv bezeichnet (siehe Abb. 4.7 rechts oben). In diesen Reaktionen werden Projektil und Target aufgebrochen und die gesamte Schwerpunktenenergie steht für die Teilchenproduktion zur Verfügung. Zu diesem Reaktionstyp gehören die meisten Ereignisse, die an Collidern untersucht wurden.

#### 4.2.2.1 Multiplizitätsverteilungen

Die mittlere Multiplizität geladener Teilchen aus inelastischen Nukleon-Nukleon-Reaktionen steigt gemäß der Form

$$\langle n_{\text{ch}} \rangle = -7 + 7.2 s^{0.127}$$

mit dem Quadrat der Schwerpunktenenergie  $s$  (in GeV) an [198]. Ähnlich gut läßt sich der Anstieg durch die Form  $\langle n_{\text{ch}} \rangle \propto a + b \ln s + c \ln^2 s$  beschreiben.

Bis etwa 1983 glaubte man, daß die Form der Multiplizitätsverteilung für  $s \rightarrow \infty$  unabhängig von  $s$  werde und die skalierte Wahrscheinlichkeitsverteilung  $\langle n \rangle P_n$  lediglich von  $z = n/\langle n \rangle$  abhängig sei. Dieses Verhalten heißt KNO<sup>11</sup>-Skalenverhalten [269] und wurde unter der Annahme des Feynman-Skalenverhaltens<sup>12</sup> theoretisch vorhergesagt. Nach der Formel

$$\langle n \rangle P(n) = z e^{-\pi z^2/4}$$

mit  $z = n/\langle n \rangle$  lassen sich die experimentellen Daten bis zu Schwerpunktenenergien von 63 GeV beschreiben, bei höheren Energien findet man aber einen Überschuß von Ereignissen mit größerer Multiplizität.

In allen Energiebereichen wird die Multiplizitätsverteilung durch die negative Binomialverteilung

$$P(n, \langle n \rangle, k) = \binom{n+k-1}{n} \left( \frac{\langle n \rangle/k}{1 + \langle n \rangle/k} \right)^n \left( \frac{1}{1 + \langle n \rangle/k} \right)^k \quad (4.1)$$

gut beschrieben, wobei  $\langle n \rangle = \sum n P(n, \langle n \rangle, k)$  die mittlere Multiplizität ist.  $k$  ist ein freier Parameter, der die Breite der Verteilung beeinflußt und dessen Wert sich gemäß  $1/k = -0.104 + 0.058 \ln \sqrt{s}$  mit der Schwerpunktenenergie ändert [21]. Für sehr hohe Energien wird  $\langle n \rangle \gg k$  und die negative Binomialverteilung nähert sich einer Gamma-Funktion

$$\langle n \rangle P(n, \langle n \rangle, k) = \frac{k^k}{\Gamma(k)} z^{k-1} e^{-kz}$$

ohne explizite Abhängigkeit von  $\langle n \rangle$  und damit auch von  $s$ .

In Abb. 4.9 werden KNO- und negative Binomialverteilung bei  $\sqrt{s} = 50$  und 540 GeV miteinander verglichen. Deutlich erkennt man für die höhere Energie die Abweichungen bei großen Multiplizitäten.

<sup>11</sup>KNO: Koba, Nilsen, Olesen: Autoren von Ref. [269]

<sup>12</sup>Trägt man den Wirkungsquerschnitt für Teilchenproduktion  $E d^3\sigma/dp^3$  als Funktion von  $x_F$  auf, so findet man eine Verteilung von der Form  $\approx (1 - x_F)^n$ , die fast nicht von der Energie abhängt. Man spricht dann von Feynman-Skalenverhalten. Liegt ein Skalenverhalten vor, so gehen die entsprechenden Verteilungen aus verschiedenen Energie-regionen durch einfaches *skalieren* auseinander hervor. Die Extrapolation in unbekannte Energiebereiche wäre dann besonders einfach. Im allgemeinen liegt jedoch kein exaktes Skalenverhalten vor, wenn auch die Verteilungen über weite Bereiche in  $x_F$  übereinstimmen. Unterschiede treten im Laborsystem vor allem in der Nähe von  $x_F = 0$  und 1 auf.

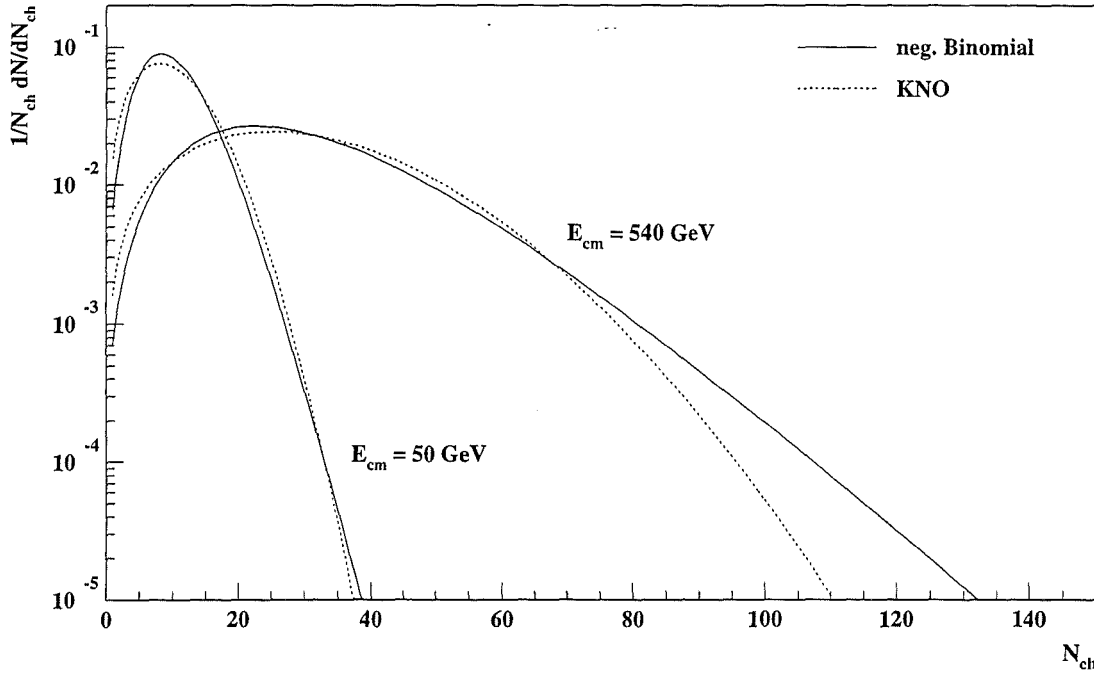


Abbildung 4.9: Multiplizitätsverteilungen nach der KNO- und der negativen Binomialverteilung für  $\sqrt{s} = 50$  und  $540$  GeV.

#### 4.2.2.2 Rapidität und Pseudorapidität

Die Sekundärteilchen werden im Schwerpunktsystem nicht isotrop erzeugt, sondern verlassen den Reaktionsort vorzugsweise unter kleinen Winkeln zur Strahlachse. Man beschreibt die Verteilung der Longitudinalimpulse mit der Rapidität  $y$ . Sie ist ein relativistisches Maß für die Geschwindigkeit eines Teilchens. Sie ist definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) ,$$

wobei  $E$  die Energie des erzeugten Teilchens und  $p_L$  sein Impuls in Strahlrichtung ist. Umgekehrt gilt  $E = m_{\perp} \cosh y$  und  $p_L = m_{\perp} \sinh y$  mit der transversalen Masse  $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$ . Die Rapidität nimmt Werte von  $-\infty$  bis  $+\infty$  an. Im nicht-relativistischen Fall ist die Rapidität eines Teilchens, das in longitudinaler Richtung fliegt, gleich seiner Geschwindigkeit  $\beta$ . Die Rapidität hängt vom Bezugssystem ab. Der Übergang in ein anderes System, das sich mit  $\beta_s$  gegen das erste bewegt, ändert die Rapidität nur um die additive Konstante

$$y_s = y - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta_s}{1 - \beta_s} \right) .$$

Bei longitudinaler Bewegung (also  $p_{\perp} = 0$ ) ergibt sich  $y = \sinh^{-1}(p_L/m)$ . Für ein Proton von  $10^{15}$  eV z.B., erhält man  $y = 14.57$ , für ein ruhendes Target  $y = 0$ . Der Bereich in der Mitte zwischen Projektil und Target ist die *central rapidity*-Region, hier bei  $y \approx 7.3$ . Oft wird die Rapidität im Schwerpunktsystem angegeben, so daß  $y = 0$  in der Mitte der Verteilung liegt und Projektil und Target bei positiven bzw. negativen Rapiditätswerten zu finden sind. Da bei Lorentztransformationen entlang der  $z$ -Achse sich die Impulskomponente  $p_{\perp}$  senkrecht zur Transformationsrichtung

nicht ändert, empfiehlt sich oft eine Zerlegung der Energie eines Teilchens gemäß

$$E^2 = m^2 + p_L^2 + p_\perp^2 = E_\perp^2 + p_L^2 \quad ,$$

wobei  $E_\perp$  die sog. transversale Masse ist, die den lorentzinvarianten Beitrag zur Energie enthält, und nur  $p_L$  sich durch die Transformation ändert. Damit kann die Rapidität auch wie folgt geschrieben werden

$$y = \ln \left( \frac{E + p_L}{E_\perp} \right) \quad .$$

Im Experiment wird oft nur der Winkel  $\theta$  eines Teilchens zur Strahlachse gemessen. Für diesen Fall ist die Pseudorapidität  $\eta$  mit

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L} \right) = \ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + p_L}{p_\perp} \right) \quad (4.2)$$

eine geeignete Variable. Pseudorapidität und Rapidität sind gleich, falls  $|\mathbf{p}| = E$  ist, also für masselose Teilchen oder für massebehaftete Teilchen im Grenzfall  $m \ll |\mathbf{p}|$ . Man erhält analog zu oben  $|\mathbf{p}| = p_\perp \cosh \eta$  und  $p_L = p_\perp \sinh \eta$ . Rapiditäts- und Pseudorapiditätsverteilungen unterscheiden sich nur merklich im Zentralbereich, wo  $dN/d\eta$  eine kleine Vertiefung im Vergleich zu  $dN/dy$  aufweist. Da die Form der Pseudorapiditätsverteilung nicht lorentzinvariant ist, ergeben sich leichte Verschiebungen von Lage und Höhe einer Verteilung beim Übergang in ein anderes Bezugssystem.

In Abb. 4.10 a) ist die Teilchendichte pro Rapiditätsintervall, also die Rapiditätsverteilung  $dN/dy$ , für Sekundärteilchen aus  $\bar{p}$ - $p$  Stößen mit Projektilenergien von  $10^3 \dots 10^7$  GeV im Schwerpunktsystem gezeigt. Sowohl die Höhe der Verteilungen im zentralen Bereich als auch die Ausdehnung zu großen Rapiditäten wächst etwa logarithmisch mit der Energie. Dies führt in natürlicher Weise zu einem Anstieg der mittleren Multiplizität wie  $\propto \ln^2 s$ . Im Teilbild b) ist für die gleichen Ereignisse die Energiedichte über der Rapidität aufgetragen. Man erkennt, daß sich mit steigender Energie die Höhe der Verteilung im Zentralbereich nur langsam ändert, die Verteilungen sich aber in Bereiche größerer Rapiditäten erstrecken. Damit wird mehr und mehr Energie unter immer kleineren Winkeln nach vorn emittiert, wo sie bei Colliderexperimenten nicht mehr nachgewiesen werden kann. Die senkrechten, gepunkteten Linien zeigen an, in welchem Bereich das UA5<sup>13</sup>-Experiment am  $S\bar{p}pS$  Teilchen registrieren konnte. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 4.11 illustriert. Man erkennt, daß in  $\bar{p}$ - $p$  Stößen bei  $\sqrt{s} = 200$  GeV noch etwa 75% der Energie vom UA5 Experiment detektiert werden konnte. Bei 546 bzw. 900 GeV verringerte sich dieser Anteil auf ca. 40% bzw. 30%. Das CDF<sup>14</sup>-Experiment am Tevatron des Fermilab kann lediglich Teilchen mit  $|y| < 3$  registrieren und erfaßt damit bei  $\sqrt{s} = 1800$  GeV nur noch etwa 5% der Reaktionsenergie.

### 4.2.2.3 Transversalimpulse

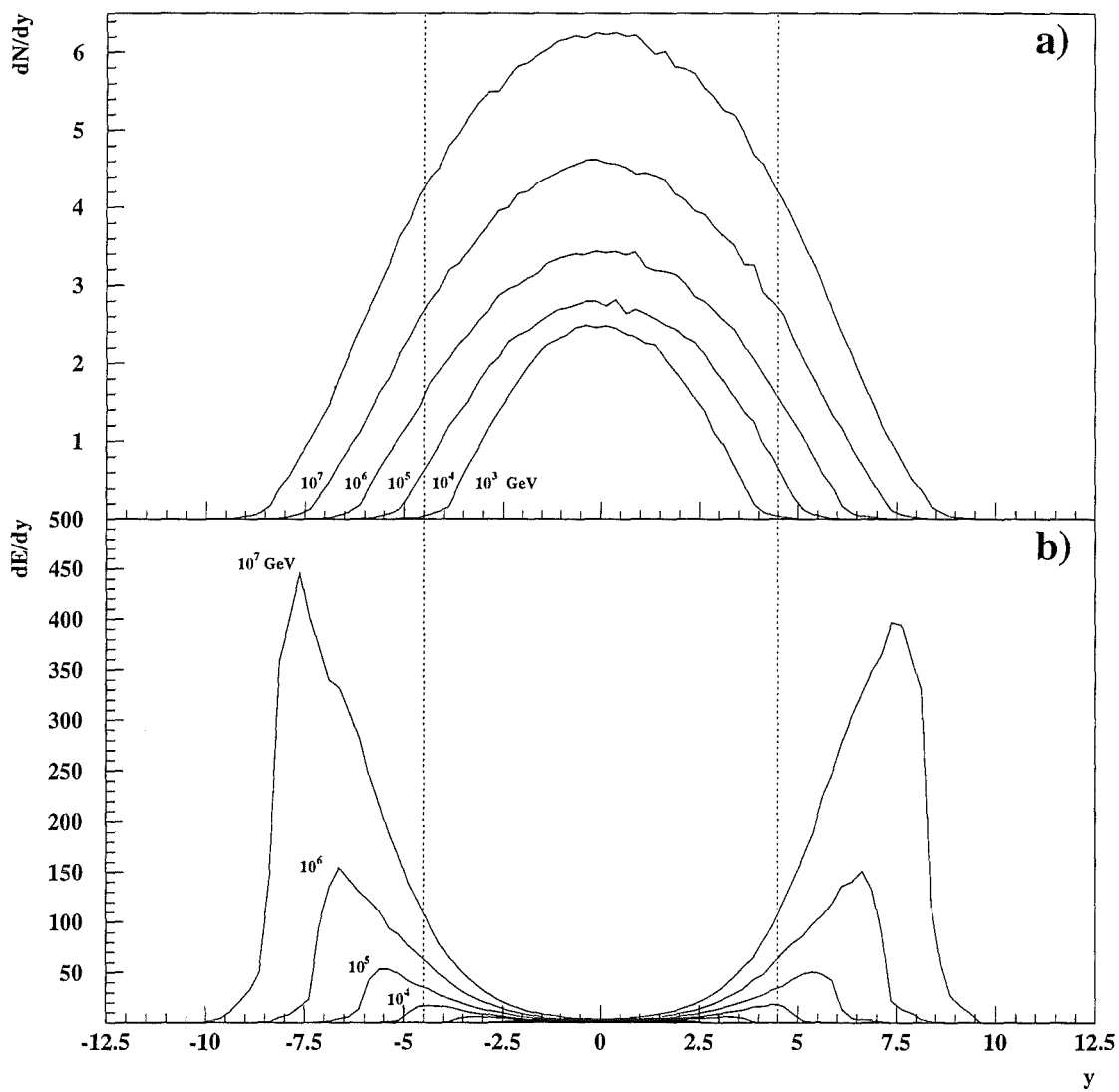
Empirisch findet man, daß die Verteilung der Transversalimpulse von Sekundärteilchen, z.B. in  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen, mit zunehmendem  $p_\perp$  steil abfällt und sich kaum mit der Energie ändert. Stöße, die nur Teilchen mit kleinen Transversalimpulsen erzeugen (*weiche* Stöße), dominieren das Spektrum.

Die  $p_\perp$ -Verteilungen werden oft durch ein von der QCD inspiriertes Potenzgesetz

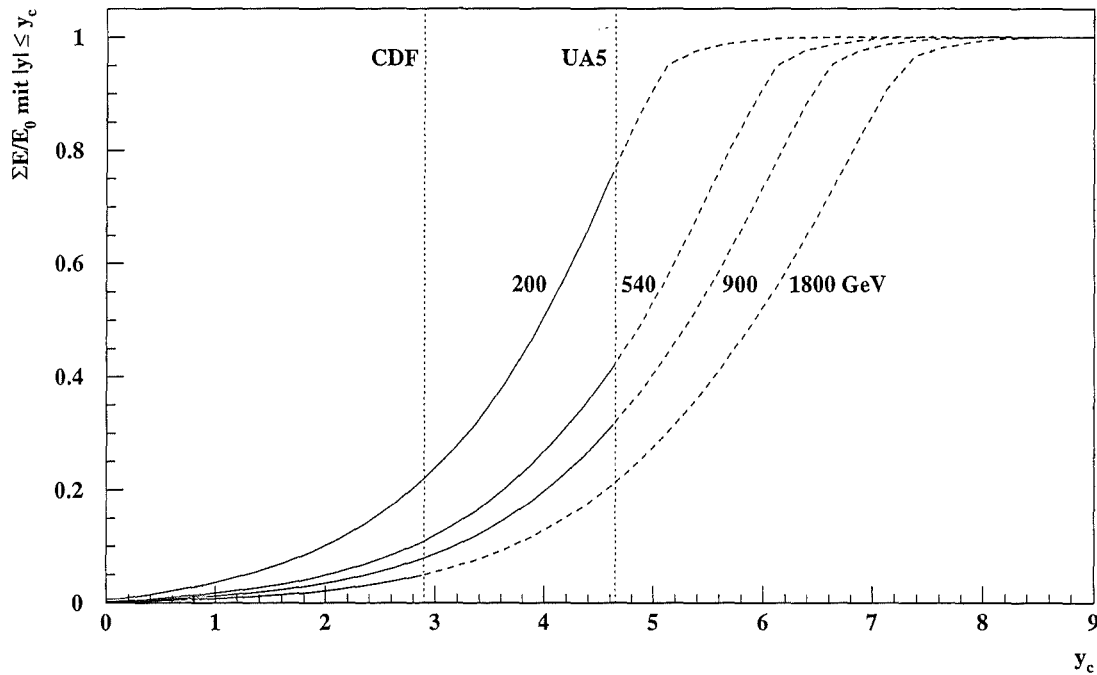
$$\frac{E d^3\sigma}{dp^3} = A \left( \frac{p_{\perp 0}}{p_{\perp 0} + p_\perp} \right)^n \quad \text{mit dem Mittelwert} \quad \langle p_\perp \rangle = \frac{2p_{\perp 0}}{n-3}$$

<sup>13</sup>UA5: Underground Area 5. Von diesem Experiment stammen die meisten Daten über  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen unter kleinen Winkeln. Leider verfügte der UA5-Detektor weder über ein Magnetfeld, noch über den Nachweis neutraler Teilchen.

<sup>14</sup>CDF: Collider Detector at the Fermilab



**Abbildung 4.10:** Teilchen- und Energiedichte im Rapiditätsraum für  $\bar{p}$ - $p$ -Stöße bei verschiedenen Projektilenergien. a) Teilchendichte  $dN/dy$  und b) Energiedichte  $dE/dy$  für  $\sqrt{s} = 10^3 \dots 10^7$  GeV. Die senkrechten gepunkteten Linien markieren den Bereich, in dem das UA5 Experiment am CERN Teilchen nachweisen konnte.



**Abbildung 4.11:** Bruchteil der Energie im Rapiditybereich  $y < y_c$  für  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen mit  $\sqrt{s} = 200, 546, 900$  und  $1800$  GeV. Die vertikalen, gepunkteten Linien geben die Bereiche an, in denen das UA5- bzw. das CDF-Experiment Teilchen erfassen konnten.

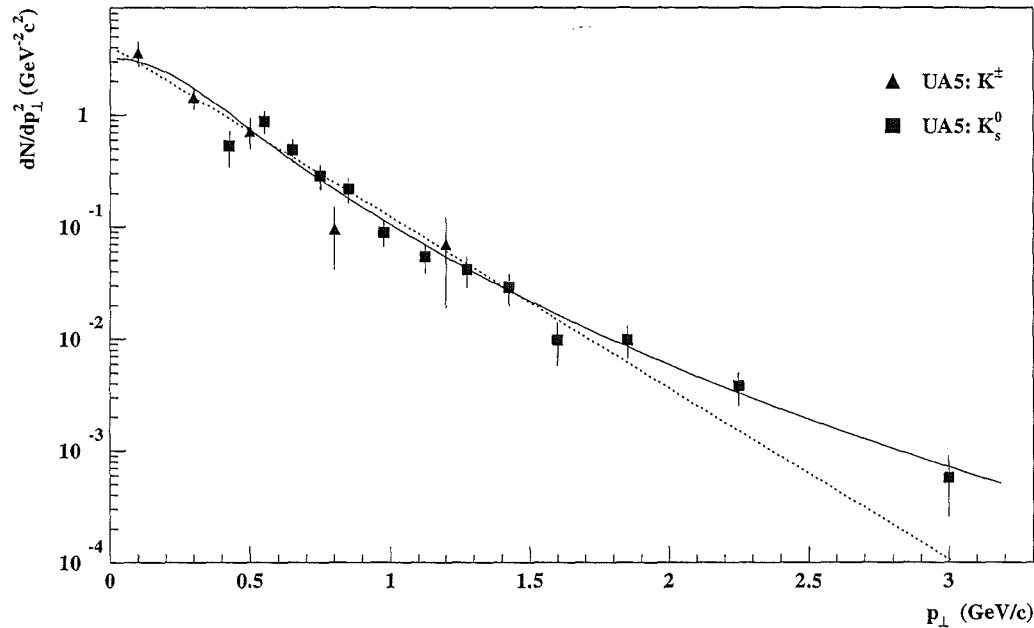
und den Parametern  $p_{\perp 0}$  und  $n$  beschrieben [217]. Für kleine Transversalimpulse nähert sich diese Verteilung der Exponentialverteilung  $\propto \exp(-np_{\perp}/p_{\perp 0})$  an, für große  $p_{\perp}$  wird der Verlauf jedoch gemäß  $\propto (p_{\perp 0}/p_{\perp})^n$  deutlich flacher. Daraus erhält man die Verteilung

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} \propto \frac{(n-1)(n-2)}{p_{\perp 0}^2} \left( \frac{p_{\perp 0}}{p_{\perp 0} + p_{\perp}} \right)^n p_{\perp} \quad \text{oder} \quad \frac{dN}{dp_{\perp}^2} \propto \left( \frac{p_{\perp 0}}{p_{\perp 0} + p_{\perp}} \right)^n. \quad (4.3)$$

Diese Form beschreibt treffend die Verteilungen von Hadronen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen [67, 69, 38, 20, 100, 16]. In Abb. 4.12 sind z.B. die von der UA5-Kollaboration gemessenen Transversalimpulsverteilungen von geladenen und neutralen Kaonen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei  $E_{\text{cm}} = 540$  GeV zu sehen [20]. Eine Exponentialfunktion (gepunktete Linie) kann die Verteilung nur für  $p_{\perp} \leq 1.5$  GeV/c befriedigend wiedergeben. Die durchgezogene Linie zeigt für  $p_{\perp} > 0.4$  GeV/c eine Funktion gemäß Gl. 4.3 und für  $p_{\perp} \leq 0.4$  GeV/c einen thermischen Verlauf gemäß  $\propto e^{-bm_{\perp}}$ , wobei die transversale Masse  $m_{\perp}$  im Exponenten für das Abflachen der Kurve verantwortlich ist. Diese Funktion beschreibt die experimentellen Daten über den gesamten  $p_{\perp}$ -Bereich.

Die Bestimmung der Parameter  $p_{\perp 0}$  und  $n$  aus experimentellen Daten ist allerdings schwierig, da sie stark korreliert sind und für recht unterschiedliche Wertepaare vergleichbar gute Anpassungen an die Daten liefern [217]. Die Bestimmung des mittleren Transversalimpulses  $\langle p_{\perp} \rangle$  hängt empfindlich von der Form der Verteilung bei sehr kleinen  $p_{\perp}$  ab, wobei ihr Verlauf gerade in diesem Bereich nur sehr schwer messbar ist. Aus theoretischen Überlegungen erwartet man für  $p_{\perp} < 1$  GeV/c eine *thermische* Verteilung, deren Steigung für  $p_{\perp} \rightarrow 0$  verschwindet [217]. Die Unkenntnis der genauen Form der Verteilung führt zu einem systematischen Fehler von ca. 10% in der Bestimmung von  $\langle p_{\perp} \rangle$ .  $\langle p_{\perp} \rangle$  steigt langsam mit der Schwerpunktsenergie an. Bei  $\sqrt{s} = 540$  GeV erreicht  $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0.4$  GeV/c für geladene Teilchen [24, 14].





**Abbildung 4.12:** Transversalimpulsverteilung von Kaonen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei  $E_{\text{cm}} = 540$  GeV. Die Punkte zeigen experimentelle Ergebnisse aus Ref. [20]. Die gepunktete Linie zeigt eine Exponentialfunktion, die durchgezogene Linie ist die Kombination einer Potenzfunktion ( $p_{\perp} > 0.4$  GeV/c) und einer Exponentialfunktion ( $p_{\perp} \leq 0.4$  GeV/c; siehe Text).

Untersucht man die Werte von  $\langle p_{\perp} \rangle$  für verschiedenen Teilchenarten, so stellt man fest, daß sie für Protonen und Antiprotonen um 0.14 GeV/c und für Kaonen um 0.087 GeV/c über den Werten für Pionen liegen und unterhalb von  $\sqrt{s} = 100$  GeV in gleicher Weise ansteigen. Oberhalb dieses Wertes haben Protonen und Kaonen offenbar einen deutlich stärkeren Anstieg als Pionen [198].

Die Transversalimpulsverteilungen bei hohen Energien hängen praktisch nicht von der Art der betrachteten Reaktion ab. Es zeigen sich aber Abhängigkeiten vom Phasenraum und von der Schwerpunktenenergie. Der mittlere Transversalimpuls wird am größten für Teilchen, die in Rapiditätsintervallen nahe  $y = 0$  emittiert werden, und geht gegen 0 für große  $|y|$ . Dies ist zum Teil eine Folge des Energiesatzes. Mit steigender Schwerpunktenenergie verlängert sich der Ausläufer zu hohen  $p_{\perp}$ , was zum Anstieg von  $\langle p_{\perp} \rangle$  führt. Auch mit steigender Multiplizität wächst  $\langle p_{\perp} \rangle$  an [14].

Der mittlere Transversalimpuls der geladenen Teilchen wächst mit steigender Multiplizität oder Teilchendichte  $dN/dy$  im zentralen Rapiditätsbereich an. Diese Korrelation wurde zuerst in der kosmischen Strahlung [279, 189] und später auch in Collider-Daten gefunden [113, 78, 198]. Der Anstieg schien bei hohen Teilchendichten ein Plateau bei  $\langle p_{\perp} \rangle = 0.48$  GeV/c zu erreichen, was als Phasenübergang von Hadronen zum Quark-Gluon-Plasma interpretiert wurde [217]. In neueren Analysen der UA1<sup>15</sup>-Daten bei  $\sqrt{s} = 630$  GeV findet sich allerdings kein Plateau mehr, sondern ein fast linearer Anstieg von  $\langle p_{\perp} \rangle$  mit  $dN/dy$  [100]. Aus der Form der  $p_{\perp}$ -Verteilungen für verschiedene Multiplizitätsbereiche schließen die Autoren, daß der Anstieg von  $\langle p_{\perp} \rangle$  durch die Abnahme von Teilchen mit kleinem  $p_{\perp}$  bei konstantem Anteil von Teilchen mit großem  $p_{\perp}$  zustande kommt.

In Stößen von Hadronen mit Kernen erhalten die Partonen neben ihrem intrinsischen Transversalimpuls im Hadron auch Transversalimpuls aus der Fermi-Bewegung<sup>16</sup> der Nukleonen im Kern und

<sup>15</sup>UA1: Underground Area 1.

<sup>16</sup>Bewegung der Nukleonen im Kern bzw. der Partonen in den Hadronen aufgrund der Heisenbergschen Unschärfe-

durch Vielfachstreuung in der Kernmaterie. Dadurch werden im Mittel mehr Teilchen mit hohen Transversalimpulsen bei Hadron-Kern-Stößen als bei Hadron-Hadron-Stößen erzeugt, die schon bei moderaten Transversalimpulsen beobachtet werden können. Dieser Befund wurde erstmals von J.W. Cronin erklärt und heißt daher Cronin-Effekt [150]. Der Effekt wächst sowohl mit der Massenzahl  $A$  des Targets als auch mit der des Projektils  $B$  und kann gemäß

$$\begin{aligned}\frac{Ed^3\sigma}{dp^3}(p+A) &= A^{\alpha(p_\perp)} \frac{Ed^3\sigma}{dp^3}(p+p) \\ \frac{Ed^3\sigma}{dp^3}(B+A) &= (AB)^{\alpha(p_\perp)} \frac{Ed^3\sigma}{dp^3}(p+p)\end{aligned}$$

beschrieben werden, wobei  $\alpha(p_\perp)$  für kleine  $p_\perp$  etwa  $2/3$  ist und bei  $p_\perp = 2 \text{ GeV}/c$  Werte um 1 erreicht [356, 16].

Die Auswirkungen der  $\langle p_\perp \rangle$ - $dN/dy$ -Korrelation und des Cronin-Effektes auf die Entwicklung von Proton-induzierten Luftschauern wurden von J.N. Capdevielle untersucht [124]. Erstere führt wegen der höheren Transversalimpulse der Teilchen zu einer Vergrößerung der Inelastizität um ca. 10%. Die Lateralverteilungen von Hadronen und Myonen werden flacher und die Teilchendichten im Schauerzentrum etwas geringer.

#### 4.2.2.4 Minijets und Partonverteilungen

Mit zunehmender Reaktionsenergie wird die Produktion von Jets<sup>17</sup> wichtig. Im Rahmen der QCD läßt sich die Jetproduktion berechnen, da Jets auf harte Prozesse zurückzuführen sind, bei denen Energie- und Impulsübertrag hoch genug sind, um eine störungstheoretische Behandlung der Wechselwirkung zu ermöglichen. Für kleine Energien wird die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung so groß, daß die Störungsrechnung versagt und die QCD somit keine Vorhersagen liefern kann. Dies ist das Gebiet der weichen Prozesse, der Reaktionen mit kleinem Energie- und Impulsübertrag. Dazwischen liegt der Übergangsbereich der semi-harten Prozesse, in denen kleine Jets mit Energien im GeV Bereich gebildet werden, die sog. Minijets. Jets mit diesen Energien können experimentell nicht mehr eindeutig rekonstruiert werden, verändern aber die Eigenschaften der Ereignisse in charakteristischer Weise. Durch sie werden der mittlere Transversalimpuls, die Teilchendichte für mittlere Rapiditäten und die Multiplizität vergrößert sowie die Korrelation zwischen Multiplizität und  $\langle p_\perp \rangle$  beeinflusst.

In Beschleunigerexperimenten findet man, daß der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{jet}}$  für die Produktion von Jets für  $\sqrt{s} > 200 \text{ GeV}$  sehr viel schneller als der totale und der elastische Querschnitt mit der Energie ansteigt. Bei  $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$  machen Ereignisse mit Jets, deren Transversalimpuls  $5 \text{ GeV}/c$  übersteigt, schon ein Drittel des inelastischen Wirkungsquerschnittes aus Ref. [13] und zeigen größere mittlere Transversalimpulse.

Die Impulsverteilungen von Quarks und Gluonen in einem Hadron haben großen Einfluß auf den Ausgang einer Kollision mit einem Stoßpartner. Mit steigender Energie nimmt die Zahl der Partonen zu, die zu einer inelastischen Reaktion in der Lage sind. Zu den Valenzquarks, die bei kleinen Energien dominieren, kommen Quark-Antiquark-Paare und Gluonen aus dem See<sup>18</sup> hinzu. Die genaue Form der Impulsverteilungen bestimmt ihren Zuwachs und damit den Wirkungsquerschnitt und die Eigenschaften der Teilchenproduktion. Insbesondere bei sehr großen Teilchenenergien, wie

beziehung beim Einschluß in einem Volumen. Für Nukleonen in einem Kern mit  $\Delta x = 5 \text{ fm}$  erhält man  $\Delta p = \hbar/\Delta x = 40 \text{ MeV}/c$  und für Quarks im Hadron mit  $\Delta x \approx 0.5 \text{ fm}$  wird  $\Delta p = 400 \text{ MeV}/c$ .

<sup>17</sup>Jets sind räumlich kollimierte Teilchen- bzw. Energiebündel.

<sup>18</sup>Das Vakuum ist nicht leer, sondern enthält einen See von virtuelle Teilchen-Antiteilchen-Paaren, die gemäß der Heisenbergschen Unschärfebeziehung  $\Delta E \Delta t > \hbar$  für kurze Zeit gebildet werden und wieder verschwinden.

$\sqrt{s}$ (GeV)	ISR		Sp $\bar{p}$ S	
	53	200	546	900
$n_{\text{ch}}$	$10.5 \pm 0.2$	$20.4 \pm 0.4$	$28.4 \pm 0.3$	$34.6 \pm 0.9$
$p + \bar{p}$ *	$0.3 \pm 0.05$	$0.5 \pm 0.2$	$1.45 \pm 0.15$	$1.0 \pm 0.4$
$n + \bar{n}$ *	$0.3 \pm 0.05$	$0.5 \pm 0.2$	$1.45 \pm 0.15$	$1.0 \pm 0.4$
$\pi^+ + \pi^-$	$\approx 9.2$	$17.9 \pm 0.5$	$23.9 \pm 0.4$	$29.9 \pm 1.0$
$K^+ + K^-$ *	$0.74 \pm 0.11$	$1.50 \pm 0.18$	$2.24 \pm 0.16$	$2.74 \pm 0.30$
$K^0 + \bar{K}^0$ *	$0.74 \pm 0.11$	$1.50 \pm 0.18$	$2.24 \pm 0.16$	$2.74 \pm 0.30$
$\Lambda + \bar{\Lambda} + \Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$	$\approx 0.13$	$0.46 \pm 0.12$	$0.53 \pm 0.11$	$0.76 \pm 0.16$
$\Sigma^+ + \Sigma^- + \bar{\Sigma}^+ + \bar{\Sigma}^-$		$0.23 \pm 0.06$	$0.27 \pm 0.06$	$0.38 \pm 0.08$
$\gamma$	$11.2 \pm 0.7$	$22.2 \pm 2.4$	$33.0 \pm 3.0$	$41.4 \pm 4.1$
$\eta$	0.75	1.6	3.5	4.5

\* Es wurde  $\sigma(p + \bar{p}) = \sigma(n + \bar{n})$  und  $\sigma(K^+ + K^-) = \sigma(K^0 + \bar{K}^0)$  angenommen.

**Tabelle 4.1:** Teilchenproduktion in nicht-diffraktiven  $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen bei verschiedenen Energien. (aus Ref. [198, 36])

sie in der kosmischen Strahlung vorkommen, werden kleinste Impulsanteile  $x$  wichtig<sup>19</sup>. Die Impulsverteilungen der Partonen sind über die Strukturfunktionen der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung der Messung zugänglich (siehe z.B. [343]). Bei HERA<sup>20</sup> hat man mittlerweile die Proton-Strukturfunktion  $F_2$  bis hinab zu  $x = 10^{-4}$  gemessen [9, 156] und konnte sogar die Gluondichte im Proton bis zu  $x \approx 10^{-3}$  bestimmen [10]. Sie steigt für  $x \rightarrow 0$  sehr stark an und dominiert daher bei kleinen  $x$  sowohl See- als auch Valenzquarks. Daher dominieren Gluon-Gluon-Kollisionen die Nukleon-Nukleon-Reaktionen bei höchsten Energien.

Wird aus den  $x$ -Verteilungen der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Jets berechnet, so findet man wegen der für  $x \rightarrow 0$  stark ansteigenden Gluon-Verteilungsfunktion [10] einen raschen Anstieg auf Werte, die deutlich über dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  liegen. Folglich kann  $\sigma_{\text{tot}}$  nicht einfach die Summe aus  $\sigma_{\text{soft}}$  und  $\sigma_{\text{jet}}$  sein. Es bedarf eines Ansatzes, der berücksichtigt, daß ein Minijet nicht zum Wirkungsquerschnitt beitragen kann, wenn ohnehin eine Reaktion, entweder durch einen weichen Prozeß oder durch eine andere Minijet-Reaktion, stattgefunden hätte.

Modelle, die den beobachteten Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes mit der Energie ausschließlich durch harte Wechselwirkungen erklären, heißen Minijet-Modelle. Die weichen Reaktionen behalten in diesen Modellen einen konstanten Anteil am Wirkungsquerschnitt.

#### 4.2.2.5 Teilchenhäufigkeiten

Eine Übersicht der Teilchenhäufigkeiten in nicht-diffraktiven  $\bar{p}$ - $p$  Reaktionen bei Collider-Energien ist in Tab. 4.1 gegeben. Die Zahlenwerte von  $n_{\text{ch}}$ ,  $\bar{p} + p$  und  $\bar{n} + n$  enthalten nicht die Teilchen, die in der Nähe des Strahlrohrs entstehen und damit nicht nachgewiesen werden können.

Der Großteil der Sekundärteilchen sind geladene Pionen und Photonen. Die Photonen stammen aus Zerfällen instabiler Teilchen. Alleine der Zerfall neutraler Pionen liefert etwa so viele Photonen, wie es geladene Pionen gibt. Baryonen und Kaonen stellen nur einige Prozent der Sekundärteilchen.

<sup>19</sup>  $x = Q^2/2mE_{\text{kin}}$  ist die Bjorken-Skalenvariable. Sie gibt den Anteil des Impulsübertrages auf ein Hadron an, der von einem Parton übernommen wird.

<sup>20</sup>HERA: Hadron-Elektron Ring Anlage. Beschleuniger, in dem 30 GeV Elektronen mit 800 GeV Protonen zur Kollision gebracht werden.

Das Verhältnis  $K^\pm/\pi^\pm$  gibt Aufschluß über den Anteil von virtuellen Strange-Quarks im See. In Luftschauern ist die  $K$ -Produktion von Bedeutung, weil Kaonen meist in Myonen zerfallen. Wie aus Tab. 4.1 zu ersehen ist, steigt dieses Verhältnis mit der Schwerpunktenenergie leicht an. Man findet etwa 0.04 bei  $\sqrt{s} = 10$  GeV bis 0.1 bei  $\sqrt{s} = 900$  GeV [20, 33, 67, 69].

#### 4.2.2.6 *Leading Particle* Effekt und Inelastizität

Inelastische, hadronische Reaktionen werden dadurch gekennzeichnet, daß meist eines der Sekundärteilchen einen beträchtlichen Anteil der Energie des Projektils davonträgt und als *leading particle* die Energien aller anderen Sekundärteilchen bei weitem übersteigt. Wie in Abs. 3.1 erwähnt, trägt dieses Teilchen bevorzugt die Eigenschaften des Projektils.

In Ladungsaustauschreaktionen, z.B. bei Nukleon-Nukleon Stößen, ändert sich aber die Identität des Projektils. Das Bild des führenden Teilchens muß dahingehend erweitert werden, daß man das energiereichste Teilchen als Projektilrest ansieht, der aus zwei der ursprünglichen Quarks des Projektils und einem Quark aus dem Target oder See gebildet wird. Auf der Basis dieser einfachen Vorstellung wurden in der Vergangenheit mehrere Wechselwirkungsmodelle vorgeschlagen, bei denen der Projektilrest immer den größten Energieanteil erhält, alle Sekundärteilchen immer nur Pionen sind und deren maßgeblicher, freier Parameter die Inelastizität ist.

Die experimentelle Bestimmung des höchstenergetischen Sekundärteilchens (oder Baryons) entspricht jedoch nicht der theoretischen Definition des Projektilrestes (über den Quarkgehalt). Es ist sehr wohl möglich, daß das energiereichste Teilchen nur ein oder gar kein Quark mit dem ursprünglichen Projektilnukleon gemein hat. Dies ist z.B. nach dem VENUS<sup>21</sup>-Modell [414] in ca. 25% der  $p$ - $N$ -Stöße der Fall [353]. Damit ist der Projektilrest experimentell nicht mehr eindeutig zu identifizieren, und die Inelastizität kann nicht mehr bestimmt werden. Gebräuchliche alternative Definitionen der Inelastizität sind der Anteil der Energie aller sekundären Teilchen ohne das höchstenergetische Teilchen ( $= 1 - E_{\max}/E_{\text{Proj.}}$ ) bzw. der Anteil der Energie aller sekundären Teilchen ohne das höchstenergetische Nukleon (im Falle von Proton- oder Neutron-Projektilen) oder Meson (im Falle von Meson-Projektilen). Eine solche Definition ist experimentell nutzbar, entbehrt aber einer theoretischen Rechtfertigung<sup>22</sup>.

Die elektromagnetische Inelastizität  $k_\gamma$ , die den Energieanteil aller Photonen im Endzustand einer Reaktion angibt, ist sowohl experimentell bestimmbar als auch theoretisch wohl definiert. Im Zusammenhang mit Luftschauerrechnungen kommt ihr eine besondere Bedeutung zu, da sie den Energietransfer von der hadronischen zur elektromagnetischen Komponente des Luftschauers und damit einen wichtigen Aspekt der Schauerentwicklung beschreibt (siehe Abs. 3.1).

In detaillierten Wechselwirkungsmodellen, die die Reaktionen von Nukleonen und Kernen auf der Basis einer fundamentalen, mikroskopischen Theorie beschreiben, ergibt sich die Energie aller Sekundärteilchen sowie die Art des energiereichsten Teilchens aus der Dynamik der Quarks und ihrer Fragmentation in farblose Hadronen. Die Inelastizität ist somit kein freier Parameter mehr, sondern ergibt sich als Konsequenz des mikroskopischen Modells.

Das Verhalten der Inelastizität bei Nukleon-Kern-stößen läßt sich mit dem experimentellen Befund einer konstanten oder leicht ansteigenden Inelastizität in Nukleon-Nukleon-Reaktionen und einem steigenden Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{p\bar{p}}$  leicht abschätzen. Steigt  $\sigma_{p\bar{p}}$  an, so nimmt die Wahrscheinlichkeit zu, daß das führende Teilchen ein weiteres Mal mit einem anderen Nukleon im Kern wechselwirkt und dabei einen zusätzlichen Anteil seiner Energie zur Produktion von Sekundärteilchen abgibt. Man erwartet also in Nukleon-Kern-Reaktionen einen Anstieg der Inelastizität mit der Energie.

<sup>21</sup>VENUS: Very Energetic NUClear Scattering.

<sup>22</sup>In der Literatur wird der Begriff Inelastizität oft uneinheitlich für verschiedene Definitionen benutzt.

In einem Collider-Experiment ist der Nachweis der führenden Teilchen nur sehr schwer möglich. Sie werden unter kleinen Winkeln emittiert und verlassen meist noch im Strahlrohr den Detektor. Damit entgehen sie systematisch dem Nachweis. Im Vergleich von Messungen mit Simulationen muß dies berücksichtigt werden. Bei einer  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktion sind die beiden führenden Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit ein Baryon und ein Antibaryon. Eine grobe Korrektur dieses Effektes würde  $n_{\text{ch}}$  in Tab. 4.1 um 2 vergrößern. Ebenso müßte die Zeile  $\bar{p} + p$  korrigiert werden und, wegen der Ladungsaustauschreaktionen, in geringerem Maße auch  $\bar{n} + n$ .

#### 4.2.2.7 Annihilation

Antinukleonen können mit Nukleonen in der Atmosphäre annihilieren und dabei Pionen produzieren. Der Annihilationswirkungsquerschnitt beträgt bei  $\sqrt{s} = 10$  GeV ca. 5 mb, was etwa 12% des totalen Wirkungsquerschnittes ausmacht, und steigt mit abnehmender Energie stark an, wie man z.B. in Abb. 4.3 sieht. Der Annihilationsquerschnitt als Funktion des Impulses wird durch

$$\sigma_{\text{Ann.}}(p) = 0.532 + 63.4 (p/\text{GeV})^{-0.71}$$

gut beschrieben [65]. Oberhalb von  $\sqrt{s} \approx 100$  GeV spielt die Annihilation – in Übereinstimmung mit dem Pomeranchuk-Theorem – praktisch keine Rolle mehr.

### 4.3 Hadron-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen

Direkte Messungen von Hadron-Kern- und Kern-Kern-Wechselwirkungen an Beschleunigern reichen bis zu Energien von 200 GeV/Nukleon, also bei weitem nicht an die Energien heran, die bei Proton-Antiproton-Stößen erreicht werden. Entsprechend unsicher sind Extrapolationen von Messungen und theoretischen Modellen zu hohen Energien. Daher wird versucht, Hadron-Kern-Stöße auf der Basis von Nukleon-Nukleon-Stößen zu beschreiben. In gleicher Weise führt man Kern-Kern-Stöße auf Nukleon-Kern Stöße, und damit ebenfalls auf Nukleon-Nukleon-Kollisionen, zurück. Man bedient sich dabei einfacher geometrischen Vorstellungen. Eine Zusammenstellung von Veröffentlichungen über die Anwendung geometrischer Konzepte in der Physik hadronischer Kollisionen gibt z.B. S.Y. Lo [285].

#### 4.3.1 Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Reaktionen von Nukleonen mit Kernen können nach einem Formalismus von R.J. Glauber [202] bestimmt werden. Man betrachtet einen Kern als eine Ansammlung von unabhängigen Nukleonen und berechnet die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion eines Projektilnukleons mit jedem der Targetnukleonen. Insbesondere ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Reaktion mit einem Kern als Komplement der Wahrscheinlichkeit für den Fall von ausschließlich elastischen Reaktionen mit allen Stoßpartnern.

Für die Gültigkeit dieser Vorstellung muß vorausgesetzt werden, daß sich das Projektil durch den ersten Stoß nicht wesentlich verändert<sup>23</sup>. Es soll die gleiche Energie und Richtung und den unveränderten Wirkungsquerschnitt für weitere Reaktionen haben. Dies ist bei der elastischen Streuung in guter Näherung der Fall. Die Streuwinkel sind vorzugsweise klein, das Projektil behält seine

<sup>23</sup>Glaubers Theorie ist der Spezialfall einer nicht-relativistischen Streutheorie für sehr hohe Energien. Bei Energien, bei denen Sekundärteilchen produziert werden, bricht die Beschreibung durch elastische Streuung zusammen, und man benötigt eine relativistische Theorie.

Identität, und der Querschnitt ändert sich nach der ersten Streuung nicht. Damit läßt sich der elastische Querschnitt von Nukleon-Kern-Reaktionen  $\sigma_{\text{el}}^{\text{NA}}$  zuverlässig berechnen.

Da elastische Streuamplitude und totaler Wirkungsquerschnitt über das optische Theorem in Verbindung stehen, kann man mit dem Glauber-Formalismus  $\sigma_{\text{tot}}$  berechnen. Die elastische Amplitude der Nukleon-Nukleon-Streuung ist

$$f^{\text{NN}}(q) \approx \sigma_{\text{tot}} k \frac{i + \rho}{4\pi} e^{-Bq^2/2} \quad ,$$

wobei  $q$  der Impulsübertrag,  $B$  der elastische Steigungsparameter und  $\rho$  das Verhältnis von Realteil zu Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude ist. Die Nukleon-Nukleon-Profilfunktion  $F^{\text{NN}}(b)$  ist die Fourier-Transformierte der elastischen Streuamplitude

$$F^{\text{NN}}(b) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-ibq} f^{\text{NN}}(q) d^2q \approx \sigma_{\text{tot}} \frac{1 - i\rho}{4\pi B} e^{-b^2/(2B)} \quad .$$

Der elastische Nukleon-Kern-Wirkungsquerschnitt kann als Funktion von  $F^{\text{NN}}(b)$  geschrieben werden [66]:

$$\begin{aligned} f^{\text{NA}}(q) &= \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{ibq} \left( 1 - \left[ 1 - \int d^3r F^{\text{NN}}(\mathbf{b} - \mathbf{r}_\perp) \rho(\mathbf{r}) \right]^A \right) \\ &= \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{ibq} (1 - e^{i\chi_{\text{NA}}}) \quad . \end{aligned}$$

Dabei ist  $F^{\text{NA}}(b) = 1 - e^{i\chi_{\text{NA}}}$  die Nukleon-Kern-Profilfunktion,  $\chi_{\text{NA}}$  heißt Eikonol,  $\rho(\mathbf{r})$  ist die Dichtefunktion eines einzelnen Nukleons, und  $\mathbf{r}_\perp$  ist die Komponente von  $\mathbf{r}$  in der Stoßparameterebene. Analog erhält man für Reaktionen zweier Kerne mit den Massen  $A$  und  $B$  die Näherung [66]

$$\begin{aligned} f^{\text{AB}}(q) &\approx \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{ibq} \left( 1 - \left[ 1 - \int d^3r_A \int d^3r_B \rho_A(\mathbf{r}_A) F^{\text{NN}}(\mathbf{b} + \mathbf{r}_{\perp A} - \mathbf{r}_{\perp B}) \rho_B(\mathbf{r}_B) \right]^{\text{AB}} \right) \\ &= \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{ibq} (1 - e^{i\chi_{\text{AB}}}) \quad , \end{aligned}$$

die im Falle  $A, B \geq 10$  gut erfüllt ist. Der elastische und der totale Wirkungsquerschnitt ergeben sich mit Hilfe des optischen Theorems aus den Profildfunktionen:

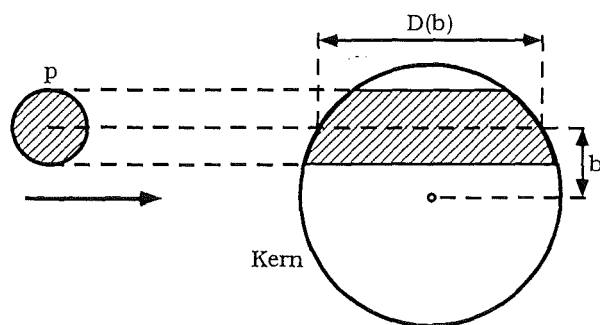
$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}^i &= 8\pi \int \Im F^i b db \quad , \\ \sigma_{\text{el}}^i &= 8\pi \int |F^i(q)|^2 b db \end{aligned}$$

mit  $i = \text{NA}, \text{AB}$ .

### 4.3.2 Zahl der Nukleon-Nukleon-Stöße

Zur Simulation der Teilchenproduktion muß man wissen, wieviele elementare Nukleon-Nukleon-Stöße in einem Kern stattgefunden haben. Dafür wird der Glauber-Formalismus entsprechend dem vorherigen Abs. auch für inelastische Reaktionen angewandt, für die er jedoch eigentlich nicht mehr gilt.

Das Prinzip sei im folgenden Beispiel anhand von Abb. 4.13 anschaulich erläutert. Ein Nukleon trifft mit dem Stoßparameter  $b = \sqrt{x^2 + y^2}$  auf einen Kern, der sich im Koordinatenursprung befindet.



**Abbildung 4.13:** Proton-Kern-Stoß im Glauber-Modell. Das Proton trifft mit dem Stoßparameter  $b$  auf den Kern und muß dort eine Materiedicke  $D(b)$  durchdringen.  $D(b)$  ist für  $b = 0$  maximal und nimmt mit wachsendem  $b$  ab.

Seine Flugrichtung sei die  $z$ -Richtung. Ist die Nukleonendichte  $\rho(x, y, z) = \rho(r)$  in einem Kern als Funktion des Radius bekannt, so gibt die Projektion von  $\rho$  in die  $x, y$ -Ebene die Massenbelegung

$$D(x, y) = D(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(r) dz \quad ,$$

die das Nukleon durchlaufen muß.  $D$  ist ein Maß für die Zahl der Nukleonen auf dem Weg des Projektils. Bei zentralen Stößen ist  $D$  am größten, und, wie aus Abb. 4.13 ersichtlich ist, nimmt  $D(b)$  mit zunehmendem Stoßparameter ab. Ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma^{\text{NN}}$  für die Nukleon-Nukleon-Streuung bekannt, so ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß das Nukleon den Kern durchdringt, ohne eine Wechselwirkung zu erleiden:

$$P(x, y) = \exp\{-\sigma^{\text{NN}} D(x, y)\} \quad .$$

Entsprechend ist die Wahrscheinlichkeit mindestens einer Wechselwirkung  $1 - P(x, y)$ . Sind die oben genannten Bedingungen für die Anwendbarkeit der geometrischen Beschreibung erfüllt, kann man z.B. die Anzahl  $k$  der Reaktionen des Nukleons im Kern bestimmen. Man erhält [352]

$$P_k(x, y) = \frac{(\sigma D)^k}{k!} e^{-\sigma D} \quad .$$

Mittelt man über alle Stoßparameter, so ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit von  $k$  Stößen

$$P_k = \int \int_{-\infty}^{\infty} P_k(x, y) dx dy \quad .$$

Ist das Projektil ein Kern der Masse  $A_{\text{Proj}}$  und der Massenbelegung  $D_{\text{Proj}}(x, y)$ , dessen Mittelpunkt die Koordinaten  $x'$  und  $y'$  bezüglich des Ursprungs bzw. des Targetkernmittelpunktes hat, so muß man über die Verteilung der Nukleonen im Projektilkern integrieren. Siehe dazu die schematische Darstellung einer Kern-Kern-Wechselwirkung im Glauber-Modell in Abb. 4.14. Die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung des Projektilnukleons mit dem Targetkern ist dann

$$R(x', y') = \frac{1}{A_{\text{Proj}}} \int \int_{-\infty}^{\infty} D_{\text{Proj}}(x - x', y - y') (1 - e^{-\sigma D}) dx dy \quad ,$$

und die Wahrscheinlichkeit  $w_n$  für  $n$  (von  $A_{\text{Proj}}$ ) wechselwirkende Projektilnukleonen beträgt

$$w_n(x', y') = \binom{n}{A_{\text{Proj}}} R^n (1 - R)^{A_{\text{Proj}} - n} \quad .$$

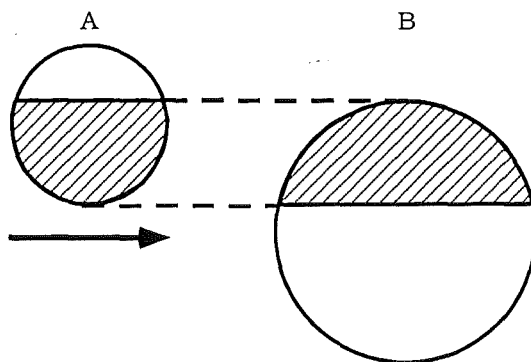


Abbildung 4.14: Kern-Kern-Stoß im Glauber-Modell.

$k$	$\sigma_{\text{inel}}^{pp}$		
	30 mb	45 mb	60 mb
1	0.5269	0.4440	0.3954
2	0.2351	0.2160	0.1964
3	0.1235	0.1334	0.1281
4	0.0634	0.0861	0.0910
5	0.0301	0.0541	0.0657
6	0.0131	0.0321	0.0464
7	0.0052	0.0178	0.0314
8	0.0019	0.0091	0.0201
9	0.0006	0.0043	0.0121
10	0.0002	0.0019	0.0068
$\langle k \rangle$	1.91	2.35	2.78

Tabelle 4.2: Wahrscheinlichkeit von  $k$  Stößen eines Protons in einem  $^{14}\text{N}$ -Kern

Integration über alle  $x'$  und  $y'$  liefert die Wahrscheinlichkeitsverteilung, nach der  $n$  bestimmt wird. Für jedes der  $n$  wechselwirkenden Projektalnucleonen kann nun die Anzahl  $k$  der getroffenen Targetnucleonen wie oben beschrieben berechnet werden.

In Tab. 4.2 sind z.B. die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Anzahl  $k$  der Stöße eines Protons in einem  $^{14}\text{N}$ -Kern für verschiedene Werte von  $\sigma_{\text{inel}}^{pp}$  gezeigt. Der wahrscheinlichste Fall ist, daß nur ein Targetnucleon wechselwirkt. Der Ausläufer der Verteilung erstreckt sich jedoch zu großen  $k$ -Werten und hängt empfindlich von  $\sigma_{\text{inel}}^{pp}$  ab. Mit steigendem  $A$  des Targets werden die Verteilungen breiter und die Mittelwerte verschieben sich zu größeren Werten. Dies gilt sogar noch bei Kollisionen von  $^{56}\text{Fe}$  auf  $^{40}\text{Ar}$ . In ca. 16% der Fälle wechselwirkt nur eines der  $\text{Fe}$ -Nucleonen. Stöße mit größeren  $k$  sind unwahrscheinlicher. 30 Nucleonen wechselwirken immerhin noch in 1% der Fälle. Der Mittelwert beträgt  $\langle k \rangle \approx 12$ .

Der obige Ansatz geht von den mittleren Nucleonenverteilungen im Kern aus. Dies hat zur Folge, daß die Stoßprozesse in einem Kern nicht direkt den einzelnen Targetnucleonen zugeordnet werden können. So kann z.B. die Funktion  $D(x, y)$  auch nicht-ganzzahlige Werte annehmen oder die Zahl der Stöße eines Nucleons im Kern größer werden als die Zahl der Targetnucleonen. Daher bietet sich als Alternative zur analytischen Berechnung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten die Verwendung einer Monte-Carlo-Methode an. Man bestimmt für jede Kollision zunächst die Po-



sition der einzelnen Nukleonen in Projektil und Target nach den entsprechenden dreidimensionalen Nukleonenverteilungen. Dann wird für jede Kombination eines Nukleons aus dem Projektil mit einem Nukleon aus dem Target der Stoßparameter bestimmt und danach entschieden, ob dieses Paar miteinander wechselwirkt oder nicht. Man erhält so direkt die Zahl der beteiligten Nukleonen und Spektatoren in Projektil und Target sowie die Zahl der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen.

Es gibt viele Arten, den Glauber-Ansatz anzuwenden, die zwar im Detail differieren, aber gemeinsam haben, daß die einzelnen Nukleonen in einem Kern unabhängig reagieren. Im allgemeinen ermöglichen die Glauber-Modelle eine gute, quantitative Beschreibung der experimentellen Daten und erlauben es, die Eigenschaften der Kern-Kern-Wechselwirkung als Konsequenz der Eigenschaften von Nukleon-Nukleon-Stößen zu verstehen. Der Erfolg der Glauber-Methode auch bei den höchsten Energien bedeutet, daß in bisherigen Experimenten *neue Physik*, wie etwa die Bildung von Quark-Gluon-Plasma, noch keine große Rolle spielt.

### 4.3.3 Kerndichteverteilungen

Die wichtigen Parameter der Glauber-Methode sind die Nukleon-Nukleon-Querschnitte  $\sigma^{\text{NN}}$  und die Verteilungen der Nukleonen in den Kernen  $\rho_A(r)$ . Für  $\rho_A(r)$  wird meist einfach die gemessene Ladungsverteilung des Kerns verwendet. Diese ist jedoch das Ergebnis einer Faltung der Ortsverteilung der Nukleonen mit der Ladungsverteilung des Protons. Da der Ladungsradius des Protons aber  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0.862$  fm beträgt, wird die Ladungsverteilung des Kerns breiter als die Ortsverteilung der Nukleonen [75, 352]. Man erhält die korrekte Ortsverteilung der Nukleonen im Kern aus der Ladungsverteilung durch Entfaltung der Ladungsverteilung des Protons. Dadurch wird aus der Protonverteilung eine  $\delta$ -Funktion, und die Kerne werden – da schärfer begrenzt – etwas kleiner und dichter. Die Ladungsverteilungen von Kernen bis etwa  $A = 20$  lassen sich gut durch Gaußverteilungen beschreiben<sup>24</sup>. Dann ergibt sich der mittlere quadratische Nukleonen-Radius  $\langle r_n^2 \rangle$  aus dem mittleren quadratischen Ladungsradius  $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle$  gemäß

$$\langle r_n^2 \rangle = \langle r_{\text{ch}}^2 \rangle - \langle r_p^2 \rangle \quad .$$

Größere Kerne werden durch Woods-Saxon-Verteilungen<sup>25</sup> wiedergegeben. In Abb. 4.15 ist die Ladungs- und Nukleonen-Verteilung für einen Argonkern dargestellt. Der mittlere Radius (Breite bei der halben Maximalhöhe) bleibt unverändert, die Nukleon-Verteilung hat aber eine um 20-25% kleinere Randunschärfe als die entsprechende Ladungsverteilung. Je kleiner der Kern, desto größer sind die relativen Unterschiede zwischen Ladungs- und Nukleonenverteilung. Bei einem Heliumkern beträgt die Differenz 17% und bei einem Sauerstoffkern 5%. Die Kerne werden durch die Entfaltung schärfer begrenzt und dichter. Dies führt zu Reaktionen, an denen im Mittel mehr Nukleonen beteiligt sind, und damit zu mehr Sekundärteilchen.

### 4.3.4 Superpositionsmodell

Das Superpositionsmodell liefert die einfachste Methode zur Behandlung von Kern-Kern-Wechselwirkung. Da für Kern-Kern-Stöße bei hohen Energien die Bindungsenergien der Nukleonen im Kern im Vergleich zu den Energien der Nukleonen vernachlässigbar sind, liegt es nahe, einen Kern als

<sup>24</sup>Für kleine Kerne ergeben sich detailliertere Dichteverläufe aus Schalenmodell-Rechnungen [71]. Die Kerndichten werden gemäß der Form  $\rho(r) \propto [1 + (A-4)/6 r^2/r_0^2] e^{-r^2/r_0^2}$  mit  $\langle r^2 \rangle = (5/2 - 4/A)r_0^2$  beschrieben. Da Nukleonen in verschiedenen Schalen verschiedene räumliche Verteilungen haben, unterscheiden sich genau genommen auch die Dichten  $\rho_i(r)$ .

<sup>25</sup>Woods-Saxon-Verteilung:  $\rho \propto [1 + \exp(\frac{r-r_0}{a})]^{-1}$ . Beschreibt die Form von Kernpotentialen größerer Kerne.  $r_0$  gibt den mittleren Radius an, und  $a$  ist ein Maß für die Randunschärfe.

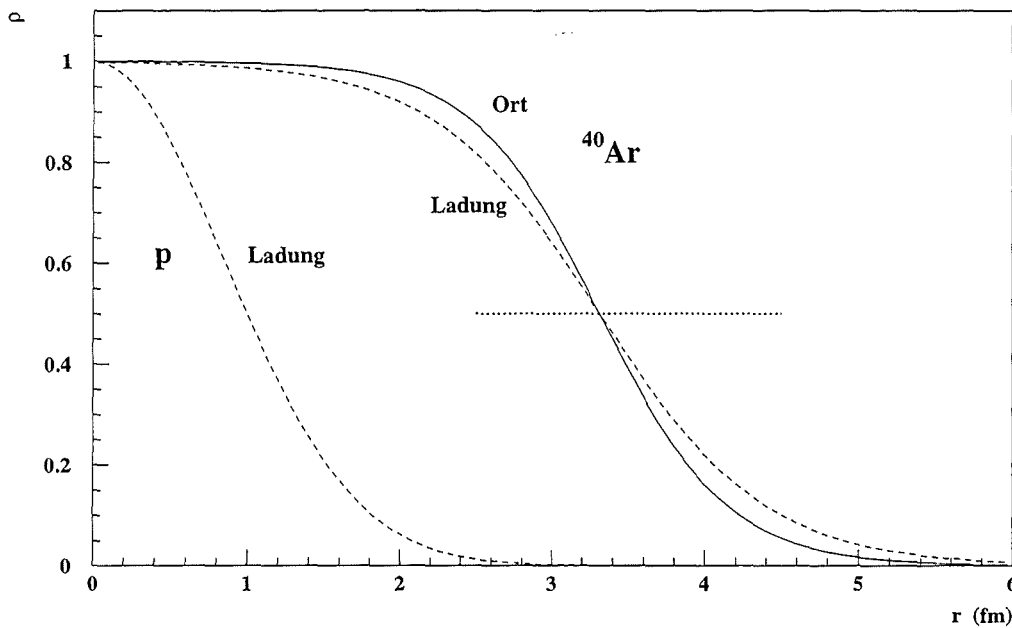


Abbildung 4.15: Ladungs- und Ortsverteilung der Nucleonen in einem  $^{40}\text{Ar}$ -Kern und Ladungsverteilung des Protons. Die gepunktete, horizontale Linie zeigt die halbe Höhe an.

Überlagerung (*Superposition*) von  $A$  unabhängigen Nucleonen zu betrachten und die Kern-Kern-Wechselwirkung auf Proton-Kern-Wechselwirkungen zu reduzieren. In seiner einfachsten Form setzt das Superpositionsmodell einen Schauer von einem Kern  $A$  der Energie  $E_A$  mit der Summe von  $A$  Protonschauern der Energie  $E_p = E_A/A$  gleich. Die Orte der ersten inelastischen Reaktionen der einzelnen Nucleonen werden durch eine Exponentialfunktion beschrieben, deren Breite durch die Wechselwirkungslänge des Nucleons definiert ist. Jeder Stoß eines Projektilnucleons mit einem Kern wird als unabhängig von den anderen Reaktionen behandelt, insbesondere gehen genau  $A$  verschiedene Targetkerne in die Stöße mit den  $A$  Projektilnucleonen ein. Die Fluktuationen von Schauergrößen werden durch die Mittelung über  $A$  Subschauer um  $\sqrt{A}$  deutlich vermindert. Dieses einfache Superpositionsmodell fand bei der Simulation von Kern-Kern-Stößen in Luftschauern in der Vergangenheit vorzugsweise Verwendung.

In Wirklichkeit trifft ein Kern in der Atmosphäre rasch auf einen Targetkern, da wegen seiner Ausdehnung der Wirkungsquerschnitt groß und seine Wechselwirkungslänge kurz ist. Normalerweise sind nur einige wenige Nucleonen an der ersten inelastischen Wechselwirkung beteiligt. Die anderen verlassen den Reaktionsort in Form von leichten oder schweren Kernfragmenten oder als freie Nucleonen und fliegen mit der ursprünglichen Geschwindigkeit des Projektils weiter. Verfolgt man alle Nucleonen des Projektils bis zu ihrer ersten inelastischen Wechselwirkung, so erhält man eine realistische Verteilung der Reaktionsorte der Projektilnucleonen. Dies wird im sog. Semi-Superpositionsmodell [169] berücksichtigt. Es berechnet detailliert die Orte der ersten inelastischen Wechselwirkungen aller Projektilnucleonen, nimmt dann aber, wie im Superpositionsmodell, an, daß die Nucleon-Kern-Kollisionen unabhängig seien.

Wechselwirken  $n$  Projektilnucleonen mit einem Targetkern, so ist die Zahl der teilnehmenden Targetnucleonen meist kleiner als vom Superpositionsmodell berechnet, da nach diesem Modell die Reaktion durch  $n$  unabhängige Stöße von je einem Projektilnucleon mit einem oder mehreren Nucleonen des Targetkerns modelliert wird. Die Annahme unabhängiger Nucleon-Nucleon-Reaktionen

ist bei hohen Energien sicher nicht richtig, da der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen zu kurz für die Hadronisation ist und somit nach der ersten Kollision *Zwischenzustände* und nicht normale Hadronen mit den Nukleonen des Targets wechselwirken. Die weiteren Reaktionen sind in Wirklichkeit vom Ausgang der ersten Wechselwirkung abhängig.

Im Superpositionsmodell werden die Targetnukleonen mehrfach gezählt und ihre Zahl dadurch überschätzt. Demzufolge ist die Energie, die zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht, erhöht und es werden mehr Sekundärteilchen erzeugt.

Trotz der Vereinfachungen gibt das Superpositionsmodell in erster Näherung Resultate, die von detaillierteren Rechnungen in für Luftschauer relevanten Größen nur wenig abweichen [353]. Die relativen Fluktuationen nehmen zwar proportional zur Zahl der wechselwirkenden Nukleonen ab, sind aber bei realistischer Behandlung etwa zwei mal größer als bei Verwendung des Superpositionsmodells [169, 353].

Sowohl bei Hadron-Kern- als auch bei Kern-Kern-Stößen sind die meisten inelastischen Kollisionen peripher, d.h. es nimmt oft nur jeweils ein Nukleon in Projektil und Target an der Wechselwirkung teil (siehe z.B. Tab. 4.2). Diesem Umstand ist es zu verdanken, daß das Superpositionsmodell der Realität nahe kommt.

Sowohl für das Superpositionsmodell als auch für das Semi-Superpositionsmodell gilt streng, daß der Mittelwert jeder additiven Größe  $Q^A$  in einer Kern-Kern-Reaktion sich aus der Größe  $Q^P$  der Nukleon-Kern-Reaktion bei entsprechend reduzierter Energie ergibt [169]:

$$\langle Q^A(E) \rangle = A \langle Q^P(E/A) \rangle .$$

Eine ähnliche Beziehung für die Fluktuationen von Messgrößen gilt nur näherungsweise:

$$\sigma_{Q^A}(E) = \frac{\sigma_{Q^P}(E/A)}{\sqrt{A}} .$$

Das Superpositionsmodell liefert meist deutlich kleinere Fluktuationen als realistischere Berechnungen [353, 169].

### 4.3.5 Teilchenproduktion

Die Querschnitte von Hadron-Kern- und Kern-Kern-Wechselwirkungen lassen sich nach der oben skizzierten geometrischen Modellvorstellung berechnen. Die Produktion von Sekundärteilchen aus solchen Stößen ist dagegen schwieriger zu modellieren. Zunächst hängt die Teilchenproduktion in Hadron-Kern-Stößen nur von der Zahl der teilnehmenden Targetnukleonen  $\nu$  und nicht von der Gesamtmasse des Targetkerns ab. Im Ruhesystem des einfallenden Nukleons ist die Dicke des Targetkerns durch die Lorentzkontraktion um den Faktor  $\gamma^{-1}$  verringert, so daß alle Wechselwirkungen innerhalb von ca.  $10^{-23}$  s, also praktisch gleichzeitig, stattfinden. Es ist unklar, ob ein Nukleon nach seinem ersten Stoß noch denselben Wirkungsquerschnitt wie ein ungestörtes Nukleon hat und ob es in ähnlicher Weise in Sekundärteilchen zerfällt. Würde man Mehrfachwechselwirkungen im Kern völlig unabhängig voneinander behandeln, so müßte man die Sekundärteilchen des ersten Stoßes produzieren, noch bevor das Projektil und die Sekundärteilchen einen zweiten Stoßpartner erreichen. Eine solche komplette intranukleare Kaskade würde im Widerspruch zu den experimentellen Daten stehen und z.B. viel zu hohe Multiplizitäten vorhersagen. Geht man dagegen davon aus, daß das Projektil zwar mehrfach im Kern stößt und stark angeregt wird, dabei aber im wesentlichen als Teilchen erhalten bleibt und erst außerhalb des Kerns über die Dauer einer *Formationszeit* in viele Sekundärteilchen zerfällt, so können die experimentellen Befunde viel besser beschrieben werden. Die Mehrfachwechselwirkungen beeinflussen zwar den Endzustand, aber deutlich weniger als es nach dem Modell der intranuklearen Kaskade zu erwarten wäre. Ein Modell der Teilchenproduktion muß diesem Umstand Rechnung tragen.

### 4.3.6 Strangeness-Anreicherung

Hadron-Kern- und Kern-Kern-Stöße weisen im Vergleich zu Hadron-Hadron-Reaktionen sowohl im Zentral- als auch im Fragmentationsbereich eine erhöhte Produktion von Teilchen mit Strange-Quarks auf [72]. Kaonen und  $\Lambda$ -Baryonen sowie ihre Antiteilchen werden in Ereignissen mit großer Zahl von Sekundärteilchen ( $n > 50$ ) zwei bis drei mal häufiger produziert, als man es aufgrund einer geometrischen Skalierung von Proton-Proton-Stößen erwarten würde. Dieser Befund wird als Signatur für die Erzeugung von Quark-Gluon-Plasma in relativistischen Schwerionenstößen diskutiert [328], kann aber auch durch andere Mechanismen der Teilchenproduktion erklärt werden. Ein solcher Mechanismus findet z.B. im VENUS-Modell [414] Verwendung und wird in Abs. 6.4 noch genauer erläutert.

### 4.3.7 Kern-Diffraktion

Auch bei Reaktionen mit Kernen hat man diffraktive Ereignisse beobachtet [12]. Die Ergebnisse der Experimente legen nahe, daß die diffraktive Dissoziation von Kernen im wesentlichen auf die diffraktive Dissoziation einzelner Nukleonen zurückzuführen ist. Damit scheint auch für diffraktive Reaktionen die Rückführung von Kern-Kern- und Nukleon-Kern-Reaktionen auf Nukleon-Nukleon-Reaktionen gerechtfertigt zu sein.

### 4.3.8 Sekundäre Wechselwirkungen

Werden in einer Kern-Kern-Kollision Sekundärteilchen mit Transversalimpuls erzeugt, so müssen diese die sie umgebenden Spektator-Nukleonen durchdringen, um die Reaktionszone zu verlassen. Gerade bei Kollisionen mit hoher Energie und folglich großer Multiplizität sind Wechselwirkungen mit den Spektatoren unausweichlich. Ebenso werden die Sekundärteilchen untereinander wechselwirken. Diese Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte nennt man *sekundäre Wechselwirkungen* oder *Rescattering*. Durch diese Reaktionen werden neue Teilchen generiert, und die Energie wird anders auf die Sekundärteilchen verteilt. Sollen Modelle die experimentellen Daten von Hadron-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen reproduzieren, so müssen die sekundären Wechselwirkungen berücksichtigt werden. Andernfalls zeigen sich z.B. Defizite in der Zahl der sekundären Baryonen in der Targetfragmentationsregion [414].

## Kapitel 5

# Theorie weicher, hadronischer Reaktionen

Weiche hadronische Reaktionen, d.h. Reaktionen mit kleinem Impulsübertrag, können nicht im Rahmen der QCD berechnet werden, da die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung für kleine Impulse groß wird und somit die Störungsrechnung versagt. Es gibt allerdings sehr erfolgreiche phänomenologische Modelle auf der Basis der Gribov-Regge-Theorie der Hadron-Hadron- und Kern-Kern-Streuung im Grenzfall sehr hoher Energien. Sie beruhen auf der relativistischen Quantentheorie und sind zumindest verträglich mit der QCD. Viele Aspekte der Modelle sind sogar allgemeiner als die zugrunde liegende Feldtheorie und sind lediglich durch die Kinematik der hochenergetischen Streuung bestimmt.

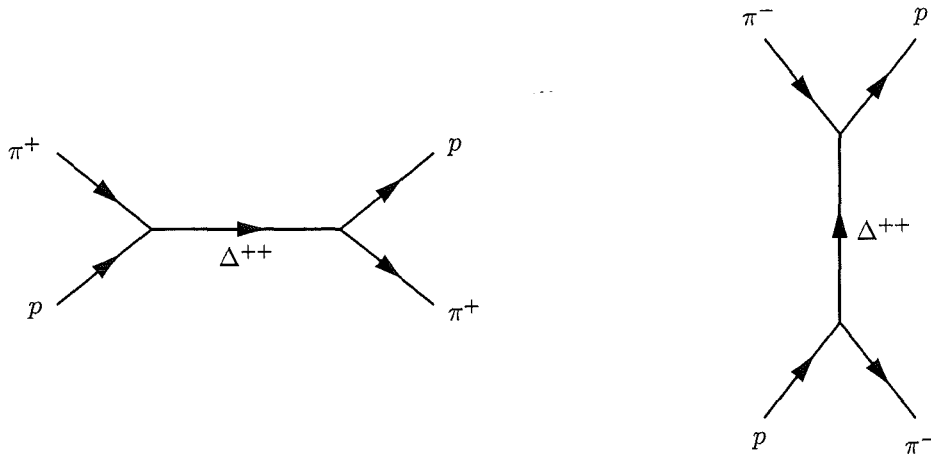
### 5.1 Regge-Pol-Physik

Regge-Pole stammen aus der nicht-relativistischen Potentialtheorie und werden seit Ende der 50er Jahre zur Beschreibung von Streuvorgängen benutzt. Das Regge-Pol-Modell erlaubt eine quantitativ korrekte Parametrisierung der relevanten Daten bei Energien oberhalb des Resonanzgebietes ( $\sqrt{s} \geq 3 \text{ GeV}$ ), wo der totale Wirkungsquerschnitt einen glatten, abfallenden Verlauf zeigt.

Betrachtet man ein Meson als einen durch Gluonen gebundenen Quark-Antiquark-Zustand, so enthält das Potential auch einen abstoßenden Beitrag von der Zentrifugalkraft der Bewegung der Quarks umeinander ( $\propto \ell(\ell + 1)/r^2$ ), der mit dem Bahndrehimpuls  $\ell$  anwächst. Deshalb haben Zustände mit hohem Drehimpuls auch höhere Massen  $m$  als solche mit kleinem Drehimpuls. Die beobachtbaren Mesonen haben nur Drehimpulse von  $\ell = n\hbar$  mit  $n = 0, 1, \dots$ . In der  $m$ - $\ell$ -Ebene liegen sie auf sog. Regge-Trajektorien  $\ell = \alpha(m^2)$ . Stimmen in einem Streuprozeß Energie und Drehimpuls mit den Werten eines physikalischen Teilchens überein, so wird es resonant produziert. Die Streuamplitude zeigt an dieser Stelle einen Pol. Ein entsprechender Prozeß ist im linken Teil von Abb. 5.1 skizziert. Wenn man in dem Feynman-Graphen ein einlaufendes durch ein auslaufendes Teilchen ersetzt und das Diagramm kreuzt ( $u$  und  $s$ , bzw.  $t$  und  $s$  vertauscht), läßt sich der gleiche Prozeß aber auch als Austausch einer Resonanz darstellen (siehe Abb. 5.1 rechts). In einer relativistischen Beschreibung sind einlaufende Teilchen mit negativer Energie auslaufenden Antiteilchen mit positiver Energie äquivalent und umgekehrt<sup>1</sup>. Die Beschreibung des Teilchenaustauschs wird als

---

<sup>1</sup>Dies ist in anderen Worten der Inhalt des Pomeranchuk-Theorems, das für hohe Energien gleiche Wirkungsquerschnitte für Teilchen und Antiteilchen fordert [323].



**Abbildung 5.1:** Resonanzprozeß und Teilchenaustausch. Links: Beitrag zur Bildung einer  $\Delta^{++}$ -Resonanz ( $s$ -Kanal). Rechts: Ein-Teilchen-Austausch-Beitrag zur  $\pi^-$ - $p$ -Streuung ( $t$ -Kanal).

eine Erweiterung der Streuamplitude des Resonanzprozesses zu Impulswerten mit negativer Energie betrachtet. So gehen die beiden Prozesse in Abb. 5.1 ineinander über, und die Mandelstam-Variablen  $u$  und  $s$  bzw.  $t$  und  $s$  tauschen ihre Bedeutung. Damit wird der physikalisch sinnvolle Bereich der Mandelstam-Variablen erweitert. Je nach Vorzeichen beschreibt man verschiedene Reaktionskanäle. Resonanzprozesse sind durch  $s \gg 0$  und  $u, t < 0$  charakterisiert und Austauschprozesse durch  $u \gg 0$  und  $s, t < 0$  bzw. durch  $t \gg 0$  und  $s, u < 0$ . Je nachdem, in welcher Variable ein Resonanzpol auftritt, spricht man von  $s$ -Kanal-,  $u$ -Kanal oder  $t$ -Kanal-Prozessen. Der Resonanzpol tritt beim Teilchenaustausch nicht mehr im physikalischen Gebiet auf, die Streuamplitude wird aber noch durch ihn bestimmt und fällt monoton mit dem Abstand vom Pol ab.

Die experimentellen Befunde der Streuprozesse lassen sich nur dann quantitativ richtig über den Teilchenaustausch beschreiben, wenn man die Beiträge von allen möglichen Austauscheteilchen mit den entsprechenden Quantenzahlen aufsummiert. Diese liegen gerade auf einer passenden Regge-Trajektorie  $\alpha(t)$ , die durch den linearen Zusammenhang

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$$

mit einer einheitlichen Steigung  $\alpha'$  charakterisiert wird und so verläuft, daß  $\alpha(t)$  ganzzahlige Werte für  $\ell$  ergibt, falls  $t = m_\ell^2$  ist. Man definiert damit ein hypothetisches *effektives Austauscheteilchen*, das durch die Regge-Trajektorie charakterisiert wird. Es wird Reggeon genannt und die zugehörige Streuamplitude  $A(s, t)$  heißt Regge-Pol-Austauschamplitude. Nimmt man an, daß die QCD die fundamentale Theorie der hadronischen Wechselwirkung ist, so muß das Austauscheteilchen letztlich in komplexer Weise aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt sein, die genaue Struktur des Reggeons ist jedoch noch unbestimmt. Bei hohen Energien und kleinen Streuwinkeln findet man eine Abhängigkeit der Streuamplitude von  $s$  und  $t$  gemäß

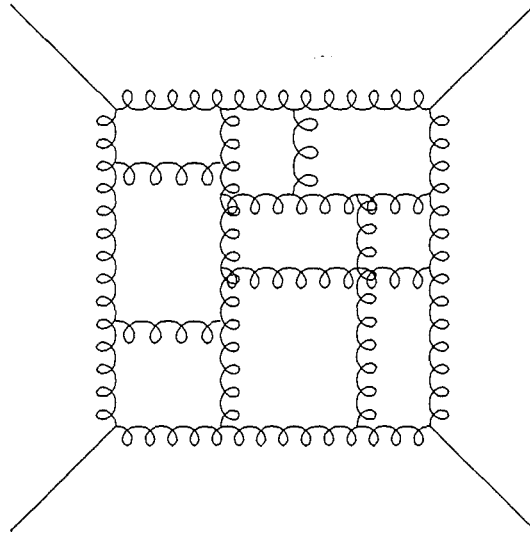
$$A(s, t) \propto s^{\alpha(t)}$$

und damit

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{|A(s, t)|^2}{s^2} \propto f(t) \left( \frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(t)-2}$$

Die Energieabhängigkeit des differentiellen Streuquerschnittes eines Regge-Pol-Austauschprozesses ermöglicht es, seine Trajektorie  $\alpha(t)$  im Bereich negativer  $t$ -Werte direkt zu messen. Die Datenpunkte folgen den von der Resonanzproduktion bekannten Geraden. Die Trajektorie mit dem höchsten Achsenabschnitt wird in etwa durch

$$\alpha(t) = 0.5 + 0.8 \text{ GeV}^{-2} \cdot t$$



**Abbildung 5.2:** Austausch eines Gluon-Netztes. Ein solches Diagramm kann wahlweise als  $s$ - oder  $t$ -artig angesehen werden.

beschrieben, in guter Übereinstimmung mit den Regge-Trajektorien, die man aus den Massen und Drehimpulsen der Mesonresonanzen ( $\rho, \omega, f_0, A_2, \dots$ ) ableitet. Sie führt mit dem optischen Theorem zu der Abhängigkeit

$$\sigma_{\text{tot}} \approx s^{\alpha(t=0)-1}$$

und ihr Achsenabschnitt  $\alpha(0)$  bestimmt für hohe Energien den Wirkungsquerschnitt. Im Falle des Reggeon-Austausches bedeutet dies eine Abnahme des Querschnittes  $\propto s^{-0.5}$ , wie sie bis  $\sqrt{s} \approx 200$  GeV zu beobachten ist [199, 7].

Reaktionen im  $s$ - und  $t$ -Kanal sind nicht fundamental verschieden, wenn Teilchen ausgetauscht werden, die mit sich selbst wechselwirken können, wie es z.B. bei den Gluonen der Fall ist. Das Austauscheteilchen wird zu einem Netz von miteinander verbundenen Gluon-Linien, das eine Klassifikation nach  $s$ - und  $t$ -artig unmöglich macht (siehe Abb. 5.2). Man erhält eine Amplitude, die je nach kinematischer Situation als Resonanz- oder Austauschverhalten interpretiert werden kann. Die Identität von Resonanz- und Austauschbeiträgen wird *Dualität* genannt. Phänomenologische Parametrisierungen können somit entweder den Regge-Austausch oder die entsprechenden Resonanzen verwenden. Außer in Gebieten, wo einzelne Resonanzbeiträge dominieren, ist die Parametrisierung mit Regge-Polen effektiver.

Regge-Pole können auch in relativistischen Theorien angewendet werden, und man erhält das identische Ergebnis für die Streuamplitude wie im nicht-relativistischen Fall [414].

Da bei hohen Energien Prozesse mit Austausch von Quantenzahlen aussterben, braucht man ein spezielles Reggeon, das die Quantenzahlen des Vakuums hat. Es wird *Pomeranchuk-Pol* oder *Pomeron* genannt und trägt also weder Ladung, Farbe, noch Drehimpuls. Im Gegensatz dazu haben Reggeonen die Quantenzahlen von Hadronen. Man nimmt an, daß der Pomeron-Beitrag zur Streuung für den nicht-resonanten Hintergrund im Resonanzgebiet verantwortlich ist, und daß er bei hohen Energien dominiert. Der Pomeron-Beitrag zur Streuamplitude wird wie ein Regge-Pol parametrisiert:

$$A_{\text{Pom.}} \propto \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{\text{Pom.}}}$$

Um den fast energieunabhängigen Wert bzw. den langsamen, logarithmischen Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts mit der Energie zu erklären, muß die Trajektorie des Pomerons die  $t = 0$

Achse bei  $\alpha(t) \approx 1$  schneiden und deutlich flacher ansteigen als die Regge-Trajektorien. Man erhält damit

$$\sigma_{\text{tot}} \approx s^{\alpha_{\text{Pom.}}(t=0)-1} \approx \text{const.}$$

Das Pomeron ist als hypothetisches Austauscheteilchen eingeführt worden, das die hochenergetische, elastische Hadron-Hadron-Streuung vermittelt. Es ist ein Objekt mit wohldefinierten Eigenschaften, die sich aus den Streudaten ergeben. Sein Aufbau aus elementaren Teilchen wie Quarks und Gluonen ist noch nicht verstanden. Für  $\alpha_{\text{Pom.}}(t=0) \equiv 1$  spricht man vom *kritischen Pomeron*. Wegen seines deutlich höheren Wertes bei  $t=0$  (Pomeron:  $\alpha(0) \approx 1$ , Reggeon:  $\alpha(0) \approx 0.5$ ) spielt der Pomeron-Austausch mit steigender Energie eine zunehmend dominante Rolle. Bei  $E = 100$  GeV liegt sein Beitrag zur  $p\bar{p}$ -Streuung bereits bei über 95%. Der gemessene Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts kann damit (und mit einigen logarithmischen Korrekturen) bis zu höchsten Energien mit der Form

$$\sigma_{\text{tot}} = a \ln^2 s + b \ln s + c$$

parametrisiert werden [7].

In der Theorie des *superkritischen Pomerons* [125] liegt die Ursache des Anstiegs des Wirkungsquerschnittes darin begründet, daß  $\alpha(t=0) = 1 + \varepsilon$  sogar etwas größer als 1 ist. In diesem Fall wird eine Theorie mit mehrfachem Pomeron-Austausch benötigt, um Unitaritätsprobleme zu vermeiden. Damit läßt sich das Pomeron auch als Austauscheteilchen mit  $\alpha(0) \geq 1$  definieren. Man spricht dann von einem *superkritischen Pomeron*.

Reggeonen-Austausch ergibt einen mit  $s$  abfallenden und Pomeron-Austausch einen konstanten bzw. leicht ansteigenden Wirkungsquerschnitt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte können gut durch eine Kombination aus einem Reggeon-Term und einen Pomeron-Term gemäß

$$\sigma_{\text{tot}} = X s^\varepsilon + Y s^{-\eta} \quad ,$$

mit  $\varepsilon = 0.0808$  und  $\eta = 0.4525$ , beschrieben werden [161, 7].  $\varepsilon$  und  $\eta$  sind dabei universelle Konstanten, wogegen  $X$  und  $Y$  für unterschiedliche Reaktion differieren.

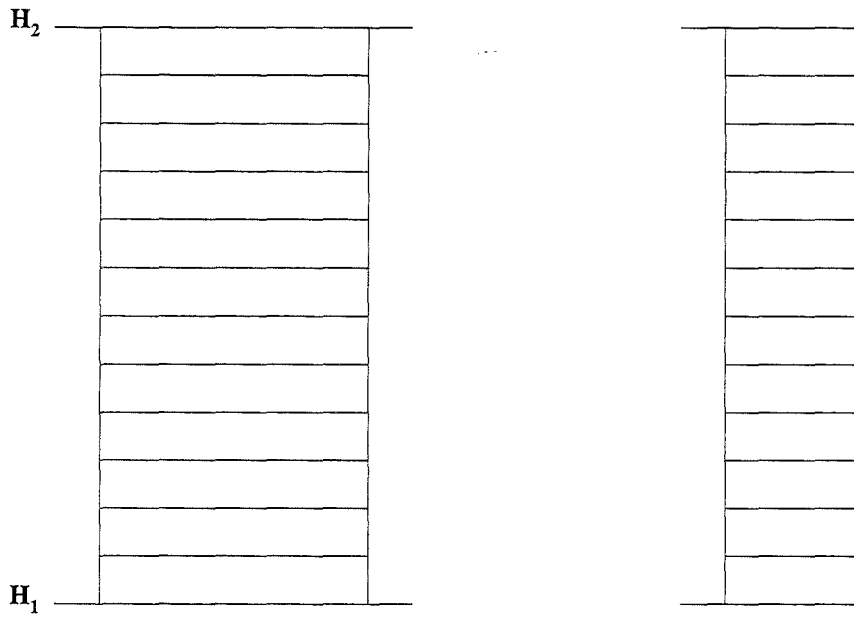
Alle Anpassungen der Pomeron-Parameter an experimentelle Wirkungsquerschnitte ergeben bessere Übereinstimmung für  $\alpha(0) > 1$  als für  $\alpha(0) = 1$ . Die beste Übereinstimmung ist für  $\alpha(0) \approx 1.07$  zu erzielen. Dies bedeutet ein superkritisches Pomeron und damit einen mit der Energie ansteigenden Wirkungsquerschnitt für weiche Streuprozesse. Die weichen Prozesse liefern also auch bei höchsten Energien den dominanten Anteil.

Ein Problem der Regge-Pol- und Pomeron-Physik besteht darin, daß es bis heute keine sichere Verbindung zu einer fundamentalen Theorie, wie z.B. der QCD, gibt. Man kann aber zeigen, daß die Summe über alle möglichen Leiterdiagramme (siehe Abb. 5.3) in einigen Theorien die Eigenschaften von Reggeonen besitzen [165].

Sucht man allerdings nach Objekten, die sich aus Quarks und Gluonen zusammensetzen und somit im Rahmen der QCD beschreibbar sind, und die sich als Austauscheteilchen wie Reggeonen verhalten, so ist die Situation komplizierter [212, 284]. Gluonleitern, also Diagramme wie die in Abb. 5.3, bei denen die Holme und Sprossen der Leiter aus Gluonen bestehen, zeigen in der  $SU(3)$  keine exakten Regge-Eigenschaften. Die dominanten Diagramme sind *generalisierte Gluonleitern*. Generalisiert bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die Gluonen durch Reggeonen ersetzt werden und die Sprossen der Leiter auch komplexere Strukturen haben können [414].

Dennoch dienen solche Leiterdiagramme als Modelle für Reggeonen (siehe auch Abb. 4.2) und eine Kombination von zwei Leitern zu einem Zylinder steht für ein Pomeron [414]. Man stelle sich zwei Leitern an ihren Holmen verbunden vor, so daß eine Leiter die vordere Hälfte und die andere die hintere Hälfte des Zylindermantels bildet. Wichtig sind auch Kammdiagramme, die durch Trennung eines Leiterdiagramms entlang der Mittellinie entstehen. Sie beschreiben die Produktion





**Abbildung 5.3:** Leiter- und Kammdiagramme dienen als Schemata für Pomeron-Austausch bzw. für Teilchenproduktion durch aufgetrennte Pomerone bei der Kollision der Teilchen  $H_1$  und  $H_2$ .

von Sekundärteilchen in einer inelastischen Reaktion zweier Partonen. Jede der Sprossen entspricht einem *abgestrahlten* Parton, dessen Impulsanteil sich im Prinzip berechnen läßt. Beispiele eines Leiter- und eines Kammdiagrammes sind in Abb. 5.3 skizziert.

## 5.2 Gribov-Regge-Theorie

Die Gribov-Regge-Theorie ist eine Theorie der Hadron-Hadron- und Kern-Kern-Streuung im Grenzfall sehr hoher Energien. Sie beschreibt die hochenergetische Hadron-Hadron-Streuung auf der Basis des Pomeron-Austauschs [212]. Für den einfachen Pomeron-Austausch ist die Unitarität verletzt, falls  $\alpha(0) = 1 + \varepsilon$  ist. Die experimentellen Daten favorisieren aber gerade  $\alpha(0) > 1$ . Dieses Problem wird durch Multi-Pomeron-Austausch gelöst.

Die Gribov-Regge-Theorie ist eine relativistische Quantentheorie und ist zumindest verträglich mit der QCD. Viele Aspekte der Modelle sind sogar allgemeiner als die zugrunde liegende Feldtheorie und sind nur durch die Kinematik der hochenergetischen Nukleon-Nukleon-Streuung bestimmt. Der kritischste Teil ist daher die genaue Modellierung von Kern-Kern-Stößen.

Die elastische Streuamplitude ergibt sich als Summe von Pomeron-Austausch-Amplituden. Die inelastischen Reaktionen können ebenfalls durch Pomeron-Austausch beschrieben werden. Das Pomeron muß dafür aber in der Mitte *aufgetrennt* werden, wobei aus einem Leiter- ein Kammdiagramm wird, dessen Sprossen der Abstrahlung von Sekundärteilchen entsprechen. Der inelastische Wirkungsquerschnitt kann als Summe

$$\sigma_{\text{inel}} = \sum \sigma_m$$

geschrieben werden, wobei  $\sigma_m$  der Querschnitt für  $m$  aufgetrennte Pomerone ist.  $\sigma_m$  steht jeweils für eine bestimmte Klasse von Reaktionen. Reaktionen mit  $m = 0$  sind stets elastisch und solche

mit  $m > 0$  stets inelastisch. Wie aber die Reaktionen der Klassen mit unterschiedlichen  $m$  realisiert werden, variiert von Modell zu Modell.

Die Gribov-Regge-Theorie gibt einen Rahmen mit starken Beschränkungen für die Modelle vor, läßt jedoch genügend Spielraum für verschiedene Realisierungen. Die wichtigsten Modelle sind VENUS [414], das Quark-Gluon-String Modell (QGS) [239, 244, 245] und das Dual-Parton Modell (DPM) [127, 126, 129, 131, 302, 130, 303, 304, 305, 333]. Sie sind identisch in der Beschreibung der elastischen Streuung und der Gewichtung einzelner inelastischer Prozesse ( $\sigma_m$ ), unterscheiden sich aber darin, wie die inelastischen Prozesse selbst ausgeführt werden.

Der totale und der elastische Wirkungsquerschnitt ergeben sich zu

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot}} &= \int 2F(s, b) d^2b \\ \sigma_{\text{el}} &= \int |F(s, b)|^2 d^2b \quad ,\end{aligned}$$

mit der Profilfunktion  $F(s, b)$ . Man definiert ein Eikonal  $\omega(s, b)$  derart, daß

$$F(s, b) = 1 - e^{-\omega(s, b)} \quad (5.1)$$

gilt. Damit wird

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot}} &= \int d^2b 2 \left(1 - e^{-\omega(s, b)}\right) \quad , \\ \sigma_{\text{el}} &= \int d^2b \left(1 - e^{-\omega(s, b)}\right)^2 \quad \text{und} \\ \sigma_{\text{inel}} &= \int d^2b \left(1 - e^{-2\omega(s, b)}\right) \quad .\end{aligned} \quad (5.2)$$

Damit können verschiedene Reaktionskanäle als Summe im Eikonal zusammengefaßt werden, ohne daß die Unitarität verletzt wird, wenn die Summe sehr groß wird. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte zeigen mit steigender Energie ein Verhalten, wie es in Abb. 4.6 gezeigt ist.

In einfachen Modellen werden Annahmen über die Form der Profilfunktion gemacht. Mit der Gribov-Regge-Theorie lassen sich  $F(s, b)$  bzw.  $\omega(s, b)$  jedoch berechnen.

Man erhält die elastische Streuamplitude

$$A(s, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(s, t)$$

als Summe über Amplituden  $A_n$ , die jeweils dem Austausch von  $n$  Pomeronen entsprechen. Setzt man  $\omega(s, b)$  gleich der Fourier-Transformierten des Pomeron-Propagators und

$$F(s, b) = \sum_{n=1}^{\infty} C^{n-1} \frac{[-\omega(s, b)]^n}{n!} \quad ,$$

so erhält man nach einiger Umformung [414]

$$F(s, b) = \frac{1}{C} (1 - e^{-C\omega(s, b)}) \quad . \quad (5.3)$$

Für den Ein-Pomeron-Austausch, also  $n = 1$ , ergibt sich daraus  $F(s, b) = \omega(s, b)$ . Die Funktion  $\omega(s, b)$  wächst aber für kleine  $b$  und große  $s$  auf Werte deutlich über 1, was die Unitarität verletzt.

Das Maximum bei  $b = 0$  steigt linear mit  $s$ . Daraus folgt sofort auch ein linearer Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes mit  $s$ , der die Froissart-Grenze übersteigt.

Beim Multi-Pomeron-Austausch wird  $\omega$  durch  $1 - e^{-\omega}$  ersetzt. Für große  $b$  ist  $\omega$  klein, und der Unterschied zwischen Ein- und Multi-Pomeron-Austausch ist gering. Für kleine  $b$  wächst  $\omega$  über 1, wogegen  $1 - e^{-\omega}$  von unten gegen 1 geht, aber nie größer werden kann. Damit wird erreicht, daß eine Scheibe nicht schwärzer als schwarz werden kann (vgl. Abb. 4.6).

Trennt man ein Pomeron (repräsentiert als Leiterdiagramm) in der Mitte auf, so erhält man zwei Kamm-Diagramme. Dieses Auftrennen ist wichtig für die Beschreibung von inelastischen Reaktionen im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie. Mit Hilfe der Abramovskiĭ-Gribov-Kancheli-Regeln [2] kann man zeigen, daß die Amplitude für den Austausch von  $n$  Pomeronen, von denen  $m$  aufgetrennt sind ( $A_{nm}$ ), bis auf einen kombinatorischen Faktor gerade wieder der Amplitude für den Austausch von  $n$  Pomeronen ( $A_n$ ) entspricht [414]:

$$A_{nm} = \frac{2}{i} B_{nm} A_n \quad \text{mit} \quad B_{nm} = \delta_{m0} + (-1)^{1-m} 2^{n-1} \binom{n}{m} .$$

Die Pomeronen werden dabei im ganzen und nicht nur teilweise aufgeschnitten. Für den Grenzfall hoher Energien ist diese Annahme gerechtfertigt, da man zeigen kann, daß in der QCD teilweises Auftrennen von Gluon-Leiterdiagrammen unterdrückt ist.

Damit läßt sich nun der totale Wirkungsquerschnitt beschreiben als

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 4\pi \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n A_{nm}(s, 0) ,$$

wobei  $n$  die Zahl der ausgetauschten und  $m$  die Zahl der aufgetrennten Pomeronen bedeutet. Dies führt zu

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 4\pi \sum_{m=0}^{\infty} \sigma_m(s) , \quad (5.4)$$

so daß alle  $\sigma_m(s) > 0$  sind.  $\sigma_m(s)$  gibt den Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt an, der von den Prozessen mit  $m$  aufgetrennten Pomeronen herrührt, und wird als Gewicht für diese Reaktionen verwendet.  $\sigma_0$  entspricht den Reaktionen, bei denen kein Pomeron aufgetrennt wird, und enthält daher die elastische und diffraktive Streuung:

$$\sigma_0 = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{diff}} .$$

Aus Gl. 5.3 für den elastischen Querschnitt folgt damit

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{el}} &= \frac{1}{C} \sigma_0 \\ \sigma_{\text{diff}} &= \left(1 - \frac{1}{C}\right) \sigma_0 . \end{aligned} \quad (5.5)$$

Der Parameter  $C$  bestimmt also den relativen Anteil der Diffraktion. Für  $C = 1$  verschwindet dieser, und diffraktive Ereignisse müssen mit aufgetrennten Pomeronen verbunden werden. Streng genommen darf der Glauber-Formalismus im Falle  $C = 1$  angewandt werden, da nur dann die Teilchenproduktion unterbleibt.

Bis zu diesem Punkt ist das Vorgehen durch die Gribov-Regge-Theorie und die Abramovskiĭ-Gribov-Kancheli-Regeln festgelegt. Jedes Modell, das die Gribov-Regge-Theorie benutzt, erhält die gleichen Gewichte  $\sigma_m / \sum \sigma_m = \sigma_m / \sigma_{\text{tot}}$ . Die Werte, die z.B. das VENUS-Programm verwendet, sind in Tab. 5.1 für drei Energien aufgelistet. In etwa 50% der Fälle findet nur der Austausch von einem

$m$	19.4 GeV	200 GeV	6.3 TeV
1	0.54	0.52	0.47
2	0.24	0.23	0.22
3	0.12	0.13	0.13
4	0.059	0.067	0.081
6	0.011	0.015	0.026
8	0.0013	0.0023	0.006
10	0.00012	0.00025	0.001

**Tabelle 5.1:** Gewichte  $\sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$  für den Austausch von  $m$  aufgetrennten Pomeronen, d.h. für  $m$ -fachen Farbaustausch, bei  $\sqrt{s} = 19.4, 200$  und  $6300$  GeV (aus Ref. [414]).

aufgetrennten Pomeron statt, und die Wahrscheinlichkeit des Mehrfach-Austauschs fällt mit  $m$  stark ab. Bei hohen Energien ist jedoch der Mehrfach-Pomeron-Austausch viel häufiger als bei niedrigeren Energien.

Die Zuordnung der Querschnitte  $\sigma_m$  zu bestimmten Klassen von Ereignissen ist der nächste Schritt, der jedoch, im Gegensatz zum bisher gesagten, einer gewissen Willkür unterliegt und von verschiedenen Modellen in unterschiedlicher Weise realisiert wird.

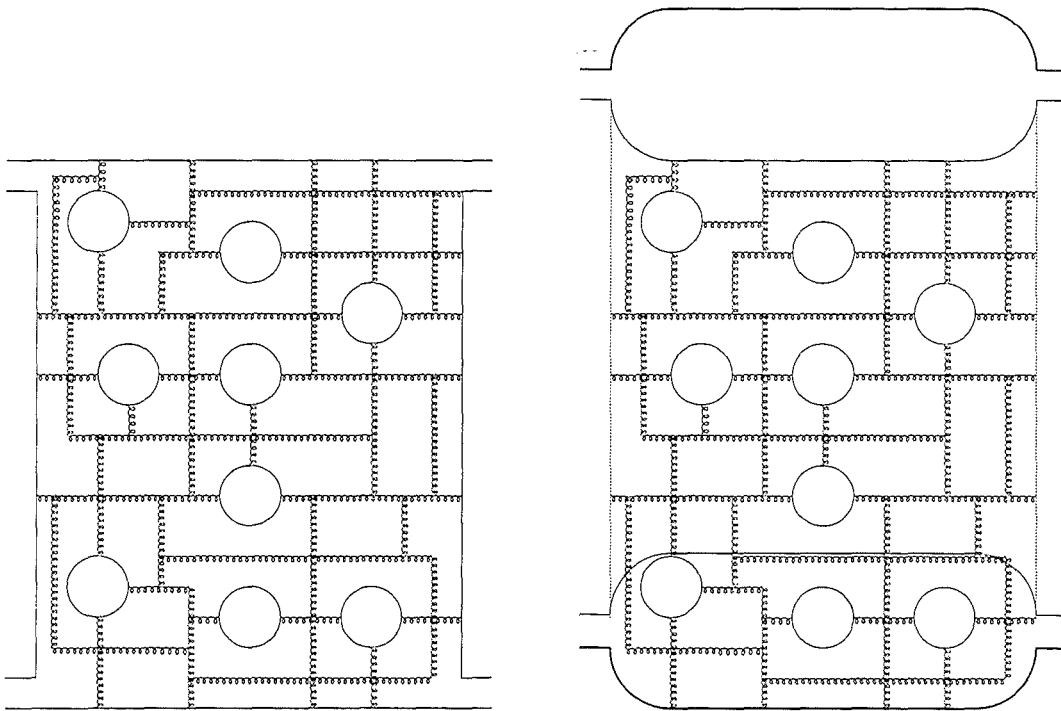
### 5.3 Verbindung zwischen der Gribov-Regge-Theorie und der QCD

Bis heute ist die Gribov-Regge-Theorie noch immer eine phänomenologische Theorie, die nicht von grundlegenden Prinzipien (QCD) abgeleitet wurde. Versucht man Reggeonen-Austausch durch komplexe Diagramme von Quarks und Gluonen zu beschreiben, so findet man, daß mit zunehmender Komplexität der Diagramme ihre Bedeutung rapide abnimmt. Deshalb versuchte G. Veneziano [386, 145] in seiner *topologischen Expansion*, QCD Feynman-Diagramme nach ihrer Topologie zu klassifizieren und die so erhaltenen Klassen mit dem Reggeon- und Pomeron-Austausch aus der Gribov-Regge-Theorie zu identifizieren.

Die einfachste Klasse mit dem größten Beitrag enthält planare Diagramme, die aus Quarklinien bestehen, in deren Innerem sich eine beliebige Anzahl von Gluonlinien und Quarkschleifen befinden können (siehe Abb. 5.4 links). Die nächst komplexere Klasse sind Diagramme mit der Topologie eines Zylinders, wobei die Mantelfläche des Zylinders wieder von Gluonlinien und Quarkschleifen gebildet wird. In Abb. 5.4 sind ein planares und ein zylindrisches Diagramm gezeigt.

Wie oben schon erwähnt, scheint die hochenergetische Hadronstreuung in der QCD durch den Austausch von verallgemeinerten Gluonleitern dominiert zu sein. Andererseits legen die experimentellen Daten nahe, daß Pomeron-Austausch die Wechselwirkung bei hohen Energien vermittelt. Deshalb ist es plausibel, wenn auch nicht bewiesen, Pomeronen mit verallgemeinerten Gluonleitern zu identifizieren. Da Leiterdiagramme die Topologie von Zylindern<sup>2</sup> haben, wird postuliert [387], daß Pomeronen Überlagerungen von allen möglichen Zylinderdiagrammen mit Gluonlinien und Quarkschleifen auf der Mantelfläche sind. Gibt es bei einer Wechselwirkung einen Quark-Austausch, so muß zumindest ein Quark-Antiquark-Paar mit Gluonlinien dazwischen beteiligt sein. Dies ist ein planares Diagramm, und die Überlagerung solcher Diagramme wird als Reggeon definiert [387].

<sup>2</sup>Man sieht dies leicht ein, wenn man sich eine oder mehrere Sprossen der Leiter in Abb. 5.3 aus der Ebene herausragend vorstellt. Sie bilden dann die vordere, alle anderen Sprossen die hintere Mantelfläche des Zylinders.

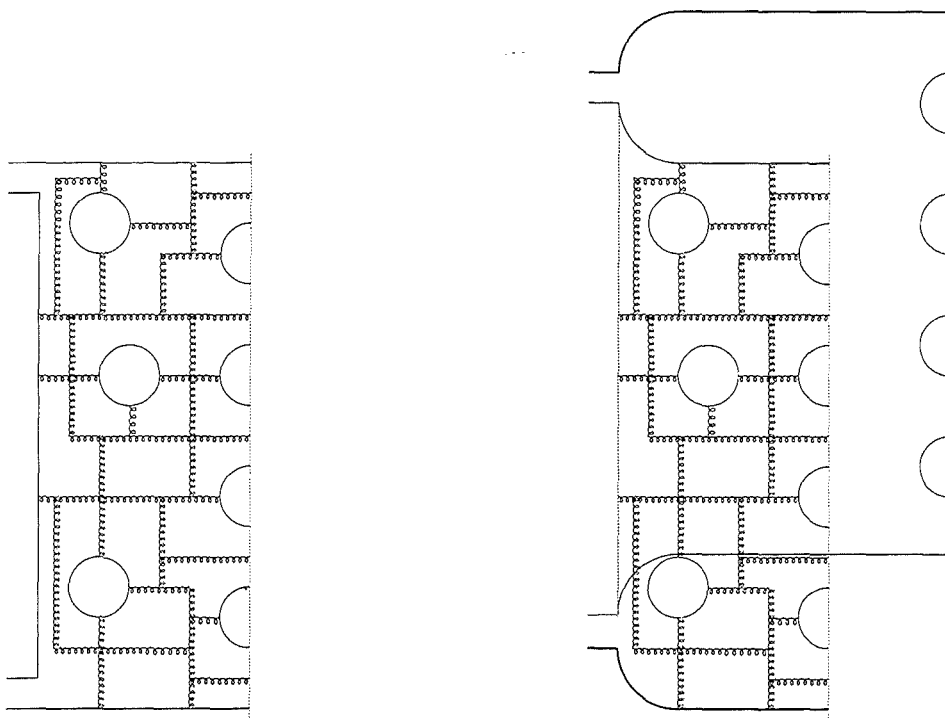


**Abbildung 5.4:** Planares und zylindrisches Diagramm mit Gluonen und Quarkschleifen (aus [414]). Das planare Diagramm entspricht einem Reggeon-Austausch, das Zylinderdiagramm stellt einen Pomeron-Austausch dar. Im rechten Diagramm sind die Gluonen und Quarkschleifen auf der hinteren Mantelfläche des Zylinders nicht gezeichnet. Bei einer Nukleon-Nukleon-Streuung könnten die dicker gezeichneten Quarklinien jeweils ein Di-Quark repräsentieren.

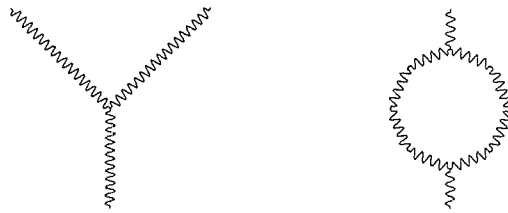
Eine aufgetrennte Ebene (Reggeon) wird einem Farbstring<sup>3</sup> und ein aufgetrennter Zylinder (Pomeron) einem Paar von Farbstrings gleichgesetzt (siehe Abb. 5.5). Die Enden der Strings werden von den Valenzquarks der beteiligten Stoßpartner gebildet. Im Falle von Nukleonen sind dies ein Quark und ein Di-Quark. Ein String bildet sich zwischen dem Projektilrest  $P$  und einem Quark  $j$  des Targets aus, der zweite spannt sich zwischen einem Parton des Projektils  $i$  und dem Targetrest  $T$  auf. Im Ergebnis ist also der Austausch eines aufgetrennten Pomerons einem Farbaustausch zwischen je einem Quark aus Projektil und Target äquivalent. Diese Strings zerfallen in einem zweiten Schritt in farblose Hadronen. Dieser Prozeß wird Fragmentation genannt. Da man den Ablauf der Fragmentation nicht berechnen kann, muß einer der zahlreichen, phänomenologischen Algorithmen dafür zu Hilfe genommen werden [178, 29, 414].

Damit wird eine Verbindung zwischen QCD und Gribov-Regge-Theorie hergestellt, die als Arbeitshypothese in den Gribov-Regge-Modellen verwendet wird. Alternative Zusammenhänge sind denkbar und werden vielleicht in zukünftigen Modellen eine Rolle spielen.

<sup>3</sup>Es wird postuliert, daß sich die Farbfeldlinien aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen zu dünnen Fäden oder *Strings* zusammenschnüren.



**Abbildung 5.5:** Aufgetrenntes planares und zylindrisches Diagramm (aus Ref. [414]). An den Trennlinien entstehen Farbstrings zwischen zwei Quarklinien, aus denen sich durch Fragmentation farblose Hadronen bilden. Die dicke Linie deutet jeweils ein Di-Quark an. Die hintere Seite des Zylinders ist nicht gezeichnet.



**Abbildung 5.6:** Graphen mit Pomeron-Pomeron-Kopplung: links: Triple-Pomeron-Graph; rechts: Pomeron-Schleifen-Graph.

## 5.4 Pomeron-Pomeron-Kopplung

Da Pomerone aus Quarks und Gluonen aufgebaut sind, können sie auch miteinander wechselwirken. Man erhält Graphen mit Pomeron-Pomeron-Kopplung, wie sie in Abb. 5.6 gezeigt sind (*enhanced diagrams*). Die konsistente Simulation von Reaktionen mit Pomeron-Pomeron-Kopplung führt allerdings zu einem Dilemma. Ist die Kopplung stark, so daß sich merkliche Effekte durch solche Reaktionen ergeben, so sind auch Prozesse höherer Ordnung, die bislang nicht berechenbar sind, nicht zu vernachlässigen. Ist die Kopplung dagegen schwach, so lassen sich die Effekte höherer Ordnung zwar vernachlässigen, der Effekt der ersten Ordnung ist damit aber auch sehr gering. Die Größe der Pomeron-Pomeron-Kopplung ist damit ein wichtiger, aber sehr ungenau bekannter Parameter. Es ist bislang nicht geklärt, ob sich Prozesse mit Pomeron-Pomeron-Kopplung überhaupt konsistent berücksichtigen lassen [314].

## Kapitel 6

# Modelle im CORSIKA-Programm

In das Programmpaket CORSIKA wurden zum Vergleich verschiedene Modelle zur Simulation hadronischer Wechselwirkungen eingebaut. Es sind dies HDPM<sup>1</sup>, SIBYLL<sup>2</sup>, VENUS<sup>3</sup>, QGSJET<sup>4</sup>, und DPMJET<sup>5</sup>.

Die Modelle verfolgen unterschiedliche Ansätze. HDPM wurde ursprünglich von J.N. Capdevielle entwickelt und dann in CORSIKA aufgenommen und modifiziert [118, 123] und beschreibt die Wechselwirkung so genau wie möglich durch Parametrisierung von Messungen an Beschleuniger-Experimenten. Dieser Ansatz liefert gute Ergebnisse in den Bereichen, wo Daten existieren, ist jedoch unzuverlässig, wenn Extrapolationen nötig werden. SIBYLL stammt von R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari und T. Stanev [180] und folgt relativ einfachen theoretischen Ideen bei der Modellierung der Reaktionen, welche die Extrapolation erleichtern, beschreibt aber die gemessenen Daten nicht so detailliert wie HDPM. Die Modelle VENUS von K. Werner [414], QGSJET von N.N. Kalmykov und S. Ostapchenko [249] und DPMJET von J. Ranft [335] basieren auf der Beschreibung weicher Prozesse durch Pomeron-Austausch im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie. Sie haben die zuverlässigste, theoretische Basis und sollten sich daher mit den geringsten Unsicherheiten zu hohen Energien extrapolieren lassen. Sie unterscheiden sich nur durch die Implementation der Theorie in ein Monte-Carlo Programm, durch die Wahl freier Parameter, die Behandlung der Reaktionen mit Kernen, sowie durch Details der Teilchenproduktion und der Stringfragmentation in farbneutrale Hadronen. All diese Modelle beschreiben die hadronischen Wechselwirkungen nur für Energien oberhalb  $E_{\text{lab}} \approx 50 \text{ GeV/n}$ .

Hadronische Reaktionen bei niedrigen Energien werden mit dem GHEISHA-Programm<sup>6</sup> von H. Fesefeldt simuliert [176]. Es ist ein detailliertes Programm zur Beschreibung von Hadron-Kern-Stößen im GeV-Bereich, das die Resonanzstruktur der Wirkungsquerschnitte und die Resonanzzerfälle für die einzelnen Teilchensorten wiedergibt. Es wurde als Detektorsimulationsprogramm konzipiert und ist vielfach getestet worden (siehe z.B. Ref. [173]). GHEISHA wird als Standard in CORSIKA verwendet. Wahlweise kann auch das ältere ISOBAR-Modell<sup>7</sup> [214, 213, 123] benutzt werden. GHEISHA und das ISOBAR-Modell werden im Anhang A.3 kurz beschrieben.

---

<sup>1</sup>HDPM: Hadronic interactions inspired by the Dual Parton Model

<sup>2</sup>SIBYLL: Name für weissagende Frau im Altertum. Sibyllinische Orakel waren meist gereimt und schwierig zu deuten.

<sup>3</sup>VENUS: Very Energetic Nuclear Scattering

<sup>4</sup>QGSJET: Quark-Gluon-String model with JET production

<sup>5</sup>DPMJET: Dual Parton Model with JET production

<sup>6</sup>GHEISHA: Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm

<sup>7</sup>Hadronische Reaktionen werden über die Produktion von *Isobaren* simuliert, die Mesonen und Nukleonen zerfallen. Isobare sind verschiedene Teilchen mit gleicher Masse.

Reaktion	A	B	C	D	n
$N-N$	30.9	-28.9	0.192	-0.835	-2.46
$\pi-N$	24.3	-12.3	0.324	2.44	-1.91
$K-N$	12.3	-7.77	0.033	0.738	-2.12

**Tabelle 6.1:** Parameter zur Beschreibung von inelastischen Wirkungsquerschnitten im CORSIKA-Programm. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte werden durch  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}(p) = A + B p^n + C \ln^2 p + D \ln p$  mit den obigen Werten wiedergegeben.

## 6.1 Mittlere freie Weglängen in CORSIKA

Da einige der Hochenergie-Modelle nur als Ereignisgeneratoren konzipiert sind und nicht einfach die Berechnung von mittleren freien Weglängen in der Atmosphäre erlauben, wurden die Weglängen für alle Modelle einheitlich wie folgt bestimmt.

Der inelastische Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt wurde für Impulse bis zu ca. 1000 GeV/c gemessen [7]. Die Messungen lassen sich gut durch eine Funktion der Form

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}(p) = A + B p^n + C \ln^2 p + D \ln p \quad (6.1)$$

parametrisieren [65], wobei  $p$  in GeV/c und  $\sigma$  in mb gegeben sind. Die Wirkungsquerschnitte für Protonen, Neutronen und ihre Antiteilchen werden bis 1000 GeV/c nach dieser Formel berechnet. Die Parameter  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  und  $n$  sind in Tab. 6.1 angegeben. Bei höheren Energien beschreibt

$$\sigma_{\text{inel}}^{\bar{p}p}(p) = 22.01 E_{\text{lab}}^{0.0642} \quad (6.2)$$

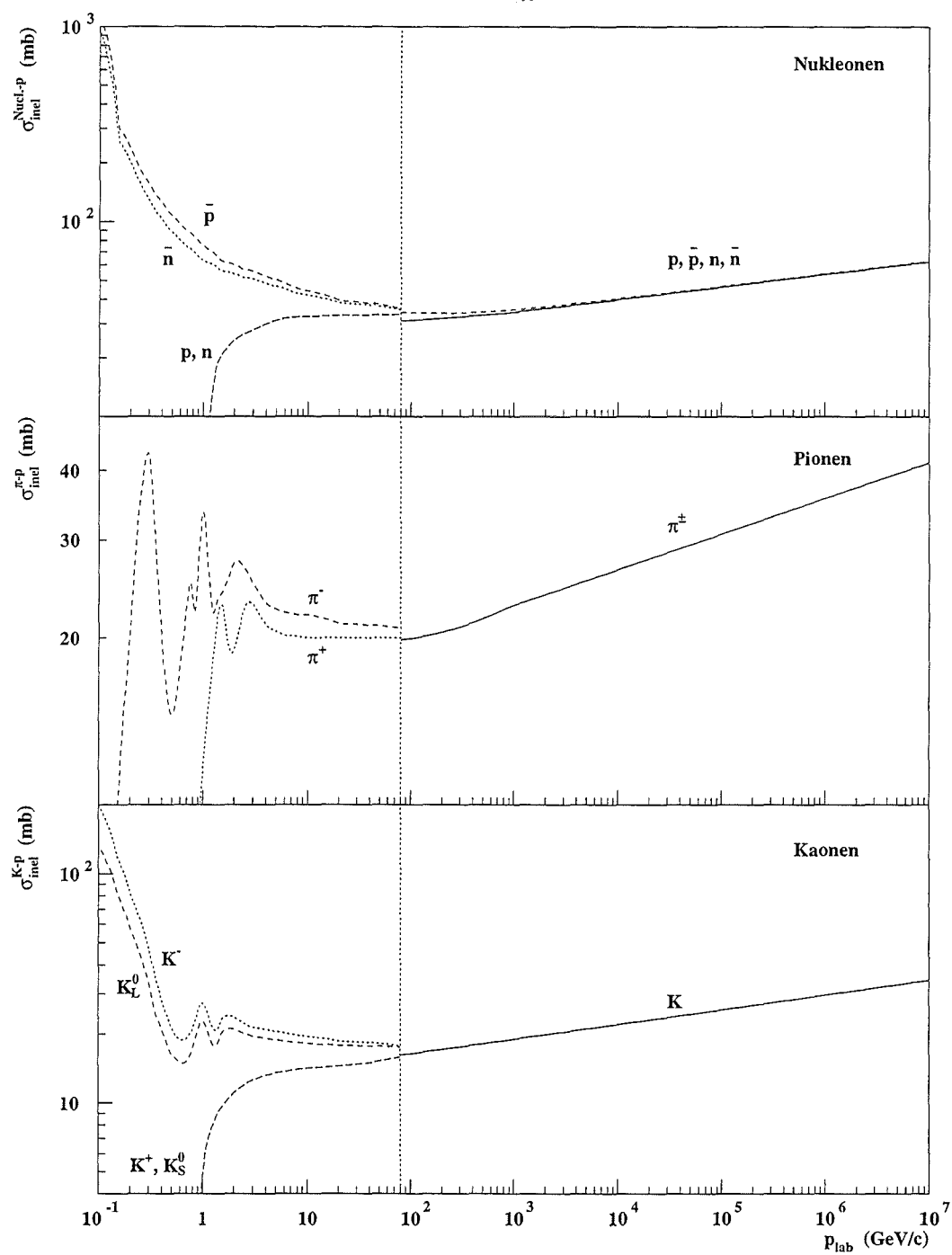
den Anstieg des Wirkungsquerschnittes, wie er aus Messungen an  $\bar{p}$ - $p$ -Collidern bis zu  $\sqrt{s} = 1800$  GeV bestimmt wurde. Auch hier werden die Querschnitte für  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $n$  und  $\bar{n}$  als gleich angenommen. Der Wirkungsquerschnitt von Antinukleonen wird zusätzlich durch den Beitrag der Annihilation

$$\sigma_{\text{Ann.}}(p) = 0.532 + 63.4 p^{-0.71}$$

vergrößert [65]. Für Energien unter 80 GeV werden für alle Nukleonen die detaillierten Wirkungsquerschnitte aus dem GHEISHA-Programm [176] verwendet. Sie sind für jede Teilchensorte getrennt nach experimentellen Daten parametrisiert. In Abb. 6.1 sind die Wirkungsquerschnitte für Stöße von Nukleonen, Pionen und Kaonen mit Protonen graphisch dargestellt. Wie in Abb. 6.2 zu sehen ist, stimmen sie gut mit den Werten überein, die von der Particle Data Group zusammengestellt wurden [7]. Lediglich die Proton-Proton-Querschnitte aus GHEISHA scheinen etwas von den Daten abzuweichen.

Die Wirkungsquerschnitte von Nukleonen und Kernen mit den Kernen der Luft werden nach der Glauber-Theorie berechnet [202, 352], wie in Abs. 4.3.1 beschrieben. Die Verteilung der Nukleonen im Kern wird aus den gemessenen Ladungsverteilungen [157] durch Entfaltung der Ladungsverteilung des Protons mit einem mittleren quadratischen Radius von  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0.862$  fm bestimmt (vgl. Abs. 4.3.1). Kerne der Masse  $A < 20$  werden durch Gaußfunktionen und größere Kerne durch Woods-Saxon-Verteilungen beschrieben. Es wird eine Tabelle von inelastischen Wirkungsquerschnitten für 40 Projektile von  $A = 1 \dots 56$  mit den Targetkernen  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  und  $^{40}\text{Ar}$  und für  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} = 30, 45$  und 60 mb erzeugt. Diese Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte entsprechen Energien von 120 GeV, 66.5 TeV und 5.87 PeV. Zusätzlich werden die Verteilungen der wechselwirkenden Projektilnukleonen  $n_P$  sowie die Verteilung der von einem Projektilnukleon getroffenen Targetnukleonen  $n_T$  berechnet und in CORSIKA tabelliert. Zwischen den Tabellenwerten wird quadratisch interpoliert. In Abb. 6.3 sind die resultierenden Wirkungsquerschnitte von Protonen, Helium-, Sauerstoff- und





**Abbildung 6.1:** Inelastische Wirkungsquerschnitte für Proton-, Pion- und Kaon-Stöße mit Protonen im CORSIKA-Programm. Für  $E < 80$  GeV sind die Querschnitte aus GHEISHA gezeigt, darüber diejenigen, welche als Standard bei allen CORSIKA-Rechnungen benutzt werden.

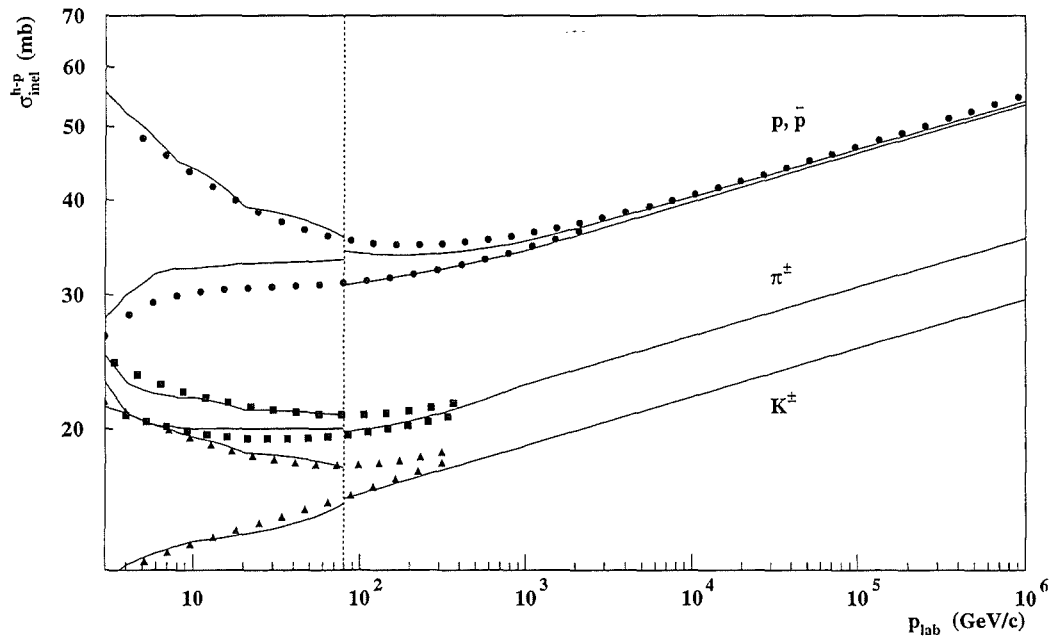


Abbildung 6.2: Inelastische Wirkungsquerschnitte für Proton-, Pion- und Kaon-Stöße mit Protonen im CORSIKA-Programm (Linien), verglichen mit Parametrisierungen experimenteller Werte aus Ref. [7] (Symbole).

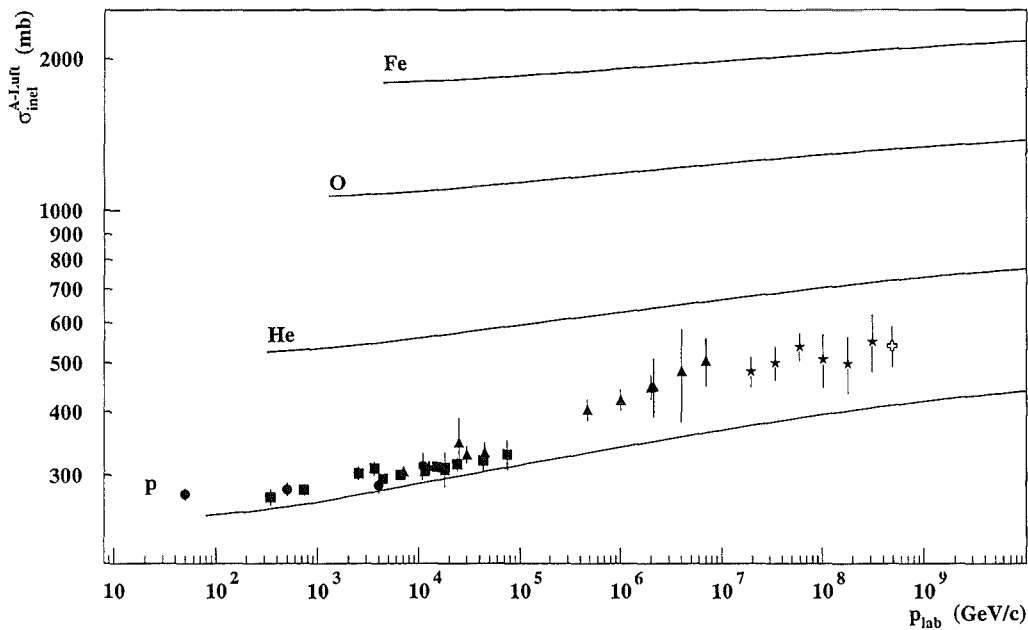


Abbildung 6.3: Wirkungsquerschnitte für inelastische  $p$ -,  $He$ -,  $O$ - und  $Fe$ -Stöße mit Luft im CORSIKA-Programm. Die Symbole geben experimentelle Werte für  $\sigma_{\text{inel}}^{p-\text{Luft}}$ , die aus Luftschauermessungen gewonnen wurden wieder [296, 190, 421, 231, 63] (siehe auch Abb. 8.3 und 8.4).

Eisen-Kernen mit Luft gezeigt. Für den inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitt sind auch einige experimentelle Ergebnisse aufgeführt, die aus Luftschauermessungen abgeleitet wurden. Sie liegen systematisch über den verwendeten Werten, bei hohen Energien beträgt die Differenz 100 mb. Die Datenpunkte sind allerdings nicht unumstritten, weil bei der Analyse der Wirkungsquerschnitte aus Luftschauerdaten immer Modellannahmen über die Schauerentwicklung eingehen und eine Abschätzung der systematischen Fehler sehr schwierig ist.

Daten von  $\pi$ -Nukleon- und  $K$ -Nukleon-Reaktionen zeigen ähnliche Impulsabhängigkeiten des inelastischen Wirkungsquerschnittes wie bei  $p$ -Nukleon-Reaktionen und werden mit der gleichen Funktion (Gl. 6.1) parametrisiert. Die Parameter für Pionen und Kaonen sind ebenfalls in Tab. 6.1 aufgelistet. Für  $p > 1000$  GeV/c nimmt man an, daß die Pion- und Kaon-Wirkungsquerschnitte wie die Proton-Querschnitte ansteigen. Der Vorfaktor in Gl. 6.2 wird jeweils so verändert, daß bei  $p = 1000$  GeV ein stetiger Übergang zwischen den beiden Parametrisierungen zustande kommt.

Pion-Kern- und Kaon-Kern-Querschnitte sowie die Zahl der getroffenen Targetnukleonen  $n_T$  werden in Analogie zu den Nukleon-Kern-Querschnitten berechnet. Lediglich  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$  wird durch  $\sigma_{\text{inel}}^{\pi N}$  bzw.  $\sigma_{\text{inel}}^{KN}$  ersetzt. Auch die Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte für niedere Energien werden dem GHEISHA-Programm entnommen. Sie sind nach experimentellen Daten parametrisiert und zeigen Resonanzstrukturen und detaillierte Unterschiede zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen bzw. Teilchen und Antiteilchen jeder Hadronart. In Abb. 6.4 sind die Wirkungsquerschnitte von Protonen, Pionen und Kaonen für Stöße mit der Luft gezeigt.

Die Wirkungsquerschnitte von Baryonen mit Strangeness, die in einigen der Wechselwirkungsmodelle erzeugt werden können, werden denen von Nukleonen gleichgesetzt.

Aus den inelastischen Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{\text{inel}}$  lassen sich die mittleren freien Weglängen  $\lambda_I$  (in g/cm<sup>2</sup>) nach

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma_{\text{inel}}}$$

bestimmen. Dabei ist  $A$  die Molmasse des Targetmaterials und  $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ /Mol die Avogadro-Zahl. Die Strecke  $\lambda$  bis zum nächsten inelastischen Stoß wird für jedes Teilchen zufällig nach der Verteilung

$$\frac{dN}{d\lambda} \propto \exp(-\lambda/\lambda_I)$$

gewählt. Für instabile Teilchen konkurrieren Wechselwirkung und Zerfall.

Die freien Weglängen werden in CORSIKA stets aus den hier beschriebenen Wirkungsquerschnitten berechnet, unabhängig davon, welches der hadronischen Wechselwirkungsmodelle zum Einsatz kommt. Die Aufteilung des inelastischen Querschnittes auf diffraktive und nicht-diffraktive Reaktionen wird von den Modellen nach internen, eigenen Querschnittsberechnungen vorgenommen<sup>8</sup>.

## 6.2 HDPM

In Anlehnung an das Dual-Parton-Modell wurde von J.N. Capdevielle das einfache phänomenologische Wechselwirkungsmodell HDPM konstruiert [118]. HDPM versucht, die hadronischen Wechselwirkungen nach der Vorstellung zu beschreiben, daß sich bei einem Stoß zwischen den wechselwirkenden Quarks von Projektil und Target zwei Farblinien (*strings*) ausbilden. Findet z.B. in einem Proton-Proton-Stoß ein Farbaustausch zwischen zwei Quarks aus Projektil und Target statt, so

<sup>8</sup>Dies stellt eine gewisse Inkonsistenz dar, die auch daher rührt, daß bei einigen Modelle die internen Wirkungsquerschnitte nicht zugänglich waren. In Zukunft werden in CORSIKA jedoch auch für die Weglängenberechnung die Querschnitte der einzelnen Modelle verwendet werden.

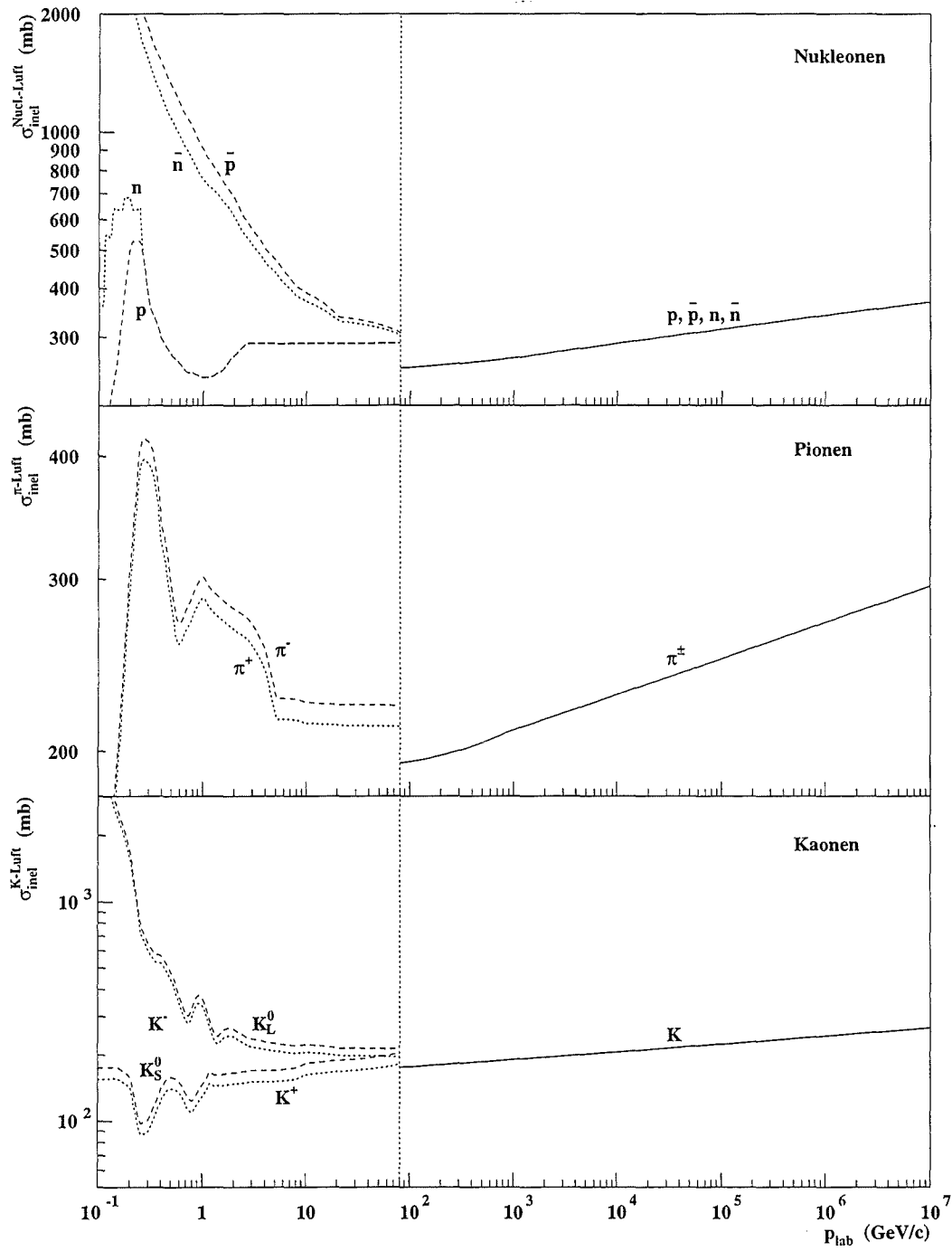


Abbildung 6.4: Inelastische Wirkungsquerschnitte für Proton-, Pion- und Kaon-Stöße mit Luft im CORSIKA-Programm. Für  $E < 80$  GeV sind die Querschnitte aus GHEISHA gezeigt, darüber diejenigen, welche als Standard bei allen CORSIKA-Rechnungen benutzt werden. An der Schnittstelle gibt es Unstetigkeiten.

bilden sich zwei Farbstrings aus, die ein Quark des Projektils mit einem Di-Quark des Targets und ein Di-Quark des Projektils mit einem Quark des Targets verbinden [126, 56]. Die Strings entfernen sich voneinander und zerfallen in Bündel von farbneutralen Teilchen (*Jets*) um die Richtung der Strings. Die Zerfallsprodukte eines Strings liegen in etwa gaußverteilt in der Rapidität. Das ergibt sich aus theoretischen Überlegungen [265] und aus Daten der inelastischen Hadron-Hadron- und Lepton-Hadron-Wechselwirkung [154, 37]. Die beiden Strings werden im Schwerpunktsystem entgegengesetzt emittiert und liegen daher in der Rapidität symmetrisch um  $y = 0$ . Die Überlagerung von zwei gleichen Gaußverteilungen liefert die typische Form der Rapiditätsverteilung mit einem Plateau und den Ausläufern zu großen Rapiditäten. In HDPM benutzt man dieses einfache Bild und parametrisiert zunächst die Ergebnisse für Nukleon-Nukleon-Stöße.

## 6.2.1 Nukleon-Nukleon-Kollisionen

### 6.2.1.1 Multiplizitäten

Zu Beginn der Simulation eines Ereignisses wird die Zahl der (geladenen) Sekundärteilchen bestimmt, die für  $p\bar{p}$ -Kollisionen bis zu Energien von  $\sqrt{s} = 1800$  GeV gemessen wurde. Ihr Mittelwert  $\langle n_{\text{ch}} \rangle$  wird wie folgt als Funktion von  $s$  parametrisiert:

$$\langle n_{\text{ch}} \rangle = \begin{cases} 0.57 + 0.584 \ln s + 0.127 \ln^2 s & : \quad \sqrt{s} \leq 187.5 \text{ GeV} \\ 6.89 s^{0.131} - 6.55 & : \quad 187.5 \text{ GeV} < \sqrt{s} \leq 945.5 \text{ GeV} \\ 3.4 s^{0.17} & : \quad 945.5 \text{ GeV} < \sqrt{s} \end{cases} .$$

Die Zahl der geladenen Teilchen  $n_{\text{ch}}$  schwankt für jede Wechselwirkung um diesen Mittelwert und wird entsprechend einer negativen Binomialverteilung beschrieben (vgl. Gl. 4.1 in Abs. 4.2.2.1).

Die neutralen Teilchen werden durch Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall dominiert. Man erwartet daher  $n_{\gamma} \approx n_{\text{ch}}$ . Bei hohen Energien steigt der Photonanteil durch die Produktion von  $\eta$ -Mesonen mit nachfolgendem Zerfall in neutrale Pionen oder Photonen an [34]. Daher wird der Verlauf mit der Schwerpunktenergie ist durch

$$\langle n_{\gamma} \rangle = \begin{cases} -1.27 + 0.52 \ln s + 0.148 \ln^2 s & : \quad \sqrt{s} \leq 103 \text{ GeV} \\ -18.7 + 11.55 s^{0.1195} & : \quad \sqrt{s} > 103 \text{ GeV} \end{cases}$$

modelliert.  $\langle n_{\gamma} \rangle$  ist der Mittelwert über viele Stöße. In der Simulation wird jedoch der Mittelwert  $\bar{n}_{\gamma}$  über Kollisionen mit gleichem  $n_{\text{ch}}$  benötigt, der nach

$$\bar{n}_{\gamma} = 2 + a n_{\text{ch}} \quad \text{mit} \quad a = \begin{cases} 0.0456 \ln s + 0.464 & : \quad \sqrt{s} \leq 957 \text{ GeV} \\ 1.09 & : \quad \sqrt{s} > 957 \text{ GeV} \end{cases}$$

berechnet wird. Aus experimentellen Daten ist bekannt, daß  $n_{\gamma}$  und  $n_{\text{ch}}$  korreliert sind [26, 40, 22]. Daher wird für  $\sqrt{s} < 200$  GeV die Photonenzahl gemäß  $n_{\gamma} = z \langle n_{\gamma} \rangle$  mit  $z = n_{\text{ch}} / \langle n_{\text{ch}} \rangle$  gewählt, was die Photonen genau wie die geladenen Teilchen um den Mittelwert fluktuieren läßt. Bei höheren Energien wird die Zahl der Photonen nach einer Gaußfunktion mit Mittelwert  $m$  und Varianz  $\sigma$  bestimmt:

$$m = \langle n_{\gamma} \rangle z (0.864 - 0.331/e^z) \quad \text{und} \quad \sigma = m (0.129 - 2.228/e^z) \quad .$$

Analog zu  $z$  ergibt sich die Größe  $z_{\gamma} = n_{\gamma} / \langle n_{\gamma} \rangle$ .

### 6.2.1.2 Häufigkeitsverhältnisse

Die Häufigkeiten von Kaonen, Nukleonen,  $\Lambda$ - und  $\Sigma$ -Baryonen in Nukleon-Nukleon-Kollisionen wurden von der UA5-Kollaboration gemessen [36]. Sie beschreibt das Verhältnis von geladenen Kaonen zu Pionen durch [25]

$$\frac{n_{K^\pm}}{n_{\pi^\pm}} = 0.024 + 0.0062 \ln s$$

und das Verhältnis von Nukleonen zu allen geladenen Teilchen durch

$$\frac{n_N}{n_{\text{ch}}} = -0.008 + 0.00865 \ln s \quad .$$

$\Lambda$ ,  $\Sigma^0$  und  $\Sigma^\pm$  werden gleichhäufig produziert, und ihr Anteil an den geladenen Teilchen wird durch

$$\frac{n_\Lambda}{n_{\text{ch}}} = \frac{n_{\Sigma^0}}{n_{\text{ch}}} = \frac{n_{\Sigma^+} + n_{\Sigma^-}}{n_{\text{ch}}} = \frac{1}{3}(-0.007 + 0.0028 \ln s)$$

angenähert.  $\eta$ -Mesonen leisten einen wesentlichen Beitrag zur Produktion von Photonen [11]. Ihre relative Häufigkeit im Vergleich zu  $\pi^0$ -Mesonen ist nach Ref. [198] leicht energieabhängig:

$$\frac{n_\eta}{n_{\pi^0}} = 0.06 + 0.006 \ln s + 0.0011 \ln^2 s \quad .$$

Kaonen, Nukleonen und Hyperonen werden immer paarweise produziert. Die Teilchenzahlen für Nukleonen, Pionen, Kaonen, Eta-Mesonen und Hyperonen werden nun so bestimmt, daß unter Berücksichtigung aller Zerfälle und der eben genannten Teilchenverhältnisse die zuvor bestimmte Anzahl von geladenen Teilchen und Photonen erreicht wird.

### 6.2.1.3 Rapidität

Nachdem Zahl und Identität der Sekundärteilchen feststeht, wird nun jedem Teilchen eine Rapidität zugeordnet. Die Verteilung, nach der die Rapiditäten zugeordnet werden, wird durch geeignete Überlagerung von zwei Gaußkurven erzeugt. Die Lage und Breite der Gaußverteilungen werden als Funktion der Energie so gewählt, daß die experimentellen Ergebnisse reproduziert werden. Experimentell erhält man die mittleren Teilchendichte  $\langle \frac{dN}{d\eta} \rangle$  im Zentralbereich der Pseudorapidität in nicht-diffraktiven Reaktionen als Funktion der Energie gemäß [119]

$$\left\langle \frac{dN}{d\eta}(\eta = 0) \right\rangle = \begin{cases} 0.82 s^{0.107} & : \sqrt{s} \leq 680 \text{ GeV} \\ 0.64 s^{0.126} & : \sqrt{s} > 680 \text{ GeV} \end{cases} \quad .$$

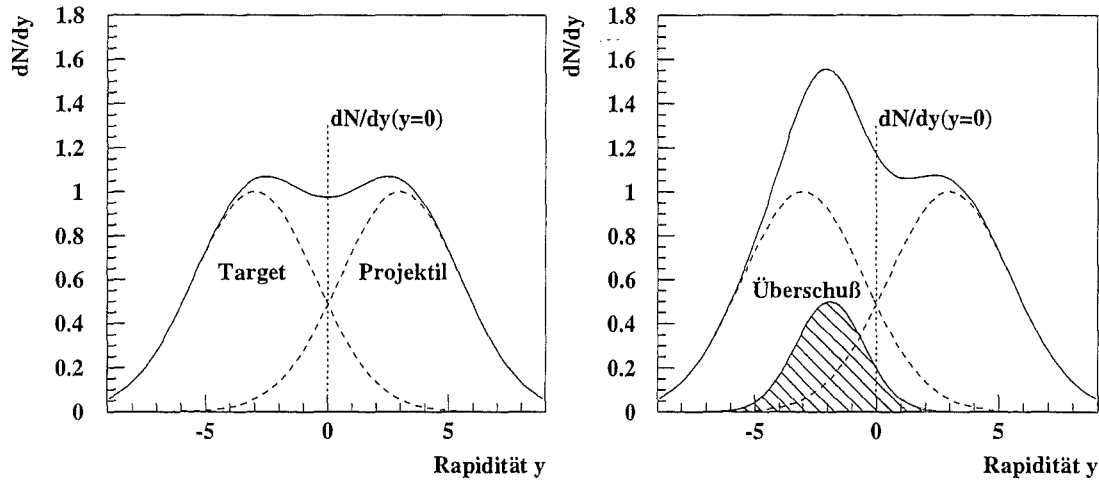
Die Umrechnung der gemessenen mittleren zentralen Pseudorapiditätsdichte in die in der Simulation benötigten mittleren zentralen Rapiditätsdichten erfolgt durch

$$\left\langle \frac{dN}{dy}(y = 0) \right\rangle = f_{\eta \rightarrow y} \cdot \left\langle \frac{dN}{d\eta}(\eta = 0) \right\rangle \quad ,$$

wobei  $f_{\eta \rightarrow y}$  sich aus Rechnungen mit dem Dual Parton Modell theoretisch ableiten läßt [56, 52]. Die zentrale Rapiditätsdichte  $\frac{dN}{dy}(y = 0)$  wird schließlich aus der mittleren Dichte  $\langle \frac{dN}{dy}(y = 0) \rangle$  gemäß

$$\frac{dN}{dy}(y = 0) = \left\langle \frac{dN}{d\eta}(\eta = 0) \right\rangle f_{\eta \rightarrow y} \cdot \begin{cases} (0.487 z + 0.557)^2 & : z \geq 1.5 \\ (0.702 z + 0.244)^2 & : z < 1.5 \end{cases}$$

in Abhängigkeit von  $z$  berechnet [118, 117].



**Abbildung 6.5:** Rapidityverteilung in HDPM. Die Verteilung ergibt sich im Falle von Nukleon-Nukleon-Stößen als Summe zweier um  $y = 0$  symmetrischer Gaußfunktionen (links). Im Falle von Nukleon-Kern-Stößen wird mit einer 3. Gaußverteilung der Teilchenüberschuß berücksichtigt, der von Reaktionen des Projektils mit den zusätzlichen Targetnukleonen herrührt (rechts).

Die so bestimmte Dichte  $\frac{dN}{dy}(0)$  ist mit der Amplitude  $A_g$ , der Lage  $y_g$  und der Breite  $\sigma_g$  der beiden Jets verknüpft. Die Amplitude ergibt sich aus

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dN}{dy} dy = n_{\text{ch}} \quad \text{zu} \quad A_g = \frac{n_{\text{ch}}}{2\sqrt{2\pi}\sigma_g} .$$

Die Lage  $y_g$  wird so gewählt, daß sich im Zentrum der experimentelle Wert von  $\frac{dN}{dy}$  aus der Summe der beiden Gaußverteilungen ergibt [122]. Man erhält

$$\frac{dN}{dy}(0) = 2A_g e^{-y_g^2/2\sigma_g^2} \quad \text{und damit} \quad y_g = \sigma_g \sqrt{2 \ln \left( 2A_g / \frac{dN}{dy}(0) \right)} .$$

In Abb. 6.5 ist die resultierende Rapidityverteilung gezeigt. Die Breite  $\sigma_g$  ist ein freier Parameter, der durch  $\sigma_g = 0.12 \ln(s - 2m_p^2) + 0.18$  so parametrisiert wird, daß die experimentellen Daten gut wiedergegeben werden [118].

Bei neutralen Sekundärteilchen findet man experimentelle Anzeichen für eine engere Rapidityverteilung [34, 6]. Deshalb werden sie auch in HDPM mit einer um den Faktor  $(1.12 - 0.02 \ln s)$  engeren Rapidityverteilung produziert. Die Zuordnung der Rapiditäten geschieht in gleicher Weise wie bei den geladenen Teilchen, jedoch unterscheidet sich der Umrechnungsfaktor von Pseudorapidity- in Rapiditydichte  $f_{\eta \rightarrow y}^{\gamma}$  etwas von  $f_{\eta \rightarrow y}$  für die geladenen Teilchen. Darüber hinaus berücksichtigt ein weiterer Korrekturfaktor die Tatsache, daß neutrale Teilchen meist Photonen sind, die aus Zerfällen von  $\pi^0$  und  $\eta$ -Mesonen stammen (siehe [123]).

#### 6.2.1.4 Transversalimpuls

Der Transversalimpuls der Teilchen aus einer hadronischen Reaktion trägt maßgeblich zur Aufweitung von Luftschauern bei und ist deshalb eine wichtige Größe in der Simulation. Die Transversalimpulsverteilung der Sekundärteilchen wird gemäß Gl. 4.3 in Abs. 4.2.2.3 berechnet. Die Verteilung

von Pionen läßt sich mit  $p_{\perp 0} = 1.3 \text{ GeV}/c$  reproduzieren, wenn der Parameter  $n$  sich mit der zentralen Pseudorapiditätsdichte gemäß

$$n = 7.4 + 3.67 \cdot \frac{dN}{d\eta}^{-0.435}$$

ändert [38]. Der Azimutwinkel des Transversalimpulses um die Einfallrichtung des Teilchens wird zufällig von einer Gleichverteilung zwischen 0 und  $2\pi$  gewählt. Der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_{\perp} \rangle = \frac{2p_{\perp 0}}{n-3}$  liegt mit obigen Werten von  $p_{\perp 0}$  und  $n$  bei etwa  $0.4 \text{ GeV}/c$  und ändert sich nur langsam mit der Energie, da  $dN/d\eta$  sich nur langsam mit der Energie ändert.

Experimentell finden sich Unterschiede zwischen den Transversalimpulsverteilungen von sekundären Pionen, Kaonen, Nukleonen,  $\eta$ -Mesonen und Baryonen mit Strangeness [24], die in HDPM energieabhängig berücksichtigt werden. Die oben angegebene Pion-Transversalimpulsverteilung wird durch die Faktoren  $\langle p_{\perp}^K \rangle / \langle p_{\perp}^{\pi} \rangle$ ,  $\langle p_{\perp}^N \rangle / \langle p_{\perp}^{\pi} \rangle$ ,  $\langle p_{\perp}^{\eta} \rangle / \langle p_{\perp}^{\pi} \rangle$  bzw.  $\langle p_{\perp}^{sb} \rangle / \langle p_{\perp}^{\pi} \rangle$  korrigiert, die sich aus den folgenden Parametrisierungen ergeben:

$$\begin{aligned} \langle p_{\perp}^{\pi} \rangle(s) &= \begin{cases} 0.3 + 0.00627 \ln s & : \sqrt{s} < 132 \text{ GeV} \\ (0.442 + 0.0163 \ln s)^2 & : \sqrt{s} \geq 132 \text{ GeV} \end{cases} \\ \langle p_{\perp}^K \rangle(s) &= \begin{cases} 0.381 + 0.00797 \ln s & : \sqrt{s} < 131 \text{ GeV} \\ (0.403 + 0.0281 \ln s)^2 & : \sqrt{s} \geq 131 \text{ GeV} \end{cases} \\ \langle p_{\perp}^N \rangle(s) &= \begin{cases} 0.417 + 0.00872 \ln s & : \sqrt{s} < 102 \text{ GeV} \\ (0.390 + 0.0341 \ln s)^2 & : \sqrt{s} \geq 102 \text{ GeV} \end{cases} \\ \langle p_{\perp}^{\eta} \rangle(s) &= 0.88 \langle p_{\perp}^K \rangle + 0.12 \langle p_{\perp}^N \rangle \\ \langle p_{\perp}^{sb} \rangle(s) &= 1.45 \langle p_{\perp}^N \rangle - 0.45 \langle p_{\perp}^K \rangle \end{aligned}$$

Die Erhaltung des Transversalimpulses wird erzwungen, indem man die Summe  $S_{p_{\perp}} = \sum_i^N p_{\perp,i}$  der Transversalimpulse aller Sekundärteilchen  $i$  bildet und  $p_{\perp,i}$  eines jeden Teilchens um den Bruchteil  $S_{p_{\perp}}/N$  ändert.

### 6.2.1.5 Energie der Sekundärteilchen und der führenden Teilchen

Aus der Rapidität und dem Transversalimpuls ergibt sich die Energie eines Sekundärteilchens im Laborsystem nach

$$E_i = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_i^2} \cosh(y_i + y_{cm})$$

Die letzten beiden Teilchen werden als führende Teilchen behandelt, die Überreste von Target und Projektil darstellen. Das führende Teilchen auf der Targetseite erhält seine Energie zufällig von einer  $x_F$ -Verteilung, die ihr flaches Maximum etwa im Bereich  $0.2 < x_F < 0.7$  hat und bei höheren Werten exponentiell abfällt [51]. Das Teilchen auf der Projektilseite nimmt die gesamte bisher nicht verbrauchte Energie des Primärteilchens auf. Um Energie und Longitudinalimpuls gleichzeitig zu erhalten, werden zum Schluß alle Rapiditäten entsprechend  $y_i' = C_1 + C_2 y_i$  iterativ modifiziert [235].  $C_1$  bewirkt hauptsächlich die Reduktion des Fehlimpulses, und mit  $C_2$  wird die Energiebilanz ausgeglichen.

Der Anteil der Energie, die dem Projektilrest verbleibt, ist die Elastizität. Sie ist in HDPM bestimmt durch Anzahl und Art der erzeugten Sekundärteilchen sowie durch ihre Energien und Impulse und ist somit kein freier Parameter des Modells.



Projekttil		Target		Führendes Teilchen		Rest
$p$	+	$n$	$\longrightarrow$	$n$	+	$p$
$n$	+	$p$	$\longrightarrow$	$p$	+	$n$
$\pi^-$	+	$p$	$\longrightarrow$	$\pi^0$	+	$n$
$\pi^+$	+	$n$	$\longrightarrow$	$\pi^0$	+	$p$
$K^-$	+	$p$	$\longrightarrow$	$K_{L/S}^0$	+	$n$
$K^+$	+	$n$	$\longrightarrow$	$K_{L/S}^0$	+	$p$
$K_{L/S}^0$	+	$p$	$\longrightarrow$	$K^+$	+	$n$
$K_{L/S}^0$	+	$n$	$\longrightarrow$	$K^-$	+	$p$

Tabelle 6.2: Ladungsaustauschreaktionen in Nukleon-Nukleon- bzw. Meson-Nukleon-Stößen.

### 6.2.1.6 Resonanzen und Ladungsaustausch

Da die energiereichen Spektator-Quarks des Projekttils nach einer Kollision einen nur wenig veränderten Impuls haben und mit einem anderen Quark ein energiereiches, farbneutrales Hadron bilden, ist letzteres mit großer Wahrscheinlichkeit das schnellste, und damit das führende Sekundärteilchen. In diesem Bild sind allerdings die Möglichkeiten für das führende Teilchen begrenzt. Entweder behält das Teilchen seine Identität, oder es unterscheidet sich vom Projekttil maximal in einem Quark. Tauschen Projekttil und Target ein Quark aus, so sind Ladungsaustauschreaktionen eine natürliche Konsequenz. In Tab. 6.2 sind die Kombinationen aufgeführt, die in einem Luftschauer von Bedeutung sind. Wird beispielsweise aus einem geladenen Pion ein neutrales, so wird in einem Schritt die gesamte Energie des führenden Teilchens in die elektromagnetische Komponente überführt, und der Charakter des Schauers wird deutlich verändert [121, 223].

Zusätzlich kann auch eine Anregung des Projekttils, mit oder ohne Quarktausch, in einen Resonanzzustand ( $\Delta, \rho, K^*$ ) stattfinden. Damit zerfällt das führende Teilchen sofort wieder in zwei Teilchen etwa der halben Energie, was die Inelastizität der Reaktion und damit den Energietransport in die Tiefe der Atmosphäre stark verändert, insbesondere wenn eines der beiden Zerfallsteilchen ein  $\pi^0$  ist [121, 223]. Tab. 6.3 zeigt die in HDPM implementierten Resonanzen und ihre Zerfallsmoden. Die Zerfallsmoden ergeben sich aus dem Quarkmodell.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der Ladungsaustausch auftritt, wird mit steigender Energie kleiner, Resonanzbildung dagegen wird häufiger. In HDPM beträgt  $p_{\text{ex}} = 0.1$  bzw.  $p_{\text{res}} = 0.35$  für  $\sqrt{s} < 20$  GeV und  $p_{\text{ex}} = 0.03$  bzw.  $p_{\text{res}} = 0.69$  bei  $\sqrt{s} > 970$  GeV. Dazwischen wird jeweils ein kontinuierlicher Anstieg angenommen [223].

### 6.2.1.7 Diffraktive Reaktionen

Im Rahmen von HDPM wird der Anteil der diffraktiven Reaktionen unabhängig von der Energie auf 15% des inelastischen Wirkungsquerschnittes gesetzt. Dieser Anteil wird gleichmäßig auf Projekttil- und Targetdiffraktion aufgeteilt. Targetdiffraktion spielt in der Entwicklung eines Luftschauers praktisch keine Rolle, wogegen Projektildiffraktion eine Reaktion mit fast verschwindender Inelastizität darstellt, welche die Energie effizient tief in die Atmosphäre transportiert. Die Verteilung der diffraktiven Masse  $m_{\text{sd}} = E_{\text{sd}} = \sqrt{s_{\text{sd}}}$  wird durch

$$\frac{d\sigma_{\text{sd}}}{d(s_{\text{sd}}/s)} \propto \frac{1}{s_{\text{sd}}/s}$$

Resonanz	Zerfall	Verzweigungs- verhältnis (%)
$\Delta^{++}$	$\rightarrow p + \pi^+$	100
$\Delta^+$	$\rightarrow p + \pi^0$	66.6
$\Delta^+$	$\rightarrow n + \pi^+$	33.3
$\Delta^0$	$\rightarrow n + \pi^0$	66.6
$\Delta^0$	$\rightarrow p + \pi^-$	33.3
$\Delta^-$	$\rightarrow n + \pi^-$	100
$\rho^0$	$\rightarrow \pi^+ + \pi^-$	100
$\rho^+$	$\rightarrow \pi^+ + \pi^0$	100
$\rho^-$	$\rightarrow \pi^- + \pi^0$	100
$K^{*0}$	$\rightarrow K^+ + \pi^-$	66.6
$K^{*0}$	$\rightarrow K^0 + \pi^0$	33.3
$K^{*+}$	$\rightarrow K^+ + \pi^0$	66.6
$K^{*+}$	$\rightarrow K^0 + \pi^+$	33.3
$K^{*-}$	$\rightarrow K^- + \pi^0$	66.6
$K^{*-}$	$\rightarrow K^0 + \pi^-$	33.3

**Tabelle 6.3:** Resonanzen, die aus Nucleonen, Pionen oder Kaonen als Projektil entstehen können, und ihre Zerfallsmoden.

beschrieben [83, 233].  $E_{sd}$  muß dabei um mindestens  $m_\pi$  größer sein als die Masse des einlaufenden Teilchens und ist auf maximal 5% der zur Verfügung stehenden Schwerpunktenenergie begrenzt. Die Energie, die zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht, ist die diffraktive Masse  $m_{sd}$  und nicht die Schwerpunktenenergie von Projektil und Target. Somit erhält man die für diffraktive Ereignisse typischen kleinen Multiplizitäten. Die Teilchenproduktion wird über zwei Gaußkurven in der Rapidität simuliert, ganz analog zur Teilchenproduktion bei nicht-diffraktiven Ereignissen mit der Schwerpunktenenergie  $E_{sd}$ . Die Lage der Gaußfunktionen wird allerdings gemäß

$$y_{0sd} = y_{cm} \pm \ln \sqrt{s/s_{sd}}$$

in Richtung des Projektils bzw. des Targets verschoben, wodurch die Sekundärteilchen in der Nähe des diffraktiven Teilchens emittiert werden. Ebenso werden die Teilchenzahl, die zentrale Rapiditätsdichte sowie die Teilchenverhältnisse wie bei nicht-diffraktiven Ereignissen bestimmt. Auch die Behandlung von Resonanzen und Ladungsaustauschreaktionen sowie die Erhaltung von Energie und Impuls geschieht in gleicher Weise wie bei den nicht-diffraktiven Reaktionen.

Lediglich die Hyperonproduktion ist in diffraktiven Ereignissen vernachlässigt. Die Behandlung der führenden Teilchen unterscheidet sich nicht von der anderer Sekundärteilchen. Auf der Seite des diffraktiven Teilchens erhalten alle Reaktionsprodukte ihre Rapidität von der gleichen, aus Gaußfunktionen zusammengesetzten Verteilung. Es gibt also kein ausgezeichnetes führendes Teilchen. Das Teilchen auf der gegenüberliegenden Seite übersteht die Reaktion praktisch unverändert und verläßt die Reaktionszone mit der ursprünglichen Energie, reduziert um die Masse des diffraktiven Systems.

### 6.2.2 Nukleon-Kern-Reaktionen

Bisher wurden nur Nukleon-Nukleon-Stöße behandelt. In Luftschauern stößt das einlaufende Teilchen jedoch mit Kernen der Luft zusammen. In HDPM wird die Nukleon-Kern-Wechselwirkung auf der Basis der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beschrieben.

Ein Nukleon, das auf einen Targetkern trifft, wechselwirkt nur mit einigen der Targetnukleonen. Die Zahl der wechselwirkenden Targetnukleonen  $n_T$  ist vom Stoßparameter und von der Größe des Targetkerns abhängig. Mit der Glauber-Theorie wird die Verteilung von  $n_T$  für jeden Targetkern tabelliert, und nach dieser Verteilung wird zufällig die Zahl der getroffenen Targetnukleonen bei einer bestimmten Reaktion gewählt [202, 351]. Die aufeinanderfolgenden Stöße eines Projektilnukleons mit den Targetnukleonen sind nicht unabhängig voneinander. Das Ergebnis eines solchen Vielfachstoßes kann nach A. Klar und J. Hüfner als Korrektur zum Nukleon-Nukleon-Stoß beschrieben werden [265]. Die Reaktionen mit den weiteren Nukleonen erzeugen weitere Sekundärteilchen, die man *Targetüberschuß* nennt. Der Überschuß negativer Teilchen  $\Delta n_-$  in Nukleon-Kern-Stößen wird beschrieben mit

$$\langle \Delta n_- \rangle = \begin{cases} 0.285 (n_T - 1) \langle n_{ch} \rangle & : \sqrt{s} \leq 137 \text{ GeV} \\ 0.250 (n_T - 1) \langle n_{ch} \rangle & : \sqrt{s} > 137 \text{ GeV} \end{cases} ,$$

wobei  $\langle \Delta n_+ \rangle = \langle \Delta n_0 \rangle = \langle \Delta n_- \rangle$  gesetzt wird. Die Teilchen werden in einem dritten String zusammengefaßt, der durch eine weitere Gaußfunktion im Rapiditätsraum simuliert wird (siehe Abb. 6.5 rechts). Die Breite  $\sigma$  dieser 3. Gaußfunktion hängt von  $n_T$  ab und wird durch  $\sigma = 1.23 + 0.079 \ln n_T$  festgelegt [118], wobei die Position so gewählt wird, daß die zentrale Rapiditätsdichte  $\frac{dN^3}{dy}(y=0)$  gerade die Bedingung

$$\frac{dN^3}{dy}(y=0) = \frac{dN}{dy}(y=0) \frac{n_T - 1}{2}$$

erfüllt [129]. Der Targetüberschuß liegt immer bei negativen Rapiditätswerten, wodurch die gesamte Rapiditätsverteilung asymmetrisch wird und ein Übergewicht auf der Targetseite erhält.

Nach Ergebnissen der HELIOS<sup>9</sup>-Kollaboration verhält sich der diffraktive zum inelastischen Wirkungsquerschnitt bei Nukleon-Kern-Stößen genau wie bei Nukleon-Nukleon-Stößen [12]. Daher sind in HDPM auch 15% der Nukleon-Kern-Stöße mit  $n_T = 1$  diffraktiv. Stößt ein Nukleon mehrfach im Kern, so wird die Wahrscheinlichkeit für ein diffraktives Ereignis sehr klein. Daher werden in HDPM für  $n_T > 1$  nur nicht-diffraktive Ereignisse modelliert.

### 6.2.3 Pion-Kern- und Kaon-Kern-Reaktionen

Die Reaktionen von Pionen und Kaonen mit Kernen werden in allen Details analog zu den Nukleon-Kern-Reaktionen behandelt. Lediglich für die Berechnung der zur Verfügung stehenden Schwerpunktenergie und der Zahl der wechselwirkenden Targetnukleonen werden anstatt der entsprechenden Nukleongrößen die Mesonmassen und Meson-Nukleon-Wirkungsquerschnitte (vgl. Abs. 6.1) verwendet.

### 6.2.4 Kern-Kern-Reaktionen

Bei Kern-Kern-Stößen wird mit Rechnungen nach der Glauber-Theorie die Verteilung der Zahl der wechselwirkenden Projektilnukleonen  $n_p$ , und für jedes der  $n_p$  Nukleonen die Verteilung der Zahl der getroffenen Targetnukleonen bestimmt [202, 351]. Ist  $n_p$  für eine Reaktion gemäß dieser Verteilung ausgewählt, so werden die  $n_p$  Nukleonen unabhängig voneinander in jeweils einer Nukleon-Kern-Reaktion, wie oben beschrieben, weiterverfolgt. Das Verhältnis von wechselwirkenden Protonen zu Neutronen wird entsprechend der Verteilung im Mutterkern angenommen. Die nicht wechselwirkenden Nukleonen fragmentieren in Nukleonen und Kernbruchstücke, wie im Anhang in Abs. A.4 beschrieben, und laufen mit der ursprünglichen Geschwindigkeit des Projektils

<sup>9</sup>HELIOS: High Energy Lepton and IOn Spectrometer

weiter. Da für Projektilkerne die mittlere freie Weglänge nach der Glauber-Theorie bestimmt wird (siehe Abs. 6.1), folgt HDPM nicht exakt dem einfachen Superpositionsmodell, wie es in Abs. 4.3.4 beschrieben wurde. Lediglich die Teilchenproduktion wird vereinfacht gehandhabt. Wählt man die einfachste Methode der Kernfragmentation, nämlich die totale Fragmentation des Restkerns in freie Nukleonen, so ist das der Anwendung des Superpositionsmodells ab der zweiten Wechselwirkung äquivalent.

### 6.2.5 Zusammenfassung

In HDPM wird, auf einer einfachen, theoretischen Idee basierend, versucht, die Messungen an  $p$ - $\bar{p}$ -Beschleunigern detailliert zu reproduzieren. Dazu werden viele experimentelle Befunde parametrisiert. Diffraktive Reaktionen werden völlig getrennt von den nicht-diffraktiven Reaktionen modelliert. Bei Proton-Kern-Stößen werden zusätzlich Teilchen auf der Targetseite erzeugt. Bei Kern-Kern-Stößen wird nach der Glauber-Theorie die Zahl der wechselwirkenden Projektil- und Targetnukleonen bestimmt, für die dann jeweils eine unabhängige Nukleon-Kern-Reaktion angenommen wird. Stöße von Pionen und Kaonen werden analog zu den Nukleonstößen behandelt. Für jede der berücksichtigten Verteilungen gibt es einige freie Parameter. Alle Details der Wechselwirkung müssen explizit vorgegeben werden. Daher ist die Vorhersagekraft dieses Modells eher klein und die Extrapolation zu hohen Energien und schweren Kernen mit großen Unsicherheiten behaftet. HDPM läßt sich zwar bis zu Energien von  $10^{20}$  eV benutzen, liefert aber schon ab  $10^{17}$  eV Ergebnisse, die wohl Artefakte der Parametrisierungen sind (siehe z.B. Abb. 8.31).

## 6.3 SIBYLL

Das Programm SIBYLL ist ein Wechselwirkungsmodell, das speziell für die Anwendung in Luftschauersimulationen konstruiert wurde [180, 169]. Die Autoren legten Wert auf eine ausführliche Modellierung der Fragmentationsregion und der weichen Prozesse, einschließlich der Diffraction. Sowohl die Collider-Daten als auch die Ergebnisse von Fixed-Target-Experimenten sollten gut beschrieben werden. Wegen der Notwendigkeit, das Modell in Energie- und Winkelbereiche zu extrapolieren, in denen keine Messungen zur Verfügung stehen, hat man sich der Vorhersagen des Dual-Parton-Modells als physikalischer Grundlage bedient. Zur Simulation harter Prozesse wurde die Produktion von Paaren von Minijets eingebaut.

### 6.3.1 Hadron-Hadron-Wechselwirkungen

In Anlehnung an das Dual-Parton-Modell [127, 131] stellt man sich eine weiche Wechselwirkung zweier Hadronen als Austausch eines niederenergetischen Gluons zwischen je einem Quark von Projektil und Target vor. Die Farbladungen der betroffenen Quarks ändern sich, und die Quarks bilden Farbsingletts mit den Spektator-Quarks des anderen Stoßpartners. Es entsteht je ein Farbstring von einem Quark des Projektils zu den Spektator-Quarks des Targets und umgekehrt. Diese beiden Strings, gespannt zwischen Projektil und Target, fragmentieren in farblose Hadronen.

Die Energie des Projektils wird auf das am Gluon-Austausch beteiligte Quark und den Rest aufgeteilt. Das Quark erhält den Energieanteil  $x_q$  gemäß der Verteilung

$$f_q(x) = \frac{(1-x)^\alpha}{(x^2 + \mu^2/s)^{1/4}}$$

mit  $\alpha = 3$  und der effektiven Quarkmasse  $\mu = 0.35$  GeV. Energie und Impuls des Strings ergeben sich aus

$$E_{\text{str}} = \frac{\sqrt{s}}{2} (x_1 + x_2) \quad \text{und} \quad p_{\text{str}} = \frac{\sqrt{s}}{2} (x_1 - x_2) \quad ,$$

wobei  $x_1$  und  $x_2$  die Energieanteile von Quark und Di-Quark an den beiden Enden eines Strings sind. Dieses Schema wird in gleicher Weise für Nukleon-Nukleon-Stöße wie für Meson-Nukleon-Stöße angewandt. Die Masse eines Strings beträgt  $E_{\text{str}}^* = \sqrt{s x_1 x_2}$  und seine Eigenschaften sind vollständig bestimmt durch die Art (Flavour) der Quarks an den Enden des Strings.

Die beiden Strings fragmentieren nach einem Algorithmus ähnlich dem, der von einer Gruppe an der Universität Lund entwickelt wurde [29]. Ein Sekundärteilchen wird produziert, indem aus dem Vakuum ein  $q\bar{q}$ -Paar gebildet wird, deren eine Hälfte sich mit einem Quark bzw. Di-Quark am Ende des Strings zu einem farblosen Hadron verbindet. Die andere Hälfte bildet das neue Ende des Strings. In 4% der Fälle wird aus dem Vakuum ein  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Paar gebildet, das zur Produktion eines Baryons führt.  $s\bar{s}$ -Paare werden in 20% der Fälle erzeugt, schwerere Quarks werden nicht produziert. Ein Meson wird in 77% als skalares Teilchen (Spin = 0) generiert und erhält sonst Spin 1. Gemäß ihres Quarkgehaltes und ihres Spins werden alle Mesonen des Pseudoskalmeson-Oktetts und des Vektormeson-Nonetts gebildet.

Di-Quarks aus dem See sind durch ihren Quarkgehalt und Spin charakterisiert. Paare aus identischen Quarks, wie etwa  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  oder  $s\bar{s}$ , werden nur mit Spin 1 erzeugt. Teilchen mit anderen Kombinationen können Spin 0 und Spin 1 besitzen. Berücksichtigt man die Isospin-Symmetrie, so ergeben sich 5 verschiedene Wahrscheinlichkeiten:

$$P_{(\text{ud})_0}, \quad P_{(\text{ud})_1, (\text{uu})_1, (\text{dd})_1}, \quad P_{(\text{us})_0, (\text{ds})_0}, \quad P_{(\text{us})_1, (\text{ds})_1}, \quad P_{(\text{ss})_1},$$

die nach

$$\begin{aligned} P_{(\text{us})}/P_{(\text{ds})} &= P_{(\text{ss})}/P_{(\text{us})} = 0.75 \\ P_{(\text{ud})_1}/P_{(\text{ud})_0} &= P_{(\text{us})_1}/P_{(\text{ud})_0} = 0.42 \end{aligned}$$

berechnet werden. Durch Kombination von Di-Quarks und Quarks können alle Baryonen des Spin 1/2 Oktetts und des Spin 3/2 Dekupletts erzeugt werden. Die Spin 3/2-Teilchen sind gegen die Spin 1/2-Teilchen gemäß  $P_{3/2}/P_{1/2} = 0.15$  unterdrückt.

Wird ein  $q\bar{q}$ - oder ein  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Paar gebildet, so erhalten beide Teile des Paares einen gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Transversalimpuls.  $p_{\perp}$  wird gemäß einer Gaußverteilung zufällig gewählt, deren Mittelwert 0 ist und deren Breite so gewählt wird, daß

$$\langle p_{\perp} \rangle = p_0 + 0.184 \ln(\sqrt{s}/30 \text{ GeV})$$

gilt. Damit wird der Transversalimpuls eines Teilchens gleich der Vektorsumme der Transversalimpulse seiner Konstituenten.

Die Energie eines jeden Teilchens wird nach

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(\frac{-b m_{\text{T}}^2}{z}\right)$$

berechnet, wobei  $z$  den Anteil der Energie des Eltern-Quarks bzw. -Di-Quarks bezeichnet, den das Hadron erhält, und  $m_{\text{T}} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}$  die transversale Masse ist. Mit  $a = 0.5$  und  $b = 0.8$  läßt sich die Teilchenproduktion bei niederen Energien beschreiben. Mit diesem Algorithmus würde das führende Teilchen allerdings viel zu wenig Energie erhalten. Da die Energie des führenden Teilchens wichtig für die Luftschauerentwicklung ist, werden die Baryonen, welche die Di-Quarks von Projektil- bzw. Targetrest enthalten, nach einer härteren Fragmentationsfunktion erzeugt. Der Algorithmus spaltet

daher einen String von den Enden her auf und erzeugt in jedem Schritt ein Hadron und einen kürzeren String. Wird die Energie des verbleibenden String kleiner als 1.1 GeV plus der Masse der Quarks im letzten Hadron, bricht der Algorithmus ab. Es werden zwei Hadronen gebildet, so daß Energie und Impuls erhalten bleiben.

**Diffraktive Reaktionen** Die Diffraction wird in SIBYLL nach einem phänomenologischen Modell beschrieben [180, 179]. Es gibt vorwärts-, rückwärts- und doppelt-diffraktive Ereignisse, in denen das Projektilteilchen, das Target oder beide diffraktiv angeregt werden und zerfallen. Der Wirkungsquerschnitt für Vorwärts- bzw. Rückwärtsdiffraction beträgt bei niedrigen Energien  $\sigma_{SD} = 0.09 \sigma_{inel}$ , was etwa 3 mb entspricht, der für doppelt-diffraktive Ereignisse wird auf  $\sigma_{DD} = 0.04 \sigma_{inel}$  gesetzt. Der relative Anteil  $\sigma_{SD}/\sigma_{inel}$  wächst bis etwa  $\sqrt{s} = 400$  GeV an, wo er 0.23 erreicht, um dann durch den steileren Anstieg von  $\sigma_{inel}$  wieder abzufallen. Bei  $\sqrt{s} = 10^5$  GeV ist  $\sigma_{SD} = 0.15 \sigma_{inel}$  und  $\sigma_{DD} = 0.06 \sigma_{inel}$  [180]. Die Masse  $M_X$  der angeregten Zustände wird nach der Verteilung  $\propto 1/M_X^2$  bestimmt, wobei  $(m_h + m_\pi + 0.15 \text{ GeV})^2 < M_X^2 < 0.1 s$  ist. Dabei ist  $m_h$  die Masse des Hadrons, aus dem der angeregte Zustand gebildet wird. Mit diesen Randbedingungen wird das Verhältnis zwischen der Diffraction mit hoher und niedriger Masse eingestellt. Der Impulsübertrag wird nach

$$\frac{d\sigma_{diff}}{d|t|} \propto \exp(-B|t|)$$

berechnet mit  $B(M_X^2) = 6.5/\text{GeV}^2$  für  $M_X^2 > 5 \text{ GeV}^2$  und logarithmischem Anstieg für kleine Werte von  $M_X$ . Für  $M_X < m_h + 0.6 \text{ GeV}$  zerfällt der angeregte Zustand in ein Hadron und  $n_\pi$  Pionen, wobei das Hadron den gleichen Isospin wie das einlaufende Hadron besitzt. Die Zahl der erzeugten Pionen variiert nach einer Gaußverteilung gemäß

$$\langle n_\pi \rangle = 2\sqrt{(M_x - m_h)/\text{GeV}} \quad \text{und} \quad \sigma_{n_\pi}^2 = \frac{1}{2}\langle n_\pi \rangle \quad .$$

Bei höherer Masse des angeregten Objektes wird es in ein Quark und ein Di-Quark (bzw. ein Quark und ein Antiquark im Falle eines einlaufenden Mesons) aufgetrennt und ein String der Masse  $M_X$  wird gebildet, der wie die Strings in nicht-diffraktiven Reaktionen fragmentiert. In diesem Falle wird jedoch kein zusätzlicher Transversalimpuls generiert. Bei baryonischen Strings ist das Di-Quark des Projektilteilchens immer am vorwärtsgerichteten Ende des Strings.

**Minijet-Produktion** SIBYLL gehört zu den sog. Minijet-Modellen. Man spricht von Minijet-Modellen, wenn die weichen Reaktionen nur einen konstanten absoluten Anteil zum Wirkungsquerschnitt beitragen (entsprechend dem Austausch eines kritischen Pomerons mit  $\alpha(0) = 1$ ), und der Anstieg von  $\sigma_{tot}$  mit der Energie ausschließlich durch die harten Prozesse zustande kommt. Zu diesen Modellen gehören neben SIBYLL auch das von X.N. Wang entwickelte Modell HIJING [394], das Modell von L. Durand und H. Pi [164] und dasjenige von T.K. Gaisser und F. Halzen [189]. Auch Modelle mit superkritischen Pomeronen, wie z.B. QGSJET [249] und DPMJET [335], können Minijet-Produktion enthalten. Sie ist dort aber nur für einen Teil des Anstiegs des Wirkungsquerschnitts verantwortlich. Die weichen Prozessen bewirken selbst noch einen merklichen Anstieg.

Die Produktion von Minijets (siehe Abs. 4.2.2.4) in SIBYLL geschieht nach Ref. [191]. Es wird angenommen, daß die Minijet-Produktion mit dem Anstieg des inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnittes in Zusammenhang steht. Der Wirkungsquerschnitt für harte Prozesse kann im Rahmen der QCD berechnet werden:

$$\sigma_{QCD}^{(h1,h2)}(\sqrt{s}) = \int dx_1 \int dx_2 \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dt \frac{d\sigma_{QCD}^{(h1,h2)}}{dx_1 dx_2 dQ^2}(x_1, x_2, Q^2; \sqrt{s}) \quad .$$

Das Integrationsintervall ergibt sich aus der Bedingung<sup>10</sup>

$$\hat{s} = x_1 x_2 s = |\hat{u}| + |\hat{t}| > 2Q_{\min}^2$$

und der Integrand ist

$$\frac{d\sigma_{\text{QCD}}^{(h_1, h_2)}}{dx_1 dx_2 dQ^2} = \sum_{i,j} \frac{f_i^{h_1}(x_1) f_j^{h_2}(x_2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) + f_j^{h_1}(x_1) f_i^{h_2}(x_2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})}{1 + \delta_{ij}}$$

Die Summe läuft über alle Partonarten, und  $f_i^h(x)$  ist die Parton-Verteilungsfunktion für das Parton  $i$  im Hadron  $h$ .  $\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$  sind die elementaren, differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$  der einzelnen QCD-Prozesse. Die Untergrenze für die Integration ist  $Q_{\min}^2 = 5 \text{ GeV}^2$ . Die QCD-Wirkungsquerschnitte werden mit einem willkürlichen Korrekturfaktor 1.7 multipliziert, um die gemessenen Wirkungsquerschnitte und Multiplizitäten bei hohen Energien zu reproduzieren. In SIBYLL wird eine Tabelle der QCD-Wirkungsquerschnitte verwendet, die unter Verwendung von

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_{\text{flav}}) \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

mit  $N_{\text{flav}} = 4$  für  $Q^2 \leq 25 \text{ GeV}^2$  und  $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$  berechnet wurde. In die Berechnung fließen die Proton-Strukturfunktionen nach der Parametrisierung von E.J. Eichten et al. [168] ein, die in den Bereich  $x < 10^{-4}$  nach L.V. Gribov et al. [212] extrapoliert werden. Effekte durch gegenseitige Abschattung der Partonen sind nicht berücksichtigt. Für  $Q_{\min}^2$  von einigen  $\text{GeV}^2$  steigt der Jet-Wirkungsquerschnitt schnell an und wird sogar größer als der totale Wirkungsquerschnitt. Dies interpretiert man so, daß mehr als nur eine harte Wechselwirkung im Target stattfindet [164]. Die Zahl der produzierten Minijets bei einem bestimmten Stoßparameter  $b$  ergibt sich dann aus

$$n(b, s) = A(b) \sigma_{\text{QCD}}(s) \quad ,$$

wobei  $A(b)$  die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision zwischen Partonen der beteiligten Hadronen ist. Mit der Ladungsverteilung des Protons bzw. des Pions läßt sich  $A(b)$  für Nukleon-Nukleon- und für  $\pi$ -Nukleon-Stöße bestimmen.

Damit ergibt sich die elastische Streuamplitude

$$f(s, q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{ibq} [1 - e^{\chi(b, s)}]$$

und der inelastische Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{inel}} = \int (1 - e^{-2\chi(b, s)}) d^2b \quad (6.3)$$

mit  $\chi(b, s) = \chi_{\text{hard}}(b, s) + \chi_{\text{soft}}(b, s)$  und  $\chi_{\text{hard}}(b, s) = n(b, s)/2$  als Integral über alle Stoßparameter. Der harte Anteil des Exponenten erlaubt die Interpretation, daß die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von 0 Minijets bei einer Kollision mit Stoßparameter  $b$  gerade  $e^{-n(b, s)}$  ist. Der weiche Anteil hängt mit der Verteilung der Partonen im Hadron zusammen. In SIBYLL wird angenommen, daß diese Verteilung der Valenzquarks durch die Ladungsverteilung gegeben ist. Damit wird  $\chi_{\text{soft}}(b, s) = 2CA(b)$  mit einer Konstanten  $C = 123 \text{ GeV}^{-2}$ , die unabhängig von der Energie und der Profildfunktion  $A(b)$  ist. Damit wird der gemessene, inelastische Wirkungsquerschnitt von 32 mb reproduziert. Um die Daten über elastische und totale Wirkungsquerschnitte beschreiben zu können, werden neben den Valenzquarks auch Gluonen in den Hadronen berücksichtigt. Sie werden um die Valenzquarks verteilt angenommen und führen zu einer 20% breiteren Verteilung als die

<sup>10</sup>Die Größen  $\hat{s}$ ,  $\hat{u}$ , und  $\hat{t}$  bezeichnen die Mandelstam-Variablen für das Parton-Parton-Subsystem.

Valenzquarks. Genaugenommen würde dieser Ansatz für weiche und harte Prozesse zu verschiedenen Profildfunktionen führen, was in SIBYLL jedoch vernachlässigt worden ist. Schließlich läßt sich der inelastische Wirkungsquerschnitt von Gl. 6.3 schreiben als

$$\sigma_{\text{inel}} = \sum_{N=1}^{\infty} \sigma_N + \int e^{-n(b,s)} (1 - e^{-2CA(b)}) d^2b \quad (6.4)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_N$  für  $N$  harte Reaktionen (d.h. für die Erzeugung von  $N$  Paaren von Minijets)

$$\sigma_N = \int \frac{n(b,s)^N}{N!} e^{-n(b,s)} d^2b \quad .$$

Die Wahrscheinlichkeit für Produktion von  $N$  Minijet-Paaren ist

$$P_N = \frac{\sigma_N}{\sigma_{\text{inel}}} \quad ,$$

und die mittlere Anzahl von erzeugten Minijet-Paaren pro Kollision entspricht

$$\langle N \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} N P_N = \frac{\sigma_{\text{QCD}}}{\sigma_{\text{inel}}} \quad .$$

Nachdem die Zahl der harten Reaktionen bestimmt ist, werden  $x_1$  und  $x_2$  nach der Verteilungsfunktion

$$f(x) = g(x) + \frac{4}{9}[q(x) + \bar{q}(x)]$$

der Partonen im einlaufenden Hadron gewählt.  $q(x)$ ,  $\bar{q}(x)$  und  $g(x)$  sind die Verteilungsfunktionen von Quarks, Antiquarks und Gluonen im einlaufenden Nukleon in der Parametrisierung von D.W. Duke und J.F. Owens [163]. Der Transversalimpuls eines Minijet-Paares wird nach

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \propto \frac{1}{\hat{t}^2}$$

mit  $\hat{t} > Q_{\text{min}}^2$  bestimmt.

Jedes Paar von Jets wird als Stringsleife zwischen zwei Gluonen realisiert, die nicht mit den Strings des zugrunde liegenden Ereignisses verbunden sind. Jedes Gluon wird in ein  $q\bar{q}$ -Paar umgewandelt, so daß man zwei  $q\bar{q}$ -Strings erhält, die wie oben beschrieben in Hadronen fragmentieren.

In Ereignissen, die Minijets enthalten, gibt es keine Diffraktion. Der diffraktive Wirkungsquerschnitt stellt also einen Teil des Wirkungsquerschnittes für Ereignisse ohne harte Reaktionen dar. Für niedere Energien wurde der Wirkungsquerschnitt so konstruiert, daß sich  $\sigma_{\text{inel}} \approx \sigma_{\text{no jet}} = 32 \text{ mb}$  ergibt. Für hohe Energien verschwindet in Gl. 6.4 allerdings der Anteil des Wirkungsquerschnittes für Ereignisse ohne Jets und damit verschwinden auch die diffraktiven Ereignisse. Deshalb müssen diffraktive Ereignisse mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $p_{\text{diff}} = \frac{\sigma_{\text{diff}}}{\sigma_{\text{inel}}}$  erzwungen werden. Die Wahrscheinlichkeit für Minijet-Produktion verkleinert sich dadurch auf

$$P_N^j = (1 - p_{\text{diff}}) \frac{\sigma_N}{\sigma_{\text{inel}}}$$

statt des korrekten Wertes von  $\sigma_N/\sigma_{\text{inel}}$ .



**Hadron-Kern-Wechselwirkungen** Wie in Abs. 4.3.1 beschrieben, werden die Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitte durch die Parameter  $\sigma_{\text{tot}}$ ,  $B$  und  $\rho$  der Hadron-Nukleon-Streuung bestimmt. Im Prinzip könnten diese Parameter im Rahmen des eben beschriebenen Minijet-Modells berechnet und konsistent für die Hadron-Kern-Wechselwirkung verwendet werden. In SIBYLL werden jedoch für  $B$  und  $\rho$  die Parametrisierungen von M.M. Block und R.N. Cahn benutzt [97], die aus den Daten der elastischen Streuung am ISR und am SPS abgeleitet wurden.

Die elastische Hadron-Kern-Streuamplitude ergibt sich aus der Glauber-Theorie [202] durch die Forderung, daß das Projektil mit keinem der Targetnukleonen eine Reaktion erleidet, bei der Sekundärteilchen produziert werden.

$$f_{if}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{ibq} F_{if}^{\text{hA}}(b)$$

Die Indizes  $i$  und  $f$  bezeichnen den Anfangs- bzw. den Endzustand der Reaktion. Man erhält für den totalen Hadron-Kern-Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}^{\text{hA}} &= \frac{4\pi}{k} \Im f_{ii}(0) \\ &= 2 \int d^2b \int \prod_{k=1}^A d^3r_k \rho_k(r_k) \Re \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A [1 - F(b - r_{\perp j})] \right\}, \end{aligned}$$

wobei  $\rho_k(r)$  die Dichteverteilung des  $k$ -ten Nukleons mit der Normalisierung  $\int d^3r \rho_k(r) = 1$  ist. Die Dichteprofile der Kerne in der Atmosphäre werden nach dem Schalenmodell berechnet [71]. Es ergeben sich die Radien  $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 2.54$  fm für Stickstoff und 2.718 fm für Sauerstoff.

Der elastische Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{el}}^{\text{hA}} &= \int d^2b |F_{ii}^{\text{hA}}(b)|^2 \\ &= \int d^2b \left| \int \prod_{k=1}^A d^3r_k \rho_k(r_k) \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A [1 - F(b - r_{\perp j})] \right\} \right|^2, \end{aligned}$$

und die Summe aus elastischem und quasi-elastischem<sup>11</sup> Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{el}}^{\text{hA}} + \sigma_{\text{qe}}^{\text{hA}} &= \sum_f \int d^2b |F_{if}^{\text{hA}}(b)|^2 \\ &= \int d^2b \int \prod_{k=1}^A d^3r_k \rho_k(r_k) \left| \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A [1 - F(b - r_{\perp j})] \right\} \right|^2. \end{aligned}$$

Mit Hilfe von  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{hA}}$  wird die Weglänge bis zum nächsten Stoß bestimmt, um dann gemäß  $\sigma_{\text{el}}^{\text{hA}}/\sigma_{\text{tot}}^{\text{hA}}$  bzw.  $\sigma_{\text{qe}}^{\text{hA}}/\sigma_{\text{tot}}^{\text{hA}}$  festzulegen, ob eine elastische oder quasi-elastische Reaktion modelliert wird. Bei elastischer und quasi-elastischer Streuung erhalten die gestreuten Teilchen einen Transversalimpuls von einer Exponentialverteilung

$$\propto \exp(-B_{\text{eff}}^{\text{el,qe}} p_{\perp}^2),$$

der für die Richtungsänderung verantwortlich ist. Für elastische Streuprozesse ergibt sich die Form der differentiellen Verteilung näherungsweise gemäß

$$B_{\text{eff}}^{\text{el}} \approx B + \frac{\langle r^2 \rangle}{3},$$

<sup>11</sup>Eine Reaktion heißt quasi-elastisch, wenn der Targetkern ohne weitere Produktion von Sekundärteilchen angeregt wird oder zerfällt.

wobei  $B$  der elastische Slopeparameter für Hadron-Nukleon-Streuung ist und  $\langle r^2 \rangle$  der mittlere quadratische Radius des Targetkerns. Für die quasi-elastische Streuung hängt der Slope-Parameter von der Zahl der getroffenen Targetnukleonen ab [202]. Es gilt

$$B_{\text{eff}}^{\text{qe}} \approx B/\sqrt{n} \quad .$$

Verwendet man die Näherung einer gaußförmigen Nukleonendichte im Kern, so kann der quasi-elastische Wirkungsquerschnitt als Funktion der Zahl der wechselwirkenden Nukleonen  $n$  geschrieben werden:

$$\sigma_{\text{qe}}^{\text{hA}} = \frac{2}{3}\pi\langle r \rangle^2 \sum_{n=1}^A \frac{1}{n} \left( \frac{\sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}}{B} \frac{1+\rho^2}{16\pi} \right)^n \quad .$$

Diese Näherung wird in SIBYLL zur Berechnung des relativen Beitrages der  $n$ -ten Streuung benutzt. Für die Bestimmung von  $\sigma_{\text{qe}}^{\text{hA}}$  wurden jedoch die korrekten Dichteverläufe nach dem Schalenmodell verwendet.

Der Querschnitt für eine Hadron-Kern-Reaktion mit Teilchenproduktion ist

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{prod}}^{\text{hA}} &= \sigma_{\text{tot}}^{\text{hA}} - \sigma_{\text{el}}^{\text{hA}} - \sigma_{\text{qe}}^{\text{hA}} \\ &= \int d^2b \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A [1 - P_j^{\text{hA}}(b)] \right\} \end{aligned}$$

mit

$$P_j^{\text{hA}}(b) = \int d^3r \rho_j(r) P(|\mathbf{b} - \mathbf{r}_\perp|)$$

und  $P(b) = 1 - |1 - F(b)|^2$ . Dieser Ausdruck wird so interpretiert, daß ein unter dem Stoßparameter  $b$  einlaufendes Hadron die Wahrscheinlichkeit  $P_j$  hat, mit dem  $j$ -ten Nukleon zu wechselwirken und dabei Sekundärteilchen zu erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit von mindestens einer Wechselwirkung während der Kollision ist daher  $1 - \prod_{j=1}^A (1 - P_j)$ , was gerade dem Argument des Integrals entspricht. Damit kann der Produktionsquerschnitt als Summe dargestellt werden

$$\sigma_{\text{prod}}^{\text{hA}} = \sum_{\nu=1}^A \sigma_\nu \quad ,$$

wobei  $\sigma_\nu$  die Querschnitte für die Reaktion mit exakt  $\nu$  Targetnukleonen sind und

$$\sigma_\nu = \sum_{\mathcal{C}(n,A)} \int d^2b \prod_{j \in \{\nu\}} P_j^{\text{hA}}(b) \prod_{\ell \in \{A-\nu\}} [1 - P_\ell^{\text{hA}}(b)] \quad .$$

Die Summe läuft über alle Kombinationen  $\mathcal{C}(n, A)$  von  $\nu$  wechselwirkenden in einem Kern von  $A$  Nukleonen, der Index des ersten Produktes läuft über alle wechselwirkenden und der Index des zweiten Produktes über alle nicht wechselwirkenden Nukleonen. Hieraus ergibt sich die Verteilung der wechselwirkenden Nukleonen.

Die mittlere Zahl der wechselwirkenden Targetnukleonen pro inelastischer Kollision entspricht dann [180]

$$\langle \nu \rangle = \frac{\sum_\nu \nu \sigma_\nu}{\sum_\nu \sigma_\nu} = \frac{A \sigma_{\text{inel}}^{\text{hN}}}{\sigma_{\text{prod}}^{\text{hA}}}$$

In SIBYLL werden die wechselwirkenden Nukleonen in einer Hadron-Kern-Kollision nach einem Monte-Carlo-Algorithmus bestimmt. Dazu werden die Orte der Target Nukleonen nach der entsprechenden Dichteverteilung festgelegt. Der Stoßparameter  $b$  wird bezüglich des Zentrums des Kerns

zufällig gewählt. Dann wird für jedes Targetnukleon getestet, ob es an der Wechselwirkung teilnimmt oder nicht. Die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion des Projektils mit dem  $j$ -ten Nukleon ist  $P(|\mathbf{b} - \mathbf{r}_{\perp j}|)$ .

Die Teilchenproduktion in Hadron-Kern-Stößen hängt nur von der Zahl der teilnehmenden Targetnukleonen  $\nu$  und nicht von der Gesamtmasse des Targetkerns ab.

In SIBYLL wird zunächst die Zahl der wechselwirkenden Targetnukleonen gemäß  $P_\nu = \sigma_\nu / \sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}}$  bestimmt. Das Ereignis wird dann als Überlagerung von  $2\nu$  Strings modelliert, ein Paar für jedes wechselwirkende Targetnukleon. Genau wie im Falle der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wird das Projektil in ein  $q$ - $q\bar{q}$  bzw. ein  $q$ - $\bar{q}$  getrennt und durch zwei Strings mit einem  $q$ - $q\bar{q}$ -Paar eines Targetnukleons verbunden. Die  $\nu - 1$  anderen wechselwirkenden Nukleonen werden ebenso in Quark und Di-Quark aufgespalten und bilden  $2\nu - 2$  Strings mit Quarks aus dem See um das Projektil. Die Energieanteile der Quarks, Di-Quarks und Seequarks werden über die Verteilungsfunktionen  $f_{q_v}(x)$ ,  $f_{q\bar{q}_v}(x)$  und  $f_{\text{see}}(x)$  berechnet. Für ein Proton als Projektil wird

$$\begin{aligned} f_{q_v}(x) &= (x^2 + \mu^2/s)^{-0.25} \\ f_{uu}(x) = f_{ud}(x) &= x^3 \\ f_{\text{see}}(x) &= (x^2 + \mu^2/s)^{-0.5} \end{aligned}$$

angenommen.  $\mu$  ist dabei ein Parameter, der die Divergenz bei  $x = 0$  vermeidet. Für Valenzquarks erhält man damit in etwa eine Abhängigkeit  $\propto 1/\sqrt{x}$  und für Seequarks  $\propto 1/x$ . Alle Strings fragmentieren nun unabhängig voneinander, wie für den Fall der Hadron-Nukleon-Streuung beschrieben. Die Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern wird nicht berücksichtigt. Die Strings zwischen den  $\nu - 1$  Targetnukleonen und den Seequarks um das Projektil produzieren zusätzliche Teilchen, den sog. Targetüberschuß. Da die Seequarks nur einen geringen Teil der Projektilenergie tragen, haben auch die Strings vergleichsweise kleine Massen, und die Zahl der zusätzlichen Teilchen ist relativ klein. Der Energieanteil des Targetüberschusses fehlt dem Projektilüberrest und vergrößert daher die Inelastizität der Reaktion.

Bei hohen Energien werden wie bei den Hadron-Nukleon-Stößen Minijets erzeugt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Produktion von  $n$  Minijet-Paaren wird als Funktion von  $\sqrt{s}$  ermittelt, und nach dieser Verteilung werden für jede der  $\nu$  Wechselwirkungen Minijets produziert. Es gelten die Einschränkungen, daß nicht mehr als 70% der Projektilenergie in Minijets gehen und keiner der Strings mehr als 70% der Projektilenergie erhalten kann.

Jede der  $\nu$  Wechselwirkungen ist mit der Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{diff}} = \sigma_{\text{diff}} / \sigma_{\text{inel}}$  diffraktiver Natur. Ist die Zahl diffraktiver Wechselwirkungen  $n_{\text{diff}} < \nu$ , so ist die Gesamtreaktion nicht-diffraktiv, und es werden  $\nu - n_{\text{diff}}$  Wechselwirkungen wie oben beschrieben modelliert. Für den Fall, daß alle Reaktionen diffraktiv verlaufen, wird eine diffraktive Reaktion modelliert, die je nach Charakter der  $\nu = n_{\text{diff}}$  Teilereignisse Target, Projektil oder beides diffraktiv zerfallen läßt.

### 6.3.2 Kern-Kern-Reaktionen

Kern-Kern-Reaktionen werden in SIBYLL nach dem Semi-Superpositionsmodell [169] modelliert. In dieses Modell gehen der inelastische Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt, die Wahrscheinlichkeit für  $n$  wechselwirkende Nukleonen bei einem Kern-Kern-Stoß und die Wahrscheinlichkeiten für die Fragmentation des Projektils in unterschiedlich große Kernbruchstücke ein. Es stellt gegenüber dem einfachen Superpositionsmodell von Abs. 4.3.4 insoweit eine Verbesserung dar, als es nach einem detaillierten Modell für jedes Nukleon des Projektils den Ort seiner ersten inelastischen Wechselwirkung bestimmt. Wie im Superpositionsmodell werden die einzelnen Nukleon-Kern-Reaktionen unabhängig von einander simuliert.

Die Kern-Kern-Wirkungsquerschnitte werden nach der Glauber-Theorie berechnet [202]. Der Produktionsquerschnitt  $\sigma_{\text{prod}}^{\text{AB}}$  für die Wechselwirkung von zwei Kernen der Massen  $A$  und  $B$  wird analog zum Fall der Nukleon-Kern-Stöße aus der Wahrscheinlichkeit  $P_{jk}$  einer inelastischen Kollision von Nukleon  $j$  aus Kern  $A$  mit Nukleon  $k$  aus Kern  $B$  berechnet [169]. Neben dem Stoßparameter  $b$  der Kerne zueinander und der Nukleon-Nukleon-Profilfunktion treten hier auch die relativen Abstände der Nukleonen  $j$  und  $k$  von den Zentren der Kerne  $A$  und  $B$  auf. Sie sind durch die Dichteverteilungen der Kerne bestimmt und werden für Helium mit der parabolischen Fermi-Funktion

$$\rho_{\text{He}}(r) \propto \frac{1 + w r^2 / r_0^2}{1 + \exp[(r - r_0)/a]}$$

mit  $r_0 = 0.964$  fm,  $a = 0.322$  fm und  $w = 0.517$ , für Kerne mit  $6 \leq A \leq 18$  nach Schalenmodell-Rechnungen und für schwerere Kerne mit einer Woods-Saxon-Verteilung beschrieben (siehe Abs. 4.3).

Die mittlere Zahl der wechselwirkenden Projektilnukleonen  $\langle n_A \rangle$  ergibt sich zu

$$\langle n_A \rangle = \frac{A \sigma_{\text{prod}}^{\text{pB}}}{\sigma_{\text{prod}}^{\text{AB}}} ,$$

und die mittlere Anzahl  $\langle N \rangle$  aller elementaren Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen wird

$$\langle N \rangle = \frac{AB \sigma_{\text{prod}}^{\text{pp}}}{\sigma_{\text{prod}}^{\text{AB}}} .$$

Sogar bei Eisen-Stickstoff-Stößen kommen Kollisionen mit nur einem wechselwirkenden Nukleon in Target und Projektil noch am häufigsten vor.

Die Fragmentation von Projektilkernen beginnt mit der Aufteilung der Kerne in die an der Wechselwirkung teilnehmenden Nukleonen und die Spektatoren. Die teilnehmenden Nukleonen werden durch die Kollision weggeschlagen und durchdringen teilweise den Restkern und übertragen Energie auf ihn. Der Energieübertrag wird in Abhängigkeit der Wegstrecke, der Kerndichte und des elastischen Nukleon-Nukleon-Querschnittes berechnet [313] und hängt stark von der Zahl der wechselwirkenden Nukleonen ab. Bei Eisen-Luft-Kollisionen beträgt die mittlere Anregungsenergie der Spektatoren etwa 7 MeV/Nukleon, ist meist aber kleiner als 3 MeV/Nukleon. Auch durch die Deformation des Restkern gewinnen die Spektatoren noch etwas an Energie [232]. Die Wechselwirkung mit den Sekundärteilchen wird vernachlässigt. Die Energie wird gleichmäßig unter den Spektatoren verteilt. Der Projektilrest trägt einen Impuls  $P$ , der sich aus der Fermi-Bewegung der Spektatoren ergibt. Er wird zufällig von der Gaußverteilung

$$\propto \exp(-P^2/2\Delta^2) \quad \text{gewählt, mit} \quad \Delta = p_F \sqrt{5n \frac{A-n}{A-1}} ,$$

wobei  $p_F$  der Fermi-Impuls und  $n$  die Zahl der wechselwirkenden Nukleonen sind. Die eigentliche Fragmentation wird als adiabatische Abkühlung und Ausdehnung eines heißen Fermi-Gases modelliert [185], bei dem Nukleonen, Deuteronen, etc. bis hin zu mittelschweren Bruchstücken erzeugt und isotrop emittiert werden. Bei sehr hoher Anregungsenergie wird der Restkern praktisch vollständig in Nukleonen zerlegt.

### 6.3.3 Zusammenfassung

SIBYLL ist nur ein Ereignisgenerator, kein Luftschauersimulationsprogramm. Das SIBYLL-Modell beschreibt die dominierenden weichen Prozesse nach einem sehr einfachen, phänomenologischen

Modell, bei dem immer zwei Strings erzeugt werden, Minijets werden als zusätzliche Strings nach QCD-Wirkungsquerschnitten erzeugt. Der Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Energie wird ausschließlich von den Minijets bewirkt, der weiche Anteil bleibt konstant. Strings fragmentieren in Hadronen nach einem Algorithmus, der der Lund-Fragmentation nachempfunden ist. Diffraktive Ereignisse werden unabhängig von weichen oder harten Kollisionen modelliert. Wirkungsquerschnitte für Mehrfachstöße eines Projektils in einem Targetkern werden nach der Glauber-Theorie berechnet, die Teilchenproduktion wird durch zusätzliche Strings zwischen Seequarks des Projektils und den Targetnukleonen simuliert. Bei Kern-Kern-Stößen wird die Zahl der wechselwirkenden Projektilnukleonen nach der Glauber-Theorie bestimmt. Der Restkern zerfällt nach einem thermischen Modell in leichte bis mittelschwere Fragmente. Die Kern-Kern-Wechselwirkung wird nach dem Semi-Superpositionsmodell behandelt. SIBYLL wurde speziell zur Anwendung bei höchsten Energien konzipiert. Es ist schnell und kann auch  $10^{20}$  eV Kollisionen modellieren.

## 6.4 VENUS

Das VENUS-Modell wurde zur quantitativen Beschreibung von ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen entwickelt [414]. Es basiert auf der Gribov-Regge-Theorie und beschreibt die hadronische Wechselwirkung durch Austausch von einem oder mehreren Pomeronen. Detaillierte Informationen über das VENUS-Modell sind in Refs. [401, 402, 403, 404, 405, 406, 407, 408, 275, 409, 410, 411, 412, 413] und, zusammenfassend, in Ref. [414] zu finden.

In VENUS werden zunächst die Amplituden für die elastische Streuung nach der Gribov-Regge-Theorie berechnet. Daraus ergeben sich der elastische und der totale Wirkungsquerschnitt. Die verwendeten Parameter für die Pomeron-Trajektorie sind  $\alpha_0 = 1.07$  und  $\alpha' = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$ . Der Parameter aus Gl. 5.5, der das Verhältnis von elastischer zu diffraktiver Streuung steuert, wird  $C = 1.5$  gesetzt.

Sekundärteilchenproduktion ist mit aufgetrennten Pomeronen verknüpft. Man kann zeigen, daß die Sekundärteilchen, die sich aus einer aufgetrennten Ebene (Reggeon) ergeben, kovariant sind, daß sie nach Rapiditäten geordnet sind und eine annähernd flache Rapiditätsverteilung zeigen [414]. Sie bilden damit ein annähernd eindimensionales System.

Das einfachste, kovariante, eindimensionale Objekt ist ein relativistischer String. X. Artru und G. Mennessier haben ein Stringfragmentationsmodell erarbeitet [44, 43], das aus solchen Strings Hadronen mit flacher Rapiditätsverteilung und nach Rapiditäten geordnet liefert. Damit liegt es nahe, ein aufgetrenntes Pomeron mit zwei relativistischen Strings gleichzusetzen und mit dem Artru-Mennessier-Formalismus in Hadronen zu fragmentieren (vgl. Abs. 6.4.6). VENUS verfolgt diesen Weg zur Erzeugung von Sekundärteilchen aus inelastischen Reaktionen [414].

### 6.4.1 Stringformation

Ein String bildet sich zwischen dem Projektilrest  $P$  und einem Quark  $j$  des Targets aus, ein zweiter spannt sich zwischen einem Parton des Projektils  $i$  und dem Targetrest  $T$  auf. Die Quarks  $i$  und  $j$  können dabei sowohl Valenz- als auch Seequarks sein  $i, j \in (u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$ . Der Impuls eines Strings berechnet sich aus den Impulsen der Quarks an seinen Enden:

$$\begin{aligned} p_{\text{str1}} &= p_P - p_i + p_j \\ p_{\text{str2}} &= p_T - p_j + p_i \end{aligned}$$

Die Longitudinalimpulse der Quarks ergeben sich nach D.W. Duke und J.F. Owens [163] aus Verteilungen der Art

$$f_i^{\text{see/val}}(x) \propto \frac{x^{\alpha_i} (1-x)^{\beta_i} (1+\alpha_i x)}{\sqrt{x^2 + 4\mu^2/s}} ,$$

mit von  $q^2$  abhängigen Parametern und einer effektiven Masse  $\mu$ , die eingeführt wird, um die  $1/x$  Divergenz bei 0 zu vermeiden. Nach der QCD erwartet man für Valenz- und Seequarks unterschiedliche Verteilungen. Der Hauptunterschied zwischen den Strukturfunktionen von See- und Valenzquarks ist ihr Verhalten bei kleinen  $x$ :

$$\begin{aligned} f_i^{\text{val}}(x) &\approx 1/\sqrt{x} \\ f_i^{\text{see}}(x) &\approx 1/x \end{aligned} .$$

Die Verteilungsfunktionen bestimmen nicht nur die Quarkimpulse, sondern auch das Verhältnis von Valenz- zu Seequarks über

$$R_{\text{val/see}} = \frac{\sum_i \int_{\mu}^1 f_i^{\text{val}}(x) dx}{\sum_i \int_{\mu}^1 f_i^{\text{see}}(x) dx} .$$

Die Quarks an den Stringenden erhalten Transversalimpulse, die wahlweise nach einer Exponential- oder von einer Gaußverteilung berechnet werden.

Der String mit dem Projektilrest heißt Vorwärts-String, der andere Rückwärts-String. Jetzt bilden  $P-i$  und  $j$  bzw.  $T-j$  und  $i$  jeweils ein Farbsinglett, wogegen zuvor  $P$  und  $T$  farbneutral waren. Daher ist dieser Prozeß einem Farbaustausch zwischen  $i$  und  $j$  äquivalent.

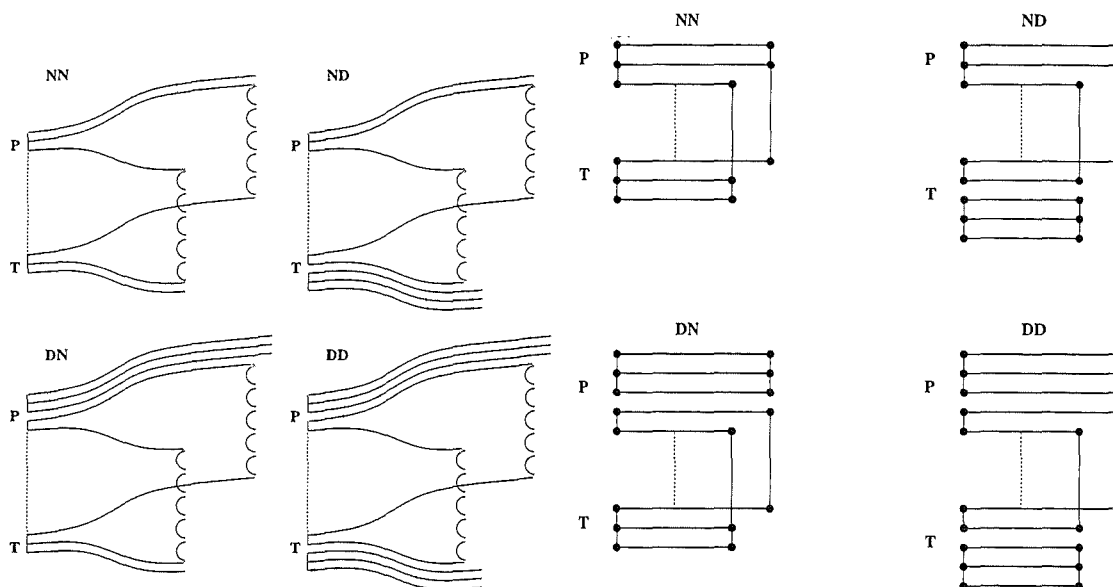
VENUS modelliert nicht nur Pomeron-Austausch zwischen Quarks, sondern auch zwischen Antiquarks. Letzterer macht einen merklichen Beitrag und kann deshalb nicht vernachlässigt werden [414]. VENUS berücksichtigt ihn als einziges der Modelle.

Findet durch Zufall ein Austausch mit einem Seequark-Paar statt, so bleibt das Hadron selbst farbneutral und spielt nur die Rolle eines Spektators. Die beiden Strings spannen sich vom anderen Hadron zum Quark-Antiquark-Paar aus dem See. Solche Reaktionen werden in VENUS *diffaktiv* oder D-artig genannt. Sie kommen mit der Wahrscheinlichkeit  $w$  vor. In Abb. 6.6 links sind die vier möglichen Arten des Einfach-Farbaustausches dargestellt. Sie werden mit (NN), (DN), (ND) und (DD) bezeichnet, und die zugehörigen Wahrscheinlichkeiten sind

$$(1-w)^2, \quad (1-w)w, \quad w(1-w) \quad \text{und} \quad w^2 \quad .$$

Der gleiche Sachverhalt ist im rechten Teilbild in Form von sog. Quarklinien-Diagrammen dargestellt [414]. Hier sind Quarks durch waagrechte und Strings durch senkrechte Linien dargestellt. Ein Farbaustausch (d.h. ein Austausch eines aufgetrennten Pomerons) wird durch eine senkrechte, gepunktete Linie dargestellt. Zwischen den Quarklinien-Diagrammen und topologischen QCD-Diagrammen gibt es eine direkte Entsprechung. Die Monte-Carlo-Regeln zur Erzeugung von Strings in einer Kollision mit  $m$  aufgetrennten Pomeronen ist der Formulierung über Verteilungsfunktionen der Teilchen äquivalent. Daher werden Quarklinien-Diagramme direkt zur Berechnung von Stringkonfigurationen verwendet, wie sie beim Mehrfach-Farbaustausch entstehen.

Ein Farbaustausch spannt einen String vom Di-Quark des Projektils zu einem Quark des Targets und umgekehrt. Die beiden Strings bilden die Vor- und Rückseite eines aufgetrennten Zylinders. Bei einer D-artigen Reaktion (ND oder DN) ist ein  $q\bar{q}$ -Paar aus dem See am Farbaustausch beteiligt und bei DD-Reaktionen sogar auf beiden Seiten, so daß Projektil und Target intakt bleiben. Diese Reaktion wird Pomeron-Pomeron-Streuung genannt. Bei Reaktionen mit nur einem Farbaustausch kann es keine doppelt-diffraktiven Ereignisse geben. Die Strings aus Reaktionen mit einem Seequark führen wegen der weicheren Strukturfunktion zu kleineren Multiplizitäten und zu Rapiditäten, die



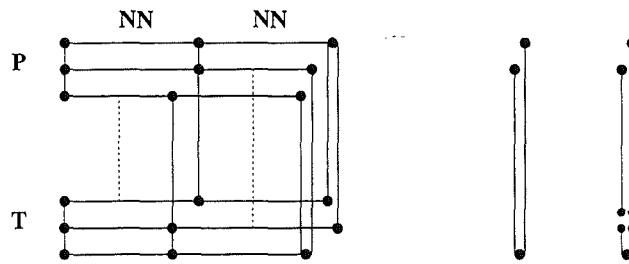
**Abbildung 6.6:** Vier Arten des Einfach-Pomeron-Austausches: (NN) nicht-diffraktive Reaktion; (DN) diffraktive Anregung des Targets; (ND) diffraktive Anregung des Projektils; (DD) weder Projektil noch Target zerfallen (Pomeron-Pomeron-Streuung). Im rechten Teilbild sind die gleichen Reaktionen wie links in Quarklinien-Diagrammen gezeigt. Die gepunkteten Linien deuten eine Farbaustausch an.

näher bei denen von Projektil bzw. Target liegen. Sie zeigen also die Charakteristika, die man im Experiment bei diffraktiven Ereignissen findet. Da die Wahrscheinlichkeit  $w$  für das auftreten einer D-artigen Wechselwirkung noch mit der Gesamtzahl der Austauschprozesse  $m$  bei einer Wechselwirkung gefaltet werden muß, gibt  $w$  nicht direkt die Häufigkeit für beobachtbare, diffraktive Ereignisse an. Mit  $w = 0.32$  werden die diffraktiven Ereignisse in experimentellen Verteilungen reproduziert.

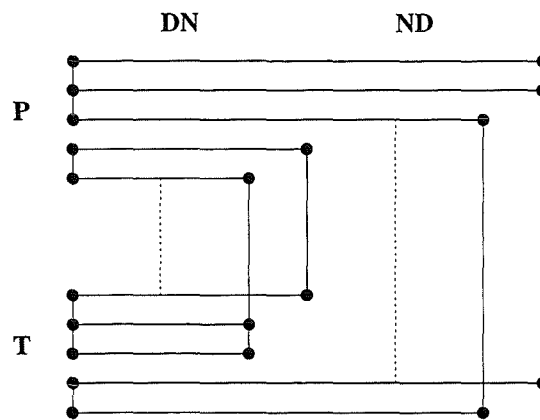
### 6.4.2 Mehrfach-Pomeron-Austausch

Bei einer Reaktion mit mehreren aufgetrennten Pomeronen, also mit Mehrfach-Pomeron-Austausch, werden die verbleibenden Di-Quarks aufgetrennt, so daß der Projektilüberrest nur noch aus einem Quark besteht, das mit zwei Quarks aus dem Target verbunden ist, und umgekehrt. Dies ist in Abb. 6.7 dargestellt. Die entstandenen Doppelstrings werden in zwei einfach-Strings getrennt, wie es im rechten Teil von Abb. 6.7 gezeigt ist, und fragmentieren unabhängig voneinander. Das abgetrennte, führende Quark (unten) bildet mit zwei Quarks das führende Baryon. Da in diesem Fall zwei Strings aufgebrochen werden müssen, was über die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren aus dem See geschieht, hat das führende Baryon eine doppelt so große Chance, ein  $s$ -Quark zu enthalten, als ein Baryon, das bei der Fragmentation eines einfachen Strings entsteht. Die Wahrscheinlichkeit der Produktion von Doppelstrings steigt mit der Zahl der Kollisionen eines Projektilnukleons, also für Stöße mit Kernen als Target, stark an, weshalb man bei Kern-Kern-Kollisionen verhältnismäßig mehr Sekundärteilchen mit Strangeness erwartet [413]. In der Tat wurde bei Kern-Kern-Stößen sowohl im Zentral- als auch im Fragmentationsbereich eine vermehrte Produktion von Teilchen mit Strange-Quarks beobachtet [72] (siehe auch Abs. 4.3.6). Die meisten anderen Modelle vermögen es nicht, diesen Befund zu reproduzieren.

Doppelt-diffraktive Ereignisse erfordern mindestens zweifachen Farbaustausch wie es in Abb. 6.8



**Abbildung 6.7:** Ereignis mit zweifachem NN-artigen Farbaustausch. Durch Mehrfach-Farbaustausch entstehen Doppelstrings. Im rechten Teilbild ist angedeutet, wie in VENUS ein Doppelstring durch zwei Schnitte in zwei normale Strings und ein führendes Baryon aufgetrennt wird.



**Abbildung 6.8:** Doppelt-diffraktives Ereignis im Quarklinien-Diagramm. Sowohl Projektil als auch Target tauschen Farbe mit einem Quark-Antiquark-Paar aus dem See aus.

gezeigt ist. Sowohl Projektil als auch Target müssen mit einem Quark-Antiquark-Paar aus dem See um den Stoßpartner reagieren.

Die Art der inelastischen Reaktionen wird über Gl. 5.4 bestimmt. Man wählt gemäß den Wahrscheinlichkeiten  $\sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$  die Zahl  $m$  der aufgetrennten Pomerone und erzeugt in der gerade beschriebenen Art daraus  $2m$  Strings.

Reaktionen mit Pomeron-Pomeron-Kopplung werden in VENUS nicht explizit behandelt. Sie sind implizit durch eine Parametrisierung berücksichtigt.

### 6.4.3 Minijets

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{jet}}$  für die Produktion von Jets steigt sehr stark mit der Energie an und übersteigt rasch die Werte für  $\sigma_{\text{tot}}$ . Folglich kann  $\sigma_{\text{tot}}$  nicht einfach die Summe aus  $\sigma_{\text{soft}}$  und  $\sigma_{\text{jet}}$  sein. Man benötigt eine Kombination von harten und weichen Prozessen, die berücksichtigt, daß ein Minijet bei einer ohnehin schon schwarzen Scheibe nicht mehr zum Wirkungsquerschnitt beitragen kann. Deshalb wird angenommen, daß die Eikonals in Gl. 5.1 anstatt der Wirkungsquerschnitte zu



addieren sind:

$$\omega = \omega_{\text{soft}} + \omega_{\text{jet}} .$$

Ein zusätzlicher Beitrag zum Eikonal, z.B. von Jets, führt dazu, daß der Exponent schneller wächst und damit die Amplitude schneller gegen 1 geht.

Minijets sind im VENUS-Modell zwar berücksichtigt [414], jedoch in einer sehr rudimentären Art. Mit  $\omega = \omega_{\text{soft}} + \omega_{\text{jet}}$  werden die Wirkungsquerschnitte und die Wahrscheinlichkeiten  $\sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$  berechnet. Für jeden Farbaustausch wird entschieden, ob er harter oder weicher Natur ist, und dementsprechend erhalten die Quarks an den String-Enden Transversalimpulse nach unterschiedlichen Verteilungen. Für Minijets werden sie gemäß

$$\propto (p_{\perp}^2 + m^2)^{-n}$$

mit energieabhängigen Parametern  $m$  und  $n$  gewählt [104]. Dies ist in der existierenden VENUS-Version der einzige Unterschied zwischen Ereignissen mit und ohne Minijets. Die explizite Berechnung von QCD-Graphen der Parton-Parton-Streuung mit hohen Impulsüberträgen ist derzeit in Vorbereitung [315, 316] und wird nach Mitteilung der Autoren in der nächsten Version von VENUS zur Verfügung stehen.

#### 6.4.4 Nukleon-Kern-Reaktionen

Die Behandlung von Hadron-Kern-Wechselwirkungen wird analog zur Hadron-Hadron-Wechselwirkung im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie durchgeführt. Die elastische Amplitude wird als Summe der elastischen Amplituden von allen Zahlen von Hadron-Hadron-Kollisionen  $\nu$  berechnet

$$A = \sum_{\nu} \sum_{i=n_1 \dots n_{\nu}} A_i ,$$

wovon bei der  $i$ -ten Kollision  $n_i$  Pomerone ausgetauscht werden. Die ausführliche Rechnung [414] gibt schließlich die topologischen Querschnitte

$$\begin{aligned} \sigma_{m_1 \dots m_{\nu}}^{\text{hA}}(b) &= \binom{A}{\nu} \prod_{\mu=1}^{\nu} \langle \xi_{m_{\mu}} \rangle \langle 1 - \xi \rangle^{A-\nu} \quad \text{mit} \\ \xi_m(b) &= \frac{[2C\omega(b)]^m e^{-2C\omega(b)}}{C m!} \quad \text{und} \\ \xi(b) &= \sum \xi_m(b) = \frac{1 - e^{-2C\omega(b)}}{C} . \end{aligned}$$

$\xi$  entspricht dabei dem Integranden aus Gl. 5.2 und bestimmt den inelastischen Querschnitt. Der gesamte topologische Querschnitt  $\sigma_{m_1 \dots m_{\nu}}^{\text{hA}}$ , der zum Auftrennen von genau  $m_1, \dots, m_{\nu}$  gehört, ergibt sich durch Integration über alle Stoßparameter

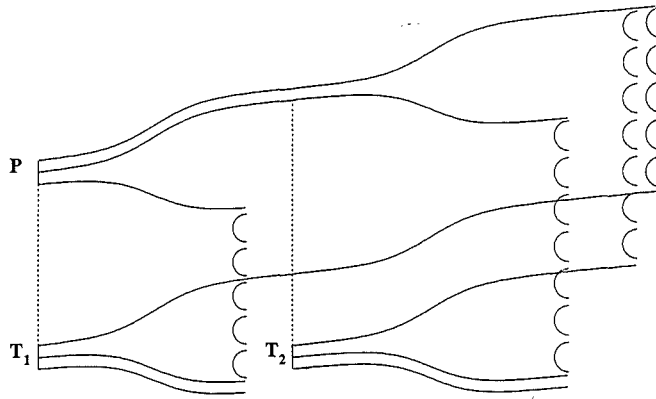
$$\sigma_{m_1 \dots m_{\nu}}^{\text{hA}} = \int d^2b \sigma_{m_1 \dots m_{\nu}}^{\text{hA}}(b) .$$

Wie bei der Hadron-Hadron-Kollision ist der inelastische Querschnitt für die Hadron-Kern-Kollision eine Summe der topologischen Querschnitte

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}} = \sum_{\nu > 0} \sum_{m_1} \dots \sum_{m_{\nu}} \sigma_{m_1 \dots m_{\nu}}^{\text{hA}} ,$$

oder in Abhängigkeit von  $b$

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}}(b) = \sum_{\nu > 0} \sum_{m_1} \dots \sum_{m_{\nu}} \sigma_{m_1 \dots m_{\nu}}^{\text{hA}}(b) = \binom{A}{\nu} \langle \xi \rangle^{\nu} \langle 1 - \xi \rangle^{A-\nu} = 1 - \langle 1 - \xi \rangle^A .$$



**Abbildung 6.9:** Streuung eines Projektil-Protons an zwei Targetnucleonen. Die gepunkteten Linien deuten einen Farbaustausch an. Es kommt zur Ausbildung eines Doppelstrings, bei dem sich von einem Quark des Projektils zwei Strings zu Quarks der verschiedenen Targetkerne erstrecken (ganz rechts).

Für  $A = 1$  wird  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{hN}}(b) = \xi b$  und damit

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}}(b) = 1 - \langle 1 - \sigma_{\text{inel}}^{\text{hN}}(b) \rangle^A \approx 1 - \langle 1 - \sigma_{\text{inel}}^{\text{hN}} T(b) \rangle^A \quad (6.5)$$

$T(b) = \int \rho(x, y, z) dz$  gibt die Massenbelegung eines Kerns als Funktion des Stoßparameters  $b = \sqrt{x^2 + y^2}$  und der Kerndichte  $\rho(x, y, z)$  an. Die Näherung in Gl. 6.5 gilt für große Kerne, bei denen die Ausdehnung des Hadrons im Vergleich zur Größe des Kerns klein ist.

Die Zahl  $\nu$  der Wechselwirkungen im Kern erhält man aus

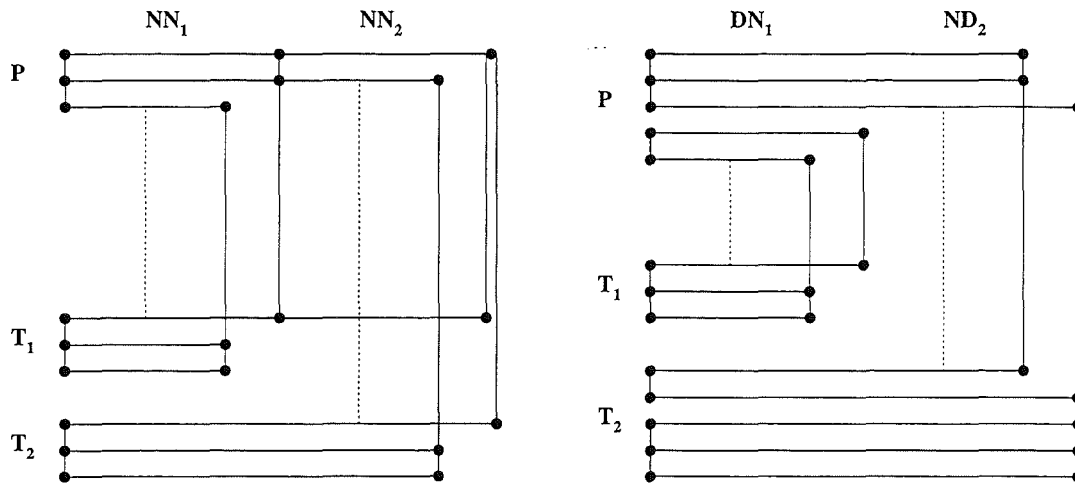
$$\sigma_{\nu}^{\text{hA}}(b) = \binom{A}{\nu} \langle \sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}}(b) \rangle^{\nu} \langle 1 - \sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}}(b) \rangle^{A-\nu} \quad (6.6)$$

oder für große Kerne

$$\sigma_{\nu}^{\text{hA}}(b) = \binom{A}{\nu} \langle \sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}} T(b) \rangle^{\nu} \langle 1 - \sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}} T(b) \rangle^{A-\nu} \quad (6.7)$$

Da  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}} T(b)$  gerade die Wahrscheinlichkeit einer inelastischen Reaktion beim Stoßparameter  $b$  und  $1 - \sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}} T(b)$  die Wahrscheinlichkeit keiner Reaktion ist, gibt Gl. 6.7 die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß das Hadron mit  $\nu$  Nucleonen inelastisch reagiert und  $A - \nu$  Nucleonen verfehlt. Gl. 6.6 hat die gleiche Interpretation, nur ist hier das Hadron gemäß  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{hA}}(b)$  ausgedehnt.

Die Erzeugung der Teilchen in  $h$ - $A$ -Stößen geschieht in VENUS nach der Monte-Carlo-Methode. Zuerst wird  $\nu$  und danach, in  $\nu$  unabhängigen Schritten, jeweils  $m_i$  für  $i = 1, \dots, \nu$  gemäß den Gewichtsfaktoren  $\sigma_m^{\text{hN}} / \sum \sigma_m^{\text{hN}}$  bestimmt. Die Teilchenerzeugung kann nun mit Quarklinien-Diagrammen, wie sie schon für den Fall der Nucleon-Nucleon-Streuung eingeführt wurden, veranschaulicht werden. Die Targetnucleonen werden als unabhängige Strings dargestellt. Beispiele von Reaktionen eines Projektilnucleons mit zwei Nucleonen im Target sind in Abb. 6.9 und Abb. 6.10 gezeigt. Man erkennt in Abb. 6.9 die Äquivalenz eines Farbaustausches mit einem aufgetrennten Zylinder. Beim Farbaustausch öffnen sich eine vordere und hintere Ebene, aufgespannt durch je ein Di-Quark und ein Quark des anderen Stoßpartners, die als Vorder- und Hinterseite eines Zylinders angesehen werden können. Der zweite Farbaustausch eröffnet einen zweiten Zylinder, wobei die beiden Zylinderseiten nun über einen Doppelstring zusammenhängen. Das linke Teilbild in Abb. 6.10 entspricht dem Prozeß, der in Abb. 6.9 dargestellt ist. Bei zwei aufeinanderfolgenden Farbaustausch-Prozessen



**Abbildung 6.10:** Streuung eines Projektil-Protons an zwei Targetnucleonen im Quarklinienbild. Das linke Teilbild zeigt zwei Reaktionen vom Typ (NN). Es entspricht der Reaktion aus Abb. 6.9. Das rechte Teilbild veranschaulicht eine (DN) und eine (ND) Reaktion. Die gepunkteten Linien deuten einen Farbaustausch an.

entstehen, wie bei den Hadron-Hadron-Stößen, Doppelstrings. Dort sind sie aber eher selten, da Zwei-Farbaustausch-Prozesse von höherer Ordnung sind. Bei Hadron-Kern-Stößen und  $\nu > 1$  dominieren sie, da sie durch zwei Prozesse erster Ordnung entstehen.

Komplexere Schaubilder mit mehreren  $q\bar{q}$ -Paaren aus dem See und mehreren Farbaustausch-Prozessen werden analog gebildet.

Bei der Zuordnung der Impulse zu den Quarks an den String-Enden werden die unterschiedlichen Partonverteilungen von Protonen und Neutronen berücksichtigt.

#### 6.4.5 Kern-Kern-Reaktionen

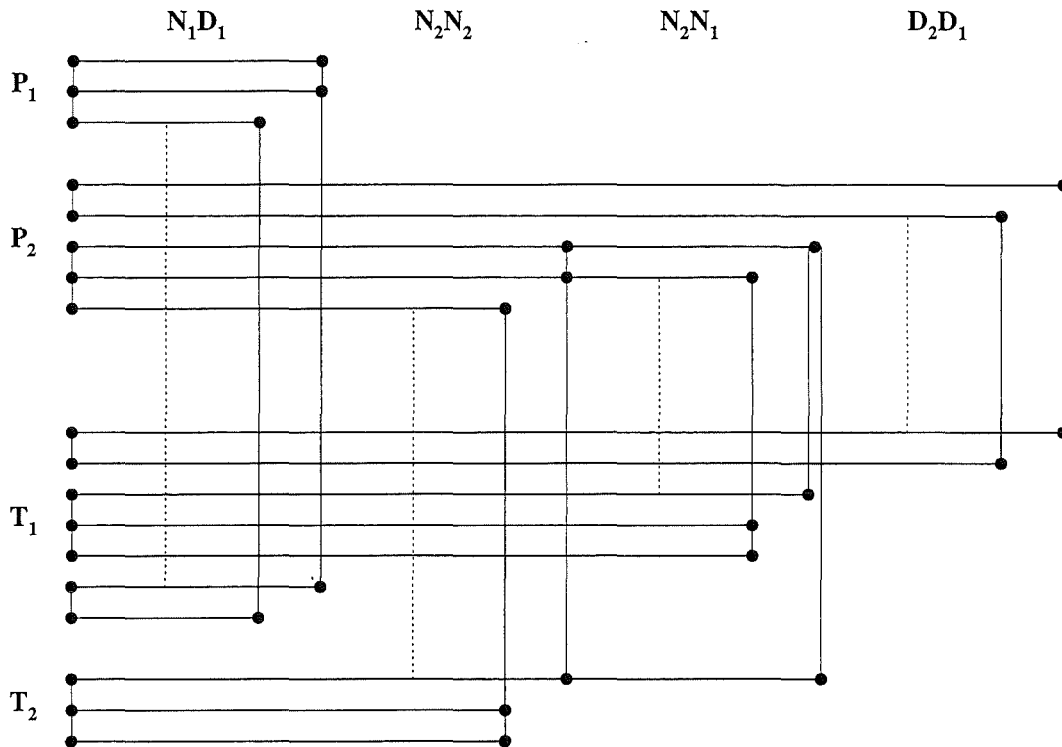
In völlig analoger Weise werden in VENUS die Kern-Kern-Stöße modelliert [414]. Wiederum setzt sich die elastische Amplitude als Summe über alle Anzahlen von elementaren Nucleon-Nucleon-Stößen  $\nu$  zusammen

$$A = \sum_{\nu} \sum_{k=\alpha_1\beta_1, \dots, \alpha_{\nu}\beta_{\nu}} \sum_{i=n_1, \dots, n_{\nu}} A_{i,k} \quad .$$

Die zweite Summe läuft über alle möglichen Kollisionssequenzen  $\alpha_1\beta_1, \dots, \alpha_{\nu}\beta_{\nu}$ , wobei  $\alpha_j$  und  $\beta_j$  das Projektil- und Targetnucleon bezeichnen, die beim  $j$ -ten Stoß miteinander wechselwirken. Die dritte Summe läuft wieder über die Zahl der ausgetauschten Pomerone pro Nucleon-Nucleon-Stoß.

Da die resultierenden Gleichungen für den Fall einer Kern-Kern-Kollision recht kompliziert sind und nicht in einfachere Produkte aufgespalten werden können, wird in VENUS ein Monte-Carlo-Algorithmus verwendet, um die Kern-Kern-Kollisionen zu modellieren.

Der erste Schritt ist die Bestimmung der Orte aller Nucleonen in Projektil (A) und Target (B) gemäß ihrer Kerndichteverteilungen  $T(b)$ . Für jedes Paar von Nucleonen  $\alpha$  und  $\beta$  wird aufgrund ihres Abstands  $\xi(b)$  berechnet und danach zufällig entschieden, ob sie miteinander wechselwirken. Man erhält die Sequenz von Nucleon-Nucleon-Reaktionen  $(\alpha_1\beta_1, \dots, \alpha_{\nu}\beta_{\nu})$ .



**Abbildung 6.11:** Streuung zweier Projektilnucleonen mit zwei Targetnucleonen. Die vier abgebildeten Farbaustausch-Reaktionen sind vom Typ  $N_1D_1$ ,  $N_2N_2$ ,  $N_2N_1$ ,  $D_2D_1$ .

Ist  $N_\nu(b)$  die Zahl der Versuche, bei der mindestens  $\nu$  Nucleon-Nucleon-Wechselwirkungen stattgefunden haben, so ist der inelastische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}(b) = N_1(b)/N_0(b)$ . Auch die Integration über alle Stoßparameter wird numerisch durchgeführt.

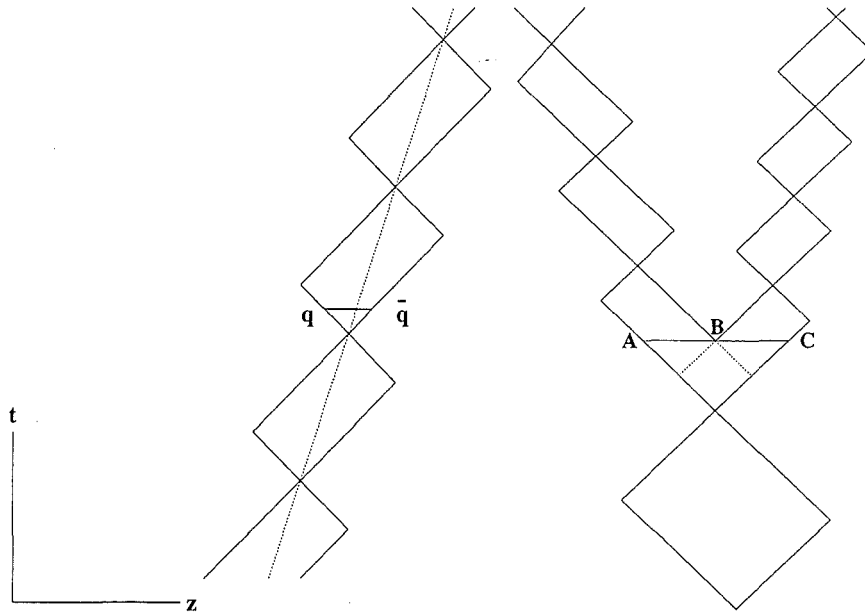
Für jede Nucleon-Nucleon-Kollision  $\alpha_i\beta_i$  wird die Zahl der Austausch-Reaktionen  $m_i$  mit aufgetrennten Pomeronen berechnet und zwischen diesen Nucleonen ausgeführt. Ein Beispiel einer Reaktion mit je zwei wechselwirkenden Projektil- und Targetnucleonen ist in Abb. 6.11 dargestellt. Es ist der einfachste, nicht-triviale Fall mit der Kollisionssequenz 1-1, 2-2, 2-1 und  $m_1 = m_2 = 1$  und  $m_3 = 2$ . Die Reaktionen sind vom Typ ND, NN, NN und DD.

Damit werden in VENUS Hadron-Hadron-, Hadron-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen, sowie diffraktive und nicht-diffraktive Reaktionen mit einem konsistenten Modell beschrieben, das auf der Gribov-Regge-Theorie basiert. Es wird nicht die Näherung nach R.J. Glauber benutzt.

#### 6.4.6 Stringfragmentation nach Artru-Menessier

Wie schon erwähnt, wird in VENUS ein aufgetrennter Zylinder zwei relativistischen Strings gleichgesetzt. Die Forderung nach Lokalität, Kovarianz und Eichinvarianz der String-Eigenschaften führt zu Bedingungen für ihre Bewegung in der Raum-Zeit. Der einfachste String ist der Jo-Jo-String [355, 337]. Seine Endpunkte bewegen sich auf der Direktrix<sup>12</sup> und Anti-Direktrix, wie in Abb. 6.12

<sup>12</sup>Ein String ist vollständig charakterisiert durch die Trajektorie eines der Endpunkte, die Direktrix.



**Abbildung 6.12:** Fortbewegung eines Jo-Jo-Strings und Aufbruch in zwei Teilstrings. Die Bewegung des Strings ist definiert durch eine Periode von Direktrix oder Anti-Direktrix. Im rechten Teilbild ist der Aufbruch des Strings AC in die Bruchstücke AB und BC gezeigt.

veranschaulicht, periodisch durch die Raum-Zeit. Ein Jo-Jo-String ist durch ein *Elementar-Rechteck* definiert. Die Fläche des Rechtecks ist proportional zur Masse des Strings. Die Endpunkte sind masselose, relativistische Punktteilchen (Partonen). Die Seiten eines Elementar-Rechtecks haben stets eine Steigung von  $45^\circ$ , da sich die String-Enden mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Richtung und Impuls eines Strings sind durch die Diagonale einer Zelle gegeben. Der String ist eine gerade, waagrechte Linie zwischen Direktrix und Anti-Direktrix.

Fordert man für den Aufbruch, daß auch die Bruchstücke Jo-Jo-Strings sind, die sich weiterhin periodisch bewegen und stetig aus dem ursprünglichen String hervor gehen, so müssen Direktrix und Anti-Direktrix sich den beiden Stringteilen entsprechend weiter entwickeln. Dies legt die zeitliche Entwicklung in der Zukunft fest. Der Aufbruch eines Strings AC in zwei Teilstrings AB und BC ist im rechten Teil von Abb. 6.12 schematisch gezeigt. Die Richtungen und Impulse der Fragmente bestimmen sich aus den Zellen nach dem Aufbruch. Der Impuls ist damit automatisch erhalten.

Kennt man also den Ort des Aufbruchs, so ist das weitere Vorgehen festgelegt. Er wird nach der *Flächenregel* von X. Artru und G. Mennessier [44, 43] bestimmt. Verlangt man für den Aufbruch Lokalität, Kovarianz und Eichinvarianz, so ergibt die einfachste Regel für den Aufbruch an der Stelle B eine Wahrscheinlichkeit, die proportional zur Fläche A ist, welche vor B liegt (durch das gepunktete Rechteck in Abb. 6.12 dargestellt). Man erhält

$$dP = \beta_0 e^{-\beta_0 A} dA$$

und nach dieser Verteilung mit  $\beta_0 = 0.6$  wird A bestimmt.  $\beta_0$  ist der einzige freie Parameter, der in das Modell der Stringfragmentation eingeht, unabhängig davon, ob ein String in einer  $e^+e^-$ -Kollision oder einer Kern-Kern-Reaktion erzeugt wurde.

Alle Punkte mit gleicher Wahrscheinlichkeit, d.h. gleicher Fläche A, liegen auf einer Hyperbel um den Ursprung des Elementarrechtecks. Sie unterscheiden sich aber in ihrer Pseudorapidität  $\eta \equiv 0.5 \ln[(t+z)/(t-z)]$ . Berücksichtigt man die Massen und Transversalimpulse der bei B entstehenden Quark- bzw. Di-Quark-Paare, so wird der Bereich der zulässigen  $\eta$ -Werte noch etwas

eingeschränkt. Di-Quark-Paare werden in VENUS in 12% und Strange-Quarks in 14% der Fälle erzeugt.  $u$ - und  $d$ -Quarks werden gleichhäufig mit je 43% Wahrscheinlichkeit generiert. Der Partongehalt eines Teilstrings bestimmt seine minimale Masse  $m_{\min}$  (z.B.  $ud$ :  $m_{\pi}$ ;  $uud$ :  $m_p$ ), und schließlich werden für die String-Enden Transversalimpulse nach einer Exponentialfunktion gewählt. Aus dem zulässigen Bereich wird  $\eta$  gleichverteilt zufällig bestimmt, wodurch der Aufbruchpunkt und die Eigenschaften der Teilstrings vollständig festgelegt sind. Dieser Fragmentations-Algorithmus heißt AMOR<sup>13</sup> und wird in VENUS verwendet.

Kommt die Masse der Stringfragmente in die Nähe der Teilchenmassen, müssen Korrekturen angebracht werden. Unterhalb von  $m_{\min} + m_0$  werden die Strings je nach ihrer Masse einzelnen Resonanzen (Massenintervallen) zugeordnet. Sie müssen nicht auf der Massenschale liegen.  $m_0 = 1$  GeV markiert den Bereich, in dem Resonanzen tabelliert sind. Fällt eine Stringmasse in das tiefste Massenintervall, so wird daraus ein stabiles Hadron, das eine feste Masse erhalten muß. Für diesen Fall wird  $A$  des Aufbruchpunkts, wie oben beschrieben, bestimmt, und  $\eta$  wird so gewählt, daß die Teilchenmasse den korrekten Wert erhält. Sind beide Stringfragmente stabile Hadronen, so muß auch  $A$  entsprechend modifiziert werden. Diese Korrekturen bewirken tatsächlich nur kleine Modifikationen der Lage des Aufbruchpunktes. Schließlich zerfallen die Resonanzen und instabilen Hadronen gemäß ihrer Verzweigungsverhältnisse. Die Tatsache, daß Resonanzen nicht auf der Massenschale liegen müssen, führt dazu, daß einige der Zerfälle aus Energieerhaltungsgründen nicht stattfinden können.

Der Parameter  $\beta_0$  reguliert empfindlich Anzahl und Energie der Sekundärteilchen. Ein großes  $\beta_0$  erzeugt leichte, aber schnelle Fragmente. Wegen der minimalen String-Masse  $m_{\min}$  bricht die Fragmentation früh ab, und die Multiplizität bleibt klein. Bei kleinem  $\beta_0$  werden massivere, aber langsamere Fragmente erzeugt, und die Fragmentation bricht erst später ab. Dadurch entstehen mehr Teilchen von niedriger Energie.

Die Auftrennung eines Strings in zwei Teilstrings nach dem eben beschriebenen Algorithmus produziert in gleicher Weise stabile Hadronen, Resonanzen oder massereiche Strings. Letztere trennen sich weiter und erzeugen in einer baumartigen Struktur Hadronen.

Damit unterscheidet sich die Fragmentation in AMOR vom Lund-Fragmentationsmodell JETSET [29], in dem von einem String stets nur ein Hadron mit fester Masse abgespalten wird. Die Unterschiede sind in Abb. 6.13 schematisch dargestellt. Die Lund-Fragmentation geht von einem Farbstring zwischen zwei Partonen aus, ist, wie die Fragmentation in VENUS, kovariant und erhält Energie und Impuls. Die unabhängige Fragmentation im Modell von R.P. Feynman und R.D. Field [178] erzeugt die Hadronen durch Abstrahlung von den ursprünglichen Partonen. Das Modell ist weder kovariant noch eichinvariant, noch erhält es Energie und Impuls.

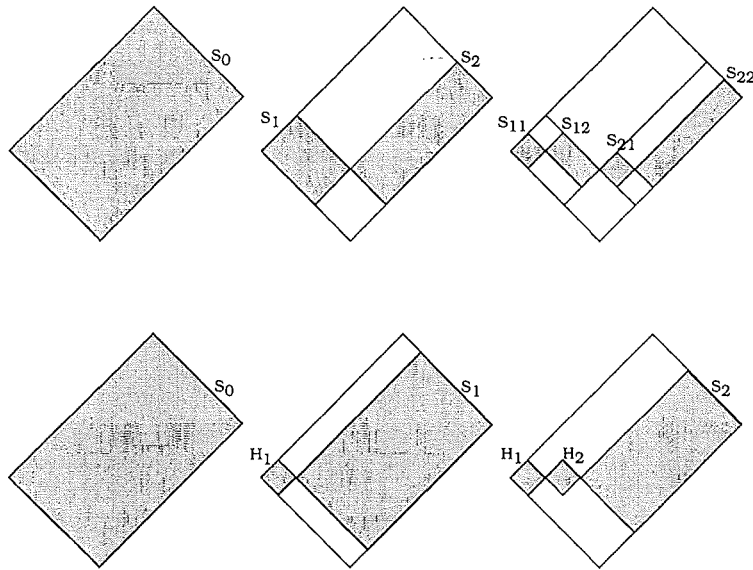
Wird eine Ende eines Strings von einem Nukleon-Überrest gebildet so wird zunächst ein führendes Teilchen abgespalten. Der Longitudinalimpuls der führenden Teilchens wird nach  $h(x) = z^3 - z^5$  mit  $z = (x + 1)/2$  berechnet. In 2/3 der Fälle werden Mesonen und Baryonen im Grundzustand erzeugt, in 1/3 besitzen sie höhere Drehimpulse.

Die Wahrscheinlichkeit für  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Erzeugung aus dem See beträgt 12% und in 14% der Fälle werden Strange-Quarks statt  $u$ - und  $d$ -Quarks generiert. Damit lassen sich die Antibaryonproduktion und die Kaon-Raten in Lepton-Nukleon-Streuexperimenten gut erklären.

### 6.4.7 Sekundäre Wechselwirkungen

Bei hohen Energien und schweren Kernen nehmen die Dichten der Sekundärteilchen derart zu, daß Mehrfachstreuungen bedeutend werden. Sie sind im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie schwer zu

<sup>13</sup>AMOR: Artru-Menessier Off-shell Resonance model



**Abbildung 6.13:** Stringfragmentation in AMOR (oben) und im Lund-Modell (unten). Während in AMOR Strings nach der Flächenregel in beliebige Bruchstücke fragmentieren können, werden im Lund-Algorithmus immer nur Hadronen mit wohldefinierter Masse von den Enden des Strings abgespalten.

beschreiben und machen den größten Teil der Unsicherheiten der Modellvorhersagen aus. Ist die erste Phase der Streuung jedoch korrekt modelliert, so haben weitere Streuungen vermutlich wenig Einfluß auf die globale Energieverteilung, da in einem sich relativistisch ausdehnenden System Gebiete nicht miteinander kommunizieren können, die im Phasenraum weit voneinander entfernt liegen. Um die experimentellen Daten von  $h$ - $A$ - und  $A$ - $B$ -Kollisionen mit VENUS-Rechnungen reproduzieren zu können, werden Wechselwirkungen der Teilchen aus der Stringfragmentation mit anderen Stringfragmenten und mit den Spektator-Nukleonen der beteiligten Kerne berücksichtigt [414]. Vernachlässigt man sie, so zeigen sich im Vergleich zu den experimentellen Daten Diskrepanzen in der Targetfragmentationsregion.

Für diese Reaktionen wird, ähnlich wie in der relativistischen Molekular-Dynamik [368], ein klassischer Ansatz gewählt [130]. Eine Behandlung im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie (im Impuls- und Flavour-Raum) ist derzeit nicht möglich, da sie komplexere Diagramme und Multi-Pomeron-Vertices benötigen würde [108]. Es werden Teilchentrajektorien in Raum und Zeit eingeführt, und wenn sich zwei Teilchen sehr nahe kommen, so können sie auch miteinander wechselwirken.

Die Stringfusion, bei der zwei Strings sich mit einem ihrer Endpunkte treffen und verschmelzen, ist geometrisch sehr unwahrscheinlich. Treffen sich aber zwei Strings  $S_1$  und  $S_2$  in ihrem Innern, so kann ein Stringaufbruch in die Fragmente  $S_{11}$ ,  $S_{12}$  und  $S_{21}$ ,  $S_{22}$  mit sofortiger Fusion der Bruchstücke erfolgen

$$S_1 + S_2 \rightarrow S_{11} + S_{12} + S_{21} + S_{22} \rightarrow (S_{11} + S_{21}) + (S_{12} + S_{22}) \quad .$$

Dieser Prozeß der Neuordnung der Stringelemente (*rearrangement*) ist in Abb. 6.14 dargestellt. Für den Fall von Jo-Jo-Strings sind Aufbruch und Fusion in Abb. 6.15 gezeigt. Die resultierenden Strings  $S'_1$  und  $S'_2$  sind wieder Jo-Jo-Strings. Aus zwei Strings mit kleiner Masse aber hoher kinetischer Energie können zwei Strings mit niedrigerer Energie aber höherer Masse entstehen. Sekundäre Wechselwirkungen verteilen die Energie zwischen Masse und kinetischer Energie um. Die Neuordnung von Strings entspricht genau einem Farbaustausch in einer Hadron-Hadron-Streuung. Die Fragmente von  $S_1$  tragen die Impulse  $x_1$  und  $1 - x_1$ , und die Fragmente von  $S_2$  besitzen  $x_2$  und  $1 - x_2$ . (Befindet man sich im Schwerpunktsystem der Strings, so haben sie gleiche Impulse und

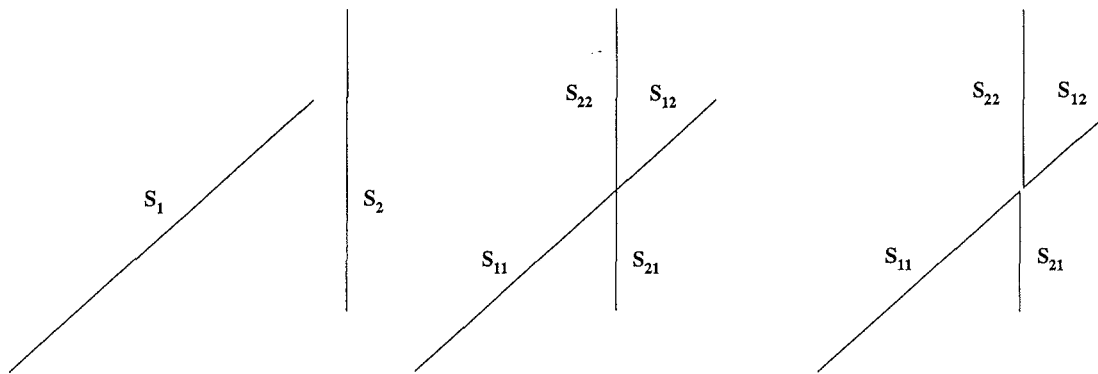


Abbildung 6.14: Aufbruch und Fusion von Strings.

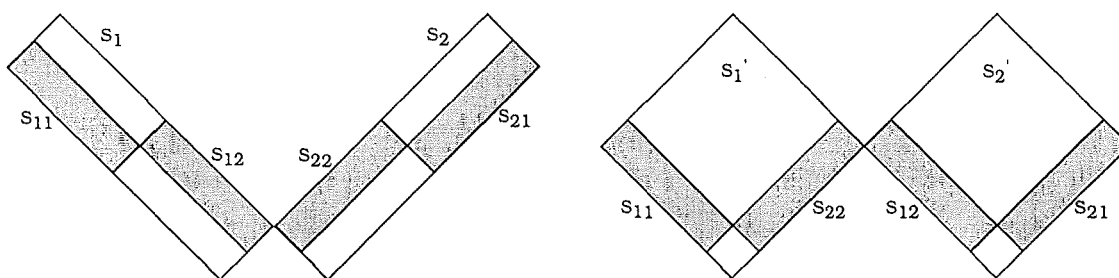


Abbildung 6.15: Aufbruch und Fusion von Jo-Jo-Strings.

können o.B.d.A. auf 1 normiert werden.) Ein Farbaustausch verbindet die Fragmente mit  $x_1$  und  $1 - x_2$  bzw.  $x_2$  und  $1 - x_1$ , genau wie im Falle der Neuordnung der Strings. Die Neuordnung von Strings kann damit als klassisches Analogon zum Pomeron-Austausch gesehen werden.

#### 6.4.8 Zusammenfassung

VENUS geht von einem superkritischen Pomeron aus. Das VENUS-Modell behandelt Nukleon-Nukleon-, Nukleon-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen, sowie diffraktive und nicht-diffraktive Reaktionen konsistent im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie. Wirkungsquerschnitte von Hadron-Kern- und Kern-Kern-Stößen werden ebenfalls über die Gribov-Regge-Theorie berechnet und nicht über die Glauber-Theorie angenähert. Diffraktive Ereignisse im experimentellen Sinne ergeben sich durch Austausch und Auftrennung von Pomeronen zwischen Valenzquarks und Seequarks des Stoßpartners. Es wird dafür keine neue Klasse von Mechanismen eingeführt. Strings werden in VENUS nach dem Artru-Menessier-Algorithmus fragmentiert. Dieser Algorithmus ist lokal, kovariant und eichinvariant und hat nur einen freien Parameter zur Beschreibung von Strings jeglicher Art. Erst für sehr kleine Energien müssen Stringfragmente Massen von Hadronen haben. Darüber sind sie virtuelle Teilchen. Sekundäre Wechselwirkungen von Reaktionsprodukten mit den Spektator-Nukleonen sowie Reaktionen von Strings miteinander werden simuliert, was die Übereinstimmung von Simulation mit Beschleunigerdaten im Fragmentationsbereich deutlich verbessert. Minijets sind in VENUS nur unzureichend implementiert. Eine Verbesserung in diesem Punkt ist in Vorbereitung. Wegen der sekundären Wechselwirkungen steigt die Rechenzeit mit der Multiplizität, d.h. mit der Energie, sehr stark an. Dies und das Fehlen der harten Prozesse limitieren die Anwendung von VENUS auf Energien bis ca  $5 \times 10^{16}$  eV.



## 6.5 QGSJET

Das Quark-Gluon-String-Modell wurde Anfang der 80er Jahre von A.B. Kaidalov und K.A. Ter-Martirosyan entwickelt [239, 244, 245, 240, 241, 242, 243]. Es beschreibt hadronische Wechselwirkungen auf der Basis des Austauschs superkritischer Pomeronen.

Im QGS-Modell wurde der Achsenabschnitt  $\alpha(0) = 1 + \varepsilon$  von 1.07 auf 1.14 erhöht, da sich mit dem ursprüngliche Wert der Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei Collider-Energien nicht reproduzieren ließ [243]. Mit diesem Modell konnten viele experimentellen Ergebnisse über die kosmische Strahlung erfolgreich erklärt werden.

Bei höheren Energien gewinnen die semi-harten Prozesse an Bedeutung, und das Modell mußte um die Erzeugung von Minijets erweitert werden. Das Ergebnis dieser Erweiterung ist QGSJET von N.N. Kalmykov und S.S. Ostapchenko [249, 246, 247, 248, 250], das auch als Ereignis-Generator zur Verfügung steht. Wegen der Einführung der Minijets, gelingt die Beschreibung der Daten in diesem Modell durch eine Pomeron-Trajektorie mit  $\alpha(0) = 1.07$ .

QGSJET behandelt die grundlegenden Nukleon-Nukleon-Reaktionen so wie es in Abs. 5.2 und beim VENUS-Modell (vgl. Abs. 6.4) beschrieben wurde.

Im wesentlichen unterscheiden sich QGSJET und VENUS in der Behandlung von Minijets, der Kernfragmentation der Spektator-Nukleonen, der Stringfragmentation und der sekundären Wechselwirkungen. Die Stringfragmentation und die sekundären Wechselwirkungen sind bei VENUS besonders gut berücksichtigt. QGSJET verwendet eine Variante der Lund-Fragmentation und vernachlässigt weitere Wechselwirkungen von Sekundärteilchen miteinander und mit den Spektator-Nukleonen. Dafür enthält QGSJET die Minijet-Produktion, ist in der Modellierung der Kernfragmentation überlegen und ist besser geeignet, um Luftschauerrechnungen durchzuführen.

Hadron-Kern- und Kern-Kern-Wechselwirkungen werden mit der geometrischen Näherung nach R.J. Glauber modelliert [246, 247]. Die Nukleonverteilung im Kern wird in QGSJET der Ladungsverteilung gleichgesetzt und für  $A \leq 10$  durch eine Gaußverteilung und darüber durch eine Woods-Saxon-Verteilung approximiert. Zu Beginn einer Kollision werden die Positionen der Nukleonen in Projektil und Target gemäß der Verteilungsfunktionen bestimmt und dann wird für jedes Nukleon-Nukleon-Paar festgelegt, ob eine Wechselwirkung stattfindet.

Der Querschnitt für eine diffraktive Reaktion ergibt sich aus der Betrachtung der Austausch-Amplituden. Die diffraktiven Zustände erhalten ihre Masse nach der Verteilung  $\propto M_X^{-2}$ . Sie muß kleiner als  $0.5 s$  sein. Ein diffraktives System fragmentiert in QGSJET wie alle anderen Strings.

Diagramme mit Pomeron-Pomeron-Kopplung werden in QGSJET in parametrisierter Form berücksichtigt und stellen einen konstanten Anteil der Pomeron-Austausch-Reaktionen.

Reaktionen von Mesonen mit Kernen der Luft werden völlig analog zu Nukleon-Reaktionen behandelt.

Weitere Wechselwirkungen der erzeugten Sekundärteilchen mit den Restkernen oder mit anderen Sekundärteilchen werden nicht berücksichtigt.

### 6.5.1 Minijets

Die Verbindung semi-harter und weicher Prozesse ist innerhalb der QCD nicht möglich. Sie wird über ein Eikonal hergestellt, das nicht nur die harten Wechselwirkungen zwischen Partonen, sondern auch die weiche Vorentwicklung enthält. Damit ist gemeint, daß harte Streuprozesse nicht zwischen Partonen von Projektil- und Target-Kern, sondern zwischen Partonen aus leiterartigen Diagrammen

passieren, die über weiche Gluonen und Quarkschleifen an die einlaufenden Teilchen gekoppelt sind [315, 316].

Die Parton-Entwicklung in zwei kollidierenden Hadronen  $i$  und  $j$  läßt sich in einen nicht-perturbativen, weichen Anteil mit  $q^2 < q_0^2$  und einen perturbativen, harten Anteil mit  $q^2 > q_0^2$  aufteilen. Die Grenze liegt etwa bei  $q_0 = 2 \text{ GeV}/c$ . Das Eikonal ist die Summe eines weichen und eines harten Anteils

$$\chi(s, b) = \chi_{\text{soft}}(s, b) + \chi_{\text{hard}}(s, b) \quad ,$$

wobei die Anteile durch

$$\begin{aligned} \chi_{\text{soft}}(s, b) &= \frac{\gamma_i \gamma_j}{R_{ij}^2} \exp \left( \ln s (\alpha(0) - 1) - \frac{b^2}{R_{ij}^2} \right) \quad , \\ \chi_{\text{hard}}(s, b) &= r^2 \int \int dy_1 dy_2 \chi_{\text{soft}}(e^{y_1+y_2}, b) \frac{1}{2} \sigma_{\text{hard}}(e^{y-y_1-y_2}, q_0) \end{aligned}$$

gegeben sind. Dabei ist  $R_{ij}^2 = R_i^2 + R_j^2 + \alpha'(0) \ln s$ ,  $\sigma_{\text{hard}}(s, q_0)$  ist der Querschnitt für harte Parton-Parton-Streuung,  $y$  ist die Rapiditätsdifferenz zwischen Projektil und Target und  $y_1$  und  $y_2$  sind die Rapiditäten der Pomeron-Enden, welche die harte Wechselwirkung erleiden.

Der totale Wirkungsquerschnitt ist damit

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{1}{C} \int d^2b \left[ 1 - e^{-C(\chi_{\text{soft}}(s,b) + \chi_{\text{hard}}(s,b))} \right] \quad ,$$

und für Proton-Proton-Wechselwirkungen ist  $C = 1.5$ .

Werden die semi-harten Reaktionen durch die Minijet-Produktion separat berücksichtigt, so ist man mit den ursprünglichen Pomeron-Parametern ( $\alpha(0) = 1.07$ ,  $\alpha' = 0.21 \text{ GeV}^{-2}$ ) in der Lage, die experimentellen Befunde gut zu erklären. Insbesondere die inelastischen Wirkungsquerschnitte werden innerhalb der experimentellen Fehler reproduziert.

### 6.5.2 Stringfragmentation

Teilchen werden erzeugt, indem aufgetrennte Pomerone Farbstrings gleichgesetzt werden, die nachfolgend fragmentieren. Die Impulse der String-Enden bestimmen sich für Valenz- und Seequarks sowie für Quarks und Di-Quarks gleichermaßen nach

$$f(x) \propto 1/\sqrt{x} \quad .$$

Dieser Ansatz wird durch die Regge-Theorie nahegelegt und stellt einen wichtigen Unterschied zu VENUS dar, wo für Valenz- und Seequarks unterschiedliche Verteilungsfunktionen verwendet werden. Faltet man diese Verteilung mit der Zahl der ausgetauschten Pomerone, so erhält man die inklusiven Verteilungen

$$\begin{aligned} u_q &\propto x^{-1/2} (1-x)^{N_P+1} \\ u_{qq} &\propto x^2 (1-x)^{N_P-1.5} \quad , \end{aligned}$$

wobei  $N_P$  die Zahl der ausgetauschten Pomerone bedeutet.

Die Strings fragmentieren in Hadronen, indem jeweils ein Hadron von einem der String-Enden abgespalten wird. Es erhält einen Impulsanteil gemäß  $f(z) \propto (1-z)^\alpha$ . Die führenden Baryonen werden aus Strings mit Di-Quarks generiert mit der Verteilung  $f(z) \propto z^2$ . Wird die Stringmasse kleiner als ein Minimalwert, so zerfällt der String in zwei Hadronen und die Fragmentation endet.

### 6.5.3 Kernfragmentation

Die Spektator-Nukleonen in Projektil und Target werden nach einem Perkolationsmodell mit Abdampfung von Nukleonen und Alpha-Teilchen in Bruchstücke zerlegt [246, 247]. Es wird dabei berücksichtigt, daß Zahl und Größe der Kernfragmente mit der Energieumsetzung im Stoß korreliert sind [183]. Bei peripheren Stößen dominiert die Spallation, bei der nur wenige Nukleonen den Kernverband verlassen und ein Fragment mit einer Masse nahe der ursprünglichen Masse entsteht. Bei zentralen Stößen wird der Kern völlig aufgebrochen, und es werden viele Fragmente kleiner Masse produziert. Diese beiden Mechanismen bestimmen die U-förmige Gestalt der experimentellen Fragmentmassenverteilung [116], die viele Fragmente mit großen bzw. kleinen Massen zeigt und wenige mit mittleren Massen. Für die Luftschauerentwicklung ist insbesondere der Fall der Spallation von Bedeutung, bei welcher der einlaufende Kern nur geringfügig verändert wird. In QGSJET wird die Anregungsenergie des Spektator-Teils eines Kerns durch die Summe der Beiträge aller inelastischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen berechnet. Die Anregungsenergie eines Beitrages wird zufällig von einer Exponentialverteilung gewählt. Anregungen von weniger als 3 MeV/Nukleon werden durch Abdampfung von Nukleonen und  $\alpha$ -Teilchen ausgeglichen. Stärkere Anregungen führen zur Multi-Fragmentation, bei der im Kern räumlich benachbarte Spektator-Nukleonen die Fragmente bilden [116, 247]. Die gemessenen Fragmentmassenverteilungen lassen sich mit diesem Modell sehr gut wiedergeben [248].

Die mittlere Zahl von getroffenen Targetnukleonen in einem Nukleon-Kern-Stoß beträgt

$$\langle \nu_{\text{inel}}^B \rangle = \frac{B \sigma_{\text{prod}}^{NN}}{\sigma_{\text{prod}}^{NB}} ,$$

und die mittlere Zahl der inelastisch wechselwirkenden Nukleonen aus dem Projektil  $A$  bei einer Kern-Kern-Kollision ist

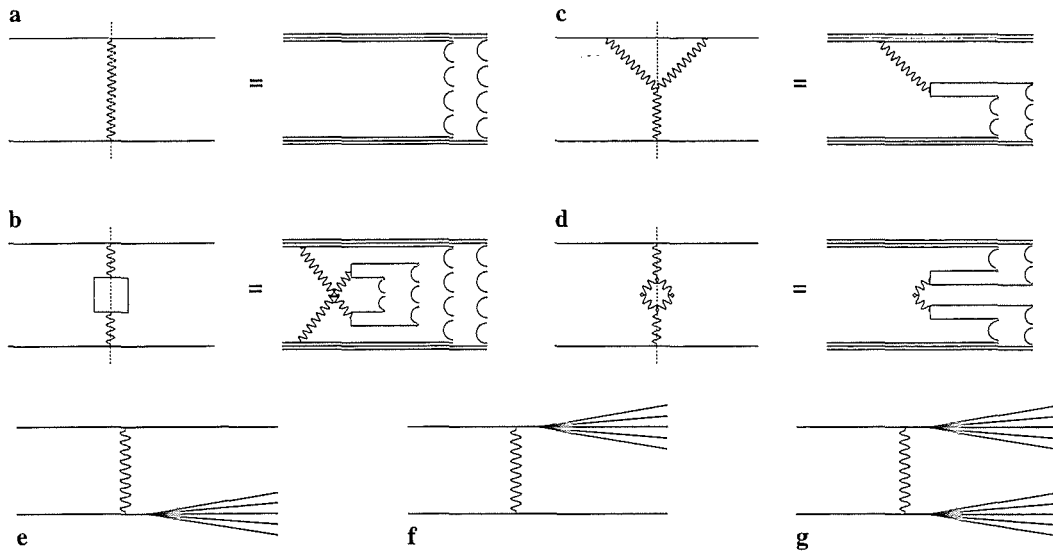
$$\langle \nu_{\text{inel}}^A \rangle = \frac{A \sigma_{\text{prod}}^{NB}}{\sigma_{\text{prod}}^{AB}} .$$

### 6.5.4 Zusammenfassung

QGSJET ist ein Modell auf der Basis der Gribov-Regge-Theorie, das auch die Behandlung von Minijets enthält. Es geht von einem superkritischen Pomeron aus und beschreibt die Wechselwirkungen als Multi-Pomeron-Austausch. Pomerone werden nach der Abramovskiĭ-Gribov-Kancheli-Regel aufgetrennt und formen je zwei Strings. Die Stringfragmentation geschieht nach einem dem Lund-Verfahren ähnlichen Algorithmus. Hadron-Kern- und Kern-Kern-Querschnitte werden über den Glauber-Formalismus aus den Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten berechnet. QGSJET berücksichtigt keine weiteren Wechselwirkungen der Sekundärteilchen miteinander oder mit den Spektator-Nukleonen der beteiligten Kerne. Das Modell ist für Luftschauerrechnungen optimiert und kann bis  $10^{20}$  eV benutzt werden.

## 6.6 DPMJET

Das Dual-Parton-Modell wurde von A. Capella und J. Tran Thanh Van Anfang der 80er Jahre entwickelt [126, 129, 130, 131]. Es beruht, wie VENUS und QGSJET, auf der Gribov-Regge-Theorie und ist in der Lage, viele experimentelle Ergebnisse zur Hadronproduktion in weichen Kollisionen gut zu beschreiben. Experimentelle Befunde wie etwa die Verletzung des KNO-Skalenverhaltens, der Anstieg des mittleren Transversalimpulses, die Korrelationen von  $\langle p_{\perp} \rangle$  mit der Multiplizität



**Abbildung 6.16:** Grundlegende Graphen für  $p\bar{p}$ -Reaktionen im DPMJET-Modell: a) Austausch eines weichen Pomerons, führt zu 2 Strings zwischen Valenzquarks; b) Austausch eines harten Pomerons, führt zu 2 Strings zwischen Valenzquarks und zwei Strings zwischen Seequark-Paaren; c) Der Triple-Pomeron-Graph, führt zu zwei Strings zwischen Valenz- und Seequarks und dient zur Realisierung von einfach-diffraktiven Ereignissen hoher Masse; d) Der Pomeron-Schleifen-Graph, ergibt für Projektil und Target jeweils zwei Strings zwischen Valenzquark bzw. Di-Quark und einem Seequark-Paar und erzeugt doppelt-diffraktive Ereignisse hoher Masse; e), f) und g) zeigen Target-, Projektil- und doppelt-diffraktive Ereignisse mit kleiner Masse. Das Pomeron überträgt lediglich Energie und Impuls, es wird nicht aufgetrennt.

oder das Auftreten von Minijets sind Anzeichen von harten Kollisionen. Sie können im Rahmen des *Zweikomponenten*-Dual-Parton-Modells verstanden werden [128, 56, 106, 318, 169, 344, 107], in dem sowohl weiche als auch harte Prozesse vereinigt sind.

Die Monte-Carlo-Version dieses Modells stammt von J. Ranft und heißt DPMJET [335]. Die relevanten Besonderheiten des Modells seien hier kurz erwähnt.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{soft}}$  für die weichen Prozesse wird durch ein superkritisches Pomeron mit der Trajektorie  $\alpha(t) = 1.049 + 0.351 \text{ GeV}^{-2} \cdot t$  bestimmt. Die Wechselwirkung wird, wie bei VENUS und QGSJET durch Multi-Pomeron-Austausch vermittelt.

Kern-Kern-Reaktionen werden über die Glauber-Vielfachstreuung der Projektilnukleonen im Target beschrieben.

Die einzelnen Ereignisklassen werden im Bild des Pomeron-Austausches wie folgt charakterisiert. Weiche Prozesse werden durch den Austausch von Pomeronen beschrieben. Ein aufgetrenntes Pomeron entspricht zwei Strings (siehe Abb. 6.16 a).

### 6.6.1 Minijets

Für harte Prozesse gibt es in DPMJET zusätzlich ein *hartes* Pomeron, das aus einem weichen Pomeron mit einem Einschluß einer Schleife aus Partonlinien besteht. Im Parton-Einschub findet ein harter Prozeß statt, der mit der perturbativen QCD berechnet werden kann. Wird ein hartes Pomeron aufgetrennt, so erhält man neben den zwei Strings, die Di-Quarks und Quarks von Projektil und Target verbinden, zusätzlich zwei Strings aus dem Partoneinschub (siehe Abb. 6.16 b).

Die harten Prozesse werden über perturbative Streuung der Konstituenten eingeführt. Es werden die Strukturfunktionen ( $D_-$ ) nach Martin, Roberts und Stirling [292] verwendet. Für Gluonen und Seequarks wächst die Strukturfunktion wie  $x^{-1.5}$  für  $x \rightarrow 0$ . Messungen am HERA-Speicherring scheinen diesen Verlauf statt einer  $x^{-1}$ -Abhängigkeit zu bevorzugen [10]. Die Form dieses Anstiegs ist noch immer eine Quelle großer Unsicherheit bei der Extrapolation zu hohen Energien. In DPMJET wird die Singularität der Minijet-Produktion bei  $x = 0$  durch einen Abschneideparameter im Transversalimpuls vermieden. Man beschränkt sich auf Minijets mit

$$p_{\perp} > 2.5 + 0.12 \left( \log_{10} \sqrt{\frac{s}{s_0}} \right) \text{ GeV}/c$$

mit  $\sqrt{s_0} = 50 \text{ GeV}$ .

### 6.6.2 Diffraktion

In DPMJET werden auch Graphen mit Pomeron-Pomeron-Kopplung berücksichtigt. Dies sind der Triple-Pomeron- und der Pomeron-Schleifen-Graph (siehe auch Abb. 5.6). Sie erzeugen die diffraktiven Ereignisse mit hoher Masse. Einfach-diffraktive Ereignisse mit hoher Masse werden durch den Triple-Pomeron-Graphen beschrieben. Der einfachste Schnitt durch einen solchen Graphen ist in Abb. 6.16 c gezeigt. Es entstehen zwei Strings zwischen einem der einlaufenden Teilchen und einem Quark-Antiquark-Paar aus dem See. Doppelt-diffraktive Ereignisse mit hoher Masse kommen von Graphen mit einer Pomeron-Schleife (vgl. Abb. 5.6 d). Wird sa Diagramm aufgetrennt, so entstehen von Projektil und Target je zwei Strings zu einem Quark-Antiquark-Paar aus dem See. Beide Kollisionspartner erleiden also eine diffraktive Reaktion.

Die Prozesse in Teilbild c) und d) entsprechen im Ergebnis einer DN-Reaktion bzw. einer DN-ND-Reaktion im VENUS-Modell. Dort werden diese Endzustände jedoch ohne neuen Graphen erzeugt, sondern durch Austauschreaktionen mit Quark-Antiquark-Paaren aus dem See, die es wiederum in DPMJET nicht gibt.

Die Verwendung von Triple-Pomeron- und der Pomeron-Schleifen-Graphen zur Beschreibung der diffraktiven Ereignissen mit hoher Masse in DPMJET ist ein guter Ansatz, der allerdings noch große Unsicherheiten birgt (siehe Abs. 5.4).

Diffraktive Ereignisse mit kleiner Masse entstehen durch Energie- und Impulsübertrag mittels Pomeron-Austausch. Das Pomeron selbst wird nicht aufgetrennt, man hat also genau genommen eine elastische Reaktion. Der Energie- und Impulsübertrag regt einen oder beide Stoßpartner an und läßt sie anschließend zerfallen. Die Graphen für einfach- und doppelt-diffraktive Prozesse mit kleiner Masse sind in Abb. 6.16 e, f und g zu sehen. Man kann sich diese diffraktiven Ereignisse auch so vorstellen, daß man einen Graphen mit zwei ausgetauschten Pomeronen zwischen den beiden Pomeronen auftrennt und der diffraktive Zerfall eines Stoßpartners einem virtuellen Zwischenzustand entspricht (vgl. Abb. 4.2).

Die Beiträge der einzelnen Klassen zum Wirkungsquerschnitt werden im Eikonal addiert

$$\chi(b, s) = \chi_{\text{soft}}(b, s) + \chi_{\text{hard}}(b, s) - \chi_{\text{triple Pom.}}(b, s) - \chi_{\text{Loop}}(b, s) \quad .$$

### 6.6.3 Strangeness

In DPMJET werden Teilchen mit Strangeness produziert, wenn Quark-Antiquark-Paare aus dem See erzeugt werden. Über die Regulierung der Zahl solcher Strings läßt sich auch das Verhältnis von seltsamen zu nicht-seltsamen Teilchen beeinflussen. Das Verhältnis hängt aber auch vom Anteil der

Strange-Quarks im See ab. Die extremste Annahme wäre völlige Symmetrie, also gleichviele  $u$ -,  $d$ - und  $s$ -Quarks bzw.  $k_{\text{see}} = 2\langle s_{\text{see}} \rangle / (\langle u_{\text{see}} \rangle + \langle d_{\text{see}} \rangle) = 1$ . In DPMJET wird  $k_{\text{see}} = 0.5$  angenommen. Da dieser Mechanismus jedoch keine Antibaryonen mit Strangeness erzeugen kann, erlaubt man  $qq\text{-}\bar{q}\bar{q}$ -Produktion aus dem See mit einer Wahrscheinlichkeit, wie sie für die Di-Quark-Erzeugung in der Fragmentation verwendet wird [335].

#### 6.6.4 Stringfragmentation

Jets werden mit dem Lund-Algorithmus JETSET [367] fragmentiert. Wahlweise stehen die Programme BAMJET [342, 341] und DECAY [220] zur Verfügung.

#### 6.6.5 Kernfragmentation

Das DPMJET-Modell enthält eine einfache Simulation von Wechselwirkungen der Sekundärteilchen mit der sie umgebenden Kernmaterie [334, 335]. Die String-Enden erhalten einen zusätzlichen Transversalimpuls, um der Verbreiterung der  $p_{\perp}$ -Verteilung durch die Vielfachstreuung im Kern (Cronin-Effekt) Rechnung zu tragen.

Eine Verbesserung ist mit der Entwicklung der *Formation Zone Intranuclear Cascade* (FZIC) in neueren Versionen von DPMJET verfügbar [174, 175, 303, 336]. Man berücksichtigt Anregung, Evaporation, Spaltung und Kernaufbruch sowohl im Projektil als auch im Target. Hadronen werden in ihrem Ruhesystem erst nach der Formationszeit  $\tau_s$  gebildet, die entsprechend einer exponentiellen Verteilung zufällig gewählt wird. Die mittlere Formationszeit wird so gewählt, daß experimentelle Befunde wiedergegeben werden. Die Hadronen, die im Innern des Kerns gebildet werden, lösen eine intranukleare Kaskade aus, die hochenergetischen Sekundärteilchen verlassen mit großer Wahrscheinlichkeit den Kern ohne Reaktion. Es werden elastische und inelastische Reaktionen der Hadronen mit dem Restkern berücksichtigt. DPMJET mit der FZIC-Erweiterung liefert bei Hadron-Kern-Reaktionen erwartungsgemäß mehr Teilchen auf der Targetseite und reproduziert experimentelle Daten über Fragmentmassenverteilungen und Verteilungen der Zahl abgedampfter Teilchen in Hadron-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen [336]. In Reaktionen schwerer Kerne der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre entstehen im Vorwärtsbereich merklich mehr Pionen und leichte Fragmente als bei Rechnungen ohne intranukleare Kaskaden.

Da die Simulation der sekundären Wechselwirkungen mit dem FZIC-Formalismus besonderen Wert auf die Fragmentationsregion legt, werden die Ereignisse mit großen Fragmentmassen im Vergleich zu denen mit mittleren Fragmentmassen unterschätzt. Dies ist wichtig, da die peripheren Stöße mit großen Restkernen besonders oft vorkommen.

In der in CORSIKA verwendeten Version von DPMJET ist die intranukleare Kaskade noch nicht enthalten.

#### 6.6.6 Zusammenfassung

DPMJET beruht, wie VENUS und QGSJET, auf der Gribov-Regge-Theorie des Multi-Pomeron-Austausches. In DPMJET gibt es ein weiches und ein hartes Pomeron, sowie den Triple-Pomeron- und den Pomeron-Schleifen-Graph. Das harte Pomeron ist für die Simulation der harten Prozesse zuständig, und mit Triple-Pomeron- und den Pomeron-Schleifen-Graphen werden einfach-diffraktive bzw. doppelt-diffraktive Ereignisse mit hoher Masse erzeugt. Diffraktive Reaktionen mit kleiner Masse werden außerhalb des Gribov-Regge-Formalismus modelliert. Strings fragmentieren nach dem Lund-Algorithmus und die Fragmentation von Restkernen wird durch eine intranukleare Kaskade

simuliert. Aufgrund physikalischer und technischer Begrenzungen kann DPMJET nur bis etwa  $10^{18}$  eV verwendet werden.

## 6.7 Hadronische Wechselwirkungen bei niedrigen Energien

Die meisten Wechselwirkungsmodelle, die hochenergetische Reaktionen beschreiben können, versagen bei kleinen Energien ( $E_{\text{lab}} \leq 50$  GeV,  $\sqrt{s} \leq 10$  GeV). Dort werden die Massen der Teilchen wichtig, und vielfältige Resonanzen bestimmen den Verlauf der Wirkungsquerschnitte und die Details der Teilchenproduktion. Resonanzen führen zu besonders effektiver Teilchenabsorption und können somit die Zusammensetzung eines Luftschauers merklich modifizieren. Andererseits dominieren in Luftschauern die Teilchen mit kleinen Energien bei weitem. Die elektromagnetische Komponente weist die meisten Teilchen im Bereich 5-25 MeV auf, die Myonen sind bei 1-5 GeV am häufigsten und Hadronen kommen meist im Energiebereich bis zu 30 GeV vor. Luftschauerdetektoren sind für diese niederenergetischen Teilchen empfindlich und daher müssen auch die Schauersimulationen solche Teilchen realistisch behandeln können. Insbesondere unterscheiden sich die Resonanzstrukturen für unterschiedliche Projektile deutlich, wie man aus den Abb. 4.3, 4.4 und 4.5 sieht. Eine globale Gleichbehandlung aller Hadronen, wie sie in einfacheren Modellen oft praktiziert wird, ist deshalb eine sehr grobe Näherung. Primäre Kerne werden in den ersten, hochenergetischen Stößen aufgelöst, so daß Kern-Kern-Reaktionen bei niederen Energien praktisch nicht vorkommen. Da hadronische Reaktionen bei kleinen Energien in vielen Experimenten detailliert untersucht wurden, existieren viele experimentelle Daten zur Konstruktion bzw. zum Test der Modelle. Extrapolationen sind nur begrenzt notwendig, so daß theoretische Unsicherheiten keine große Rolle spielen. Es gibt mehrere Programmsysteme zur Simulation der hadronischen Wechselwirkung mit Materie (siehe z.B. Ref. [197]). In CORSIKA stehen für die niederenergetischen, hadronischen Reaktionen ( $E_{\text{lab}} < 80$  GeV) die Modelle GHEISHA [176] und ISOBAR [214, 213, 123] zur Verfügung, die im Anhang in Abs. A.3 ausführlicher beschrieben werden.

## Kapitel 7

# Weitere hadronische Modelle und Luftschauerprogramme

Aus der Vielzahl existierender, hadronischer Wechselwirkungsmodelle und Luftschauerprogramme sollen im folgenden einige weitere erwähnt werden, wobei sich die Auswahl auf solche Modelle beschränkt, die in der Literatur beschrieben sind.

### 7.1 MOCCA

Das Programm MOCCA<sup>1</sup> wurde von A.M. Hillas Anfang der 80er Jahre für den Einsatz im Haverah-Park-Experiment geschrieben [226, 227]. Es ist ein Programm, das Schauer von  $10^{12}$  eV bis  $10^{20}$  eV simulieren kann. MOCCA kennt nur Protonen, Neutronen, Pionen, Myonen, Elektronen und Photonen. Es behandelt Bremsstrahlung und Paarbildung als Basis elektromagnetischer Kaskaden sowie den Zerfall von Pionen und Myonen, und es enthält ein sehr einfaches, hadronisches Wechselwirkungsmodell. Primäre Kerne werden als Überlagerung von freien Nukleonen behandelt. Beim Teilchentransport werden Vielfachstreuung, Energieverlust und Bildung von Cerenkovlicht berücksichtigt. In begrenztem Maße kann in MOCCA auch die Reaktion der Schauerteilchen im Detektor simuliert werden. Die verwendeten Algorithmen wurden nie im Zusammenhang veröffentlicht. Das hadronische Wechselwirkungsmodell und ein Algorithmus zur statistischen Ausdünnung von Schauern, um Rechenzeit zu sparen, sind Besonderheiten von MOCCA und sollen im folgenden kurz beschrieben werden.

**Splitting-Algorithmus** Um die hadronische Wechselwirkung zu simulieren, wird in MOCCA ein sehr einfacher Algorithmus verwendet [226, 192]. Er besteht aus folgenden Schritten und ist in Abb. 7.1 graphisch veranschaulicht.

1. Die verfügbare Energie  $E_0$  wird zufällig in 2 Teile  $xE_0$  und  $(1-x)E_0$  geteilt. Das führende (höchstenergetische) Nukleon erhält die Energie  $xE_0$ .
2. Die restliche Energie  $(1-x)E_0$  wird in  $N$  Schritten jeweils zufällig in 2 Teile geteilt, was zu  $2^N$  Energieportionen führt.

---

<sup>1</sup>MOCCA: MOnTe Carlo CAscades



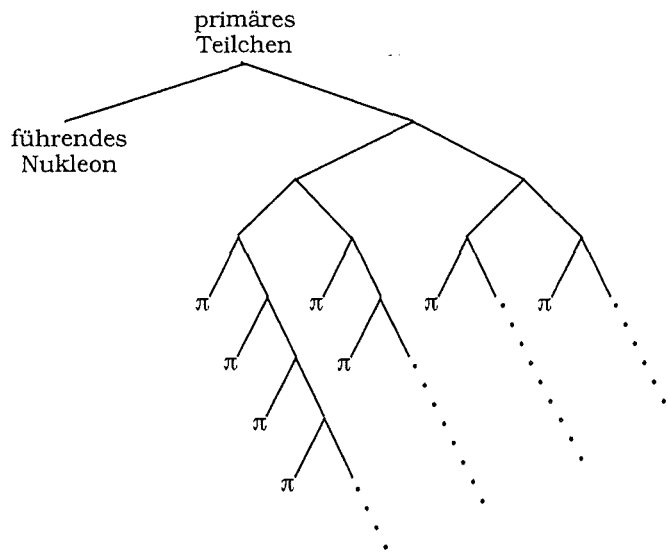


Abbildung 7.1: Splitting-Algorithmus in MOCCA

3. Jede der  $2^N$  Energieportionen wird wiederum zufällig in 2 Teile  $x'$  und  $(1 - x')$  unterteilt. Der Anteil  $x'$  jeder Portion wird einem Pion zugeteilt, der Rest wird wieder zweigeteilt, wovon ein Teil der Energie an ein Pion geht.
4. Der letzte Schritt wird fortgesetzt, bis die Restenergie eine vorgegebene Schwelle erreicht, die größer als  $m_\pi$  sein muß.

Da die Energie immer wieder aufgeteilt wird, spricht man von einem Splitting-Algorithmus. In MOCCA ist  $x$  gleichverteilt zwischen 0 und 1 und  $N = 2$  gewählt. Die Energie des führenden Teilchens ist mit diesem Algorithmus gleichverteilt, kann aber durch Wahl einer anderen Verteilung für  $x$  auch modifiziert werden. Der Parameter  $N$  reguliert die Multiplizität und wurde zusammen mit  $x$  angepaßt, um die Ergebnisse von Fixed-Target-Beschleunigerexperimenten möglichst gut zu reproduzieren.

Die Energieerhaltung ist bei diesem Algorithmus automatisch erfüllt. Das führende Teilchen bleibt immer ein Nukleon, die übrigen Teilchen sind ausschließlich Pionen. Kaonen und andere Mesonen, sowie Nukleon-Antinukleon-Paare werden nicht produziert. Die mittlere Multiplizität wächst  $\propto \ln(s)$  und folgt einer KNO-Verteilung, die Höhe des Rapidityplateaus ist  $\propto 2^N$ , und die Pionimpulse haben eine  $1/x$ -Verteilung wie etwa die Bremsstrahlung. Das Modell bleibt skaleninvariant, solange alle Vorschriften im Algorithmus unabhängig von der Energie gemacht werden. Die Verletzung der Feynman-Skaleninvarianz könnte z.B. durch energieabhängige Wahl von  $N$  erzeugt werden.

Diesem Modell liegt keine mikroskopische Theorie zugrunde. Jegliche Verteilung mußte an experimentelle Daten angepaßt werden. MOCCA wurde vor der Inbetriebnahme von  $Sp\bar{p}S$  und Tevatron entwickelt. Die Daten von diesen Beschleunigern fanden bisher keine Berücksichtigung. Es ist zu einfach, um Details, wie etwa Rapidity-Transversalimpuls-Korrelationen oder die assoziierte Kaon-Produktion beschreiben zu können. Seine Vorhersagekraft ist beschränkt, und dementsprechend ist die Extrapolation zu höchsten Energien mit großen systematischen Fehlern behaftet.

**Statistisches Ausdünnen von Schauern** Mit steigender Energie wird es zunehmend aufwendiger, jedes einzelne Teilchen in einem Luftschauer bis zu niedrigsten Energien zu verfolgen. Die

Sekundärteilchen werden so zahlreich, daß auch eine Stichprobe ausreicht, um den Luftschauer mit ausreichender Genauigkeit zu beschreiben. In der Simulation kann man statistisch Teilchen verwenden und die übrigen, als Vertreter für die verworfenen Teilchen mit einem Gewicht versehen und bis zum Beobachtungsniveau verfolgen. Dies bezeichnet man als statistisches Ausdünnen eines Schauers (*thinning*) oder als Varianz-Reduktion. Das statistische Ausdünnen kann z.B. optional in EGS<sup>2</sup> verwendet werden [310], um elektromagnetische Schauer hoher Energie schneller zu modellieren. Eine Besonderheit des MOCCA-Programmes besteht darin, daß es dieses Verfahren verwendet und daher in der Lage ist, Schauer bis zu  $10^{20}$  eV zu simulieren. Die Methode sei im folgenden kurz beschrieben [226].

Das erste Teilchen erhält das Gewicht 1. Das Ausdünnen setzt bei einem vorgewählten Bruchteil der Primärenergie  $\varepsilon_T$  ein, der typischerweise  $10^{-4}$  oder kleiner ist. Bei einem Teilchen mit  $E > E_0\varepsilon_T$  wird nicht ausgedünnt, und alle Sekundärteilchen erhalten das Gewicht des Elternteilchens. Je kleiner  $\varepsilon_T$  ist, desto weniger unterscheidet sich ein ausgedünnter Schauer von dem nicht ausgedünnten. Hat ein Teilchen der Generation  $j$  eine Energie  $E_j$  unterhalb der Schwelle  $E_0\varepsilon_T$  und ein Gewicht  $g_j$ , so werden seine Reaktionsprodukte wie folgt ausgedünnt. Die Summe der Energien aller  $n$  Sekundärteilchen der nächsten Generation ( $j + 1$ ) ist dann  $\sum_{i=1,n} E_{j+1,i} \approx E_j$ . Die Gleichheit gilt nur näherungsweise, da die Bindungsenergie des Targetkerns zur Summe der Energie der Sekundärteilchen beitragen kann. Eines der  $n$  Teilchen wird nun entsprechend der Wahrscheinlichkeit  $p_i = E_{j+1,i}/E_j$  ausgewählt. Das Gewicht des Elternteilchens wird mit dem Kehrwert der Wahrscheinlichkeit  $1/p_i$  multipliziert  $g_{j+1} = g_j \cdot E_j/E_{j+1,i}$ . Alle anderen Teilchen werden verworfen. Bei jeder Reaktion überlebt also nur noch ein Teilchen, und zwar vorzugsweise das höchstenergetische. Damit bleibt die Teilchenzahl im Schauer ab dem Einsetzen des Ausdünnens konstant, und nur das statistische Gewicht der Teilchen wird erhöht. Dieser Schritt wird nun wiederholt. Das Teilchen  $k$  der Generation  $j + 2$  mit der Energie  $E_{j+2}$  wird weiterverfolgt und erhält das Gewicht

$$g_{j+2} = g_{j+1} \frac{E_{j+1}}{E_{j+2}} = g_j \frac{E_j}{E_{j+1}} \cdot \frac{E_{j+1}}{E_{j+2}} = g_j \frac{E_j}{E_{j+2}}$$

Das Gewicht ist so konstruiert, daß die gewichtete Energiesumme  $\sum g_j E_j$  über alle Teilchen zu jeder Zeit erhalten bleibt. Teilchen, die in verschiedenen Generationen, aber mit gleicher Energie entstehen, haben etwa das gleiche Gewicht  $E_0\varepsilon_T/E_j$ . Der Ausdünnmechanismus verursacht keine systematischen Abweichungen in Abhängigkeit von Teilchentyp, Ort oder Flugrichtung. Da allerdings die niederenergetischen Teilchen selektiv verworfen werden, wird der Charakter der Kaskade systematisch verändert. Es werden die hadronischen Reaktionen im Vergleich zu den Zerfällen überrepräsentiert, und die Fluktuationen werden verstärkt. Je nach Wahl von  $\varepsilon_T$  verkürzt das Ausdünnen deutlich die Rechenzeit. Ein Teil der gewonnenen Zeit geht für das Verständnis dieser Systematik wieder verloren.

## 7.2 HEMAS

HEMAS [182, 74] ist ein von einer italienischen Gruppe entwickeltes Luftschauer-Simulationsprogramm, das ursprünglich auf dem Programm SHOWERSIM<sup>3</sup> [417, 418, 419] basierte. In dieser Version wurden Teilchen über einen phänomenologischen Multi-Cluster-Algorithmus produziert, der die Beschleuniger-Ergebnisse wiedergeben konnte und nukleare Target-Effekte enthielt. Unter der Annahme, daß sich Querschnitte und Teilchenzahlen nur logarithmisch mit der Energie ändern, wurde das Modell zu Energien von  $10^{17}$  eV extrapoliert. Dieses Programm wurde vor allem von den Kollaborationen NUSEX<sup>4</sup> und MACRO verwendet, die im Gran Sasso-Tunnel Myonbündel aus

<sup>2</sup>EGS: Electron Gamma Shower

<sup>3</sup>SHOWERSIM: SHOWER SIMulation

<sup>4</sup>NUSEX: NUcleon Stability EXperiment

der kosmischen Strahlung detektiert haben und die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich  $10^{12} \dots 10^{17}$  eV analysierten. Zu diesem Zweck enthält HEMAS eine Erweiterung zum Transport von Myonen durch Gestein [283]. Kern-Kern-Reaktionen wurden nach dem Semi-Superpositionsmodell behandelt [169].

Mittlerweile wurde der hadronische Ereignisgenerator durch DPMJET [335] ersetzt (siehe Abs. 6.6), die Zahl der transportierbaren Teilchen um Kerne, Anti-Nukleonen und Lambda-Baryonen erweitert und die Berechnung der Elektronenzahl am Beobachtungsniveau verbessert.

### 7.3 GENAS

Zur Simulation von Luftschauern der Energie  $10^{12}$  bis  $10^{20}$  eV verwenden vor allem japanische Physiker das Programm GENAS<sup>5</sup> [255]. Es ist auf große Geschwindigkeit ausgelegt. Mit GENAS lassen sich Ereignisse etwa  $2 \times 10^6$  mal schneller generieren als mit einer vollständigen Monte-Carlo-Simulation. Es kennt nur die 7 Projektile Photonen, Protonen, Alpha-Teilchen, *light heavy* ( $\langle A \rangle = 8$ ), *middle heavy* ( $\langle A \rangle = 14$ ), *heavy* ( $\langle A \rangle = 25$ ), *very heavy* ( $\langle A \rangle = 35$ ) und Eisen-Kerne. Es liefert die Elektronen- und Photonenzahl als Funktion des Abstandes von der Schauerachse für verschiedene Primärteilchen, atmosphärischen Tiefen und Energien und ihre Energiedeposition in einem Detektorfeld aus Szintillatoren. Myonen und Hadronen werden vernachlässigt. GENAS verfolgt keine detaillierte Monte-Carlo-Kaskade, sondern verwendet vorher berechnete Tabellen und Näherungsformeln, die mit einem Monte-Carlo-Programm bestimmt wurden. Elektromagnetische Schauer wurden dazu mit dem Programm COSMOS [254] berechnet, das auch in Proton-induzierten Schauern die elektromagnetischen Subkaskaden simuliert. Details des hadronischen Wechselwirkungsmodell sind nicht veröffentlicht. Man nimmt für *p*-Luft-Reaktionen ein Skalenverhalten mit der Energie an und einen *p*-Luft-Wirkungsquerschnitt, der mit  $E^{0.04}$  anwächst. Reaktionen mit Kernen werden nach dem Superpositionsmodell behandelt.

Dieses Modell läßt bestenfalls qualitative Aussagen über die Entwicklung von Luftschauern zu. Seine Anwendung im AGASA-Experiment [139] mag gerechtfertigt sein, da zwischen den Detektoren so große Distanzen liegen, daß man im wesentlichen nur die Ausläufer der Vielfachstreuung mißt und für Details im Schauerzentrum eher unempfindlich ist.

### 7.4 Thermodynamische Modelle

In den 60er Jahren führte die statistische Beschreibung von hadronisierender Materie als ideales Gas zum Feuerball-Modell mit einem Boltzmann-Energiespektrum und einem Anstieg der Multiplizität wie  $n \propto s^{1/4}$ . Spätere Beschleunigerdaten widerlegten diese Beschreibung jedoch. Bei höchsten Energien scheinen thermodynamische Modelle die Teilchenproduktion relativistischer Hadronen beschreiben zu können [325, 324]. Sowohl die longitudinale Schauerentwicklung als auch das Verhältnis von Elektronen- zu Myonenzahl können über große Energiebereiche reproduziert werden.

### 7.5 Modelle für Beschleunigerexperimente

Beschleunigerexperimente befassen sich hauptsächlich mit Ereignissen, die Teilchen mit hohen Transversalimpulsen enthalten. Diese Ereignisse können in Rahmen der QCD beschrieben und modelliert werden. Die Mehrzahl der Ereignisse mit kleinen Transversalimpulsen stellen einen Untergrund dar,

<sup>5</sup>GENAS: Generator for ENergetic Air Showers

der mit der QCD nicht zu beschreiben ist. Die Simulationsprogramme benötigen deshalb Erweiterungen, um diese Reaktionen simulieren zu können.

### 7.5.1 PYTHIA

Das PYTHIA-Programm [80, 367] wird extensiv verwendet, um hadronische Wechselwirkungen an  $e^+e^-$ ,  $e-p$  und  $p-\bar{p}$ -Beschleunigern zu simulieren. Es wurde von H.U. Bengtsson und T. Sjöstrand entwickelt und berücksichtigt die neuesten Ergebnisse der Beschleunigerexperimente bei hohen Energien. Es streut bei höheren Energien Quarks und Gluonen aneinander über harte Prozesse, die mit Hilfe der QCD beschrieben werden. PYTHIA enthält die wichtigsten Resonanzen und simuliert direkte Photon- und Gluonabstrahlung von Quarks im Anfangs- und im Endzustand. Schließlich fragmentieren die Strings und bilden Jets von Hadronen. Diese Prozesse sind besonders wichtig für Experimente an Beschleunigern, die hauptsächlich Teilchen mit großen Transversalimpulsen zur Strahlachse registrieren.

PYTHIA simuliert auch Prozesse, wie elastische und diffraktive Streuung, sowie die Teilchenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen. Nicht-diffraktive Reaktionen liefern die sog. *minimum bias*-Ereignisse. Man beschreibt die Wirkungsquerschnitte als Summe eines Reggeon- und eines Pomeron-Terms gemäß [161]

$$\sigma_{\text{tot}} = X s^\varepsilon + Y s^{-\eta} \quad ,$$

wobei die Exponenten  $\varepsilon = 0.0808$  und  $\eta = 0.4525$  universell sind, die Koeffizienten  $X$  und  $Y$  allerdings von der jeweiligen Reaktion abhängen [7]. Die Summe beschreibt den Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte mit einem breiten Minimum bei  $p \approx 100$  GeV/c, wie in Abb. 4.3, 4.4 und 4.5 dargestellt.

Die Gesamtzahl von Parton-Parton-Reaktionen als Funktion von  $p_\perp$  wird, selbst für sehr kleine  $p_\perp \rightarrow 0$ , nach der QCD berechnet. Der Querschnitt divergiert dort, was durch Mehrfach-Wechselwirkungen berücksichtigt wird. Die Zahl der Stöße wird Poisson-verteilt angenommen und variiert mit dem Stoßparameter nach einer Profildfunktion. Dies ist ein Modell mit Vielfachstreuung, wie es auch in den Gribov-Regge-Modellen verwendet wird.

Strings entstehen, wie bei den harten Prozessen, aus den Parton-Parton-Stößen und werden anschließend nach dem Lund-Algorithmus in farblose Hadronen fragmentiert. Weitere Details sind in Refs. [80, 367] zu finden.

Mit PYTHIA kann man weder Reaktionen mit primären Mesonen noch Hadron-Kern- oder Kern-Kern-Kollisionen simulieren.

### 7.5.2 FRITIOF

FRITIOF [320, 31, 30, 311] ist ein Modell, das neben Hadron-Hadron-, auch Hadron-Kern- und Kern-Kern-Wechselwirkungen behandeln kann. Es wurde von B. Andersson et al. konstruiert und wird derzeit von H. Pi weiterentwickelt. Es beschreibt die hadronische Reaktionen mit klassischen Strings als fundamentale Objekte. Eine Hadron-Hadron-Wechselwirkung ist eine longitudinale Anregung eines Strings, die durch einen großen Impulsübertrag entsteht, ohne daß jedoch Farbe ausgetauscht wird. Der String enthält die gleichen Quarks wie das ursprüngliche Hadron, im Gegensatz zu einem Modell mit Farbaustausch und ohne Impulsübertrag, wo die Strings auch Quarks des Stoßpartners enthalten. Obwohl die physikalischen Bilder hinter FRITIOF und den Gribov-Regge-Modellen sehr verschieden sind, gleichen sich die Ergebnisse. In beiden Fällen erhält man bei einer elementaren Reaktion zwei Strings, die in Hadronen fragmentieren.

In Gribov-Regge-Modellen braucht man den Mehrfach-Pomeron-Austausch, da sonst der starke Anstieg des Wirkungsquerschnittes die Unitarität verletzen würde. Außerdem verbreitert der Mehrfach-Pomeron-Austausch die Multiplizitätsverteilung, so daß die Daten reproduziert werden können. In FRITIOF gibt es zu diesem Zweck mehrfach angeregte Strings. Die Stringanregung kann als Abstrahlung eines Gluons interpretiert werden. Der String spannt sich dann vom einen Endpunkt (Quark) über das Gluon zum anderen Endpunkt (Antiquark oder Di-Quark) und erhält an der Stelle des Gluons einen Knick. Man erhält einen geknickten (*kinky*) String. Jede weitere Anregung erzeugt einen weiteren Knick im Farbfeld zwischen den Endpunkten. Angeregte Strings erzeugen größere Multiplizitäten als nicht angeregte, wodurch die Ergebnisse denen der Gribov-Regge-Modelle qualitativ ähnlich sind. Dies gilt jedoch nur für die Simulation von Hadron-Hadron-Stößen. Die Erweiterung zur Beschreibung von Kernstößen unterscheidet sich in FRITIOF sehr stark von der Vorgehensweise in den Gribov-Regge-Modellen und gleicht eher den Methoden in einfacheren Modellen wie HDPM oder SIBYLL. FRITIOF behandelt einen Projektilkern als Überlagerung von freien Nukleonen und simuliert unabhängige Nukleon-Kern-Kollisionen. Eine Nukleon-Kern-Kollision ist wiederum eine Überlagerung von  $\nu$  Nukleon-Nukleon-Kollisionen. Es wird angenommen, daß ein Projektilnukleon, trotz seiner Anregung im ersten Stoß, im wesentlichen ein Nukleon bleibt und nicht fragmentiert, bevor alle Reaktionen stattgefunden haben. Insgesamt entstehen in  $\nu$  Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen  $\nu + 1$  angeregte Strings.

In der neuesten Version von FRITIOF wurde PYTHIA zur Behandlung der hochenergetischen, harten Stöße implementiert [320]. FRITIOF kann alle in einem Luftschauder auftretende Prozesse simulieren und könnte daher als Ereignisgenerator in einem Luftschauderprogramm verwendet werden. Die Implementation in ein Luftschauderprogramm und der Vergleich mit anderen Modellen stehen noch aus.

### 7.5.3 HIJING

Der HIJING-Generator [394, 395, 396, 397, 306] von X.N. Wang ist im wesentlichen eine Verbindung aus PYTHIA und FRITIOF. Die weichen Prozesse werden ähnlich wie in FRITIOF behandelt. Es werden Di-Quark-Quark-Strings mit Knicken gebildet, die der Abstrahlung von Gluonen entsprechen. Die erste Wechselwirkung wird jedoch in Anlehnung an das Dual-Parton-Modell gesondert behandelt und als Farbaustausch modelliert. HIJING vereinigt damit zwei Ansätze in einer nicht ganz konsistenten Weise. Die harten Reaktionen, wie die Produktion von Minijets und die Abstrahlung von den ein- und auslaufenden Teilchen, werden mit PYTHIA im Rahmen der QCD modelliert. Im Gegensatz zu vielen anderen Modellen geht man in HIJING von einem kritischen Pomeron, d.h.  $\alpha(0) = 1$ , aus. Dies ist die Ursache für einen Großteil der Modellunterschiede zwischen HIJING und z.B. DPMJET [107]. Die Zahl der erzeugten Minijets wird im HIJING mit einer einfachen Parametrisierung reduziert, um dem Effekt der *nuklearen Abschattung* Rechnung zu tragen. Nukleare Abschattung bezeichnet die Abnahme des Verhältnisses der Strukturfunktionen  $F_2$  für Kerne und Nukleonen  $F_2^A / (A F_2^N)$  für  $x \rightarrow 0$ . Die Zahl der Partonen mit kleinem  $x$  nimmt also in Kernen langsamer als mit  $A$  zu. Ebenso wird die Wechselwirkung von Sekundärteilchen mit dichter Kernmaterie am Ort der Kollision, das *jet quenching*, modelliert. Hadron-Kern- und Kern-Kern-Stöße werden nach dem Glauber-Formalismus behandelt. Bislang wird HIJING noch nicht für Luftschauderrechnungen verwendet.

# Kapitel 8

## Vergleich der Wechselwirkungsmodelle

In diesem Kapitel werden Wirkungsquerschnitte, Teilchenproduktion und Luftschauersimulationen auf der Basis der Modelle VENUS, QGSJET, DPMJET, SIBYLL und HDPM miteinander verglichen.

Die detaillierte Beschreibung der Modelle findet sich in Kap. 6. Die wichtigsten Merkmale der Modelle sind in Tab. 8.1 noch einmal aufgeführt.

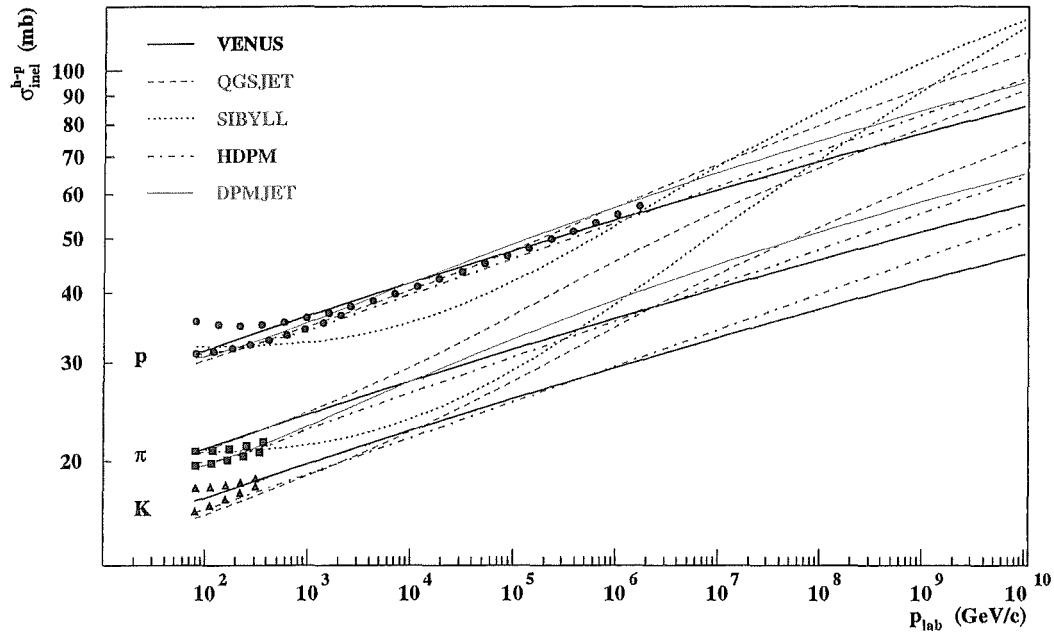
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
Gribov-Regge-Theorie	+	+			+
Minijets		+	+		+
Sekundäre Wechselwirkungen	+				
Kern-Kern-Wechselwirkungen	+	+			+
Superpositionsmodell			+	+	
Energiebereich (in GeV)	$< 5 \times 10^7$	$\leq 10^{11}$	$\leq 10^{11}$	$< 10^8$	$< 10^9$

**Tabelle 8.1:** Wichtigste Merkmale der untersuchten Wechselwirkungsmodelle.

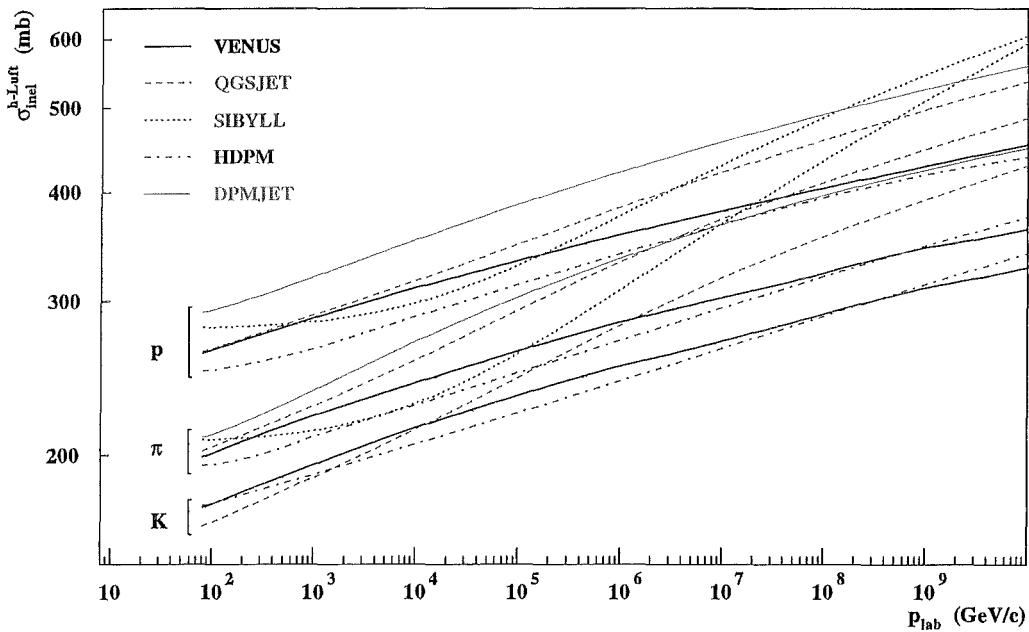
### 8.1 Wirkungsquerschnitte

Zur Berechnung der freien Weglängen in CORSIKA werden, wie in Kap. 6 erwähnt, für alle Modelle die gleichen inelastischen Wirkungsquerschnitte verwendet. Sie wurden zusammen mit dem HDPM-Programm in der ersten Version des CORSIKA-Programms implementiert. Intern verwenden die Programme ihre eigenen Querschnitte, um die relativen Gewichte der einzelnen Reaktionsklassen zu bestimmen. Zum besseren Verständnis der systematischen Unterschiede zwischen den einzelnen Programmen werden in diesem Abschnitt die Wirkungsquerschnitte miteinander verglichen.

Alle Modelle führen die Hadron-Luft-Wirkungsquerschnitte letztlich auf die am Beschleuniger gemessenen Nukleon-Antinukleon-Wirkungsquerschnitte zurück und berechnen so die Anzahl der wechselwirkenden Nukleonen in Projektil oder Target. Aber schon bei der Parametrisierung der



**Abbildung 8.1:** Inelastische Wirkungsquerschnitte für Kollisionen von Protonen, Pionen und Kaonen mit Protonen. In SIBYLL und DPMJET werden für Kaonen die Pion-Wirkungsquerschnitte verwendet. Zum Vergleich sind noch einmal die Parametrisierungen experimenteller Werte aus Ref. [7] gezeichnet (Symbole).



**Abbildung 8.2:** Inelastische Wirkungsquerschnitte für Kollisionen von Protonen, Pionen und Kaonen mit Kernen der Luft. In SIBYLL und DPMJET werden für Kaonen die Pion-Wirkungsquerschnitte verwendet.

Proton-Proton-Querschnitte zeigen sich Unterschiede. In Abb. 8.1 sind die inelastischen Wirkungsquerschnitte für Protonen, Pionen und Kaonen mit Protonen als Funktion des Laborimpulses gezeigt. Bei niedrigeren Energien geben alle Modelle für  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{pp}}$  und  $\sigma_{\text{inel}}^{\pi\text{p}}$  vergleichbare Werte. Die Unterschiede betragen nur etwa 10 %. SIBYLL hat zunächst den flachsten Anstieg und liegt im Bereich von  $10^3 \text{ GeV}/c < p_{\text{lab}} < 10^6 \text{ GeV}/c$  unter den experimentellen Werten. Oberhalb dieses Bereiches steigt  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{pp}}$  in SIBYLL stark an und übertrifft die Werte aller anderen Modelle. Auch  $\sigma_{\text{inel}}^{\pi\text{p}}$  wächst sehr stark an und erreicht Werte von 100 mb bei  $p_{\text{lab}} > 10^9 \text{ GeV}/c$ .

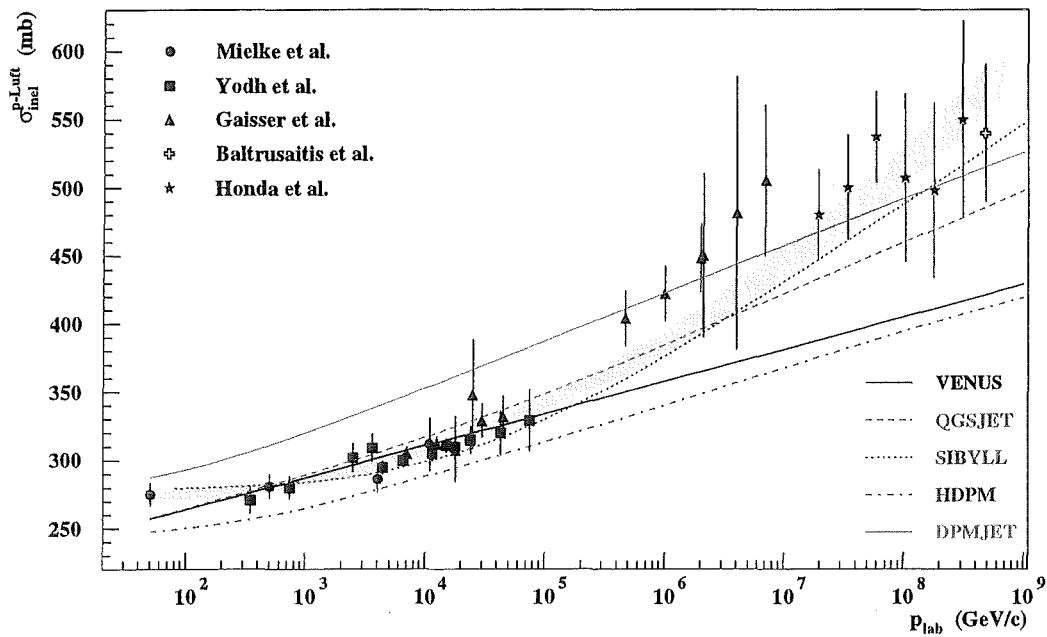
Ein solches Verhalten wird qualitativ erwartet. Bei niedrigen Energien sollten sich  $\sigma^{\pi\text{p}}$  zu  $\sigma^{\text{pp}}$  etwa wie die Zahl der Valenzquarks, also wie 2:3, verhalten. Dies ist in allen Modellen der Fall. Mit steigenden Energien finden mehr und mehr Reaktionen mit Gluonen statt, so daß sich Pion- und Nukleonquerschnitte annähern und ihr Verhältnis wachsen sollte. Dies ist bei SIBYLL und, in eingeschränktem Maße, bei QGSJET zu sehen. Die Querschnitte in QGSJET steigen mit der Energie ebenfalls deutlich an, sind jedoch im unteren Energiebereich noch gut mit den experimentellen Werten verträglich. Der verstärkte Anstieg der SIBYLL- und QGSJET-Wirkungsquerschnitte ist der Minijet-Produktion zuzuschreiben. HDPM und DPMJET zeigen vergleichbar flache Steigungen. Die Querschnitte von VENUS zeigen den langsamsten Anstieg mit der Energie. Die Ursache dafür liegt im Fehlen der harten Prozesse, die mit steigender Energie mehr und mehr zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Das Verhältnis der Querschnitte von  $p$  zu  $\pi$  und  $K$  sind in VENUS und HDPM konstant angenommen. Für hochenergetische Pionen ergeben sich Modellunterschiede von über 100%, für Protonen bleiben sie bei ca. 50%. SIBYLL und DPMJET berechnen keine Querschnitte für Kaonen, sondern verwenden die Pion-Wirkungsquerschnitte für alle Mesonen. Bei den anderen Modellen liegen diese um ca. 30% unter den Pion-Querschnitten.

Abb. 8.2 zeigt die entsprechenden inelastischen Querschnitte für Stöße von Protonen, Pionen und Kaonen mit den Kernen der Luft. Das Bild ähnelt qualitativ Abb. 8.1, die Unterschiede zwischen den Modellen sind jedoch größer. Dies reflektiert die unterschiedlichen Vorgehensweisen bei der Berechnung von  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{h-Luft}}$  aus  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{hp}}$ . SIBYLL gibt auch hier den steilsten Anstieg mit der Energie, gefolgt von QGSJET. Es fällt auf, daß HDPM und DPMJET, die in 8.1 noch übereinstimmende Funktionsverläufe präsentierten, hier um 50 bis 75 mb bzw. 25 bis 40% auseinander liegen. Die in DPMJET angenommenen Größen der Targetkerne müssen also um 12-18% über denen in HDPM liegen. VENUS und HDPM zeigen die flachsten Anstiege mit der Energie.

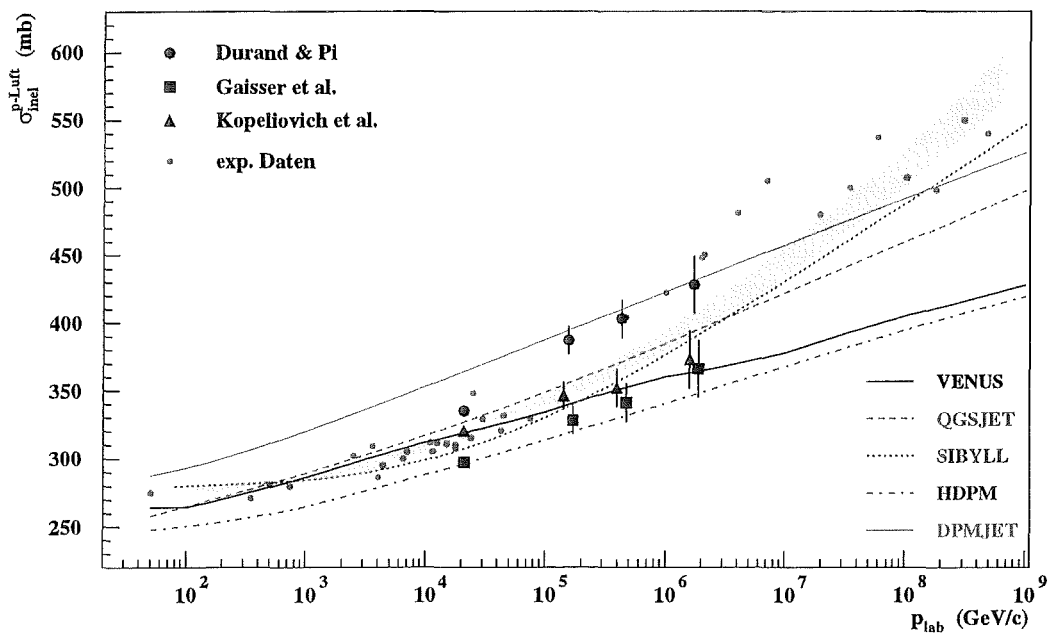
Die Proton-Luft-Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 8.3 zusammen mit experimentellen Daten aus Analysen von Luftschauern und einzelnen Hadronen der kosmischen Strahlung verglichen [296, 190, 421, 231, 63]. Das gelb schattierte Band gibt eine Anpassung der Funktion  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{p-Luft}} = a \log(p) + b \log^2(p) + c$  an die Datenpunkte wieder, die alle Daten beschreibt bis auf die Analyse von Luftschauerdaten durch T.K. Gaisser et al. [190], welche etwas höher liegen und älteren Datums sind. Der Wirkungsquerschnitt von SIBYLL paßt am besten zum Verlauf der Daten. Dies folgt direkt aus dem steilen Anstieg von  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{pp}}$  mit der Energie. Damit beschreibt SIBYLL zwar die am Beschleuniger gemessenen Querschnitte nicht so gut, reproduziert aber die Luftschauerdaten besser. Die Autoren von SIBYLL scheinen ihre Wirkungsquerschnitte schon mit Rücksicht auf die Daten aus Luftschauerexperimenten gewählt zu haben. SIBYLL gibt den Meßwert bei  $p \approx 50 \text{ GeV}/c$  von  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{p-Luft}} = 275 \text{ mb}$  [296] und den Wert der Particle Data Group von  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{p-Luft}} = 270 \text{ mb}$  oder  $\lambda_I = 90 \text{ g}/\text{cm}^2$  [7] am besten wieder. Die anderen Modelle liegen bis zu 25 mb (10%) neben diesem Wert, und ihr Anstieg ist durchweg flacher als es die Luftschauerdaten bei hohen Energien anzeigen. VENUS trifft die Datenpunkte im unteren Bereich ebenfalls ganz gut, ist jedoch bei höheren Energien viel zu flach. HDPM liefert den kleinsten Wirkungsquerschnitt, der bei  $p_{\text{lab}} \approx 10^8 \text{ GeV}/c$  ca. 100 mb unter denen der anderen Modelle liegt. Dagegen liegt DPMJET im Bereich  $p_{\text{lab}} < 10^5 \text{ GeV}/c$  deutlich über den Messungen.

Die experimentelle Bestimmung von  $p$ -Luft-Wirkungsquerschnitten aus Daten der kosmischen Strahlung ist nicht modellunabhängig. In Luftschauerexperimenten kann man sie bestimmen, indem man





**Abbildung 8.3:** Inelastische Proton-Luft-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie aus experimentellen Daten und den Modellen in CORSIKA. Die Daten stammen aus Refs. [296, 190, 421, 231, 63]. Das schattierte Band gibt das Ergebnis einer Anpassung an die Datenpunkte mit  $E < 10^5$  GeV wieder.



**Abbildung 8.4:** Inelastische Proton-Luft-Wirkungsquerschnitte berechnet nach der Glauber-Theorie aus experimentellen Proton-Antiproton-Wirkungsquerschnitten vom  $Sp\bar{p}S$  und Tevatron-Collider [164, 271, 190]. Die roten Punkte geben die Datenpunkte aus Abb. 8.3 wieder.

die Frequenz  $f$  des Auftretens von Schauern mit bestimmten Elektronen- und Myonenzahlen als Funktion des Zenitwinkels  $\theta$  erfaßt. Man nimmt an, daß Schauer, die gleiches  $N_e$  und  $N_\mu$  zeigen, auch die gleiche Atmosphärenschicht durchdrungen haben und zur gleichen Primärenergie gehören. Dann ist

$$f(N_e, N_\mu, \theta) = f(N_e, N_\mu, 0) \exp \left\{ \frac{-x_0(\sec \theta - 1)}{\lambda_{\text{obs}}} \right\} ,$$

wobei  $x_0$  die atmosphärische Tiefe des Beobachtungsniveaus ist. Die auf diese Weise bestimmte freie Weglänge  $\lambda_{\text{obs}}$  ist für jedes primäre Teilchen mit unterschiedlicher Masse verschieden. Die Beimischung von schwereren Teilchen als Protonen ergibt eine zu kleine freie Weglänge. Auf der anderen Seite führt die Fluktationen der Schauerentwicklung infolge des steilen Energiespektrums zu einer Überschätzung von  $\lambda_{\text{obs}}$ . Die Größe der systematischen Verschiebung muß mit einem Schauermodell berechnet werden, was seinerseits einen systematischen Fehler einführt.

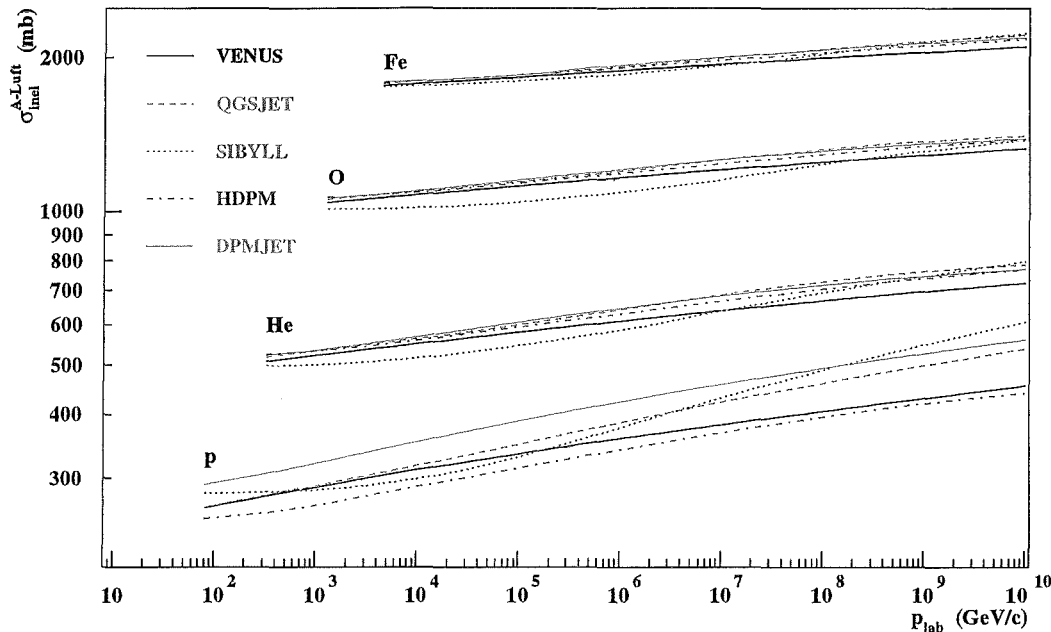
Eine andere Methode, den inelastischen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, ist der Vergleich von direkt gemessenen Teilchenflüssen oberhalb der Atmosphäre mit den Flüssen unbegleiteter Hadronen an einem tiefer gelegenen Beobachtungsniveau. Die unbegleiteten Hadronen werden als Primärteilchen interpretiert, welche die Atmosphäre ohne Wechselwirkung durchdrungen haben. Mit einem Kalorimeter weist man das Hadron nach und mißt seine Energie, und mit umliegenden Detektoren erfaßt man begleitende Teilchen. Da diese Antikoinzidenz-Detektoren normalerweise nicht alle begleitenden Teilchen sehen, bestimmt man aus der Rate der unbegleiteten Hadronen eine Obergrenze des Wirkungsquerschnittes. Die Effizienz der Antikoinzidenz-Detektoren muß mit einem Modell bestimmt werden. Mit steigender Energie wächst die Nachweiswahrscheinlichkeit der umliegenden Detektoren und die Obergrenze nähert sich dem wahren Querschnitt immer mehr an.

Eine Quelle theoretischer Unsicherheit ist die Umrechnung von gemessenen Proton-Antiproton-Querschnitten auf die Proton-Luft-Querschnitte mittels der Glauber-Theorie. Wie weit die Resultate solcher Rechnungen voneinander abweichen können, zeigt der Vergleich von drei verschiedenen Publikationen, in denen jeweils von den am  $Spp\bar{S}$  und am Tevatron gemessenen Proton-Antiproton-Querschnitten ausgegangen wurde (siehe Abb. 8.4). Die Unterschiede zwischen den Berechnungen betragen bis zu 50 mb und umschließen die experimentellen Ergebnisse. B.Z. Kopeliovitch et al. [271] erhalten die beste Übereinstimmung mit den Messungen bei kleinen Energien, zeigen aber einen Anstieg, der nicht mit den Luftschauerresultaten bei  $p_{\text{lab}} > 10^6$  GeV/c vereinbar ist.

In Abb. 8.5 sind die inelastischen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Kerne mit den Kernen der Luft dargestellt. Mit zunehmender Projektilmasse werden die Modellunterschiede kleiner, da das rein geometrische Bild der Kern-Kern-Kollision immer besser erfüllt ist. Schwere Kerne sind in guter Näherung schwarze Scheiben und der Bereich des Randes, in dem Unsicherheiten des Dichteverlaufes bestehen, trägt weniger zum Wirkungsquerschnitt bei. Die SIBYLL-Querschnitte liegen etwas unter denen der anderen Modelle und zeigen eine Form wie auch bei  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{PP}}$  mit flachem Verlauf im unteren Energiebereich und steilerem Anstieg bei höheren Energien.

Die Auswirkung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte auf die Entwicklung von Luftschauern ist in erster Näherung eine Verkürzung bzw. Verlängerung des Schauers. Dabei ist zu beachten, daß nur für die ersten Wechselwirkungen die Querschnitte bei hohen Energien relevant sind. Die größten Variationen gibt es bei Proton-induzierten Schauern. SIBYLL zeigt für alle schwereren Kerne die niedrigsten Querschnitte und damit die größten freien Weglängen. Die genaue Form der Longitudinalverteilung eines Schauers hängt aber nicht nur von der freien Weglänge ab, sondern auch von der Zahl und Art der erzeugten Sekundärteilchen und ihrer Energien. Eine wichtige Größe ist dabei der Anteil der diffraktiven Ereignisse, bei denen die Projektilenergie nur auf einige wenige Sekundärteilchen übergeht und damit tiefer in die Atmosphäre transportiert wird.

Im HDP-Modell werden 15% der inelastischen Hadron-Proton-Reaktionen als diffraktiv angenommen, und zwar unabhängig von der Energie. Die diffraktiven Reaktionen setzen sich zu gleichen



**Abbildung 8.5:** Inelastische Wirkungsquerschnitte für Kollisionen von Protonen, Helium-, Sauerstoff- und Eisen-Kernen mit Luft.

Teilen aus Target- und Projektildiffraktion zusammen. Nur Reaktionen mit genau einem wechselwirkenden Targetnukleon können diffraktiv sein.

In SIBYLL liegt der Anteil der diffraktiven Ereignisse je nach Energie zwischen 9 und 23% für Projektil- bzw. Targetdiffraktion und zwischen 4 und 7% für doppelt-diffraktive Ereignisse. Kollisionen, bei denen Minijets entstehen, sind nicht diffraktiv. In Kern-Kern-Stößen wird für jede elementare Nukleon-Nukleon-Kollision entschieden, ob sie diffraktiv ist oder nicht.

In den Gribov-Regge-Modellen sind die diffraktiven Ereignisse keine völlig isolierte Klasse von Ereignissen, für die sich eine einfache Wahrscheinlichkeit angeben ließe. Es gibt spezielle Arten des Pomeron-Austauschs (z.B. D-artige in VENUS oder Triple-Pomeron und Pomeron-Schleifen in DPMJET), die jedoch nicht direkt zu einem im experimentellen Sinne diffraktiven Ereignis führen. Dies liegt daran, daß in einem Stoß mehr als nur ein Pomeron ausgetauscht werden kann. Außerdem sind die Massen der angeregten Systeme nicht notwendigerweise klein. Die beobachtbar diffraktiven Ereignisse ergeben sich aus der Faltung der entsprechenden Elementarreaktion mit der Verteilung der Zahl der ausgetauschten Pomerone sowie der Verteilung der Massen der entstehenden Strings. Bei Hadron-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen spielt außerdem die Verteilung der wechselwirkenden Nukleonen eine Rolle. Letztlich sind die Verteilungen der resultierenden Ereignisse die relevanten Vergleichsgrößen.

## 8.2 Teilchenproduktion

Art und Anzahl der generierten Teilchen unterscheiden sich bei den untersuchten Modellen ebenfalls sehr voneinander (vgl. [267, 268]). Um dies zu studieren, wurde eine Version von CORSIKA geschaffen, in der einzelne hadronische Wechselwirkungen studiert werden können. Die Luftschauersimulation wird nach der ersten Wechselwirkung abgebrochen und die produzierten Sekundärteilchen

$E_{\text{lab}} = 200 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$n_{\text{ch}}$	$7.69 \pm 0.06$	7.72	9.43	7.94	9.28	8.21
$p$	$1.34 \pm 0.15$	1.35	1.26	1.40	1.25	1.42
$n$	$0.61 \pm 0.30$	0.79	0.86	0.72	0.22	0.74
$\pi^+$	$3.22 \pm 0.12$	3.13	4.08	3.29	3.47	3.38
$\pi^-$	$2.62 \pm 0.06$	2.57	3.47	2.74	3.49	2.80
$\gamma$	$6.68 \pm 0.48$	6.51	9.48	8.15	6.94	7.61
$K^+$	$0.28 \pm 0.06$	0.33	0.27	0.23	0.18	0.26
$K^-$	$0.18 \pm 0.05$	0.18	0.18	0.13	0.18	0.18
$K_S^0$	$0.17 \pm 0.01$	0.25	0.27	0.18	0.06	0.21

**Tabelle 8.2:** Teilchenproduktion in  $p$ - $p$ -Kollisionen bei  $E_{\text{lab}} = 200 \text{ GeV}$ . Simulationen werden mit experimentellen Daten aus Ref. [187] verglichen. Die relativen, statistischen Fehler der simulierten Mittelwerte sind durch die große Zahl der berechneten Kollisionen deutlich kleiner als 1%.

werden analysiert [266]. Es können solche Reaktionen simuliert werden, die auch im Luftschauer vorkommen. Mögliche Targets sind Nukleonen, Stickstoff, Sauerstoff, Argon oder Luft. Mögliche Projektile sind alle Teilchen, die CORSIKA transportieren kann (siehe Anhang A). Überdies kann der Reaktionstyp auf rein diffraktive oder nicht-diffraktive Stöße eingeschränkt werden, oder aber beide Reaktionsarten treten gemäß ihrer Wirkungsquerschnitte auf. Instabile Teilchen wie  $\pi^0$ ,  $\eta$ , Hyperonen und Resonanzen zerfallen am Ort ihrer Entstehung. Teilchenarten, Energien und Emissionswinkel der Gesamtheit der Reaktionsprodukte, inklusive aller Target- und Projektilspektatoren<sup>1</sup>, stehen zur weiteren Analyse zur Verfügung. Pro Simulationslauf wurden jeweils 10000 Wechselwirkungen generiert.

### 8.2.1 $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen

Die einfachste Reaktion ist die  $\bar{p}$ - $p$ -Streuung. Sie wurde detailliert am  $S\bar{p}pS$  und am Tevatron studiert, und folglich stehen experimentelle Vergleichsdaten über Teilchenzahlen, Multiplizitäten, Transversalimpulse und Rapiditäten zur Verfügung. Die Experimente haben dabei solche Ereignisse verworfen, die diffraktiven Charakter zeigen. Daher wurden für diese Rechnungen in den Simulationen diffraktive Ereignisse abgeschaltet.

Die mittlere Zahl von Hadronen, die als Sekundärteilchen in  $p$ - $p$ -Stößen bei  $E_{\text{lab}} = 200 \text{ GeV}$  erzeugt werden, ist in Tab. 8.2 aufgelistet. Die experimentellen Werte sind Ref. [187] entnommen. Die Modelle differieren in der Zahl der geladenen Teilchen  $n_{\text{ch}}$  um etwa 20%, der experimentelle Wert liegt jedoch innerhalb der Modellvorgaben. Die Zahl der Protonen stimmt in Simulationen und Daten auf besser als 7% überein, aber Pionen und Photonen werden von den Rechnungen teilweise um bis zu 40% überschätzt. Die relativen Häufigkeiten werden von den Modellen gut wiedergegeben. HDPM liefert als einziges Modell annähernd gleiche Raten für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  bzw. für  $K^+$  und  $K^-$ , während die anderen Modelle und das Experiment die positiven Teilchen bevorzugen. Dafür zeigen die anderen Modelle annähernd Ladungssymmetrie bei den Nukleonen, wogegen HDPM hier einen merklichen Überschuss bei den Protonen hat. Offensichtlich finden Ladungsaustauschreaktionen in HDPM weniger häufig statt, als in den anderen Modellen und der Ladungsüberschuss durch die beiden Protonen im Anfangszustand zeigt sich an anderer Stelle.

<sup>1</sup>Diejenigen Teilchen werden als Spektatoren definiert, die entweder Protonen oder Neutronen sind, genau entlang der Strahlachse fliegen und einen Lorentzfaktor haben, der um weniger als 0.2% von dem des Targets (=1) bzw. von dem des Projektils abweicht.

$\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$n_{\text{ch}}$	$12.5 \pm 0.2 \dagger$	13.62	14.19	13.86	15.53	15.72
$p + \bar{p}$	$1.8 \pm 0.05^{*\dagger}$	1.72	1.53	1.64	1.96	1.78
$n + \bar{n}$	$0.8 \pm 0.05^{*\dagger}$	1.27	1.26	1.03	0.97	1.30
$\pi^- + \pi^+$	$\approx 9.2$	10.60	11.51	11.11	12.61	12.63
$K^- + K^+$	$0.74 \pm 0.11^*$	1.15	0.97	0.95	0.81	1.13
$K_{\text{L}}^0 + K_{\text{S}}^0$	$0.74 \pm 0.11^*$	1.09	0.98	0.93	0.78	1.09
$\gamma$	$11.2 \pm 0.7$	12.03	14.81	14.95	13.61	15.26
$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$n_{\text{ch}}$	$22.4 \pm 0.4 \dagger$	24.31	21.84	21.12	23.68	24.93
$p + \bar{p}$	$2.0 \pm 0.2^{*\dagger}$	2.44	2.10	1.87	2.53	2.29
$n + \bar{n}$	$1.5 \pm 0.2^{*\dagger}$	1.93	1.79	1.30	1.56	1.76
$\pi^- + \pi^+$	$17.9 \pm 0.5$	19.38	17.56	17.30	19.31	20.41
$K^- + K^+$	$1.50 \pm 0.18^*$	2.21	1.92	1.71	1.58	1.95
$K_{\text{L}}^0 + K_{\text{S}}^0$	$1.50 \pm 0.18^*$	2.08	1.89	1.67	1.36	1.86
$\gamma$	$22.2 \pm 2.4$	22.28	23.14	23.37	23.09	24.57
$\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$n_{\text{ch}}$	$30.4 \pm 0.3 \dagger$	33.82	30.48	28.87	32.86	33.86
$p + \bar{p}$	$2.95 \pm 0.15^{*\dagger}$	3.14	2.75	2.12	3.44	2.73
$n + \bar{n}$	$1.95 \pm 0.15^{*\dagger}$	2.55	2.33	1.56	2.22	2.17
$\pi^- + \pi^+$	$23.9 \pm 0.4$	27.14	24.50	23.90	26.57	27.96
$K^- + K^+$	$2.24 \pm 0.16^*$	3.16	2.87	2.50	2.46	2.77
$K_{\text{L}}^0 + K_{\text{S}}^0$	$2.24 \pm 0.16^*$	3.03	2.91	2.44	2.39	2.67
$\gamma$	$33.0 \pm 3.0$	31.14	32.89	32.41	34.77	33.52
$\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$n_{\text{ch}}$	$36.6 \pm 0.9 \dagger$	39.60	36.88	33.81	38.03	39.49
$p + \bar{p}$	$2.5 \pm 0.4^{*\dagger}$	3.56	3.19	2.33	4.05	3.03
$n + \bar{n}$	$1.5 \pm 0.4^{*\dagger}$	2.96	2.73	1.72	2.66	2.54
$\pi^- + \pi^+$	$29.9 \pm 1.0$	31.82	29.64	28.07	30.43	32.74
$K^- + K^+$	$2.74 \pm 0.30^*$	3.79	3.62	3.02	3.10	3.25
$K_{\text{L}}^0 + K_{\text{S}}^0$	$2.74 \pm 0.30^*$	3.65	3.59	2.97	2.96	3.15
$\gamma$	$41.4 \pm 4.1$	36.50	39.60	37.99	41.48	39.03

\*: Es wurde  $\sigma(p + \bar{p}) = \sigma(n + \bar{n})$  und  $\sigma(K^+ + K^-) = \sigma(K^0 + \bar{K}^0)$  angenommen.

†: Für die führenden Teilchen wurde 2 zu  $n_{\text{ch}}$ , 1.5 zu  $p + \bar{p}$  und 0.5 zu  $n + \bar{n}$  addiert.

**Tabelle 8.3:** Teilchenproduktion in nicht-diffraktiven  $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen. Die experimentellen Werte stammen aus Ref. [198, 36] und wurden um die führenden Teilchen korrigiert (siehe Text). Die relativen, statistischen Fehler der simulierten Mittelwerte sind durch die große Zahl der berechneten Kollisionen deutlich kleiner als 1%.

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	$2.0 \pm 1.5$	$1.8 \pm 1.4$	$1.2 \pm 0.9$	$2.3 \pm 1.5$	$1.6 \pm 1.2$
$\bar{p}$	$2.0 \pm 1.5$	$1.8 \pm 1.4$	$1.2 \pm 0.9$	$2.3 \pm 1.5$	$1.6 \pm 1.2$
$n$	$1.6 \pm 1.4$	$1.6 \pm 1.3$	$0.9 \pm 0.9$	$1.6 \pm 1.4$	$1.4 \pm 1.2$
$\bar{n}$	$1.6 \pm 1.5$	$1.6 \pm 1.3$	$0.9 \pm 0.9$	$1.6 \pm 1.4$	$1.4 \pm 1.2$
$\gamma$	$41.1 \pm 24.7$	$46.5 \pm 31.1$	$42.8 \pm 17.9$	$47.4 \pm 26.9$	$44.2 \pm 21.4$
$\pi^-$	$17.8 \pm 10.3$	$17.4 \pm 11.6$	$15.8 \pm 6.1$	$17.2 \pm 9.9$	$18.4 \pm 8.7$
$\pi^+$	$17.8 \pm 10.3$	$17.4 \pm 11.6$	$15.8 \pm 6.2$	$17.2 \pm 9.9$	$18.4 \pm 8.7$
$K_L^0$	$2.1 \pm 2.0$	$2.2 \pm 1.9$	$1.7 \pm 1.6$	$1.8 \pm 1.5$	$1.8 \pm 1.7$
$K_S^0$	$2.1 \pm 2.0$	$2.2 \pm 1.9$	$1.7 \pm 1.6$	$1.8 \pm 1.5$	$1.8 \pm 1.7$
$K^-$	$2.1 \pm 2.0$	$2.2 \pm 1.9$	$1.7 \pm 1.4$	$1.8 \pm 1.7$	$1.9 \pm 1.6$
$K^+$	$2.2 \pm 2.0$	$2.1 \pm 1.9$	$1.7 \pm 1.4$	$1.8 \pm 1.7$	$1.8 \pm 1.6$

**Tabelle 8.4:** Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus nicht-diffraktiven Stößen von  $10^{15}$  eV Antiprotonen mit Protonen.

Eine Übersicht der Teilchenproduktion in nicht-diffraktiven  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen bei Collider-Energien ist in Tab. 8.3 gegeben. Da im Experiment systematisch die führenden Teilchen unentdeckt bleiben, muß die Anzahl der geladenen Teilchen und die Anzahl der Nukleonen und Antinukleonen korrigiert werden (siehe Kap. 4). Daher wurde in gemessenen Daten die Zahl der geladenen Teilchen um 2, die Zahl von Protonen und Antiprotonen um 1.5 und die Zahl der Neutronen und Antineutronen um 0.5 vergrößert. Im allgemeinen werden die experimentellen Teilchenzahlen reproduziert. Sie liegen im Bereich der Streuung der simulierten Werte. Lediglich die Zahl der Kaonen wird systematisch überschätzt. SYBILL tendiert eher zu kleineren Multiplizitäten und VENUS und DPMJET eher zu größeren.

In Tab. 8.4 sind die mittleren Anzahlen von Sekundärteilchen aus  $\bar{p}$ - $p$  Stößen bei einer für Luftschauer typischen Projektilenergie von  $10^{15}$  eV für die einzelnen Modelle zusammen mit ihren Standardabweichungen gezeigt. Die Teilchenzahlen variieren von Modell zu Modell um 15 bis 100%. Die kleinsten Unterschiede finden sich bei der Zahl der Photonen und Pionen mit 15%. Die Anzahl der Kaonen fluktuiert um ca. 30% und die der Nukleonen um fast einen Faktor 2. SIBYLL produziert generell am wenigsten Teilchen. Die Teilchenzahl steigt um etwa 40% bei Erhöhung der Energie um eine Dekade. Die Photonenzahl wächst dabei etwas schneller als die der anderen Teilchen, da neben den  $\pi^0$  auch zunehmend Zerfälle von  $\eta$ -Mesonen zur Photonproduktion beitragen. Mit steigender Energie wachsen die Modellunterschiede auf 20 bis 125% bei  $E_0 = 10^{16}$  eV an. Dies zeigt an wie groß die systematischen Unsicherheiten werden und wie wichtig eine Extrapolation auf einer soliden, theoretischen Basis für Aussagen bei hohen Energien wird.

Der Anteil der Energie, den die einzelnen Teilchenarten erhalten, ist in Tab. 8.5 gezeigt. Man sieht deutlich den *leading particle* Effekt, der bei einem Antiproton als Projektil zu sehr hochenergetischen  $\bar{p}$  und  $\bar{n}$  führt. Je nach Modell tragen diese führenden Teilchen 30 bis 50% der Energie. Etwa 40 bis 60% der Energie wird in Form von geladenen und neutralen Pionen emittiert. In DPMJET behalten die führenden Teilchen im Mittel die geringste Energie zugunsten der Pionen und damit letztlich der elektromagnetischen Komponente. Im Gegensatz dazu hat HDPM einen sehr starken *leading particle* Effekt und folglich einen geringen Energieübertrag auf sekundäre Pionen.

In Tab. 8.6 ist aufgeführt, wie oft welches Teilchen als energiereichstes Sekundärteilchen den Reaktionsort verläßt. In 55 bis 85% der Fälle ist dies ein Antinukleon ( $\bar{p}, \bar{n}$ ), das mit dem Projektil identisch oder durch Austausch eines leichten Quarks daraus entstanden ist. Auch hier zeigt HDPM den stärksten und DPMJET den schwächsten *leading particle* Effekt. Etwa in einem Drittel der

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	1.63	1.52	1.28	2.01	1.55
$n$	1.55	1.42	1.21	1.98	1.49
$\bar{p}$	22.16	19.53	27.80	40.73	17.17
$\bar{n}$	14.05	16.08	10.45	10.40	11.48
$\gamma$	17.33	19.89	20.02	12.98	22.45
$\pi^-$	16.74	16.92	17.65	14.67	19.92
$\pi^+$	14.29	15.00	13.87	10.02	16.99
$K_L^0$	2.88	2.57	1.91	1.67	2.12
$K_S^0$	2.91	2.16	1.87	1.75	2.22
$K^-$	3.90	2.77	2.08	1.83	2.54
$K^+$	2.42	2.00	1.73	1.89	1.90

**Tabelle 8.5:** Energieanteile der einzelnen Gruppen von Sekundärteilchen aus nicht-diffraktiven Stößen von  $10^{15}$  eV Antiprotonen mit Protonen.

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	1.20	1.20	1.16	1.14	1.36
$\bar{p}$	41.49	36.01	48.07	69.03	33.26
$n$	1.30	0.85	1.17	1.19	1.29
$\bar{n}$	27.37	28.95	18.48	16.56	22.06
$\gamma$	4.29	7.05	7.50	1.30	9.38
$\pi^-$	8.59	11.27	10.98	3.73	14.01
$\pi^+$	6.64	9.44	7.71	3.47	11.60
$K_L^0$	2.01	1.26	1.28	0.86	1.60
$K_S^0$	2.22	1.07	1.18	0.86	1.80
$K^-$	3.04	1.70	1.39	0.81	2.32
$K^+$	1.84	1.15	1.04	1.05	1.25

**Tabelle 8.6:** Art des energiereichsten Sekundärteilchens aus nicht-diffraktiven Stößen von  $10^{15}$  eV Antiprotonen mit Protonen (in %).

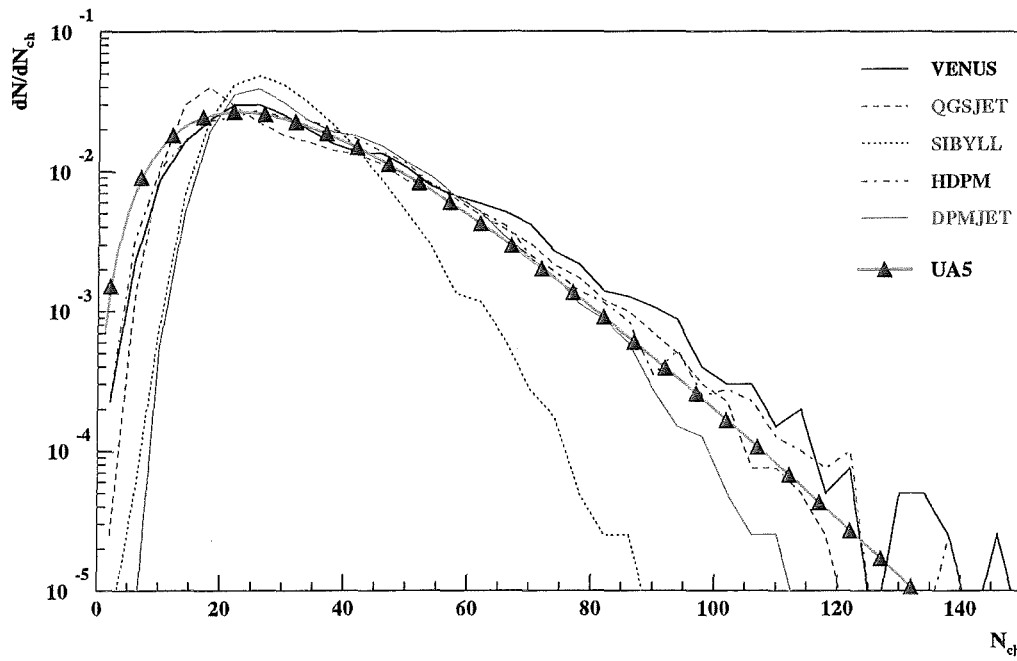


Abbildung 8.6: Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei  $\sqrt{s} = 540$  GeV. Neben den Verteilungen der einzelnen Modelle ist auch die negative Binomialverteilung gezeigt, welche die von UA5 bei dieser Energie gemessene Verteilung am besten beschreibt.

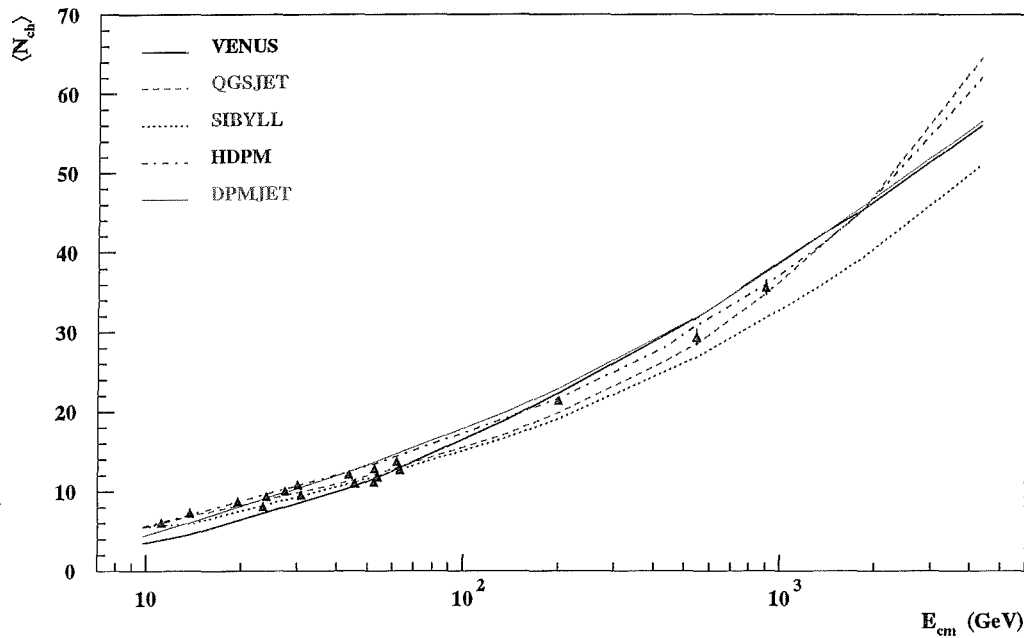


Abbildung 8.7: Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus  $\bar{p}$ - $p$  Stößen als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Dreiecke zeigen experimentelle Ergebnisse von nicht-diffraktiven Ereignissen [24, 35, 382, 415].



Fälle sind jedoch Mesonen die energiereichsten Teilchen. Die Produktion von  $s\bar{s}$ -Quarkpaaren aus dem See spiegelt sich im Anteil der Kaonen an den energiereichsten Teilchen wider, der von 3.5% im HDPM-Modell bis 10% in VENUS variiert. Die Energieabhängigkeit der Zahlen aus Tab. 8.6 ist klein, lediglich der Anteil der Kaonen wächst geringfügig mit der Energie.

Im Experiment ist es schwierig, die einzelnen Teilchen zu identifizieren. Die Zahl der geladenen Teilchen ist dagegen recht einfach zu bestimmen. In Abb. 8.6 sind die Multiplizitätsverteilungen der einzelnen Modelle für  $\bar{p}$ - $p$ -Stöße bei  $\sqrt{s} = 540$  GeV gezeigt. Die von UA5 veröffentlichte mittlere Multiplizität geladener Teilchen bei dieser Energie beträgt 28.4 [36]. Diese muß um 2 korrigiert werden, da die führenden Teilchen im Strahlrohr verschwinden und somit im Experiment nicht mitgezählt werden. Die experimentelle Verteilung wird gut durch eine negative Binomialverteilung mit einem Mittelwert von  $\langle N_{\text{ch}} \rangle = 30$  und dem Formparameter  $k = 3.83$  gemäß der Parametrisierung aus Ref. [21] beschrieben. Die durch die Meßwerte gezogene, türkisfarbene Kurve repräsentiert diese Verteilung.

Alle Modelle bis auf SIBYLL ergeben Verteilungen, die etwa negative Binomial-Form haben. SIBYLL liefert eine Verteilung mit einem etwas kleineren Mittelwert ( $\langle N_{\text{ch}} \rangle = 28.9 \pm 9.52$ ) und deutlich kleinerer Breite als z.B. VENUS mit  $\langle N_{\text{ch}} \rangle = 33.82 \pm 18.40$ . Die Modelle auf der Basis der Gribov-Regge-Theorie ergeben negativ binomialverteilte Multiplizitäten, hauptsächlich infolge von Fluktuationen in der Zahl der aufgeschnittenen Pomeronen oder, gleichbedeutend, in der Zahl der erzeugten Farbstrings. In SIBYLL werden immer nur 2 Strings pro Nukleon-Nukleon-Reaktion erzeugt, wodurch die Fluktuation in der Teilchenzahl viel kleiner bleibt. In HDPM wird die Multiplizität nach einer negativen Binomialverteilung generiert und stimmt daher a priori mit den Daten überein. Alle Modelle scheinen weniger Ereignisse mit kleiner Multiplizität zu produzieren als es den Daten bzw. der negativen Binomialverteilung entspricht. Besonders deutlich wird dies bei SIBYLL und DPMJET, die beide keine Ereignisse mit weniger als 5 Sekundärteilchen und deutlich weniger Ereignisse mit  $\langle N_{\text{ch}} \rangle < 20$  erzeugen als die anderen Modelle. Man beachte, daß in diesen Rechnungen diffraktive Reaktionen explizit abgeschaltet sind. Im Experiment lassen sich Ereignisse mit kleiner Multiplizität nur schwer als diffraktiv bzw. nicht-diffraktiv klassifizieren.

In Abb. 8.7 ist die Zunahme der mittleren Multiplizität der geladenen Teilchen in  $\bar{p}$ - $p$  Stößen als Funktion der Schwerpunktennergie<sup>2</sup> gezeigt. Die Simulationen stimmen bei niedrigen Energien mit den experimentellen Werten gut überein, lediglich VENUS liefert ca. 40% zu kleine Werte. HDPM und QGSJET geben den Verlauf der experimentellen Werte über den gesamten Energiebereich am besten wieder. Diese beiden Modelle steigen auch für  $\sqrt{s} > 10^3$  GeV am steilsten an: QGSJET wegen der Zunahme der semi-harten Prozesse und HDPM wegen der Parametrisierung der Multiplizität gemäß  $\langle n_{\text{ch}} \rangle \propto s^{0.17}$  (siehe Abs. 6.2.1.1). VENUS und DPMJET stimmen für  $\sqrt{s} > 10^2$  GeV sehr gut überein, und das, obwohl in DPMJET Minijets produziert werden und in VENUS nicht, wie in Abs. 4.2.2.4 dargestellt. Die SIBYLL-Kurve liegt bei hohen Energien trotz Minijet-Produktion um 5 bis 10 Teilchen unter den anderen Modellen, scheint aber steiler zu werden. Die Modelle mit harten Prozessen liegen im dargestellten Energiebereich noch nicht systematisch über den anderen Modellen.

Über die longitudinale Energie der Sekundärteilchen gibt die Feynman-Skalenvariable  $x_F$  Aufschluß. In Abb. 8.8 sind die Verteilungen von  $x_F$  im Schwerpunktsystem der Reaktion für sekundäre Baryonen, Photonen und Mesonen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen bei  $10^{15}$  eV im Schwerpunktsystem gezeigt<sup>3</sup>. Man erkennt an der Form der Verteilungen, daß sekundäre Baryonen häufiger als Mesonen und Photonen bei Werten von  $|x_F| > 0.2$  erzeugt werden und seltener bei  $|x_F| < 0.2$ . Dies ist eine direkte Folge der Tatsache, daß Projektil und Target aus Baryonen bestehen und somit auch die führenden Teilchen vorzugsweise Baryonen sind. Die Photonverteilung besitzt schmalere Ausläufer als die Mesonen-

<sup>2</sup> $E_{\text{cm}} = 10 \dots 4330$  GeV entspricht  $E_{\text{lab}} = 52 \dots 10^7$  GeV.

<sup>3</sup>Im Schwerpunktsystem bedeutet  $x_F = 1$  Maximalimpuls in Projektilrichtung,  $x_F = 0$  Impuls des Schwerpunktes und  $x_F = -1$  Impuls der Targets, also  $p = 0$  im Laborsystem.

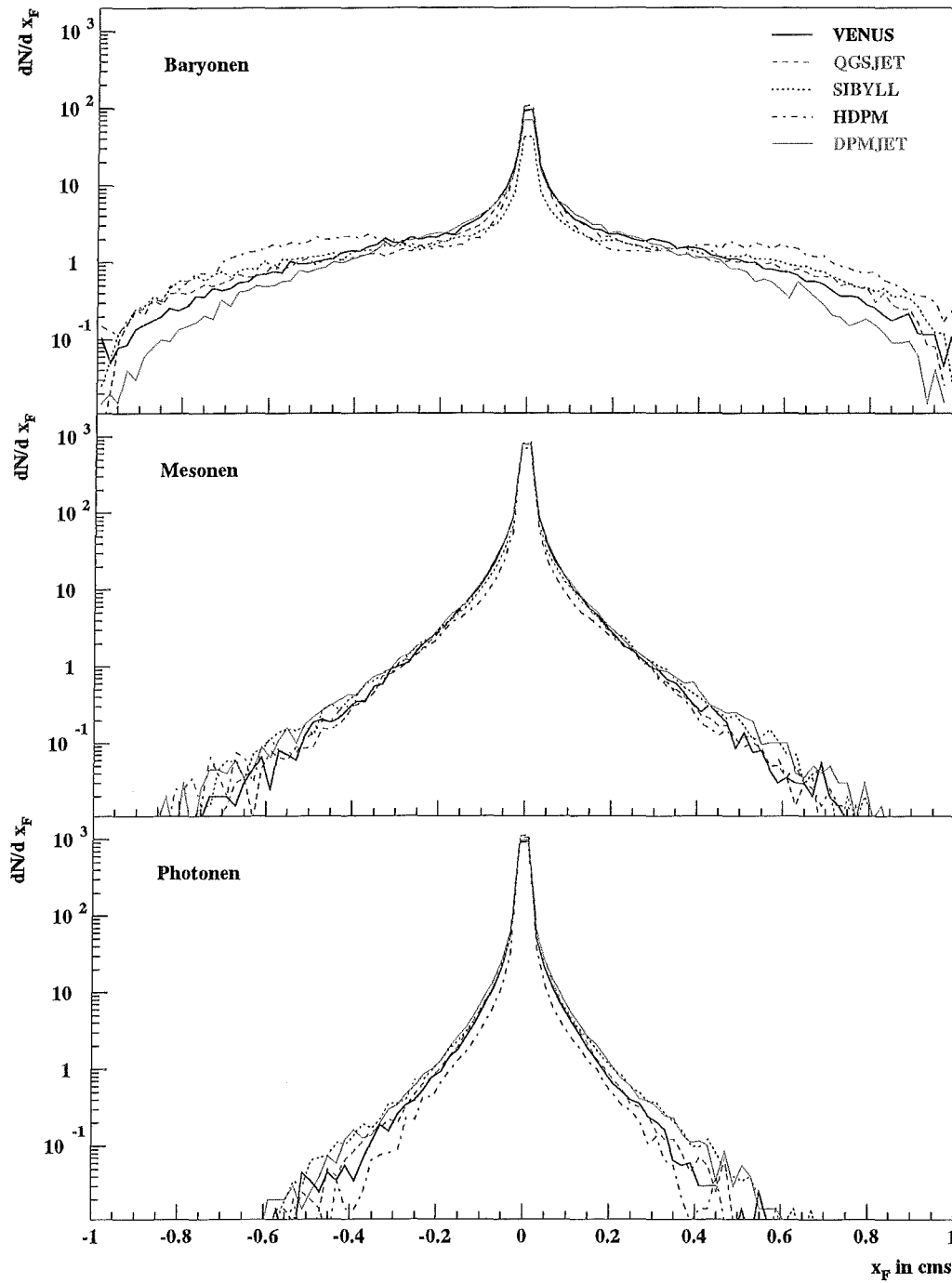


Abbildung 8.8: Feynman- $x_F$  Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus nicht-diffraktiven Stößen von  $10^{15}$  eV Antiprotonen mit Protonen.

verteilung, da der Impuls eines  $\pi^0$  beim Zerfall sich auf zwei Photonen verteilt und damit annähernd halbiert. Es zeigen sich in den Ausläufern der Verteilungen, insbesondere bei den Baryonen, Unterschiede von etwa einer Größenordnung zwischen den einzelnen Modellen. Im zentralen Bereich ( $x_F = 0$ ) stimmen die Modelle auf etwa 25% überein. Man erwartet dementsprechend markante Unterschiede im Energietransport in tiefere Atmosphärenschichten und damit in der longitudinalen Schauerentwicklung.

Die Transversalimpulsverteilungen der geladenen Teilchen lassen sich in allen Modellen durch das in Gl. 4.3 gegebene Potenzgesetz beschreiben (vgl. Abs. 4.2.2.3).

In Abb. 8.9 sind Transversalimpulsverteilungen von Kaonen zusammen mit Messungen von UA5 wiedergegeben [20]. Die Monte-Carlo-Kurven sind Mittelwerte aus geladenen und neutralen Kaonen gemäß  $(N_{K^+} + N_{K^-} + N_{K_S^0} + N_{K_L^0})/4$ . Die entsprechende  $p_{\perp}$ -Verteilung für alle geladenen Teilchen ist in Abb. 8.10 dargestellt. In beiden Abbildungen besitzt HDPM die stärksten Ausläufer zu großen  $p_{\perp}$ -Werten und reproduziert damit am besten die experimentellen Daten. Dies ist nicht verwunderlich, da in HDPM die  $p_{\perp}$ -Verteilung nach parametrisierten Datenverteilungen bestimmt wird, und sich nicht aus einem mikroskopischen Modell ergibt. Die Unterschiede zu den anderen Modellen betragen bei  $p_{\perp} > 2$  GeV/c etwa einen Faktor 3 bis 5. Unterhalb von  $p_{\perp} = 1$  GeV/c stimmen die Verteilungen gut überein. Klare Unterschiede aufgrund von Minijet-Produktion sind nicht auszumachen. VENUS (ohne Minijets) liefert eine  $p_{\perp}$ -Verteilung, die denen von QGSJET, SIBYLL und DPMJET (mit Minijets) gleicht. Für die Luftschauer sind die Teilchen mit großen Transversalimpulsen nicht sehr wichtig, da sie nur einen sehr kleinen Teil aller Sekundärteilchen ausmachen und wenig Energie weitertragen.

In Abb. 8.11 ist der Anstieg des mittleren Transversalimpulses der geladenen Teilchen  $\langle p_{\perp} \rangle$  als Funktion der Schwerpunktenergie gezeigt. Nur SIBYLL reproduziert die experimentellen Daten über den gesamten Energiebereich. Bei großen Energien gibt VENUS deutlich zu kleine Transversalimpulse, möglicherweise als Folge der vernachlässigten harten Wechselwirkungen. QGSJET und SIBYLL passen hier am besten zu den Daten. Die größten Abweichungen bei kleinen Energien zeigt QGSJET, mit einem  $\langle p_{\perp} \rangle$ , das 30% zu klein ist.

Die mittleren Transversalimpulse für verschiedene Teilchensorten unterscheiden sich in allen Modellen charakteristisch voneinander. Kaonen haben um 20-40% und Baryonen um 40-100% größere Transversalimpulse als Pionen. In Tab. 8.7 sind einige Werte für verschiedene Schwerpunktenergien aufgelistet. Photonen weisen nur etwa halb so große  $\langle p_{\perp} \rangle$  wie Pionen auf. Letzteres folgt direkt aus dem Zerfall  $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ , bei dem die Impulse pro Photon etwa die Hälfte der Impulse des zerfallenden Pions sind. Der mittlere Transversalimpuls aller geladenen Teilchen wird von den Pionen dominiert und liegt, wegen des Beitrages von Kaonen und Baryonen, um 5-15% über dem der Pionen. Der Anstieg von  $\langle p_{\perp} \rangle$  der Baryonen mit der Energie ist stärker als der der Pionen. Für HDPM, VENUS und SIBYLL wird  $\langle p_{\perp} \rangle (p + n) > 0.7$  GeV/c. Die experimentellen Werte liegen innerhalb der Schwankung der Modellwerte. Bei Energien  $\leq 200$  GeV paßt HDPM am besten zu den Daten. Wie schon aus Abb. 8.11 ersichtlich, geben je nach Energie QGSJET bzw. VENUS die kleinsten, und DPMJET bzw. SIBYLL die größten, mittleren Transversalimpulse für Pionen.

In Abb. 8.12 ist der mittlere Bruchteil der Energie  $k_{\gamma}^4$ , den sekundäre Photonen erhalten, als Funktion von  $\sqrt{s}$  aufgetragen. Diese Größe beeinflusst stark die Entwicklung eines Luftschauers, da die Energie in der elektromagnetischen Komponente des Schauers dem hadronischen Teil verloren geht und elektromagnetische Subschauer schnell in der Atmosphäre absorbiert werden (siehe Abs. 3.1 und 4.2.2.6).  $k_{\gamma}$  ist beinahe energieunabhängig, nur in HDPM zeigt sich eine starke Abnahme um ca. 40% auf 0.1. Die Zahlenwerte von  $k_{\gamma}$  für die übrigen Modelle streuen allerdings von ca. 0.16 bis 0.22. Dies ist eine starke Modellabhängigkeit, deren Einfluß auf die Schauerentwicklung man deutlich erkennen kann (siehe Abs. 8.3). Im Zusammenhang mit  $k_{\gamma}$  steht der mittlere Energieanteil

---

<sup>4</sup> $k_{\gamma} = \sum E_{\gamma}/E_0$  : elektromagnetische Inelastizität

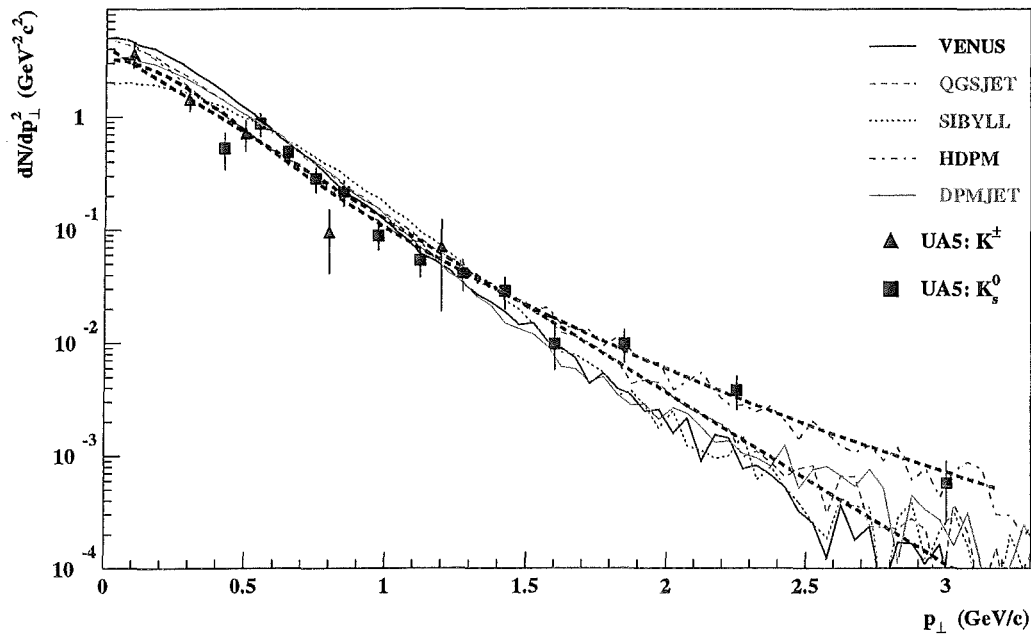


Abbildung 8.9: Transversalimpulsverteilungen von Kaonen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei  $E_{\text{cm}} = 540$  GeV. Die Punkte zeigen experimentelle Ergebnisse aus Ref. [20].

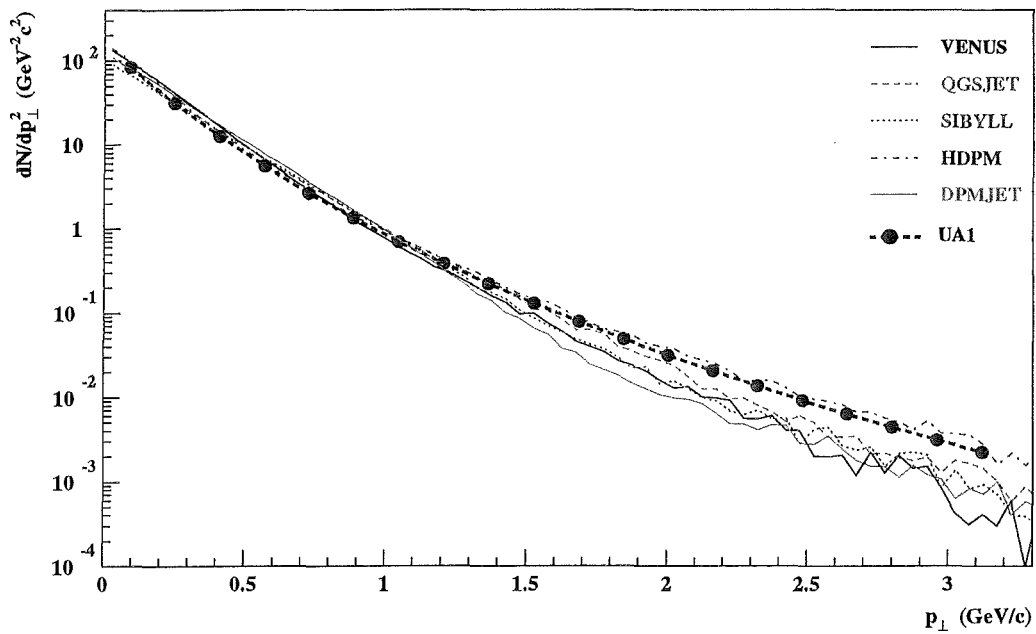


Abbildung 8.10: Transversalimpulsverteilungen von allen geladenen Teilchen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei  $E_{\text{cm}} = 540$  GeV. Die dicke, gepunktete Linie zeigt den Verlauf experimenteller Ergebnisse vom UA1-Experiment aus Ref. [38].

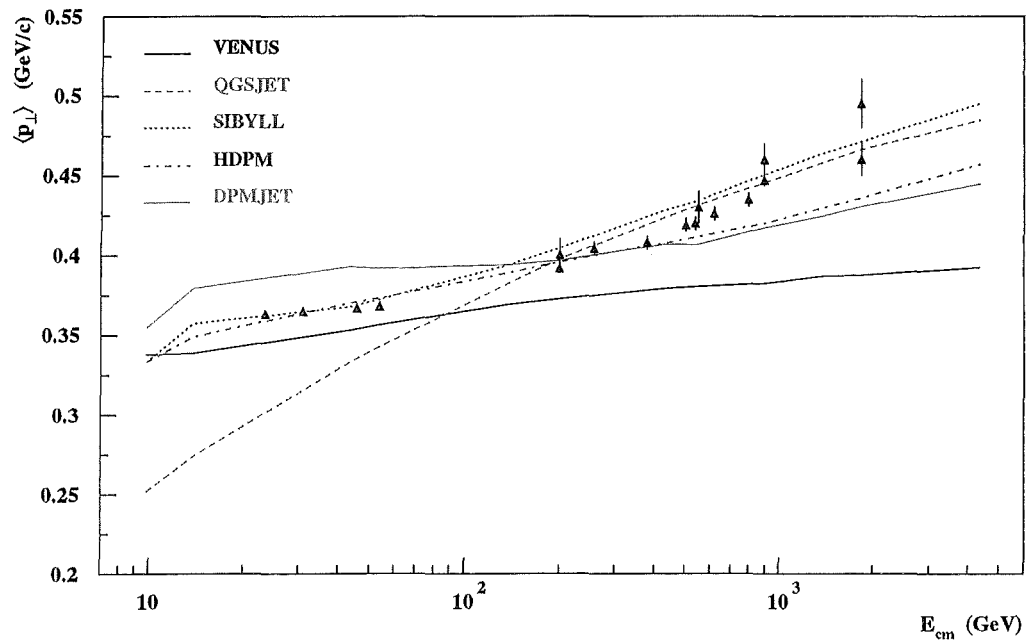


Abbildung 8.11: Mittlere Transversalimpulse geladener Teilchen aus  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen als Funktion der Schwerpunktenenergie. Die Punkte zeigen experimentelle Ergebnisse von nicht-diffraktiven Ereignissen [24, 14].

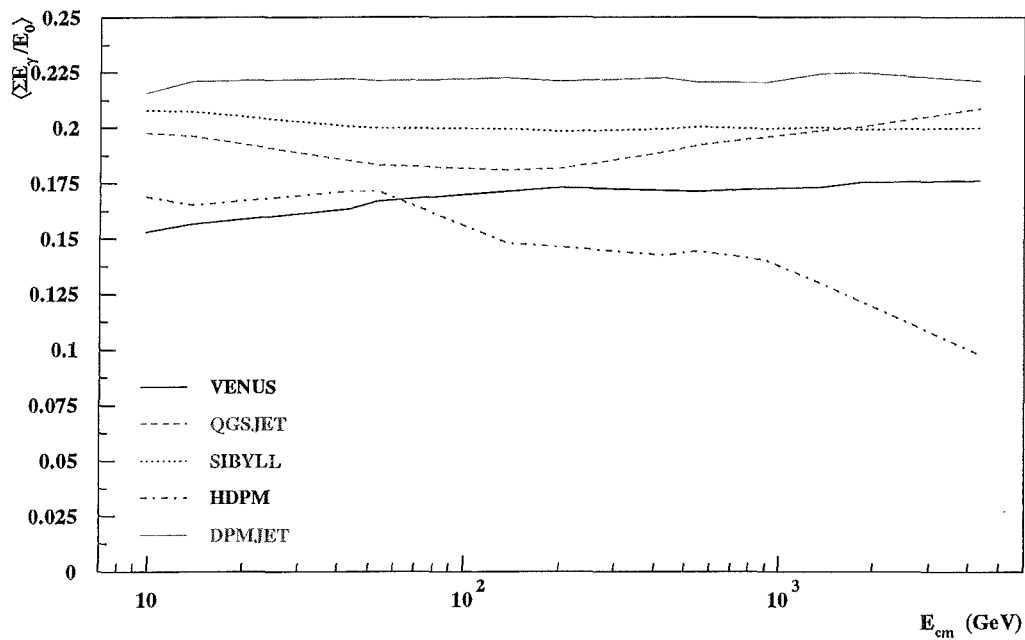


Abbildung 8.12: Mittlere Energieanteile der Photonen aus nicht-diffraktiven Kollisionen von Antiprotonen mit Protonen als Funktion der Schwerpunktenenergie.

$\sqrt{s} = 14 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
geladene		0.339	0.274	0.358	0.349	0.379
$\pi^\pm$	0.33	0.304	0.263	0.323	0.327	0.351
$K$	0.42	0.404	0.352	0.432	0.427	0.484
$p+n$	0.47	0.474	0.317	0.415	0.433	0.498
$\gamma$		0.162	0.145	0.168	0.177	0.181
$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
geladene		0.373	0.398	0.405	0.396	0.397
$\pi^\pm$	0.37	0.331	0.380	0.370	0.372	0.376
$K$	0.49	0.462	0.498	0.542	0.504	0.508
$p+n$	0.55	0.651	0.494	0.642	0.547	0.531
$\gamma$		0.178	0.195	0.190	0.197	0.197
$\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
geladene		0.383	0.446	0.452	0.421	0.418
$\pi^\pm$	0.39	0.339	0.426	0.417	0.385	0.397
$K$	0.64	0.484	0.537	0.610	0.570	0.541
$p+n$	0.75	0.705	0.578	0.732	0.632	0.561
$\gamma$		0.181	0.216	0.211	0.203	0.206
$\sqrt{s} = 4330 \text{ GeV}$						
	Exp.	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
geladene		0.393	0.487	0.499	0.459	0.447
$\pi^\pm$		0.346	0.465	0.463	0.405	0.424
$K$		0.498	0.572	0.680	0.642	0.597
$p+n$		0.741	0.649	0.822	0.739	0.604
$\gamma$		0.184	0.232	0.231	0.213	0.220

**Tabelle 8.7:** Mittlere Transversalimpulse  $\langle p_\perp \rangle$  für verschiedene Teilchenarten aus  $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen bei  $E_{\text{cm}} = 14, 200, 900$  und  $4330 \text{ GeV}$ . Die experimentellen Daten wurden aus einem Graph in Ref. [198] abgelesen.

$k_B$ <sup>5</sup>, der vom höchstenergetischen Baryon fortgetragen wird. Beide Größen sind über die Energieerhaltung gekoppelt. Nur für HDPM steigt dieser Anteil als Funktion der Energie an und läßt dabei weniger Energie übrig, die auf die Sekundärteilchen aufgeteilt werden könnte. Für alle anderen Modelle bleibt  $k_B$  konstant oder fällt ab. DPMJET gibt mit  $k_B = 0.26$  den kleinsten Wert, in guter Übereinstimmung mit dem höchsten Wert, den es für  $k_\gamma$  liefert. Die anderen Modelle erreichen Werte bis maximal  $k_B = 0.4$  [267]. Auch hier zeigt sich also eine große Modellabhängigkeit.

Bei Beschleunigerexperimenten ist die Pseudorapidität geladener Sekundärteilchen eine relativ einfach zu messende Größe. Sie ergibt sich direkt aus dem Emissionswinkel des Teilchens zur Strahlachse. Andererseits gibt die Pseudorapiditätsverteilung Aufschluß über Details der Teilchenproduktion der einzelnen Modelle. Daher sind in Abb. 8.13 die Pseudorapiditätsverteilungen für  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen bei Schwerpunktenenergien von  $\sqrt{s} = 53$  und 900 GeV im Vergleich zu Daten der UA5-Kollaboration [23] gezeigt. Bei  $\sqrt{s} = 53$  GeV geben HDPM und DPMJET um 20% größere Rapiditätsdichten als das Experiment und die anderen Modelle. Mit steigender Energie wird die Übereinstimmung von Modellen und Daten im Bereich  $\eta > 3$  schlechter. Die Streuung der Simulationen untereinander beträgt 20 bis 30%. Die Modelle auf der Basis der Gribov-Regge-Theorie zeigen ähnliche Verteilungen, die aber für  $\eta > 3$  alle über den Daten liegen. Sie können nicht gleichzeitig die Rapiditätsdichte bei  $\eta = 0$  und den Abfall beschreiben. Eine Ursache für die Abweichung könnte auch bei den experimentellen Daten liegen. Zwischen  $\eta = 3$  und  $\eta = 5$  sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für den UA5-Detektor auf 0. Die Korrektur dieser abfallenden Effizienz wurde mit Hilfe des UA5 Monte-Carlo-Generators durchgeführt [25]. Eine systematische Unsicherheit in diesem Bereich scheint also nicht völlig ausgeschlossen. Nur HDPM, das zu große Werte bei  $\eta = 2$  liefert, beschreibt den Abfall der experimentellen Verteilung richtig. SIBYLL reproduziert die Daten bei  $\eta = 0$ , liegt aber bei  $\eta = 2$  darunter und fällt deutlich flacher ab als alle anderen Modelle.

In einer Darstellung mit logarithmischer Ordinate (vgl. Abb. 8.14) sieht man für  $\sqrt{s} = 200$  und 1800 GeV die Vorwärtsbereiche der Verteilungen deutlicher. Hier gibt es Unterschiede von etwa einer Größenordnung zwischen den Modellen. Diese Diskrepanzen kommen vorwiegend von Unterschieden in der Teilchenproduktion im Bereich kleiner  $p_\perp$  und nicht von Unterschieden im Bereich  $x_F \approx 1$ . Dies wird durch die Definition der Pseudorapidität verständlich, bei der letztlich  $p_\perp$  im Nenner steht (vgl. Abs. 4.2.2.2).

Die Teilchenproduktion in  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen wird von keinem der Modelle perfekt beschrieben. Die Abweichungen von den experimentellen Befunden sind teilweise nicht vernachlässigbar und bedürfen weiterer Anstrengungen zur Verbesserung der Modelle. Qualitativ können die Eigenschaften der Nukleon-Nukleon-Reaktionen reproduziert werden, was besonders bei jenen Programmen positiv zu vermerken ist, die auf einem mikroskopischen Modell basieren und nicht einfach die experimentellen Daten parametrisieren.

### 8.2.2 $p$ - $N$ -Kollisionen

Von größerem Interesse für die Luftschauersimulation sind Kollisionen von Nukleonen mit Kernen der Luft (vgl. Refs. [267, 268]). Hier stehen keine experimentellen Daten zum Vergleich zur Verfügung. Es werden Ergebnisse von einer Mischung aus diffraktiven und nicht-diffraktiven Reaktionen präsentiert, entsprechend den in Abs. 8.1 beschriebenen Wirkungsquerschnitten. Bei Nukleon-Kern-Reaktionen kann das Projektil mit mehr als einem Nukleon des Targets reagieren. In diesem Fall werden die Eigenschaften der Nukleon-Nukleon-Reaktionen durch Effekte der Überlagerung mehrerer Stöße innerhalb eines Kerns verwischt. Die Behandlung von Mehrfachstößen im Targetkern ist ein kritischer Teil der Wechselwirkungsmodelle. Dieses wird deutlich anhand der Verteilungen der an der Wechselwirkung beteiligten Targetnukleonen. Sie sind in Abb. 8.15 für die Energie von

<sup>5</sup> $k_B = E_B/E_0$  : entspricht der klassischen Elastizität.

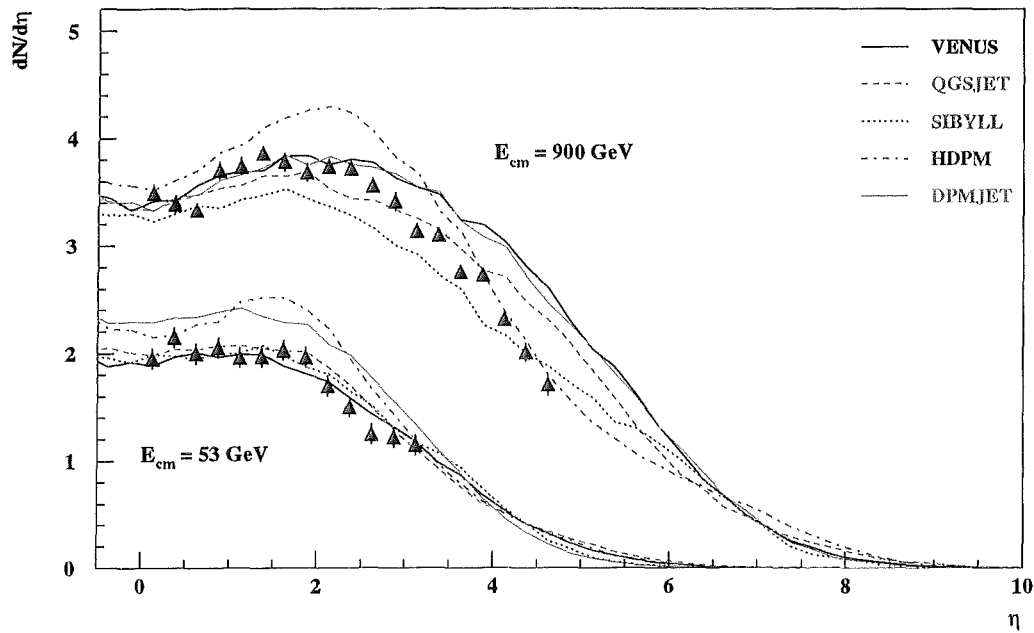


Abbildung 8.13: Pseudorapidityverteilungen geladener Teilchen für  $\bar{p}$ - $p$ -Stöße bei  $E_{\text{cm}} = 53$  und  $900$  GeV. Die Dreiecke repräsentieren experimentelle Befunde der UA5-Kollaboration [23].

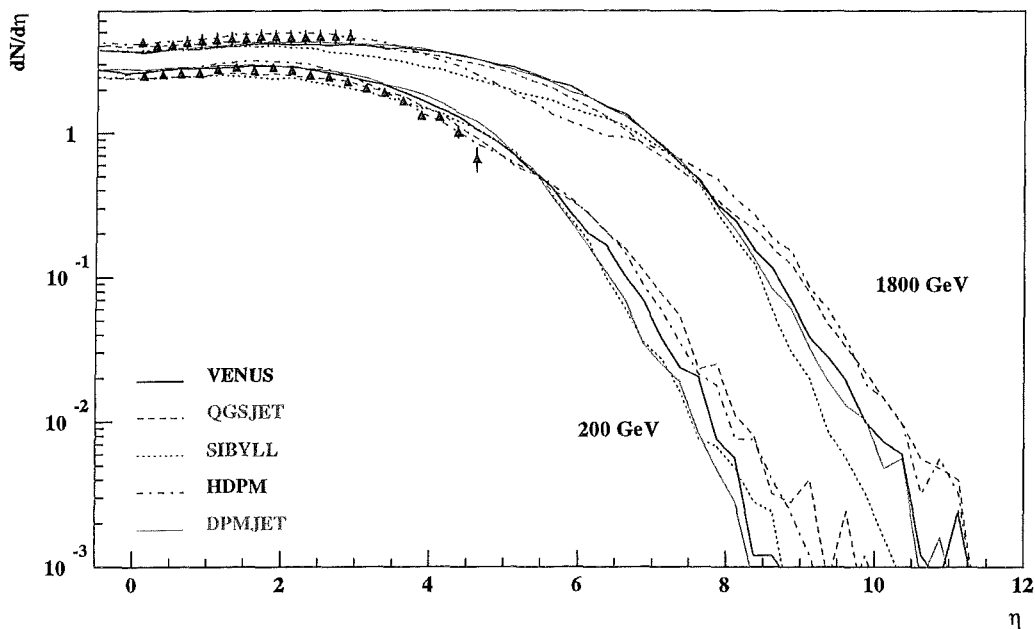
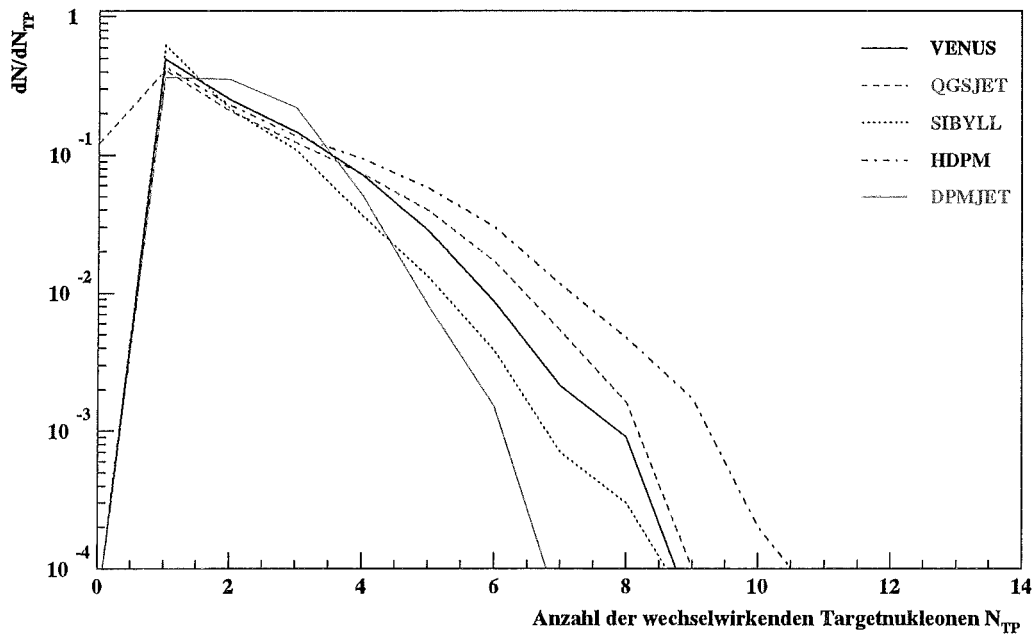


Abbildung 8.14: Pseudorapidityverteilungen geladener Teilchen aus nicht-diffraktiven Stößen von Antiprotonen mit Protonen bei  $E_{\text{cm}} = 200$  und  $1800$  GeV mit logarithmischer  $dN/d\eta$  Achse. Die Dreiecke repräsentieren experimentelle Befunde der CDF-Kollaboration [1] und des UA5 Experimentes [23].





**Abbildung 8.15:** Verteilungen der Zahl der wechselwirkenden Targetnukleonen in Stößen von  $10^{15}$  eV Protonen mit Stickstoff-Kernen.

$E_0 = 10^{15}$  eV dargestellt. Die Unterschiede in der Form der Verteilungen reflektieren verschiedene Annahmen über die Nukleonendichten des Targetkerns. Meist wird die gemessene Ladungsverteilung eines Kerns gleich seiner Nukleonverteilung gesetzt, und diese wird zur Berechnung der Zahl der wechselwirkenden Nukleonen benutzt. So gehen alle Modelle außer HDPM vor. In HDPM wird die Nukleonendichte aus der Ladungsdichte des Kerns durch Entfaltung der Ladungsverteilung des Protons gewonnen (siehe Abs. 4.3.1), wodurch die Nukleonverteilung etwas schärfer begrenzt und der Kern dichter und kleiner wird. Damit steigt aber auch die Zahl der getroffenen Nukleonen an, und man erhält einen ausgeprägteren Ausläufer in der Verteilung zu einer hohen Anzahl von getroffenen Nukleonen. Aufgrund der verschiedenen Verteilungen unterscheiden sich auch die Mittelwerte, die zwischen 1.5 und 2 liegen, um 25-40%. Als Funktion der Energie steigen sie langsam an und erreichen 2-2.5 bei  $E_{cm} = 4.3 \times 10^4$  GeV. QGSJET produziert als einziges Modell Reaktionen mit keinem beteiligten Targetnukleon. Diese Ereignisse sind vom Typ der Projektildiffraktion, bei welcher der Targetkern lediglich einen geringen Energiebetrag verliert. Offensichtlich wird bei einer solchen Reaktion keines der Nukleonen als getroffen gezählt. Zum Vergleich mit den anderen Modellen müssten diese Ereignisse bei einem wechselwirkenden Targetnukleon eingeordnet werden.

In Tab. 8.8 sind die mittleren Anzahlen von Sekundärteilchen aus  $p$ - $N$ -Reaktionen bei  $\sqrt{s} = 10^{15}$  eV gezeigt. Die Spektatoren der Targetkerne werden dabei nicht mitgezählt. Die Zahl der Sekundärteilchen liegt etwa 50% über den Zahlen für Antiproton-Proton-Stöße, die relativen Häufigkeiten sind jedoch fast unverändert (vgl. Tab. 8.4). Alle Modelle erzeugen mehr Photonen als geladene Pionen, was darauf hindeutet, daß nicht nur zerfallende  $\pi^0$ , sondern auch z.B.  $\eta$ -Mesonen Photonen produzieren. Im QGSJET-Modell wächst die Teilchenzahl am stärksten mit der Energie an. Bei  $10^{16}$  eV sagt QGSJET mehr Photonen, Pionen und Kaonen voraus als alle anderen Modelle. Nur die Zahl der Nukleonen wird noch von VENUS übertroffen. VENUS produziert schon bei niedrigeren Energien die meisten Nukleonen. Dies liegt an den zusätzlichen Reaktionen (secondary interactions; siehe Abs. 4.3.8), die Projektil und Sekundärteilchen mit weiteren Nukleonen des Targets erleiden können, noch bevor sie den Targetkern verlassen und zu farblosen Teilchen hadronisieren. In allen anderen Modellen werden solche Reaktionen nicht berücksichtigt. Einige Targetspektatoren erhalten

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	$5.4 \pm 3.5$	$3.4 \pm 2.8$	$2.3 \pm 1.5$	$4.3 \pm 3.1$	$3.3 \pm 2.1$
$\bar{p}$	$2.2 \pm 2.2$	$1.9 \pm 2.1$	$0.8 \pm 1.1$	$2.4 \pm 2.5$	$1.7 \pm 1.7$
$n$	$4.9 \pm 3.4$	$3.0 \pm 2.6$	$1.9 \pm 1.6$	$3.5 \pm 3.0$	$3.0 \pm 2.1$
$\bar{n}$	$2.0 \pm 2.0$	$1.7 \pm 2.0$	$0.8 \pm 1.0$	$2.3 \pm 2.4$	$1.6 \pm 1.6$
$\gamma$	$66.9 \pm 51.1$	$73.3 \pm 68.2$	$59.7 \pm 44.5$	$75.8 \pm 62.2$	$70.0 \pm 46.6$
$\pi^-$	$28.8 \pm 21.2$	$27.3 \pm 25.5$	$22.0 \pm 16.2$	$27.4 \pm 22.8$	$29.1 \pm 19.2$
$\pi^+$	$28.7 \pm 21.0$	$27.4 \pm 25.4$	$22.2 \pm 16.2$	$27.6 \pm 22.9$	$29.4 \pm 19.2$
$K_L^0$	$3.4 \pm 3.4$	$3.2 \pm 3.4$	$2.4 \pm 2.4$	$2.9 \pm 2.8$	$2.9 \pm 2.7$
$K_S^0$	$3.5 \pm 3.4$	$3.4 \pm 3.4$	$2.3 \pm 2.4$	$2.9 \pm 2.8$	$2.9 \pm 2.7$
$K^-$	$3.4 \pm 3.4$	$3.2 \pm 3.4$	$2.3 \pm 2.2$	$3.0 \pm 3.0$	$2.9 \pm 2.6$
$K^+$	$3.8 \pm 3.6$	$3.4 \pm 3.5$	$2.4 \pm 2.3$	$3.0 \pm 3.0$	$3.1 \pm 2.7$

**Tabelle 8.8:** Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus Stößen von  $10^{15}$  eV Protonen mit Stickstoff-Kernen.

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	24.70	23.23	29.40	41.09	19.69
$n$	12.40	12.64	9.66	9.44	9.22
$\bar{p}$	1.88	1.30	1.07	1.97	2.32
$\bar{n}$	1.76	1.34	1.18	1.83	2.13
$\gamma$	16.98	20.15	19.78	13.21	21.57
$\pi^-$	14.62	15.25	14.06	10.41	16.88
$\pi^+$	16.46	16.83	17.04	14.68	18.73
$K_L^0$	2.76	2.11	1.96	1.70	2.32
$K_S^0$	2.65	2.52	1.99	1.83	2.23
$K^-$	2.30	2.01	1.67	1.83	2.27
$K^+$	3.33	2.47	2.06	1.91	2.46

**Tabelle 8.9:** Energieanteile der einzelnen Gruppen von Sekundärteilchen (in %) in Stößen von  $10^{15}$  eV Protonen mit Stickstoff-Kernen.

durch diese Reaktion einen geringen Transversalimpuls und werden damit zu den Sekundärteilchen gezählt.

In Tab. 8.9 ist der mittlere Anteil der Energie aufgeführt, den die einzelnen Teilchensorten erhalten. Durch den *leading particle* Effekt erhalten Protonen und Neutronen sehr viel Energie (29-50%), obgleich sie nur 3-6% Prozent aller Teilchen ausmachen. Ansonsten sind die Verhältnisse denen bei  $\bar{p}$ - $p$  Stößen ähnlich. Der Energieanteil der geladenen Pionen schwankt von 25% für HDPM bis 36% für das DPMJET-Modell.  $\pi^+$  erhalten dabei im Mittel mehr Energie als  $\pi^-$ , da sie wie das Projektil (Proton) positiv geladen sind und effektiver aus diesem entstehen können.

Mit welcher Häufigkeit die Teilchen als höchstenergetisches Sekundärteilchen auftreten, ist in Tab. 8.10 gezeigt. Die Verhältnisse ähneln denen von  $\bar{p}$ - $p$  Stößen. Hier sind  $p$  und  $n$  in ca. 2/3 der Fälle am energiereichsten (50% für DPMJET und 85% für HDPM). DPMJET liefert die meisten höchstenergetischen Antinukleonen und Pionen, wogegen in HDPM, wie schon bei den  $\bar{p}$ - $p$  Stößen,

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	42.97	36.33	49.42	68.72	33.34
$\bar{p}$	1.51	0.82	0.83	1.17	2.92
$n$	25.00	21.65	17.49	15.48	17.78
$\bar{n}$	1.29	1.03	1.16	0.99	2.86
$\gamma$	4.76	9.20	7.27	1.80	9.33
$\pi^-$	7.34	12.00	8.06	3.92	11.91
$\pi^+$	8.95	13.17	10.81	4.08	13.44
$K_L^0$	2.13	1.27	1.31	0.68	2.21
$K_S^0$	1.93	1.51	1.48	1.04	1.93
$K^-$	1.54	1.33	0.87	1.00	1.98
$K^+$	2.53	1.65	1.24	1.11	2.22

**Tabelle 8.10:** Art des energiereichsten Sekundärteilchens aus Stößen von  $10^{15}$  eV Protonen mit Stickstoff-Kernen (in %).

das energiereichste Teilchen meist dem Projektil gleicht. Kaonen tauchen in allen Modellen mit steigender Energie vermehrt unter den energiereichsten Teilchen auf. Die absolute Anzahl variiert allerdings von etwa 4% bei HDPM bis 8% bei VENUS.

Die Verteilung der longitudinalen Impulse der Sekundärteilchen ist aus der  $x_F$ -Verteilung in Abb. 8.16 zu entnehmen.

In zweierlei Hinsicht unterscheiden sich die Kurven hier von denen der  $\bar{p}$ - $p$ -Stöße, die in Abb. 8.8 wiedergegeben sind. Zum ersten ist ein Unterschied in der Asymmetrie der Verteilungen festzustellen. Da das Projektil viel kleiner als das Target ist, wird auch die Verteilung der Reaktionsprodukte durch einen Überschuss auf der Targetseite asymmetrisch. Dies ist deutlich in allen drei Teilbildern und bei allen Modellen zu sehen. Zum zweiten zeigen die Verteilungen der Baryonen charakteristische Spitzen bei  $x_F = \pm 1$ , die von den diffraktiven Reaktionen herrühren. Die Projektildiffraktion, die eine wichtige Rolle in der Entwicklung von Luftschauern spielt, wird von allen Modellen beschrieben. Die Höhe der Spitze bei  $x_F = +1$  ist bei allen Modellen etwa gleich. Große Unterschiede bestehen jedoch im Bereich  $0.7 < x_F < 0.95$ . Hier betragen die Differenzen bis zu einer Größenordnung. Die Ursachen dafür liegen in der Art und Weise, wie die diffraktiven Reaktionen realisiert werden und in der Energie, welche zur Erzeugung von Sekundärteilchen zur Verfügung gestellt wird. DPMJET zeigt, in Übereinstimmung mit den Werten aus Tab. 8.9 und 8.10, am wenigsten Baryonen im Bereich  $0.7 < x_F < 0.95$ , und hat zusammen mit HDPM und SIBYLL eine viel ausgeprägtere diffraktive Spitze als VENUS oder QGSJET. Die Unterschiede bei  $x_F \approx 0.4$  bis  $0.8$  stammen von der Behandlung der führenden Teilchen in nicht-diffraktiven Wechselwirkungen und betragen etwa einen Faktor 4. Auch bei der Targetdiffraktion gibt es große Unterschiede. QGSJET scheint überhaupt keine Targetdiffraktion zu enthalten, und die anderen Modelle zeigen sehr verschieden ausgeprägte Spitzen. In der Verteilung von VENUS sieht man eine Überhöhung auf der Targetseite, die auf sekundäre Wechselwirkungen zurückzuführen ist. Da jedoch die Teilchen auf der Targetseite im Laborsystem fast keine Energie besitzen, spielen sie für die Luftschauerentwicklung keine Rolle.

Wie im Falle der  $p$ - $\bar{p}$ -Stöße, besitzen die  $x_F$ -Verteilungen für Photonen deutlich kleinere Ausläufer als die Mesonenverteilungen. Photon- und Mesonverteilungen zeigen geringere Modellunterschiede als die Baryonverteilungen. VENUS hat auch hier als Folge der sekundären Wechselwirkungen mehr Teilchen in Rückwärtsrichtung als die anderen Modelle, und SIBYLL und DPMJET liegen in Vorwärtsrichtung etwas über den anderen Modellen.

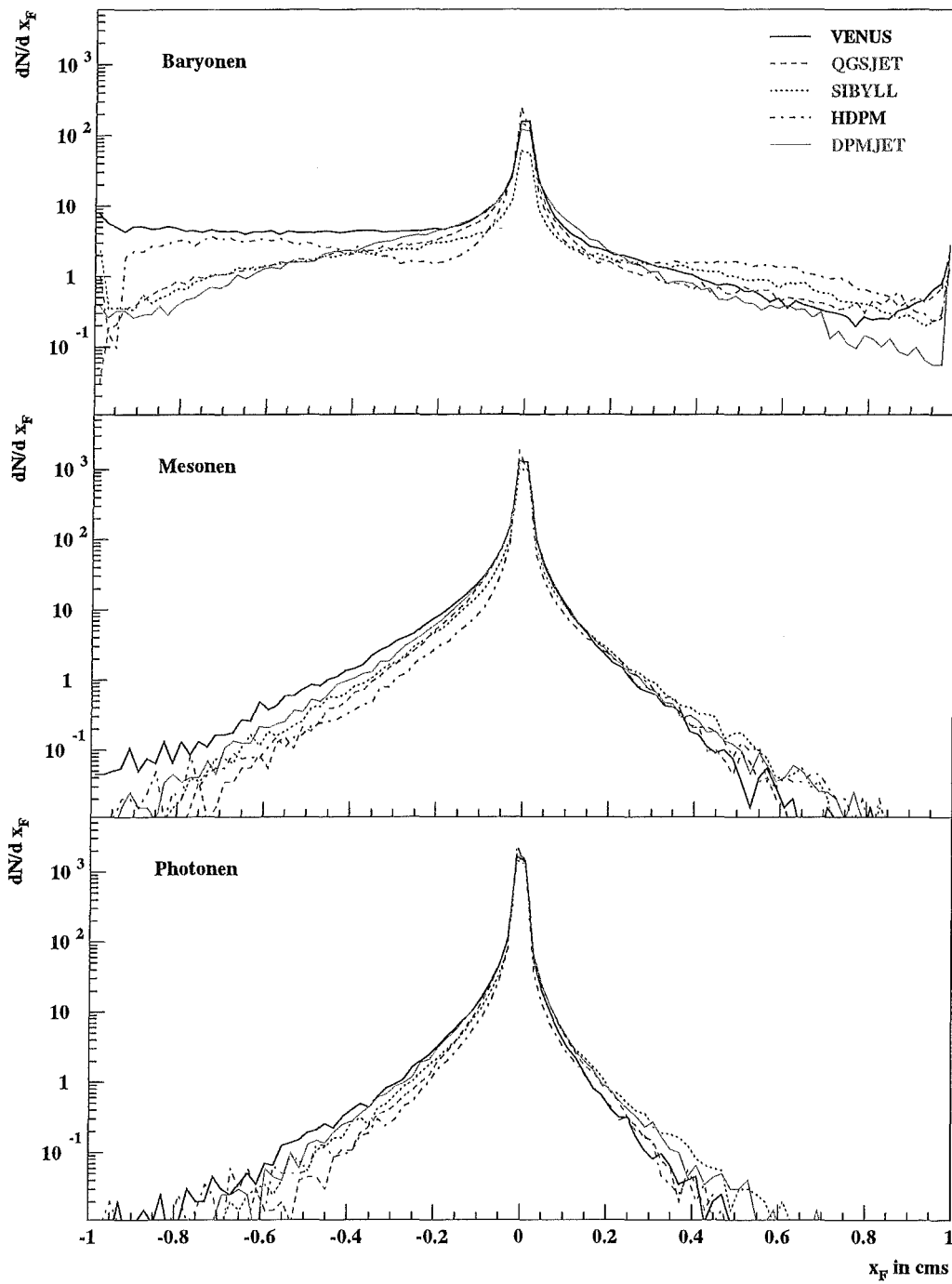
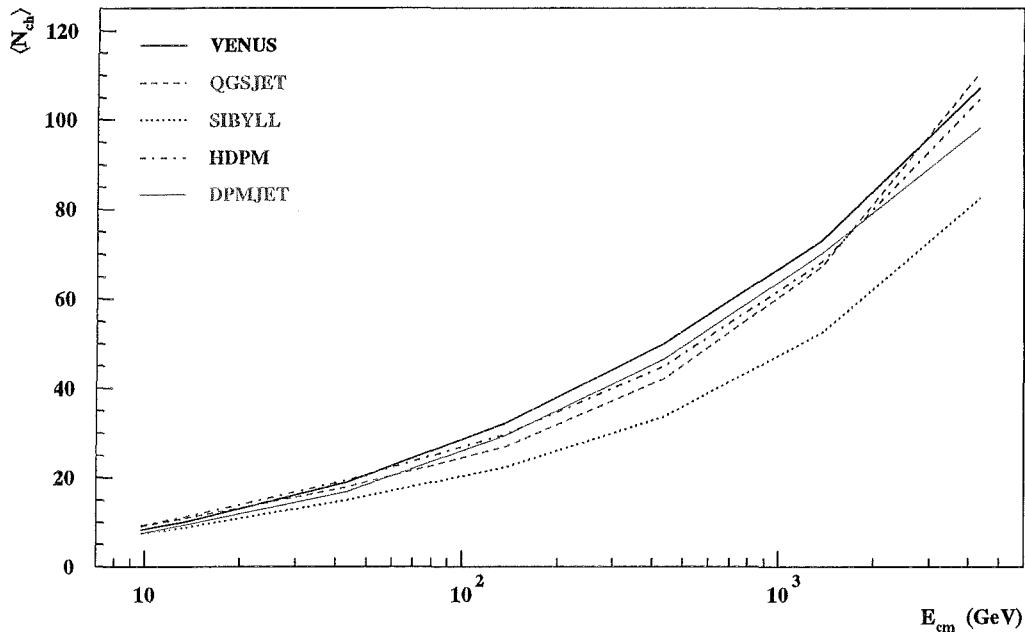


Abbildung 8.16: Feynman- $x_F$  Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus Stößen von  $10^{15}$  eV Protonen mit Stickstoff-Kernen.



**Abbildung 8.17:** Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus  $p$ - $N$ -Stößen als Funktion der Schwerpunktenenergie.

Die Multiplizität geladener Teilchen aus  $p$ - $N$ -Stößen erstreckt sich zu weit höheren Werten als bei den  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen. Der Mittelwert beträgt bei  $E_0 = 10^{15}$  eV für VENUS, QGS und HDPM  $\langle n_{\text{ch}} \rangle = 70$  geladene Teilchen und die Breite der negativen Binomialverteilung ist  $\sigma(\langle n_{\text{ch}} \rangle) = 57$ . SIBYLL und DPMJET haben wie bei den  $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen mit  $\sigma(\langle n_{\text{ch}} \rangle) = 38$  und  $\sigma(\langle n_{\text{ch}} \rangle) = 46$  geringere Fluktuationen als die anderen Modelle. Die mittlere Multiplizität geladener Teilchen ist in Abb. 8.17 als Funktion der Schwerpunktenenergie<sup>6</sup> zu sehen. Die verschiedenen Modelle geben übereinstimmende Ergebnisse innerhalb von 10%, bis auf das SIBYLL-Programm, das um 30% kleinere Multiplizitäten für  $\sqrt{s} > 100$  GeV liefert. Bei  $E_{\text{cm}} = 4.3 \times 10^3$  GeV (entspricht  $E_{\text{lab}} = 10^7$  GeV) unterscheiden sich deutlich die Steigungen der Kurven, so daß für höhere Energien klare Differenzen zu erwarten sind (siehe Abs. 8.2.6 weiter unten).

Die Form der Transversalimpulsverteilungen geladener Teilchen für die einzelnen Modelle gleicht der der  $\bar{p}$ - $p$ -Stöße, die in Abb. 8.10 wiedergegeben sind. Die Variation von  $\langle p_{\perp} \rangle$  mit der Energie ist für SIBYLL, QGSJET und DPMJET unverändert. Im Vergleich zu den  $\langle p_{\perp} \rangle$ -Werten in  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen liegt VENUS im gesamten Energiebereich ca. 10% höher, HDPM gibt den gleichen Wert bei niederen Energien, aber einen 10% höheren Wert bei  $\sqrt{s} = 4.3 \times 10^4$  GeV. Bei Nukleon-Kern-Stößen erwartet man im Prinzip, daß durch die Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern und den Cronin-Effekt vermehrt Teilchen mit hohem Transversalimpuls entstehen und damit der mittlere Transversalimpuls vergrößert wird (siehe Abs. 4.2.2.3). Da der Effekt mit der Masse des Targetkerns wächst [150, 356], ist der erwartete Effekt bei Stickstoff allerdings nur gering.

Der mittlere Energieanteil der Photonen  $k_{\gamma}$  ist, wie schon erwähnt, von großer Bedeutung für die Entwicklung von Schauern. In Abb. 8.19 ist  $k_{\gamma}$  als Funktion der Schwerpunktenenergie gezeigt. Die Kurvenverläufe sind denen von  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen sehr ähnlich (vgl. Abb. 8.12). Nur DPMJET gibt im Bereich  $E_{\text{cm}} \approx 10 \dots 100$  GeV eine um 10% kleineren Wert als bei  $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen. Für alle

<sup>6</sup>hier: Schwerpunktenenergie des Projektilnukleons mit *einem* Nukleon des Targets.  $E_{\text{cm}} = 10 \dots 4330$  GeV entspricht  $E_{\text{lab}} = 52 \dots 10^7$  GeV

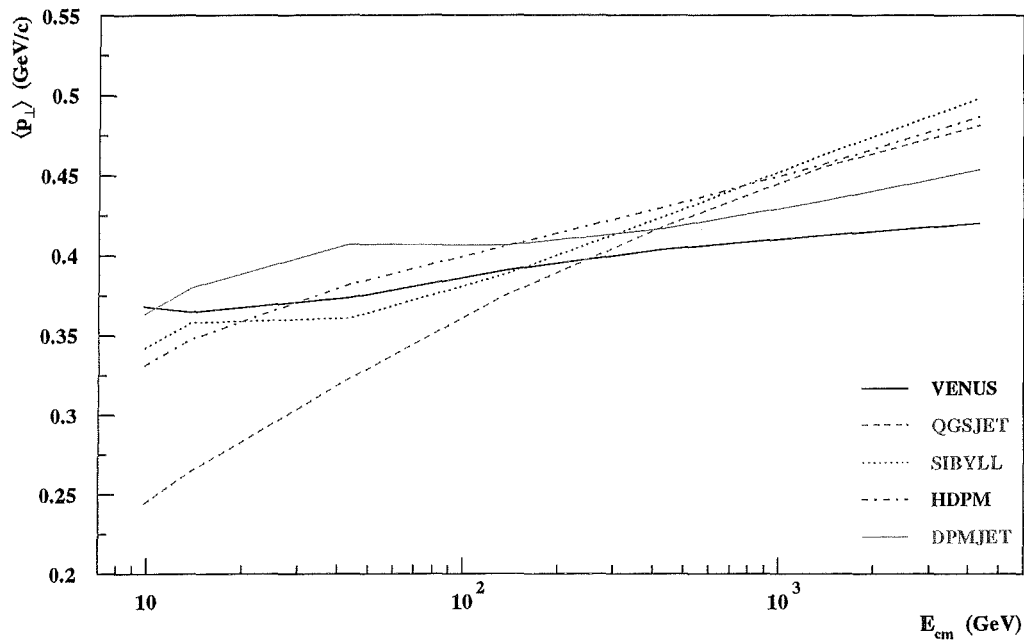


Abbildung 8.18: Mittlere Transversalimpulse geladener Teilchen aus  $p$ - $N$ -Reaktionen als Funktion der Schwerpunktennergie.

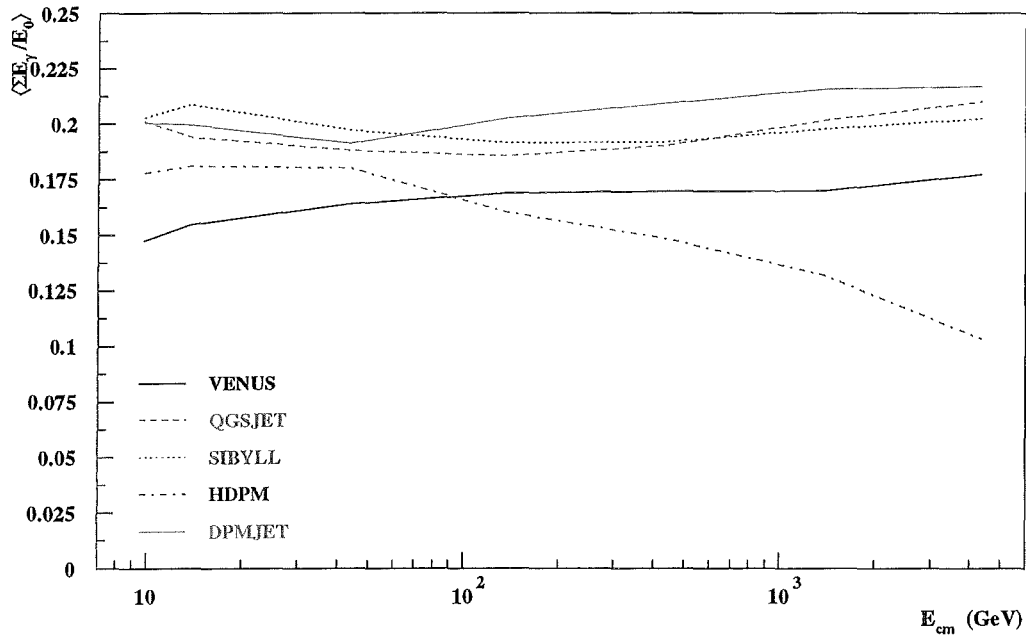


Abbildung 8.19: Mittlere Energieanteile von Photonen aus Kollisionen von Protonen mit Stickstoff-Kernen als Funktion der Schwerpunktennergie.

$E_0 = 10^{13}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	$3.1 \pm 2.4$	$1.2 \pm 1.2$	$1.0 \pm 0.9$	$1.4 \pm 1.3$	$1.4 \pm 1.2$
$\bar{p}$	$0.7 \pm 0.9$	$0.5 \pm 0.7$	$0.3 \pm 0.5$	$0.6 \pm 0.8$	$0.6 \pm 0.8$
$n$	$3.0 \pm 2.4$	$1.1 \pm 1.2$	$0.8 \pm 0.9$	$1.3 \pm 1.2$	$1.3 \pm 1.2$
$\bar{n}$	$0.6 \pm 0.8$	$0.5 \pm 0.7$	$0.3 \pm 0.5$	$0.5 \pm 0.8$	$0.6 \pm 0.8$
$\gamma$	$24.1 \pm 17.2$	$27.2 \pm 21.5$	$23.3 \pm 14.9$	$26.5 \pm 17.0$	$26.2 \pm 18.5$
$\pi^-$	$10.3 \pm 7.2$	$10.1 \pm 8.0$	$8.2 \pm 5.3$	$10.9 \pm 7.5$	$10.6 \pm 7.5$
$\pi^+$	$11.1 \pm 7.0$	$11.0 \pm 8.0$	$9.2 \pm 5.2$	$11.9 \pm 7.5$	$11.4 \pm 7.5$
$K_L^0$	$1.2 \pm 1.4$	$1.0 \pm 1.2$	$0.8 \pm 1.0$	$0.8 \pm 0.9$	$1.0 \pm 1.3$
$K_S^0$	$1.1 \pm 1.4$	$1.0 \pm 1.2$	$0.7 \pm 1.0$	$0.8 \pm 0.9$	$1.0 \pm 1.3$
$K^-$	$1.1 \pm 1.3$	$0.9 \pm 1.2$	$0.7 \pm 0.9$	$0.9 \pm 1.1$	$1.0 \pm 1.2$
$K^+$	$1.3 \pm 1.4$	$1.0 \pm 1.2$	$0.8 \pm 1.0$	$0.9 \pm 1.1$	$1.1 \pm 1.3$

**Tabelle 8.11:** Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus Stößen von  $10^{13}$  eV  $\pi^+$  mit Stickstoff-Kernen.

Modelle außer HDPM bleibt  $k_\gamma$  konstant oder wächst mit der Energie leicht an. Die Werte streuen zwischen 0.17 für VENUS und 0.22 für DPMJET. Bei HDPM dagegen fällt  $k_\gamma$  von 0.18 auf 0.10 bei  $E_{\text{cm}} = 4.3 \times 10^3$  GeV. Der Energieanteil  $k_B$ , der vom höchstenergetischen Baryon weggetragen wird, steigt für HDPM bis auf 0.5 an, für alle anderen Modelle bleibt er konstant oder fällt ab, wie man es aus geometrischen Überlegungen bei ansteigendem Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt erwarten würde (siehe Abs. 4.2.2.6). DPMJET gibt dabei mit 0.25 bis 0.35 die niedrigsten Werte und SIBYLL die höchsten von 0.36 bis 0.4 [267].

### 8.2.3 $\pi$ - $N$ -Kollisionen

Pion-Kern-Stöße spielen in Luftschauern eine wichtige Rolle, da die meisten Sekundärteilchen Pionen sind, die ihrerseits wieder mit den Kernen der Luft reagieren. Die Energien der Pionen sind aber meist viel kleiner als die Primärenergie. Deshalb wurden Vergleichsrechnungen von  $\pi^+$ -Stößen mit Stickstoff-Kernen bei einer Energie von  $10^{13}$  eV durchgeführt.

In Tab. 8.11 sind die mittleren Anzahlen von Sekundärteilchen aufgelistet. Die Übereinstimmung zwischen den Modellen ist besser als 30%. Bei den Baryonen und Kaonen sind die Streuungen deutlich größer. VENUS erzeugt die meisten Baryonen und Kaonen und QGSJET die meisten Photonen. SIBYLL gibt wiederum systematisch kleinere Teilchenzahlen und Fluktuationen als alle anderen Modelle.

In Tab. 8.12 erkennt man, daß 80-90% der Energie in Form von Pionen emittiert wird. Das ist deutlich mehr als im Falle von  $\bar{p}$ - $p$ - und  $p$ - $N$ -Reaktionen und liegt daran, daß das Projektil ein Meson ist. Ebenso erhalten Nukleonen und Antinukleonen weniger Energie als  $K$ -Mesonen. Da das Projektil positiv geladen ist, weisen auch die sekundären  $\pi^+$  im Mittel höhere Energien auf. In fast der Hälfte der Fälle ist ein  $\pi^+$  das energiereichste Sekundärteilchen (siehe Tab. 8.13). Baryonen haben mit maximal 15% (DPMJET) nur noch selten die höchste Energie. Das VENUS-Modell erzeugt mit 17% die meisten hochenergetischen Kaonen.

Die Verteilungen von  $x_F$  in  $\pi^+$ - $N$ -Reaktionen unterscheiden sich charakteristisch von denen in den vorhergehenden Abschnitten. In Abb. 8.20 sind die Verteilungen für sekundäre Baryonen, Mesonen und Photonen gezeigt. Am auffälligsten ist das Fehlen von Baryonen bei  $x_F > 0.8$ . Die Rolle der führenden Teilchen wird von den Mesonen übernommen. Sie dominieren den gesamten Vorwärtsbe-

$E_0 = 10^{13}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	1.78	1.65	1.63	1.42	2.50
$n$	1.52	1.34	1.03	1.40	2.09
$\bar{p}$	1.80	1.24	0.97	1.47	2.05
$\bar{n}$	1.80	1.39	1.69	1.28	2.75
$\gamma$	25.20	29.65	30.39	28.19	25.70
$\pi^-$	15.30	18.73	15.52	16.75	16.55
$\pi^+$	39.17	36.60	37.42	43.10	37.31
$K_L^0$	3.47	2.45	2.75	1.45	2.76
$K_S^0$	3.38	2.11	2.78	1.37	2.68
$K^-$	2.99	2.15	2.07	1.64	2.59
$K^+$	3.37	2.45	3.53	1.69	2.82

**Tabelle 8.12:** Energieanteile einzelner Gruppen von Sekundärteilchen (in %) aus Stößen von  $10^{13}$  eV  $\pi^+$  mit Stickstoff-Kernen.

$E_0 = 10^{13}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	1.31	1.91	1.74	1.00	3.49
$\bar{p}$	1.43	1.10	0.87	1.17	2.85
$n$	1.01	1.45	0.69	1.37	2.70
$\bar{n}$	1.62	1.34	2.15	1.11	4.31
$\gamma$	19.85	22.42	23.57	23.95	18.20
$\pi^-$	12.61	19.19	13.12	12.34	14.42
$\pi^+$	45.19	43.94	45.60	54.87	41.55
$K_L^0$	4.68	2.44	3.00	1.06	3.22
$K_S^0$	4.60	1.88	2.94	0.89	3.05
$K^-$	3.48	1.93	1.80	1.04	2.83
$K^+$	4.12	2.27	4.36	1.01	3.31

**Tabelle 8.13:** Art des energiereichsten Sekundärteilchens aus Stößen von  $10^{13}$  eV  $\pi^+$  mit Stickstoff-Kernen (in %).



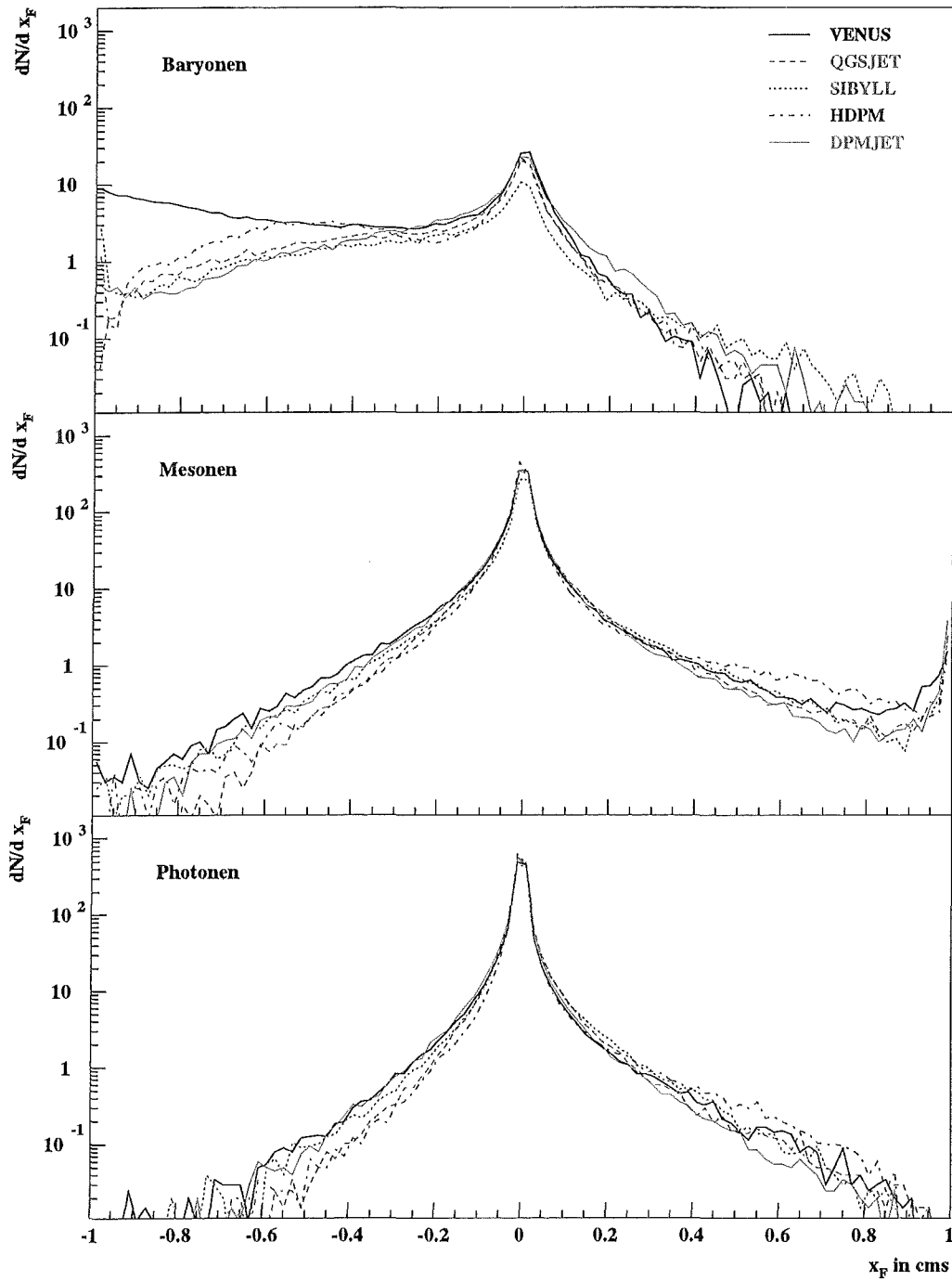


Abbildung 8.20: Feynman- $x_F$  Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus Stößen von  $10^{13}$  eV  $\pi^+$  mit Stickstoff-Kernen.

reich und weisen eine diffraktive Spitze bei  $x_F = 1$  auf. Baryonen entstehen im Targetbereich und dominieren dort die Verteilung. Als Folge der sekundären Wechselwirkungen übertrifft die VENUS-Kurve für Baryonen deutlich die der anderen Modelle. Die Modellunterschiede im Vorwärtsbereich sind zwar kleiner als bei den  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen, betragen aber noch immer etwa einen Faktor 4 für  $0.7 < x_F < 0.9$ . VENUS liegt auch hier über QGSJET, DPMJET und SIBYLL und zeigt einen glatteren Übergang zum diffraktiven Teil des Spektrums als die anderen Modelle.

Die Verteilung der Multiplizität der geladenen Teilchen gleicht sehr der Verteilung für  $p$ - $N$ -Reaktionen. SIBYLL und DPMJET haben die schmalsten Verteilungen, und SIBYLL gibt den kleinsten Mittelwert, wie man in Abb. 8.21 sehen kann. QGSJET zeigt aufgrund von Minijet-Produktion einen starken Anstieg der Multiplizität mit der Schwerpunktenergie<sup>7</sup>. Die Multiplizität bei  $E_{cm} > 10^3$  GeV übersteigt sogar die Werte von den  $p$ - $N$ -Stößen. Bei den anderen Modellen liegen die Multiplizitäten etwa um 10% unter denen von  $p$ - $N$ -Stößen. Die kleinsten Multiplizitäten werden von SIBYLL vorhergesagt. Sie liegen 30% unter denen der anderen Modelle. Ein starker Anstieg der Multiplizität aufgrund von Minijet-Produktion ist in der SIBYLL-Kurve nicht zu erkennen.

Die  $p_{\perp}$ -Verteilungen sowie der mittlere Transversalimpuls als Funktion der Energie unterscheiden sich nicht wesentlich von denen der  $p$ - $N$ -Reaktionen.

Größere Unterschiede gibt es jedoch beim Energieanteil der sekundären Photonen (siehe Abb. 8.22). Wenn das Projektil ein Pion ist, erhält man häufiger hochenergetische  $\pi^0$  als führende Teilchen und damit viel Energie für die elektromagnetische Komponente.  $k_{\gamma}$  liegt mit Werten von 0.25 bis 0.33 deutlich höher als bei den  $p$ - $N$ -Reaktionen. HDPM zeigt auch hier als einziges Modell einen Abfall mit steigender Energie, liegt aber ebenfalls deutlich über den Werten aus Abb. 8.19. Im DPMJET-Modell ist der Unterschied zur  $p$ - $N$ -Kurve am kleinsten, so daß DPMJET zusammen mit VENUS hier eher kleine  $k_{\gamma}$  vorhersagt.

### 8.2.4 $Fe$ - $N$ -Kollisionen

In Reaktionen von einem Eisen-Projektil mit einem Stickstoff-Target wird neben den Eigenschaften der Teilchenproduktion auch die Behandlung der Kern-Kern-Wechselwirkung in den einzelnen Modellen sichtbar. Hauptsächlich ist die Zahl der an der Wechselwirkung beteiligten Nukleonen in Projektil und Target von Bedeutung. Die Anzahl der wechselwirkenden Projektilnukleonen  $n_{PP}$  wird in allen Modellen außer VENUS nach dem Glauber-Formalismus (siehe Abs. 4.3.1) berechnet. Entsprechend sieht man in Abb. 8.23 ähnliche Verteilungsformen. Die Verteilung von  $n_{PP}$  aus dem VENUS-Programm gleicht denen der anderen Modelle, was dafür spricht, daß der Glauber-Formalismus und die Behandlung in VENUS nicht sehr verschieden sind. DPMJET ergibt bei allen Energien 15% größere Mittelwerte, da es deutlich weniger Kollisionen mit nur einem Projektilnukleon hat als die anderen Modelle. HDPM gibt einen um 40% größeren Mittelwert, da hier auch Kollisionen mit über 40 teilnehmenden Nukleonen stattfinden. Ein Grund dafür liegt darin, daß in HDPM die Kerndichte anders als in den anderen Modellen behandelt wird (siehe Abs. 4.3.1 und Abb. 4.15).

Die Anzahl der wechselwirkenden Targetnukleonen  $n_{TP}$  wird in Modellen, die nach dem Superpositionsprinzip verfahren, wie SIBYLL und HDPM, deutlich überschätzt (siehe Abs. 4.3.4). Im unteren Teilbild von Abb. 8.23 zeigen SIBYLL und HDPM Ausläufer zu Nukleonanzahlen weit über 14, was bei einem  $^{14}N$ -Kern unphysikalisch ist. Sogar  $\langle n_{TP} \rangle$  steigt in diesen Modellen auf Werte über 14 an. In HDPM z.B. wird jedes Targetnukleon, das  $n$  mal von einem Projektilnukleon getroffen wird,  $n$  mal gezählt, und die Verteilung reicht bis  $n_{TP} \approx 100$ . Für diese Modelle ist folglich auch die zur Teilchenproduktion zur Verfügung stehende Energie größer. Die Modelle, die Kern-Kern-Wechselwirkungen

<sup>7</sup>hier: Schwerpunktenergie des Projektil-Pions mit *einem* Nukleon des Targets.

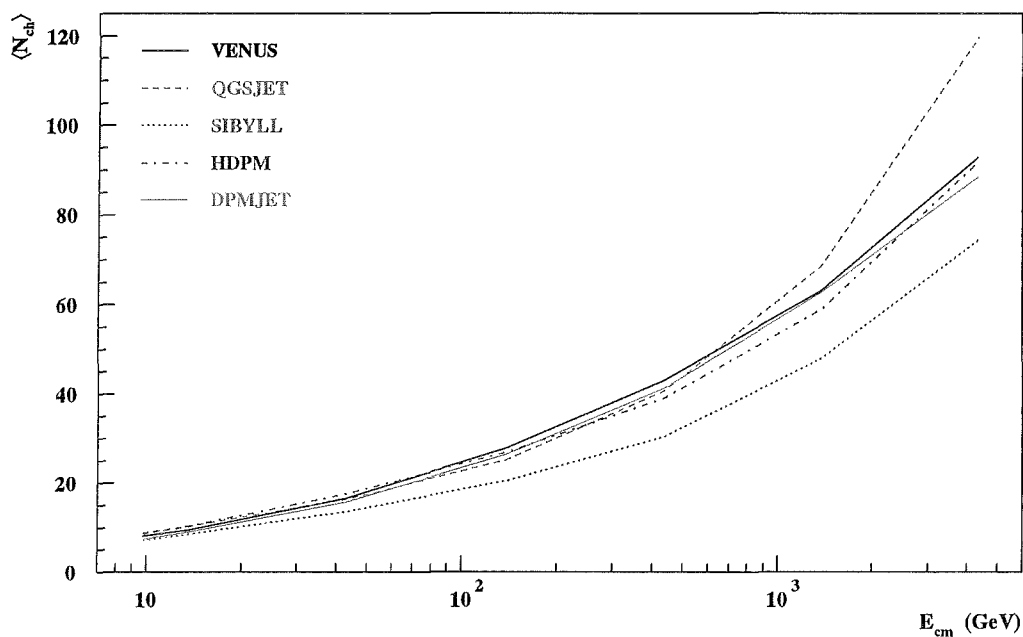


Abbildung 8.21: Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus Stößen von  $\pi^+$  mit Stickstoff-Kernen als Funktion der Schwerpunktenenergie.

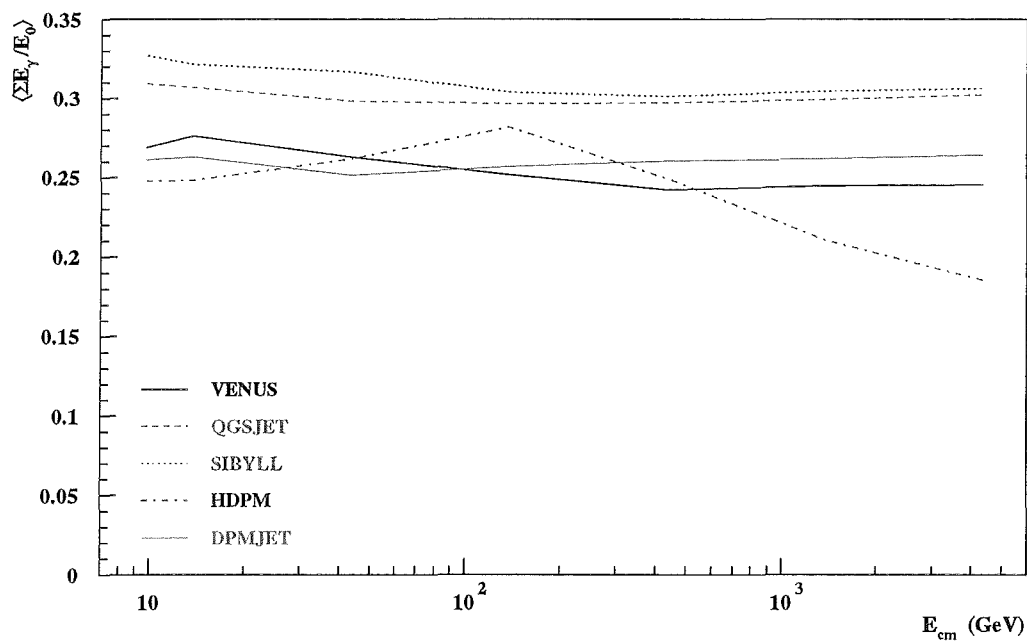
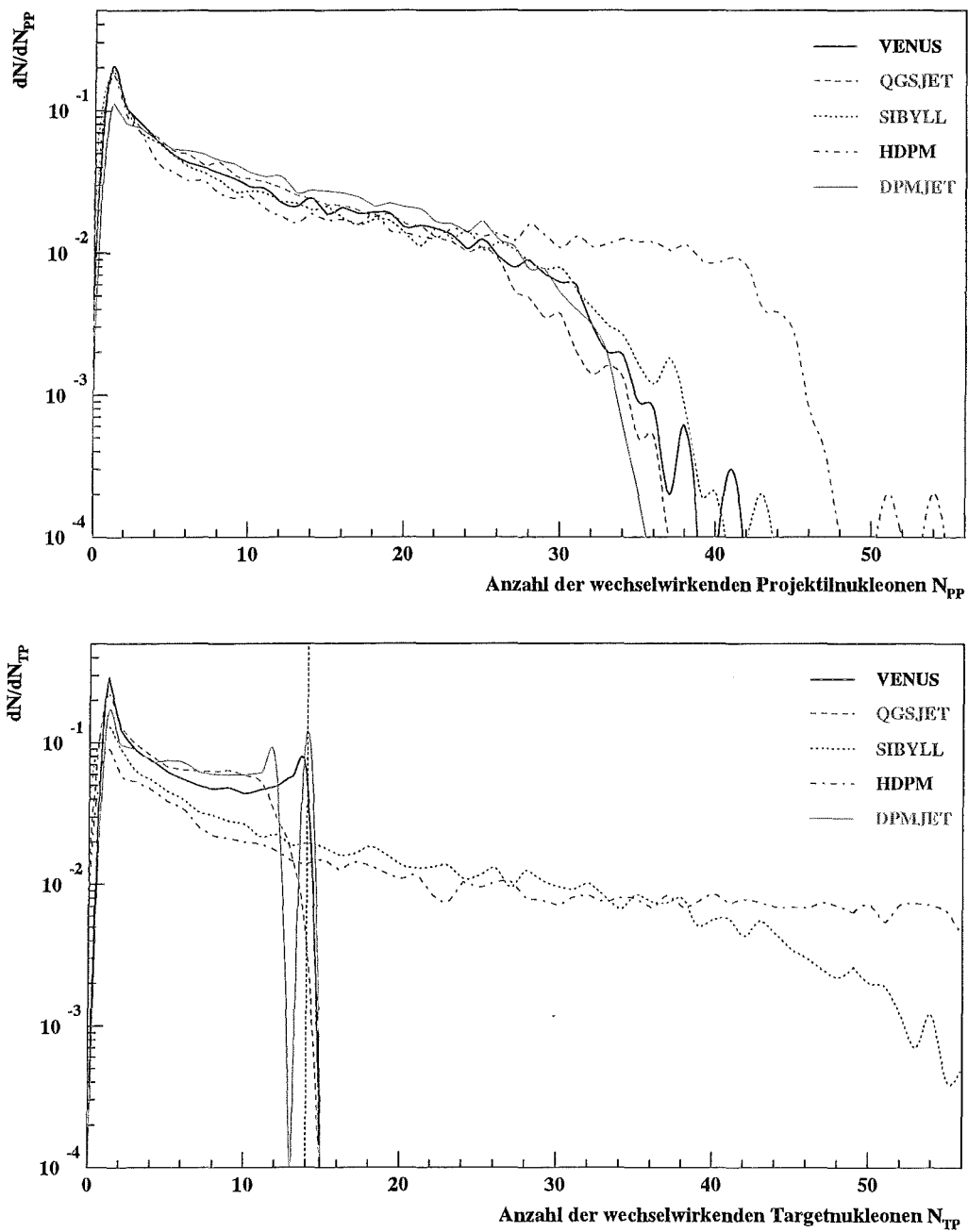


Abbildung 8.22: Mittlere Energieanteile der Photonen aus Kollisionen von  $\pi^+$  mit Stickstoff-Kernen als Funktion der Schwerpunktenenergie.



**Abbildung 8.23:** Mittlere Verteilungen der Zahl der reagierenden Projektil- und Targetnucleonen in Kollisionen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen mit Stickstoff. Oben: Projektil ( $Fe$ ); unten: Target ( $N$ ). Die gepunktete Linie liegt bei 14, der maximalen Nucleonenzahl des Targets.

im Detail modellieren, ergeben Verteilungen mit  $n_{\text{TP}} \leq 14$ . Die Maxima bei 1 und 14 Targetnukleonen ergeben sich aus der Geometrie des Stoßprozesses. Zwei programmtechnische Fehler sind in Abb. 8.23 auszumachen: QGSJET zeigt kein Maximum bei  $n_{\text{TP}} = 14$ , und in DPMJET kommen keine Reaktionen mit  $n_{\text{TP}} = 13$  vor.

Die Unterschiede in der Zahl der wechselwirkenden Nukleonen beeinflussen direkt Anzahl, Art und Energie der Sekundärteilchen. In Tab. 8.15 sind die mittleren Teilchenzahlen bei Reaktionen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen auf Stickstoff tabelliert.

HDPM produziert 70 bis 90% mehr Photonen und Pionen als alle anderen Modelle. Auch die Anzahl der Baryonen und Kaonen ist höher. SIBYLL hat nicht mehr die kleinste Multiplizität. Die Überschätzung der Teilchenzahl durch das Superpositionsmodell gleicht das Defizit in der Teilchenproduktion aus. Allerdings wird der Überschuß nicht gleichmäßig im ganzen Phasenraum verteilt. Da im Superpositionsmodell eine  $Fe-N$ -Reaktion als Überlagerung von mehreren  $p-N$ -Reaktionen erzeugt wird, und jede  $p-N$ -Reaktion mehr Sekundärteilchen auf der Targetseite produziert, wird auch die  $Fe-N$ -Reaktion mehr Teilchen im Rückwärtsbereich als im Vorwärtsbereich haben. In diesem Falle ist aber das Projektil größer als das Target, und somit sollten im Vorwärtsbereich mehr Teilchen zu finden sein. Diese Überlegungen werden in Abb. 8.25 deutlich. Dort ist die Verteilung von Feynman- $x_F$  für Baryonen, Mesonen und Photonen gezeigt. Die Baryonenverteilungen für VENUS, QGSJET und DPMJET zeigen die richtige Asymmetrie mit größerer Teilchenzahl im Vorwärtsbereich. HDPM und SIBYLL haben einen überhöhten Rückwärtsbereich. Die Variationen zwischen den Modellen sind recht groß und erreichen bis zu zwei Größenordnungen. Im VENUS-Modell führen die sekundären Wechselwirkungen zu deutlichen Überhöhungen bei  $x_F \approx \pm 1$ . Dabei werden einige Nukleonen, die ursprünglich Spektatoren waren, zu den Sekundärteilchen gezählt. DPMJET produziert keine diffraktiven Ereignisse in Vorwärtsrichtung, und QGSJET gibt keine Baryonen im Targetsystem. Auch in den Mesonen- und Photonen-Verteilungen zeigen sich HDPM und SIBYLL mit der falschen Asymmetrie. Die größten Unterschiede im Vorwärtsbereich liegen allerdings zwischen VENUS und QGSJET mit etwa einer Größenordnung für  $|x_F| > 0.8$ . Sie sind größer als die entsprechenden Unterschiede in den  $p-N$ -Reaktionen. Die Unterschiede im Rückwärtsbereich sind für die Entwicklung von Luftschauern nicht besonders wichtig, da sie lediglich Teilchen enthalten, die im Laborsystem nur kleine Energien haben.

In Abb. 8.26 ist die Verteilung der Multiplizität geladener Teilchen aus  $Fe-N$ -Reaktionen bei  $E_0 = 10^{15}$  eV gezeigt. Es gibt Ereignisse mit mehr als 1000 geladenen Sekundärteilchen. HDPM erreicht sogar 1600 als Folge des Superpositionsprinzips. Bei SIBYLL kompensieren sich der Effekt des Superpositionsmodells und der kleinen intrinsischen Multiplizität, was zu einer Verteilung führt, die denen von VENUS, QGSJET oder DPMJET gleicht.

Die mittlere Multiplizität geladener Teilchen als Funktion der Schwerpunktennergie<sup>8</sup> spiegelt die Unterschiede in den Verteilungen wider und streut etwa um einen Faktor 2 mit HDPM an der Spitze und QGSJET mit dem kleinsten Mittelwert. Der hohe Wert für HDPM rührt vermutlich von der Annahme über die Kerndichte her (siehe Abs. 4.3.1). Sie führt zu mehr wechselwirkenden Nukleonen und damit zu mehr Sekundärteilchen.

In Tab. 8.14 ist der Energieanteil der einzelnen Teilchengruppen aufgelistet. Da von den 56 Nukleonen des Projektils nur ein Teil an der eigentlichen Wechselwirkung teilnimmt, verläßt ein beträchtlicher Teil der Energie mit den Spektatoren das Reaktionsvolumen. Bei  $E_0 = 10^{15}$  eV beträgt dieser Anteil 80 bis 85%. Dieser Anteil ist in der letzten Zeile von Tab. 8.14 aufgeführt. Der Wert für VENUS weicht stark von den Zahlen der anderen Modelle ab. Im VENUS-Modell können Spektator-Nukleonen durch sekundäre Wechselwirkungen einen geringen Energie- und Impulsübertrag erfahren, so daß sie nicht mehr als Spektatoren gezählt werden. Ihre Energie verschwindet damit bei den Spektatoren und taucht bei den Nukleonen aus der Teilchenproduktion wieder auf

<sup>8</sup>hier: Schwerpunktennergie *eines* Projektilnukleons mit *einem* Nukleon des Targets. Dadurch sind die Ergebnisse mit  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen von gleicher Schwerpunktennergie vergleichbar.

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	15.28	3.01	5.19	3.75	2.43
$n$	16.95	2.98	1.65	4.04	2.45
$\bar{p}$	0.37	0.16	0.16	0.36	0.31
$\bar{n}$	0.33	0.15	0.18	0.34	0.30
$\gamma$	3.51	2.87	3.10	3.39	4.22
$\pi^-$	3.14	2.36	2.18	2.87	3.55
$\pi^+$	2.92	2.32	2.68	2.88	3.49
$K_L^0$	0.67	0.26	0.29	0.36	0.44
$K_S^0$	0.67	0.34	0.29	0.36	0.43
$K^-$	0.51	0.26	0.23	0.40	0.37
$K^+$	0.88	0.33	0.32	0.40	0.49
Spektatoren	54.77	84.98	83.74	80.85	81.53

Tabelle 8.14: Energieanteile der einzelnen Gruppen von Sekundärteilchen aus Stößen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen mit Stickstoff (in %).

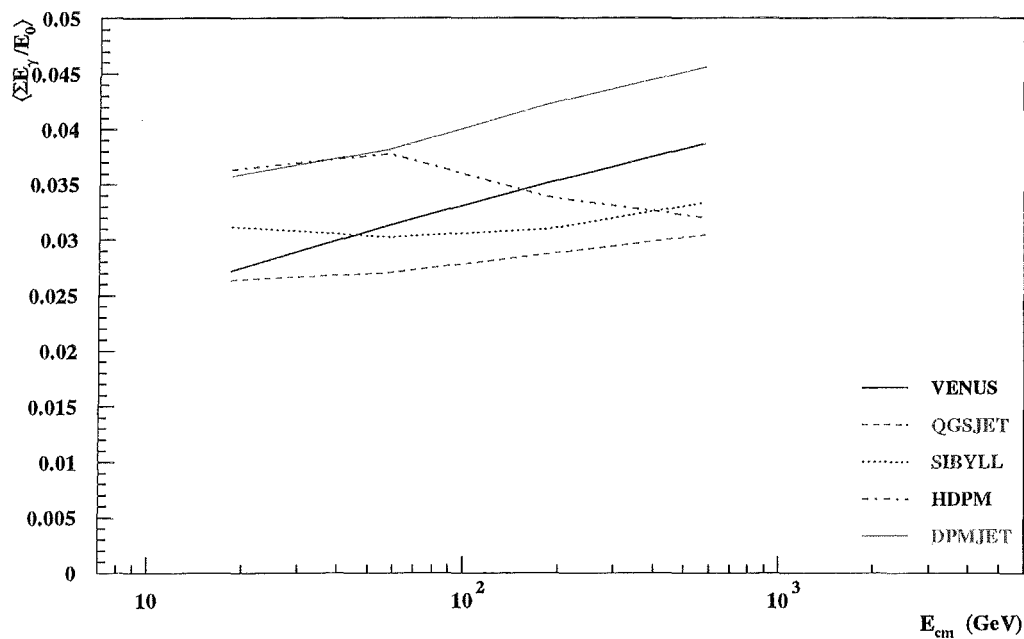


Abbildung 8.24: Mittlere Energieanteile von Photonen aus Kollisionen von Eisen-Kernen mit Stickstoff als Funktion der Schwerpunktennergie.

(ohne Konsequenzen für die Entwicklung von Luftschauern). Die Summe aus beiden liegt für alle Modelle zwischen 86 und 91%. Etwa 4.5-6% der Energie steckt in Pionen, 3-4% in Photonen und 1-3% in Kaonen. Die relativen Häufigkeiten der einzelnen Teilchengruppen entsprechen in etwa denen bei  $\bar{p}$ - $p$ - und  $p$ - $N$ -Stößen.

In Abb. 8.24 ist der Energieanteil der Photonen  $k_\gamma$  als Funktion der Schwerpunktennergie aufgetragen.

$E_0 = 10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	$23.1 \pm 16.2$	$10.9 \pm 9.5$	$15.4 \pm 15.7$	$29.2 \pm 28.9$	$14.3 \pm 10.8$
$\bar{p}$	$6.8 \pm 7.0$	$4.0 \pm 4.1$	$2.8 \pm 3.3$	$9.8 \pm 10.2$	$5.8 \pm 5.0$
$n$	$23.4 \pm 16.1$	$10.3 \pm 9.1$	$11.6 \pm 12.0$	$29.0 \pm 28.5$	$14.1 \pm 10.7$
$\bar{n}$	$6.1 \pm 6.3$	$3.7 \pm 3.9$	$2.9 \pm 3.3$	$9.1 \pm 9.4$	$5.5 \pm 4.8$
$\gamma$	$246.0 \pm 248.8$	$225.2 \pm 218.1$	$240.5 \pm 246.7$	$432.9 \pm 425.9$	$249.6 \pm 188.1$
$\pi^-$	$104.1 \pm 103.1$	$87.5 \pm 85.1$	$88.2 \pm 90.3$	$173.5 \pm 171.1$	$104.5 \pm 78.7$
$\pi^+$	$101.6 \pm 101.0$	$86.8 \pm 84.5$	$90.3 \pm 92.4$	$173.1 \pm 170.8$	$103.5 \pm 77.9$
$K_L^0$	$13.5 \pm 14.6$	$7.9 \pm 7.9$	$8.3 \pm 9.0$	$13.5 \pm 13.7$	$10.3 \pm 8.5$
$K_S^0$	$13.6 \pm 14.7$	$8.6 \pm 8.4$	$8.3 \pm 9.0$	$13.5 \pm 13.7$	$10.3 \pm 8.7$
$K^-$	$13.2 \pm 14.4$	$8.0 \pm 7.9$	$7.9 \pm 8.6$	$14.5 \pm 14.8$	$10.1 \pm 8.4$
$K^+$	$15.3 \pm 16.3$	$8.6 \pm 8.4$	$9.0 \pm 9.6$	$14.5 \pm 14.8$	$10.9 \pm 8.9$

**Tabelle 8.15:** Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen mit Stickstoff.

Da ein Großteil der Energie von den Spektatornukleonen weggetragen wird, erwartet man einen sehr viel kleineren Anteil als z.B. bei  $\bar{p}$ - $p$ - oder den  $p$ - $N$ -Kollisionen. In der Tat liegen die Anteile zwischen 0.025 und 0.045, betragen also nur ca. 20% der  $\bar{p}$ - $p$ - oder  $p$ - $N$ -Werte. Auch hier gibt es große Modellunterschiede, die Einfluß auf die Schauerentwicklung haben. DPMJET und QGSJET sind die Modelle mit dem höchsten bzw. niedrigsten  $k_\gamma$ . Sie unterscheiden sich um etwa 40% und weisen auch verschiedene Steigungen mit der Energie auf. In HDPM ergibt sich sogar ein Abfall von  $k_\gamma$  mit der Energie.

### 8.2.5 $N$ - $N$ -Kollisionen

Der Fall von Stickstoff-Stickstoff-Kollisionen stellt einen Spezialfall der Kern-Kern-Stöße dar, in dem Projektil und Target identisch sind. Dieses symmetrische System muß auch zu völlig symmetrischen Verteilungen in der Rapidität bzw. in  $x_F$  führen. Simulierte Verteilungen zeigen, wie realistisch die Behandlung von Kern-Kern-Kollisionen in den einzelnen Modellen gelungen ist. Als Beispiel ist in Abb. 8.27 die Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Stickstoff-Kernen mit Stickstoff gezeigt.

HDPM und SIBYLL verwenden das Superpositionsprinzip und behandeln Target und Projektil nicht in gleicher Weise. Dies resultiert in einer Überschätzung der Sekundärteilchen auf der Targetseite und damit in einer asymmetrischen Verteilung. Im Falle von SIBYLL ist der Effekt sichtbar, aber nicht besonders groß. HDPM überschätzt die Teilchenzahl auf der Targetseite um etwa 100%. VENUS, QGSJET und DPMJET produzieren im Zentralbereich völlig symmetrische Verteilungen. Diese Modelle bestimmen erst die Anzahl von wechselwirkenden Nukleonen in Projektil und Target in Abhängigkeit des Impakt-Parameters und verfolgen dann schrittweise die einzelnen Nukleonen und streuen sie aneinander, wenn sie sich nahe genug kommen. Mit dieser detaillierten Behandlung wird Mehrfachwechselwirkungen Rechnung getragen und Doppelzählung vermieden. Die Unterschiede zwischen den Modellen betragen ca. 20%. Der große Überschuß von Teilchen im HDPM-Modell spielt für die Luftschauerentwicklung nur eine untergeordnete Rolle, da die Teilchen mit kleiner Energie im Targetbereich entstehen und wenig zur weiteren Teilchenproduktion beitragen.

Wichtiger sind dagegen die Teilchen, die nach vorn emittiert werden. Der Vorwärtsbereich ist besser in den Feynman- $x_F$  Verteilungen in Abb. 8.28 zu sehen. Hier zeigen auch QGSJET und DPMJET

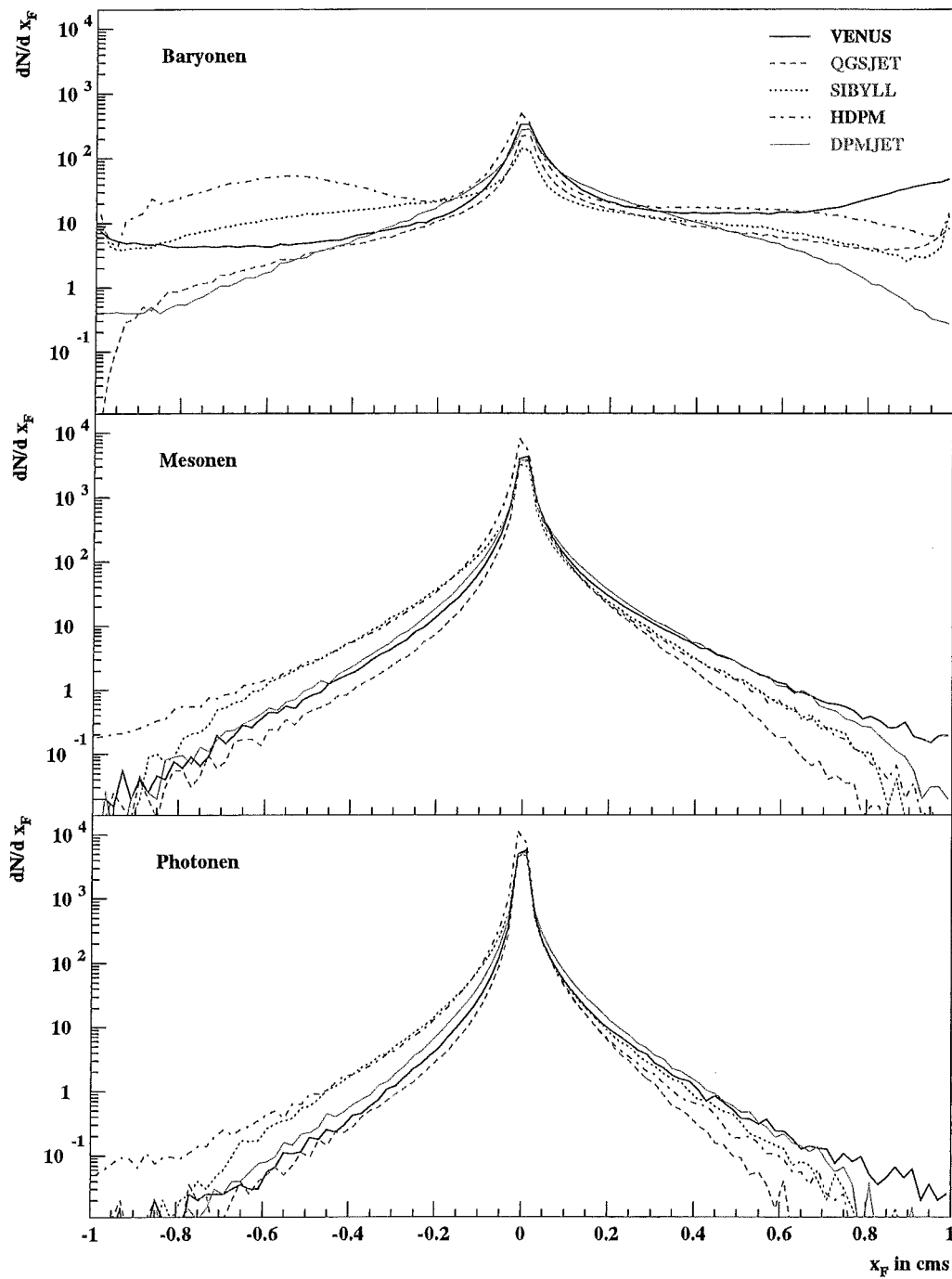


Abbildung 8.25: Feynman- $x_F$  Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen mit Stickstoff.



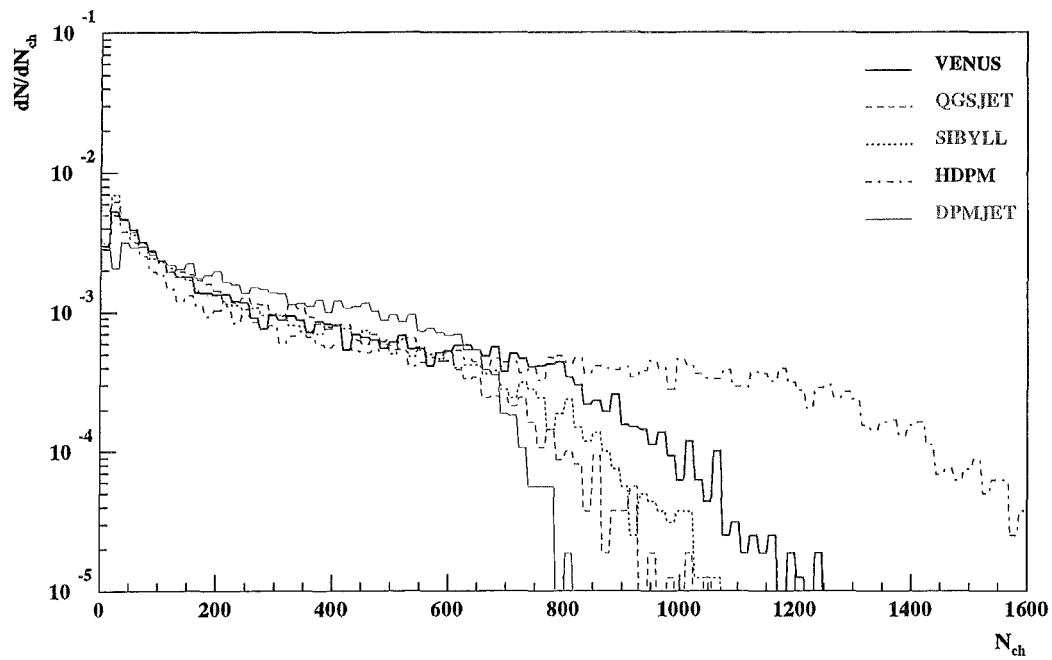


Abbildung 8.26: Verteilungen der Multiplizität geladener Teilchen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen mit Stickstoff.

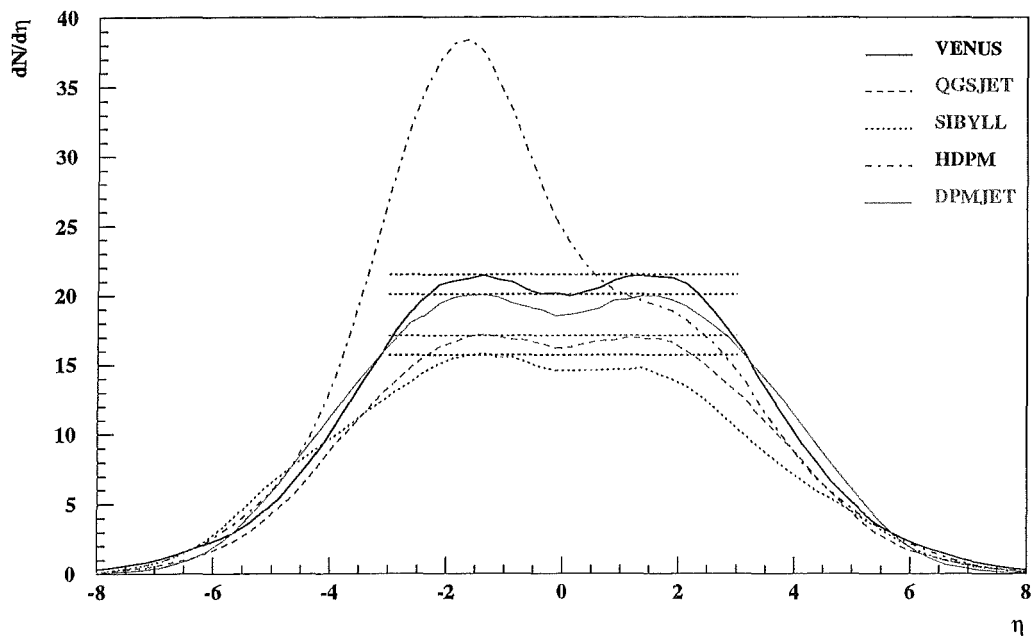


Abbildung 8.27: Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Stickstoff-Kernen mit Stickstoff.

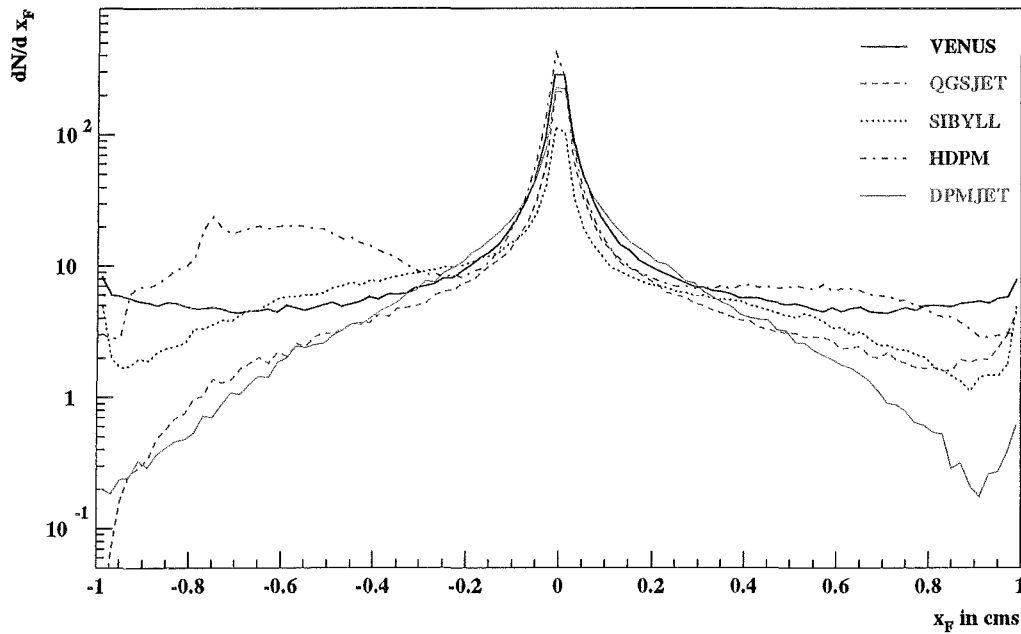


Abbildung 8.28: Feynman- $x_F$  Verteilungen für Baryonen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Stickstoff-Kernen mit Stickstoff.

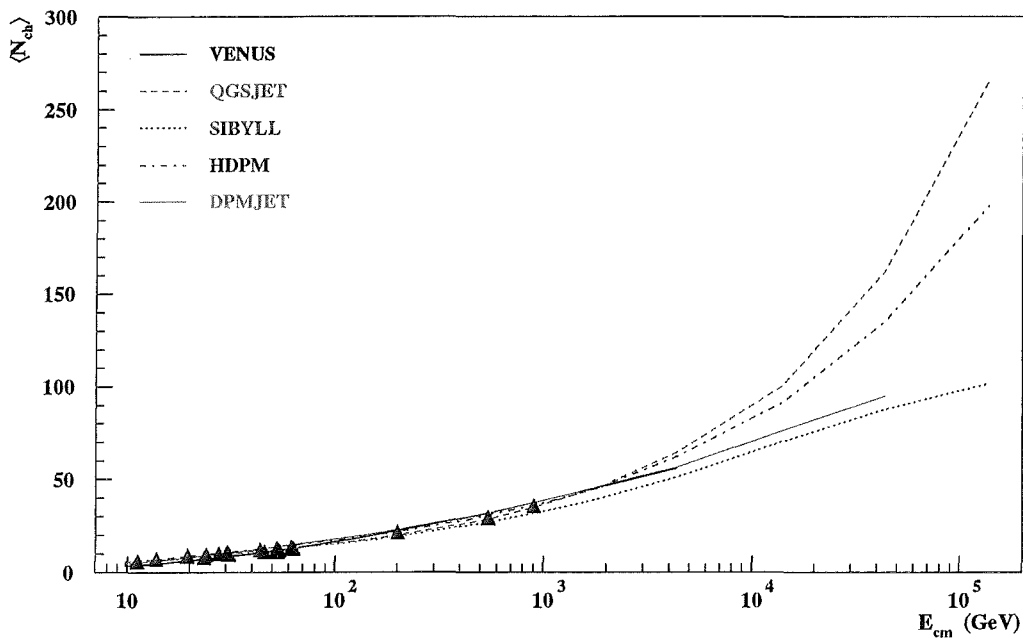


Abbildung 8.29: Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus  $\bar{p}$ - $p$  Stößen als Funktion der Schwerpunktennergie. Es sind Simulationen bis zu  $E_{lab} = 10^{19}$  eV aufgetragen. Die Dreiecke zeigen experimentelle Ergebnisse von nicht-diffraktiven Ereignissen der UA5-Kollaboration [24, 35] und von ISR-Experimenten [382, 415].

asymmetrische Verteilungen, die darauf hinweisen, daß Target- und Projektseite unterschiedlich behandelt werden. Nur VENUS liefert eine über den gesamten Bereich symmetrische Verteilung, wie es der Natur entspricht.

DPMJET und QGSJET vernachlässigen beide die Targetdiffraktion. Wie schon bei den  $x_F$  Verteilungen von Teilchen aus Kollisionen von Eisen mit Stickstoff und Protonen mit Stickstoff (vgl. Abb. 8.25 und 8.16 oben) weist DPMJET viel weniger Baryonen im Vorwärtsbereich als die anderen Modelle auf. Dies wird einen merklichen Effekt auf die Schauerentwicklung haben.

### 8.2.6 Höchste Energien

Mit einigen Modellen lassen sich Wechselwirkungen bis zu  $E_{\text{lab}} = 10^{19}$  eV, entsprechend  $\sqrt{s} = 1.37 \times 10^5$  GeV, und darüberhinaus simulieren. Mit zunehmender Extrapolation in den Energiebereich ohne experimentell gesicherte Befunde divergieren die Vorhersagen der Modelle. Als Beispiel sei die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen in  $\bar{p}$ - $p$ -Stößen gezeigt, die in Abb. 8.29 wiedergegeben ist. Während QGSJET und HDPM einen starken Anstieg zeigen und im Mittel bei  $E_0 = 10^{19}$  eV zu  $\langle n_{\text{ch}} \rangle = 260$  bzw.  $\langle n_{\text{ch}} \rangle = 190$  führen, erreichen SIBYLL und DPMJET nur Multiplizitäten von  $\langle n_{\text{ch}} \rangle \approx 100$ . Mit DPMJET und VENUS lassen sich wegen technischer und physikalischer Beschränkungen nur Simulationen bis etwa  $10^{18}$  eV bzw.  $10^{16}$  eV durchführen. Die Spannbreite der Werte bei  $E_0 = 10^{19}$  eV beträgt in diesem Falle also ca. 260%.

Der mittlere Transversalimpuls (siehe Abb. 8.30) ändert sich weniger dramatisch mit der Energie, und die Modellunterschiede bleiben ungefähr von der selben Größenordnung wie bei  $E_0 = 10^{16}$  eV.

Auch der Anteil der Reaktionsenergie, der in elektromagnetische Teilchen geht, streut bei höchsten Energien in vergleichbarer Weise wie bei  $10^{16}$  eV, wie aus Abb. 8.31 zu ersehen ist. Eine Ausnahme bildet HDPM. In diesem Programm führt eine für geladene und neutrale Teilchen unterschiedliche Parametrisierung der Rapiditätsverteilung bei der Extrapolation über zwei Größenordnungen in der Schwerpunktenenergie zu diesem Ungleichgewicht zwischen der Energie der geladenen und neutralen Teilchen. Dies ist ein Beispiel für Probleme, die mit rein phänomenologischen Parametrisierungen bei der Extrapolation entstehen können.

## 8.3 Schauerrechnungen

In vielen der in Abs. 8.1 und 8.2 gezeigten Abbildungen sind deutliche Unterschiede zwischen den Modellen zu beobachten. Wie sich jedoch die Eigenschaften einzelner Variablen auf messbare Größen in Luftschauern auswirken, läßt sich meist nur qualitativ angeben: größere inelastische Wirkungsquerschnitte, größere Inelastizität, geringere Diffraktion, höhere Multiplizitäten oder größere Transversalimpulse führen bei sonst gleichen Bedingungen zu schnellerer Schauerentwicklung und damit zu geringeren Teilchenzahlen und größerem Myonanteil am Boden. In welcher Weise die einzelnen Faktoren zusammenwirken läßt sich nur aus vollständigen Simulationen der Kaskaden ableiten, in welchen die Modelle unter sonst identischen Bedingungen im selben Rahmenprogramm verwendet werden. Für alle fünf in CORSIKA implementierten Modelle wurden jeweils 500 vertikale Proton- und Eisen-Schauer bei  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV simuliert, wobei nur die hadronischen Wechselwirkungen oberhalb 80 GeV/n von den einzelnen Modellen behandelt wurden. Die niederenergetischen, hadronischen Wechselwirkungen wurden mit GHEISHA [176] simuliert (siehe auch Abs. A.3.2). Die totalen inelastischen Wirkungsquerschnitte zur Berechnung der freien Weglängen wurden einheitlich gemäß den Querschnitten bestimmt, die in der CORSIKA-HDPM-Version des Programmes implementiert und in Abb. 6.3 und 6.4 gezeigt sind [123]. Lediglich die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungstypen wurden innerhalb der Modelle berechnet.

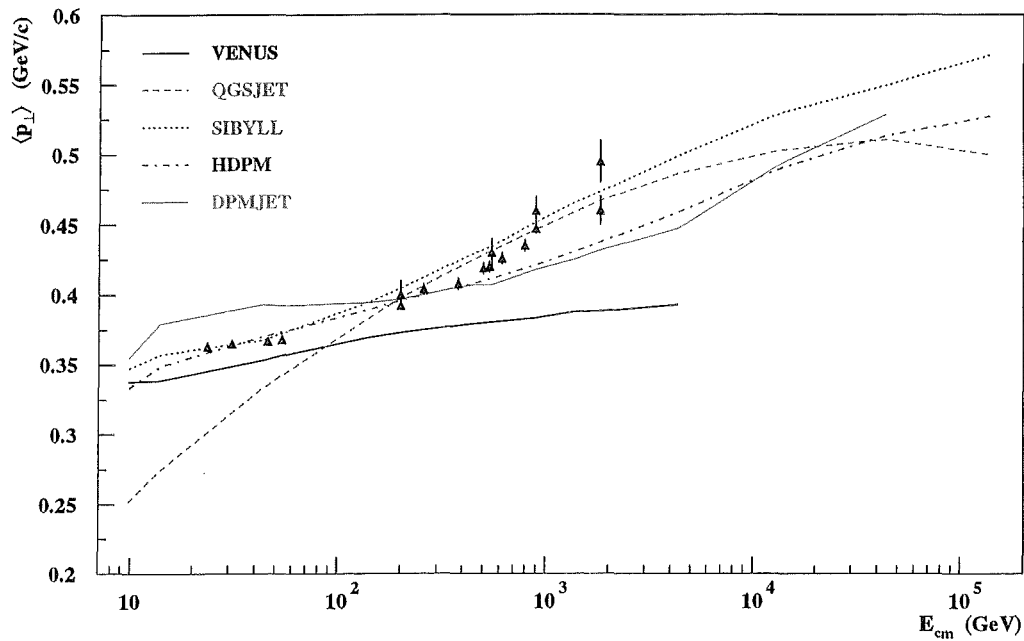


Abbildung 8.30: Mittlerer Transversalimpulse geladener Teilchen aus nicht-diffraktiven Kollisionen von Antiprotonen mit Protonen als Funktion der Schwerpunktennergie. Es sind Simulationen bis zu  $E_{lab} = 10^{19}$  eV aufgetragen. Die Dreiecke zeigen experimentelle Ergebnisse von nicht-diffraktiven Ereignissen der Experimente UA1 [14] und UA5 [24].

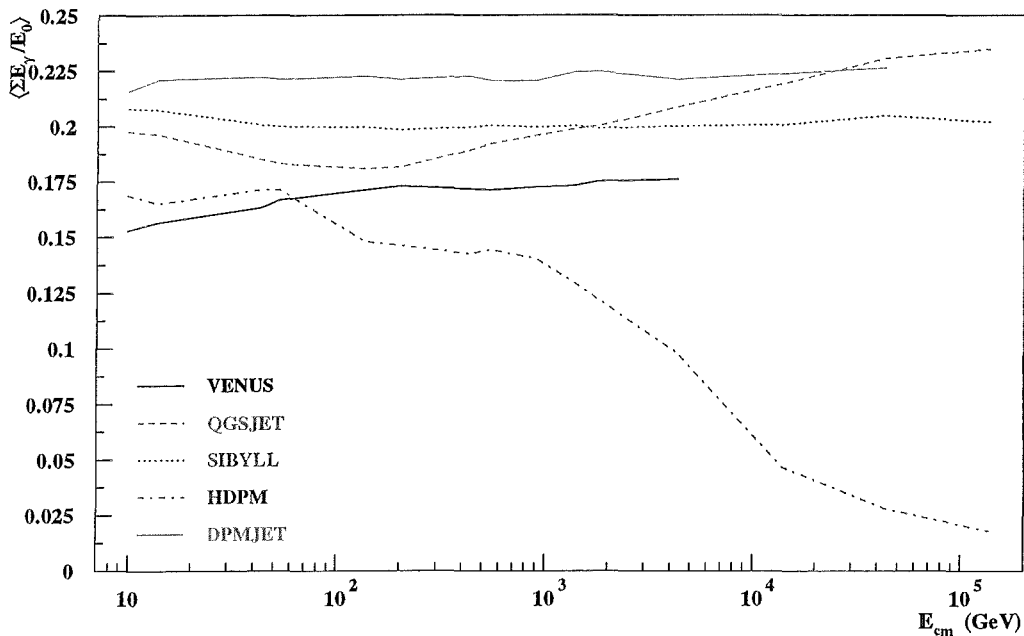


Abbildung 8.31: Mittlere Energieanteile der Photonen aus nicht-diffraktiven Kollisionen von Antiprotonen mit Protonen als Funktion der Schwerpunktennergie. Es sind Simulationen bis zu  $E_{lab} = 10^{19}$  eV aufgetragen.

$10^{14}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	$58.9 \pm 38.1$	$45.9 \pm 33.0$	$50.2 \pm 32.9$	$55.5 \pm 37.1$	$64.6 \pm 46.3$
$\bar{p}$	$1.8 \pm 1.9$	$1.1 \pm 1.6$	$1.1 \pm 1.4$	$1.8 \pm 2.0$	$1.8 \pm 2.4$
$n$	$129.5 \pm 69.0$	$102.2 \pm 61.5$	$107.1 \pm 60.1$	$120.7 \pm 67.2$	$141.8 \pm 81.3$
$\bar{n}$	$2.4 \pm 2.5$	$1.4 \pm 1.8$	$1.4 \pm 1.8$	$2.0 \pm 2.2$	$2.4 \pm 2.9$
$\mu^-$	$666.6 \pm 171.6$	$630.8 \pm 183.8$	$530.7 \pm 158.4$	$743.5 \pm 194.5$	$651.9 \pm 192.1$
$\mu^+$	$691.7 \pm 178.4$	$648.3 \pm 187.9$	$543.8 \pm 160.9$	$765.8 \pm 197.1$	$680.6 \pm 198.9$
$\pi^-$	$9.7 \pm 11.6$	$9.7 \pm 13.2$	$9.9 \pm 12.2$	$14.4 \pm 17.5$	$8.7 \pm 11.9$
$\pi^+$	$9.8 \pm 11.4$	$9.9 \pm 13.6$	$10.2 \pm 12.2$	$15.1 \pm 18.1$	$9.1 \pm 12.3$
$K_L^0$	$0.5 \pm 0.8$	$0.5 \pm 0.9$	$0.4 \pm 0.9$	$0.5 \pm 0.9$	$0.4 \pm 0.9$
$K_S^0$	$0.0 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.0$	$0.0 \pm 0.1$	$0.0 \pm 0.0$
$K^-$	$0.2 \pm 0.5$	$0.2 \pm 0.5$	$0.2 \pm 0.5$	$0.2 \pm 0.6$	$0.2 \pm 0.5$
$K^+$	$0.2 \pm 0.6$	$0.1 \pm 0.4$	$0.2 \pm 0.5$	$0.2 \pm 0.5$	$0.2 \pm 0.5$
$e^\pm$	$7745 \pm 6983$	$8530 \pm 8855$	$9541 \pm 8904$	$9644 \pm 8235$	$6851 \pm 6876$
$10^{15}$ eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	$647.9 \pm 275.6$	$438.6 \pm 223.3$	$448.7 \pm 211.6$	$578.9 \pm 230.1$	$666.1 \pm 328.3$
$\bar{p}$	$23.5 \pm 14.2$	$12.7 \pm 8.9$	$11.7 \pm 8.1$	$20.0 \pm 11.8$	$19.5 \pm 14.7$
$n$	$1360.2 \pm 496.7$	$931.4 \pm 407.5$	$915.8 \pm 377.1$	$1206.5 \pm 402.0$	$1407.7 \pm 574.2$
$\bar{n}$	$28.6 \pm 16.7$	$16.1 \pm 11.3$	$14.3 \pm 8.8$	$23.7 \pm 13.3$	$25.2 \pm 18.4$
$\mu^-$	$5800.9 \pm 1229.2$	$4942.0 \pm 1241.3$	$3874.6 \pm 1076.5$	$6207.4 \pm 1146.3$	$5723.2 \pm 1287.1$
$\mu^+$	$5996.6 \pm 1262.9$	$5076.2 \pm 1262.4$	$3960.1 \pm 1089.1$	$6383.4 \pm 1167.3$	$5953.5 \pm 1323.6$
$\pi^-$	$135.1 \pm 97.7$	$113.2 \pm 96.4$	$112.4 \pm 87.7$	$178.8 \pm 122.9$	$96.4 \pm 89.5$
$\pi^+$	$139.3 \pm 100.3$	$117.4 \pm 100.6$	$116.4 \pm 92.0$	$184.8 \pm 127.8$	$100.5 \pm 91.7$
$K_L^0$	$7.4 \pm 6.6$	$5.7 \pm 5.6$	$5.2 \pm 5.0$	$5.9 \pm 5.1$	$4.9 \pm 5.5$
$K_S^0$	$0.0 \pm 0.2$	$0.0 \pm 0.2$	$0.0 \pm 0.2$	$0.0 \pm 0.1$	$0.0 \pm 0.2$
$K^-$	$3.0 \pm 3.3$	$2.3 \pm 2.8$	$1.9 \pm 2.4$	$2.6 \pm 2.7$	$1.7 \pm 2.3$
$K^+$	$2.9 \pm 3.2$	$1.9 \pm 2.5$	$2.3 \pm 3.0$	$2.7 \pm 2.8$	$1.7 \pm 2.2$
$e^\pm$	$131093 \pm 83842$	$136475 \pm 89284$	$158902 \pm 99441$	$162209 \pm 91309$	$111533 \pm 87445$

**Tabelle 8.16:** Mittlere Teilchenzahlen am Beobachtungsniveau und ihre Standardabweichungen für Proton-Schauer der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

Alle anderen freien Parameter wurden auf den CORSIKA-Standardwerten festgehalten [266]. Alle Sekundärteilchen, die das Beobachtungsniveau (Karlsruhe: 110 m ü.d.M.) erreichen, werden registriert und analysiert. Im folgenden werden einige experimentell relevante Ergebnisse aus diesen Rechnungen präsentiert (vgl. Refs. [267, 224]).

### 8.3.1 Proton-Schauer

Eine grundlegende Meßgröße eines Luftschauers ist die Anzahl aller Sekundärteilchen am Beobachtungsniveau. Sie dient meist als Maß für die Energie des Primärteilchens. In Tab. 8.16 sind die mittleren Zahlen von Sekundärteilchen aus senkrechten  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV Schauern aufgeführt, die man in 110 m ü.d.M. registriert. Die angegebenen Unsicherheiten sind die Standardabweichungen der Verteilungen. Man sieht deutliche Unterschiede, die nicht auf zufällige Schwankungen der Starthöhe

10 <sup>14</sup> eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$E_\mu > 0.3$ GeV	1358	1279	1075	1509	1332
$E_\mu > 1$ GeV	1150	1085	904	1269	1124
$E_\mu > 10$ GeV	349	316	272	354	332
$E_\mu > 100$ GeV	24.0	20.5	18.9	21.4	21.1
$E_\mu > 1$ TeV	0.60	0.59	0.55	0.56	0.65
10 <sup>15</sup> eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$E_\mu > 0.3$ GeV	11798	10018	7835	12591	11677
$E_\mu > 1$ GeV	9706	8298	6415	10305	9667
$E_\mu > 10$ GeV	2653	2207	1756	2576	2603
$E_\mu > 100$ GeV	155.0	124.9	105.3	136.2	133.6
$E_\mu > 1$ TeV	4.16	3.24	2.93	3.19	3.37

**Tabelle 8.17:** Mittlere Anzahlen von Myonen als Funktion der Energie in Proton-Schauern.

zurückgeführt werden können. Die mittlere Höhe der ersten Wechselwirkung unterscheidet sich von Modell zu Modell um weniger als 5 g/cm<sup>2</sup> bei 10<sup>14</sup> eV bzw. 8 g/cm<sup>2</sup> bei 10<sup>15</sup> eV. Bei beiden Energien enthalten DPMJET-Schauer die meisten Protonen und Neutronen, aber die kleinste Zahl von Elektronen und Pionen, wohingegen HDPM am meisten Elektronen, Myonen und Pionen liefert. Dies liegt daran, daß DPMJET am meisten Energie zur Erzeugung von Sekundärteilchen aufwendet. Es hat eine große Inelastizität und einen schwachen leading particle-Effekt, wodurch die Schauer früher ihr Maximum erreichen und eher aussterben. Im Gegensatz dazu hat HDPM die kleinste Inelastizität und den stärksten leading particle-Effekt, was dazu führt, daß HDPM-Schauer ihr Maximum später erreichen und langsamer in der Atmosphäre absorbiert werden. Mehr Teilchen erreichen somit das Beobachtungsniveau.

Die Elektronenzahl am Boden korreliert mit der Elastizität der Wechselwirkungsmodelle. Sie variiert um 30% bei 10<sup>14</sup> eV und um 45% bei 10<sup>15</sup> eV. Als Konsequenz einer kleineren Zahl von Sekundärteilchen in den einzelnen Reaktionen entstehen in großen Höhen weniger Pionen, die in Myonen zerfallen können, weshalb SIBYLL-Schauer um 50-60% weniger Myonen haben als Schauer der anderen Modelle. QGSJET und VENUS stimmen in der Zahl der Elektronen sehr gut überein, weisen aber 45% Unterschiede in der Zahl der Nukleonen und 20% in der Zahl der Myonen und Pionen auf. DPMJET und VENUS stimmen sehr gut in der Nukleonen- und Myonenzahl überein, unterscheiden sich aber in  $N_e$  um 20%. Die vergleichsweise große Zahl von Nukleonen in VENUS rührt wesentlich von den sekundären Wechselwirkungen her, während bei DPMJET die Nukleonenzahl auf Kosten der elektromagnetischen Energie erhöht ist.

Die Unterschiede in der Myonenzahl als Funktion der Myonenergie sind aus Tab. 8.17 zu entnehmen. HDPM weist zwar die meisten Myonen unter 10 GeV auf, hat aber ein weiches Energiespektrum als z.B. VENUS, das bei den hochenergetischen Myonen dominiert. Dies ist auch in den Energiespektren der Myonen in Abb. 8.32 zu sehen<sup>9</sup>. VENUS produziert ca. 25% mehr Myonen mit  $E_\mu > 1$  TeV als die anderen Modelle, was vermutlich eine Folge der im Vergleich zu den anderen Modellen erhöhten Kaon-Produktionsrate ist (vgl. Tabs. 8.9 und 8.10). SIBYLL liefert über den gesamten Energiebereich weniger Myonen, wenn auch die Differenz mit wachsender Energie etwas kleiner wird.

<sup>9</sup>Alle folgenden Energiespektren sind auf die Zahl der Schauer normiert.

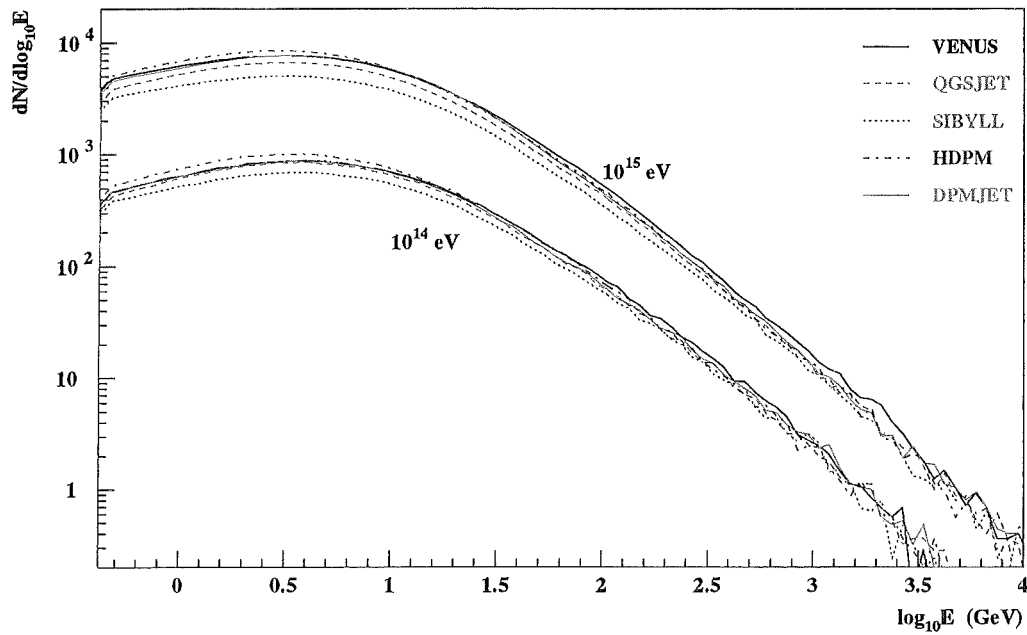


Abbildung 8.32: Energiespektren von Myonen in Schauern von primären Protonen der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

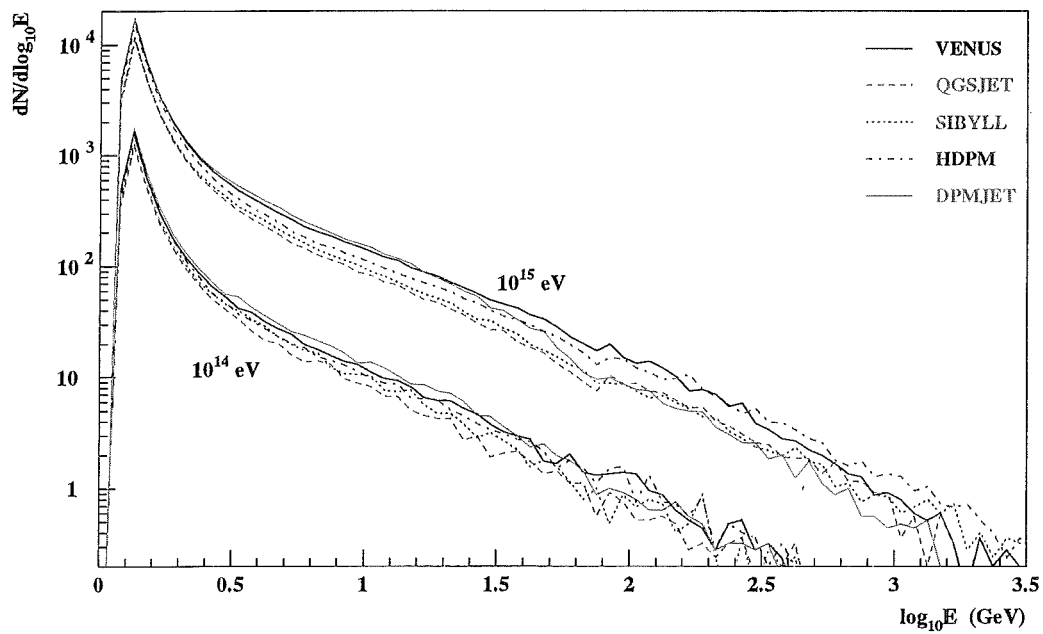
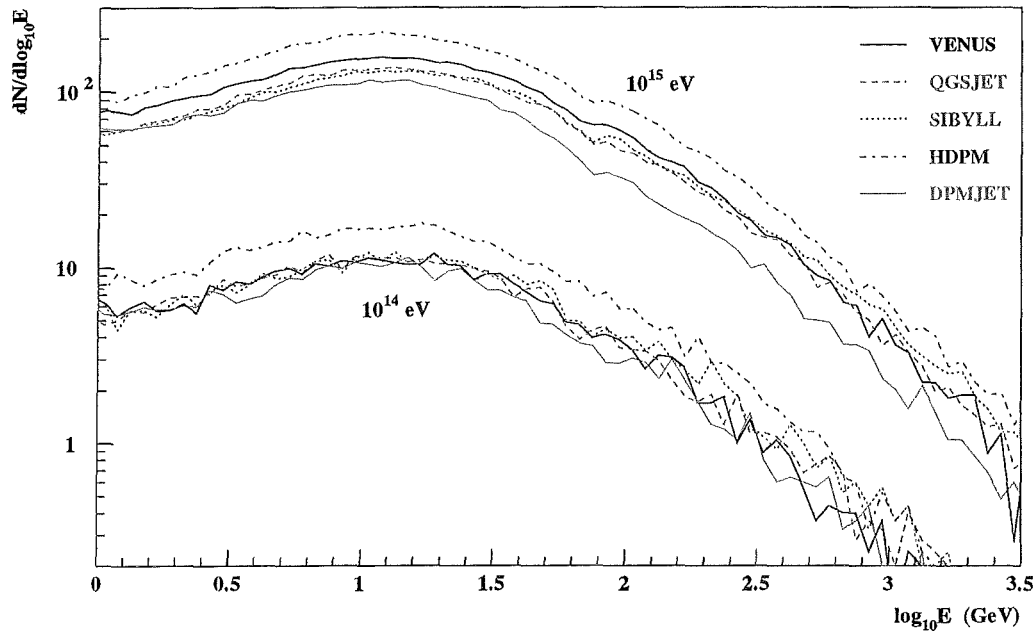


Abbildung 8.33: Energiespektren von Baryonen in Schauern von primären Protonen der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

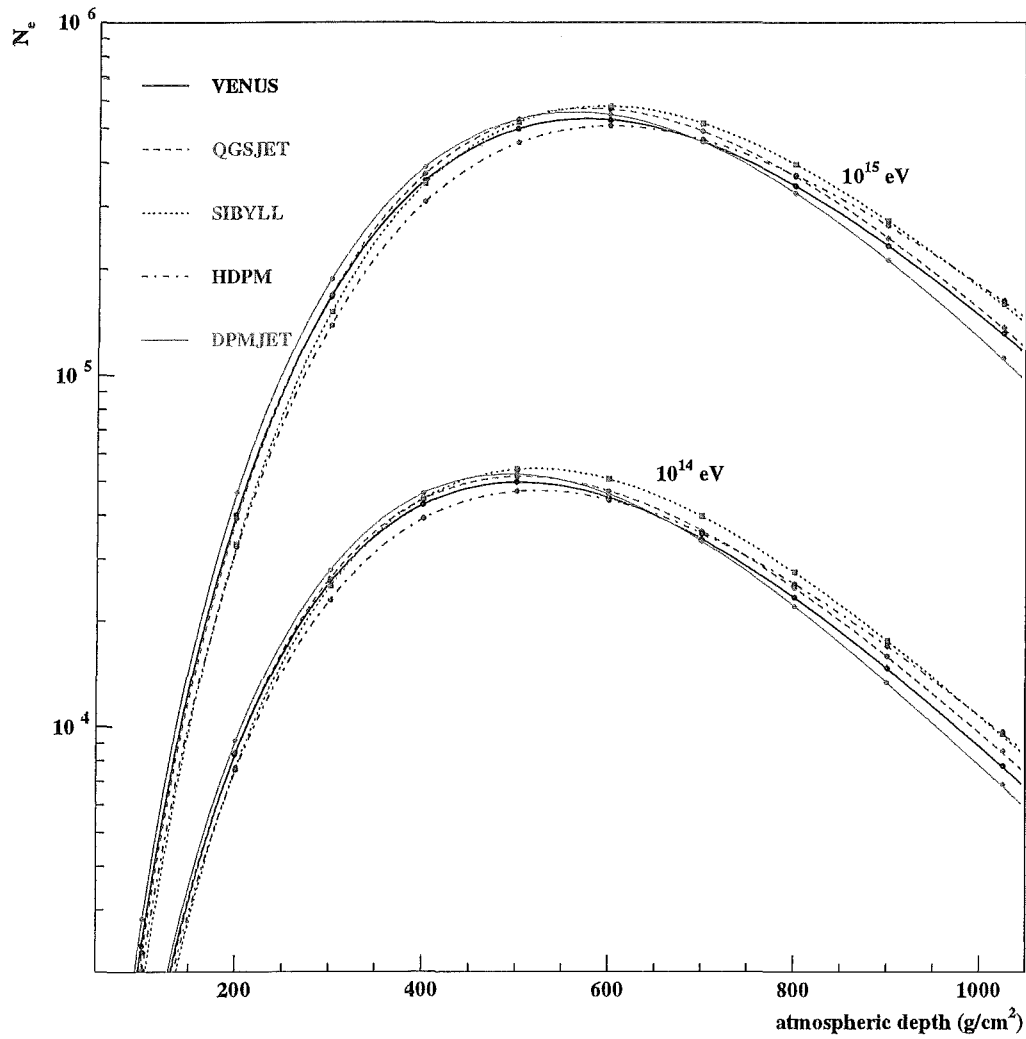


**Abbildung 8.34:** Energiespektren von geladenen Pionen in Schauern von primären Protonen der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

In Abb. 8.33 und 8.34 sind die Energiespektren von Baryonen und Pionen zu sehen. Die Form der Energiespektren stimmt in erster Näherung überein. DPMJET zeigt in allen Spektren die kleinsten Dichten bei hohen Energien. Die Spektren der Baryonen fallen monoton ab, der Anstieg zu kleinen Energien wird hauptsächlich von Neutronen erzeugt, die das Hadronenspektrum für  $E < 3$  GeV dominieren. Die Spitze bei  $\log_{10} E = 0.13$  GeV bzw.  $E \approx 1.35$  GeV entsteht durch den Niederenergieschnitt bei  $E_{\text{kin}} = 0.3$  GeV für Nukleonen. In Übereinstimmung mit den Zahlen aus Tab. 8.16 geben VENUS und DPMJET die meisten Baryonen. Der Unterschied zwischen den Baryondichten von VENUS und QGSJET wächst mit der Baryonenenergie von 15% auf etwa einen Faktor 2 bei 100 GeV. QGSJET und DPMJET zeigen die weichsten Spektren. Ab  $E_h \approx 30$  GeV bzw.  $\log_{10} E_h \approx 1.5$  stellen die Pionen den größeren Anteil der Hadronen. Die Form der Verteilung ist für alle Modelle sehr ähnlich. Die Piondichten nehmen von DPMJET zu HDPM um einen Faktor 2-3 zu. Für Myonen, Baryonen und Pionen wachsen die Diskrepanzen mit steigender Primärenergie an. Die Pion- und Myonenergiespektren haben ihre Maxima etwa bei  $E = 10$  GeV. Dort betragen die Unterschiede etwa einen Faktor 2, wogegen sie sich mit steigender Teilchenenergie, vor allem bei den Myonen, einander annähern. Dies ist bemerkenswert, da für  $E < 80$  GeV alle Rechnungen GHEISHA benutzen. Die Unterschiede bei 10 GeV sind daher auf Differenzen der Teilchenspektren oberhalb von 80 GeV zurückzuführen.

In Abb. 8.35 ist die mittlere longitudinale Schauerentwicklung der Elektronenzahl in Proton-Schauern von  $E_0 = 10^{14}$  und  $10^{15}$  eV gezeigt. Die atmosphärischen Tiefen  $T_{\text{max}}$  der Schauermaxima sind in Tab. 8.18 aufgelistet. DPMJET-Schauer erreichen das Maximum bei größten Höhen und werden danach rasch absorbiert, was zu einer kleinen Elektronenzahl am Beobachtungsniveau führt. Dies folgt direkt aus dem Befund in Abs. 8.2, daß DPMJET einen schwachen *leading particle* Effekt, eine sehr große Inelastizität und ein Defizit von Baryonen bei großen  $x_F$  aufweist. HDPM- und SIBYLL-Schauer entwickeln sich wegen ihrer kleineren Inelastizität langsamer, erreichen ihr Maximum tiefer in der Atmosphäre und liefern größere Teilchenzahlen am Boden. SIBYLL hat im Maximum die höchste Elektronenzahl als Folge des höchsten Anteils der Photonenergie in  $\pi$ -N-Kollisionen. VE-





**Abbildung 8.35:** Longitudinale Verteilungen der Elektronenzahl aus Proton-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$E_0 = 10^{14}$ eV	503	504	519	521	492
$E_0 = 10^{15}$ eV	574	576	592	599	560
Diff.	71	72	73	78	68

**Tabelle 8.18:** Mittlere Tiefe des Schauermaximums (in  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) in Proton-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

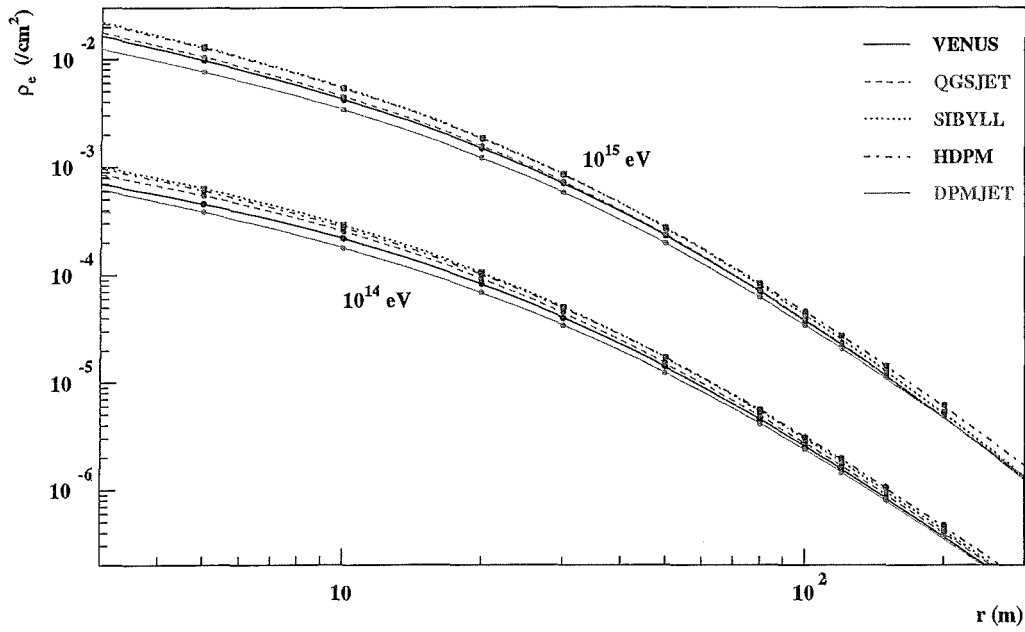


Abbildung 8.36: Lateralverteilungen von Elektronen aus Proton-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

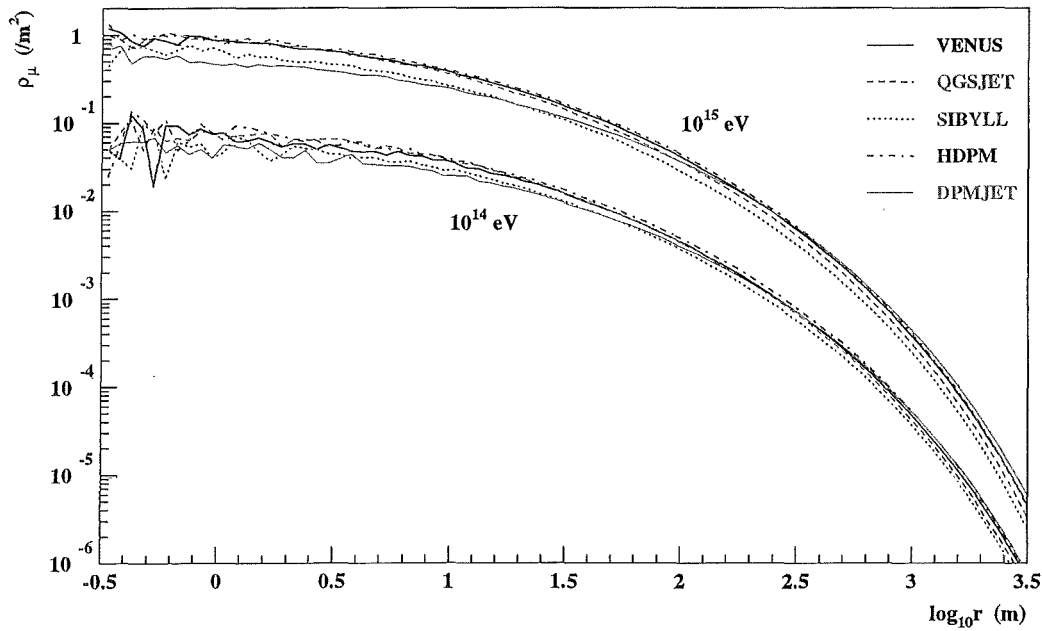


Abbildung 8.37: Lateralverteilungen von Myonen aus Proton-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

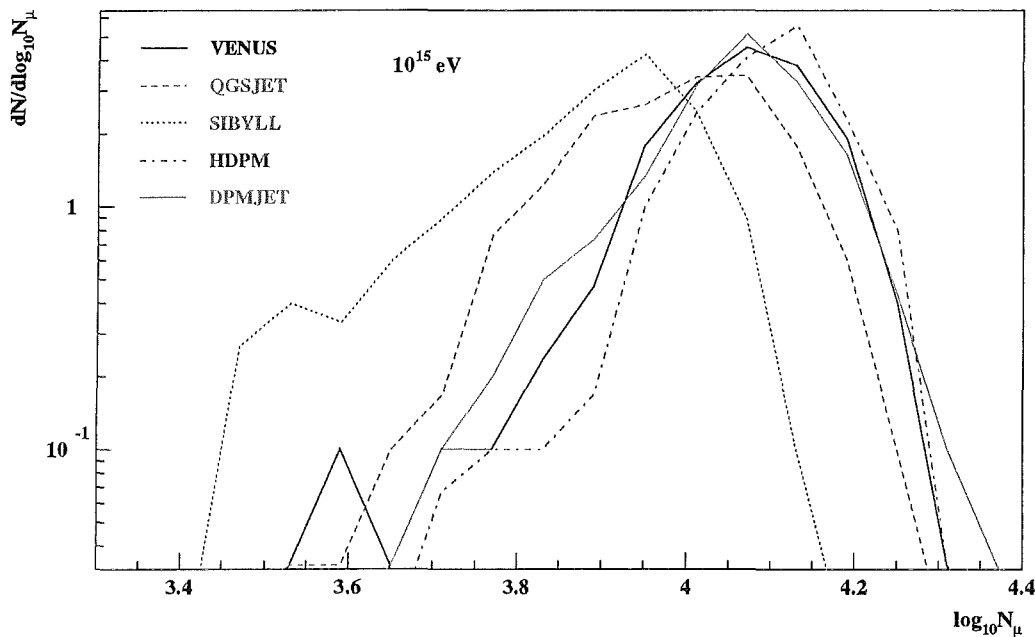


Abbildung 8.38: Myonzahlverteilungen aus Proton-Schauern der Energie  $10^{15}$  eV.

NUS und QGSJET liegen zwischen diesen Extremen. Die Verschiebung des Maximums mit der Energie, die *elongation rate* ist aus der 3. Zeile von Tab. 8.18 abzulesen. Sie variiert zwischen 68 and  $78 \text{ g/cm}^2$  pro Dekade.

Lateralverteilungen von Elektronen aus Proton-Schauern sind in Abb. 8.36 gezeigt. DPMJET ergibt die flachsten Verteilungen, da DPMJET-Schauer sich schnell entwickeln und deshalb am Beobachtungsniveau in einem späteren Entwicklungsstadium registriert werden. Umgekehrt liefern HDPM und SIBYLL die steilsten Verteilungen wegen ihrer späten Entwicklung in der Atmosphäre (vgl. Abb. 8.35). Die Steilheit der Lateralverteilung wird nicht dominant vom mittleren Transversalimpuls für die ersten Reaktionen bestimmt. In  $p$ - $N$ -Stößen bei  $10^{15}$  eV (siehe Abs. 8.2.2 und Abb. 8.18) ergeben SIBYLL und HDPM die größten und VENUS und DPMJET die kleinsten mittleren Transversalimpulse im Gegensatz zur Breite der entsprechenden Lateralverteilungen. Für große Abstände vom Schauerzentrum nähern sich die Kurven der verschiedenen Modelle aneinander an. Die Elektronendichten bei großen Abständen sind durch die Vielfachstreuung bestimmt, die in allen Rechnungen identisch behandelt wird, und nicht so sehr durch die hadronischen Wechselwirkungsmodelle. Sie sind damit relativ modellunabhängig. Bei kleinen Radien betragen die Unterschiede 50-100%, welche sich bei der Bestimmung der Primärenergie aus der Elektronenzahl bemerkbar machen.

Auch die Myondichten (vgl. Abb. 8.37) zeigen Differenzen von etwa einem Faktor 2 bis hinaus zu  $r = 3$  km. Bei sehr kleinen Radien weist DPMJET die geringste Dichte auf, gibt aber am meisten Myonen für  $r > 400$  m. SIBYLL produziert integral am wenigsten Myonen und hat die kleinsten Dichten für  $r > 20$  m. Die Unterschiede in den Verteilungen der Pionen liegen bei einem Faktor 3 für kleine Radien und etwa einem Faktor 2 für  $r > 100$  m.

Die Verteilungen der Elektronenzahl (genauer: die  $\log_{10} N_e$ -Verteilungen) haben ähnliche Form und etwa gleiche Breite. Die Unterschiede in  $\langle N_e \rangle$  aus Tab. 8.16 resultieren aus Verschiebungen der Verteilungen, nicht aus Unterschieden in ihrer Form. Bei den  $\log_{10} N_\mu$ -Verteilungen ist das anders.

10 <sup>14</sup> eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	60.8 ± 14.0	46.4 ± 14.6	48.7 ± 12.9	47.2 ± 12.3	56.4 ± 14.6
$\bar{p}$	0.7 ± 0.9	0.4 ± 0.7	0.5 ± 0.7	0.4 ± 0.7	0.7 ± 0.9
$n$	145.1 ± 27.1	111.6 ± 27.9	117.1 ± 24.2	112.8 ± 22.6	139.5 ± 27.9
$\bar{n}$	1.0 ± 1.0	0.6 ± 0.8	0.6 ± 0.8	0.6 ± 0.8	0.9 ± 1.0
$\mu^-$	979.5 ± 78.1	974.6 ± 123.5	862.3 ± 67.9	1019.3 ± 82.4	926.7 ± 68.9
$\mu^+$	1015.0 ± 81.8	1001.7 ± 125.0	890.4 ± 66.7	1050.0 ± 87.6	966.5 ± 73.2
$\pi^-$	3.5 ± 3.0	3.6 ± 3.3	3.5 ± 3.2	3.7 ± 2.9	3.1 ± 2.6
$\pi^+$	3.7 ± 3.1	3.5 ± 3.5	3.5 ± 3.2	3.9 ± 3.4	2.9 ± 2.7
$K_L^0$	0.1 ± 0.3	0.1 ± 0.3	0.1 ± 0.4	0.1 ± 0.3	0.1 ± 0.3
$K_S^0$	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
$K^-$	0.0 ± 0.2	0.0 ± 0.2	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.2	0.0 ± 0.2
$K^+$	0.0 ± 0.2	0.0 ± 0.2	0.1 ± 0.2	0.0 ± 0.2	0.0 ± 0.2
$e^\pm$	2075 ± 634	2078 ± 892	2145 ± 707	2019 ± 654	1868 ± 620
10 <sup>15</sup> eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$p$	546.0 ± 91.3	407.6 ± 81.1	464.0 ± 73.0	457.5 ± 78.9	571.3 ± 91.2
$\bar{p}$	14.3 ± 4.7	8.2 ± 3.5	8.5 ± 3.3	11.3 ± 4.5	13.2 ± 4.8
$n$	1253.3 ± 180.1	950.6 ± 168.1	1047.7 ± 142.2	1063.1 ± 155.4	1318.5 ± 177.9
$\bar{n}$	18.6 ± 5.7	10.9 ± 4.5	11.0 ± 3.9	13.7 ± 4.6	17.2 ± 5.8
$\mu^-$	7512.8 ± 534.2	7210.6 ± 664.7	6265.4 ± 423.0	8193.8 ± 560.8	7290.7 ± 473.9
$\mu^+$	7795.4 ± 554.7	7423.4 ± 688.0	6441.1 ± 434.0	8451.0 ± 574.2	7612.1 ± 493.2
$\pi^-$	70.0 ± 22.7	62.9 ± 24.0	68.3 ± 22.4	83.0 ± 27.1	58.4 ± 21.7
$\pi^+$	72.7 ± 22.5	64.8 ± 23.9	70.3 ± 22.5	85.3 ± 28.1	61.4 ± 22.5
$K_L^0$	3.3 ± 2.1	2.6 ± 2.0	2.7 ± 2.0	2.3 ± 1.7	2.5 ± 2.1
$K_S^0$	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1
$K^-$	1.1 ± 1.1	0.9 ± 1.1	0.8 ± 1.0	0.9 ± 1.1	0.8 ± 1.0
$K^+$	1.1 ± 1.1	0.9 ± 1.0	1.1 ± 1.2	1.0 ± 1.1	0.8 ± 1.0
$e^\pm$	46010 ± 10174	47073 ± 11772	56741 ± 11324	50370 ± 11081	40611 ± 9458

**Tabelle 8.19:** Mittlere Teilchenzahlen am Beobachtungsniveau und ihre Standardabweichungen für Eisen-Schauer der Energie 10<sup>14</sup> und 10<sup>15</sup> eV.

SIBYLL unterscheidet sich von den anderen Modellen durch eine zu kleineren  $N_\mu$  verschobene Verteilung, die zusätzlich noch einen ausgeprägten asymmetrischen Ausläufer aufweist (siehe Abb. 8.38). Dies gewinnt besondere Bedeutung, wenn man Photon-induzierte Luftschauer anhand ihres kleineren Myongehaltes identifizieren will.

### 8.3.2 Eisen-Schauer

Bei Eisen-Schauern spielt neben den Eigenschaften der Teilchenproduktion, auch die Behandlung der Kern-Kern-Reaktionen eine Rolle. Die beobachtbaren Größen werden durch beide Aspekte beeinflusst.

Die mittleren Anzahlen von Sekundärteilchen aus Eisen-Schauern am Beobachtungsniveau sind in Tab. 8.19 aufgelistet.  $N_e$  variiert für die verschiedenen Modelle um 15% bei  $E_0 = 10^{14}$  eV und

10 <sup>14</sup> eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$E_\mu > 0.3$ GeV	1995	1976	1753	2069	1893
$E_\mu > 1$ GeV	1767	1761	1564	1842	1681
$E_\mu > 10$ GeV	633	629	580	641	602
$E_\mu > 100$ GeV	37.0	35.3	37.3	35.4	36.7
$E_\mu > 1$ TeV	0.012	0.004	0.018	0.004	0.036
10 <sup>15</sup> eV					
	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$E_\mu > 0.3$ GeV	15308	14634	12707	16645	14903
$E_\mu > 1$ GeV	13244	12727	10984	14417	12895
$E_\mu > 10$ GeV	4399	4129	3670	4515	4194
$E_\mu > 100$ GeV	342.2	309.9	286.2	322.3	310.1
$E_\mu > 1$ TeV	6.73	6.37	6.59	6.26	6.93

**Tabelle 8.20:** Mittlere Anzahlen von Myonen als Funktion der Energie in Eisen-Schauern.

um 40% bei  $E_0 = 10^{15}$  eV. Bei  $N_\mu$  betragen die Schwankungen 20 bzw. 30%. Die Modelle auf der Basis der Gribov-Regge-Theorie, bzw. diejenigen mit der detaillierten Behandlung der Kern-Kern-Wechselwirkung stimmen besser miteinander überein. Ihre Abweichungen voneinander liegen bei nur 10% für  $N_e$  und 5% für  $N_\mu$ . Die DPMJET-Schauer haben, wie bei Proton-induzierten Schauern, die kleinste Anzahl von Elektronen und Pionen, SIBYLL hingegen sagt die meisten Elektronen und die wenigsten Myonen voraus. VENUS und QGSJET liefern innerhalb von 5% die gleichen Ergebnisse für  $N_e$  und  $N_\mu$ . Im Vergleich zu Proton-Schauern erhält man in Eisen-Schauern nur etwa ein Drittel der Elektronen, aber 50-70% mehr Myonen.

Tab. 8.20 gibt die mittleren Myonzahlen oberhalb verschiedener Energieschwellen wieder. Hier wie aus den Energiespektren in Abb. 8.40 findet man Modellunterschiede von nur  $\approx 10\%$  für  $E_\mu > 1$  TeV und  $E_0 = 10^{15}$  eV. Bei den Proton-Schauern beträgt diese Zahl 42% (vgl. 8.17)<sup>10</sup>. In DPMJET werden solche hochenergetischen Myonen am häufigsten erzeugt, da DPMJET am meisten Energie in sekundäre Pionen transferiert und am leichtesten Pionen als führende Teilchen in Nukleon-Nukleon-Stößen erzeugen kann (siehe Tab. 8.5 und Tab. 8.6).

Die Energiespektren von Baryonen, Pionen (vgl. Abb. 8.39) und Myonen (vgl. Abb. 8.40) aus Eisen-Schauern sehen denen aus Proton-Schauern ähnlich. In Eisen-Schauern gibt es weniger hochenergetische Baryonen bei fast unveränderter Gesamtzahl, nur etwa halb so viele Pionen mit einem etwas weicherem Spektrum und etwas energiereichere Myonen als in Proton-Schauern. In allen Verteilungen sind die Modellunterschiede für Eisen-Schauer deutlich kleiner.

Die longitudinale Entwicklung von Eisen-Schauern ist in Abb. 8.41 zu sehen. Eisen-Schauer, mit SIBYLL simuliert, erreichen wie die Proton-Schauer ihr Maximum erst spät und haben deshalb die meisten Elektronen am Beobachtungsniveau. DPMJET produziert die kürzesten Schauer mit der kleinsten Elektronenzahl am Boden. Die Lage der Schauermaxima und ihre Verschiebung mit der Energie ist Tab. 8.21 zu entnehmen. Die Schauermaxima liegen um ca. 140-150 g/cm<sup>2</sup> höher als bei Proton-Schauern. Bei diesen Energien ist die Verschiebung der Schauermaxima mit der Energie für Protonen-Schauer um etwa 15 g/cm<sup>2</sup> pro Dekade kleiner als bei Eisen-Schauern (siehe Tab.

<sup>10</sup>Die entsprechenden Zahlen für die 10<sup>14</sup> eV Schauer sind fast 0, da der primäre Kern nur eine Energie von 1.78 TeV pro Nukleon hat und damit die Wahrscheinlichkeit sehr klein wird, überhaupt ein Myon im TeV Bereich zu erzeugen.

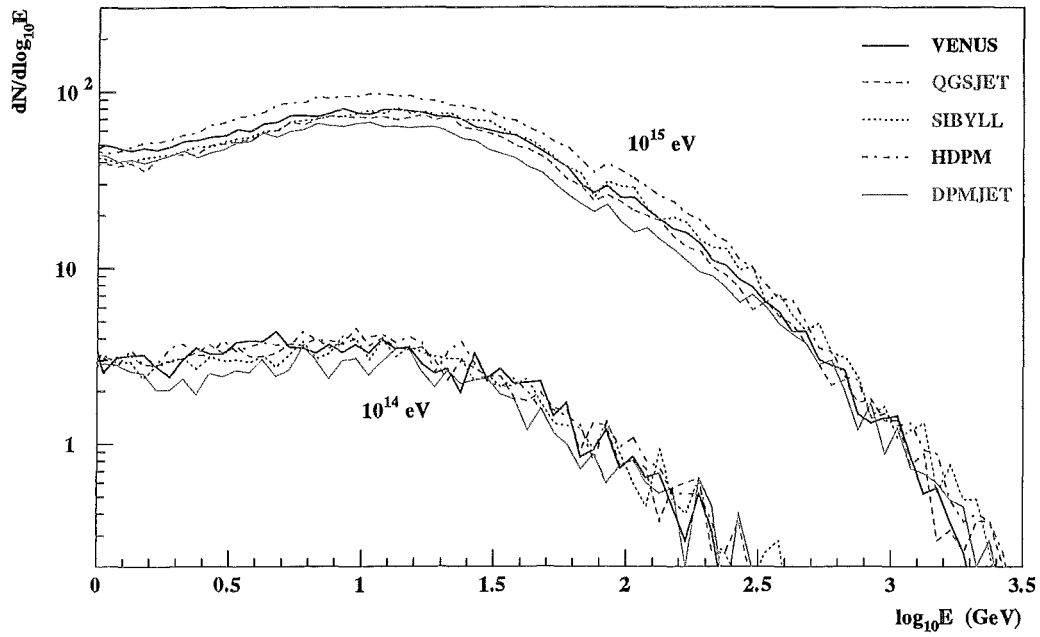


Abbildung 8.39: Energiespektren von Pionen in Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

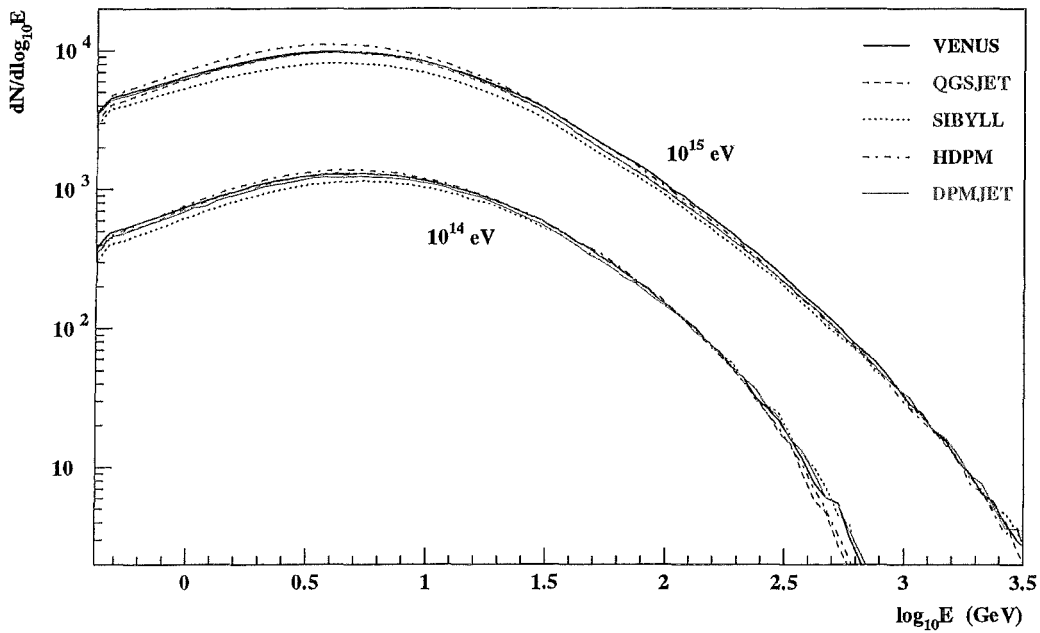


Abbildung 8.40: Energiespektren von Myonen in Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

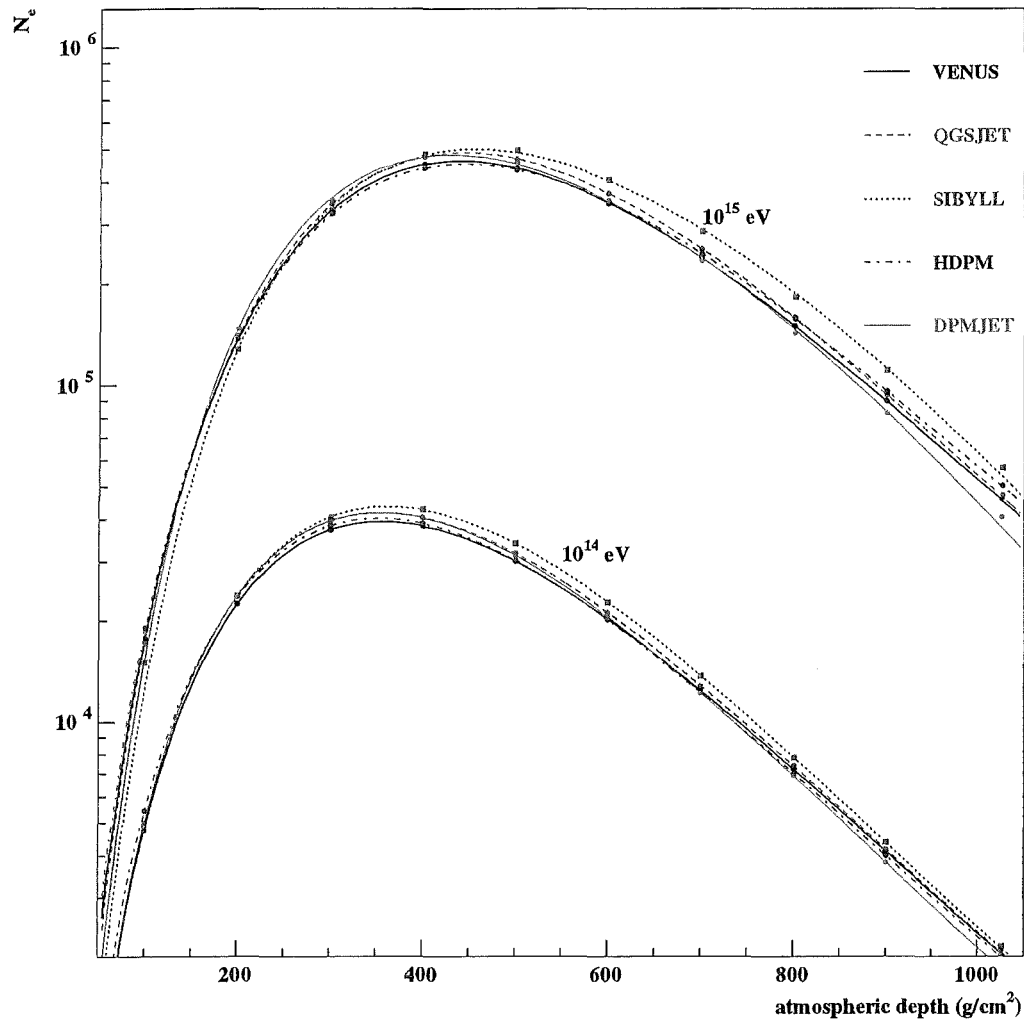


Abbildung 8.41: Longitudinalverteilungen von Elektronen in Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

	VENUS	QGSJET	SIBYLL	HDPM	DPMJET
$E_0 = 10^{14}$ eV	355	355	362	352	353
$E_0 = 10^{15}$ eV	439	442	458	444	428
Diff.	84	87	96	92	75

Tabelle 8.21: Mittlere Tiefe des Schauermaximums (in  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) in Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

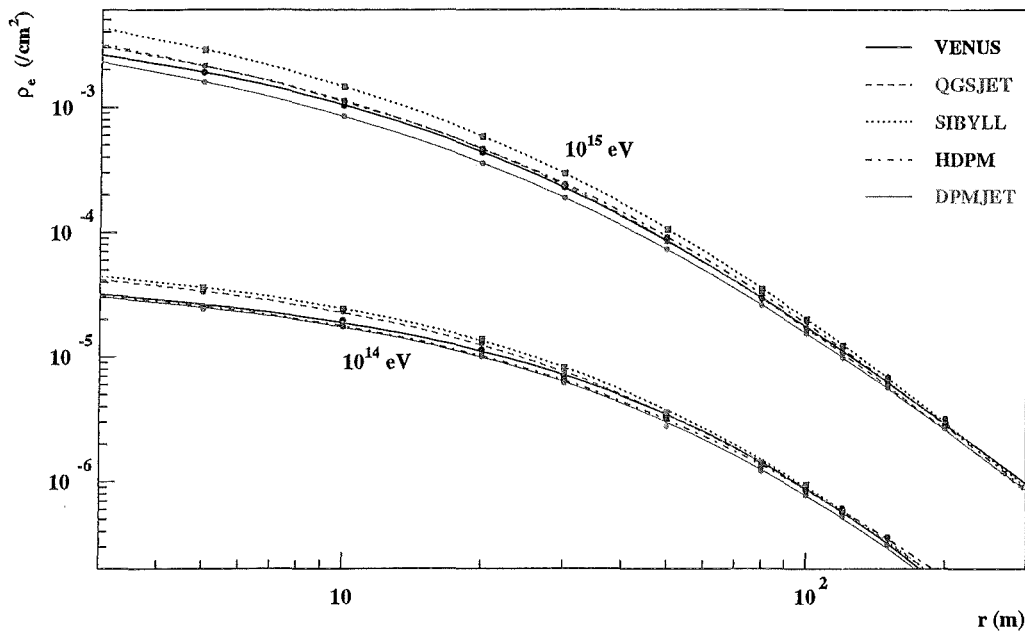


Abbildung 8.42: Lateralverteilungen von Elektronen aus Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

8.18). Die Änderung mit der Energie ist für SIBYLL und HDPM am größten und für DPMJET am kleinsten.

Abb. 8.42 zeigt die Lateralverteilung von Elektronen aus Eisen-Schauern. Für kleine Radien unterscheiden sich die Modelle etwa um einen Faktor 2, bei  $r = 100$  m etwa um 30%. SIBYLL sagt im Zentrum die höchsten Elektronendichten voraus und DPMJET die niedrigsten. Die anderen drei Modelle liegen dazwischen. Auch die Radialverteilungen der Pionen und Myonen zeigen Modellabhängigkeiten vergleichbarer Größe.

Die Verteilungen von  $\log_{10} N_e$  in Eisen-Schauern haben alle die gleiche Form, ihr Mittelwert spiegelt die Zahlen aus Tab. 8.19 wider. Die Breiten der Verteilungen sind für alle Modelle etwa gleich. SIBYLL liefert die größten Werte und DPMJET die kleinsten. Auch die Myonzahl-Verteilungen sehen sich sehr ähnlich. Der Ausläufer der SIBYLL-Myonverteilung zu kleinen Myonzahlen, der bei Proton-Schauern noch deutlich zu beobachten war, ist durch die Überlagerung der Subschauer von den 56 Eisen-Nukleonen nicht mehr zu sehen. Die mittlere Myonzahl ist aber um 18% kleiner als bei den Modellen, welche die Kern-Kern-Wechselwirkung sehr detailliert behandeln (siehe Tab. 8.19). Die HDPM-Verteilung ist um 11% zu höheren Myonzahlen hin verschoben. Die Myonzahlen von VENUS, QGSJET und DPMJET stimmen auf besser als 5% miteinander überein.

In Abb. 8.43 sind die Konturen in der  $N_e$ - $N_\mu$ -Ebene abgebildet, die von den einzelnen Modellen für  $p$ - und  $F_e$ -Schauer vorhergesagt werden. Die Konturlinien markieren die Linien halber Höhe der entsprechenden Verteilungen. Offensichtlich weicht SIBYLL am weitesten von den anderen Modellen ab. Seine Konturen sind im Vergleich zu den anderen zu deutlich kleineren Myonzahlen und geringfügig größeren Elektronenzahlen verschoben. Aus der Form der Konturen folgt, daß die Elektronenzahl viel stärker fluktuiert als die Myonzahl. Beide Größen sind miteinander korreliert. Die Abmessungen der Eisen-Konturen sind viel kleiner als die der Proton-Konturen. Die Richtung der Korrelationen zwischen  $N_e$  und  $N_\mu$  für Ereignisse mit fester Masse und Energie, d.h. die Steigung der großen Halbachsen der in Abb. 8.43 gezeigten Konturen, stimmt für alle Verteilungen in etwa



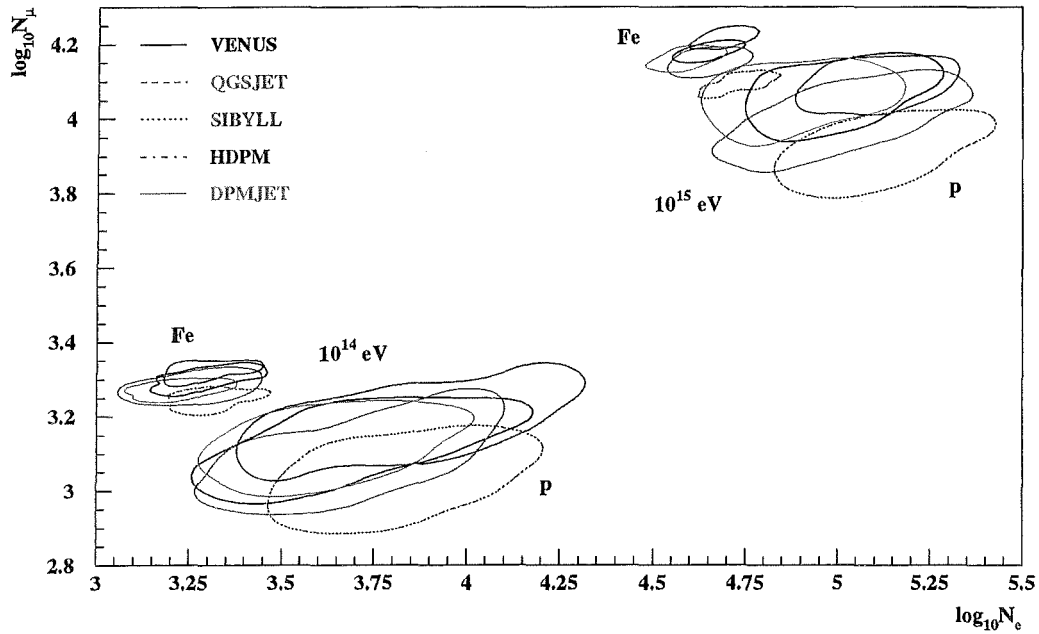


Abbildung 8.43: Geglättete Konturen in der  $\log_{10} N_\mu$ - $\log_{10} N_e$ -Ebene für Proton- und Eisen-Schauer der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV.

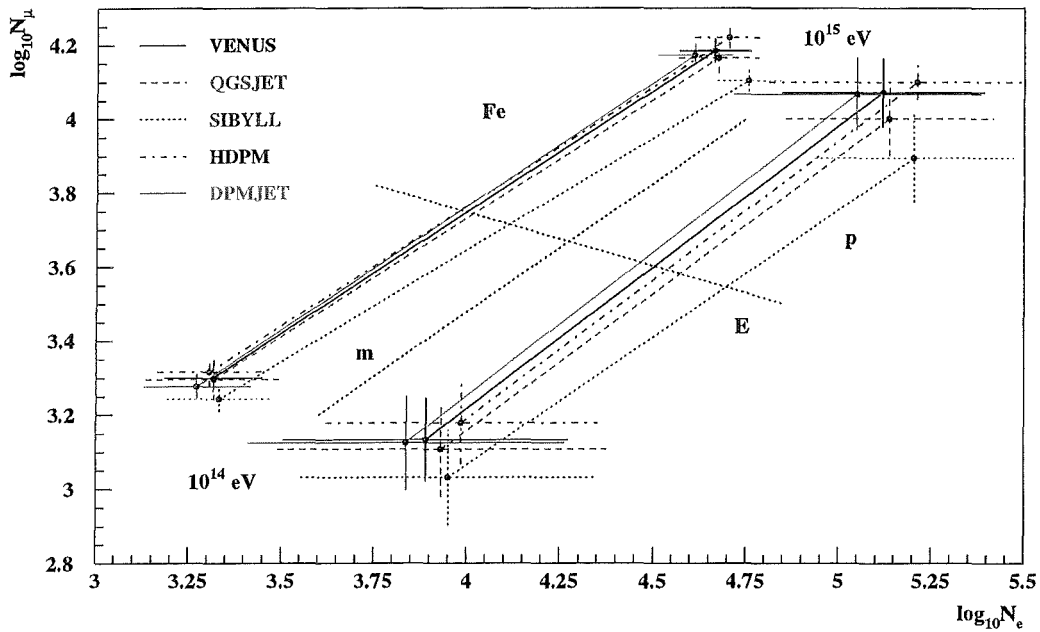


Abbildung 8.44:  $(\log_{10} N_\mu)$  über  $(\log_{10} N_e)$  für Proton- und Eisen-Schauer der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV. Die schwarzen, gepunkteten Linien geben die Projektionsrichtungen an, die zu masseunabhängigen Energiewerten (E) bzw. energieunabhängigen Masseschätzungen (m) führen.

überein.

In Abb. 8.44 sind die Mittelwerte der Konturen in der  $N_e-N_\mu$ -Ebene eingetragen. Die Linien verbinden die Punkte unterschiedlicher Energie der einzelnen Modelle. Die Steigungen unterscheiden sich um etwa 10%. DPMJET steigt am schnellsten und SIBYLL am langsamsten. Die Steigungen für Eisen sind um etwa 0.1 flacher als die für Proton-Schauer, wodurch die Punkte mit steigender Energie näher zusammenrücken. Vermutlich ist der Anstieg von  $N_e$  mit der Energie für Eisen-Schauer deshalb besonders groß, weil  $10^{14}$  eV  $Fe$ -Schauer kaum noch das Beobachtungsniveau erreichen und somit nur sehr kleine Elektronenzahlen aufweisen.

Die Modelle zeigen qualitativ ähnliche Variationen mit der Energie und der Masse. Die Unterschiede zwischen Eisen- und Proton-Schauern sind bei allen Modellen viel größer als die Fluktuationen. Sie sind von Modell zu Modell verschieden und werden im wesentlichen durch die Lage der Proton-Konturen bestimmt. Bei HDPM und SIBYLL sind sie am größten, bei den anderen Modelle sind die Unterschiede ca. 10% kleiner. Protonen und Eisen-Kerne ließen sich für alle Modelle trennen, wenn es in der kosmischen Strahlung keine Alpha-Teilchen, CNO-Kerne und Kerne der Elemente Neon bis Schwefel gäbe. Diese Kerne fallen in den Bereich zwischen Protonen und Eisen und verwischen die klare Trennung.

## 8.4 Zusammenfassung der Modellvergleiche

Schon bei der Parametrisierung der inelastischen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie weisen die Modelle Unterschiede auf. Die Proton-Proton-Querschnitte werden von den gemessenen Werten der Collider-Experimente abgeleitet und stimmen daher bei kleinen Energien noch gut überein. Die Extrapolation zu hohen Energien und insbesondere die Berechnung von Proton-Kern-Querschnitten führt jedoch zu Unterschieden von 15% bei  $10^{15}$  eV bis zu 50% bei  $10^{19}$  eV. Im Vergleich mit gemessenen  $p$ -Luft-Querschnitten aus Luftschauerexperimenten weisen alle Modelle außer SIBYLL einen zu flachen Anstieg mit der Energie auf. Die Wirkungsquerschnitte von primären Kernen mit den Kernen der Luft stimmen mit zunehmender Masse besser miteinander überein. Die größten Unsicherheiten bestehen bei Protonen und Helium-Kernen. Die Querschnitte für Pionen und Kaonen, die häufigsten Sekundärteilchen in Luftschauern, variieren ebenfalls um bis zu 30%. Einige Modelle haben für Kaonen keine eigenen Querschnitte, sondern verwenden die Pion-Querschnitte.

Die Untersuchung von Verteilungen der Sekundärteilchen aus einzelnen Wechselwirkungen gibt Aufschluß über die Teilchenproduktion. Qualitativ werden die experimentelle Daten von  $p$ - $p$ - und  $p$ - $\bar{p}$ -Kollisionen reproduziert und auch untereinander stimmen die Modelle qualitativ überein. Quantitativ sind jedoch Diskrepanzen zwischen den Modellen und sogar zwischen Modellen und experimentellen Daten zu verzeichnen. SIBYLL kann die gemessene Multiplizitätsverteilung nicht reproduzieren und VENUS und QGSJET weichen stark von der gemessenen Transversalimpulsverteilung geladener Teilchen ab. Keines der Modelle liefert eine perfekte Beschreibung der experimentellen Daten von Beschleunigerexperimenten. Es gibt große Modellunterschiede bezüglich der Inelastizität und der Teilchen im Vorwärtsbereich. DPMJET wandelt am meisten Energie in Sekundärteilchen um und hat die geringste Teilchendichte bei  $x_F \approx 1$ , was merkliche Auswirkungen auf die Entwicklung von Luftschauern hat. Unterschiedliche Annahmen über die Nukleonenverteilung in Kernen und die Näherung, ein Kern sei eine Superposition von unabhängigen Nukleonen, führen bei Reaktionen mit Kernen zu teilweise sehr verschiedenen Verteilungen in der Zahl der wechselwirkenden Nukleonen und zu einer Überschätzung der Zahl der Sekundärteilchen auf der Targetseite. Nur VENUS behandelt Kern-Kern-Kollisionen so realistisch, daß sich für Stickstoff-Stickstoff-Kollisionen völlig symmetrische Verteilungen ergeben. In der Behandlung der Diffraktion zeigen sich ebenfalls klare Diskrepanzen, die vor allem bei der Projektil-Diffraktion für die Luftschauerentwicklung von Bedeutung sind. Während sich Modelle mit Minijet-Produktion nicht zweifelsfrei in den  $p_\perp$ -Verteilungen erken-

nen lassen, ergeben sich markante Unterschiede in den  $x_F$ -Verteilungen aufgrund der sekundären Wechselwirkungen, die in VENUS berücksichtigt werden. Bei Extrapolation zu Energien  $> 10^{16}$  eV werden die Modellunterschiede, besonders in der Zahl der Sekundärteilchen, immer größer. Überraschenderweise unterscheiden sich auch die Modelle auf der Basis der Gribov-Regge-Theorie in einem den Fluktuationen der anderen Modelle vergleichbaren Ausmaß.

In Luftschauerrechnungen vermischen sich Effekte der inelastischen Wirkungsquerschnitte, der Teilchenproduktion und des Teilchentransports durch die Atmosphäre. Die longitudinale und laterale Schauerentwicklung spiegeln das Ergebnis wider. Im allgemeinen ist es schwierig, die beobachteten Modellunterschiede in den Luftschauerrechnungen (vgl. Abs. 8.3) auf Unterschiede in den einzelnen Reaktionen aus Abs. 8.2 zurückzuführen. Einige Korrelationen sind aber auffällig. So ist die Inelastizität mit der longitudinalen Schauerentwicklung, mit der Lateralverteilung der Elektronen und mit der Zahl der Pionen am Beobachtungsniveau verbunden. DPMJET hat die größte Inelastizität, was zu einer frühen Schauerentwicklung, einem steilen Abfall nach dem Schauermaximum und einer flacheren Lateralverteilung am Beobachtungsniveau führt. HDPM hat die kleinste Inelastizität, erreicht daher das Maximum der Schauerentwicklung spät und fällt nach dem Maximum am langsamsten ab. Folglich gibt es noch hochenergetische Teilchen im Schauerkern, die die Teilchenproduktion aufrecht erhalten und große Elektron- und Piondichten bei kleinen Abständen vom Schauerkern erzeugen. Die Modellunterschiede sind kleiner für Eisen-Schauer als für Proton-Schauer, zeigen aber die gleiche Tendenz. Dies liegt in der Tatsache begründet, daß ein Eisen-Schauer näherungsweise eine Überlagerung von 56 Proton-Schauern mit  $1/56$  der Energie darstellt und daß auch bei Proton-Schauern die Modellunterschiede mit der Energie größer werden. Im Gegensatz zu den Verteilungen bei einzelnen Wechselwirkungen liegen die Gribov-Regge-Modelle bei den Schauerrechnungen, und hier besonders bei den Eisen-Schauern, etwas näher beieinander als die übrigen Modelle. Insbesondere SIBYLL weicht von den anderen Modellen deutlich ab. Die Vergleiche haben gezeigt, daß Unterschiede von 10-80% in einzelnen Luftschauermessgrößen auftreten können. So werden die Elektronenzahlen, welche z.B. die Triggerate eines Szintillator-Arrays bestimmen, bis zu 45%, die Myonzahlen bis zu 60% und die Pionzahlen sogar bis zu 80% verschieden vorhergesagt. Differenzen in dieser Größenordnung lassen sich experimentell überprüfen. Speziell bei kleinen Energien, bei denen die Elementzusammensetzung noch als bekannt angesehen werden kann, lassen sich die Modelle testen. Wenn auch die Unterschiede zwischen den Modellen in einzelnen Variablen groß sind, so gibt es doch auch Größen, die relativ modellunabhängig sind. So z.B. die Form der Hadron-Energiespektren, die Breite der  $N_e$ - und der  $N_\mu$ -Verteilungen und der Abstand von Protonen zu Eisen-Schauern in der  $\log_{10} N_\mu$ - $\log_{10} N_e$ -Ebene.

Anhand von Abb. 8.43 oder 8.44 erkennt man, daß z.B. die Elektronenzahl keine gute Größe zur Bestimmung der Energie ist. Schätzt man die Energie des Primärteilchens aus der Elektronenzahl alleine ab, so mischt man Protonen mit Eisen-Kernen von etwa der 2.7-fachen Energie. Die Qualität der Energiebestimmung ist damit stark von der (unbekannten) Zusammensetzung abhängig. Außerdem gehen die Modellunterschiede in  $N_e$  direkt in die Genauigkeit der Energierekonstruktion ein. Bestimmt man umgekehrt die Energie aus der Myonenzahl, so mischt man Protonen mit Eisen-Kernen einer 50% kleineren Energie. Die Energiebestimmung wird unabhängig von der Masse, wenn die Verteilungen in der  $\log_{10} N_\mu$ - $\log_{10} N_e$ -Ebene in Abb. 8.44 entlang der mit  $E$  gekennzeichneten, gepunkteten Linie projiziert werden. Umgekehrt wird die Abschätzung der Masse eines Teilchens durch eine Projektion der Datenpunkte entlang der mit  $m$  markierten Linie unabhängig von seiner Energie. Die Projektionsrichtungen sind für alle Modelle in etwa gleich. Unter Zuhilfenahme weiterer, geeigneter Variablen, wie etwa der Informationen über Cerenkovlicht, die Hadronenkomponente, über Teilchenenergien oder Ankunftszeiten, lassen sich Energien und Massen der Primärteilchen besser trennen als nur mit der Elektronen- und Myonenzahl. Die optimalen Variablen müssen für jede atmosphärische Tiefe und jedes Detektorsystem neu definiert werden.

## Kapitel 9

# Zusammenfassung und Ausblick

Luftschauer der kosmischen Strahlung bilden den einzigen Zugang zur Beantwortung der Fragen nach Art und Herkunft der höchstenergetischen Elementarteilchen im Universum.

Zur Analyse von Luftschauern im Hinblick auf die Masse und Energie des Primärteilchens muß die Entwicklung von Schauern in der Atmosphäre detailgetreu modelliert werden. Das Luftschauer-Simulationsprogramm CORSIKA ermöglicht dies. Es berücksichtigt hadronische und elektromagnetische Wechselwirkungen von Photonen, Elektronen, Hadronen und Kernen mit den Kernen der Luft, Zerfälle instabiler Teilchen, Energieverluste, Vielfachstreuung und magnetische Ablenkung während des Teilchentransports, es generiert Cerenkovstrahlung und protokolliert alle Teilchen, die das Beobachtungsniveau erreichen. Die Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung ist dabei die dominante Quelle systematischer Unsicherheiten.

In CORSIKA stehen die fünf Wechselwirkungsmodelle VENUS, QGSJET, SIBYLL, HDPM und DPMJET zur Verfügung. Damit konnten erstmals verschiedene Modelle unter identischen Bedingungen systematisch verglichen werden.

VENUS, QGSJET und DPMJET basieren auf der Gribov-Regge-Theorie zur Beschreibung weicher, hadronischer Reaktionen durch Multi-Pomeron-Austausch. Die Gribov-Regge-Theorie ist eine relativistische Feldtheorie und ist derzeit der einzige Zugang zur theoretischen Beschreibung weicher, hadronischer Prozesse. Die elastischen Streuamplituden, und damit der totale Wirkungsquerschnitt, werden mit Hilfe des Mehrfach austauschs superkritischer Pomerone berechnet. Inelastische Prozesse werden durch aufgetrennte Pomerone beschrieben, die in der Konsequenz einem Farbaustausch zwischen zwei Partonen äquivalent sind. Die Zahl der aufgetrennten Pomerone in einer Reaktion dient zur topologischen Klassifizierung der Ereignisse und bestimmt das Gewicht der einzelnen Klassen. Reaktionen mit Kernen werden konsistent im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie bzw. mit dem Glauber-Formalismus auf Nukleon-Nukleon-Reaktionen zurückgeführt. Unterschiede zwischen den einzelnen Gribov-Regge-Modellen liegen in der Art, wie der Farbaustausch bewerkstelligt wird und wie die Sekundärteilchen erzeugt werden, oder anders ausgedrückt, wie die Strings gebildet werden und in Hadronen fragmentieren.

VENUS modelliert Wechselwirkungen mit Kernen im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie, es berücksichtigt sekundäre Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte miteinander und mit den Spektator-Nukleonen und verwendet das Stringfragmentationsprogramm von X. Artru und G. Mennessier. Diffraktive Ereignisse werden durch Pomeron-Austausch mit Seequarks modelliert. Alle Teile des Modells sind auf konsistente Weise miteinander verbunden. VENUS enthält jedoch keine Minijet-Produktion.

QGSJET enthält die Produktion von Minijets in einer Weise, die sich mit den weichen Prozessen verbinden läßt, modelliert die Fragmentation der Spektatoren in Kernbruchstücke besonders gut und ist für die Anwendung in Luftschauersimulationen optimiert. Es fragmentiert Strings nach dem Lund-Algorithmus und vernachlässigt die sekundären Wechselwirkungen.

DPMJET enthält ebenfalls Minijets, die über ein separates, hartes Pomeron erzeugt werden. Diffraktive Ereignisse mit hoher Masse werden über spezielle Graphen mit Pomeron-Pomeron-Kopplung erzeugt. Strings fragmentieren nach dem Lund-Algorithmus. Sekundäre Wechselwirkungen sind in der DPMJET-Version, die in CORISKA eingebaut ist, noch nicht enthalten, werden aber in naher Zukunft durch Simulation von intranuklearen Kaskaden berücksichtigt werden. Die Verbindung zwischen weichen Prozessen, Minijet-Produktion und diffraktiven Ereignissen ist nicht so konsistent wie bei VENUS oder QGSJET.

Die anderen beiden Modelle basieren nicht auf der Gribov-Regge-Theorie, sondern auf einfachen, phänomenologischen Modellen.

SIBYLL ist ein Minijet-Modell, bei dem die weichen Prozesse durch Produktion von nur zwei Strings zwischen Projektil und Target simuliert werden und die harten Prozesse zusätzliche Paare von Minijets erzeugen. Der Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Energie kommt nur durch den Beitrag der Minijets zustande. Hadron-Kern-Reaktionen werden über den Glauber-Formalismus und Kern-Kern-Reaktionen mit dem Semi-Superpositionsmodell modelliert. Strings fragmentieren nach dem Lund-Algorithmus.

Im HDPM-Modell werden Daten von  $p$ - $\bar{p}$ -Experimenten im Detail parametrisiert und mittels einer sehr einfachen, dem Dual-Parton-Modell entlehnten Idee zu hohen Energien erweitert. Eine Reaktion erzeugt zwei Strings, deren Fragmentationsprodukte gaußverteilt im Rapiditätsraum emittiert werden. Hadron-Kern-Reaktionen erhalten einen dritten String auf der Targetseite und Kern-Kern-Reaktionen werden nach dem Superpositionsmodell behandelt. Es kann mit großen Unsicherheiten extrapoliert werden.

Keines der Modelle beschreibt die zur Verfügung stehenden experimentellen Beschleunigerdaten perfekt, und keines ist den anderen darin deutlich überlegen. Sowohl bei einzelnen Wechselwirkungen als auch bei der Simulation von Luftschauern sind teils beträchtliche Unterschiede zu verzeichnen. Die Variation von Meßgrößen in Luftschauern als Funktion der Energie bzw. der Masse des Primärteilchens werden von allen Modellen qualitativ übereinstimmend wiedergegeben. Die Charakteristika der Wechselwirkung, die die Schauerentwicklung wesentlich beeinflussen, sind die inelastischen Wirkungsquerschnitte mit den Kernen der Luft, der Anteil, den die diffraktiven Reaktionen davon ausmachen, sowie der Energieanteil, der pro Reaktion in elektromagnetische Teilchen transferiert wird. Die Modellunterschiede geben einen Hinweis auf die Größe der systematischen Unsicherheiten bei der Analyse von Luftschauern der kosmischen Strahlung. Dies gilt, in reduziertem Maße, selbst für Modelle, die auf der gleichen theoretischen Grundlage, der Gribov-Regge-Theorie basieren. VENUS, QGSJET und DPMJET modellieren die Kern-Kern-Wechselwirkungen besser als SIBYLL und HDPM, was jedoch nicht bei allen Variablen zu besserer Übereinstimmung unter den Modellen führt. Die Unterschiede zwischen VENUS, QGSJET und DPMJET spiegeln somit die systematischen Fehler innerhalb der Gribov-Regge-Modelle wider, die durch verschiedene Implementierung der theoretischen Ideen in einen Computer-Code verursacht werden. Die systematischen Unsicherheiten der Gribov-Regge-Modelle sind deshalb von Belang, weil man sich von ihnen eine zuverlässigere Extrapolation zu hohen Energien, als von anderen Modellen, verspricht.

Aufgrund der vorliegenden Schauerrechnungen alleine kann keines der Modelle diskriminiert werden. Dazu sind letztlich Vergleich mit Luftschauerdaten nötig. VENUS und QGSJET sind jedoch aufgrund ihres Aufbaus und ihrer theoretischen Fundierung vertrauenswürdiger als die anderen Modelle. Desweiteren liefern sie öfters als andere Programme übereinstimmende Resultate.

Betrachtet man jedoch alle Modelle als gleichwertig, so ist die Konsequenz der hier gezeigten Be-

funde, daß viele experimentelle Resultate mit einem großen systematischen Fehler versehen werden müssen. So beträgt der systematische Fehler der Energiebestimmung im Bereich des Knies auf der Basis der Elektronenzahl ca. 45%, was z.B. einen mit  $E^{2.5}$  skalierten Fluß im Spektrum in Abb. 2.1 um einen Faktor 2.5 auf- oder abwärts schieben könnte. Im Lichte dieser Erkenntnis ist die gute Übereinstimmung verschiedener Experimente (mit verschiedenen Energieeichungen) eher überraschend.

Im Prinzip lassen sich die Modelle mit experimentellen Luftschauerdaten vergleichen. Dies ist bei höheren Energien jedoch schwierig, solange die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich  $> 10^{15}$  eV nicht bekannt ist. Bei niedrigen Energien ist die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung durch direkte Messungen bekannt, und die Unsicherheiten durch die Extrapolation vom Energiebereich der Beschleunigerexperimente sind gering. Analysen in diesem Energiebereich sollten in der Lage sein, zwischen einzelnen Modellen zu diskriminieren.

Das große Problem der Luftschauerphysik ist die Tatsache, daß neben der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, die man eigentlich messen möchte, auch die hadronische Wechselwirkung bei hohen Energien unbekannt ist. Dies ist ein Problem, das sich in ähnlicher Weise auch in anderen Bereichen der Physik stellt. Der Ausweg aus diesem Dilemma liegt in der Erfassung und Analyse möglichst vieler experimenteller Daten zu diesem Problemkreis. Dazu gehören die gleichzeitige Messung möglichst vieler Parameter von Luftschauern in einem Experiment, die Untersuchung möglichst vieler verschiedener Aspekte des Luftschauerphänomens durch unterschiedliche Experimente, aber auch die Messung von hadronischen Wechselwirkungen bei hohen Energien und kleinen Winkeln an Hadronen- oder Schwerionenbeschleunigern.

Die Untersuchung einzelner Meßgrößen und ihrer Korrelationen sowie der Vergleich von Ergebnissen verschiedener Experimente miteinander, in Kombination mit einer stetigen Verfeinerung der hadronischen Modelle, die ihrerseits von Daten der Beschleunigerexperimente profitiert, kann letztlich zu einer konsistenten Beschreibung der Befunde führen, die sowohl die Zusammensetzung als auch die hadronische Wechselwirkung befriedigend erklärt. Daher ist es wünschenswert, daß möglichst viele Arbeitsgruppen ihre Daten mit CORSIKA-Simulationen der verschiedenen Modelle vergleichen und ihre Erfahrungen zur Weiterentwicklung des Programms zur Verfügung stellen.

Die Experimentatoren müssen Meßgrößen finden, die sich mit ausreichender Präzision bestimmen lassen und die auf die Masse und Energie des Primärteilchens empfindlich sind. Der Vergleich von Modellvorhersagen mit experimentellen Daten ist bei niedrigen Energien von besonderem Interesse, da dort die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung durch direkte Messungen bekannt ist. Die Modellunterschiede sind so groß, daß sie mit vertretbarem experimentellem Aufwand aufgelöst werden können. Ein Vergleich bei Primärenergien  $< 10^{14}$  eV mit den Simulationen liefert belastbare Aussagen über die Fähigkeit einzelner Modelle, die experimentellen Daten zu reproduzieren. Die Analyse mehrdimensionaler Messungen wird durch Einsatz neuer, nicht-parametrischer Algorithmen [140, 141], mit denen sich alle Meßgrößen sowie ihre Korrelationen erfassen lassen, zunehmend verbessert.

Der Hadronenbeschleuniger der nächsten Generation ist der LHC<sup>1</sup> am CERN. Es werden Proton-Proton-Kollisionen bei Schwerpunktenenergien von bis zu 16 TeV erzeugt werden. Um die Kenntnisse über die hadronische Wechselwirkung nicht nur zu höheren Energien, sondern auch zu kleineren Winkeln zu verbessern, wird am LHC ein Experiment geplant, das den Energie- und Teilchenfluß im gesamten kinematischen Bereich bis hinab zu Winkeln von  $0^\circ$  zum Strahl mit guter Qualität vermessen kann [167]. Die Motivation für einen solchen *full acceptance* Detektor wurde von J.D. Bjorken zusammengefaßt [94]. Mit Ergebnissen dieses Experimentes wird die Physik hoher Energien,

---

<sup>1</sup>LHC: Large Hadron Collider

aber kleiner Transversalimpulse besser verstanden werden, die in der Luftschauerentwicklung die zentrale Rolle spielt.

Auch bei der Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung aus direkten Messungen sind Verbesserungen zu erwarten. So hat das GOAL<sup>2</sup>-Programm [392] zum Ziel, Ballons mit wissenschaftlichen Instrumenten für viele Tage an den oberen Rand der Atmosphäre zu bringen, um so die Messzeiten wesentlich zu verlängern. Bei Flügen in den Polarregionen werden bereits Flugzeiten von ca. zwei Wochen erreicht. Mit der neuen Technik der Überdruckballons scheinen sogar Flugzeiten von mehreren Monaten realisierbar. Eine Meßzeit von drei Jahren an Bord der Internationalen Raumstation Alpha ist für das AMS<sup>3</sup>-Experiment vorgesehen [393]. Mit diesen langen Meßzeiten läßt sich die Statistik der direkten Messungen verbessern bzw. die Grenze der direkten Bestimmung der Elementzusammensetzung weiter nach oben schieben.

Schließlich gibt es auf der theoretischen Seite vielversprechende Anstrengungen, ein hadronisches Modell zu schaffen, das alle Details der hadronischen Wechselwirkung nach bestem Wissen und neuestem, theoretischen Kenntnisstand behandelt. Es soll als Referenz für Modelle dienen, die bestimmte Aspekte vereinfacht behandeln oder ganz vernachlässigen. Zu diesem Zweck kombinieren und verbessern die Autoren von VENUS und QGSJET die jeweils besten Algorithmen aus beiden Programmen und verbinden in konsistenter Weise die Modellierung weicher und harter Prozesse sowie von Hadron-Hadron-, Hadron-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen [315, 316].

Neben den eben genannten, eher langfristigen Perspektiven sind für die nähere Zukunft die folgenden, kleineren Erweiterungen und Verbesserungen für das CORSIKA-Programm geplant:

In Fortsetzung der in Abs. 8.1 angestellten Vergleiche werden durch entsprechende Schauerrechnungen die Auswirkungen verschiedener Annahmen über die inelastischen Wirkungsquerschnitte zur Berechnung der mittleren freien Weglängen auf die Schauerentwicklung, bei ansonsten unverändertem Wechselwirkungsmodell, untersucht werden.

Als zusätzliches, hadronisches Wechselwirkungsmodell wird die Kombination von FRITIOF und PYTHIA in CORSIKA implementiert werden. Damit lassen sich die harten Prozesse inklusive der Erzeugung schwerer Quarks und deren Zerfälle sehr detailliert simulieren. Außerdem läßt sich die Behandlung der weichen Reaktionen durch FRITIOF mit den anderen Modellen vergleichen.

Es wird geplant, die Schauerrechnungen, die in dieser Arbeit beschrieben wurden, für das MOCCA-Programm einmal mit dem MOCCA-eigenen Wechselwirkungsgenerator und einmal mit SIBYLL zu wiederholen [358]. Damit läßt sich einerseits bei gleichem Wechselwirkungsmodell der Einfluß verschiedener Rahmenprogramme auf Schauergrößen untersuchen und, andererseits, der Modellvergleich auf den MOCCA-Wechselwirkungsgenerator ausweiten. Ein ähnlicher Vergleich mit dem HEMAS-Programm, das DPMJET als Wechselwirkungsgenerator enthält, wurde angeregt.

Da seit kurzem in CORSIKA Wechselwirkungsmodelle zur Verfügung stehen, die bis zu Energien von  $10^{20}$  eV rechnen können, wird durch Einbau des in Abs. 7.1 beschriebenen Ausdünn-Algorithmus die Möglichkeit geschaffen, Luftschauer bis zu diesen Energien mit begrenztem Zeitaufwand simulieren zu können. Dies ist von besonderem Interesse, weil damit auch die experimentellen Daten der Kollaborationen AGASA, Fly's Eye, Hires und des Pierre-Auger-Projektes mit CORSIKA-Vorhersagen verglichen und analysiert werden können und zum besseren Verständnis der höchstenergetischen Wechselwirkungen beitragen. Zur Simulation von Photonschauern bei höchsten Energien wird der Landau-Pomeranchuk-Migdal-Effekt berücksichtigt werden.

Sehr hochenergetische Luftschauer werden typischerweise von Detektoranlagen erfaßt, die einen großen Abstand zwischen den einzelnen Detektorstationen aufweisen. Die meisten Messungen registrieren daher nur die Teilchendichten in großen Abständen von der Schauerachse, wo sie im wesent-

<sup>2</sup>GOAL: Galactic Origin and the Acceleration Limit; NASA-Programm für Langzeit-Ballonflüge

<sup>3</sup>AMS: Alpha Magnetic Spectrometer

lichen durch die Ausläufer der Vielfachstreuung bestimmt werden. Deshalb wird die Behandlung der Vielfachstreuung bei großen Streuwinkeln durch die Verwendung der Molière-Theorie verbessert.

Die Implementierung der Bremsstrahlung von Myonen vervollständigt die Reaktionen, über die Myonen Energie verlieren können. Im Gegensatz zur direkten  $e^+e^-$ -Paarbildung von Myonen, die bereits in CORSIKA enthalten ist und einen kontinuierlichen Energieverlust darstellt, ist die Bremsstrahlung ein katastrophaler Prozeß, bei dem das Myon große Teile seiner Energie verlieren kann. Die Myon-Bremsstrahlung wird daher als eigene Wechselwirkung implementiert werden.



# Anhang A

## CORSIKA

CORSIKA ist ein Programm zur detaillierten Simulation von ausgedehnten Luftschauern, die von Photonen, Protonen oder Kernen mit Energien bis zu  $10^{17}$  eV in der Atmosphäre ausgelöst werden [123, 266]. Es wurde ursprünglich für das KASCADE Experiment in Karlsruhe entwickelt, wird mittlerweile aber weltweit von vielen Gruppen benutzt. Die drei wichtigsten Teile der Simulation sind (i) die Erzeugung von Sekundärteilchen mit einem vorgegebenen Wechselwirkungsmodell, (ii) die Berechnung der Flugstrecke bis zur nächsten Reaktion oder zum Zerfall und (iii) der Transport zum Wechselwirkungs- oder Zerfallsort unter Berücksichtigung von Energieverlust und Ablenkung.

Die Wirkungsquerschnitte für hadronische Kollisionen werden nach der Glauber-Theorie aus den bekannten Nukleon-Nukleon-Querschnitten und Nukleonverteilungen in Kernen berechnet. Die Zerfallslänge ergibt sich aus der Lebensdauer und der Energie des Teilchen. Alle Teilchen werden in Raum und Zeit bis zur nächsten Reaktion transportiert, und dabei werden Energieverlust und Ablenkung sowie die Erzeugung von Cerenkovlicht in einer mittleren Atmosphäre berücksichtigt. Es stehen verschiedene Wechselwirkungsmodelle für hadronische Reaktionen zur Auswahl. Meson-, Nukleon- und Kern-Kern-Stöße sowie diffraktive und nicht-diffraktive Reaktionen werden simuliert. Elektronen und Photonen können mit dem EGS<sup>1</sup>-Programm [310] oder analytisch mit dem NKG<sup>2</sup> Formalismus [210, 251] behandelt werden. Für instabile Teilchen werden alle wichtigen Zerfallskanäle kinematisch richtig modelliert. Schließlich werden Masse, Impuls, Ort und Zeit aller Teilchen, die ein Beobachtungsniveau passieren, gespeichert.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte und die hadronischen Wechselwirkungsmodelle wurden in Kap. 4 ausführlich besprochen. Hier werden nun die übrigen Teile von CORSIKA kurz beschrieben.

### A.1 Programmrahmen

Der allgemeine Rahmen von CORSIKA basiert auf einem Programm vom P.K.F. Grieder aus den 70er Jahren [214, 213], das jedoch vielfach erweitert und verbessert wurde. CORSIKA ist modular aufgebaut und erlaubt, einzelne Teile in einfacher Weise zu ersetzen. Im Programmrahmen wird die Simulation initialisiert, Transport und Reaktion der Sekundärteilchen wird verwaltet und die Teilcheninformation am Beobachtungsniveau sowie Kontrollinformation über die Simulation ausgegeben.

---

<sup>1</sup>EGS: Electron Gamma Shower

<sup>2</sup>NKG: Nishimura Kamata Greisen

$\gamma$	$\pi^\pm$	$\Delta^\pm, \overline{\Delta}^\mp$
$e^\pm$	$\pi^0$	$\Delta^0, \overline{\Delta}^0$
$\mu^\pm$	$\eta$	$\Delta^{++}, \overline{\Delta}^{--}$
$\nu_e, \overline{\nu}_e$	$\rho^\pm$	$\Lambda, \overline{\Lambda}$
$\nu_\mu, \overline{\nu}_\mu$	$\rho^0$	$\Sigma^\pm, \overline{\Sigma}^\mp$
$p, \overline{p}$	$K^\pm$	$\Sigma^0, \overline{\Sigma}^0$
$n, \overline{n}$	$K_{L/S}^0$	$\Xi^0, \overline{\Xi}^0$
	$K^{*\pm}$	$\Xi^-, \overline{\Xi}^+$
	$K^{*0}, \overline{K}^{*0}$	$\Omega^-, \overline{\Omega}^+$

**Tabelle A.1:** Teilchen in CORSIKA. Neben  $\gamma$ -Quanten und den meisten Leptonen, Mesonen und Baryonen kann CORSIKA auch Kerne und Cerenkovphotonen durch die Atmosphäre verfolgen. Bisher sind  $\tau$ -Leptonen und Teilchen, die  $c$ - und  $b$ -Quarks enthalten, nicht in CORSIKA implementiert.

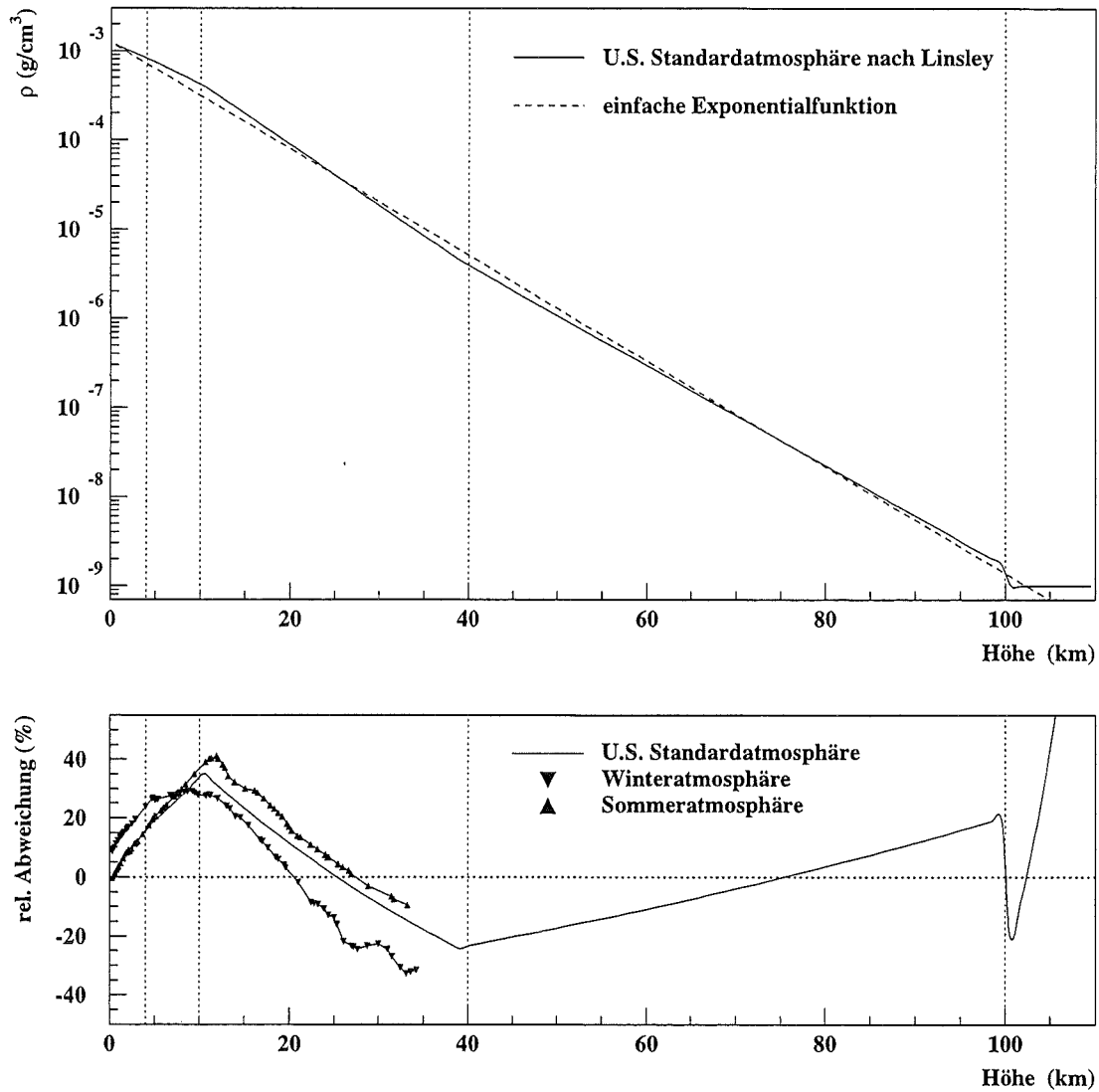
**Steuerung** CORSIKA wird über Datenkarten gesteuert, die zu Beginn des Programmablaufes eingelesen werden. Neben der Art des Primärteilchens kann die Energie entweder fest oder nach einem Potenzgesetz aus einem Intervall zufällig gewählt werden. Ebenso können für Zenit- und Azimutwinkel Wertebereiche vorgegeben werden. Die Teilchenausgabe ist für bis zu 10 Beobachtungsniveaus möglich. Es werden alle Teilchen ausgegeben, deren Energie oberhalb eines Schnittes liegen, der für Hadronen, Myonen, Elektronen und Photonen getrennt eingestellt werden kann. Schließlich läßt sich die Longitudinalentwicklung für verschiedene Teilchengruppen mit wählbarer Schrittweite abtasten.

**Teilchen** Die meisten der bekannten Teilchen können in CORSIKA behandelt werden. Sie sind in Tab. A.1 zusammenfassend aufgeführt. Außerdem können Kerne und Cerenkovphotonen simuliert werden. Tau-Leptonen, Charm- und Bottom-Teilchen sind noch nicht implementiert. Cerenkovphotonen sind wegen ihrer großen Anzahl die einzigen Teilchen, die ein statistisches Gewicht tragen und damit stellvertretend für viele, nicht verfolgte Teilchen behandelt werden. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da sie so häufig sind, daß durch die Reduktion auf eine Stichprobe die Information über ihre Verteilung im Schauer nicht verfälscht wird. Kerne werden über ihren Proton- und Neutronengehalt definiert.

**Atmosphäre** CORSIKA enthält eine Atmosphäre, die aus 78.1%  $N_2$ , 21.0%  $O_2$  und 0.9%  $Ar$  besteht<sup>3</sup>, und deren Dichteverlauf der U.S. Standardatmosphäre<sup>4</sup> folgt. Die Dichte  $\rho(h)$  ist in 4 Lagen gemäß einer Exponentialfunktion  $\rho(h) = b_i/c_i e^{-h/c_i}$  nach J. Linsley parametrisiert, darüber wird eine konstante, geringe Dichte von  $\rho(h) = b_5/c_5 = 10^{-9}$  g/cm<sup>3</sup> angenommen.  $h$  ist dabei die Höhe über dem Meeresspiegel. Damit ergibt sich eine überliegende Masse  $T$  als Funktion der Höhe aus  $T(h) = a_i + b_i e^{-h/c_i}$  in den Lagen 1 bis 4, und in der 5. Lage aus  $T(h) = a_5 - b_5 \cdot h/c_5$ . Die Grenze der Atmosphäre liegt bei  $h = 112.8$  km, wo die überliegende Masse verschwindet. Die Werte der Parameter  $a_i$ ,  $b_i$  und  $c_i$  sind in Tab. A.2 für die verschiedenen Höhenbereiche aufgeführt. In Abb. A.1 ist die Dichte der Atmosphäre als Funktion der Höhe gezeigt. Die Dichteverlauf der Atmosphäre kann modifiziert werden, um z.B. die Einflüsse des Wetters auf die Schauerentwicklung zu untersuchen [384]. Die Erdatmosphäre ist in CORSIKA nicht kugelsymmetrisch, sondern flach angenommen. Für schräge Schauer bis  $\approx 75^\circ$  Zenitwinkel ist dies eine gute Näherung, welche die Gesamtdicke der Atmosphäre nur um 1.5% überschätzt. Durch geeignete Modifikation des Dichteprofiles lassen sich in begrenztem Maße auch Schauer unter größeren Zenitwinkeln simulieren [266]. Der Argonanteil

<sup>3</sup>Die Prozentangaben beziehen sich auf das Volumen.

<sup>4</sup>Langjähriges Mittel der Atmosphärendichte als Funktion der Höhe, gemessen über New Mexico.



**Abbildung A.1:** Dichteverlauf in der Atmosphäre. Im oberen Teilbild ist die Dichte der Atmosphäre als Funktion der Höhe gezeigt. Die durchgezogene Linie zeigt den Dichteverlauf der U.S. Standardatmosphäre nach einer Parametrisierung von J. Linsley, der in 4 Bereichen jeweils einer Exponentialfunktion folgt und im oberen Bereich eine konstante Dichte annimmt. Die Bereichsgrenzen sind durch die senkrechten, gepunkteten Linien angedeutet. Die gestrichelte Linie ist eine Anpassung mit einer einzigen Exponentialfunktion an die U.S. Standardatmosphäre. Im unteren Teilbild sind die relativen Abweichungen verschiedener Modellatmosphären von dieser Exponentialfunktion gezeigt. Zusätzlich zur U.S. Standardatmosphäre ist jeweils ein Beispiel einer Sommer- und Winteratmosphäre dargestellt. Sie wurden aus Ballondaten des Deutschen Wetterdienstes für Stuttgart im Jahre 1994 gewonnen [384].

Lage $i$	Höhe $h$ (km)	$a_i$ (g/cm <sup>2</sup> )	$b_i$ (g/cm <sup>2</sup> )	$c_i$ (cm)
1	0 ... 4	-186.5562	1222.6562	994186.38
2	4 ... 10	-94.919	1144.9069	878153.55
3	10 ... 40	0.61289	1305.5948	636143.04
4	40 ... 100	0.0	540.1778	772170.16
5	100 ... 112.8	0.01128292	1	10 <sup>9</sup>

**Tabelle A.2:** Parametrisierung der U.S. Standardatmosphäre in CORSIKA (nach J. Linsley). Die Atmosphäre ist in 5 Lagen unterteilt. In den unteren vier Lagen wird je ein exponentieller Verlauf der Dichte angenommen, in der höchsten Lage ist die Dichte konstant. Damit ergibt sich für die Tiefe  $T(h)$  ein exponentieller bzw. ein linearer Zusammenhang mit der Höhe.

der Luft führt wegen der im Vergleich zu Stickstoff oder Sauerstoff deutlich größeren Masse zu Stößen, die im Mittel mehr Sekundärteilchen erzeugen und damit weniger Energie für die weitere Kaskadenbildung übrig lassen.

**Zufallszahlengenerator** In CORSIKA wird ein Pseudozufallszahlengenerator verwendet [291], der zwischen 0 und 1 gleichverteilte Zufallszahlen erzeugt und  $9 \times 10^8$  unabhängige Folgen mit einer Länge von jeweils  $2 \times 10^{44}$  Gliedern generieren kann. Der Generator erfüllt höchste Ansprüche an die Zufälligkeit und Korrelationsfreiheit der gelieferten Zahlenfolgen und seine Sequenzen sind lang genug, um Artefakte aufgrund von einer zu kurzen Länge auszuschließen [236].

**Allgemeines** CORSIKA ist ein FORTRAN-Programm, das auf allen Rechnersystemen lauffähig ist. Allerdings verbieten Plattenplatz- und Rechenzeitbedarf auf kleinen Maschinen umfangreichere Rechnungen, die bei höheren Energien EGS verwenden oder gar Cerenkovlicht simulieren. Zusammenfassend sei in Abb. A.2 der schematische Ablauf des CORSIKA-Programms gezeigt.

## A.2 Teilchentransport

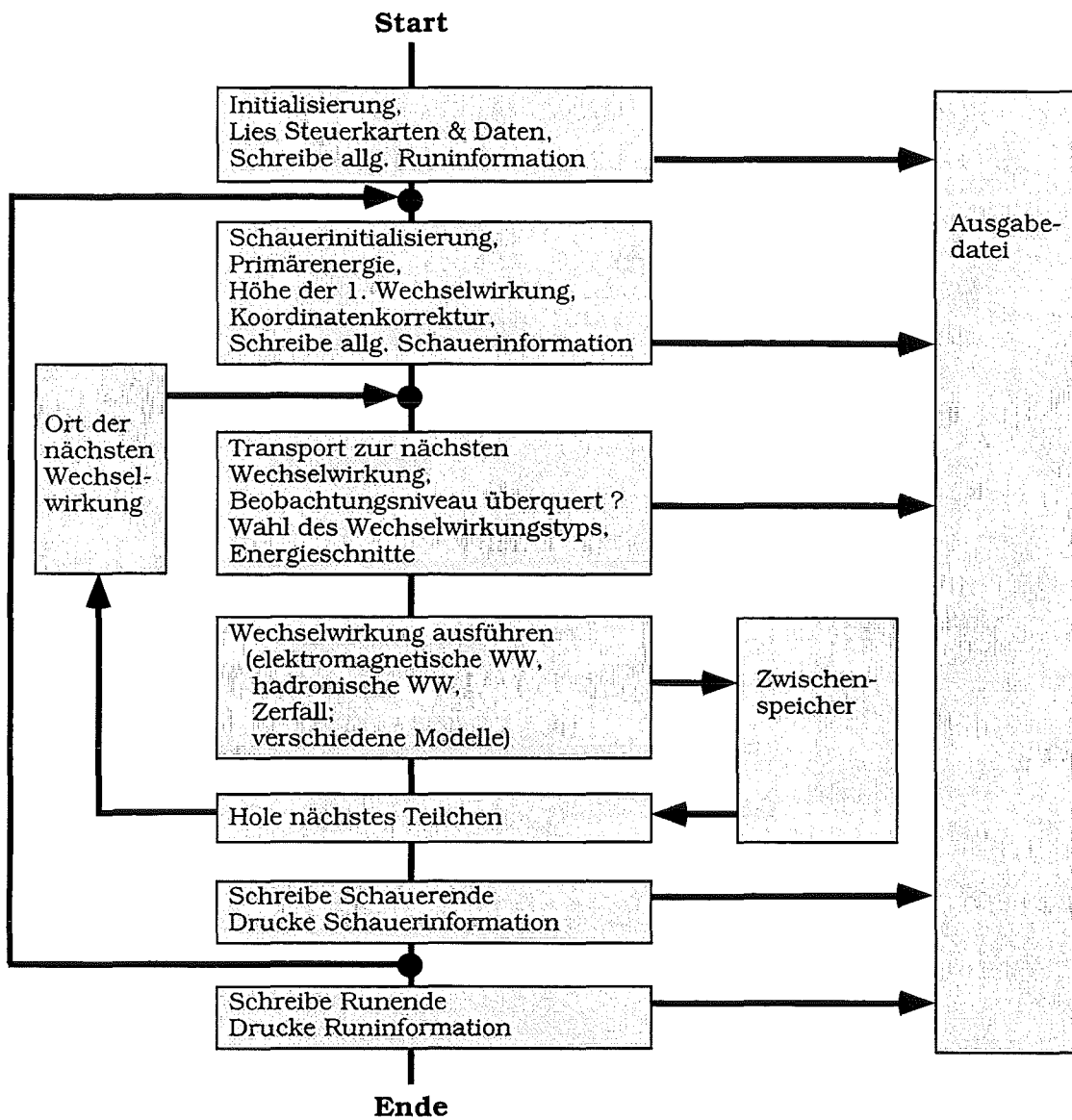
**Energieverlust** Der Energieverlust geladener Teilchen in Luft wird nach der Bethe-Bloch-Formel berechnet [373]. Da die Atmosphäre ein dünnes Medium darstellt, spielen Dichtekorrekturen [372] keine Rolle. In CORSIKA wird die Formel

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ion.}} = \frac{z^2 \kappa_1}{\beta^2} [\log(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + \kappa_2]$$

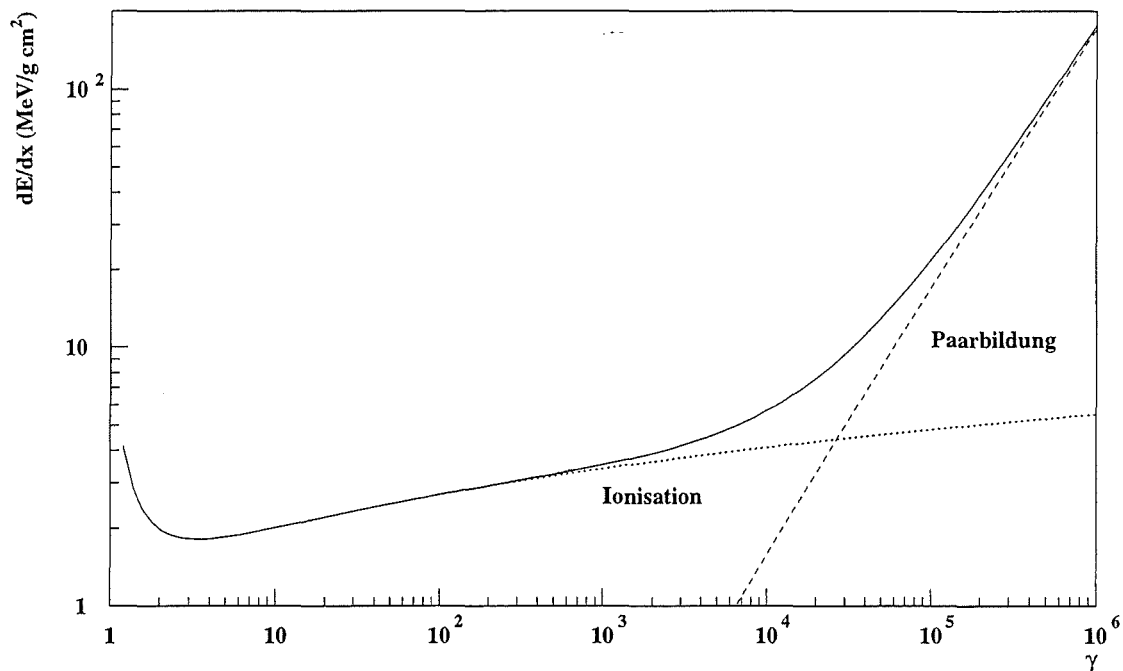
verwendet. Dabei ist  $z$  die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung und  $\kappa_1 = 1.53 \times 10^{-4}$  GeV/(g/cm<sup>2</sup>) und  $\kappa_2 = 9.38$  für trockene Luft. Für Hadronen ist dies der einzige Energieverlustprozess. Myonen können daneben auch Energie durch direkte  $e^\pm$ -Paarbildung verlieren. In Abb. A.3 ist der Energieverlust von Myonen in Luft als Funktion der Energie gezeigt. Er setzt sich aus dem Ionisationsverlust und dem Verlust durch  $e^\pm$ -Paarbildung zusammen. Paarbildung dominiert den Energieverlust ab  $\gamma \approx 2 \times 10^4$  [287], der Anteil der Paarbildung ergibt sich aus

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Paar}} = \frac{\gamma \kappa_3}{1 + 55 \gamma^{-0.7}}$$

mit  $\kappa_3 = 1.72 \times 10^{-7}$  GeV/(g/cm<sup>2</sup>). Energieverluste von hochenergetischen Myonen durch Bremsstrahlung liegen im Mittel nur wenig unter den Verlusten durch Paarbildung. Bremsstrahlung ist



**Abbildung A.2:** Ablaufdiagramm des CORSIKA-Programms. In einer Initialisierungsphase werden die Parameter der Simulation gesetzt und notwendige Daten eingelesen (oben). Die Hauptteile des Programms sind die Berechnung der Wegstrecke bis zur nächsten Reaktion, der Teilchentransport dahin und die Produktion der Sekundärteilchen aus Wechselwirkung oder Zerfall (Mitte). Im Zwischenspeicher werden Sekundärteilchen bis zu ihrer Weiterverwendung abgelegt. Die Teilchenausgabe (rechts) enthält neben Informationen über den ganzen Simulationslauf und die einzelnen Schauer auch jedes Teilchen, das ein vorgewähltes Beobachtungsniveau erreicht.



**Abbildung A.3:** Energieverlust von Myonen in Luft als Funktion des Lorentzfaktors  $\gamma$ . Die gepunktete Linie gibt den Verlust durch Ionisation an [373], die gestrichelte Linie den Verlust durch  $e^\pm$ -Paarbildung [287], der ab  $\gamma \approx 2 \times 10^4$  den Gesamtverlust dominiert. Die durchgezogene Linie zeigt die Summe von beiden.

aber ein diskreter Prozeß, der nur selten auftritt, dann aber zu sehr großen Energieverlusten führen kann. Die Paarbildung dagegen führt zu vielen, kleinen Energieverlusten, die quasi kontinuierlich entlang der Teilchentrajektorie stattfinden. Sie kann deshalb gut zusammen mit der Ionisation behandelt werden. Paarbildung betrifft jedes hochenergetische Myon, Bremsstrahlung dagegen nur sehr wenige. Myon-Bremsstrahlung muß als eigenständige Reaktion implementiert werden und ist derzeit in CORSIKA noch nicht enthalten. Der Transport von Elektronen und Photonen findet innerhalb des EGS-Programmes statt (siehe Abs. A.5.2).

**Vielfachstreuung** Geladene Teilchen werden vorwiegend im Coulombfeld der Kerne eines Mediums mehrfach gestreut. Da diese im allgemeinen viel schwerer sind als die gestreuten Teilchen, ändert sich zwar die Flugrichtung der Teilchen, nicht aber ihre Energie. Die Winkelverteilung der Vielfachstreuung wird sehr gut durch die Molière-Theorie beschrieben [86, 359]. Die Verteilung läßt sich durch eine Gaußfunktion annähern. Lediglich die 2% der Ereignisse bei großen Streuwinkeln treten häufiger auf, als es einer Gaußverteilung entspricht. In CORSIKA wird die Vielfachstreuung bisher nur in der Gauß'schen Näherung behandelt. Der Streuwinkel  $\theta$  wird nach der Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(\theta, x) = \frac{e^{-\theta^2/x\theta_0^2}}{\sqrt{\pi x\theta_0^2}} \quad \text{mit} \quad \theta_0 = \frac{z E_s}{m\gamma\beta^2} \quad \text{und} \quad E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \approx 0.021 \text{ GeV}$$

zufällig ausgewählt. Dabei ist  $x$  die Dicke der durchquerten Materie in Strahlungslängen. Der Winkel um die ursprüngliche Bewegungsrichtung wird gleichverteilt zwischen 0 und  $2\pi$  gewählt. Für schwere Teilchen bei hohen Energien spielt die Vielfachstreuung keine Rolle. Die Vielfachstreuung von Elektronen wird in EGS sehr detailliert nach Molières Theorie behandelt.

**Ablenkung im Erdmagnetfeld** Stärke  $|\mathbf{B}|$  und Neigung  $\vartheta$  des Erdmagnetfeldes<sup>5</sup> können in CORSIKA als Parameter eingegeben werden. Nach einer Strecke  $\ell$  im Magnetfeld  $\mathbf{B}$  ergibt sich der Ablenkwinkel  $\delta$  eines Teilchens der Ladung  $q$  mit dem Impuls  $\mathbf{p}$  aus  $\sin \delta = \ell q(\mathbf{p} \times \mathbf{B})/p^2$ . Für relativistische Teilchen im Erdmagnetfeld sind die Ablenkwinkel in der Regel klein. Ein Myon von 1 GeV beispielsweise wird auf einer Flugstrecke von 5 km maximal um  $4^\circ$  abgelenkt.

**Ankunftszeit** Die Zeit wird von der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens gezählt. Das Zeitintervall  $dt$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden Reaktionen wird aus der Wegstrecke und dem arithmetischen Mittel der Geschwindigkeiten des Teilchens zu Beginn und am Ende des Teilstücks berechnet. Die Ankunftszeit eines Teilchens ergibt sich als Summe aller Zeitintervalle in seiner Transportgeschichte.

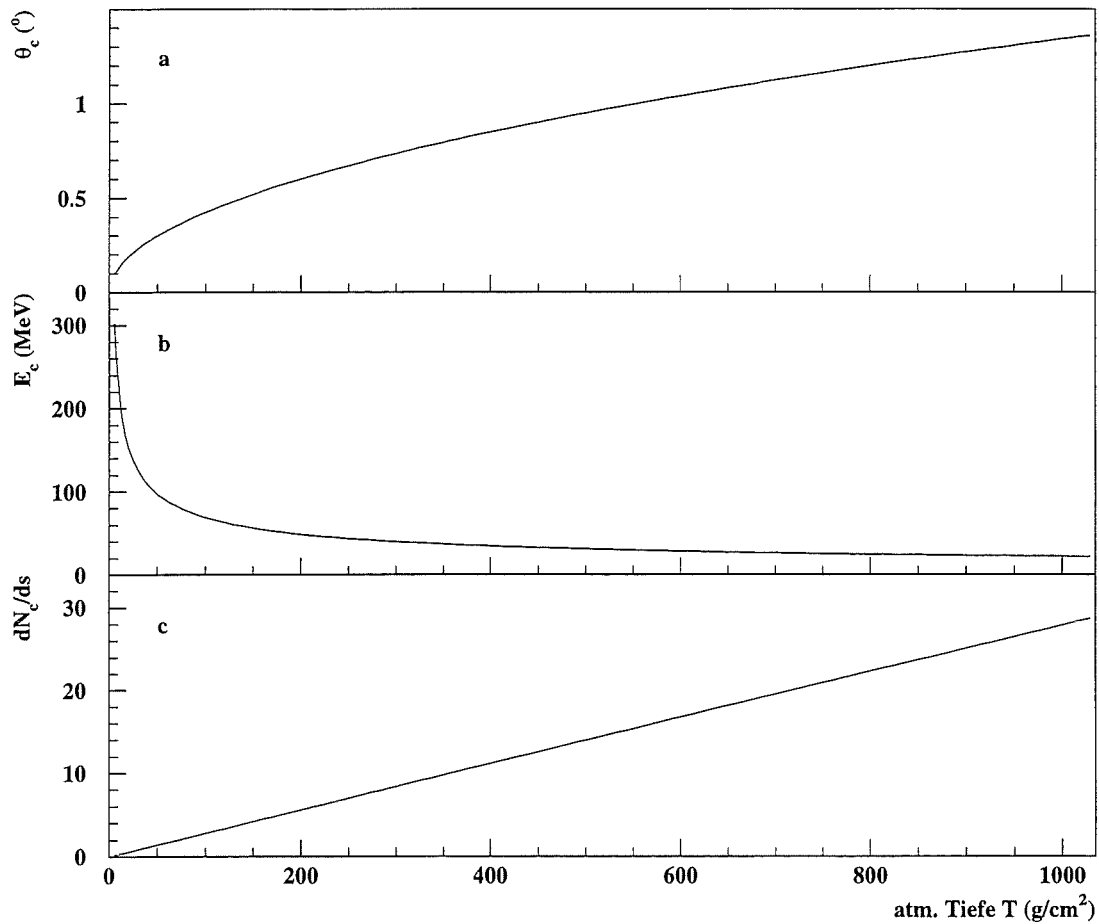
**Cerenkovstrahlung** Ein Teilchen emittiert Cerenkovlicht, falls die Bedingung  $n\beta > 1$  erfüllt ist, wobei  $n$  der Brechungsindex im Medium ist. Im Falle der Luft liegt  $n$  sehr nahe bei 1 und ist von der Wellenlänge  $\lambda$  und linear von der Dichte  $\rho$  abhängig. Vernachlässigt man die Wellenlängenabhängigkeit über den Bereich, in dem ein typischer Cerenkovdetektor sensitiv ist, so ergibt sich der Brechungsindex als Funktion der Dichte  $\rho(h)$  gemäß  $n = 1 + 0.000283 \cdot \rho(h)/\rho(0)$ . Die Photonen werden unter dem Cerenkovwinkel  $\theta_c = \cos^{-1}(1/\beta n)$  emittiert, der an der Schwelle 0 beträgt und bis zu einem Grenzwert für  $\beta = 1$  wächst. Die Zahl der pro Wegstrecke  $ds$  und Wellenlängenintervall  $d\lambda$  emittierten Photonen ist

$$\frac{d^2 N_c}{ds d\lambda} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2}$$

und steigt quadratisch mit der Ladungszahl  $z$  des Teilchens an ( $\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante). Ebenso nimmt die Emission mit kürzer werdender Wellenlänge zu. In CORSIKA werden diese Gleichungen verwendet, um die Photonenerzeugung in einem wählbaren Wellenlängenbereich zu berechnen. Zur Veranschaulichung sind in Abb. A.4 der maximale Cerenkovwinkel, die Schwellenenergie für Elektronen sowie die Zahl der pro Meter von einem relativistischen Teilchen mit  $\beta = 1$  produzierten Cerenkovphotonen mit  $\lambda = 300 \dots 450$  nm als Funktion der Tiefe in der Atmosphäre  $T$  gezeigt. Man erkennt, daß Cerenkovlicht innerhalb von  $1.4^\circ$  um die Flugrichtung der Teilchen emittiert wird und damit stark kollimiert ist. In großen Bereichen der Atmosphäre liegt die Schwellenenergie für Cerenkovstrahlung von Elektronen bei ca. 20 MeV, so daß fast alle Elektronen Cerenkovlicht erzeugen. Die Zahl der emittierten Photonen liegt bei 10 bis 25/m in dem Bereich, wo sich typischerweise das Schauermaximum befindet. Damit wird verständlich, warum Cerenkovphotonen um  $10^4$  bis  $10^5 \times$  zahlreicher als Schauerteilchen sind. Bei dieser Flut können nicht mehr alle Teilchen einzeln verfolgt und abgespeichert werden. In CORSIKA werden sie deshalb zu Bündeln von wählbarer Größe zusammengefaßt, die als ein Photon mit einem statistischen Gewicht behandelt werden. Eine Teilchenspur wird in Segmente unterteilt, so daß die Zahl der emittierten Photonen pro Segment immer unter der Bündelgröße bleibt. Das Bündel erhält einen zufälligen Azimutwinkel um die Flugrichtung des Teilchens. Um die Ausgabe von Cerenkovphotonen am Beobachtungsniveau weiter zu begrenzen, werden nur die Bündel gespeichert, die auf vordefinierten Detektorpositionen landen. Atmosphärische Absorption und Streuung des Cerenkovlichtes können in einem zweiten Schritt berücksichtigt werden.

**Neutrinos** Wahlweise können in CORSIKA die in  $\pi^-$ ,  $\mu^-$  und  $K^-$ -Zerfällen entstehenden Neutrinos explizit generiert und transportiert werden. Damit lassen sich Flüsse hochenergetischer, atmosphärischer Neutrinos bestimmen, die für Neutrinoexperimente von Interesse sind.

<sup>5</sup>Für Zentraleuropa betragen die Werte  $|\mathbf{B}| = 47.24 \mu\text{T}$  und  $\vartheta = 65^\circ$ .



**Abbildung A.4:** Cerenkovstrahlung als Funktion der atmosphärischen Tiefe  $T$ . Bild a) zeigt den maximalen Cerenkovwinkel in Abhängigkeit von der Tiefe. Selbst am Erdboden beträgt er nur etwa  $1.4^\circ$ . In Bild b) ist die Cerenkovschwelle für Elektronen dargestellt. Über weite Bereiche der Atmosphäre liegt sie bei ca. 20 MeV. Bild c) gibt die Anzahl, der von einem Teilchen mit  $v = c$  erzeugten Cerenkovphotonen pro Meter wieder. Durch die kleinen maximalen Cerenkovwinkel ergibt sich ein praktisch linearer Zusammenhang zwischen der Tiefe in  $g/cm^2$  und der Zahl der emittierten Photonen.



## A.3 Hadronische Wechselwirkungen bei niederen Energien

### A.3.1 ISOBAR

Hadronische Reaktionen bei niedrigen Energien können mit dem ISOBAR-Modell von P.K.F. Grieder [214, 213, 123] simuliert werden. Es ist ein sehr einfaches Modell, das nur Hadron-Nukleon-Stöße modelliert. Auch der Wirkungsquerschnitt für kleine Energien ist stark vereinfacht beschrieben. Für  $p > 10$  GeV/c werden die Parametrisierungen aus Gl. 6.1 und 6.2 verwendet und darunter wird ein konstanter Querschnitt angenommen. Lediglich für Antinukleonen wird ein mit kleiner werdendem Impuls steigender Beitrag zum Querschnitt addiert. Pro Stoß wechselwirkt immer nur ein Nukleon des Targets, die anderen werden vernachlässigt. Je nach Energie entstehen einzelne Teilchen und verschiedene instabile Zwischenzustände, die nachfolgend wieder in bis zu 5 Pionen und Nukleonen zerfallen. Die Zwischenzustände können *schwere Mesonen* (M) mit und ohne Seltsamkeit mit einer Masse von  $m_M = 1.35$  GeV oder aber ein *leichtes* (LI) oder ein *schweres Isobar* (SI) mit einer Masse von  $m_{LI} = 1.4$  GeV bzw.  $m_{SI} = 2.5$  GeV sein. Diese Zwischenzustände können nicht mit bekannten Teilchen oder Resonanzen identifiziert werden. Sie stehen vielmehr stellvertretend für die Vielfalt der kurzlebigen Zustände, die man in diesem Energiebereich beobachtet hat, und die meist nur in einige wenige Sekundärteilchen zerfallen. Es werden maximal 2 Zwischenzustände in einer Reaktion erzeugt, abhängig von Energie und Art des einlaufenden Teilchens. In Tab. A.3 sind die einzelnen Moden zusammengefaßt. Unterhalb der in Tab. A.3 genannten Energien findet nur elastische Streuung statt, die nur die Flugrichtung, nicht aber die Energie des Teilchens ändert. Die Zwischenzustände teilen sich Energie und Impuls des einlaufenden Teilchens auf. Sie bewegen sich nur vorwärts oder rückwärts und besitzen keinen Transversalimpuls.

Die *Isobaren* zerfallen sofort wieder in Abhängigkeit von ihrer Masse in ein Nukleon und ein Pion bzw. in ein Nukleon und 3 oder 4 Pionen. Longitudinal- und Transversalimpuls  $p_L$  und  $p_\perp$  der entstehenden Teilchen werden nach den Verteilungen

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp} \propto p_\perp e^{-p_\perp/p_{\perp 0}} \quad \text{mit} \quad p_{\perp 0} = 0.1 \text{ GeV}/c$$

$$\frac{d\sigma}{dp_L} \propto e^{-p_L/p_{L0}} \quad \text{mit} \quad p_{L0} = 0.1 \text{ GeV}/c$$

zufällig ausgewählt. Außerdem wird zufällig bestimmt, welche Ladung die Teilchen tragen und ob sie im Ruhesystem des *Isobars* vorwärts oder rückwärts emittiert werden. Das letzte entstehende Teilchen erhält einen Transversalimpuls gemäß obiger Verteilung und einen Longitudinalimpuls, so daß die Energie erhalten bleibt und  $\sum p_L$  möglichst klein wird. Die *schweren Mesonen* zerfallen in

Projektil	Zwischenzustände	Energiebereich
$p, n$	SI + SI	$5.5 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 10 \text{ GeV}$
	SI + Nukleon	$3.5 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 5.5 \text{ GeV}$
	LI + Nukleon	$2.5 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 3.5 \text{ GeV}$
$\pi$	SI + M	$3.9 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 10 \text{ GeV}$
	SI + $\pi$ oder Meson + Nukleon	$2.7 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 3.9 \text{ GeV}$
	LI + $\pi$	$1.6 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 2.7 \text{ GeV}$
$K$	SI + Strange-M	$3.9 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 10 \text{ GeV}$
	SI + $K$ oder Strange-M + Nukleon	$3.1 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 3.9 \text{ GeV}$
	LI + $K$	$1.6 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 3.1 \text{ GeV}$

**Tabelle A.3:** Produktion von instabilen Zwischenzuständen im ISOBAR-Modell.

$\bar{p}p, \bar{n}n$		$\bar{p}n, \bar{n}p$	
Zerfall	Häufigkeit (%)	Zerfall	Häufigkeit (%)
$\pi^+ \pi^-$	0.4	$\pi^+ \pi^0$	0.2
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	7.3	$\pi^+ 3\pi^0$	8.0
$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	9.8	$\pi^+ 4\pi^0$	9.0
$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	24.6	$\pi^+ 5\pi^0$	0.7
$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	3.0	$2\pi^+ \pi^-$	6.5
$2\pi^+ 2\pi^-$	6.5	$2\pi^+ \pi^- \pi^0$	17.0
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	18.9	$2\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	10.0
$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	17.5	$2\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	26.0
$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$	4.4	$2\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	4.0
$3\pi^+ 3\pi^-$	2.1	$3\pi^+ 2\pi^-$	4.2
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	1.8	$3\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	12.0
$3\pi^+ 3\pi^- 2\pi^0$	0.3	$3\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	6.6
$4\pi^0$	3.4		

**Tabelle A.4:** Zerfallsmoden und Verzweigungsverhältnisse von Annihilationsreaktionen (nach [99]).

drei Pionen bzw. in 2 Pionen und ein Kaon. Die Zerfallsprodukte erhalten wie bei den Isobaren ihre Impulse und Richtungen. Die in Tab. A.3 aufgeführten einzelnen Teilchen (Nukleonen,  $\pi$  und  $K$ ) erhalten ebenfalls einen Transversalimpuls gemäß obiger Verteilung. Die Ladung von Pionen und Nukleonen wird zufällig bestimmt, die der Kaonen ist durch das einlaufende Kaon bestimmt. Die Nukleonen können zusätzlich Ladungsaustauschreaktionen erleiden.

Antinukleonen können neben den hadronischen Reaktionen auch durch Vernichtung mit einem Nukleon wechselwirken. Der Wirkungsquerschnitt dafür beträgt ca. 12% des inelastischen Wirkungsquerschnittes bei  $\sqrt{s} = 10$  GeV und steigt mit abnehmender Energie stark an. Im ISOBAR-Modell wird die Annihilation von Antinukleonen modelliert. Die dabei entstehenden Reaktionsprodukte und die zugehörigen Verzweigungsverhältnisse sind in Tab. A.4 aufgelistet [99]. Longitudinal- und Transversalimpulse der Annihilationsprodukte wurden für Endzustände verschiedener Multiplizität gemessen [219, 171]. Die experimentelle Transversalimpulsverteilung wird beschrieben durch

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} \propto p_{\perp} e^{-p_{\perp}/p_{\perp 0}} \cdot N^{-1.5} \sqrt{s} \quad ,$$

wobei  $p_{\perp 0} = 0.1$  GeV/c und  $N$  die Multiplizität ist. Nach diesen Vorgaben werden Annihilationsprodukte erzeugt und ihre Transversalimpulse berechnet. Der mittlere Longitudinalimpuls, der jetzt noch auf die Teilchen verteilt werden kann, ergibt sich aus

$$\langle p_L \rangle^2 = \frac{1}{N} \cdot \left( s - \sum_{i=1}^N (m_i^2 + p_{\perp i}^2) \right)$$

und wird zufällig von einer Gaußfunktion um 0 gezogen, deren Breite so gewählt wird, daß der zur Verfügung stehende Impuls in etwa auf die Reaktionsprodukte verteilt wird.

Im ISOBAR-Modell wird die Verteilung von Energie und Impuls auf die einzelnen Sekundärteilchen sehr einfach gehandhabt. Die exakte Energie- und Impulserhaltung könnte im Prinzip durch nachträgliche Adjustierung erreicht werden, indem man zu den Teilchenimpulsen  $\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i$  addiert und die Energien mit dem Faktor  $\sqrt{s} / \sum_{i=1}^N E_i$  multipliziert. Nach wenigen Iterationen ist der Energie- und Impulssatz erfüllt. Dadurch werden aber bei Reaktionen mit geringer Multiplizität

die ursprünglichen Verteilungen von Longitudinal- und Transversalimpuls teils stark verzerrt. Im ISOBAR-Modell werden maximal 8 Sekundärteilchen pro Einzelreaktion erzeugt. Damit wäre diese Verzerrung praktisch nie zu vermeiden. Deshalb wird auf die exakte Erhaltung von Energie und Impuls bei jeder einzelnen Reaktion verzichtet. Im Mittel über viele Reaktionen sind Energie und Impuls jedoch erhalten.

### A.3.2 GHEISHA

Eine detailliertere Beschreibung hadronischer Kaskaden in Materie liefert das GHEISHA<sup>6</sup>-Programm [176]. GHEISHA wurde ursprünglich Anfang der 80er Jahre von H. Fesefeldt als Detektorsimulationsprogramm für ein Experiment am PETRA<sup>7</sup>-Speicherring entwickelt. Mit dem GHEISHA-Code wurden Transport und hadronische, myonische und elektromagnetische Reaktionen von Teilchen mit Energien von 0.1 GeV bis zu einigen 100 GeV in verschiedensten Detektormaterialien simuliert. Wegen der guten Beschreibung der experimentellen Daten wurde um 1990 der hadronische Teil von GHEISHA ins GEANT-Paket übernommen, um dort die Simulation der starken Wechselwirkungen zu übernehmen. Bis auf kleine Korrekturen wurde in den letzten Jahren an GHEISHA nichts mehr geändert. Im Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA findet die GHEISHA-Version aus dem GEANT-Paket Verwendung, ebenfalls beschränkt auf die Berechnung von hadronischen Wirkungsquerschnitten und hadronische Reaktionen mit Sekundärteilchenproduktion.

**Wirkungsquerschnitte** Elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte mit Protonen als Target wurden, wo verfügbar, nach experimentellen Daten parametrisiert und für Energien im MeV Bereich nach dem optischen Modell<sup>8</sup> berechnet. Für Reaktionen mit Protonen, für die es keine geeigneten experimentellen Wirkungsquerschnitte gab, wurden sie nach dem naiven Quark-Parton-Modell mit Hilfe der schon bekannten Querschnitte berechnet. Für Reaktionen mit Neutronen als Target wurden die gleichen Wirkungsquerschnitte wie für die Reaktionen mit Protonen verwendet.

Wirkungsquerschnitte von Hadronen mit Kernen der Massenzahl  $A$  wurden gemäß

$$\sigma_{hA} = \sigma_0 A^\alpha$$

sowohl für elastische als auch für inelastische Reaktionen berechnet. Für eine schwarze Scheibe ergibt sich  $\sigma = \pi R_A^2$  mit dem Radius  $R_A = 1.25 \times 10^{-13} A^{1/3}$  in cm und damit  $\alpha = 2/3$ . In der Natur können  $\alpha$  und  $\sigma_0$  jedoch vom Projektil und vom Impuls abhängig sein. Messungen der inelastischen Wirkungsquerschnitte für die Elemente mit  $A = 7$  (*Be*) bis  $A = 207$  (*Pb*) wurden benutzt, um durch eine Anpassungsrechnung  $\alpha$  und  $\sigma_0$  als Funktion der Energie zu bestimmen. Die Werte für  $\alpha$  variieren zwischen 0.83 für  $p \approx 0.5$  GeV/c und 0.66 für  $p \approx 1.5$  GeV/c und nähern sich für sehr große Impulse etwa 0.75 an. Die Werte für  $\sigma_0$  sollten im Idealfall gleich  $\sigma_{hp}$  sein. In Wahrheit ergeben sich kleine Abweichungen, die durch eine für Mesonen und Baryonen unterschiedliche Korrekturfunktion berücksichtigt werden. Obwohl bei der Streuung an freien Protonen Unterschiede aufgrund der Ladung des Projektils auftreten, ist bei den Hadron-Kern-Querschnitten keine Ladungsabhängigkeit zu sehen. Alle Resonanzstrukturen werden für hohe Werte von  $A$  durch die Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern ausgeschmiert. Für die elastischen Wirkungsquerschnitte erhält man eine gute Beschreibung der Daten mit einem konstanten  $\alpha = 1.17$ .

Die so bestimmten Wirkungsquerschnitte passen gut zu den experimentellen Daten für  $\sigma_{\text{tot } hA}$  bzw.  $\sigma_{\text{inel } hA}$  mit  $h = \pi^\pm, K^\pm, K_L^0, n, p$  und  $\bar{p}$  und für Kerne von *Be* bis *U* [176].

<sup>6</sup>GHEISHA: Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm

<sup>7</sup>PETRA: Positron-Elektron Tandem Ring Anlage am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg

<sup>8</sup>Das optische Modell nimmt an, daß die detaillierte Struktur eines Kerns durch ein mittleres Potential beschrieben werden kann. Real- und Imaginärteil dieses Potentials ergeben den elastischen und den inelastischen Wirkungsquerschnitt.

Die Luft der Atmosphäre stellt ein Gemisch aus  $N_2$ ,  $O_2$  und  $Ar$  dar (siehe auch Kap. A.1). Die Wirkungsquerschnitte für ein solches Gemisch ergeben sich aus den Wirkungsquerschnitten für die einzelnen Komponenten nach

$$\begin{aligned}\lambda_{h-A_i} &= \frac{A_i}{N_A \sigma_{h-A_i}} \quad \text{für } i = 1, 2, 3 \quad \text{bzw. } A_i = 14, 16, 40 \\ \frac{1}{\lambda_{h-Luft}} &= \sum_i \frac{w_i}{\lambda_{h-A_i}} \\ \sigma_{h-Luft} &= \frac{\sum_i w_i A_i}{N_A \lambda_{h-Luft}} = A_{Luft} \sum_i \frac{w_i \sigma_{h-A_i}}{A_i},\end{aligned}$$

wobei  $w_i$  der relative Gewichtsanteil des Elementes  $i$  und  $N_A$  die Avogadro-Zahl ist.

Für Energien  $< 300$  MeV kann der Wirkungsquerschnitt nicht mehr durch die Form  $\sigma_{hp} = \sigma_0 A^\alpha$  dargestellt werden, und auch für Gemische gibt es keine einfachen Zusammenhänge mit den Querschnitten der einzelnen Komponenten mehr. Dies ist besonders für die Behandlung von Neutronen wichtig, da hier nicht wie bei den geladenen Teilchen die großen Wirkungsquerschnitte für Ionisationsverluste die hadronischen Reaktionen überdecken. In GHEISHA werden daher Rechnungen mit dem optischen Modell verwendet, um die Neutronwirkungsquerschnitte bis zu Energien von ca. 100 keV zu bestimmen [76]. Die Neutroneneinfangquerschnitte werden als Funktion der Energie nach

$$\sigma_C = 11.12 \text{ mb} \frac{\sigma_C(65\text{keV})}{E^{0.577}}$$

mit  $E$  in Einheiten von keV berechnet und als Funktion von  $A$  sehr detailliert parametrisiert [176].

Für Elemente mit  $Z > 92$  können Neutronen auch Kernspaltung auslösen. In der Atmosphäre spielt Spaltung jedoch keine Rolle.

Die resultierenden inelastischen Wirkungsquerschnitte für Nukleonen, Pionen und Kaonen mit Protonen und mit der Luft sind jeweils im linken Teil von Abb. 6.1 und Abb. 6.4 gezeigt. Die Wirkungsquerschnitte für die Antiteilchen steigen mit fallender Energie durch die Annihilationsreaktionen stark an. Beim Neutron-Luft-Querschnitt erkennt man deutlich die gesonderte Behandlung bei niedrigen Energien.

Auch die  $\pi$ -Wirkungsquerschnitte steigen mit fallender Energie zunächst an und sorgen für eine effektive Übertragung der Teilchenenergie in Sekundärteilchen.

Die Wirkungsquerschnitte der Kaonen, die ein  $\bar{u}$ - oder ein  $\bar{d}$ -Quark enthalten, steigen an, weil das Antiquark eine Vernichtungsreaktion mit den Quarks im Target eingehen kann. Die Kaonen mit einem  $\bar{s}$ -Quark haben einen fast energieunabhängigen Wirkungsquerschnitt, da das  $\bar{s}$ -Quark nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen kann.

**Teilchenproduktion** Die mittlere Multiplizität  $\langle n \rangle$  für  $p$ - $p$ -Kollisionen wurde aus experimentellen Daten bestimmt und ist in GHEISHA durch

$$\langle n \rangle = 3.626 + 0.666 \ln E^* + 0.337 \ln^2 E^* + 0.118 \ln^3 E^*$$

für  $E^* > 6$  GeV beschrieben.  $E^* = \sqrt{s} - 2m_p$  ist dabei die für die Pionproduktion zur Verfügung stehende Energie.

Die Multiplizitätsverteilung in  $p$ - $p$ -Kollisionen, d.h. im wesentlichen die Zahl der Pionen, wird nach der KNO-Formel [269]

$$\langle n \rangle P(n) = z e^{-\pi z^2/4}$$

$K\text{-}\bar{K}$		$K\text{-Hyperon}$	
Zerfall	Häufigkeit (%)	Zerfall	Häufigkeit (%)
$K^+ K^-$	25	$\pi^+ \pi^0$	0.2
$K^+ K^- \pi^0$	7.3	$\pi^+ 3\pi^0$	8.0
$K^+ K^- 2\pi^0$	9.8	$\pi^+ 4\pi^0$	9.0
$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	24.6	$\pi^+ 5\pi^0$	0.7
$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	3.0	$2\pi^+ \pi^-$	6.5
$2\pi^+ 2\pi^-$	6.5	$2\pi^+ \pi^- \pi^0$	17.0
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	18.9	$2\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	10.0
$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	17.5	$2\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	26.0
$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$	4.4	$2\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	4.0
$3\pi^+ 3\pi^-$	2.1	$3\pi^+ 2\pi^-$	4.2
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	1.8	$3\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	12.0
$3\pi^+ 3\pi^- 2\pi^0$	0.3	$3\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	6.6
$4\pi^0$	3.4		

**Tabelle A.5:** Zerfallsmoden und Verzweigungsverhältnisse von Reaktionen mit s-Quarks aus dem GHEISHA-Programm.

mit  $z = n/\langle n \rangle$  berechnet. Die Aufteilung auf geladene und neutrale Pionen wird durch die Ladung der führenden Baryonen und die Tendenz, gleich viele Pionen jeder Sorte zu erzeugen, bestimmt. Die Wahrscheinlichkeit,  $n_+$  positive,  $n_-$  negative und  $n_0$  neutrale Pionen bei festgelegter Gesamtmultiplizität  $n$  zu erzeugen wird durch

$$p(n_+, n_-, n_0 | n) = a_n \frac{e^{-(n_+ + n_- + n_0 + b)/2c^2 n^2}}{n_p! n_n! n_+! n_-! n_0!}$$

parametrisiert, wobei  $n_p$  und  $n_n$  die Anzahl erzeugter Protonen bzw. Neutronen sind und  $a_n$ ,  $b$  und  $c$  freie Parameter sind. Die Normalisierungsbedingung  $a_n$  wird dabei für jedes  $n$  aus

$$\sum_{n_+ + n_- + n_0 = n} p(n_+, n_-, n_0 | n) \equiv 1$$

bestimmt, und  $b = 0.7$  und  $c = 1.25$  sind für  $p$ - $p$ -Reaktionen energieunabhängige Konstanten.

Mit diesen Formeln lassen sich die Multiplizitäten und ihre Verteilungen sowie deren höhere Momente für  $p$ - $p$ -Reaktionen von  $E_{\text{lab}} = 6 \dots 400$  GeV in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten simulieren. Bei Energien unterhalb von 6 GeV, wo nur noch sehr wenige Sekundärteilchen erzeugt werden, versagt diese Methode. Hier werden Wahrscheinlichkeitstabellen verwendet, die sicherstellen, daß die Endzustände  $pp\pi^0$ ,  $p\pi^+\pi^+$ ,  $pp\pi^+\pi^-$ ,  $pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$  in Übereinstimmung mit experimentellen Daten auftreten.

Die Produktion von s-Quarks kann in  $pp$  Stößen nur paarweise geschehen, wobei entweder  $K\text{-}\bar{K}$ - oder  $K$ -Hyperon-Paare gebildet werden. Die Produktionsraten werden durch

$$\begin{aligned} n_{K\text{-}\bar{K}} &= -0.033 + 0.085 \ln E^* \\ n_{K\text{-Hyp.}} &= -0.069 + 0.085 \ln E^* \end{aligned}$$

parametrisiert, und die Verzweigungen in die einzelnen Endzustände werden nach den in Tab. A.5 aufgeführten Wahrscheinlichkeiten ausgewählt.

	$p \ 10^{15} \text{ eV}$			$Fe \ 10^{15} \text{ eV}$		
	ISOBAR	GHEISHA	Differenz (%)	ISOBAR	GHEISHA	Differenz (%)
$N_p$	461	494	7	394	366	-7
$N_n$	3136	1220	-61	4717	1032	-78
$N_{\mu^-}$	5839	6665	14	8130	8946	10
$N_{\mu^+}$	5828	6853	18	8125	9220	13
$N_{\pi^\pm}$	343	396	15	146	168	15
$N_{e^\pm}$	172663	174068	1	49496	50409	2
$s$	1.27	1.27	0	1.33	1.33	0

$E_{h,\mu} > 300 \text{ MeV}, E_e > 3 \text{ MeV}, \text{ je } 400 \text{ Schauer}$

**Tabelle A.6:** Vergleich von Teilchenzahlen und Schaueralter  $s$  in vertikalen Proton- und Eisenschauern der Energie  $10^{15} \text{ eV}$ , bei denen die hadronischen Reaktionen mit  $E < 80 \text{ GeV}$  mit dem ISOBAR- bzw. dem GHEISHA-Modell errechnet wurden. Alle anderen Prozesse wurden jeweils identisch simuliert, so daß die Unterschiede nur auf das Niederenergiemodell zurückzuführen sind.

Die Produktion von Teilchen im Endzustand verläuft nach einem iterativen Kaskadenmodell und beinhaltet die Simulation von intranuklearen Kaskaden, Fermi-Bewegung, nukleares Abdampfen und Kernspaltung.

In Tab. A.6 ist ein Vergleich von Teilchenzahlen in Proton- und Eisenschauern gezeigt, die einmal mit dem ISOBAR-Modell und einmal mit GHEISHA für die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen und ansonsten identischen Bedingungen gewonnen wurden. Die hochenergetischen Wechselwirkungen wurden mit HDPM simuliert. Man erkennt, daß in den GHEISHA-Schauern Myonen und Pionen um 10 - 18% häufiger sind als in ISOBAR-Schauern. Dies rührt daher, daß in GHEISHA durch die größeren Wirkungsquerschnitte mehr Teilchen reagieren und dadurch mehr niederenergetische Sekundärteilchen produziert werden. Demzufolge taucht der Teilchenüberschuß in GHEISHA bei kleinen Energien ( $E < 10 \text{ GeV}$ ) und großen Radien ( $r > 100 \text{ m}$ ) auf.

Die Zahl der Neutronen ist in GHEISHA um 60 - 80% kleiner als im ISOBAR-Modell, da letzteres keinen elastischen Energieverlust der Teilchen berücksichtigt. Geladene Teilchen verlieren ihre Energie durch Ionisationsverluste, die neutralen, langlebigen Teilchen wie Neutronen hingegen behalten ihre Energie und laufen aus jeder Höhe bis zum Beobachtungsniveau. Die Zahl der niederenergetischen Neutronen ist im ISOBAR-Modell daher deutlich überschätzt. Der mit GHEISHA errechnete Wert sollte also der Realität viel besser entsprechen.

Außerdem zeigt sich in den mit GHEISHA gerechneten Schauern eine Ladungsasymmetrie in der Zahl der Myonen. Das ISOBAR-Modell geht von einer Gleichverteilung der Ladungen aus und liefert daher völlig symmetrische Ergebnisse, selbst wenn das Modell für die hochenergetischen Reaktionen asymmetrische Teilchenzahlen bei  $E = 80 \text{ GeV}$  liefern würde. Mit GHEISHA dagegen erhält man sowohl für Eisen- als auch für Proton-induzierte Schauer ca. 3% mehr positive als negative Myonen. Die Ursache dafür ist die Tatsache, daß alle Targetkerne immer nur positive Ladungen enthalten, und daß in einem Nukleon-Kern-Stoß die gemeinsame Erzeugung von  $K^+ + \Lambda$  die niedrigste Energieschwelle aller Reaktionen mit seltsamen Teilchen im Endzustand hat. Wegen der paarweisen Erzeugung von  $s$  und  $\bar{s}$  aus dem See entstehen immer zwei Teilchen mit Strangeness, und man spricht von assoziierter Kaon-Produktion. Eine alternative Reaktion wäre die Erzeugung von  $K^0$  und  $\Sigma^+$  mit einer um ca. 80 MeV höheren Masse. Sie ist deshalb bei der Produktion unterdrückt. Wegen des steilen Energiespektrums führt dies zu einem Überschuß von positiven Kaonen und damit von positiven Myonen in Luftschauern<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>Mißt man unkorrelierte Myonen, so beträgt dieser Effekt etwa 30% [391]. Er wird neben der assoziierten Kaon-

Der elektromagnetische Anteil der Schauer, repräsentiert durch die Elektronenzahl  $N_{e\pm}$  und das Schaueralter  $s$ , ist in beiden Varianten praktisch unverändert.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die detailgetreue Simulation der niederenergetischen, hadronischen Wechselwirkungen ein wichtiger Teil einer guten Luftschauersimulation ist. GHEISHA ist ein zuverlässiges Wechselwirkungsmodell, das sorgfältig die hadronischen Reaktionen im GeV Bereich modelliert und die Teilchenproduktion realistisch wiedergibt. Es wurde an experimentelle Daten angepaßt und vielfach getestet. Das ISOBAR-Modell dagegen gibt bestenfalls eine qualitative Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen und wird den Anforderungen moderner Luftschauersimulationen an quantitative Aussagen nicht mehr gerecht.

## A.4 Kernfragmentation

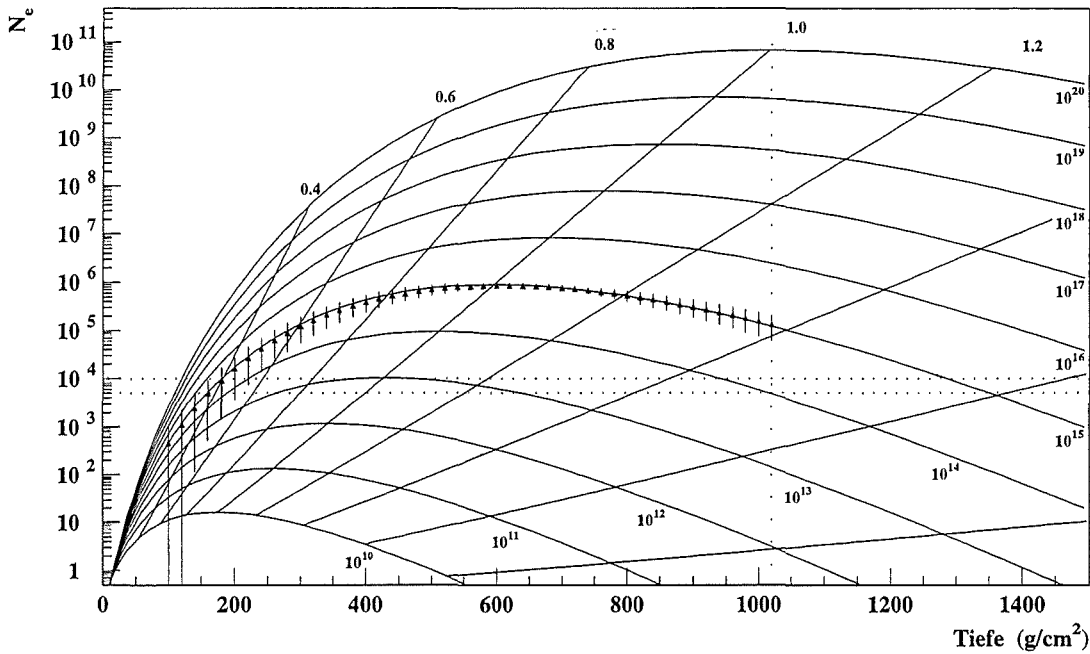
Beim Stoß eines Projektilkerns mit einem Target wechselwirken meist nur wenige Projektilnukleonen, die anderen fliegen als Zuschauer mit ihrer ursprünglichen Geschwindigkeit weiter. In der Natur bilden sich aus diesen Nukleonen in komplexer Weise Kernfragmente unterschiedlicher Größe [101]. In CORSIKA kann man zwischen verschiedenen (einfachen) Arten der Fragmentation von Restkernen nach einem Stoß wählen. Es gibt zum einen die beiden extremen Fragmentationsmodelle, bei denen alle Nukleonen nach einer Kollision sich frei und unabhängig fortbewegen, oder aber einen einzigen Kern bilden. Ein weiteres Modell behandelt die Spektatoren als einen hochangeregten Kern, der sich durch Emission von Nukleonen und  $\alpha$ -Teilchen abregt [188, 54]. Dabei können verschiedene Verteilungen für den Transversalimpuls der emittierten Teilchen gewählt werden [114, 203].

## A.5 Elektromagnetische Wechselwirkung

Jedes hochenergetische Elektron oder Photon produziert in Materie einen elektromagnetischen Schauer. Die Teilchenzahl steigt zunächst durch Bremsstrahlung und Paarbildung lawinenartig an, bis die sekundären Teilchen die kritische Energie  $E_{\text{krit}}$  erreichen, unterhalb welcher für Elektronen der Energieverlust durch Ionisation den durch Bremsstrahlung überschreitet und für Photonen Comptonstreuung wichtiger als Paarbildung wird. Die Teilchenmultiplikation stoppt und die Teilchenzahl nimmt exponentiell ab. Die große Zahl von Teilchen und die relativ geringen Fluktuationen des Schauers legen es nahe, bei sehr hochenergetischen Teilchen eine analytische Beschreibung der Schauerform zu verwenden, anstatt jedes Sekundärteilchen explizit zu verfolgen.

In CORSIKA gibt es beide Möglichkeiten, die elektromagnetischen Wechselwirkungen zu behandeln. Zum einen kann die Entwicklung jedes elektromagnetischen Subschauers analytisch nach der NKG-Formel bestimmt werden. Es ergibt sich pro Zuschauer ein Beitrag zur Elektronendichte auf einem festen Gitter von Punkten am Beobachtungsniveau. Zum anderen können alle Elektronen und Photonen explizit verfolgt und jede ihrer Wechselwirkungen detailliert simuliert werden. Dies geschieht mit dem EGS4-Programm [310]. Diese Version hat zwar einen 40-fach höheren Rechenzeitbedarf als die analytische Behandlung, liefert dafür aber sehr realistische Energie-, Orts- und Zeitinformation von Elektronen und Photonen und erlaubt damit auch eine zuverlässige Bestimmung der Detektorantwort auf einen Luftschauer.

Produktion auch durch die stets positiven Projektile verursacht [192]. Einzelne Myonen stammen vorzugsweise aus sehr kleinen Schauern, bei denen das Primärteilchen nur wenige Wechselwirkungen erleidet und nur wenige Sekundärteilchen (Pionen) erzeugt. Damit hat die stets positive Ladung des Projektils einen direkteren Einfluß auf die Ladung der entstehenden Pionen und Myonen als bei großen Schauern, wo sehr viele Sekundärteilchen pro Reaktion entstehen und die positive Überschußladung des Projektils nicht mehr ins Gewicht fällt.



**Abbildung A.5:** Longitudinalentwicklung rein elektromagnetischer Schauer in Luft nach Greisen [210]. Es sind Schauercurven für Primärenergien von  $10^{10}$  eV bis  $10^{20}$  eV gezeigt. Die diagonalen Linien geben Orte gleichen Schaueralters an. Die Linie für  $s = 1$  trifft die Maxima. Die Punkte geben die mittlere Schauercurve und die Fehlerbalken die Streuung von 30 mit EGS berechneten Photonschauern mit  $E = 10^{15}$  eV an. Vertikale Schauer ab ca.  $10^{12}$  eV erreichen Meereshöhe (vertikale gepunktete Linie). Typische Luftschauerarrays haben eine Triggerschwelle von etwa  $5 - 10 \times 10^3$  Elektronen, was durch die horizontalen gepunkteten Linien veranschaulicht wird. Senkrecht einfallende Photonschauer von  $10^{20}$  eV haben ihr Maximum auf Meereshöhe.

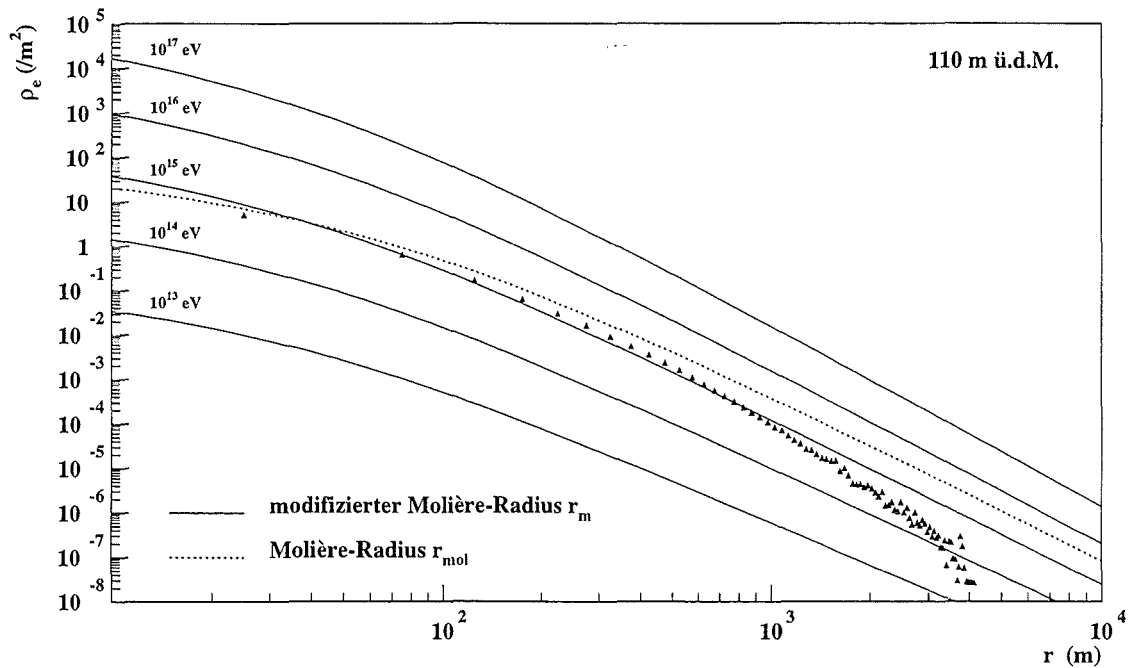
### A.5.1 Nishimura-Kamata-Greisen Formalismus

Eine vielbenutzte analytische Beschreibung der Longitudinalentwicklung elektromagnetischer Schauer in Luft stammt von Greisen [210]. Sie gibt die Zahl der Elektronen als Funktion der Primärenergie  $E_0$  und der Eindringtiefe  $t$  in die Atmosphäre an:

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0/E_{\text{krit}})}} \cdot e^{t(1-1.5 \ln s)} \quad \text{mit} \quad s = \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/E_{\text{krit}})}$$

Dabei ist  $t$  in Einheiten von Strahlungslängen angegeben, und  $s$  ist das sog. Schaueralter. Der Wert von  $s$  ändert sich von 0 für  $t = 0$  über 1 im Schauermaximum und erreicht 2, etwa dort wo  $N_e < 1$  wird. In Abb. A.5 sind Longitudinalentwicklungen von Photonschauern verschiedener Energie nach dieser Formel gezeigt und bei  $10^{15}$  eV mit EGS-Rechnungen verglichen. Diese Kurven repräsentieren alle Elektronen bis zur Energie  $E_e = 0$  eV, wogegen im Experiment immer eine untere Energieschwelle  $E_{\text{min}}$  existiert. In CORSIKA kann diese Schwelle frei gewählt werden, und dementsprechend wird  $N_e$  in der analytischen Behandlung modifiziert [120]. Man berechnet  $N_e(E > E_{\text{min}}) = N_e(E > 0) K$  mit dem Korrekturfaktor  $K = N_e(E > 0, E_{k2})/N_e(E > 0, E_{k1})$  als Quotient von Elektronenzahlen, die mit unterschiedlichen kritischen Energien  $E_{k1} = 0.4 E_{\text{krit}}$  und  $E_{k2} = E_{k1} + E_{\text{min}}$  gewonnen werden. Für einen Photonschauer von  $10^{15}$  eV beträgt diese Korrektur auf Meereshöhe bei Schnitten von 1, 3 oder 10 MeV etwa 4, 10 bzw. 30%. Die EGS-Rechnung wurde korrigiert, um mit den NKG-Kurven für  $E_e > 0$  eV vergleichbar zu sein. Sie folgt





**Abbildung A.6:** Lateralverteilung elektromagnetischer Schauer der Energien  $10^{13}$  bis  $10^{17}$  eV. Die durchgezogenen Kurven sind die entsprechenden NKG-Funktion mit dem modifizierten Molière-Radius. Für Photonschauer von  $10^{15}$  eV ist zum Vergleich gestrichelt die einfache NKG-Funktion angegeben. Die Dreiecke zeigen die Teilchendichten von Elektronen mit  $E_e > 3$  MeV aus einer EGS-Simulation für photoninduzierte Schauer von  $10^{15}$  eV.

sehr gut dem Verlauf der NKG-Parametrisierung, liegt aber im Maximum etwa 5% tiefer als die NKG-Schauerkurve.

Auch die laterale Verteilung der Schauerteilchen läßt sich für elektromagnetische Schauer analytisch angeben. Sie ergibt sich aus den Öffnungswinkeln bei Bremsstrahlung und Paarbildung sowie aus der Vielfachstreuung, welche die Gesamtaufweitung des Schauers dominiert. Die charakteristische Größe der Lateralverteilung ist der Molière-Radius  $r_{\text{mol}} = X_0 E_s / E_{\text{krit}} \approx 9.6 \text{ g/cm}^2$ , was auf Meereshöhe 78 m entspricht. Ein Zylinder um die Schauerachse mit Radius  $r_{\text{mol}}$  enthält etwa 90% der Schauerenergie. Die Elektronendichte  $\rho_e$  als Funktion des Abstandes  $r$  zur Schauerachse wird nach einer modifizierten Nishimura-Kamata-Greisen Formel [210, 251]

$$\rho_e = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \cdot \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5}$$

berechnet. Hier wurde  $r_{\text{mol}}$  durch das vom Schaueralter abhängige  $r_m = (0.78 - 0.21 s) r_{\text{mol}}$  ersetzt, was für  $0.8 \leq s \leq 1.6$  zu einer schmaleren als der von NKG vorhergesagten Lateralverteilung führt und den experimentellen Befunden besser gerecht wird [111, 322]. In Abb. A.6 sind Lateralverteilungen für Photonschauer verschiedener Energie gezeigt. Die Symbole geben die Lateralverteilung für eine EGS-Rechnung wieder, in der alle Elektronen und Positronen oberhalb 3 MeV am Beobachtungsniveau erfaßt wurden. NKG- und EGS-Rechnungen zeigen zwar vergleichbare Elektronendichten im Bereich bis etwa  $r = 500$  m, die EGS Lateralverteilung fällt aber nach außen hin schneller ab. Mit der NKG-Option wird  $\rho_e(r)$  für ein vorher definiertes Gitter von 80 Punkten um die Schauerachse berechnet.

Der NKG-Formalismus in CORSIKA unterscheidet nicht zwischen elektron- und photoninduzierten

Schauern. Die analytische Behandlung von elektromagnetischen Subschauern gibt weder Auskunft über Fluktuationen in Anzahl und Dichte noch über das Energiespektrum der Elektronen. Außerdem wird keine Aussage über die Photonen am Beobachtungsniveau gemacht, die je nach Detektor ebenfalls nachgewiesen werden. Elektronenzahl und Elektronendichten eines Hadronschauers am Beobachtungsniveau setzen sich aus den Beiträgen aller elektromagnetischen Subkaskaden zusammen. Da die Elternteilchen der Subschauer in Richtung und Energie fluktuieren, zeigt sich dies auch in der analytisch bestimmten Elektronenzahl und -dichte.

### A.5.2 EGS

Zur ausführlichen Simulation der elektromagnetischen Komponente wird in CORSIKA das EGS4-Programm [310] aufgerufen. Es wurde für den Transport von Elektronen und Photonen in beliebig geformten Detektorsystemen für Teilchen mit Energien von einigen keV bis zu einigen TeV entwickelt. EGS modelliert für Elektronen und Positronen Bremsstrahlung, Bhabha- ( $e^+e^-$ ) bzw. Møllerstreuung ( $e^-e^-$ ), Vielfachstreuung nach der Molière-Theorie, kontinuierlichen Energieverlust durch Ionisation und weiche Bremsstrahlung (einschließlich Dichtekorrektur) sowie Annihilation von Positronen im Flug und in Ruhe. Für Photonen werden  $e^+e^-$ -Paarbildung, Compton-Streuung, Rayleigh-Streuung und Photoeffekt berücksichtigt. Eine ausführliche Beschreibung der Simulation dieser Prozesse ist in Ref. [310] gegeben. EGS4 ist ein weltweit anerkannter Standard bei der Simulation elektromagnetischer Schauer. Zur Verwendung in Luftschauern wurden allerdings Erweiterungen eingeführt, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

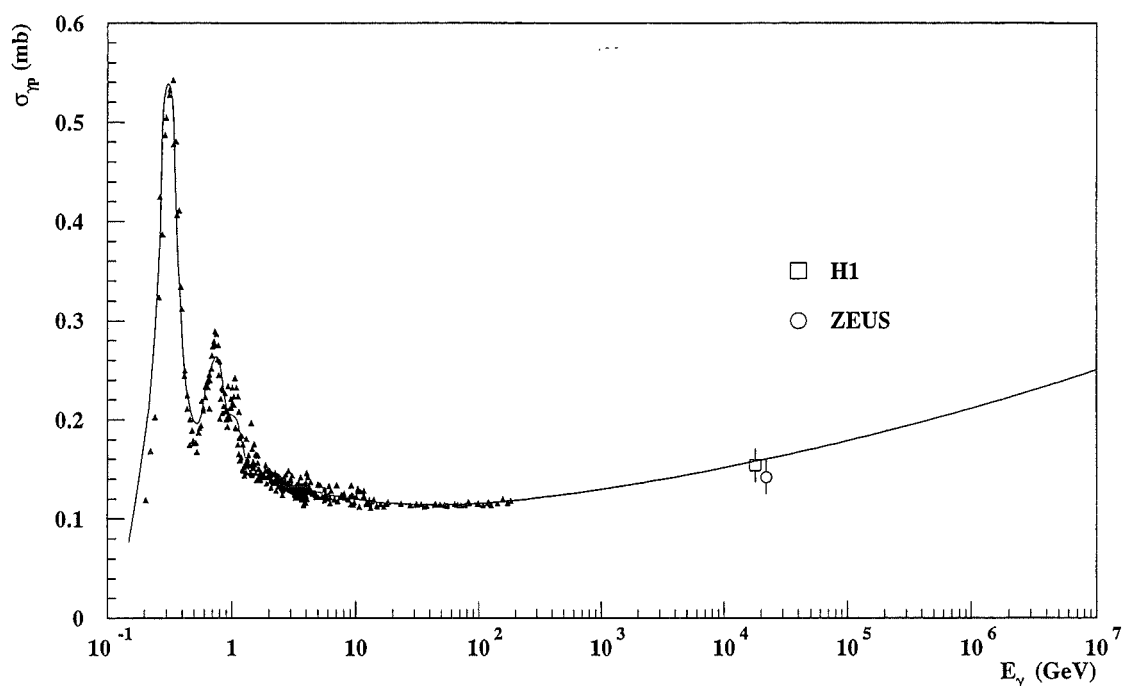
**Wirkungsquerschnitte** Das ursprüngliche EGS-Programm wurde zur Simulation von Elektron- und Photontransport in Detektorsystemen für Energien bis zu einigen TeV ausgelegt. Im Rahmen des CORISKA-Programmes sollen aber auch Elektronen und Photonen bis zu  $E = 10$  PeV simuliert werden. Bei hohen Energien dominieren Bremsstrahlung und Paarbildung alle anderen Prozesse. Die integralen Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung eines Photons bzw. eines Paares mit  $E > E_{\min}$  werden ab ca. 10 TeV konstant und können daher problemlos zu hohen Energien extrapoliert werden. Der Strahlungsverlust pro Längeneinheit steigt linear mit der Energie an.

Der Landau-Pomeranchuk-Migdal-Effekt (LPM) [277, 298] führt bei hohen Energien zu einer Verminderung des Bremsstrahlungs- und Paarbildungswirkungsquerschnittes. Er kommt durch Interferenz der Bremsstrahlung mit der Vielfachstreuung zustande, wenn der Streuwinkel größer als der Photonemissionswinkel wird. In dichten Medien ist dies ab ca. 10 TeV der Fall. Elektromagnetische Schauer werden durch den LPM-Effekt länger und fluktuieren stärker, d.h. sie werden hadronartiger. In der dünnen Atmosphäre spielt der LPM-Effekt jedoch erst oberhalb  $10^{18}$  eV [299] und in hadronischen Luftschauern sogar erst ab  $10^{20}$  eV eine Rolle [249], weshalb er in CORSIKA bisher nicht berücksichtigt wurde.

**Myonproduktion** Die Produktion von Myonen in elektromagnetischen Schauern ist von Interesse, wenn man den Myongehalt von Luftschauern zur Identifizierung primärer  $\gamma$ -Quanten ausnutzen möchte. Es gibt drei Prozesse, die zur Myonproduktion beitragen.

Zum einen können Elektronen direkt  $\mu^+\mu^-$ -Paare produzieren. Dieser Effekt ist vernachlässigbar, da vorzugsweise niederenergetische Paare gebildet werden, die aber durch die hohe Myonmasse unterdrückt sind. In CORSIKA ist dieser Prozeß deshalb nicht berücksichtigt.

Zum zweiten können hochenergetische Photonen im Feld eines Kerns direkt  $\mu^+\mu^-$ -Paare erzeugen. Dieser Prozeß erreicht selbst weit oberhalb der Produktionsschwelle  $E_\gamma \gg 2m_\mu$  nur einen Produktionsquerschnitt von  $12 \mu\text{b}$  [370]. In der EGS-Version in CORSIKA wird die  $\mu^+\mu^-$ -Paarerzeugung



**Abbildung A.7:** Photoproduktionsquerschnitt an Protonen als Funktion der Energie [7]. Der niederenergetische Bereich ist durch 3 Nukleonresonanzen auf einem flachen Kontinuum charakterisiert. Die Parametrisierung des Anstieges gemäß  $\sigma_{\gamma p} = 10^{-3}(73.7^s + 191.7/s^{0.602})\sqrt{1 - s_0/s}$  wird durch die Messungen von H1 und ZEUS am HERA-Speicherring bestätigt.  $\sigma_{\gamma\text{Luft}}$  ergibt sich aus dem Querschnitt an Protonen durch Multiplikation mit dem Faktor  $A^{0.91} = 11.44$  [65, 370].

in strenger Analogie zur  $e^+e^-$ -Paarerzeugung simuliert. In den Formeln für Wirkungsquerschnitt und Öffnungswinkel für die Elektronpaarerzeugung wurde lediglich  $m_e$  durch  $m_\mu$  ersetzt. Im Mittel wird in einem  $10^{15}$  eV Photon-Schauer ein  $\mu^+\mu^-$ -Paar erzeugt.

Der dritte Prozeß ist die Photoproduktion von Hadronen mit anschließendem Pionzerfall in Myonen. Der Photoproduktionsquerschnitt an Protonen wird unterhalb von  $E_\gamma = 2$  GeV von 3 Nukleonresonanzen dominiert, bei 40 GeV nimmt er ein Minimum von etwa  $113 \mu\text{b}$  an, um dann sehr langsam anzusteigen [7]. Bei 20 TeV im Laborsystem oder 200 GeV im Schwerpunktsystem liegt  $\sigma_{\gamma p}$  nach Messungen am HERA-Speicherring in Hamburg bei ca.  $150 \mu\text{b}$  [8, 155]. Oberhalb der Resonanzen wird der Verlauf des Wirkungsquerschnittes durch  $\sigma_{\gamma p} = (73.7^s + 191.7/s^{0.602})\sqrt{1 - s_0/s}$  gut beschrieben, wobei  $s$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie und  $s_0$  die Pionproduktionsschwelle im Schwerpunktsystem in GeV ist und  $\sigma_{\gamma p}$  in  $\mu\text{b}$  angegeben wird [370]. In Abb. A.7 ist der Photoproduktionsquerschnitt an Protonen als Funktion der  $\gamma$ -Energie gezeigt. Der Photoproduktionsquerschnitt in Luft folgt dem Querschnitt an Protonen  $\sigma_{\gamma p}$  und ergibt sich gemäß  $\sigma_{\gamma\text{Luft}} = A^{0.91}\sigma_{\gamma p} = 11.44\sigma_{\gamma p}$  [370]. Bei  $E_\gamma = 10^7$  GeV beträgt  $\sigma_{\gamma\text{Luft}}$  nur etwa 3 mb im Vergleich zum Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung von ca. 500 mb. In CORSIKA werden bei Photoproduktion je nach Energie des Photons Resonanzen erzeugt bzw. ein hadronisches Wechselwirkungsmodell mit einem  $\pi^0$ - oder  $\eta$ -Meson als Projektil aufgerufen.

**Teilchentransport** Die Transportroutinen von EGS wurden modifiziert, um die barometrische Dichteänderung und die Ablenkung von Elektronen und Positronen im Erdmagnetfeld zu berücksichtigen [222]. Außerdem wurde die Erzeugung von Cerenkovstrahlung wie bei den Hadronen im-

plementiert (siehe Abs. A.2).

**Beschleunigung** Die Rechenzeit in EGS steigt linear mit der in der Atmosphäre deponierten Energie an. Um die Rechenzeit zu verringern, werden niederenergetische Subschauer nur dann simuliert, wenn sie eine realistische Chance haben, das nächste Beobachtungsniveau zu erreichen oder ein Pion zu produzieren [369]. Dies verringert die Rechenzeit um ca. 65%. Die Elektronenzahl am Beobachtungsniveau wird durch diese Beschleunigung um etwa 4% geringer. Zur weiteren Beschleunigung wurde die maximale Schrittweite zwischen zwei Coulomb-Streuungen auf das zehnfache des EGS-Standardwertes vergrößert. Die Lateralverteilung von Schauerteilchen wird dadurch nicht betroffen. Simulationen von Schauern mit Cerenkovlicht sind sowohl auf das Verwerfen kleiner Subschauer im oberen Bereich der Atmosphäre, als auch auf die vergrößerte Behandlung der Vielfachstreuung empfindlich, weshalb diese Beschleunigungsmechanismen nicht zusammen mit der Cerenkovoption benutzt werden.

## A.6 Zerfälle

Instabile Teilchen zerfallen in ihrem Ruhesystem gemäß einer Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(t) = \frac{1}{\tau_0} \cdot e^{-t/\tau_0}$$

mit der Lebensdauer  $\tau_0$ . In einem bewegten Bezugssystem vergrößert sich die Lebensdauer durch die relativistische Zeitdilatation auf  $\tau = \gamma\tau_0$ . Bei Teilchen, die wechselwirken können, konkurrieren die beiden Möglichkeiten als Funktion von  $\gamma$  und der Dichte des Mediums. In diesem Fall wird sowohl eine Zerfallslänge als auch eine Wechselwirkungslänge zufällig bestimmt, wobei die kürzere von beiden den Endpunkt des Transportschrittes festlegt und über Reaktion oder Zerfall entscheidet. Bei mehreren Zerfallskanälen werden alle Endzustände mit Verzweigungsverhältnissen von  $> 1\%$  berücksichtigt.

**Neutrale Pionen** Mit einer Lebensdauer von  $\tau_{\pi^0} = 8.4 \times 10^{-17}$  s zerfallen  $\pi^0$  praktisch am Ort ihrer Entstehung. Sie zerfallen in 98.8% der Fälle in 2 Photonen. Der Zerfall ist im Ruhesystem isotrop. Der Winkel der Photonen zur Bewegungsrichtung sei  $\theta_{\text{cm}}$ . Dann werden  $\cos \theta_{\text{cm}}$  und der Azimutwinkel  $\phi$  zufällig nach einer Gleichverteilung zwischen 0 und 1 bzw. zwischen 0 und  $2\pi$  bestimmt. Die Photonenergie beträgt  $E_{\gamma \text{ cm}} = m_{\pi^0}/2$ . Energien und Winkel der Photonen im Laborsystem, das sich mit  $\beta_{\pi^0}$  gegen das Ruhesystem bewegt, ergeben sich durch Lorentztransformation

$$\begin{aligned} E_{\gamma \text{ lab}}^i &= \frac{1}{2} \gamma_{\pi^0} m_{\pi^0} (1 \pm \beta_{\pi^0} \cos \theta_{\text{cm}}) \\ \cos \theta_{\text{lab}}^i &= \frac{\beta_{\pi^0} \pm \cos \theta_{\text{cm}}}{1 \pm \beta_{\pi^0} \cos \theta_{\text{cm}}} \quad i = 1, 2 \end{aligned}$$

Der Dalitz-Zerfall  $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ , bei dem eines der Photonen intern in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert, kommt in den restlichen 1.2% der Fälle vor und wird als Dreikörperzerfall mit einer homogenen Phasenraumverteilung generiert.

**Geladene Pionen** Mit einer Lebensdauer von  $\tau_{\pi^\pm} = 26$  ns haben  $\pi^\pm$  nur in dünnen Medien eine Chance zu zerfallen. In tieferen Atmosphärenschichten dominiert die Wechselwirkung (siehe Abb. 3.3). Der Zerfall  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$  ist im Ruhesystem des Pions isotrop. Die Energie wird auf

Myon und Neutrino verteilt, so daß der Impuls erhalten bleibt.  $\cos \theta_{\text{cm}}$  und  $\phi_{\text{cm}}$  des Myons werden gleichverteilt gewählt. Man erhält im Ruhesystem

$$E_{\mu \text{ cm}} = \frac{m_{\pi}^2 + m_{\mu}^2}{2m_{\pi}} = m_{\mu} \gamma_{\mu \text{ cm}} = 1.039 \cdot m_{\mu}$$

und nach der Transformation ins Laborsystem

$$\begin{aligned} \gamma_{\mu \text{ lab}} &= \gamma_{\pi} \left( \gamma_{\mu \text{ cm}} + \beta_{\pi} \cos \theta_{\mu \text{ cm}} \sqrt{\gamma_{\mu \text{ cm}}^2 - 1} \right) \\ \cos \theta_{\mu \text{ lab}} &= \frac{\gamma_{\pi} \gamma_{\mu \text{ lab}} - \gamma_{\mu \text{ cm}}}{\gamma_{\pi} \beta_{\pi} \sqrt{\gamma_{\mu \text{ lab}}^2 - 1}} \end{aligned}$$

Das Myon entsteht mit einer longitudinalen Polarisation [70]

$$\xi = \frac{1}{\beta_{\mu}} \left( \frac{E_{\pi \text{ lab}}}{E_{\mu \text{ lab}}} \cdot \frac{2 \cdot r}{1 - r} - \frac{1 + r}{1 - r} \right)$$

mit  $r = (m_{\mu}/m_{\pi})^2$ . Die Spinrichtung des Myons wird im Laborsystem berechnet und bleibt unverändert bis zum Zerfall des Myons. Energie und Richtung des Neutrinos ergeben sich aus

$$\begin{aligned} E_{\nu \text{ lab}} &= m_{\pi} \gamma_{\pi} - m_{\mu} \gamma_{\mu} \\ \cos \theta_{\nu \text{ lab}} &= \frac{\beta_{\pi} - \cos \theta_{\mu \text{ cm}}}{1 - \beta_{\pi} \cdot \cos \theta_{\mu \text{ cm}}} \end{aligned}$$

**Myonen** Da inelastische hadronische Myonwechselwirkungen sehr selten sind, werden sie in CORSIKA vernachlässigt. Somit kann das Myon nur zerfallen. Relativistische Myonen können große Teile der Atmosphäre durchdringen. In CORSIKA führen einzelne Transportschritte maximal bis zur nächsten Atmosphärenschicht (siehe Tab. A.2), dem Beobachtungsniveau oder zum Zerfallspunkt. Durch Ionisation ändert sich dabei aber ihre Energie, und die Berechnung der Zerfallslänge wird kompliziert. Man bestimmt deshalb die Zerfallszeit  $t$  im Ruhesystem des Myons gemäß einer Exponentialverteilung und berechnet die zurückgelegte Wegstrecke  $\ell$ . Im Vakuum wäre  $\ell = t\gamma\beta c$ . Im Medium sind aber  $\beta$  und  $\gamma$  Funktionen von  $\ell$  selbst, und man erhält kleinere Zerfallslängen und damit weniger Myonen am Beobachtungsniveau.  $\ell$  muß so bestimmt werden, daß

$$\int_0^{\ell} \frac{d\ell}{\beta(\ell)\gamma(\ell)} = ct$$

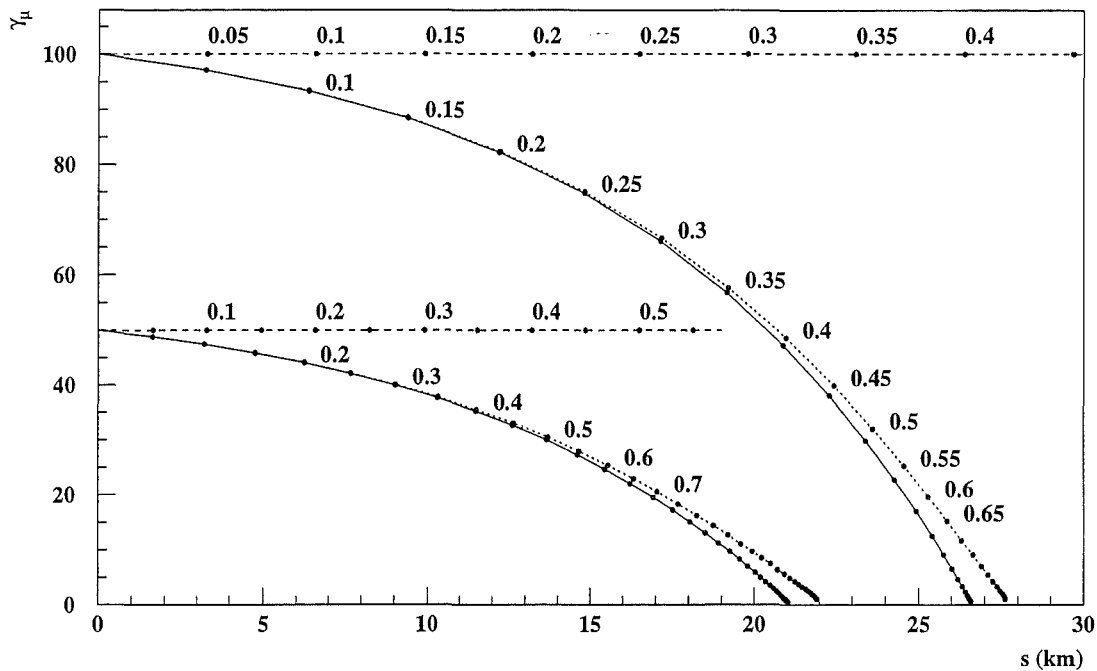
gilt.  $\gamma(\ell)$  ergibt sich aus

$$\gamma(\ell) = \gamma_0 + \frac{dE}{dx}(\gamma_0) \cdot \frac{T(h) - T(h_0)}{m_{\mu} \cos \theta} \quad ,$$

wobei  $dE/dx(\gamma_0)$  der Ionisationsverlust pro Strahlungslänge,  $T(h_0)$  die Dicke der Atmosphäre,  $\gamma_0$  der Lorentzfaktor des Myons zu Beginn des Transportschrittes,  $T(h)$  die Dicke in der Höhe  $h = h_0 - \ell \cos \theta$  und  $m_{\mu}$  die Myonmasse sind und  $\theta$  den Zenitwinkel des Myons beschreibt. Wird die Änderung von  $dE/dx$  auf einem Transportschritt vernachlässigt und  $\beta \approx 1$  gesetzt, so kann die Reichweite in Bereichen mit exponentiellem Dichteverlauf analytisch berechnet werden. Man erhält

$$ct = \frac{c_i}{d_i \cos \theta} \ln \left[ \frac{\gamma_0(d_i - \gamma)}{\gamma(d_i - \gamma_0)} \right] \quad \text{mit} \quad d_i = \gamma_0 - \frac{dE}{dx}(\gamma_0) \cdot \frac{T_0 - a_i}{m_{\mu} \cos \theta}$$

und  $a_i$  und  $c_i$  den Atmosphärenparametern aus Tab. A.2 [354]. Damit läßt sich  $\gamma$  bzw.  $\ell$  des Zerfallsortes berechnen. In Abb. A.8 ist gezeigt, wie sich der Lorentzfaktor eines vertikalen Myons, das bei  $T = 100 \text{ g/cm}^2$  entsteht, als Funktion der Flugstrecke  $s$  ändert. Die durchgezogenen Linien



**Abbildung A.8:** Reichweitenberechnung für Myonen. Der Lorentzfaktor von vertikalen Myonen, die bei  $T = 100 \text{ g/cm}^2$  mit  $\gamma = 100$  bzw.  $\gamma = 50$  starten, ist als Funktion der Flugstrecke  $s$  dargestellt. Die durchgezogenen Linien repräsentieren den exakten Verlauf, die gepunkteten Linien geben die in CORSIKA verwendete Näherung an. Die Symbole auf den Kurven markieren die Punkte, an denen jeweils 5% der Myonlebensdauer in seinem Ruhesystem vergangen ist. Die horizontalen Linien geben den Verlauf ohne Berücksichtigung des Energieverlustes während eines Transportschrittes an.

geben den exakten Verlauf für Myonen mit  $\gamma = 100$  bzw.  $\gamma = 50$  an. Die gepunkteten Linien ergeben sich mit den oben beschriebenen Näherungen. Ohne Berücksichtigung des Energieverlustes ergeben sich die horizontalen Linien. Die Symbole auf den Kurven markieren die Punkte, an denen jeweils 5% der Lebensdauer des Myons in seinem Ruhesystem vergangen ist. Man erkennt große Diskrepanzen zwischen der exakten Berechnung und der Lösung bei Vernachlässigung der Energieänderung, die zur Überschätzung der Myonreichweite und damit der Anzahl von Myonen auf dem Beobachtungsniveau führen (ca. 10% für  $E_\mu < 15 \text{ GeV}$ ). In CORSIKA wird ein Myon in einem Schritt höchstens bis zur nächsten Bereichsgrenze der Atmosphäre transportiert (siehe Tab. A.2), wo seine Energie neu berechnet wird und ein neuer Transportschritt beginnt. Die Näherungslösung verbessert die Reichweitenberechnung deutlich. Eine andere Möglichkeit, die Reichweite von Myonen genauer zu bestimmen, wäre die Unterteilung der Wegstrecke in viele kleine Schritte mit der Berücksichtigung des Energieverlustes nach jedem Teilschritt, was jedoch deutlich mehr Rechenzeit für eine vergleichbare Genauigkeit in Anspruch nimmt.

Weicht der Dichteverlauf der Atmosphäre entlang der Teilchentrajektorie von der Exponentialform ab, etwa bei der Simulation horizontaler Schauer, funktioniert das obige Verfahren nicht länger, und die Reichweite wird ohne Berücksichtigung des Energieverlustes berechnet.

Ein Myon zerfällt gemäß  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu$ . Die Verteilung der Elektronenergie  $E_{e \text{ cm}}$  im Ruhesystem ist [262]

$$\frac{dN_e}{dE_{e \text{ cm}}} \propto 3 \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu} E_{e \text{ cm}}^2 - 2E_{e \text{ cm}}^3 \quad .$$

Zerfall	Häufigkeit (%)	Zerfall	Häufigkeit (%)
$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$	63.5	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	68.6
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$	21.2	$K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	31.4
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp$	5.6	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$	38.7
$K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu$	4.8	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu$	27.1
$K^\pm \rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu$	3.2	$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	21.8
$K^\pm \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^\pm$	1.7	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	12.4

**Tabelle A.7:** Kaonzerfälle und ihre Verzweungsverhältnisse. Es werden alle Zerfallskanäle berücksichtigt, die ein Verzweungsverhältnis von mehr als 1% haben.

Nach dieser Verteilung wird  $E_{e \text{ cm}}$  zufällig gewählt. Die longitudinale Polarisation  $\xi$  des Myons bestimmt die Richtungskorrelation zwischen den Zerfallsprodukten. Der Winkel  $\theta_{e \text{ cm}}$  zwischen Elektron und Myonspinrichtung ist gegeben durch

$$\cos \theta_{e \text{ cm}} = \frac{\sqrt{1 + \xi A (2 \cos \delta + \xi A)} - 1}{\xi A} \quad \text{mit} \quad A = \frac{1 - 2x}{2x - 3} \quad \text{und} \quad x = \frac{2m_\mu E_{e \text{ cm}}}{m_\mu^2 + m_e^2},$$

wobei  $\cos \delta$  zwischen 0 und 1 gleichverteilt ist,  $\xi = \mp 1$  für  $\mu^\pm$  und  $x$  das Verhältnis der Elektronenergie zur maximalen Elektronenergie darstellt. Daraus berechnet man den Winkel  $\theta_{e \text{ cm}}^*$  des Elektrons zur Myonflugrichtung. Energie und Winkel des Elektrons im Laborsystem ergeben sich durch Lorentztransformation mit der Geschwindigkeit  $\beta_\mu$  entlang der Myonflugrichtung.

$$\begin{aligned} E_{e \text{ lab}} &= m_e \gamma_{e \text{ lab}} = \gamma_\mu (E_{e \text{ cm}} + \beta_\mu p_{e \text{ cm}} \cos \theta_{e \text{ cm}}^*) \\ \cos \theta_{e \text{ lab}} &= \frac{\gamma_\mu}{m_e \sqrt{\gamma_{e \text{ lab}}^2 - 1}} (p_{e \text{ cm}} \cos \theta_{e \text{ cm}}^* + \beta_\mu E_{e \text{ cm}}) \end{aligned}$$

Die Neutrinos werden nach Ref. [237] generiert. Im Ruhesystem ist  $\vartheta$  der Winkel zwischen Elektron und Myonneutrino,  $\hat{\vartheta} = 0.5(1 - \cos \vartheta)$  und  $\psi$  ist der Winkel zwischen der Ebene, die Elektron und Neutrinos enthält, und der Ebene, die durch die Elektronbahn und die Myonspinrichtung aufgespannt wird. Damit erhält man die Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$\frac{dP}{d\hat{\vartheta} d\psi} \propto \frac{\hat{\vartheta}}{(1 - \hat{\vartheta}x)^4} \cdot \left\{ \begin{aligned} &[1 - \hat{\vartheta}(2x - x^2)] - \xi \cos \theta_{e \text{ cm}} [1 - \hat{\vartheta}(2 - 2x + x^2)] \\ &- \xi \sin \theta_{e \text{ cm}} \cos \psi 2(x - 1) \sqrt{\hat{\vartheta} - \hat{\vartheta}^2} \end{aligned} \right\},$$

nach der  $\vartheta$  und  $\psi$  bestimmt werden. Die Neutrinoenergien und die Richtung des Elektronenneutrinos sind bei bekannter Energie und Richtung des Elektrons und Richtung des Myonneutrinos völlig bestimmt. Die Neutrinos werden wie das Elektron ins Laborsystem transformiert.

**Kaonen** Kaonen zerfallen in eine Vielzahl von Endzuständen mit meist zwei oder drei Teilchen. Die berücksichtigten Zerfälle und ihre Verzweungsverhältnisse sind in Tab. A.7 aufgelistet. Die im Ruhesystem isotropen Zweikörperzerfälle werden in Anlehnung an den  $\pi^\pm$ -Zerfall behandelt. Die Zerfallsprodukte werden im Ruhesystem in entgegengesetzte Richtungen emittiert, und ihre  $\gamma$ -Faktoren sind

$$\gamma_{1 \text{ cm}} = \frac{m_K^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_K m_1} \quad \text{und} \quad \gamma_{2 \text{ cm}} = \frac{m_K^2 - m_1^2 + m_2^2}{2m_K m_2}$$

Zerfall	g	h	k
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp$	-0.22	0.01	-0.01
$K^\pm \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^\pm$	0.59	0.035	0.0
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	0.67	0.08	0.01
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	0.0	-0.00033	0.0

Tabelle A.8: Parameter für die Wahrscheinlichkeitsdichte im Dalitz-Diagramm für  $K \rightarrow 3\pi$ .

Im Laborsystem erhält man

$$\begin{aligned} \gamma_{i \text{ lab}} &= \gamma_K (\gamma_{i \text{ cm}} + \beta_K \cos \theta_{i \text{ cm}} \sqrt{\gamma_{i \text{ cm}}^2 - 1}) \\ \cos \theta_{i \text{ lab}} &= \frac{\gamma_K \gamma_{i \text{ lab}} - \gamma_{i \text{ cm}}}{\gamma_K \beta_K \sqrt{\gamma_{i \text{ lab}}^2 - 1}} \quad i = 1, 2 \end{aligned}$$

Im Falle leptonischer Zweikörperzerfälle wird die Myonpolarisation wie beim Pion-Zerfall berechnet. Energie und Winkel des Neutrinos ergeben sich dann aus

$$\begin{aligned} E_{\nu \text{ lab}} &= m_K \cdot \gamma_K - m_\mu \gamma_\mu \\ \cos \theta_{\nu \text{ lab}} &= \frac{\beta_K - \cos \theta_{\mu \text{ cm}}}{1 - \beta_K \cos \theta_{\mu \text{ cm}}} \end{aligned}$$

In Dreikörperzerfällen sorgen Energie- und Impulserhaltung dafür, daß die Impulsvektoren  $\mathbf{p}_i$  der Sekundärteilchen in einer Ebene liegen. Man bildet die Variablen  $p_{ik} = p_i + p_k$  und gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion von  $p_{12}$  und  $p_{13}$  an. In diesem sog. Dalitz-Diagramm ist die Wahrscheinlichkeitsdichte direkt vom Matrixelement  $|M|^2$  des Zerfalls abhängig. Für viele der K-Zerfälle ist die Wahrscheinlichkeitsdichte im Dalitz-Diagramm gemessen [7]. Für den Zerfall der Kaonen in 3 Pionen z.B. wird folgende Parametrisierung angegeben, die auch in CORSIKA benutzt wird:

$$|M|^2 \propto 1 + g \cdot \frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} + h \cdot \left( \frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} \right)^2 + j \cdot \frac{s_2 - s_1}{m_{\pi^+}^2} + k \cdot \left( \frac{s_2 - s_1}{m_{\pi^+}^2} \right)^2 + \dots$$

mit

$$\begin{aligned} s_i &= (\mathbf{p}_K - \mathbf{p}_i)^2 = (m_K - m_i)^2 - 2m_K E_i \quad i = 1, 2, 3 \\ s_0 &= \frac{1}{3} \sum_i s_i = \frac{1}{3} (m_K^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2) \quad , \end{aligned}$$

wobei  $\mathbf{p}_i$ ,  $m_i$  und  $E_i$  die Vierervektoren, Massen und kinetischen Energien des  $i$ -ten Pions sind. Die Werte der Koeffizienten  $g$ ,  $h$  und  $k$  sind in Tab. A.8 zusammengestellt. Wenn CP erhalten ist, muß der Parameter  $j$  verschwinden. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen der Fall [7].

Für leptonische Dreikörperzerfälle können die Wahrscheinlichkeitsdichten nach folgender Parametrisierung bestimmt werden [7].

$$|M|^2 \propto G_+^2 \left[ m_K (2E_{\ell \text{ cm}} E_{\nu \text{ cm}} - m_K E'_\pi) + m_\ell^2 \left( \frac{1}{4} E'_\pi - E_{\nu \text{ cm}} \right) + H m_\ell^2 \left( E_{\nu \text{ cm}} - \frac{1}{2} E'_\pi \right) + H^2 \frac{1}{4} m_\ell^2 \cdot E'_\pi \right] \quad ,$$



Zerfall	$\lambda_+$	$\lambda_0$
$K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e$	0.028	0.0
$K^\pm \rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu$	0.033	0.004
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e$	0.030	0.0
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu$	0.034	0.025

Tabelle A.9: Parameter für die Wahrscheinlichkeitsdichte im Dalitz-Diagramm für  $K \rightarrow \pi + \ell + \nu$ .

Zerfall	Häufigkeit (%)
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	39.13
$\eta \rightarrow 3 \pi^0$	32.09
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	23.84
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$	4.94

Tabelle A.10: Zerfallsmoden für das  $\eta$ -Meson.

wobei  $m_\ell$  die Masse des Leptons ist und

$$\begin{aligned}
 H &= \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{m_\pi^2} (\lambda_0 - \lambda_+) G_- \\
 G_\pm &= 1 \pm \lambda_+ \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_{\pi \text{ cm}}}{m_\pi^2} \\
 E'_\pi &= \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - m_\ell^2}{2m_K} - E_{\pi \text{ cm}} .
 \end{aligned}$$

Die Parameter  $\lambda_+$  and  $\lambda_0$  wurden aus einer Anpassung an experimentelle Daten gewonnen und sind in Tab. A.9 angegeben. Von diesen Wahrscheinlichkeitsverteilungen werden die Energien der Teilchen bestimmt. Das erste Teilchen erhält eine Richtung, die in  $\cos_{\text{cm}} \theta_{\text{cm}}$  und  $\phi$  gleichverteilt ist. Die Lage der Ebene, welche die 3 Zerfallsteilchen enthält, wird um die Richtung des ersten Teilchens zufällig gewählt. Schließlich werden die Zerfallsprodukte ins Laborsystem transferiert. Ist ein Myon unter den Zerfallsprodukten, so wird seine Polarisationsrichtung nach [238, 144, 115] bestimmt.

**Etas**  $\eta$ -Mesonen können in Photonen und Pionen zerfallen. Die wichtigsten Zerfallskanäle sind in Tab. A.10 aufgelistet. Der Zerfall in  $\gamma\gamma$  wird analog zum  $\pi^0$ -Zerfall behandelt. Dreikörperzerfälle werden in CORSIKA wie Kaonzerfälle, jedoch mit einer homogenen Phasenraumverteilung, simuliert. Lediglich für den Zerfall  $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  gibt es eine Parametrisierung des Matrixelementes [7, 281] der Form

$$|M|^2 \propto 1 + ay + by^2 + \dots \quad \text{mit} \quad y = \frac{3E_{\text{kin } \pi^0}}{m_\eta - m_{\pi^+} - m_{\pi^-} - m_{\pi^0}} - 1 .$$

Mit den Koeffizienten  $a = -1.07$  und  $b = 0$  werden die Daten gut beschrieben [281].

**Hyperonen** In CORSIKA zerfallen alle Baryonen mit einem Strange-Quark analog zum  $\pi^\pm$ -Zerfall über einen Zweikörperzerfall isotrop in ihrem Ruhesystem. Die implementierten Zerfallskanäle und ihre Häufigkeiten sind in Tab. A.11 aufgeführt.

Zerfall	Häufigkeit (%)	Zerfall	Häufigkeit (%)
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	64.2	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	100.0
$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$	35.8	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	100.0
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	51.64	$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$	67.8
$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	48.36	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$	23.6
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	100.0	$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$	8.6
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	100.0		

**Tabelle A.11:** Zerfälle und Verzweigungsverhältnisse für Hyperonen. Antihyperonen zerfallen analog zu den Hyperonen.

**Resonanzen** In CORSIKA zerfallen die Resonanzen am Ort ihrer Entstehung in zwei Teilchen. Der Zerfall ist isotrop im Ruhesystem der Resonanz und wird analog zum  $\pi^\pm$ -Zerfall behandelt. Die Zerfallshäufigkeiten entsprechen der Kombination des Quarkgehalts der Resonanz und den verschiedenen  $q\bar{q}$ -Paaren aus dem See. Jede Kombination erhält das gleiche Gewicht. In Tab. 6.3 sind alle Zerfallsmoden zusammengefaßt. Antiteilchen sind nicht extra aufgeführt, zerfallen aber analog zu den Resonanzen.



# Danksagung

Diese Arbeit ist in einer fruchtbaren Zusammenarbeit zwischen den Instituten für Kernphysik I und III des Forschungszentrums Karlsruhe und dem Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe im Rahmen der KASCADE-Kollaboration entstanden. Ich möchte mich bei all denen bedanken, die diese Zusammenarbeit über die Jahre ermöglicht und getragen haben, insbesondere bei den Direktoren der beiden Institute, Prof. Dr. B. Zeitnitz und Prof. Dr. G. Schatz, sowie bei Prof. Dr. K.H. Kampert und Prof. Dr. H. Rebel für ihre stets freundliche und tatkräftige Unterstützung, die mir während der letzten Jahre zuteil geworden ist.

Mein besonderer Dank gilt meinen Kollegen von der Simulationsgruppe, die geholfen haben, das CORSIKA-Programm ins Leben zu rufen und zu dem zu machen, was es heute ist.

Prof. Dr. G. Schatz hat die Entwicklung eines neuen Luftschauerprogrammes 1989 initiiert und seither viele, wichtige Erweiterungen zu dem anfänglich recht rudimentären Programm beigetragen oder angeregt. Sein stetes Interesse hat das CORSIKA-Projekt wesentlich geprägt. Ihm ist es gelungen, die Autoren der verschiedenen, hadronischen Wechselwirkungsmodelle dazu zu bewegen, uns ihre Programme für die Verwendung in CORSIKA zur Verfügung zu stellen.

Dr. D. Heck hat unzählige Stunden mit mir vor dem Bildschirm verbracht, um die beste Modellierung physikalischer Sachverhalte, die klarste Strukturierung des Programms oder die deutlichste Formulierung für die Beschreibungen zu finden. Seine Fähigkeiten, subtile Programmfehler aufzuspüren und Programmabläufe zu beschleunigen, haben mich immer wieder überrascht.

Ohne die freundliche Unterstützung der Autoren der Wechselwirkungsmodelle wäre die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen. Mein Dank gilt daher den Drs. J.N. Capdevielle, R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P.K.F. Grieder, N.N. Kalmykov, P. Lipari, S. Ostapchenko, J. Ranft und K. Werner.

Prof. Dr. J.N. Capdevielle, Dr. S. Ostapchenko und Prof. K. Werner bin ich außerdem für viele Diskussionen über die hadronische Wechselwirkung im Allgemeinen und über die *tiefen* Geheimnisse ihrer Modelle im Besonderen sehr verpflichtet.

Allen anderen Mitgliedern der CORISKA-Gruppe sei für ihre Beiträge zur Entwicklung von CORISKA, zum Test und zur Verfeinerung der Simulationen ebenso wie für die regelmäßigen Diskussionen im Rahmen der Freitags-Meetings herzlich gedankt.

Mein Dank gilt ebenso den zahlreichen Benutzern von CORISKA, die über die Jahre durch viele Anregungen zur Weiterentwicklung und Verbesserung des Programmes beigetragen haben.

Schließlich möchte ich mich ganz herzlich bei Dr. J. Engler bedanken. Von seiner großen Erfahrung und von zahlreichen Diskussionen über die verschiedensten Themen der Physik –einschließlich dieser Arbeit– habe ich viel profitiert. Ihm und der ganzen Kalorimetergruppe möchte ich für die Freiräume danken, die sie mir in der letzten Zeit für meine Arbeit an CORSIKA zugestanden haben. In Zeiten begrenzter Mitarbeiterzahlen und unbegrenzter Mengen von Arbeit ist dies besonders anerkennenswert.



# Literaturverzeichnis

- [1] F. Abe et al., (CDF-Kollaboration), *Phys. Rev. D* **41** (1990) 2330
- [2] V.A. Abramovskiĭ et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **18** (1974) 308
- [3] M. Aglietta et al., (EAS-TOP-Kollaboration), *Nucl. Instr. and Meth. A* **336** (1993) 310
- [4] M. Aglietta et al., (EAS-TOP-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Rom* **2** (1995) 664
- [5] M. Aglietta et al., (EAS-TOP-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Rom* **2** (1995) 800
- [6] M. Aguilar-Benitez et al., (NA27-Kollaboration), *Z. Phys. C* **50** (1991) 405
- [7] M. Aguilar-Benitez et al., (Particle Data Group), *Review of Particle Properties, Phys. Rev. D* **50** (1994) 1173
- [8] T. Ahmed et al., (H1-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **299** (1993) 374
- [9] T. Ahmed et al., (H1-Kollaboration), *Nucl. Phys. B* **439** (1995) 471
- [10] S. Aid et al., (H1-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **354** (1995) 494
- [11] T. Åkesson et al., (AFS-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **178** (1986) 447
- [12] T. Åkesson et al., (HELIOS-Kollaboration), *Z. Phys. C* **49** (1991) 355
- [13] C. Albajar et al., (UA1-Kollaboration), *Nucl. Phys. B* **309** (1988) 405
- [14] C. Albajar et al., (UA1-Kollaboration), *Nucl. Phys. B* **335** (1990) 261
- [15] G. Alberi, G. Goggi, *Phys. Rep.* **74** (1981) 207
- [16] R. Albrecht et al., (WA80-Kollaboration), *Z. Phys. C* (1996) in Vorbereitung
- [17] D.E. Alexandreas et al., (CYGNUS-Kollaboration), *Nucl. Instr. and Meth. A* **311** (1992) 350
- [18] H.R. Allan, *Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics, eds. J.G. Wilson, S.G. Wouthuysen* **10** (1971) 171
- [19] R.J. Allen et al., *Astron. Astrophys.* **62** (1978) 397
- [20] G.J. Alner et al., (UA5-Kollaboration), *Nucl. Phys. B* **258** (1985) 505
- [21] G.J. Alner et al., (UA5-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **167** (1986) 476
- [22] G.J. Alner et al., (UA5-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **180** (1986) 415
- [23] G.J. Alner et al., (UA5-Kollaboration), *Z. Phys. C* **33** (1986) 1
- [24] G.J. Alner et al., (UA5-Kollaboration), *Phys. Rep.* **154** (1987) 247
- [25] G.J. Alner et al., (UA5-Kollaboration), *Nucl. Phys. B* **291** (1987) 445
- [26] K. Alpgård et al., (UA5-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **115** (1982) 71
- [27] U. Amaldi et al., *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **26** (1976) 385
- [28] M. Amenomori et al., (Tibet AS $\gamma$ -Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2468 & *Phys. Rev. D* **47** (1993) 2675
- [29] B. Andersson et al., *Phys. Rep.* **97** (1983) 31
- [30] B. Andersson et al., *Nucl. Phys. B* **281** (1987) 289
- [31] B. Andersson et al., *Z. Phys. C* **57** (1993) 485
- [32] R.E. Ansorge et al., (UA5-Kollaboration), *Z. Phys. C* **33** (1986) 175
- [33] R.E. Ansorge et al., (UA5-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **199** (1987) 311
- [34] R.E. Ansorge et al., (UA5-Kollaboration), *Z. Phys. C* **43** (1989) 75
- [35] R.E. Ansorge et al., (UA5-Kollaboration), *Z. Phys. C* **43** (1989) 357

- [36] R.E. Ansorge et al., (UA5-Kollaboration), *Nucl. Phys. B* **328** (1989) 36
- [37] M. Arneodo et al., (European Muon-Kollaboration), *Z. Phys. C* **31** (1986) 1
- [38] G. Arnison et al., (UA1-Collaboration), *Phys. Lett.* **118B** (1982) 167
- [39] G. Arnison et al., (UA1-Kollaboration), *Phys. Lett.* **122B** (1983) 103
- [40] G. Arnison et al., (UA1-Kollaboration), *Phys. Lett.* **122B** (1983) 189
- [41] G. Arnison et al., (UA1-Kollaboration), *Phys. Lett.* **126B** (1983) 398
- [42] J. Arons, *Proc. IUPAP/IAU Symp. No. 94 on the Origin of Cosmic Rays*, eds. G. Setti et al., (1981) 175
- [43] X. Artru, G. Mennessier, *Nucl. Phys. B* **70** (1974) 93
- [44] X. Artru, *Phys. Rep.* **97** (1983) 147
- [45] K. Asakimori et al., (JACEE-Kollaboration), *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 21
- [46] K. Asakimori et al., (JACEE-Kollaboration), *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 25
- [47] K. Asakimori et al., (JACEE-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2** (1995) 707
- [48] V.S. Aseikin et al., *Trudy FIAN* **109** (1979) 3
- [49] V.B. Atrashkevich et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** (1978) 366
- [50] V.B. Atrashkevich et al., *Bull. of the Russian Academy of Sciences - Physics* **58** (1994) 2032
- [51] R. Attallah, *persönliche Mitteilung* (1990)
- [52] R. Attallah et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **4** (1993) 48
- [53] R. Attallah, J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **19** (1993) 1381
- [54] R. Attallah et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **22** (1996) 1497
- [55] P. Auger et al., *Comptes Rendus* **206** (1938) 1721 & *Rev. Mod. Phys.* **11** (1939) 288
- [56] P. Aurenche, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 92
- [57] S.M. Austin, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **7** (1981) 1
- [58] V.V. Avakian et al., *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **1** (1995) 348
- [59] I.W. Axford et al., *Proc. 15<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Plovdiv* **11** (1977) 132
- [60] W. Baade, F. Zwicky, *Phys. Rev.* **46** (1934) 76
- [61] P. Bagnaia et al., (UA2-Kollaboration), *Phys. Lett.* **129** (1983) 130
- [62] R.M. Baltrusaitis et al., (Fly's Eye-Kollaboration), *Nucl. Instr. and Meth. A* **240** (1985) 410
- [63] R.M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev. Lett.* **52** (1993) 1380
- [64] V.N. Bakatanov et al., *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **1** (1995) 561
- [65] A. Baldini et al., *Landolt-Börnstein, New Series I/12 a+b*, Springer (1987)
- [66] J. Ball, A. Pantziris, *University of Utah, Preprint* (1995)
- [67] M. Banner et al., (UA2-Kollaboration), *Phys. Lett.* **122B** (1983) 322
- [68] M. Banner et al., (UA2-Kollaboration), *Phys. Lett.* **122B** (1983) 476
- [69] M. Banner et al., (UA2-Kollaboration), *Z. Phys. C* **27** (1985) 329
- [70] G. Barr et al., *Phys. Rev. D* **39** (1989) 3532
- [71] R.C. Barrett, D.F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure*, Oxford University Press, New York (1977)
- [72] J. Bartke et al., (NA-35 Kollaboration), *Z. Phys. C* **48** (1990) 191
- [73] S.W. Barwick et al., (HEAT-Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 390
- [74] G. Battistoni et al., *Astroparticle Phys.* **3** (1995) 157
- [75] C.J. Batty et al., *Adv. Nucl. Phys.* **19** (1987) 1
- [76] F.D. Bechetti, G.W. Greenless, *Phys. Rev.* **182** (1969) 1190
- [77] A.R. Bell, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **182** (1978) 147
- [78] W. Bell et al., *Z. Phys. C* **27** (1985) 191
- [79] I.A. Belolapnikov et al., (BAIKAL-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **1** (1995) 742
- [80] H.U. Bengtssen, T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Com.* **46** (1987) 43
- [81] V.S. Berezhinskiĭ et al., *Astrophysics of Cosmic Rays, North-Holland* (1990)
- [82] Ch. Berger et al., (Fréjus-Kollaboration), *Nucl. Instr. and Meth. A* **262** (1987) 463

- [83] D. Bernard et al., (UA4-Kollaboration), *Phys. Lett.* **166B** (1986) 459
- [84] K. Bernlöhner, *Die CRT-Projektstudie auf La Palma und ihre Ergebnisse im Hinblick auf die Zusammensetzung der ultrahochenergetischen kosmischen Teilchenstrahlung, Habilitationsschrift, Universität Heidelberg* (1995)
- [85] K. Bernlöhner et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **369** (1996) 284 & 293
- [86] H.A. Bethe, *Phys. Rev.* **89** (1953) 1256
- [87] P. Bhattacharjee et al., *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 567
- [88] P.L. Biermann, P.A. Strittmatter, *Astrophys. J.* **322** (1987) 643
- [89] D.J. Bird et al., (Fly's Eye-Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3401
- [90] D.J. Bird et al., (Fly's Eye-Kollaboration), *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary 2* (1993) 38
- [91] D.J. Bird et al., (HIRES-Kollaboration), *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary 2* (1993) 458
- [92] D.J. Bird et al., (Fly's Eye-Kollaboration), *Astrophys. J.* **424** (1994) 491
- [93] J.D. Bjorken, L.D. McLerran, *Phys. Rev. D* **20** (1979) 2353
- [94] J.D. Bjorken, *Int. J. Mod. Phys. A* **7** (1992) 4189
- [95] R.D. Blandford, J.P. Ostriker, *Astrophys. J.* **221** (1978) L29
- [96] R.D. Blandford, D. Eichler, *Phys. Rep.* **154** (1987) 1
- [97] M.M. Block, R.N. Cahn, *Rev. Mod. Phys.* **57** (1985) 563
- [98] M.M. Block et al., *Phys. Lett. B* **252** (1990) 481
- [99] P. Blüm et al., *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Primärbericht 14.02.01P29A* (1988) unveröffentlicht
- [100] G. Bocquet et al., (UA1-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **366** (1996) 434
- [101] J.P. Bondorf et al., *Phys. Rep.* **257** (1995) 133
- [102] K. Boothby et al., (DICE-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom 3* (1995) 444 & *Nucl. Instr. and Meth. A* (1996) in Vorbereitung
- [103] K. Boothby et al., (DICE-Kollaboration), *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B* (1997) 166
- [104] F.W. Bopp et al., *Phys. Rev. D* **33** (1986) 1867
- [105] F.W. Bopp, *Kerne, Hadronen und Elementarteilchen, Teubner, Stuttgart* (1989)
- [106] F.W. Bopp et al., *Z. Phys. C* **51** (1991) 99
- [107] F.W. Bopp et al., *Phys. Rev. D* **49** (1994) 3236
- [108] K.G. Boreskov, A.B. Kaidalov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48** (1988) 367
- [109] A. Borione et al., (CASA-MIA-Kollaboration), *Nucl. Instr. and Meth. A* **346** (1994) 329
- [110] S. Bottai et al., (NESTOR-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom 1* (1995) 1080
- [111] M.F. Bourdeau et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **6** (1980) 901
- [112] M. Bozzo et al., (UA4-Kollaboration), *Phys. Lett.* **B147** (1984) 392
- [113] A. Breakstone et al., *Phys. Lett.* **B183** (1987) 227
- [114] T.H. Burnett et al., (JACEE-Kollaboration), *Phys. Rev. D* **35** (1987) 824
- [115] N. Cabibbo, A. Maksymowicz, *Phys. Lett.* **9** (1964) 352 & *Phys. Lett.* **11** (1964) 360 & *Phys. Lett.* **14** (1965) 72
- [116] X. Campi et al., *Phys. Lett.* **138B** (1984) 353
- [117] J.N. Capdevielle, *Proc. V<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Lodz 1* (1987)
- [118] J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **15** (1989) 909
- [119] J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **16** (1990) 1539
- [120] J.N. Capdevielle et al., (KASCADE-Kollaboration), *Proc. 22<sup>nd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Dublin 4* (1991) 405
- [121] J.N. Capdevielle, T. Thouw, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** (1992) L43
- [122] J.N. Capdevielle et al., *Proc. VII<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Ann Arbor, ed. L. Jones, AIP Conference Proceedings 276* (1992) 545
- [123] J.N. Capdevielle et al., *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA, Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 4998* (1992)
- [124] J.N. Capdevielle, *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B* (1997) 146



- [125] A. Capella, A.B. Kaidalov, *Nucl. Phys. B* **111** (1976) 477
- [126] A. Capella, J. Tran Thanh Van, *Phys. Lett.* **93B** (1980) 146
- [127] A. Capella, J. Tran Thanh Van, *Z. Phys. C* **10** (1981) 249
- [128] A. Capella et al., *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2015
- [129] A. Capella, *Report LPTHE Orsay* **91/53** (1991)
- [130] A. Capella et al., *Nucl. Phys. A* **525** (1991) 493c
- [131] A. Capella et al., *Phys. Rep.* **236** (1994) 225
- [132] A. Capone et al., (NESTOR-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **1** (1995) 836
- [133] R. Castaldi, G. Sanguinetti, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35** (1985) 351
- [134] M. Catanese et al., (CASA-MIA-Kollaboration), *Astrophys. J.* **469** (1996) 572
- [135] M.F. Cawley et al., *Experimental Astron.* **1** (1990) 173
- [136] C.J. Cesarsky, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18** (1980) 289
- [137] C.J. Cesarsky, *Proc. 20<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Moscow* **8** (1987) 87
- [138] P. Chardonnet et al., *Astrophys. J.* **454** (1995) 774
- [139] N. Chiba et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **311** (1992) 338
- [140] A. Chilingarian et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 237
- [141] A. Chilingarian et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 240
- [142] T.T. Chou, C.N. Yang, *Phys. Rev. D* **32** (1985) 1692
- [143] T.T. Chou et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 510
- [144] L.M. Chounet et al., *Phys. Rep.* **4** (1972) 199
- [145] M. Ciafaloni et al., *Nucl. Phys. B* **98** (1975) 472 & 493
- [146] S. Colgate, *Vortrag beim Auger Workshop, Fermilab* (1995) unveröffentlicht
- [147] P.D.B. Collins, A.D. Martin, *Hadron Interactions, Adam Hilger, Bristol* (1984)
- [148] A.H. Compton, I.A. Getting, *Phys. Rev.* **47** (1935) 817
- [149] R. Cowsik, L.W. Wilson, *Proc. 13<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Denver* **1** (1973) 500
- [150] J.W. Cronin et al., *Phys. Rev. D* **11** (1975) 3105
- [151] J.W. Cronin et al., (AUGER-Kollaboration), *The Pierre Auger Project, Design Report, Fermilab* (1995)
- [152] H.Y. Dai et al., *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2** (1995) 672
- [153] T. Deckers et al., (HEGRA-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2** (1995) 319
- [154] C. De Marzo et al., *Phys. Rev. D* **26** (1982) 1019
- [155] M. Derrick et al., (ZEUS-Kollaboration), *Phys. Lett. B* **293** (1992) 465
- [156] M. Derrick et al., (ZEUS-Kollaboration), *Z. Phys. C* **65** (1995) 379
- [157] H. de Vries et al., *Atomic Nucl. Data Tables* **36** (1987) 495
- [158] T. Doi et al., *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2** (1995) 685
- [159] P. Doll et al., (KASCADE-Kollaboration), *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, Kernforschungs-zentrum Karlsruhe KfK* **4686** (1990)
- [160] P. Doll et al., (KASCADE-Kollaboration), *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **14A** (1990) 336
- [161] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *Phys. Lett. B* **296** (1992) 227
- [162] L.O. Drury, *Rep. Prog. Phys.* **154** (1983) 973
- [163] D.W. Duke, J.F. Owens, *Phys. Rev. D* **30** (1984) 49
- [164] L. Durand, H. Pi, *Phys. Rev. D* **38** (1988) 78
- [165] R.J. Eden et al., *The Analytic S-Matrix, Cambridge University Press* (1966)
- [166] N.N. Efimov et al., *Proc. Int. Symp. on Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, eds. M. Nagano, F. Takahara, *World Scientific* (1990) 20
- [167] K. Eggert, C. Taylor, *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 278

- [168] E.J. Eichten et al., *Rev. Mod. Phys.* **56** (1984) 579
- [169] J. Engel et al., *Phys. Rev. D* **46** (1992) 5013
- [170] J.J. Engelman et al., *Astron. Astrophys.* **233** (1990) 96
- [171] D. Everett et al., *Nucl. Phys. B* **73** (1974) 440
- [172] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1169
- [173] A. Ferrari, P.R. Sala, *GEANT Hadronic Event Generators: a comparison at the single interaction level, ATLAS internal note PHYS-No-086* (1996)
- [174] A. Ferrari et al., *Z. Phys. C* **70** (1996) 413
- [175] A. Ferrari et al., *Z. Phys. C* **71** (1996) 75
- [176] H. Fesefeldt, *The Simulation of Hadronic Showers -Physics and Application-, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule, Aachen PITHA 85/02* (1985)
- [177] C.E. Fichtel, J. Linsley, *Astrophys. J.* **300** (1986) 474
- [178] R.D. Field, R.P. Feynman, *Nucl. Phys. B* **136** (1978) 1
- [179] R.S. Fletcher, *Phys. Rev. D* **46** (1993) 187
- [180] R.S. Fletcher et al., *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5710
- [181] V. Fonseca et al., (HEGRA-Kollaboration) *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom 1* 1995 470
- [182] C. Forti et al., *Phys. Rev. D* **42** (1990) 3668
- [183] S. Frederiksson et al., *Phys. Rep.* **144** (1987) 187
- [184] H.T. Freudenreich et al., *Phys. Rev. D* **41** (1990) 2732
- [185] W.A. Friedman, *Phys. Rev. C* **42** (1990) 667
- [186] M. Froissart, *Phys. Rev.* **123** (1961) 1053
- [187] M. Gazdzicki, O. Hansen, *Nucl. Phys. A* **528** (1991) 754
- [188] J.J. Gaimard, *Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt GSI-90-27* (1990)
- [189] T.K. Gaisser, F. Halzen, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1754
- [190] T.K. Gaisser et al., *Phys. Rev. D* **36** (1987) 1350
- [191] T.K. Gaisser, T. Stanev, *Phys. Lett. B* **219** (1989) 375
- [192] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press* (1990)
- [193] T.K. Gaisser et al., *Phys. Rev. D* **47** (1993) 1919
- [194] T.K. Gaisser et al., (SPASE-2-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom 1* (1995) 938
- [195] M. Garcia-Munoz et al., *Astrophys. J.* **217** (1977) 859
- [196] M. Garcia-Munoz et al., *Astrophys. J. Suppl.* **64** (1987) 269
- [197] *GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library, CERN* (1993)
- [198] C. Geich-Gimbel, *Int. J. Mod. Phys. A* **4** (1989) 1527
- [199] G. Giacomelli, *Phys. Rep.* **23C** (1976) 123
- [200] M. Giffon, E. Predazzi, *Riv. Nuovo Cimento* **7** (1984) 1
- [201] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatskiĭ *The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press* (1964)
- [202] R.J. Glauber, G. Matthiae, *Nucl. Phys. B* **21** (1970) 135
- [203] A.S. Goldhaber, *Phys. Lett.* **53B** (1974) 306
- [204] J.A. Goodman et al., *Phys. Rev. D* **19** (1979) 2572
- [205] J.A. Goodman et al., *Phys. Rev. D* **26** (1982) 1043
- [206] Ph. Goret et al., *Astron. Astrophys.* **270** (1993) 401
- [207] Ph. Goret, *Proc. Int. Workshop 'Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector III', Tokyo* (1994) 359
- [208] K. Goulianos, *Phys. Rep.* **101** (1983) 169
- [209] K. Goulianos, *Comments Nucl. Part. Phys.* **17** (1987) 195
- [210] K. Greisen, *Prog. Cosmic Ray Physics* **3** (1956) 1
- [211] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748
- [212] L.V. Gribov et al., *Phys. Rep.* **100** (1983) 1

- [213] P.K.F. Grieder, *Simulation in Space and Time of the Nuclear Active and Muon Components in Extensive Air Showers for Primary Energies from  $10^5$  to  $10^7$  GeV*, Habilitationsschrift, Universität Bern (1970)
- [214] P.K.F. Grieder, *Proc. 16<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Kyoto* **9** (1979) 161
- [215] J.E. Gunn, J.P. Ostriker, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 729
- [216] M. Gupta, W.R. Webber, *Astrophys. J.* **340** (1989) 1124
- [217] R. Hagedorn, *Rev. Nuovo Cim.* **6** (1983) 1
- [218] F. Halzen et al., *Phys. Rev. D* **52** (1995) 3890
- [219] R. Hamatsu et al., *Nucl. Phys. B* **123** (1977) 189
- [220] K. Hänssgen, S. Ritter, *Comp. Phys. Comm.* **31** (1984) 411
- [221] N. Hayashida et al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3491
- [222] D. Heck, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Primärbericht 14.01.01P230* (1988) unveröffentlicht
- [223] D. Heck et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **4** (1993) 60
- [224] D. Heck et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 139
- [225] V.F. Hess, *Physik. Zeitschr.* **XIII** (1912) 1084
- [226] A.M. Hillas, *Proc. 17<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Paris* **8** (1981) 193 & *Simulation of EAS Development on a Micro-Computer, Haverah-Park Note* (1984) unveröffentlicht
- [227] A.M. Hillas, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **8** (1982) 1461 & *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **8** (1982) 1475
- [228] A.M. Hillas, *Nature* **312** (1984) 50
- [229] A.M. Hillas, *Proc. 19<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, La Jolla* **9** (1985) 407
- [230] A.M. Hillas, *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **1** (1995) 270
- [231] M. Honda et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 525
- [232] J. Hüfner et al., *Phys. Rev. C* **12** (1975) 1888
- [233] V. Innocente et al., *Phys. Lett. B* **169** (1989) 285
- [234] I.P. Ivanenko et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 17
- [235] S. Jadach, *Comp. Phys. Comm.* **9** (1975) 297
- [236] F. James, *A Review of Pseudorandom Number Generators, CERN Report DD/88-22* (1988)
- [237] C. Jarlskog, *Nucl. Phys.* **75** (1966) 659
- [238] L. Jauneau, *Methods in Subnuclear Physics, ed. M. Nikolić, Gordon & Breach, New York* **III** (1969) 123
- [239] A.B. Kaidalov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **33(5)** (1981) 733
- [240] A.B. Kaidalov, *Phys. Lett.* **116B** (1982) 459
- [241] A.B. Kaidalov, K.A. Ter-Martirosyan, *Phys. Lett.* **117B** (1982) 247
- [242] A.B. Kaidalov, K.A. Ter-Martirosyan, *Sov. J. Nucl. Phys.* **39** (1984) 979
- [243] A.B. Kaidalov et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **43** (1986) 822
- [244] A.B. Kaidalov, O.I. Piskunova, *Z. Phys. C* **30** (1986) 145
- [245] A.B. Kaidalov, *Nucl. Phys. A* **525** (1991) 39c
- [246] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **50** (1989) 315
- [247] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, *Phys. At. Nucl.* **56** (1993) 346
- [248] N.N. Kalmykov et al., *Bull. Russ. Acad. Sci. (Physics)* **58** (1994) 1966
- [249] N.N. Kalmykov et al., *Physics of Atomic Nuclei* **58** (1995) 1728
- [250] N.N. Kalmykov et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 17
- [251] K. Kamata, J. Nishimura, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **6** (1958) 93
- [252] A. Karle, *Entwicklung eines neuartigen atmosphärischen Tscherenkowdetektors und Messung an hochenergetischer Kosmischer Strahlung zwischen 15 und 1000 TeV, Max-Planck-Institut für Physik, München MPI-PhE/94-17* (1994)
- [253] A. Karle et al., *Astroparticle Physics* **3** (1995) 321
- [254] K. Kasahara, *A technique for reducing the computational time of electron-photon cascade shower simulation, Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo ICRR 217-90-10* (1990) 1

- [255] K. Kasahara, S. Torii, *A subroutine package for the fast simulation of air showers and response of surface detectors, Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo ICRR 217-90-10* (1990) 11
- [256] J. Kempa et al., *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom 2* (1995) 681
- [257] A.D. Kerrick et al., *Astrophys. J. Lett.* **438** (1995) L59
- [258] L.J. Kewley et al., *Astroparticle Physics* **5** (1996) 69
- [259] G.B. Christiansen et al., *Astroparticle Physics* **2** (1994) 127
- [260] D.B. Kieda, *Astroparticle Physics* **4** (1995) 133
- [261] T. Kifune et al., *Astrophys. J. Lett.* **438** (1995) L91
- [262] T. Kinoshita, A. Sirlin, *Phys. Rev.* **107** (1957) 593
- [263] H.O. Klages et al., (KASCADE-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom 1* (1995) 946
- [264] H.O. Klages et al., (KASCADE-Kollaboration), *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 92
- [265] A. Klar, J. Hüfner, *Phys. Rev. D* **31** (1985) 491
- [266] J. Knapp, D. Heck, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Manual, Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 5196 B* (1993)
- [267] J. Knapp et al., *Comparison of Hadronic Interaction Models Used in Air Shower Simulations and of their Influence on Shower Development and Observables, Forschungszentrum Karlsruhe FZKA 5828* (1996)
- [268] J. Knapp et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 136
- [269] Z. Koba et al., *Nucl. Phys. B* **40** (1972) 317
- [270] A. Konopelko et al., (HEGRA-Kollaboration), *Astroparticle Physics* **4** (1996) 199
- [271] B.Z. Kopeliovitch et al., *Phys. Rev. D* **39** (1988) 769
- [272] K. Koyama et al., *Nature* **378** (1995) 255
- [273] F. Krennrich, *Proc. Int. Workshop 'Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector III', Tokyo* (1994) 71
- [274] G.F. Krymskiĭ, *Sov. Phys. Dokl.* **22** (1977) 327
- [275] M. Kutschera, K. Werner, *Z. Phys. C* **45** (1989) 91
- [276] P.O. Lagage, C.J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* **125** (1983) 249
- [277] L. Landau, I. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **92** (1953) 535  
L. Landau, I. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **92** (1953) 735  
englische Version in *Collected Papers of L.D. Landau*, ed. D. Ter Haar, Pergamon Press (1965) p. 586 und p. 589
- [278] C.M.G. Lattes et al., *Proc. 13<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Denver 1* (1973) 2671
- [279] C.M.G. Lattes et al., *Phys. Rep.* **65** (1980) 151
- [280] M.A. Lawrence et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17** (1991) 733
- [281] J.G. Layter et al., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 316
- [282] J.G. Learned et al., (DUMAND-Kollaboration), *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary 4* (1993) 515
- [283] P. Lipari, T. Stanev, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 3543
- [284] L.N. Lipatov, *Phys. Lett. B* **251** (1990) 284
- [285] S.Y. Lo, *Geometrical Pictures in Hadronic Collisions, A Reprint Volume, World Scientific* (1987)
- [286] M. Locher, *Untersuchung von Hadronschauern bis 10 TeV und Messung der Inelastizität in der hadronischen Wechselwirkung, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe* (1995) unveröffentlicht
- [287] W. Lohmann et al., *Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV, CERN Report EP/85-3* (1985)
- [288] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics Vol. 1, Cambridge University Press* (1992)
- [289] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics Vol. 2, Cambridge University Press* (1994)
- [290] N. Lund, *Cosmic Abundances of Matter, ed. C.J. Waddington, AIP Conf. Proc.* **183** (1989) 111
- [291] G. Marsaglia, A. Zaman, *Florida State University Report FSU-SCRI-87-50* (1987)
- [292] A.D. Martin et al., *Phys. Rev. D* **47** (1993) 867
- [293] W.H. Matthaeus et al., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1449

- [294] M. Meneguzzi, *Nature Physical Science* **241** (1973) 100
- [295] R.A. Mewaldt, W.R. Webber, *Proc. 21<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Adelaide* **3** (1990) 432
- [296] H.H. Mielke et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20** (1994) 637
- [297] H.H. Mielke et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **360** (1995) 367
- [298] A.B. Migdal, *Phys. Rev.* **103** (1956) 1811
- [299] A. Misaki et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **33A,B** (1993) 192
- [300] K. Mitsui et al., *Astroparticle Physics* **3** (1995) 125
- [301] P.C. Mock et al., (AMANDA-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **1** (1995) 758
- [302] H.-J. Möhring et al., *Z. Phys. C* **27** (1985) 419
- [303] H.-J. Möhring, J. Ranft, *Z. Phys. C* **52** (1991) 643
- [304] H.-J. Möhring et al., *Phys. Rev. D* **47** (1993) 4142
- [305] H.-J. Möhring et al., *Phys. Rev. D* **47** (1993) 4146
- [306] B. Müller, X.N. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2437
- [307] D. Müller et al., *Astrophys. J.* **374** (1991) 356
- [308] M. Nagano et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** (1992) 423
- [309] C.E. Navia et al., *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5732
- [310] W.R. Nelson et al., *The EGS4 code system, Stanford Linear Accelerator Center SLAC* **265** (1985)
- [311] B. Nilsson-Almqvist et al., *Comp. Phys. Comm.* **43** (1987) 387
- [312] P.L. Nolan et al., *Astrophys. J.* **459** (1996) 100
- [313] L.F. Olivera et al., *Phys. Rev. C* **19** (1979) 826
- [314] S. Ostapchenko, *persönliche Mitteilung* (1996)
- [315] S. Ostapchenko et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 3
- [316] S. Ostapchenko et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 113
- [317] O. Palamara et al., (MACRO-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2** (1995) 689
- [318] D. Petermann et al., *Z. Phys. C* **54** (1992) 683
- [319] B. Peters, N.J. Westergaard, *Astrophys. Sp. Sci.* **48** (1977) 21
- [320] H. Pi, *Comp. Phys. Comm.* (1996) im Druck
- [321] R. Plaga et al., (HEGRA-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2** (1995) 693
- [322] A.V. Pljasheshnikov et al., *Proc. 16<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Kyoto* **7** (1979) 13
- [323] I.Y. Pomeranchuk, *Sov. Phys. JETP* **7** (1958) 499
- [324] L. Popova, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **10** (1983) 243
- [325] L. Popova, *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 143
- [326] R.J. Protheroe, P.A. Johnson, *Astroparticle Physics* **4** (1996) 253
- [327] M. Punch et al., *Nature* **358** (1992) 477
- [328] E. Quercigh, *Nucl. Phys. A* **566** (1994) 321c
- [329] J. Quinn et al., *Astrophys. J. Lett.* **456** (1996) L83
- [330] J. Rachen, P.L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **272** (1993) 161
- [331] J. Rachen, T. Stanev, P.L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **273** (1993) 377
- [332] R. Ramaty et al., *Astrophys. J.* **456** (1996) 525
- [333] J. Ranft, S. Ritter, *Z. Phys. C* **27** (1985) 413
- [334] J. Ranft, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 1842
- [335] J. Ranft, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 64 & *DPMJET-II Sampling of hadron-hadron, hadron-nucleus and nucleus-nucleus interactions according to the dual parton model, CERN-Report* (1995) unveröffentlicht
- [336] J. Ranft, *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996*, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 120

- [337] C. Rebbi, *Phys. Rep.* **12** (1974) 1
- [338] H. Reeves et al., *Nature* **226** (1970) 727
- [339] J.R. Ren et al., *Phys. Rev. D* **38** (1988) 1417
- [340] P.T. Reynolds et al., *Astrophys. J.* **404** (1993) 206
- [341] S. Ritter, J. Ranft, *Acta Phys. Pol. B* **11** (1980) 259
- [342] S. Ritter, *Comp. Phys. Comm.* **31** (1984) 393
- [343] R.G. Roberts, *The Structure of the Proton*, Cambridge University Press (1990)
- [344] S. Roesler et al., *Z. Phys. C* **59** (1993) 481
- [345] C.E. Rolfs, W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, University of Chicago Press (1988)
- [346] G.E. Romero et al., *Astroparticle Physics* (1996) in press
- [347] J.L. Rosner, *Detection of the RF pulse associated with cosmic ray air showers*, Preprint hep-ex/9508011 (1995)
- [348] M.J. Ryan et al., *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 985
- [349] H. Sakuyama et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **4** (1993) 355
- [350] M. Samorsky, W. Stamm, *Astrophys. J. Lett.* **268** (1983) L17
- [351] G. Schatz, *Jahresbericht*, eds. J. Knapp & H. Rebel, Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 5027 (1992) 32
- [352] G. Schatz, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Primärbericht 14.03.04P02D* (1989) unveröffentlicht
- [353] G. Schatz et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20** (1994) 1267
- [354] G. Schatz, *persönliche Mitteilung* (1996)
- [355] J. Scherk, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975) 123
- [356] H.R. Schmidt, J. Schukraft, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **19** (1993) 1705
- [357] M. Schubnell et al., *Proc. Second Compton Symposium, College Park, Maryland, USA, 1993, AIP Conference Proceedings* **304** (1994) 597
- [358] S. Sciutto, *persönliche Mitteilung* (1996)
- [359] W.T. Scott, *Rev. Mod. Phys.* **35** (1963) 231
- [360] M.M. Shapiro, R. Silberberg, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **20** (1970) 323
- [361] M.M. Shapiro, *Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium*, eds. M.M. Shapiro et al., *NATO ASI Series C* **337** (1991) 1
- [362] P. Shaver, *Aust. J. Phys.* **44** (1991) 759
- [363] G. Sigl et al., *Astroparticle Physics* **2** (1994) 401
- [364] R. Silberberg et al., *Composition and Origin of Cosmic Rays*, ed. M.M. Shapiro, *NATO ASI Series C* **107** (1983) 321
- [365] J.A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983) 323
- [366] G. Sinnis, (MILAGRO-Kollaboration), *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **43** (1995) 141
- [367] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74
- [368] H. Sorge et al., *Nucl. Phys. A* **498** (1989) 567c
- [369] J. Spitzer, *persönliche Mitteilung* (1988)
- [370] T. Stanev et al., *Phys. Rev. D* **32** (1985) 1244
- [371] T. Stanev et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3056
- [372] R.M. Sternheimer et al., *Phys. Rev.* **103** (1956) 511
- [373] R.M. Sternheimer et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **30** (1984) 261
- [374] S.P. Swordy, *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers*, eds. D.A. Leahy et al., *World Scientific* (1993) 243
- [375] S.P. Swordy, *persönliche Mitteilung* (1997)
- [376] S.P. Swordy, *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2** (1995) 697
- [377] A.P. Szabo, R.J. Protheroe, *Astroparticle Physics* **2** (1994) 375
- [378] T. Tanimori et al., *Astrophys. J. Lett.* **429** (1994) L61

- [379] M. Teshima, *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers, eds. D.A. Leahy et al., World Scientific* (1993) 257
- [380] The ISR Staff, *Phys. Lett.* **34B** (1971) 425
- [381] The Staff of the CERN Proton-Antiproton Project, *Phys. Lett.* **107B** (1981) 306
- [382] W. Thomé et al., *Nucl. Phys. B* **129** (1977) 365
- [383] D.J. Thompson et al., *Astrophys. J. Suppl.* **101** (1995) 259
- [384] H. Ulrich, *Untersuchungen von atmosphärischen Einflüssen auf ausgedehnte Luftschauer, Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1997) unveröffentlicht
- [385] P. Vallania et al., (EAS-TOP und MACRO-Kollaboration), *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom 2* (1995) 710
- [386] G. Veneziano, *Nucl. Phys. B* **74** (1974) 365
- [387] G. Veneziano, *Nucl. Phys. B* **117** (1976) 519
- [388] S.N. Vernov et al., *Proc. 16<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Kyoto 8* (1979) 129
- [389] H.J. Völk, *Proc. 20<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Moscow 7* (1987) 157
- [390] H.J. Völk, P.L. Biermann, *Astrophys. J. Lett.* **333** (1988) L65
- [391] B. Vulpesu et al., *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B* (1997) 195
- [392] J. Waddington et al., *GOAL report of the NASA cosmic ray program working group* (1992)
- [393] W. Wallraff, *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B* (1997) 272
- [394] X.N. Wang, *Phys. Rev. D* **43** (1991) 104
- [395] X.N. Wang, M. Gyulassy, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 3501
- [396] X.N. Wang, M. Gyulassy, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 844
- [397] X.N. Wang, M. Gyulassy, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 1480
- [398] T.C. Weekes, *Bull. Am. Astr. Soc.* **185** (1994) #60.01
- [399] J.P. Wefel, *Proc. IUPAP/IAU Symp. No. 94 on the Origin of Cosmic Rays, eds. G. Setti et al.,* (1981) 39
- [400] J.P. Wefel, *Cosmic Rays, Supernovæ and the Interstellar Medium, eds. M.M. Shapiro et al., NATO ASI Series C 337* (1991) 29
- [401] K. Werner, *Phys. Lett. B* **197** (1987) 225
- [402] K. Werner, *Z. Phys. C* **38** (1988) 193
- [403] K. Werner, *Phys. Lett. B* **208** (1988) 520
- [404] K. Werner, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1050
- [405] K. Werner, *Phys. Rev. D* **39** (1989) 780
- [406] K. Werner, *Z. Phys. C* **42** (1989) 85
- [407] K. Werner, *Phys. Lett. B* **219** (1989) 111
- [408] K. Werner, M. Kutschera, *Phys. Lett. B* **220** (1989) 243
- [409] K. Werner, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2460
- [410] K. Werner, P. Koch, *Z. Phys. C* **47** (1990) 215 & 255
- [411] K. Werner, P. Koch, *Phys. Lett. B* **242** (1990) 251
- [412] K. Werner, *Nucl. Phys. A* **525** (1991) 501c
- [413] K. Werner, *Nucl. Phys. A* **544** (1992) 593c
- [414] K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87
- [415] J. Whitmore et al., *Phys. Rep.* **10** (1974) 273
- [416] B. Wiebel, *Chemical composition in high energy cosmic rays, Bergische Universität Wuppertal WUB 94-08* (1994)
- [417] J.A. Wrotniak, *SHOWERSIM 84, University of Maryland, UMCP Report PP85-191* (1985) unveröffentlicht
- [418] J.A. Wrotniak, G.B. Yodh, *Proc. 19<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, La Jolla 6* (1985) 56
- [419] J.A. Wrotniak, G.B. Yodh, *Proc. 19<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, La Jolla 7* (1985) 12

- [420] V.I. Yakovlev, *Proc. VI<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Ann Arbor, ed. L. Jones, AIP Conference Proceedings* **276** (1992) 154
- [421] G.B. Yodh et al., *Phys. Rev. D* **27** (1983) 1183
- [422] G.B. Yodh, *Proc. IX<sup>th</sup> Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996, eds. H. Rebel, G. Schatz, J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 264
- [423] S. Yoshida et al., *Astroparticle Physics* **3** (1995) 105
- [424] G.T. Zatsepin, V.A. Kuz'min, *JETP Lett.* **4** (1966) 78
- [425] V.I. Zatsepin et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 13



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Energiespektrum der kosmischen Strahlung. . . . .	6
2.2	Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung. . . . .	8
3.1	Schema eines Luftschauers . . . . .	23
3.2	Luftschauer der Energie $10^{14}$ eV . . . . .	24
3.3	Zerfall und Wechselwirkung von $\pi^\pm$ - und $K^\pm$ -Mesonen . . . . .	27
4.1	Elastische $p$ - $p$ -Streuquerschnitte als Funktion von $s$ und $t$ . . . . .	35
4.2	Elastische Streuung als Summe aus elastischen und inelastischen Prozessen . . . . .	37
4.3	Totale und elastische Wirkungsquerschnitte für $p$ - $p$ - und $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen . . . . .	38
4.4	Totale und elastische Wirkungsquerschnitte für $\pi^+$ - $p$ - und $\pi^-$ - $p$ -Reaktionen . . . . .	38
4.5	Totale und elastische Wirkungsquerschnitte für $K^+$ - $p$ - und $K^-$ - $p$ -Reaktionen . . . . .	39
4.6	Form der Proton-Profilfunktion $F(b)$ für verschiedene Energien . . . . .	40
4.7	Wechselwirkungstypen . . . . .	41
4.8	Verteilung der diffraktiven Masse in 275 GeV $p$ - $d$ -Kollisionen . . . . .	42
4.9	Multiplizitätsverteilungen nach der KNO- und der negativen Binomialverteilung . . . . .	44
4.10	Teilchen- und Energiedichte im Rapiditätsraum für $\bar{p}$ - $p$ -Stöße bei verschiedenen Projektilenergien . . . . .	46
4.11	Bruchteil der Energie im Rapiditätsbereich $y < y_c$ für $\bar{p}$ - $p$ -Reaktionen unterschiedlicher Energie . . . . .	47
4.12	Transversalimpulsverteilung von Kaonen aus $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei $E_{\text{cm}} = 540$ GeV . . . . .	48
4.13	Proton-Kern-Stoß im Glauber-Modell . . . . .	54
4.14	Kern-Kern-Stoß im Glauber-Modell . . . . .	55
4.15	Ladungs- und Ortsverteilung der Nukleonen in einem $^{40}\text{Ar}$ -Kern und Ladungsverteilung des Protons . . . . .	57
5.1	Resonanzprozeß und Teilchenaustausch . . . . .	61

5.2	Austausch eines Gluon-Netzes . . . . .	62
5.3	Leiter- und Kammdiagramme als Schemata für Pomeron-Austausch und Teilchenproduktion . . . . .	64
5.4	Planares und zylindrisches Diagramm mit Gluonen und Quarkschleifen . . . . .	68
5.5	Aufgetrenntes planares und zylindrisches Diagramm . . . . .	69
5.6	Graphen mit Pomeron-Pomeron-Kopplung . . . . .	69
6.1	Inelastische Wirkungsquerschnitte für Proton-, Pion- und Kaon-Stöße mit Protonen im CORSIKA-Programm . . . . .	72
6.2	Inelastische Wirkungsquerschnitte für Proton-, Pion- und Kaon-Stöße mit Protonen im CORSIKA-Programm, verglichen mit Parametrisierungen experimenteller Ergebnisse . . . . .	73
6.3	Wirkungsquerschnitte für inelastische $p$ -, $He$ -, $O$ - und $Fe$ -Stöße mit Luft im CORSIKA-Programm . . . . .	73
6.4	Inelastische Wirkungsquerschnitte für Proton-, Pion- und Kaon-Stöße mit Luft im CORSIKA-Programm . . . . .	75
6.5	Rapidityverteilung in HDPM . . . . .	78
6.6	Vier Arten des Einfach-Pomeron-Austausches . . . . .	94
6.7	Ereignis mit zweifachem NN-artigen Farbaustausch . . . . .	95
6.8	Doppelt-diffraktives Ereignis im Quarklinien-Diagramm . . . . .	95
6.9	Streuung eines Projektil-Protons an zwei Targetnucleonen . . . . .	97
6.10	Streuung eines Projektil-Protons an zwei Targetnucleonen im Quarklinienbild . . . . .	98
6.11	Streuung zweier Projektilnucleonen mit zwei Targetnucleonen . . . . .	99
6.12	Fortbewegung eines Jo-Jo-Strings und Aufbruch in zwei Teilstrings . . . . .	100
6.13	Stringfragmentation in AMOR und im Lund-Modell . . . . .	102
6.14	Aufbruch und Fusion von Strings . . . . .	103
6.15	Aufbruch und Fusion von Jo-Jo-Strings . . . . .	103
6.16	Grundlegende Graphen für $p$ - $\bar{p}$ -Reaktionen im DPMJET-Modell . . . . .	107
7.1	Splitting-Algorithmus in MOCCA . . . . .	112
8.1	Inelastische Wirkungsquerschnitte für Kollisionen von Protonen, Pionen und Kaonen mit Protonen . . . . .	118
8.2	Inelastische Wirkungsquerschnitte für Kollisionen von Protonen, Pionen und Kaonen mit Kernen der Luft . . . . .	118
8.3	Inelastische Proton-Luft-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie aus experimentellen Daten und den Modellen in CORSIKA . . . . .	120

8.4	Inelastische Proton-Luft-Wirkungsquerschnitte berechnet aus experimentellen Proton-Antiproton-Wirkungsquerschnitten . . . . .	120
8.5	Inelastische Wirkungsquerschnitte für Kollisionen von Protonen, Helium-, Sauerstoff- und Eisen-Kernen mit Luft . . . . .	122
8.6	Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen aus $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei $E_{cm} = 540$ GeV . . . . .	127
8.7	Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus $\bar{p}$ - $p$ Stößen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	127
8.8	Feynman- $x_F$ Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus nicht-diffraktiven Stößen von $10^{15}$ eV Antiprotonen mit Protonen . . . . .	129
8.9	Transversalimpulsverteilungen von Kaonen aus $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei $E_{cm} = 540$ GeV . . . . .	131
8.10	Transversalimpulsverteilungen von allen geladenen Teilchen aus $\bar{p}$ - $p$ -Stößen bei $E_{cm} = 540$ GeV . . . . .	131
8.11	Mittlere Transversalimpulse geladener Teilchen aus $\bar{p}$ - $p$ -Stößen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	132
8.12	Mittlere Energieanteile der Photonen aus nicht-diffraktiven Kollisionen von Antiprotonen mit Protonen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	132
8.13	Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen für $\bar{p}$ - $p$ -Stöße bei $E_{cm} = 53$ und $900$ GeV . . . . .	135
8.14	Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen aus nicht-diffraktiven Stößen von Antiprotonen mit Protonen bei $E_{cm} = 200$ und $1800$ GeV mit logarithmischer $dN/d\eta$ Achse . . . . .	135
8.15	Verteilungen der Zahl der wechselwirkenden Targetnukleonen in Stößen von $10^{15}$ eV Protonen mit Stickstoff-Kernen . . . . .	136
8.16	Feynman- $x_F$ Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus Stößen von $10^{15}$ eV Protonen mit Stickstoff-Kernen . . . . .	139
8.17	Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus $p$ - $N$ -Stößen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	140
8.18	Mittlere Transversalimpulse geladener Teilchen aus $p$ - $N$ -Reaktionen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	141
8.19	Mittlere Energieanteile von Photonen aus Kollisionen von Protonen mit Stickstoff-Kernen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	141
8.20	Feynman- $x_F$ Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus Stößen von $10^{13}$ eV $\pi^+$ mit Stickstoff-Kernen . . . . .	144
8.21	Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus Stößen von $\pi^+$ mit Stickstoff-Kernen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	146
8.22	Mittlere Energieanteile der Photonen aus Kollisionen von $\pi^+$ mit Stickstoff-Kernen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . .	146
8.23	Mittlere Verteilungen der Zahl der reagierenden Projektil- und Targetnukleonen in Kollisionen von $10^{15}$ eV Eisen-Kernen mit Stickstoff . . . . .	147

8.24 Mittlere Energieanteile von Photonen aus Kollisionen von Eisen-Kernen mit Stickstoff als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . . 149

8.25 Feynman- $x_F$  Verteilungen für Baryonen, Mesonen und Photonen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen mit Stickstoff . . . . . 151

8.26 Verteilungen der Multiplizität geladener Teilchen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Eisen-Kernen mit Stickstoff . . . . . 152

8.27 Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Stickstoff-Kernen mit Stickstoff . . . . . 152

8.28 Feynman- $x_F$  Verteilungen für Baryonen aus Kollisionen von  $10^{15}$  eV Stickstoff-Kernen mit Stickstoff . . . . . 153

8.29 Mittlere Multiplizitäten geladener Teilchen aus  $\bar{p}$ - $p$  Stößen als Funktion der Schwerpunktenenergie bis zu  $E_{\text{lab}} = 10^{19}$  eV . . . . . 153

8.30 Mittlere Transversalimpulse geladener Teilchen aus nicht-diffraktiven Kollisionen von Antiprotonen mit Protonen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . . 155

8.31 Mittlere Energieanteile der Photonen aus nicht-diffraktiven Kollisionen von Antiprotonen mit Protonen als Funktion der Schwerpunktenenergie . . . . . 155

8.32 Energiespektren von Myonen in Schauern von primären Protonen der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . . 158

8.33 Energiespektren von Baryonen in Schauern von primären Protonen der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . . 158

8.34 Energiespektren von geladenen Pionen in Schauern von primären Protonen der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . . 159

8.35 Longitudinale Verteilungen der Elektronenzahl aus Proton-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . . 160

8.36 Lateralverteilungen von Elektronen aus Proton-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV 161

8.37 Lateralverteilungen von Myonen aus Proton-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV 161

8.38 Myonzahlverteilungen aus Proton-Schauern der Energie  $10^{15}$  eV . . . . . 162

8.39 Energiespektren von Pionen in Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . 165

8.40 Energiespektren von Myonen in Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . 165

8.41 Longitudinalverteilungen von Elektronen in Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . . 166

8.42 Lateralverteilungen von Elektronen aus Eisen-Schauern der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV 167

8.43 Geglättete Konturen in der  $\log_{10} N_{\mu}$ - $\log_{10} N_e$ -Ebene für Proton- und Eisen-Schauer der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . . 168

8.44  $\langle \log_{10} N_{\mu} \rangle$  über  $\langle \log_{10} N_e \rangle$  für Proton- und Eisen-Schauer der Energie  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV . . . . . 168

A.1 Dichteverlauf in der Atmosphäre . . . . . 178

A.2	Ablaufdiagramm des CORSIKA-Programms . . . . .	180
A.3	Energieverlust von Myonen . . . . .	181
A.4	Cerenkovstrahlung als Funktion der atmosphärischen Tiefe . . . . .	183
A.5	Longitudinalentwicklung elektromagnetischer Schauer . . . . .	191
A.6	Lateralverteilung elektromagnetischer Schauer . . . . .	192
A.7	Photoproduktionsquerschnitt an Protonen . . . . .	194
A.8	Reichweitenberechnung für Myonen . . . . .	197

# Tabellenverzeichnis

2.1	Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung aus direkten Messungen. . . . .	9
4.1	Teilchenproduktion in nicht-diffraktiven $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen bei verschiedenen Energien .	50
4.2	Wahrscheinlichkeit von $k$ Stößen eines Protons in einem $^{14}\text{N}$ -Kern . . . . .	55
5.1	Gewichte $\sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$ für den Austausch von $m$ aufgetrennten Pomeronen . . . . .	67
6.1	Parameter zur Beschreibung von inelastischen Wirkungsquerschnitten im CORSIKA- Programm . . . . .	71
6.2	Ladungsaustauschreaktionen in Nukleon-Nukleon- bzw. Meson-Nukleon-Stößen . . .	80
6.3	Resonanzen und ihre Zerfallsmode . . . . .	81
8.1	Wichtigste Merkmale der untersuchten Wechselwirkungsmodelle . . . . .	117
8.2	Teilchenproduktion in $p$ - $p$ -Kollisionen bei $E_{\text{lab}} = 200$ GeV . . . . .	123
8.3	Teilchenproduktion in nicht-diffraktiven $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen . . . . .	124
8.4	Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus nicht- diffraktiven Stößen von $10^{15}$ eV Antiprotonen mit Protonen. . . . .	125
8.5	Energieanteile der einzelnen Gruppen von Sekundärteilchen aus nicht-diffraktiven Stößen von $10^{15}$ eV Antiprotonen mit Protonen . . . . .	126
8.6	Art des energiereichsten Sekundärteilchens aus nicht-diffraktiven Stößen von $10^{15}$ eV Antiprotonen mit Protonen . . . . .	126
8.7	Mittlere Transversalimpulse $\langle p_{\perp} \rangle$ für verschiedene Teilchenarten aus $\bar{p}$ - $p$ -Kollisionen bei $E_{\text{cm}} = 14, 200, 900$ und $4330$ GeV . . . . .	133
8.8	Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus Stößen von $10^{15}$ eV Protonen mit Stickstoff-Kernen . . . . .	137
8.9	Energieanteile der einzelnen Gruppen von Sekundärteilchen in Stößen von $10^{15}$ eV Protonen mit Stickstoff-Kernen . . . . .	137
8.10	Art des energiereichsten Sekundärteilchens aus Stößen von $10^{15}$ eV Protonen mit Stickstoff-Kernen . . . . .	138

8.11	Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus Stößen von $10^{13}$ eV $\pi^+$ mit Stickstoff-Kernen . . . . .	142
8.12	Energieanteile einzelner Gruppen von Sekundärteilchen aus Stößen von $10^{13}$ eV $\pi^+$ mit Stickstoff-Kernen . . . . .	143
8.13	Art des energiereichsten Sekundärteilchens aus Stößen von $10^{13}$ eV $\pi^+$ mit Stickstoff-Kernen (in %) . . . . .	143
8.14	Energieanteile der einzelnen Gruppen von Sekundärteilchen aus Stößen von $10^{15}$ eV Eisen-Kernen mit Stickstoff . . . . .	149
8.15	Mittlere Anzahlen von Sekundärteilchen und ihre Standardabweichungen aus Kollisionen von $10^{15}$ eV Eisen-Kernen mit Stickstoff . . . . .	150
8.16	Mittlere Teilchenzahlen am Beobachtungsniveau und ihre Standardabweichungen für Proton-Schauer der Energie $10^{14}$ und $10^{15}$ eV . . . . .	156
8.17	Mittlere Anzahlen von Myonen als Funktion der Energie in Proton-Schauern . . . . .	157
8.18	Mittlere Tiefe des Schauermaximums in Proton-Schauern der Energie $10^{14}$ und $10^{15}$ eV . . . . .	160
8.19	Mittlere Teilchenzahlen am Beobachtungsniveau und ihre Standardabweichungen für Eisen-Schauer der Energie $10^{14}$ und $10^{15}$ eV . . . . .	163
8.20	Mittlere Anzahlen von Myonen als Funktion der Energie in Eisen-Schauern . . . . .	164
8.21	Mittlere Tiefe des Schauermaximums in Eisen-Schauern der Energie $10^{14}$ und $10^{15}$ eV . . . . .	166
A.1	Teilchen in CORSIKA . . . . .	177
A.2	Parametrisierung der U.S. Standardatmosphäre in CORSIKA . . . . .	179
A.3	Produktion von instabilen Zwischenzuständen im ISOBAR-Modell . . . . .	184
A.4	Zerfallsmoden und Verzweigungsverhältnisse von Annihilationsreaktionen . . . . .	185
A.5	Zerfallsmoden und Verzweigungsverhältnisse von Reaktionen mit s-Quarks aus dem GHEISHA-Programm . . . . .	188
A.6	Vergleich von Teilchenzahlen und Schaueralter bei ISOBAR- und GHEISHA-Rechnungen . . . . .	189
A.7	Kaonzerfälle und ihre Verzweigungsverhältnisse . . . . .	198
A.8	Dalitz-Diagramm-Parameter für $K \rightarrow 3\pi$ . . . . .	199
A.9	Dalitz-Diagramm-Parameter für $K \rightarrow \pi + \ell + \nu$ . . . . .	200
A.10	Zerfallsmoden für das $\eta$ -Meson . . . . .	200
A.11	Zerfälle und Verzweigungsverhältnisse für Hyperonen . . . . .	201