Eine schnelle Simulation von Jets im H1 Detektor

von

René Schrader-Bölsche

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der

Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Januar 1998

angefertigt im
I.Physikalischen Institut

Referent : Prof. Dr. Christoph Berger

RWTH Aachen

René Schrader-Bölsche

I. Physikalisches Institut b/c

Turm 28 B 210

Sommerfeldstr. 14

52076 Aachen

Tel: 0241 80-7183

email: rene@physik.rwth-aachen.de

http://ibc.physik.rwth-aachen.de/~rene

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung

als die Sterne günstig standen und die Kräfte sich verbanden...

SUBWAY TO SALLY

1.1 Das Standard-Modell

Die Physik hat zwei große Teilbereiche, die eng miteinander verbunden sind. Der eine Bereich ist die Elementarteilchenphysik, die sich mit subatomaren Strukturen befaßt, und der andere Bereich ist die Kosmologie. Sie befaßt sich unter anderem mit der Entstehungsgeschichte des Universums. Es hat sich gezeigt, daß der Mikrokosmos und der Makrokosmos durch folgenden Ansatz verknüpft sind. Vor rund 10 Milliarden Jahren ist das uns bekannte Universum in einer gewaltigen Explosion entstanden und es herrschte zu diesem Zeitpunkt eine Temperatur von etwa 10^{30} Grad Celsius. Quarks und Leptonen hatten bei dieser immensen Temperatur eine so hohe Energie, daß die elementaren Kräfte zwischen ihnen nicht ausreichten, um sie aneinander zu binden, und somit konnten alle Teilchen als freie Teilchen angesehen werden. Erst als sich das Universum abkühlte, wurden sie stark genug. Diese Kräfte werden auch Wechselwirkungen genannt. Jede neue Einsicht in der Physik der Elementarteilchen gibt uns somit auch gleichzeitig neue Einblicke in die Frühgeschichte des Kosmos und deren Einfluß auf den heutigen Zustand der uns umgebenden Welt.

Symbol	Masse [m_P]	Wechsel-wirkung	elek. Ladung [e^-]	Farbladung	Spin [$\hbar$]
γ	0	EM	0	nein	1
$W^\pm$, Z	85, 97	W	∓ 1, 0	nein	1
g	0	S	0	ja	1
h	65-160	W	0	nein	0

Tabelle 1: Eichbosonen des Standard Modells [1]

Im Rahmen des Standard-Modells besteht aus heutiger Sicht die gesamte Materie aus drei Sorten elementarer Teilchen: den Leptonen, den Quarks und den Austauschteilchen. Als geladene Leptonen bezeichnet man des Elektron e, das Myon μ und das Tau τ. Hinzu kommen noch die zugehörigen ungeladenen Neutrinos ν_e, ν_μ und ν_τ. Diese sechs Teilchen bilden drei Generationen von Dubletts

$$\underbrace{\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}}_{\text{1. Generation}} \quad \underbrace{\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}}_{\text{2. Generation}} \quad \underbrace{\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}}_{\text{3. Generation}} \quad .$$

Fermion	Masse $[m_P]$	Wechsel-wirkung	elek. Ladung $[e^-]$	Farb-ladung	Spin $[\hbar]$
Leptonen					
e,μ, τ	1/1836; 1/9; 1.9	EM, W	1	nein	1/2
ν_e, ν_μ, ν_τ	$< 10^{-8}$; 1/3500; 1/30	W	0	nein	1/2
Quarks					
u,c,t	1/235; 1.6; 165	EM,W,S	2/3	ja	1/2
d,s,b	1/135; 1/6; 5.2	EM,W,S	-1/3	ja	1/2

Tabelle 2: Fundamentale Fermionen [1]

Zu jedem Lepton existiert noch das entsprechende Antiteilchen. Auch die Quarks lassen sich in drei Generationen von Dubletts gruppieren

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \mathbf{u}p \\ \mathbf{d}own \end{pmatrix}}_{\text{1. Generation}} \underbrace{\begin{pmatrix} \mathbf{c}harm \\ \mathbf{s}trange \end{pmatrix}}_{\text{2. Generation}} \underbrace{\begin{pmatrix} \mathbf{t}op \\ \mathbf{b}ottom \end{pmatrix}}_{\text{3. Generation}} .$$

Wie bei den Leptonen haben die Quarks auch ihr zugehöriges Antiteilchen, das Anti-Quark ($\bar{q}$). Zudem tritt jedes Quark und Antiquark in drei Farbladungen auf. Die Quantenfeldtheorie beschreibt jede Wechselwirkung durch den Austausch von Eichbosonen. So ist das Photon (γ) das Austauschteilchen für die elektromagnetische Kraft (EM) und die zwei geladenen W-Bosonen (W^+, W^-) und das neutrale Z-Boson sind die Austauschteilchen für die schwache Kraft[1] (W, engl: weak). Das Austauschteilchen der starken Kraft (S, engl: strong) ist das Gluon (g), von denen es im Standard-Modell acht Farbkombinationen gibt. Nebenbei sei noch bemerkt, daß die Existenz eines sogenannten Higgs-Teilchen (h) von der *Glashow–Salam-Weinberg*–Theorie vorausgesetzt wird. Es wird postuliert, um in die theoretischen Modelle die Massen(terme) einzufügen. In den Tabellen 1 und 2 sind diese Teilchen mit ihren wesentlichen physikalischen Eigenschaften noch einmal zusammengefaßt.

Um diese subatomaren Strukturen zu untersuchen, reichen optische Mikroskope nicht aus. Aber aus der Heisenbergschen Unschärferelation läßt sich ein Zusammenhang zwischen Energie und Auflösungsvermögen herleiten. Deshalb werden bei HERA hochenergetische Positronen[2] benutzt, um die Struktur von Protonen[3] auflösen zu können. Diese Positronen werden auf fast Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und

[1] Die geladenen W-Bosonen können zusätzlich noch mit Photonen wechselwirken.
[2] e^+, das Antiteilchen zum Elektron e^-
[3] Wasserstoffkern

erhalten eine kinetische Energie von 27.5 GeV. Diese Energie reicht aus, um Strukturen, die kleiner als ein Femtometer sind, zu untersuchen. Nach unserer heutigen Auffassung weist das Positron selbst keinerlei innere Struktur auf, und es kann somit als punktförmig interpretiert werden.

1.2 Monte-Carlo Methode

Eine Verfahren, das in der Hochenergiephysik angewandt wird, ist die sogenannte Monte-Carlo-Methode, kurz MC. Sie ist eine numerische Methode zur Lösung mathematischer Probleme mit Hilfe der Modellierung (Generierung) von Zufallsgrößen. Da analytische Verfahren selten anwendbar sind, wird ein Ausweg in numerischen Methoden gesucht. Für komplexe Probleme liefert daher die Monte-Carlo Methode hier eine sehr gute Hilfestellung. Sie ist in erster Linie durch die Leistungsfähigkeit der Computer begrenzt.

Eine Besonderheit dieser Methode liegt in der einfachen Struktur des Rechenalgorithmus. Zuerst wird ein Programm zur Realisierung eines zufälligen Versuchs aufgestellt. Anschließend wird dieser Versuch N-mal wiederholt und jeder Versuch ist von allen übrigen statistisch unabhängig. Zum Schluß werden die Ergebnisse aller Versuche statistisch ausgewertet. Bei diesem Verfahren ist der statistische Fehler proportional zu $\sqrt{1/N}$; N ist dabei die Anzahl der Versuche. Ein einfaches Beispiel

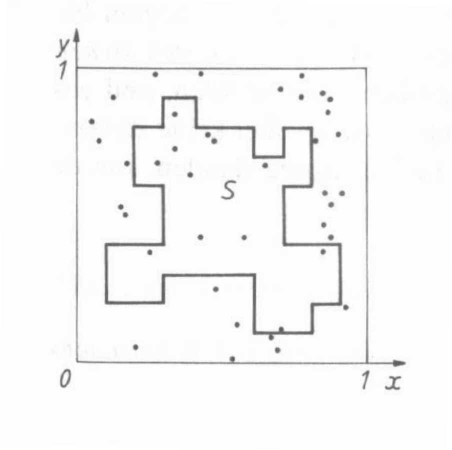

Abbildung 1: Flächenberechnung mit der MC-Methode

soll dieses Verfahren erläutern, indem wir in der Abbildung 1 die Fläche der Figur **S** innerhalb eines Einheitsquadrates in mit der MC Methode bestimmen wollen. Dazu werden in diesem Quadrat nun N zufällige Punkte gewählt. Die Anzahl der Punkte innerhalb von **S** sei N'. Geometrisch bedeutet dies, daß der Flächeninhalt der Figur **S** angenähert gleich dem Verhältnis N/N' ist. Je größer nun die Anzahl der Punkte N ist, desto größer ist auch die Genauigkeit der Schätzung.

Mit dieser Methode lassen sich sehr schnell komplizierte Flächen und somit auch Integrale berechnen [4].

1.3 Motivation

Fortschritte auf dem Gebiet der experimentellen Physik lassen sich durch Verbesserungen der Meßmethoden erzielen. Diese sind nötig, um neue Erkenntnisse aus einer präzisen und umfangreichen Datennahme zu erlangen.

Leider wird nicht immer das nachgewiesen, was gesucht oder von der Theorie vorhergesagt wird, da bei den Messungen unvermeidbare störende Untergrundprozesse auftreten. Manche Teilchen, wie das Neutrino oder das langlebige Kaon, lassen sich wiederum nicht direkt nachweisen, da sie kaum wechselwirken oder erst außerhalb des Detektors zerfallen. Um dennoch theoretische Modelle studieren oder sogar beweisen zu können, werden sogenannte Ereignis-Generatoren gestartet, die das bestmögliche physikalische Wissen beinhalten. Teilchen, die von solchen Generator erzeugt wurden, werden einer Detektorsimulation unterzogen und dann mit den real gemessenen Daten verglichen. Anhand dieser Vergleiche lassen sich Aussagen über die Richtigkeit der physikalischen Modelle machen.

Gut funktionierende Generatoren und Simulationen bieten daher sehr mächtige Werkzeuge, mit denen fiktive Reaktionen erzeugt und anschließend analysiert werden. Diese Werkzeuge sind mittlerweile so gut, daß sie dem Physiker seltene oder sogar neuartige Ereignisse vorhersagen, die dann eine gezielte Suche in den bestehenden Datensätzen rechtfertigen. Doch mit dem Grad der Genauigkeit steigt auch der Zeitaufwand für die Berechnung. Für Tests oder Studien mit sehr hoher Statistik sind solche Programme, die eine exakte Beschreibung der Physik wiedergeben, nicht geeignet, da der Zeitaufwand nicht mehr vertretbar ist. In solchen Fällen finden schnelle Simulationsmethoden ihre Anwendung. Sie sind hervorragend geeignet, um Erstanalysen zu testen, oder um schnell den Einfluß von Änderungen im Parameterraum abzuwägen.

In der vorliegenden Arbeit wird daher ein neues Konzept einer ultraschnellen Simulationsmethode vorgestellt. Um die Wirksamkeit dieser Methode zu demonstrieren, werden die Resultate mit denen der Standard-Simulation H1SIM/REC verglichen [11, 12]. Der Vergleich beschränkt sich auf die Rekonstruktion von kinematischen Größen und der Bestimmung von Jetraten.

2 H1 Detektor und H1 Experiment

2.1 Der Speicherring HERA und der H1 Detektor

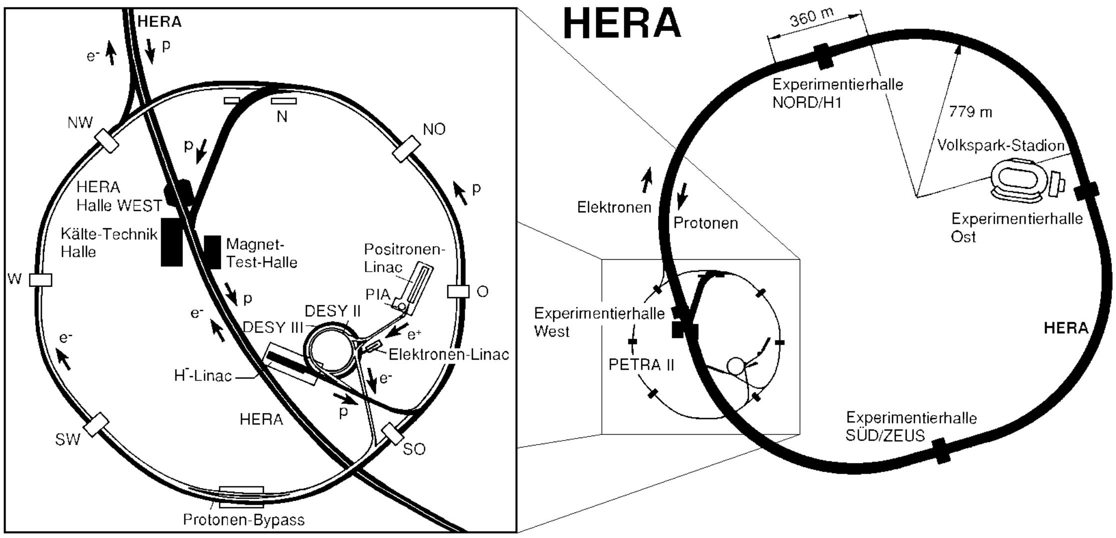

Abbildung 2: Der Speicherring HERA mit den Vorbeschleunigern

HERA ist ein weltweit einzigartiges Beschleunigersystem, in dem Kollisionen zwischen Elektronen[4] und Protonen bei den höchsten je erreichten Energien untersucht werden. Im Speicherring HERA treffen Protonen mit etwa 820 GeV Energie und Elektronen mit 27,5 GeV Energie aufeinander, um die Struktur der Protons und seiner Bausteine mit einer bisher nicht erreichbaren Auflösung zu untersuchen. Das Schwerpunktsystem bewegt sich wegen des deutlich geringeren Impulses des Elektrons in Protonenrichtung. Dementsprechend sind die Detektorkomponenten zum Nachweis der e-P–Reaktion asymmetrisch aufgebaut. Die Hemisphäre, in die die meisten Teilchen bei einer inelastischen Reaktion gestreut werden (hier die Protonrichtung) ist viel aufwendiger instrumentiert als die Rückwärts–Hemisphäre. Das H1-Experiment untersucht hauptsächlich Prozesse, bei denen ein γ oder ein Z^0 zwischen dem Proton und Elektron ausgetauscht werden. Diese Prozesse, die auch *neutral current (NC) Prozesse* genannt werden, lassen sich zusammenfassend mit $ep \rightarrow eX$ beschreiben. Dabei repräsentiert X einen beliebigen hadronischen Endzustand. Es finden aber auch Untersuchungen mit geladenen Strömen, den sogenannten *charged current (CC) Prozessen*, statt. Bei diesen Prozessen werden geladene W-Bosonen ausgetauscht und im Endzustand erhält man ein Neutrino.

[4]Im weiteren Verlauf wird *Elektron* als Sammelbegriff für Elektronen und Positronen verwendet.

Die Struktur des Protons wurde schon in früheren Experimenten erforscht. Diese Experimente zeigten, daß das Proton aus drei Haupt- oder „Valenz"-Quarks besteht, die durch die *Starke Wechselwirkung* aneinander gebunden sind. Es kommt auch vor, daß sich Gluonen in Quark-Antiquark–Paare verwandeln. Bei sehr hohen Energien kann das Elektron diese Struktur auflösen und mit den Quarks wechselwirken. Die Produktion von zusätzlichen Teilchen ist dabei möglich. Die Untersuchung all dieser Vorgänge ist das Ziel der HERA-Experimente [2]. Abbildung 3 zeigt uns diesen Prozeß.

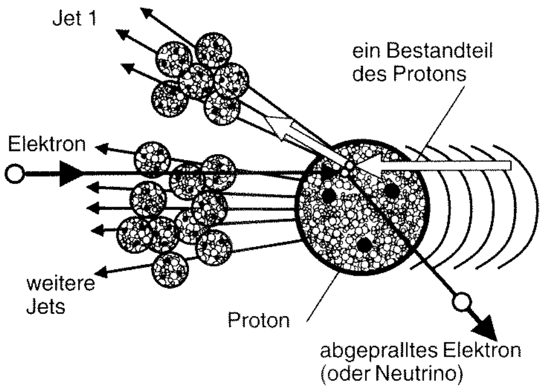

Abbildung 3: Schematische Darstellung der tief-inelastischen Streuung

Der H1-Detektor (siehe Abbildung 4) ist aus folgenden Elementen aufgebaut: der Elektronenstrahl tritt von links, der Protonenstrahl von rechts durch das Strahlrohr (1) in den Detektor ein. Die Wechselwirkungen finden im Strahlrohr an der mit (2) bezeichneten Stelle, dem nominalen Wechselwirkungspunkt, statt. Die zentralen Spurkammern (2) messen die Richtung und den Impuls der vom Wechselwirkungspunkt ausgehenden geladenen Teilchen. In Vorwärtsrichtung sind sie durch weitere Spurkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren ergänzt. Das mit Flüssig-Argon betriebene elektromagnetische Kalorimeter aus Blei (4) und das hadronische Kalorimeter (5) aus Stahl befinden sich innerhalb der supraleitenden Spule (6). Die Rückführung des magnetischen Flusses geschieht durch instrumentierte Eisenplatten (10) außerhalb der Spule. In Vorwärtsrichtung verbessert ein Spektrometer mit einem Toroid (11) und Myonen–Kammern für den Myonen-Nachweis (9) die Impulsauflösung des Detektors [3]. Die wesentlichen Nachweisbauteile des H1 Detektors werden nun etwas ausführlicher beschrieben.

Spurkammernsystem Das Spurkammernsystem unterteilt sich in die zentralen Spurkammern (2), die zylindrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind sowie in die Vorwärtsspurkammern (3). Mit ihrer Hilfe lassen sich die Bahnen geladener Teilchen bestimmen. Ein durch eine supraleitende Spule (6) erzeugtes Magnetfeld von 1,2 T gestattet dabei Impulsmessungen aus der Bahnkrümmung.

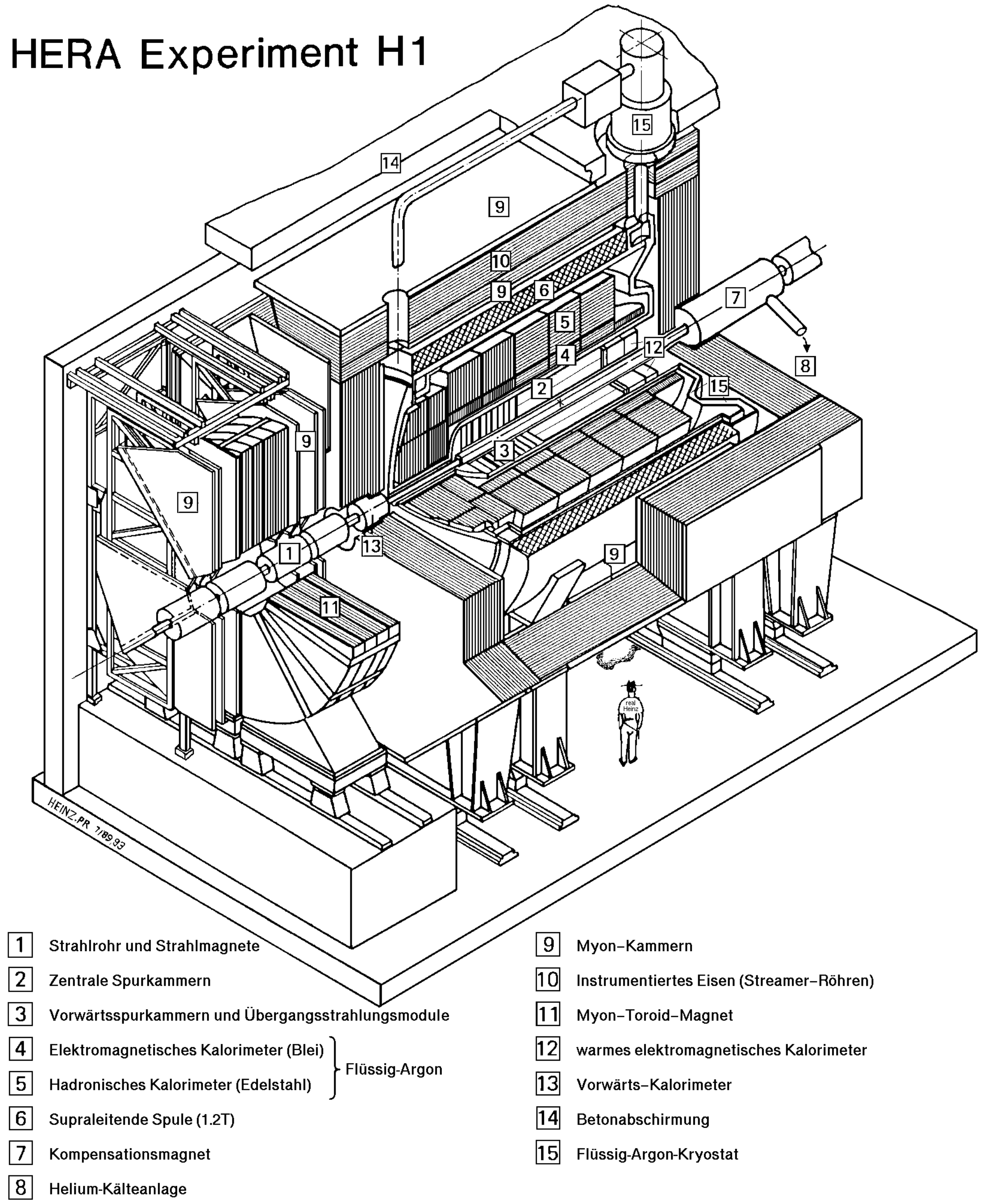

Abbildung 4: H1 Detektor

LAr Das Flüssig–Argon Kalorimeter besteht aus einem inneren elektromagnetischen Kalorimeter (4) und einem äußeren hadronischen Kalorimeter (5) mit denen sich ortsaufgelöste Energiedepositionen messen lassen. Die feine Segmentierung von ungefähr 45000 Auslesezellen ermöglicht durch differenzierte Schauerprofile Unterscheidungen zwischen hadronischen bzw. elektromagnetischen Schauer. Das Kalorimeter deckt einen Winkelbereich von 4° bis 153° ab. Testmessungen mit Pionen und Elektronen ergaben folgende Energieauflösung [7]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \tag{2.1}$$

mit

hadronischer Teil	elektromagnetischer Teil
$A = 0,50\sqrt{\text{GeV}}$	$A = 0,11\sqrt{\text{GeV}}$
$B = 0,9$ GeV	$B = 0,15$ GeV
$C = 0,016$	$C = 0,006$

Diese Angaben können aber für verschiedene Kalorimetermodule noch leicht variieren.

BEMC Das rückwärtig gelegene elektromagnetische Kalorimeter (12) ergänzt das Flüssig-Argon Kalorimeter für den Winkelbereich zwischen 151 ° und 177 °. Es dient im wesentlichen der genauen Messung des gestreuten Elektrons bei kleinen Impulsüberträgen. Dieses Kalorimeter erreicht folgende Energieauflösungen:

$$\text{Elektronen: } \frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \qquad \text{Hadronen: } \frac{\sigma_E}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

SPACAL Während der Unterbrechung im Winter 94/95 wurden einige Umrüstungen des H1-Detektors vorgenommen. Dabei wurde das BEMC durch das verbesserte Kalorimeter SPACAL [9] ersetzt.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 1\%$$

PLUG Das PLUG–Kalorimeter (13) schließt die Lücke im extremen Vorwärtsbereich zwischen 0,6 ° und 3 ° zur Detektion des Protonrestes. Die Energieauflösung liegt hier bei

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{150\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}.$$

IRON Außerhalb der Spule befindet sich zur Rückführung des magnetischen Flusses das instrumentierte Eisenjoch (10). Zwischen einzelnen Eisenplatten wurden Streamerrohrkammern integriert, die speziell die Ortsbestimmung der geladenen Myonen erlauben. Zusätzlich existieren Pads und Streifen, mit denen sich die Restenergie von Hadronen messen läßt, die nicht vollständig im Flüssig–Argon–Kalorimeter absorbiert werden.

Vorwärts-Myon-Spektrometer Diese Detektorkomponente (9,11) dient dem Nachweis und der Impulsmessung von Myonen im Winkelbereich zwischen 3° und 17°. Das zur Impulsbestimmung erforderliche Magnetfeld wird von einem speziellen Toroidmagneten erzeugt.

2.2 Kinematik der Elektron-Proton Streuung bei HERA

In der Elementarteilchenphysik hat es sich als mathematisch sehr nützlich erwiesen, Teilchen durch Vierervektoren zu beschreiben. Bei Prozessen mit zwei oder mehr Teilchen werden dann die Vierervektoren der beteiligten Teilchen betrachtet, die sich aus Energie und Impuls zusammen setzen. Ein Vierervektor ist wie folgt definiert:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}.$$

Rechnungen mit Vierervektoren bringen auch eine neue Metrik mit sich. Das Skalarprodukt aus zwei Vierervektoren hat die Definition

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} = E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2. \tag{2.2}$$

Ferner gilt, daß das Produkt zweier Vierervektoren invariant ist. Für den Spezialfall

$$\mathbf{M}^2 = \mathbf{M} \cdot \mathbf{M} = m_M^2 \tag{2.3}$$

erhält man die invariante Masse des Teilchens. Da im Laborsystem der Impuls der einlaufenden Teilchen viel größer als deren Masse ist, vernachlässigen wir im folgenden die Masse und setzen $m^2 = 0$. So erhalten wir für das Elektron ($\mathbf{k}$) und das Proton ($\mathbf{P}$) die Viererimpuls-Vektoren

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 27.5 \\ 0 \\ 0 \\ -27.5 \end{pmatrix} \text{GeV} \qquad \mathbf{P} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 820 \\ 0 \\ 0 \\ 820 \end{pmatrix} \text{GeV}. \tag{2.4}$$

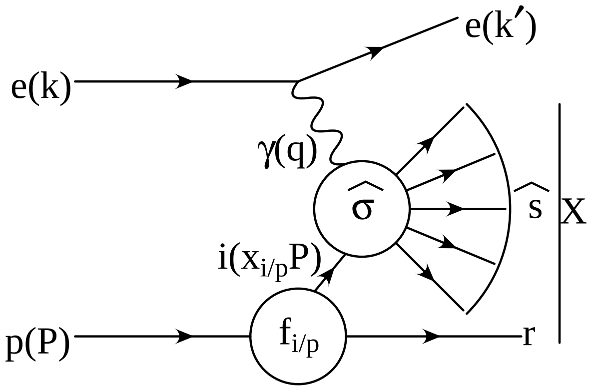

Abbildung 5: Kinematik der Elektron-Proton-Streuung bei HERA für NC-Ereignisse

Da der Wirkungsquerschnitt σ vom Bezugssystem unabhängig ist, kann nach der Spinmittelung das Matrixelement nur eine Funktion von Skalarprodukten der Viererimpulse der ein- und auslaufenden Teilchen sein.

Die Abbildung 5 zeigt im Falle neutraler Ströme (NC) die zur kinematischen Beschreibung notwendigen Variablen der Elektron-Proton-Streuung bei HERA. Für das Quadrat der Schwerpunktsenergie der Elektron-Proton-Streuung gilt mit der Näherung $m^2 = 0$

$$
\begin{aligned}
s_{ep} = s &= (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 \\
&= 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{P} \\
&= 2(E_e E_P + E_e E_P) = 4 E_e E_P .
\end{aligned}
$$

Das Quadrat des Viererimpuls-Übertrags hat die Form

$$\mathbf{q}^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 .$$

Da q^2 negativ ist, wird $Q^2 = -q^2$ gesetzt. Für das Elektron läßt sich nun Q^2 im Rahmen der nicht radiativen Näherung berechnen; es gilt:

$$Q_e^2 = 2 E_e E_e' (1 + \cos\theta_e) . \tag{2.5}$$

Für das γ-Quark-[5] und das γ-Proton-System[6] sind die Quadrate der Schwerpunktsenergie

$$
\begin{aligned}
\hat{s} &= (\mathbf{q} + x_{i/p}\mathbf{P})^2 \\
W^2 = M_{X^2} &= (\mathbf{q} + \mathbf{P})^2 \approx -Q^2 + 2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} .
\end{aligned}
$$

[5] harter Subprozeß
[6] hadronischer Endzustand

Die Skalenvariabeln x, y sind zwei weitere übliche Variablen, um die DIS[7] Kinematik zu beschreiben. Für sie gilt:

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}, \qquad x \in [0,1]$$
$$y = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}}, \qquad y \in [0,1].$$

Durch ihre Einführung gelten nun letztendlich die Beziehungen

$$Q^2 = xys, \tag{2.6}$$
$$W^2 = Q^2\frac{1-x}{x} = ys - Q^2, \tag{2.7}$$
$$x_{i/p} = x(1 + \frac{\hat{s}}{Q^2}). \tag{2.8}$$

2.3 Kinematische Rekonstruktionsmethoden

Da beim H1-Experiment bei NC-Ereignissen durch das nachweisbare Elektron im Endzustand und durch den meßbaren hadronischen Endzustand die kinematischen Größen überbestimmt sind, stehen unterschiedliche und voneinander unabhängige Rekonstruktionsmethoden zur Verfügung, um die kinematischen Variablen x, y und Q^2 zu ermitteln. Nachdem das gestreute Elektron identifiziert wurde, können zwei unabhängige Größen Σ und T definiert werden. Σ ist die Summe über alle $E_h - p_{z,h}$, die zu jedem Teilchen im hadronischen Endzustand gehört und T ist der totale transversale Impuls des hadronischen Endzustands[6].

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \qquad T = \sqrt{\Big(\sum_h p_{x,h}\Big)^2 + \Big(\sum_h p_{y,h}\Big)^2} \tag{2.9}$$
$$\tan\frac{\theta_{q'}}{2} = \frac{\Sigma}{T}. \tag{2.10}$$

Aus der Energie- und Impulserhaltung kann der Winkel $\theta_{q'}$ für den hadronischen Endzustand definiert werden, der mit dem Winkel des gestreuten Quarks im Quark-Parton-Modell identifiziert wird.

Die vier wichtigsten Rekonstruktionsmethoden, die sich durch ihre Einsatzbereiche unterscheiden [16, 17], werden nun vorgestellt.

Elektronenmethode Die Elektronenmethode benutzt für die Rekonstruktion die Energie E'_e und den Winkel $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons.

[7]**D**eep **I**nelastic **S**cattering $\equiv$ Tief inelastische Streuung

Doppelwinkelmethode Bei der Doppelwinkelmethode werden die Polarwinkel $\theta_{e'}$ und $\theta_{q'}$ des gestreuten Elektrons und Quarks für die Rekonstruktion der Kinematik benutzt.

Jacquet-Blondel-Methode Die Jacquet-Blondel-Methode berücksichtigt nur den totalen hadronischen Endzustand, der sich aus den Energiedepositionen aufgrund des gestreuten Quarks und des Protonrestes zusammensetzt. Daher findet sie auch für Ereignisse mit einem Neutrino im Endzustand Verwendung. Sie ist durch die Betrachtung der Größe $(E_h - p_{z,h})$ so konstruiert, daß die Auswirkungen, die sich aus Energieverlusten entlang der Strahlröhre in Protonrichtung ergeben, verringert werden.

$$y_{\mathrm{JB}} = \frac{E_h - p_{z,h}}{2E_e} \tag{2.11}$$

Sigma Methode Die Sigma-Methode ist eine Erweiterung und Verbesserung der Jacquet-Blondel Methode. Der Nenner von (2.11) entspricht dem Ausdruck $E - p_z$ für das einlaufende Elektron-Proton–System. Es gilt mit (2.4)

$$\begin{aligned} E - p_z &= (E - p_z)_{\mathrm{Elektron}} + (E - p_z)_{\mathrm{Proton}} \\ &= (E - p_z)_{\mathrm{Elektron}} + 0 \\ &= 2E_{\mathrm{Elektron}}. \end{aligned} \tag{2.12}$$

Bei der Sigma Methode findet nun eine Korrektur für das einlaufende Elektron statt, da das Elektron kolinear zum Strahlrohr Photonen abstrahlen kann, die im Detektor nicht nachgewiesen werden. Dies bedeutet, daß das Elektron einen Teil seiner Anfangsenergie verliert. Um diesen Verlust teilweise zu korrigieren, wird nicht durch $(E-p_z)_{\mathrm{initial}}$ des Anfangszustandes sondern durch $(E-p_z)_{\mathrm{final}}$ des Endzustandes dividiert.

Methode	y	Q^2	x
Elektronenmethode	$1 - \frac{E_{e'}}{E_e}\sin^2\theta_{e'}/2$	$4E_{e'}E_e\cos^2\theta_{e'}/2$	Q^2/ys
Jacquet-Blondel-Methode	$\frac{\Sigma}{2E_e}$	$\frac{T^2}{1-y}$	Q^2/ys
Doppelwinkel-methode	$\frac{\tan\theta_{q'}/2}{\tan\theta_{q'}/2+\tan\theta_{e'}/2}$	$\frac{4E_e^2\cot\theta_{e'}/2}{\tan\theta_{q'}/2+\tan\theta_{e'}/2}$	Q^2/ys
Sigmamethode	$\frac{\Sigma}{\Sigma+E(1-\cos\theta_{e'})}$	$\frac{E^2\sin^2\theta_{e'}}{1-y}$	Q^2/ys

Tabelle 3: Rekonstruktionsmethoden für x, y und Q^2

3 Simulation und Analyse

3.1 Simulationen bei H1

In dem Bereich der Hochenergiephysik sind umfangreiche Softwarepakete typische „Arbeitswerkzeuge“ für quantitative Analysen. Die folgenden Abschnitte sollen die prinzipielle Vorgehensweise im Bereich der Datensimulation und -analyse erläutern und die einzelnen Softwarepakete erklären.

Zunächst erzeugt ein Monte–Carlo Generator, wie z. B. LEPTO [14] oder COMPOS, für einen speziellen Prozeß Ereignisse mit den zu erwartenden Teilchen und zugeordneten Energie- bzw. Impuls- und Winkelverteilungen. Dieser Arbeitsschritt ist rein stochastischer Natur, da er auf Wahrscheinlichkeitsrechnungen beruht. Das Simulationspaket H1SIM generiert dann aus den resultierenden Generator-Teilchen einzelne Signale der Detektorkomponenten, die anschließend von dem Rekonstruktionspaket H1REC zu Energiecluster und Teilchenspuren bzw. Vertices umgewandelt werden. Schließlich lassen sich die neu gewonnenen Informationen innerhalb der Analyseumgebung H1PHAN für geeignete Selektionen verwenden.

Auch Untergrundprozesse hinterlassen im allgemeinen die gleichen Signaturen im Detektor, wie die zu untersuchenden Ereignisse. Um ihren Einfluß zu studieren, werden auch die Untergrundereignisse simuliert und rekonstruiert. Eine eventuelle Abweichung der Verteilung von Daten und Simulationen des Untergrunds außerhalb der statistischen Schwankungen könnten dann ein mögliches Signal der gesuchten Reaktion sein.

Für die vorliegende Arbeit wurde die Standard-Simulation H1SIM als Referenzsimulation genommen, da sie den H1 Detektor sehr präzise beschreibt. Sie basiert auf dem Programmpaket GEANT [13], das durch einfache Geometriedefinitionen eine detailierte Detektorsimulation nach dem Konzept der Spurverfolgung gestattet. Dabei werden bei der Simulation sämtliche Spuren, die von Sekundärteilchen erzeugt wurden, verfolgt. Entlang einer „Baumstruktur“ wird jede neue Verzweigung stochastisch ermittelt und die einzelnen Äste solange weiter geführt, bis eine bestimmte Energieschwelle unterschritten wird. Dies bedeutet, daß mit steigender Anfangsenergie auch die Anzahl der Verzweigungen und somit auch die damit verbundene Rechenzeit zunimmt. Um nun Simulationen mit hohen Ereigniszahlen laufen zu lassen, wird H1SIM im H1Fast-Modus betrieben, da dieser Modus eine rechenzeitreduzierte Methode benutzt, die aber noch eine ausreichende Simulationsgenauigkeit garantiert.

Trotz dieser Maßnahmen, die die Rechenzeit erheblich reduzieren, wird nach alternativen Simulationskonzepten gesucht, um die Rechenzeit noch weiter zu verkürzen. So liegt die durchschnittliche Simulations- und Rekonstruktionszeit für ein Pion mit einem Impuls von 10 GeV bei 1,12 Sekunden[8] [8]. Der Rechenaufwand für 15000 solcher Pionen wäre dann weit über vier Stunden.

[8] Die angegebene Zeit bezieht sich auf die verbrauchte Rechenzeit der DICE2 (SGI Challange).

Für Überschlagsanalysen ist es sehr von Vorteil, die simulierten und rekonstruierten Daten innerhalb kürzester Zeit zu bekommen. So können mehrere Analysen an einem Tag gestartet und ausgewertet werden. Oft ist es auch notwendig, schnell die Parameterabhängigkeit von Observablen zu bestimmen. Auch die Effizienz neuer Programmroutinen, z. B. Jetalgorithmen, läßt sich so schnell abschätzen. In solchen Fällen finden die *Ultrafast–Simulationen* ihre Anwendung. Mit ihnen kann innerhalb kürzester Zeit über den Fortgang einer Analyse entschieden werden. Die Beschreibungsgenauigkeit ist natürlich nicht so hoch, wie bei H1SIM. Aber mit den Ultrafast–Simulationen sollen auch nur Überschlagsrechnungen betrieben werden, um die detektornahen Simulationen mit gut geeigneten Parametern starten zu können. Eine ausführliche Ausarbeitung über schnelle Monte-Carlos und ihren Schwächen ist in [8] zu finden.

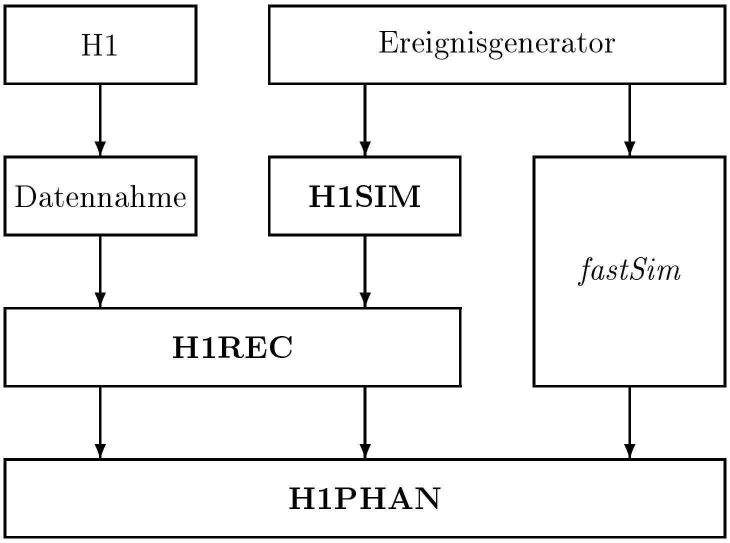

Abbildung 6: Datenfluß zwischen der H1-Software und *fastSim*

Abbildung 6 zeigt den schematischen Ablauf einer Analyse mit den einzelnen Programmschritten. Hier sehen wir, daß die zu analysierenden Ereignisse entweder aus dem Experiment (H1) selbst oder einem Ereignisgenerator stammen. Die Messung bzw. Datennahme, die beim Experiment durch den Detektor erfolgt, wird bei den simulierten Ereignissen durch das Programmpaket H1SIM vorgenommen. Erst ab der Rekonstruktion gibt es keinen unterschiedlichen Ablauf der Analyse von simulierten und experimentell erzeugten Ereignissen. Die rechte Hälfte der Abbildung 6 zeigt, daß die Simulation *fastSim* die beiden Schritte der Simulation und Rekonstruktion zu einem zusammenfaßt. Innerhalb von *fastSim* werden aus den hadronischen bzw. elektromagnetischen Teilchen unmittelbar die entsprechenden Vierervektoren erzeugt. Bei dieser Vorgehensweise kann die Rekonstruktion nicht mehr als getrennter Schritt von der Simulation aufgefaßt werden. In Abschnitt 5 wird diese Vorgehensweise ausführlich behandelt.

3.1.1 Soft– und Hardware

Die wichtigsten Softwarepaket sollen hier noch einmal zusammenfassend aufgelistet und kurz beschrieben werden, da sie für die Analysen von entscheidender Bedeutung sind.

- Das Analyseprogramm **H1PHAN** [10] erlaubt einen sehr einfachen Zugriff auf alle physikalisch relevanten Größen der zu untersuchenden Ereignisse. So lassen sich die Daten z. B. nach Clustern mit speziellen Winkeln oder Energien absuchen.

- Die **Ereignisgeneratoren** LEPTO, COMPOS, etc. erzeugen die benötigten Ereignisse. Die Informationen der generierten Teilchen und der zugehörigen Impulse werden in der dafür vorgesehenen Generatorbank, der sogenannten GTR–Bank, abgelegt und können so der jeweiligen Simulation zur Verfügung gestellt werden.

- Das Standard-Simulationsprogramm **H1SIM** berechnet aus den Generatorteilchen die entsprechenden Detektorsignale. Desweiteren ist in H1SIM ein *Inline-Generator* implementiert, der es gestattet, einzelne Teilchen mit vorgegebenem Impuls und Winkel (θ und ϕ) zu generieren und zu simulieren.

- Eine Auswertung ist erst dann möglich, wenn die Detektorreaktionen in physikalische Teilchenimpulse- und Energien rekonstruiert wurden. Diese Aufgabe erfüllt **H1REC**. Die rekonstruierten Informationen werden wiederum in BOS-Bänken abgelegt und können dann von H1PHAN ausgelesen werden.

Softwarepaket	Version
H1PHAN	20310/20311
H1SIM	30645
H1REC	880400/771900
PAW	2.06/20

Tabelle 4: Verwendeten Versionen der H1-Software

In der Tabelle 4 sind die Versionsnummer der einzelnen Softwarepakete angegeben. Es wurde bei den Analysen darauf geachtet, das komplette Analyseeinheiten mit einer Versionsnummer der jeweiligen Software durchgeführt wurden.

3.2 Kalorimeter-Simulation

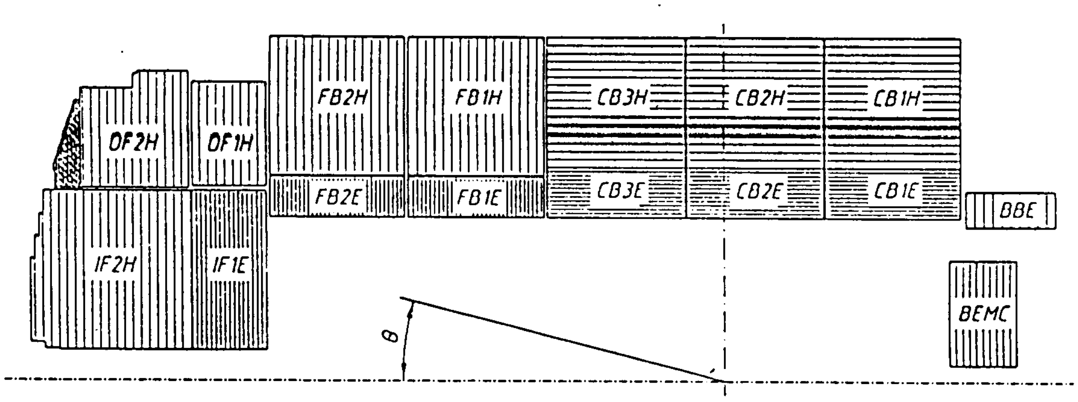

Abbildung 7: Grundstruktur des LAr-Kalorimeters und Orientierung des Plattenstapel [7]

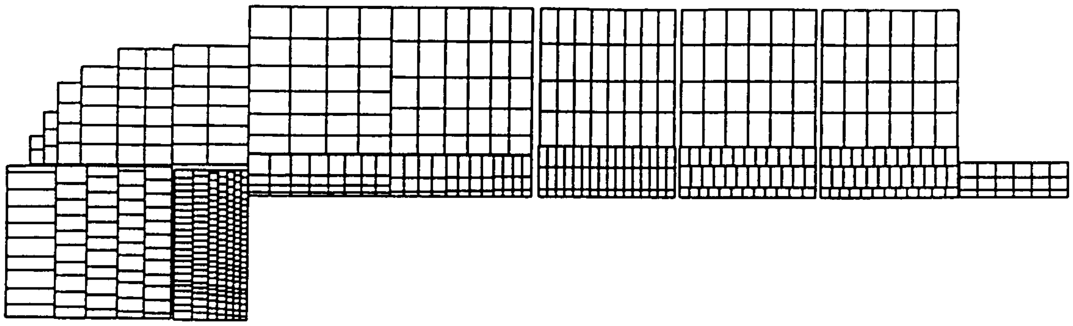

Abbildung 8: Zellstruktur des LAr-Kalorimeters in r, z-Projektion [20]

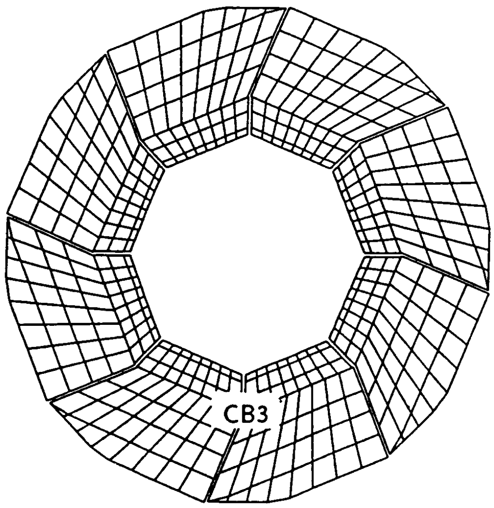

Abbildung 9: Zellstruktur des LAr-Kalorimeters in x, y-Projektion [20]

Die Messung hoher Teilchenenergien erfolgt durch massive Kalorimeter, die die gesamte Energie absorbieren und in ein meßbares Signal umwandeln. Es können im Gegensatz zu den Spurkammersystemen auch elektrisch neutrale Teilchen nachgewiesen werden. Für die relative Meßgenauigkeit gilt nach (2.1)

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \tag{3.1}$$

Dies bedeutet, daß die relative Meßgenauigkeit mit steigender Energie zunimmt.

Das Flüssig-Argon Kalorimeter ist ein wesentlicher Bestandteil des H1 Detektors. Dabei dient das flüssige Argon selbst als Ionisationskammer mit einer Ionisierungsenergie von 24 eV [3]. Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern, bei denen die Schauerentwicklung und Signalbildung innerhalb *eines* Mediums stattfindet, wechseln sich beim LAr-Kalorimeter passive Absorberschichten mit aktiven Lagen zur Messung auftretender Ionisationen ab. Die passiven Lagen bestehen im inneren elektromagnetischen Teil (ECAL) aus Blei und im darüber liegenden hadronischen Teil (HCAL) aus Stahl. Die aktiven LAr-Kalorimeterzellen dienen zur stichprobenartigen Messung[9] der durch die Schauerteilchen verursachten Ionisation.

Da mit dieser Konstruktion nur ein Teil der deponierten Energie als Stichprobe gemessen wird, ist das Energieauflösevermögen schlechter als bei homogenen Kalorimetern. Außerdem ist das LAr-Kalorimeter *nicht-kompensierend*; die Signale von Hadronen fallen gegenüber den Signalen von Elektronen bzw. Photonen jeweils gleicher Energie bis zu 30% geringer aus, so daß Energiekorrekturen durch Gewichtungsmethoden notwendig werden. Die Abbildung 7 zeigt die Gruppierung und Ausrichtung der Plattenstapel des Kalorimeters. Die Plattenstapel sind so ausgerichtet, daß die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen möglichst steil auftreffen und mehrere hintereinander liegende Schichten durchdringen können, um möglichst viele Sekundärteilchen zu erzeugen.

Die Platten setzen sich zu Rädern zusammen, die mit ihren Modulen eine oktagonale Struktur bilden (Abb.9). Die Übergänge zwischen den einzelnen Modulen (ϕ-Spalten) und den Rädern (z-Spalten) führen zu Verzerrungen und Fehlern bei den Energiemessungen. Teilchen, die gerade in radiale ϕ-Spalten des elektromagnetischen Kalorimeters fallen, hinterlassen erst im hadronischen Teil ihre Spuren. Dies kann zu Fehlidentifikationen von Elektronen oder Photonen führen.

Die Zellstruktur des LAr-Kalorimeters zeigen die Abbildungen 8 und 9. Dort sehen wir, daß mehrere Ausleseeinheiten der aktiven Schichten zu Zellen zusammengefaßt werden. Die feine Segmentierung von 44352 Auslesezellen [24] ermöglicht somit eine detailierte Untersuchung der Schauerprofile. Hadronische Energieanteile können somit besser erkannt und während der Rekonstruktion entsprechend gewichtet werden.

Bei Energien über einem GeV erzeugen die Primärteilchen durch unelastische Prozesse mit dem Detektormaterial Sekundärteilchen, die dann mit ausreichender Energie weitere Teilchen erzeugen. Dadurch entwickelt sich eine Kaskade von Teilchen, die

[9] Sampling Kalorimeter

einen ausgedehnten Teilchenschauer bildet. Aufgrund der unterschiedlichen physikalischen Mechanismen unterscheiden wir zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern [20, 21]. Wird der Schauer vollständig im Kalorimeter absorbiert, so ist die im Kalorimeter registrierte Energie proportional zur Primärenergie des ionisierenden Teilchens. Die Schauer verteilen sich dabei auf ein räumlich abgegrenztes Gebiet.

3.2.1 Elektromagnetische Schauer

Wie schon im vorherigen Abschnitt erwähnt wurde, muß zwischen den elektromagnetischen und der hadronischen Schauerentwicklung unterschieden werden. Die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen oder Elektronen mit Materie führt über e^+e^-–Paarbildung und Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen zur Schauerentwicklung. Im Vergleich zu den Elektronen bzw. Positronen spielt die Bremsstrahlung für Myonen aufgrund der viel höheren Masse[10] der Myonen erst bei wesentlich höheren Energien eine Rolle.

Elektronen und Positronen: Der Energieverlust der Elektronen wird oberhalb von 1 GeV Teilchenenergie vollständig durch die Bremsstrahlung bestimmt. Die gemittelte Anzahl der im Energieintervall $E_\gamma + dE_\gamma$ emittierten Bremsstrahlungsquanten ergibt sich unabhängig von der Teilchenenergie zu [19]

$$N_\gamma(E)dE_\gamma \sim \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \tag{3.2}$$

Für den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx gilt durch Bildung des gewichteten Mittels

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Brems}} = \frac{1}{X_0}\int_0^E E_\gamma \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} = \frac{E}{X_0}; \tag{3.3}$$

hierbei ist X_0 Porportionalitätskonstante. Durch Integration von (3.3) entlang der Strecke x erhalten wir die Beziehung

$$E_e(x) = E_0 e^{-(x/X_0)}. \tag{3.4}$$

In der obigen Gleichung stellt das X_0 die materialabhängige Strahlungslänge dar. Dies bedeutet, daß ein Elektron nach der Durchquerung der Strecke von einer Strahlungslänge ($x = X_0$) im Durchschnitt 63% ($\hat{=}\ 1 - 1/e$) seiner ursprünglichen Energie als Bremsstrahlung abstrahlt. Skalieren wir die Wegstrecke x noch in Strahlungslängen mit $t := x/X_0$, so wird die longitudinale Schauerentwicklung nahezu unabhängig vom beteiligten Medium beschrieben.

In den meisten Fällen kann der absolute Energieverlust durch Ionisation pro Strahlungslänge als konstant angesehen werden [25].

[10] $m_e = 0.5$ MeV, $m_\mu = 106$ MeV $\Rightarrow m_\mu \approx 200 \cdot m_e$ [18]

Photonen: Bei hochenergetische Photonen mit $E_\gamma > 1$ GeV dominiert die Paarerzeugung $\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$. Auch die Paarerzeugung läßt sich in Strahlungslängen skalieren. Es gilt:

$$\langle x \rangle_\gamma = \frac{9}{7} X_0. \tag{3.5}$$

Aus (3.5) schließen wir, daß hochenergetische Photonen nach Durchquerung der Schichtdicke $9/7X_0$ im Mittel zu 63% Elektron-Positron Paare erzeugen. Da hochenergetische Photonen und Elektronen mit X_0 skalierbar sind, kann die longitudinale Entwicklung der Schauer in materialunabhängiger Weise beschrieben werden.

Im Energiebereich um 1 MeV dominiert der *Compton-Effekt*, während der *Photoeffekt* nur bei sehr geringen Energien mit $E_\gamma < 10$ keV Bedeutung erlangt.

3.2.2 Hadronische Schauer

Als hadronische Schauer bezeichnen wir eine Serie von inelastischen hadronischen Wechselwirkungen eines primär stark wechselwirkenden Teilchens, bei der die sekundär erzeugten Hadronen wiederum in inelastischen Stößen mit den Kernen des Absorbermaterials weitere Hadronen erzeugen. Diese sind überwiegend geladene und neutrale Pionen ($\pi^\pm, \pi^0$), wobei die π^0 ausschließlich in Photonen zerfallen[11] und elektromagnetische Schauer erzeugen. Ferner verdampfen durch innernukleare Kaskaden angeregte Kerne einzelne Nukleonen oder Kernfragmente, um einen stabilen Zustand zu erreichen. Diese Verdampfung wird Evaporation genannt. Für schwere Kerne besteht dabei auch die Möglichkeit der Kernspaltung. Diese Kaskade bricht erst ab, wenn die Schauerteilchen schließlich so kleine Energien haben, daß sie vollständig abgebremst oder absorbiert werden [3].

Bei diesen Prozessen ist die Skala für die räumliche Entwicklung eines solchen hadronischen Schauers die nukleare Absorptionslänge λ, die sich aus dem inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_i berechnen läßt; für die nukleare Absorptionslänge gilt die Beziehung

$$\lambda = \frac{M_r}{\sigma N_A \rho}. \tag{3.6}$$

In Gleichung (3.6) sind M_r die rel. Molmasse und ρ die Dichte des Materials; N_A ist die Avogadro Zahl mit $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}/mol$. Im Vergleich zu den kleinen Strahlungslängen X_0 für Materialien mit großer Ordnungszahl, die den Bau von entsprechend kleinen elektromagnetischen Schauerzählern ermöglichen, sind die Absorptionslänge viel größer.

Bei der Energiemessung hadronischer Schauer ist zu beachten, daß ein Teil der Gesamtenergie nicht zur Signalbildung beiträgt. Bei diesen intrinsischen Verlusten handelt es sich um Energieanteile, die wesentlich aus der Überwindung der starken Bindungskräfte ($\approx$8 MeV pro Nukleon) bei den Evaporationsprozessen resultieren. Einige Schauerteilchen, wie z. B. Myonen und Neutrinos vom Pionen-Zerfall, entweichen

[11] $\pi^0 \to 2\gamma$, $\Gamma_i/\Gamma = (98,798 \pm 0,032)\%$

aus dem Kalorimeter. Desweiteren kann ein Großteil der freigesetzen niederenergetischen Neutronen ohne Wechselwirkung den Detektor verlassen. Die Signalbildung erfolgt durch die Ionisationsprozesse der elektromagnetischen Subschauer, geladenen Pionen und durch niederenergetische Protonen. Die intrinsischen Verluste, die für eine zuverlässige Kalometrie beachtet werden müssen, sind zudem starken Fluktuationen unterworfen, so daß die Energiemessung einzelner hadronischer Schauer mit größeren Unsicherheiten behaftet ist als die der elektromagnetischen Schauer.

4 Simulation von gestreuten Elektronen - CIMODEL

4.1 Arbeitsweise von CIMODEL

Wie schon im vorherigen Abschnitt angesprochen wurde, müssen die hadronischen Energieanteile von den elektromagnetischen getrennt werden. Für die schnelle Simulation gestreuter Elektronen im LAr-Kalorimeter wird eine entsprechende Methode in [5] vorgestellt. Mit diesem Modell lassen sich sehr schnell Energiespektren und Winkelverteilungen des gestreuten Elektrons erzeugen, ohne den zeitaufwendigen Weg der Generierung–Simulierung–Rekonstruierung gehen zu müssen. In diesem Modell, dem CIMODEL, wird die Energie des generierten Elektrons und die Winkel θ und ϕ gemäß dem Auflösevermögen des LAr-Kalorimeters gauß-verteilt „verschmiert“ und der so neu entstandene Viererimpuls des Elektrons berechnet. Für dieses Verfahren werden die folgenden Auflöseparameter verwendet:

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_E}{E} &= \frac{0,13}{\sqrt{E}\ \mathrm{GeV}} \oplus 0,05 \\ \sigma_{\theta_e} &= 0,0085\ \mathrm{rad} \\ \sigma_{\phi_e} &= 0,03\ \mathrm{rad}.\end{aligned}$$

Zusätzlich zu der Verschmierung ist auch der Einfluß der Detektorspalten nachgebildet. Trifft das gestreute Elektron auf eine ϕ-Spalte oder z-Spalte des Kalorimeters, wird die Energie des Elektrons herabgesetzt [5]. Die CIMODEL Simulation berücksichtigt einen Polarwinkelbereich von $10^\circ < \theta < 150^\circ$, da es nur für das LAr-Kalorimeter anwendbar ist. Entscheidend für die Qualität dieser Simulation ist eine gute Kenntnis üben den Ort des nominalen Wechselwirkungspunkt und über die Leptonenenergie und Winkelauflösung. Ferner muß das Auflösevermögen des LAr-Kalorimeters genau durch den Ansatz wiedergegeben werden.

4.2 Kinematische Größen

In der Abbildung 10 sehen wir die Verteilungen der Größen E, θ, Q^2 und y, die mit der Standard-Simulation und mit dem CIMODEL erzeugt wurden. Wie wir in den vier Verteilungen sehen, stimmen insgesamt die mit dem CIMODEL erzeugten Verteilungen mit denen der Standard-Simulation gut überein. Geringfügige Unsicherheiten lassen sich in der y–Verteilung zwischen 0,4 und 0,8 erkennen. Bei der Energieverteilung sehen wir in a), daß das CIMODEL bei Energien zwischen 5 GeV und 20 GeV von der Standard-Simulation abweicht.

Die Winkel- und Q^2-Verteilungen werden dagegen nahezu vollständig deckungsgleich mit der Standard-Simulation beschrieben.

Da die Abweichungen zwischen der Standard-Simulation und dem CIMODEL so gering sind, ist dieses Modell gut geeignet, um elektromagnetische Teilchen schnell zu simulieren.

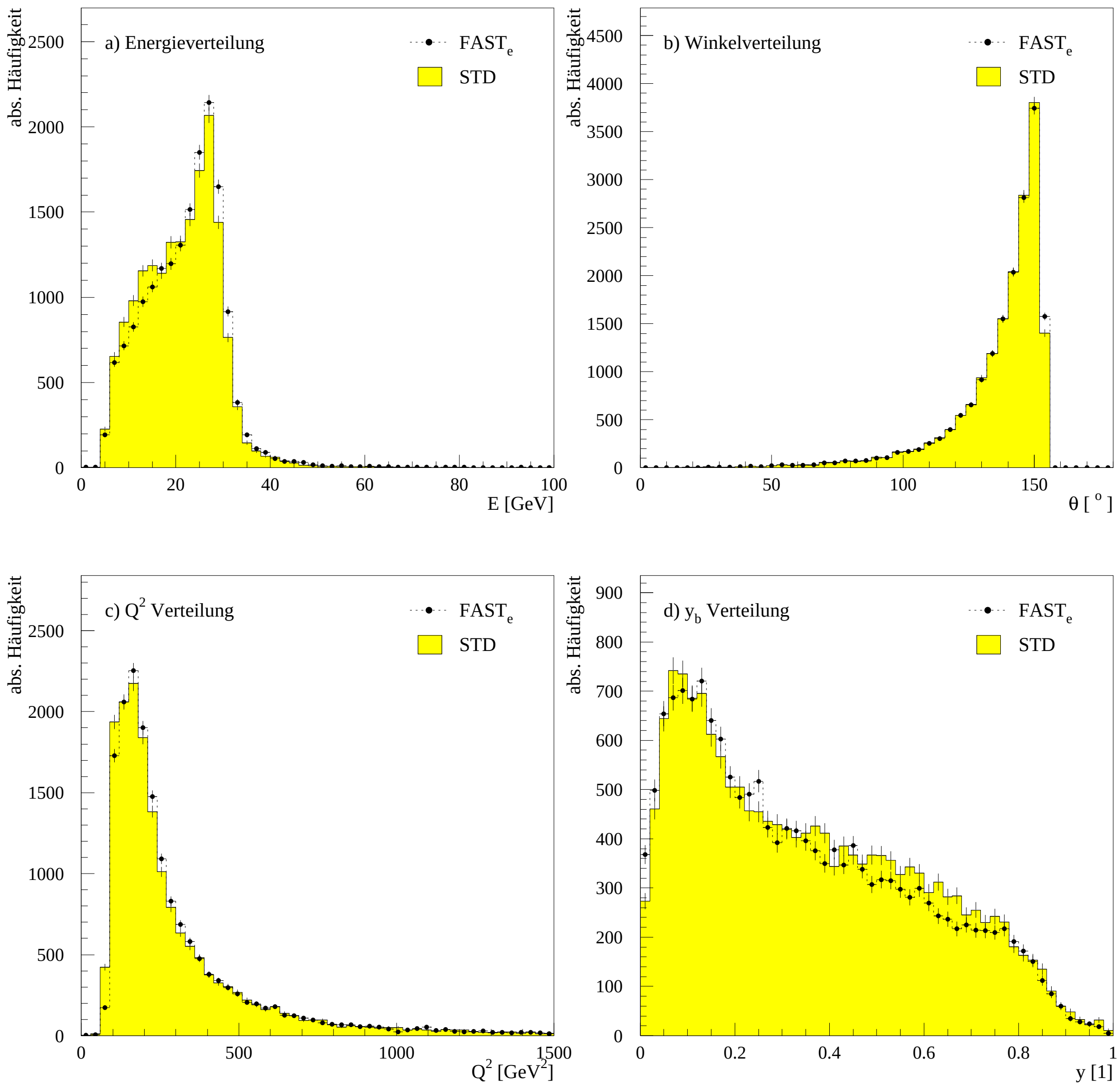

Abbildung 10: Vergleich zwischen H1SIM/H1REC (STD) und CIMODEL (FAST$_e$) für die Simulation der Größen E, θ, Q^2 und y des gestreuten Elektrons.

5 Simulation des hadronischen Endzustandes

5.1 Teilchenspektrum

Um einen besseren Überblick zu bekommen, welche Teilchen im H1-Detektor simuliert werden, muß ein Teilchenspektrum aufgenommen werden. Die mit H1PHAN entwickelte Analyseumgebung liest aus einem simulierten und rekonstruierten Monte-Carlo File die Generatorbänke aus und speichert zu jedem generierten Teilchen den jeweiligen Namen ab. Die Tabelle 5 zeigt uns, daß das Teilchenspektrum des Monte-Carlo Generators[12] aus einer begrenzten Anzahl unterschiedlicher Teilchen besteht. Da das Verhältnis aus Teilchen und Antiteilchen aufgrund der Ladungserhaltung relativ ausgeglichen ist, lassen sich die Teilchen und zugehörigen Antiteilchen als eine Teilchensorte behandeln. Nur bei den Nukleonen gibt es eine größere Diskrepanz im Verhältnis der Nukleonen zu den Antinukleonen. Ferner zeigt uns die Tabelle 5 den Anteil der Teilchen Antiteilchenpaare an der Gesamtteilchenanzahl. Hier fallen zwei Teilchenarten ganz besonders durch ihre hohe Häufigkeit auf. Mit insgesamt über 80% an der Gesamtteilchenanzahl sind die Pionen (π^+, π^-) und die Photonen (γ) vertreten. Eine genauere Untersuchung ergab, daß der Großteil der Photonen durch π^o-Zerfälle entstanden sind. Vor diesen Zerfällen waren ca. 2-3% mehr π^0 als π^+ oder π^- vorhanden. Ungefähr 3% der Photonen stammen nicht aus π^0-Zerfällen. Alle übrigen Teilchen sind mit jeweils weniger als 5% vorhanden. Diese Tatsache rechtfertigt es, die Anzahl unterschiedlicher Teilchen für eine schnelle Simulation auf zwei zu reduzieren. Für die Entwicklung von *fastSim* muß demzufolge nur das Verhalten der Pionen und das der Photonen bzw. Elektronen beachtet werden. Dieses Resultat wird in der Abbildung 11 bestätigt.

Particle Code	Particle Name	Anzahl (497092)	Anteil (100%)	Particle Code	Particle Name	Anzahl (497092)	Anteil (100%)
±12	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	381	0.08%	± 13	$\mu, \bar{\mu}$	406	0.08%
±14	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	392	0.08%	± 16	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	30	0.01%
+22	γ	226026	**45.47%**	+130	$K(L)$	11602	2.33%
±211	π^+, π^-	185221	**37.26%**	+310	$K(S)$	11402	2.29%
±321	$K^+, \bar{K}^+$	23694	4.77%	± 2112	$n, \bar{n}$	14263	2.87%
±2212	$p, \bar{p}$	16861	3.39%	± 3112	$\Sigma^-, \bar{\Sigma}^-$	804	0.16%
±3122	$\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$	4396	0.88%	± 3222	$\Sigma^+, \bar{\Sigma}^+$	1017	0.20%
±3312	$\Xi^-, \bar{\Xi}^-$	290	0.06%	± 3322	$\Xi^0, \bar{\Xi}^0$	297	0.06%
±3334	$\Omega^-, \bar{\Omega}^-$	8	0.00%				

Tabelle 5: Teilchenspektrum des Monte-Carlo-Generators LEPTO 6.5 für Ereignisse mit $Q^2 > 90$ GeV^2.

[12]Die Monte-Carlo Ereignisse wurden mit LEPTO 6.5 für Prozesse mit Q^2 >90 GeV^2 generiert.

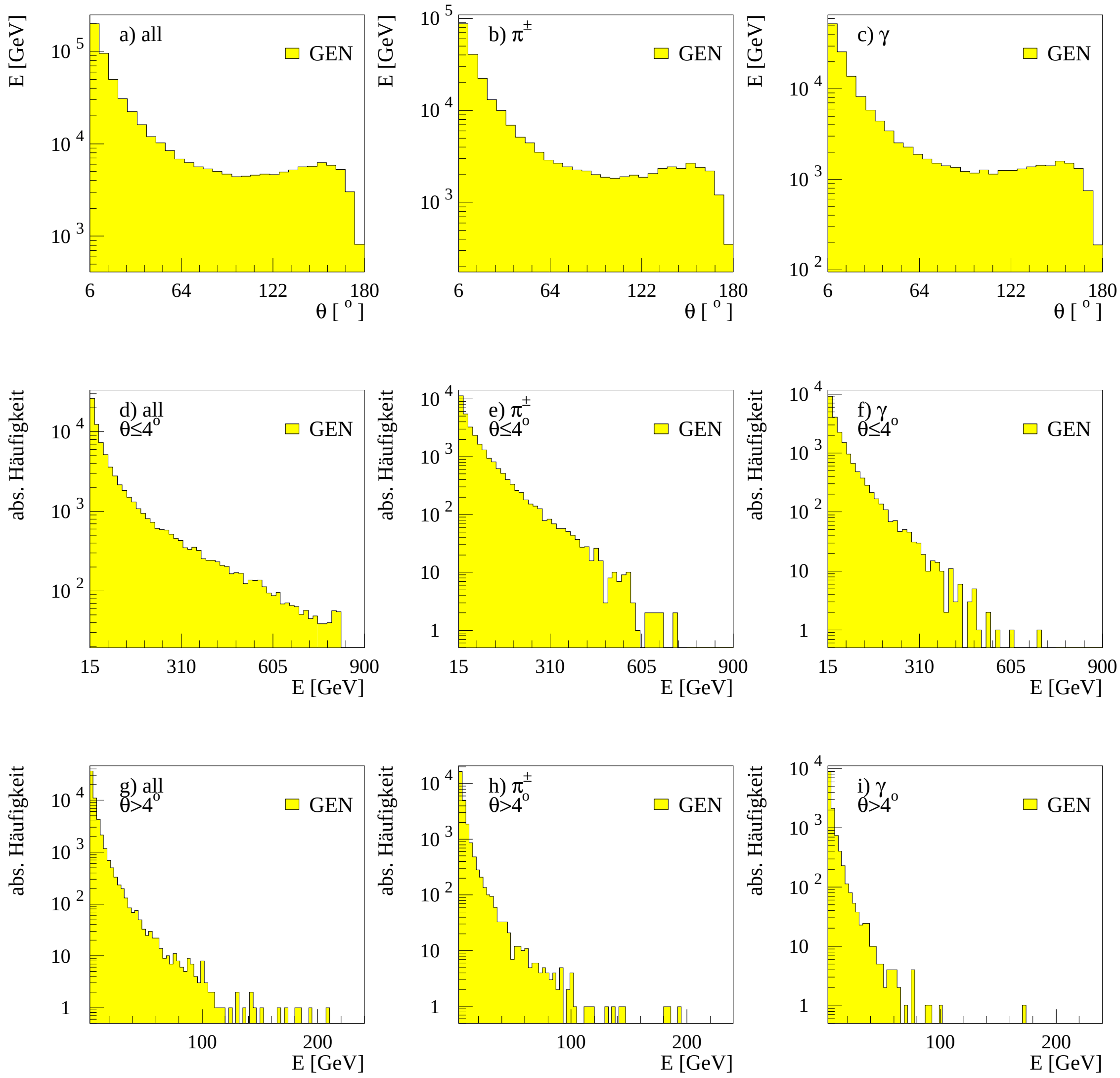

Abbildung 11: a)–c): Generierte Energieverteilung aller Ereignisse im gesamten Polarwinkelbereich für alle Teilchen, nur für geladene Pionen und nur für Photonen; d)–f): Energiespektrum im vorderen Winkelbereich bis 4° für alle Teilchen, nur für geladenen Pionen und nur für Photonen; g)–i): Energiespektrum ab 4° für die gleiche Teilchenunterscheidung.

In der Abbildung 11 sehen wir das Energiespektrum für alle generierten Teilchen, für alle geladenen Pionen ($\pi^{\pm}$) und für alle Photonen. Dort ist zu sehen, daß sich die Diagramme für alle generierten Teilchen annähernd aus Summen der entsprechenden Diagramme für die Pionen und Photonen zusammensetzen lassen. Die Diagrammen a) bis c) zeigen uns die winkelabhängige aufsummierte Gesamtenergie der drei jeweiligen Teilchengruppen. Die Energiehäufigkeitsverteilungen der jeweiligen Gruppen sind in den Diagrammen d) bis i) dargestellt. Aus diesen Diagrammen können wir schließen, daß Teilchen mit hoher Energie ($E > 100$ GeV) einen sehr geringen Polarwinkel ($\theta < 4°$) besitzen.

5.2 Simulation und Rekonstruktion von Pionen im Kalorimeter

Für den weiteren Fortgang müßten nun die hadronischen Energieanteile von den elektromagnetischen unterschieden werden. Dies ist bei *fastSim*^{x} nicht der Fall. Um die Simulation zu beschleunigen, werden daher als erste große Vereinfachung alle Teilchen des hadronischen Endzustandes identisch behandelt. Prinzipiell könnten alle elektromagnetischen Energieanteile durch CIMODEL simuliert werden.

In diesem Abschnitt wird nur das Verhalten einzelner geladener Pionen untersucht, die mit dem Inline–Generator von H1SIM in den Detektor „geschossen“ wurden. Da die neutralen Pionen in Photonenpaare zerfallen, werder sie hier nicht gesondert untersucht.

Für die Studie von Hadronen werden jeweils 5000 Pionen mit 10, 15, 20 und 25 GeV generiert. Die Winkeleinstellung von $\theta_{\text{gen}} = 100°$ und $\phi_{\text{gen}} = 22.5°$ wird für alle generierten Teilchen so gewählt, daß diese in einen bestimmten Oktanden des LAr–Kalorimeters gelangen und die Detektorspalten somit keinen Einfluß auf die Ergebnisse haben. Die anschließend rekonstruierte Gesamtenergie E_{ges} in jedem Ereignis ergibt sich als Summe über alle vorhandenen Clusterenergien. Um diejenigen Cluster zu vernachlässigen, die durch Rauschen entstanden sind, wird folgender Winkelschnitt vorgenommen. Die Differenz aus generiertem Winkel θ_{gen} und gemessenem Winkel θ_{clus} darf dabei nicht mehr als 10° betragen. Ein Winkelschnitt für ϕ wird zusätzlich nicht gebraucht, da der θ-Schnitt ausreicht. Es gilt die Beziehung

$$|\theta_{\text{gen}} - \theta_{\text{clus}}| \leq 10°. \tag{5.1}$$

Dabei werden auch Energien berücksichtigt, die im instrumentierten Eisen hinterlassen werden. Die Energieauflösung für die jeweiligen Energien bestimmt sich aus der Breite σ_E des auf die gemessene Gesamtenergie bezogenen Energieverhältnisses $(E_{\text{gen}} - E_{\text{ges}})/E_{\text{ges}}$. In der Abbildung 12 sehen wir in der linken Hälfte die rekonstruierte Gesamtenergie E_{ges} der rekonstruierten Cluster und in der rechten Hälfte die skalierten Energieverhältnisse für Pionen der Energie 10, 20 und 25 GeV. Durch einen Gauß-Fit dieser Verteilung läßt sich an Hand der Breite die Energieauflösung bestimmen. Tabelle 6 zeigt diese Energiemittelwerte und die Energieauflösung, die durch einen Gauß-Fit der Kurven in Abbildung 12 bestimmt werden. Eine Überprüfung der Energieauflösung mit (2.1) verifiziert die Größenordnung der Einträge in Tabelle 6. Aus dieser Tabelle läßt sich entnehmen, daß die rekonstruierte Pionen-

Teilchenart	$\overline{E}$	σ_E/E	$(\sigma_E/E)_{\text{theo}}$	$k = \overline{E}/E_{\text{gen}}$
π^+ 10 GeV	9.32 GeV	21.5%	18.3%	0.93
π^+ 15 GeV	13.63 GeV	15.8%	14.3%	0.91
π^+ 20 GeV	17.93 GeV	15.3%	12.3%	0.90
π^+ 25 GeV	22.33 GeV	14.7%	10.7%	0.89

Tabelle 6: Energieauflösung von Pionen im LAr-Kalorimeter

energie um ca. 10% unter der simulierten liegt. Es wäre zu erwarten, daß H1REC die rekonstruierte Energie auf die generierte Energie kalibrieren würde. Dies ist aber nicht der Fall, da es eine Eigenschaft von H1REC ist, die hadronischen Energien nicht auf die generierten zu skalieren. Bei H1REC wird nur die elektromagnetischen Skala exakt fixiert. D. h. die Energiezuweisung für elektromagnetische Cluster wird mit der nachgewiesenen Ladung geeicht. Für hadronische Energien ist dies nicht möglich, da nicht genügend Freiheitsgrade für eine exakte Zuweisung vorhanden bleiben. Dies entspricht der Philosophie von H1.

Bisher wurde zur Bestimmung der Energieauflösung nur eine bestimmte Stelle des Detektors untersucht,und es stellt sich natürlich die Frage, wie sich der Detektor im gesamten Polarwinkelbereich verhält. Bei solch einer Analyse fallen die Detektorspalten und unterschiedlichen Kalorimeterkomponenten mehr ins Gewicht. Diese Untersuchungen der Energieflüsse werden in folgenden Abschnitt genauer behandelt.

5.3 Energieflußanpassung

Die Simulation *fastSim* ist als *ultraschnelle Simulation* konzeptioniert. Dabei wurde nach einem Verfahren gesucht, daß auf komplizierte und zeitaufwendige Berechnungen verzichtet. Der Grundstein für dieses Konzept wird in [8, S. 83 ff] vorgestellt. Die folgenden Abschnitte greifen dieses Simulationsverfahren auf und untersuchen es auf seine Effizienz.

Das grundlegende Prinzip beruht auf der Anpassung von Energieflüssen. Wie wir schon in Abschnitt 5.2 gesehen haben, wird zur Bestimmung der Energieauflösung nur eine spezielle Stelle des Detektors untersucht. Dort sieht man, daß die generierte Energie und die rekonstruierte Energie sich durch einen Faktor unterschieden. Es stellt sich die Frage nach der Energieverteilung für alle Teilchen im ganzen Polarwinkelbereich. Um diese Frage zu beantworten, wird in Abhängigkeit des Polarwinkels, mit $\theta \in [0°; 180°]$, die jeweilige deponierte (generierte) Energie der einzelnen Cluster (Teilchen) aufsummiert und für alle generierten Ereignisse histogrammiert. Mit diesen Energieflüssen haben wir sehr schnell einen Überblick über die Abweichungen zwischen den unterschiedlichen Simulationsverfahren. In der Abbildung 13 sieht

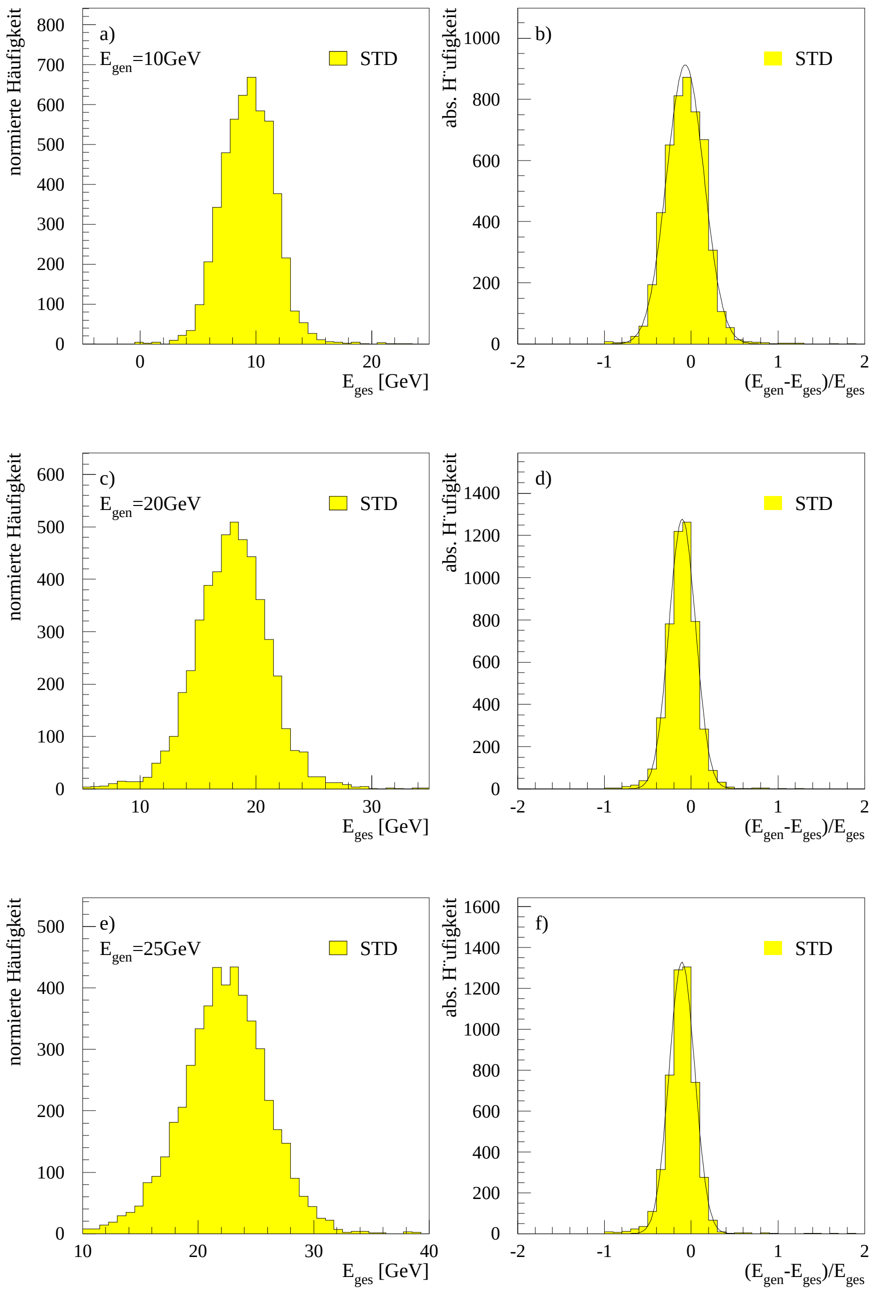

Abbildung 12: *linke Spalte:* Rekonstruierte Energie im LAr für π^+ mit 10 GeV, 20 GeV und 25 GeV Anfangsenergie; die rekonstruierte Gesamtenergie ergibt sich als Summe über sämtliche Cluster, die von Pionen erzeugt werden. *rechte Spalte:* skalierte Gesamtenergie ($E_{\text{gen}} - E_{\text{ges}}/E_{\text{ges}}$); durch den Gaußfit läßt sich die Energieauflösung bestimmen. Die Pionen wurden mit der Standard Simulation erzeugt (Inline Generator) und rekonstruiert.

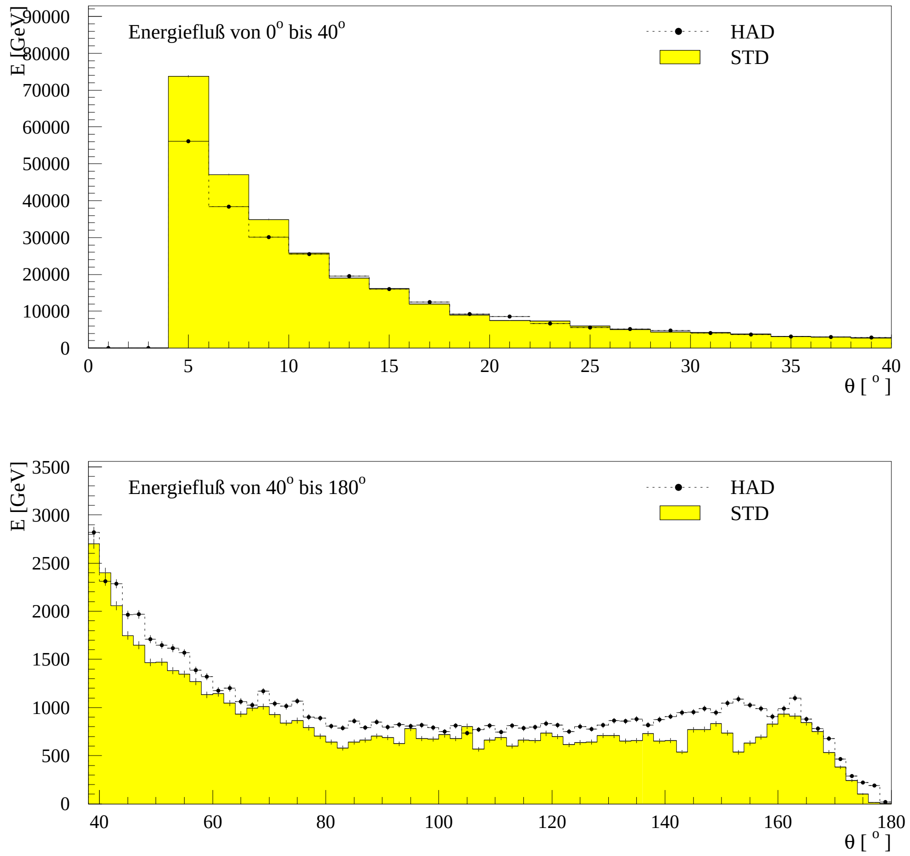

Abbildung 13: Vergleich der Energieflüsse auf Hadronniveau (HAD) und Detektorniveau (STD) der Standard Simulation für den MEPS336K01–Datensatz der LAr-Energieklasse. a) zeigt den Winkelbereich von 0° bis 40° b) zeigt den Winkelbereich von 40° bis 180°. Der Hadronenfluß beinhaltet alle generierten Teilchen, auch π^0. Beide Flüsse wurden ohne das gestreute Elektron erzeugt.

man den Energiefluß für alle generierten Teilchen des Endzustandes ohne das gestreute Elektron und für die im Detektor „gemessenen“ Cluster. Die zu erwartenden unterschiedlichen Verläufe sind deutlich sichtbar. Ab nun wird der Energiefluß aller generierten Teilchen abkürzend *hadronischer* Energiefluß genannt.

Für die beiden Energieflüsse werden nur Energieinformationen genommen, die nicht das gestreute Elektron enthalten, da uns hier für Simulation nur die hadronischen Energieanteile interessieren.

In der Abbildung 13 erkennen wir auch, daß der Energiefluß für die Hadronen im Schnitt über dem der rekonstruierten Cluster liegt. Mit steigendem Winkel nimmt dieser Abstand deutlich zu. Für kleine Winkel ($\theta < 10°$) kann der simulierte Ener-

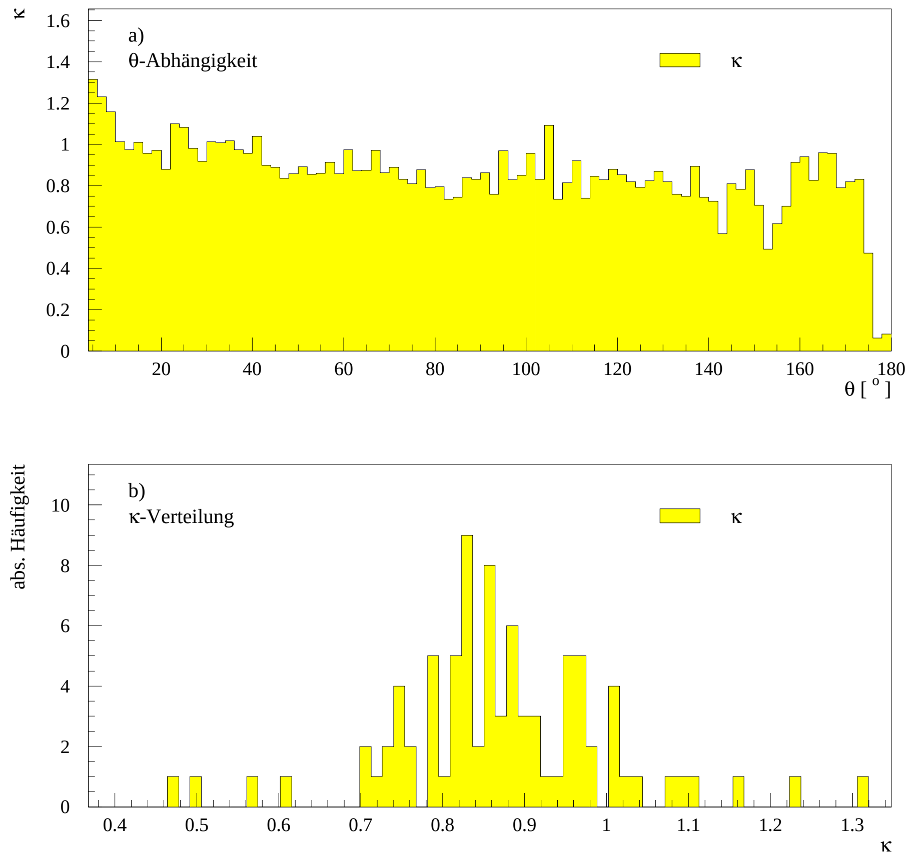

Abbildung 14: a) θ-abhängiges Verhältnis der Energieflüsse aus Abbildung 13. Einem Bin entsprechen 2°. b) Häufigkeitsverteilung von κ.

giefluß oberhalb des generierten Niveaus liegen, da Teilchen, die außerhalb der Detektorakzeptanz auf Material treffen, Sekundärteilchen erzeugen, die den Energiefluß erhöhen. Dieser Effekt innerhalb des Detektors wird in 5.5 genauer beschrieben. Es lassen sich auch einzelne Detektorstrukturen in dem rekonstruiertren Energiefluß erkennen, wie z. B. den sogenannte *BBE-Crack*, der bei $\theta \approx 153°$ zu finden ist. Dort befindet sich der Übergang zweier Kalorimeterkomponenten, und an solchen Übergangsstellen treten deutliche Ineffizienten bei Messungen auf.

Das Ziel ist es nun, den hadronischen Energiefluß dem rekonstruierten anzupassen. Dazu werden beide Flüsse „bin-weise“ verglichen und der Skalierungsfaktor κ für diesen Winkelbereich von jeweils 2° berechnet. Für beide Flüsse gilt anschließend die Beziehung

$$E_{\mathrm{STD}}(\theta) = \kappa(\theta) \cdot E_{\mathrm{HAD}}(\theta), \qquad (\kappa \in \mathbb{R}). \tag{5.2}$$

In (5.2) ist κ der Skalierungsfaktor beider Flüsse und es gilt

$$\kappa \begin{cases} < 1 & \text{für } E_{\mathrm{STD}} < E_{\mathrm{HAD}} \\ = 1 & \text{für } E_{\mathrm{STD}} = E_{\mathrm{HAD}} \\ > 1 & \text{für } E_{\mathrm{STD}} > E_{\mathrm{HAD}}; \end{cases} \tag{5.3}$$

κ gibt also an, ob der hadronische Fluß erniedrigt ($\kappa < 1$) oder erhöht ($\kappa > 1$) werden muß, um das Detektor-Niveau zu erreichen. Die Abbildung 14 a) zeigt für jedes Winkel-Bin den jeweiligen Skalierungsfaktor. Auch hier lassen sich die einzelnen Übergänge der Kalorimeterkomponenten erkennen. Im Teil b) der Abbildung 14 sehen wie die Häufigkeitsverteilung von κ.

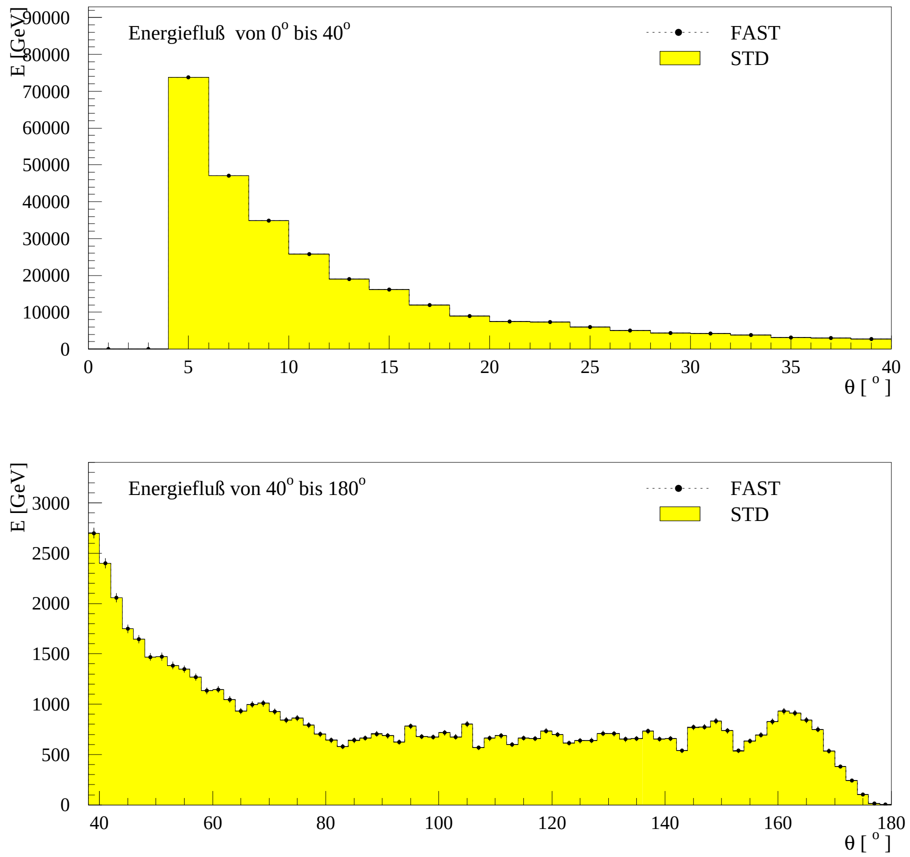

Abbildung 15: Das Hadronenniveau (FAST) aus Abbildung 13 wird durch die Skalierung mit den Faktoren aus Abbildung 14 b) dem Detektorniveau (STD) der Standard Simulation angepaßt.

Bevor wir mit den eigentlichen Analysen und Überprüfungen von *fastSim* fortfahren, wollen wir noch kurz auf die Entwicklung von *fastSim* eingehen. Diese Entwicklung beruht auf zwei wesentlichen Programmschritten, von denen die Energieflußanpassung der zweite von beiden ist. Im ersten Simulationsschritt wird aus der Generatorbank die Energie jedes Hadrons, das simuliert werden soll, ausgelesen. Diese Energien werden dann, wie in Abschnitt 5.4 und 5.5 noch zu sehen ist, entsprechend geeigneter Modelle verschmiert oder modifiziert. Aus dem Energiefluß dieser Hadronen und dem „realen“ Energiefluß der Standard-Simulationen werden dann die winkelabhängigen Korrekturfaktoren $\kappa(\theta_{\mathrm{Had}})$ bestimmt. Dies geschieht für alle generierten Teilchen im Winkelbereich zwischen $\theta_{\mathrm{Had}} > 4°$ und $\theta_{\mathrm{Had}} < 179°$, d. h. , daß das rückwärtige Kalorimeter und das LAr-Kalorimeter zur weiteren Vereinfachung mit identischen Algorithmen behandelt werden.

Im zweiten Schritt werden die Energien der Hadronen mit den Korrekturfaktor $\kappa(\theta_{\mathrm{Had}})$ skaliert und beide Energieflüsse so in Übereinstimmung gebracht. Durch die derzeitige Programmstruktur ist die Bestimmung der Korrekturfaktoren und die Anpassung der Energieflüsse in einem Programmaufruf nicht möglich. Dies bedeutet, daß für jede Änderung in den Simulations-Algorithmen und zwangsläufig auch in den Korrekturfaktoren die Energieflußanpassung erst durch einen iterativen Programmablauf erfolgen kann. Sind erst einmal geeignete Faktoren gefunden, kann *fastSim* direkt benutzt werden. Da in den folgenden Abschnitten nur Routinen für die schnelle Simulation vorgestellt und untersucht werden, heißen von nun an die lauffähigen Umgebungen dieser Routinen *fastSim*$^{\mathrm{x}}$. Erst am Ende dieser Arbeit wird der Vorschlag gemacht, wie die endgültige Version von *fastSim* auszusehen hat.

5.3.1 Energiehaushalt

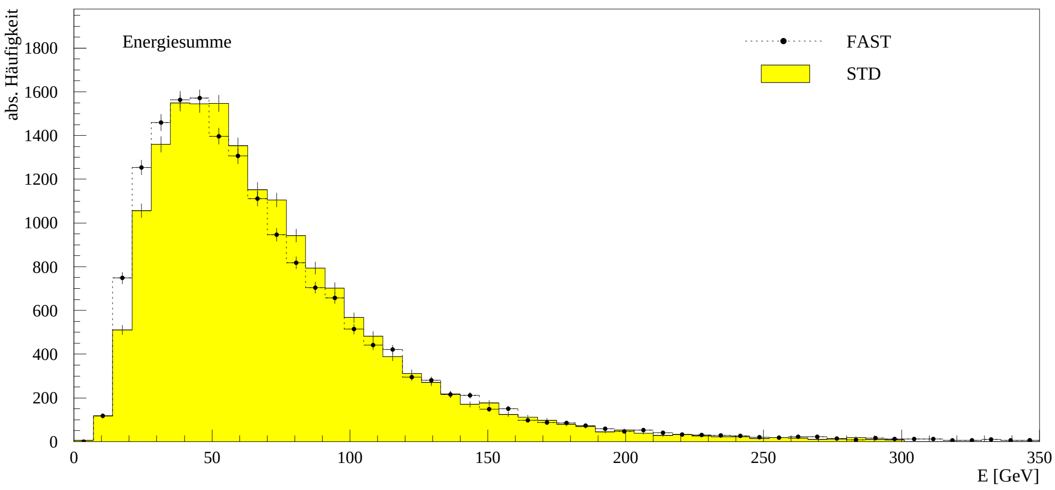

Abbildung 16: Energiesumme pro Ereignis für die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ (FAST) nach der Energieflußanpassung.

In der ersten Entwicklungsphase von *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ wird eine einfache Anpassung des Hadronen-Energieflusses an das Detektorniveau durchgeführt; dabei werden die in Abbildung 14 a) ermittelten Korrekturfaktoren κ verwendet, um die generierten Hadronen winkelabhängig zu reskalieren. Die Abbildung 15 zeigt uns das Endergebnis dieser Anpassung. Dort sehen wir, daß der so simulierte Energiefluß der Hadronen mit dem Energiefluß des Detektors deckungsgleich ist.

Aus der Abbildung 15 geht zwar hervor, daß durch die schnelle Simulation die Energieverteilungen für alle Hadronen zusammen richtig generiert werden, aber wir erkennen nicht, ob die Energieverteilungen einzelner Hadronen korrekt bestimmt sind. Um dies zu überprüfen, werden nun exemplarisch zwei Größen genauer betrachtet. Die erste Größe ist die Energiesumme ΣE, die sich aus allen gemessenen Energien für ein Ereignis zusammensetzt. Sie ist gut geeignet, um die Energieverteilungen einzelner Ereignisse zu überprüfen. In Abbildung 16 sehen wir, daß das Maximum der Energiesumme für die Standard-Simulation (STD) und der schnellen Simulation bei 50 GeV liegt. Aus der Abbildung 16 schließen wir zusätzlich, daß die schnelle Simulation zu kleineren Energien tendiert, da ihr der Kurvenverlauf bis zum Maximum oberhalb von dem Verlauf der Standard-Simulation liegt. Energiesummen über 50 GeV werden dafür seltener generiert. Insgesamt wurde aber eine gute Übereinstimmung beider Kurven erreicht.

In der Abbildung 17 ist die zweite Kontrollgröße $E - p_z$ dargestellt und für sie gilt

$$E - p_z = \sum_{\text{Hadronen}} (E_{\text{Hadron}} - p_{z,\text{Hadron}}) + E_{\text{e'}} - p_{z,\text{e'}} = 2E_{\text{e}}. \tag{5.4}$$

Auch hier sehen wir in Teil a) von Abbildung 17 einen ähnlichen Effekt wie in Abbildung 16. Bis 45 GeV ist eine Verschiebung der Verteilung zu kleineren Werten zu erkennen, da auch in der $E-p_z$-Verteilung eine Tendenz zu geringeren Energien vorliegt. Für die Bestimmung von $E - p_z$ wird in Abbildung a) das gestreute Elektron aus der Standard-Simulation genommen. In Teil b) der Abbildung 17 wird probeweise das gestreute Elektron durch ein von CIMODEL simuliertes Elektron ersetzt. Dies führt zur angestrebten vollständigen Loslösung von der Standard-Simulation. Bisher wird das gestreute Elektron noch der Standard-Simulation entnommen.

Wie wir sehen, fällt dadurch der Verlauf der Kurve um das Maximum herum stärker ab. Der Teil c) zeigt den longitudinalen Impuls aller Hadronen. Hier neigt die schnelle Simulation geringfügig zu niedrigeren Impulsen.

Insgesamt läßt sich sagen, daß die Routine für die die schnelle Simulation die Kontrollverteilungen der einzelnen Hadronen trotz der Einfachheit der Energieflußanpassung sehr gut beschreibt. Es läßt sich lediglich eine Tendenz zu geringeren Energien feststellen. Ferner sind die $E - p_z$-Verteilungen schärfer und sie haben deshalb ein ausgeprägteres Maximum.

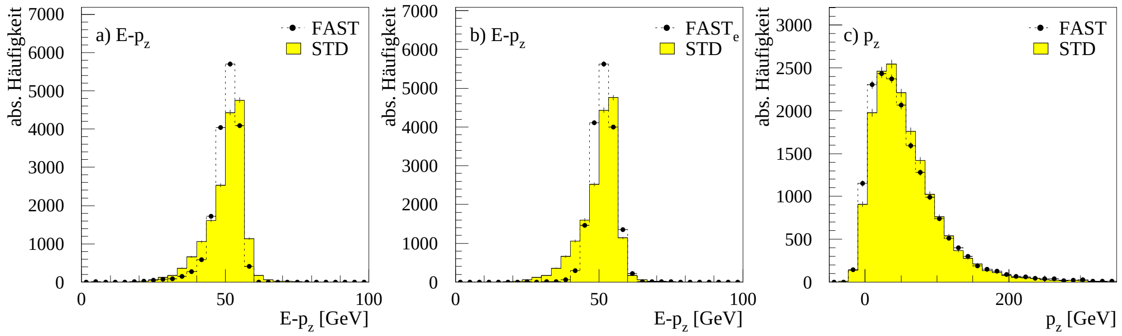

Abbildung 17: $E - p_z$ a) aus der Standard Simulation (STD) und der schnellen Simulation (FAST); b) die schnelle Simulation nimmt das simulierte Elektron aus CIMODEL, c) p_z aus Standard Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST). In a) und c) wird das gestreute Elektron der Standard Simulation genommen.

5.3.2 Jetraten-Bestimmung durch Energiefluß-Anpassung

An dieser Stelle soll nun die Anwendbarkeit der einfachen Energieflußanpassung an einem konkreten Beispiel überprüft werden. Eine bei der H1-Collaboration typische Analyse ist die Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s aus Jetraten. Bevor wir jedoch zu dieser Analyse kommen, müssen noch einige theoretische Grundlagen erläutert werden.

Bei der tief-inelastischen Streuung findet im Endzustand ein Übergang der Quarks[13] zu Hadronen statt. Dieser Prozeß der Fragmentierung ist störungstheoretisch nicht berechenbar. Der dabei neu entstandene hadronische Endzustand ist nicht über den Raumwinkel gleichverteilt, sondern zeigt deutlich die partonische Natur dieses Ereignisses. Die Hadronen sind in sogenannte *Jets* gebündelt, deren Gesamtenergie durch die Energie des Quarks, aus dem sie hervorgehen, festgelegt wird [15]. Neben dem aus dem Protonrest hervorgehenden *remnant* Jet, der einen sehr geringen Transversalimpuls besitzt und im Detektor nur unvollständig meßbar ist, entstehen weitere nachweisbare Jets. In der Notation „$N+1$“ gibt N die Anzahl der aus dem harten Subprozeß stammenden Jets an und „1“ den Jet des Protonrestes.

Die Analyse von Ereignissen mit mehr als 2 Jets erfordert die Entwicklung spezieller Algorithmen zur Rekonstruktion der Jets aus den zugehörigen Impulsen. Für die nachfolgende Analyse wurde der *JADE*-Jetalgorithmus [22] benutzt. Dieses Verfahren faßt jeweils zwei Teilchen k und l eines Ereignisses mit den Energien E_k und E_l zu Paaren der invarianten Masse M_{kl} zusammen. Die invariante Masse bestimmt sich mit dem Winkel Θ_{kl} zwischen den beiden Teilchen aus der Gleichung

$$M_{kl}^2 = 2E_k E_l (1 - \cos\Theta_{kl}). \tag{5.5}$$

[13]Das Proton besteht aus einem *down* und zwei *up*-Quarks.

Die Teilchen mit der kleinsten Paarmasse werden mit dem Viererimpuls $(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)$ ersetzt. Diese Paarbildung wird nun solange wiederholt, bis das skalierte Massenquadrat aller überlebender Kombinationen oberhalb eines vorgewählten Schnittes y_{cut} liegt (hier ist $y_{\mathrm{cut}} = 0.02$).

Aus der Häufigkeit der auftretenden 1+1–Ereignisse und der 2+1–Ereignisse lassen sich dann Informationen über das Verhalten der starken Kopplungskonstanten α_s gewinnen. So kann die beobachtbare Q^2-Abhängigkeit von α_s über Jetraten-Bestimmungen quantitativ analysiert werden, da die entsprechenden Wirkungsquerschnitte von α_s abhängen [26]. Die Jetraten

$$R_{2+1}(Q^2, y_{\mathrm{cut}}) = \frac{\sigma_{2+1}(Q^2, y_{\mathrm{cut}})}{\sigma_{1+1}(Q^2, y_{\mathrm{cut}}) + \sigma_{2+1}(Q^2, y_{\mathrm{cut}})} \tag{5.6}$$

werden dazu für verschiedene Q^2-Intervalle ermittelt und können dann in eine Messung von $\alpha_s(Q^2)$ übertragen werden. So ist nicht nur eine gute Kenntnis über die Häufigkeit der 1+1 bzw. 2+1 Ereignisse wichtig, sondern es muß auch bekannt sein, in welchen Q^2-Bins diese Ereignisse liegen.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen zur Untersuchung der Jetereignisse basieren auf dem Generator LEPTO Version 6.5 [14] unter Verwendung des MEPS-Modells. Dieses Modell stützt sich auf Matrixelemente niedrigster Ordnung (*leading Order; LO*) und der Behandlung von Effekten höherer Ordnung (*leading logarithm approximation; LLA*) durch QCD-inspirierte Partonschauer in Anfangs- und Endzustand. Ferner lassen sich mit LEPTO die für die α_s–Bestimmung notwendige Korrektur der R_{2+1} Raten auf das Partonniveau durchführen. Dazu werden die entsprechenden R_{2+1} Raten für das jeweilige Q^2 Intervall mit Hilfe eines sogenannten Korrekturfaktors R_{Korr} skaliert; es gilt

$$R_{\mathrm{Korr}} = \frac{R_{2+1}^{\mathrm{Parton}}}{R_{2+1}^{\mathrm{Detektor}}}. \tag{5.7}$$

Weitere und ausführlichere Aspekte zur Jetraten- und α_s-Bestimmung sind in den Arbeiten [16, 23] zu finden.

5.3.3 Ereignisselektion und Verteilungen von Jetgrößen

Die für die Ratenbestimmungen notwendigen Informationen für das gestreute Elektron werden aus den simulierten und rekonstruierten Daten der Standard-Programme entnommen. Dies hat den Vorteil, daß bei den Vergleichen beider Simulationen die gleichen Ereignisse vorliegen. Für beide Simulationen werden nur Ereignisse genommen, bei denen das gestreute Elektron korrekt identifiziert wurde.

Die vorliegende Analyse beschränkt sich auf Ereignisse mit $Q^2 > 90\ \mathrm{GeV}^2$; bei diesen Ereignissen hat das Elektron einen großen Streuwinkel und wird folglich im LAr-Kalorimeter nachgewiesen[14]. Um eine möglichst untergrundfreie Selektion der tief-

[14]man spricht dann von einer LAr-Ereignisklasse

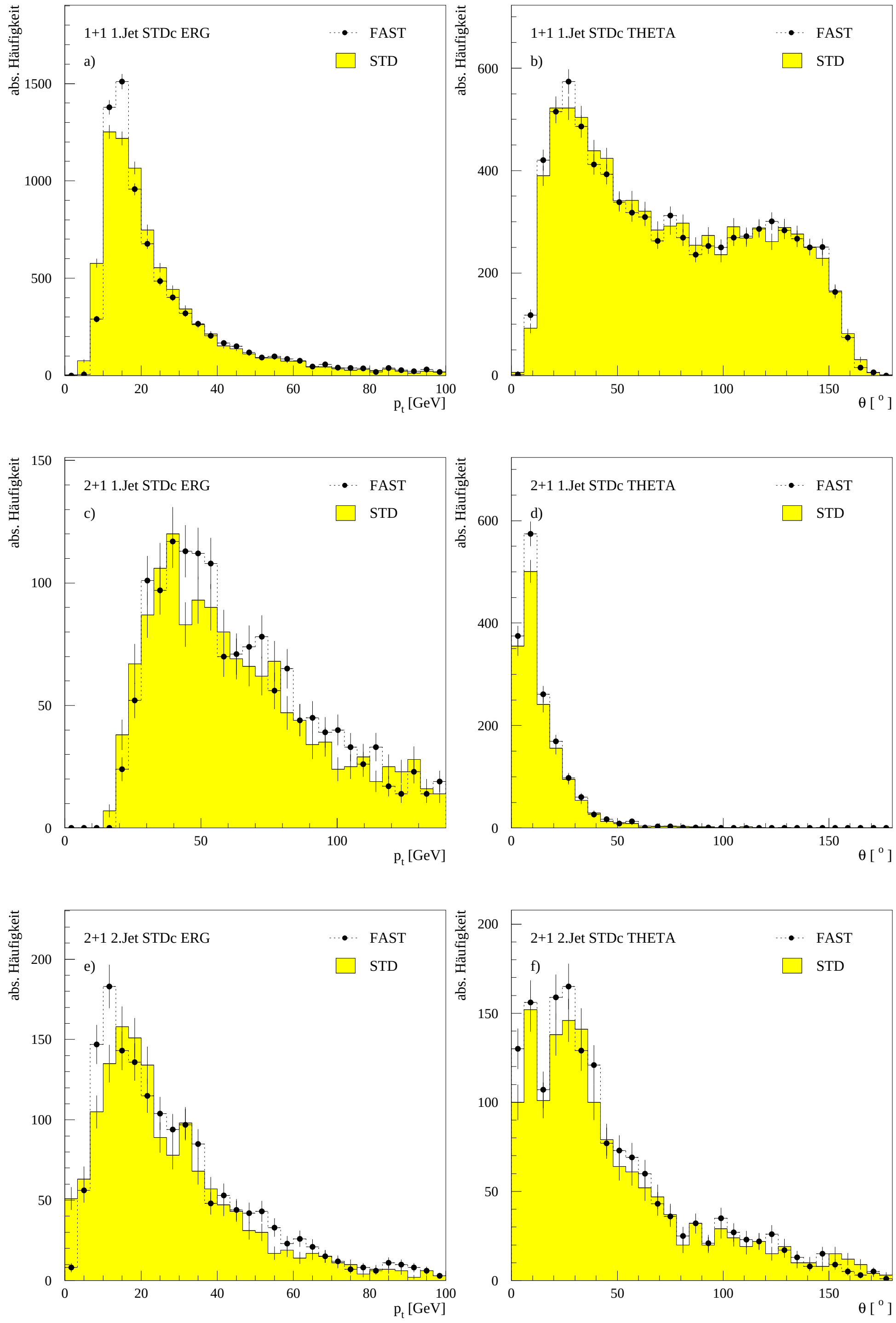

Abbildung 18: Transversalimpuls- und Winkelverteilung der 1+1 und 2+1 LAr-Ereignisse nach Anwendung der *Standard-Schnitte* für die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*^{x} (FAST)

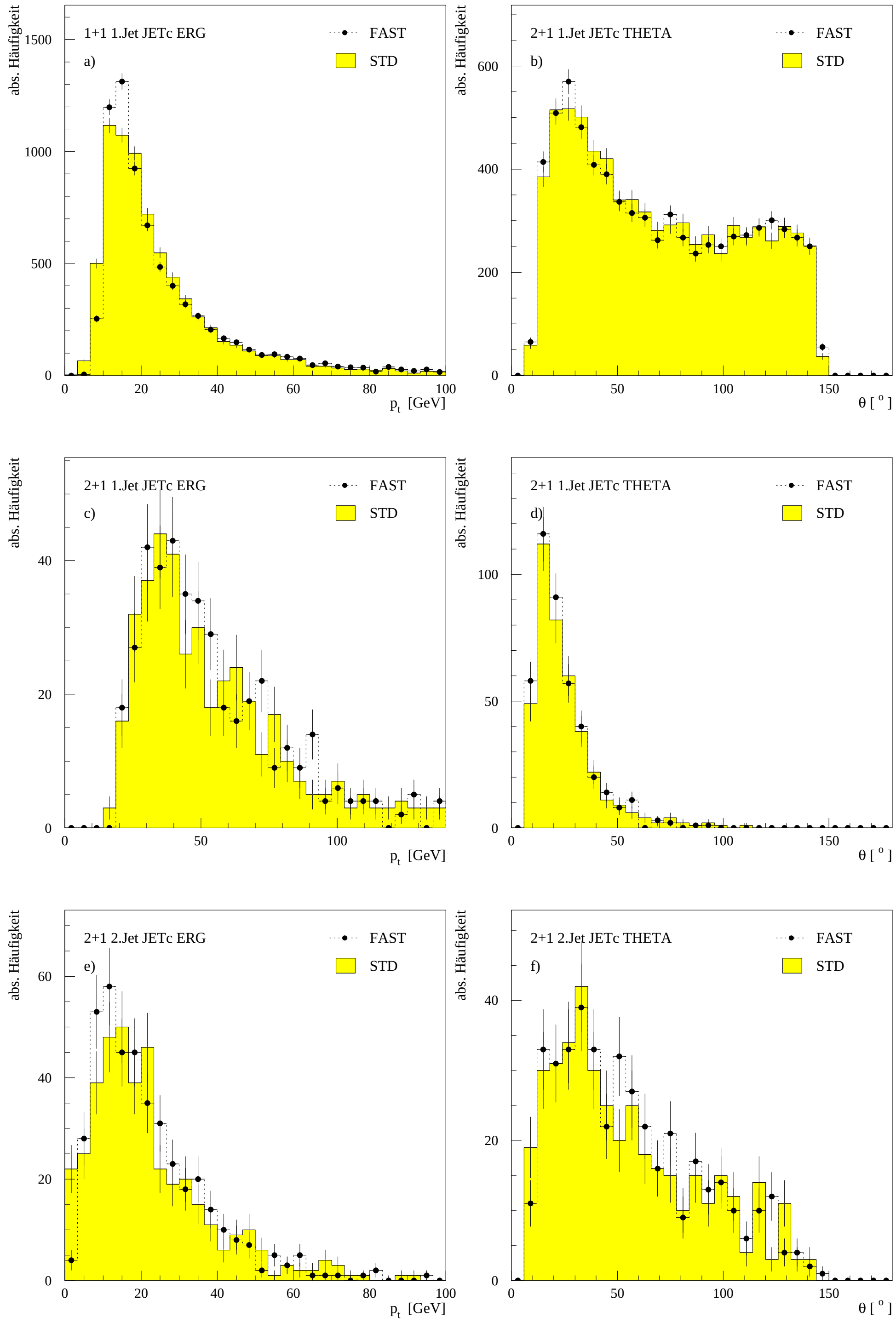

Abbildung 19: Transversalimpuls- und Winkelverteilung der 1+1 und 2+1 LAr-Ereignisse nach Anwendung der *Jet-Schnitte* für die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*^{x} (FAST)

inelastischen Ereignisse zu gewährleisten, müssen die folgenden Standard-Schnitte durchgeführt werden:

- ❐ $Q^2 > 100\ \mathrm{GeV}^2$
- ❐ $10° < \theta_e < 150°$
- ❐ $y_e < 0.7$
- ❐ $38\ \mathrm{GeV} < \sum(E - p_z) < 70\ \mathrm{GeV}$
- ❐ $E_{\mathrm{BEMC}} < 10\ \mathrm{GeV}$
- ❐ $|z_{\mathrm{Vertex}} + 4\ \mathrm{cm}| < 25\ \mathrm{cm}$
- ❐ $W^2 > 5000\ \mathrm{GeV}^2$

Um nun die Qualität einer Simulation zu bestimmen, muß ein direkter Vergleich der simulierten Ereignisse mit den vom Detektor gemessenen Daten vorgenommen werden. Da die Standardprogramme H1SIM und H1REC die bestmögliche Detektorbeschreibung bieten, wird in unserem Fall immer ein Vergleich mit ihnen vorgenommen.

Im Falle der Jetraten-Analyse mit LEPTO überprüfen wir die Verteilungen verschiedener Jetgrößen wie z. B. Winkel θ_{Jet} und Transversalimpuls p_t hinsichtlich der Beschreibungsgenauigkeit der Daten. Zusätzlich zu den Selektionsschnitten (siehe Seite 41) führen wir zwei weitere Schnitte für LAr-Ereignisse ein, die sich auf die Jetgrößen auswirken:

- ❐ $10° < \theta_{\mathrm{Jet}} < 145°$: Dieser auf jeden Jet angewendeter Winkelschnitt soll die Probleme bei Messungen im Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Detektors verringern. Dabei werden nur diejenigen Jets berücksichtigt, die diese Bedingung erfüllen, d. h. für 2+1-Ereignisse müssen beide Jets und für 1-1-Ereignisse muß genau ein Jet die Schnittbedingung erfüllen.

- ❐ $z_{p,i} < 0.1$: Die Skalenvariable $z_{p,i}$ ist für 2+1-Jetereignisse durch den Viererimpuls des einlaufenden Protons P und der beiden Jets p_i definiert. Für $z_{p,i}$ gilt

$$z_{p,i} = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{p}_i}{\mathbf{P} \cdot (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)} \qquad (i = 1, 2), \tag{5.8}$$

  mit $z_{p,1} = 1 - z_{p,2}$. Die relevante Schnittgröße $z_{p,i}$ ergibt sich als Minimum von $z_{p,1}$ und $z_{p,2}$ und wird nur auf 2+1-Ereignisse angewendet.

	N_{1+1}	N_{2+1}	N_{Tot}	N_{2+1}/N_{Tot} [%]
Partonniveau	8209	681	8890	7.66
H1SIM/H1REC	8456	406	8862	4.58
fastSim$^{\mathrm{x}}$	8491	422	8913	4.73

Tabelle 7: Vergleich der absoluten Ereigniszahlen von 1+1- und 2+1-Ereignissen in der Abbildung 19. Insgesamt wurden 17237 Ereignisse untersucht.

Die Abbildungen 18 und 19 zeigen die Winkelverteilungen sowie die Transversalimpuls-Verteilungen der mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets im Vergleich zwischen der Standard-Simulation (STD) und *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ (FAST). Für die Abbildung 18 wurden die Standard-Schnitte und für die Abbildung 19 die Jet-Schnitte benutzt. Die Diagramme der 1+1-Ereignissen a) und b) enthalten auch 2+1-Ereignissen, bei denen genau ein Jet den Winkelschnitt θ_{Jet} erfüllt. Fernen mußten die hinzugefügten 2+1-Ereignisse auch den z_p-Schnitt erfüllen. Die Diagramme der 2+1-Ereignisse c) bis f) enthalten ausschließlich Ereignisse mit Jets, die einerseits den θ_{Jet}-Schnitt und andererseits den z_p-Schnitt erfüllen. Die Tabelle 7 gibt einen Überblick der absoluten Ereigniszahlen innerhalb dieser Diagramme. Zusätzlich werden noch die Ereigniszahlen für das Partonniveau angegeben.

Die absoluten Ereigniszahlen zeigen, daß nach *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ geringfügig mehr 1+1- und 2+1-Ereignisse selektiert werden als nach der Standard-Simulation. Die Unterschiede in den Abbildungen 18 und 19 lassen sich durch diese Abweichungen in den Zählraten erklären.

Abgesehen von diesen Abweichungen in den Maxima, die bei den Winkelverteilungen auch vorhanden, aber nicht so stark ausgeprägt sind, sehen wir, daß sich die Zählraten N_{2+1}/N_{Tot} von *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ und der Standard-Simulation kaum von einander abweichen ($\sim 3\%$) . Desweiteren läßt sich kein wesentlicher Unterschied in den Abbildungen 18 und 19 erkennen, die sich durch unterschiedliche Schnitte (Standardschnitt und Jetschnitt) unterscheiden.

Eine mögliche Erklärung für die unterschiedliche Bestimmung der Ereigniszahlen und der Verteilung der Jetgrößen θ_{Jet} und p_t ist im nächsten Abschnitt zu finden.

5.3.4 Jetraten und Korrekturfaktoren

Um die Unterschiede in den Zählraten beider Simulation besser zu verstehen, untersuchen wir eine weitere Kontrollgröße. Diese Größe ist die Energie des *Pseudo-Teilchen*. Es ist die Energie, die für jedes Ereignis entlang der Strahlröhre aufgrund des geringen Winkels von $\theta < 4^\circ$ verloren geht und nicht nachgewiesen wird. Diese Größe sorgt für die Energieerhaltung durch den unmeßbaren, ungestreuten $(p_x, p_y = 0)$ Protonrest.

In der Abbildung 20 sehen wir die Energie des Pseudo-Teilchen histogrammiert. Diese Abbildung zeigt uns für *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ eine geringe, aber dennoch sichtbare Tendenz

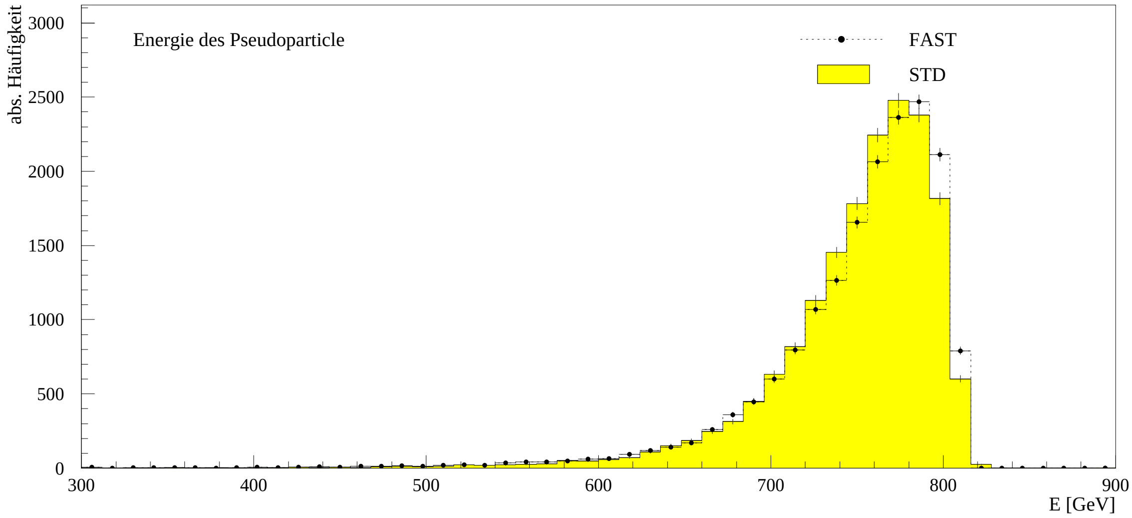

Abbildung 20: Energiespektrum des Pseudo-Teilchens für die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ (FAST).

zu höheren Energien. Da das Pseudo-Teilchen die nicht nachweisbare bzw. fehlende Energie angibt, ist diese Tendenz an Hand von Abbildung 16 sofort nachvollziehbar. Da wir bei der meßbaren Energiesumme eine Tendenz zu niedrigeren Energie haben, muß folglich bei der nicht meßbaren Energie des Pseudo-Teilchens eine Tendenz zu höheren Energien vorliegen. Die Ursache für die Unterschiede in den Zählraten der Jet-Ereignisse läßt sich u. a. in dieser Diskrepanz finden. Untersuchungen mit dem JADE-Algorithmus haben nämlich bestätigt, daß sich die Jet-Raten in annähernd linearer Abhängigkeit von der Energieskala ändern [27]. Eine Erhöhung oder Verringerung der Energie aller in den Jet-Algorithmus eingehenden Objekte um einen konstanten Faktor bewirkt beim Vergleich identischer Ereignisse eine entsprechende Änderung in den Jet-Raten.

In Abschnitt 5.3.2 wird darauf hingewiesen, daß die Q^2-Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten α_s innerhalb verschiedener Q^2-Bin erfolgt. Im folgenden Teil wollen wir nun unterschiedliche Q^2-Intervalle näher untersuchen.

Dazu wird eine Intervalleinteilung gewählt, bei der eine ungefähre Gleichverteilung der Zählraten für die 2+1-Ereignisse vorliegt. Bei dieser Einteilung wird gewährleistet, daß der statistische Fehler der einzelnen Bereiche in etwa gleich wird. In Tabelle 8 sehen wir die Einträge der einzelnen Energiebereiche. Der angegebene Fehler bestimmt sich in erster Linie aus der geringen Anzahl der 2+1-Ereignisse der jeweiligen Bins und ist deshalb verhältnismäßig groß.

Die Korrekturfaktoren für die einzelnen Bins bestimmen sich aus dem Verhältnis der Jetraten des Patonniveaus (LEPTO-Ereignisse) und den jeweiligen simulierten

Simulation	[%]	Q^2-Bereich [GeV^2] 100-300	300-700	700-4000
Parton	$R_{2+1}^{\mathrm{Parton}}$	6.13±0.18	9.28±0.22	9.91±0.23
SIM/REC	$R_{2+1}^{\mathrm{SIM/REC}}$	3.46±0.14	5.16±0.17	7.92±0.21
fastSim$^{\mathrm{x}}$	$R_{2+1}^{\mathit{fastSim}^{\mathrm{x}}}$	3.50±0.14	5.75±0.18	7.42±0.20
SIM/REC	R_{Korr}	1.77±0.23	1.80±0.28	1.25±0.31
fastSim$^{\mathrm{x}}$	R_{Korr}	1.75±0.23	1.61±0.28	1.34±0.30

Tabelle 8: Jetraten-Vergleich zwischen Standard-Simulation und *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ für die LAr-Ereignisklasse nach Anwendung der Standard- und Jetschnitte. *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ beinhaltet nur die Energieflußanpassung.

Niveaus. Hierbei definiert sich die Jetrate R_{2+1} durch das Verhältnis

$$R_{2+1} = \frac{N_{2+1}}{N_{\mathrm{Tot}}}, \quad \text{der Fehler durch } \Delta R_{2+1} = \sqrt{\frac{R_{2+1}(1-R_{2+1})}{N_{\mathrm{Tot}}}}. \tag{5.9}$$

Bei dieser Definition der Jetrate gehören diejenigen 2+1-Ereignissen zu N_{2+1}, bei denen mindestens ein Jet den θ_{Jet}-Schnitt und den z_p-Schnitt erfüllt. Zu N_{Tot} gehören

- alle 1+1-Ereignisse, die dem θ_{Jet}-Schnitt unterliegen,
- alle 2+1-Ereignisse, bei denen mindestens ein Jet dem θ_{Jet}-Schnitt unterliegt. Der z_p-Schnitt wird bei N_{Tot} nicht berücksichtigt.

Der Korrekturfaktor der einzelnen Q^2-Bins ergibt sich dann aus der Relation

$$R_{\mathrm{Korr}} = \frac{R_{2+1}^{\mathrm{Parton}}}{R_{2+1}^{\mathrm{SIM/REC}}} \quad \text{bzw. } R_{\mathrm{Korr}} = \frac{R_{2+1}^{\mathrm{Parton}}}{R_{2+1}^{\mathit{fastSim}^{\mathrm{x}}}}. \tag{5.10}$$

Der Fehler der Korrekturfaktoren bestimmt sich durch die lineare Fehlerfortpflanzung der beteiligten Ratenfehler. Eine Erhöhung der Anzahl der generierten Ereignisse verringert die Fehlerbalken in den Diagrammen.

Wie wir in Tabelle 8 sehen, stimmen für das erste Q^2-Bin die Jetraten beider Simulationen innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Mit steigendem Q^2 nimmt diese Übereinstimmung bis zum dritten Bin hin deutlich ab. Diese Abweichungen spiegeln die Diskrepanzen in den Verteilungen der Jetgrößen θ und p_t wieder. Wie schon gesagt wurde, hängen die mit dem JADE-Algorithmus bestimmten Jetraten maßgeblich von der Energieskala ab. Diese Energieskala geht quadratisch in die Größe $M_{k,l}^2$ aus (5.5) ein [22]. Dieser Einfluß wird teilweise durch die Massenskala W kompensiert, aber insgesamt bleibt dennoch eine lineare Abhängigkeit der Jetraten bezüglich der Unsicherheit der Energieskala.

In den weiteren Abschnitte beschäftigen wir uns mit der Rekonstruktion der kinematischen Größe Q^2 und der Skalenvariabel y. Auch hier sind Faktoren zu finden, die zu Unsicherheiten in der Bestimmung der Jetgrößen führen.

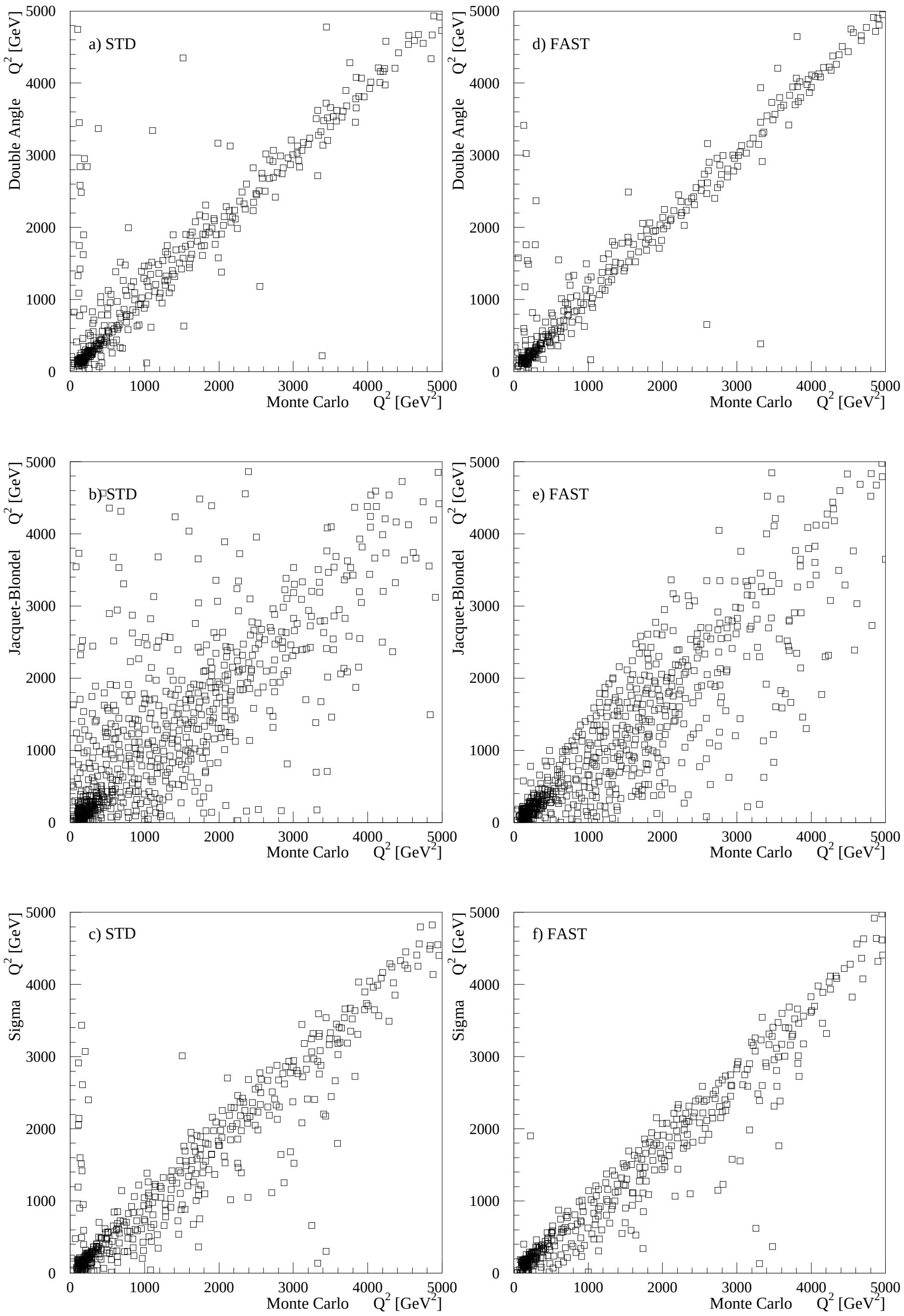

Abbildung 21: Korrelation der kinematischen Größe Q^2 zwischen generiertem (Monte Carlo) und rekonstruierten Wert für unterschiedliche Rekonstruktionsmethoden. *Linke Spalte:* Rekonstruktion mit der Standard Simulation. *Rechte Spalte:* Rekonstruktion mit der schnellen Simulation nach Energieflußanpassung.

5.3.5 Simulation der kinematischen Größen

In diesem Abschnitt wollen wir die Rekonstruktion der kinematischen Größen Q^2 und y durch die in Abschnitt 2.3 vorgestellten Methoden untersuchen. Die Definition der beiden Größen ist in Abschnitt 2.2 erläutert.

Rekonstruktion von $\mathbf{Q^2}$: Um nun die Qualität der Rekonstruktion durch *fastSim*^{x} zu überprüfen, wird Q^2 durch die **Doppelwinkel**-, die **Jacquet-Blondel**- und **Sigma**-Methode rekonstruiert und mit den zugehörigen Monte-Carlo Werten verglichen. Dieser Vergleich findet einerseits durch eine Korrelation (siehe Abbildung 21) der Wertepaare für jedes einzelne Ereignis statt. In einem zweiten Vergleich wird eine integrierte Darstellung (siehe Abbildung 22) gewählt. Hier vergleichen wir die Rekonstruktion durch die Standard-Simulation mit der Rekonstruktion durch *fastSim*^{x} für die unterschiedlichen Verfahren. In Abbildung 21 sehen wir in den Diagrammen a), b) und c) die Korrelation der den mit LEPTO generierten (Monte Carlo) mit den durch H1SIM/H1REC rekonstruierten Werten für die drei unterschiedlichen Rekonstruktionsmethoden. Die Diagramm d), e) und f) zeigen die Korrelation zwischen LEPTO und *fastSim*^{x} . Dadurch, daß die gleichen Rekonstruktionsmethoden gegenübergestellt sind, lassen sich beide Simulationen so gut vergleichen. Bei der Doppelwinkelmethode und Sigmamethode sehen wir, daß sich die Rekonstruktion der beiden Simulation nicht nennenswert unterscheidet. Nur bei der Jacquet-Blondelmethode lassen sich kleine Unterschiede feststellen. Denn in Diagramm e) sehen wir, daß die Verteilung nicht so stark verschmiert sind, wie die in Diagramm b). Diese Abweichungen in den Verteilung sind bei der Jacquet-Blondel-Methode schon im voraus zu erwarten, da diese Methode sehr sensitiv auf die Beschreibung des hadronischen Endzustandes ist. Die beiden anderen Methoden sind nicht bzw. kaum abhängig von einer korrekten Beschreibung des hadronischen Endzustandes. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 22 bestätigt. In den Diagrammen b) und d) sehen wir wieder die gute Übereinstimmung beider Simulationen in der Rekonstruktion von Q^2. Bei der Jacquet-Blondel-Methode lassen sich wieder Unterschiede feststellen. Diese Unterschiede sind auf Unsicherheiten in der Beschreibung des Endzustandes zurück zuführen. In Diagramm a) sehen wir die Häufigkeitsverteilung der generierten Q^2. Dieses Diagramm ist hinzugefügt worden, um den simulierten Verlauf der Häufigkeitsverteilung besser beurteilen zu können. Wie wir sehen, stimmt der Verlauf der rekonstruierten Werte mit denen der generierten gut überein.

Rekonstruktion von y: Bei der Rekonstruktion von y lassen sich die oben gezeigten Unsicherheiten bestätigen. In Abbildung 23 sehen wir wieder die Korrelation zwischen Generatorwerten für y mit den rekonstruierten Werten beider Simulationen. Hier fällt sofort auf, daß die Verteilungen mit fastSim in d) bis f) nicht so stark aufgefächert sind, wie die Verteilungen mit der Standard-Simulation. Diese große Auffächerung kommt dadurch zustande, da die Standard-Simulation

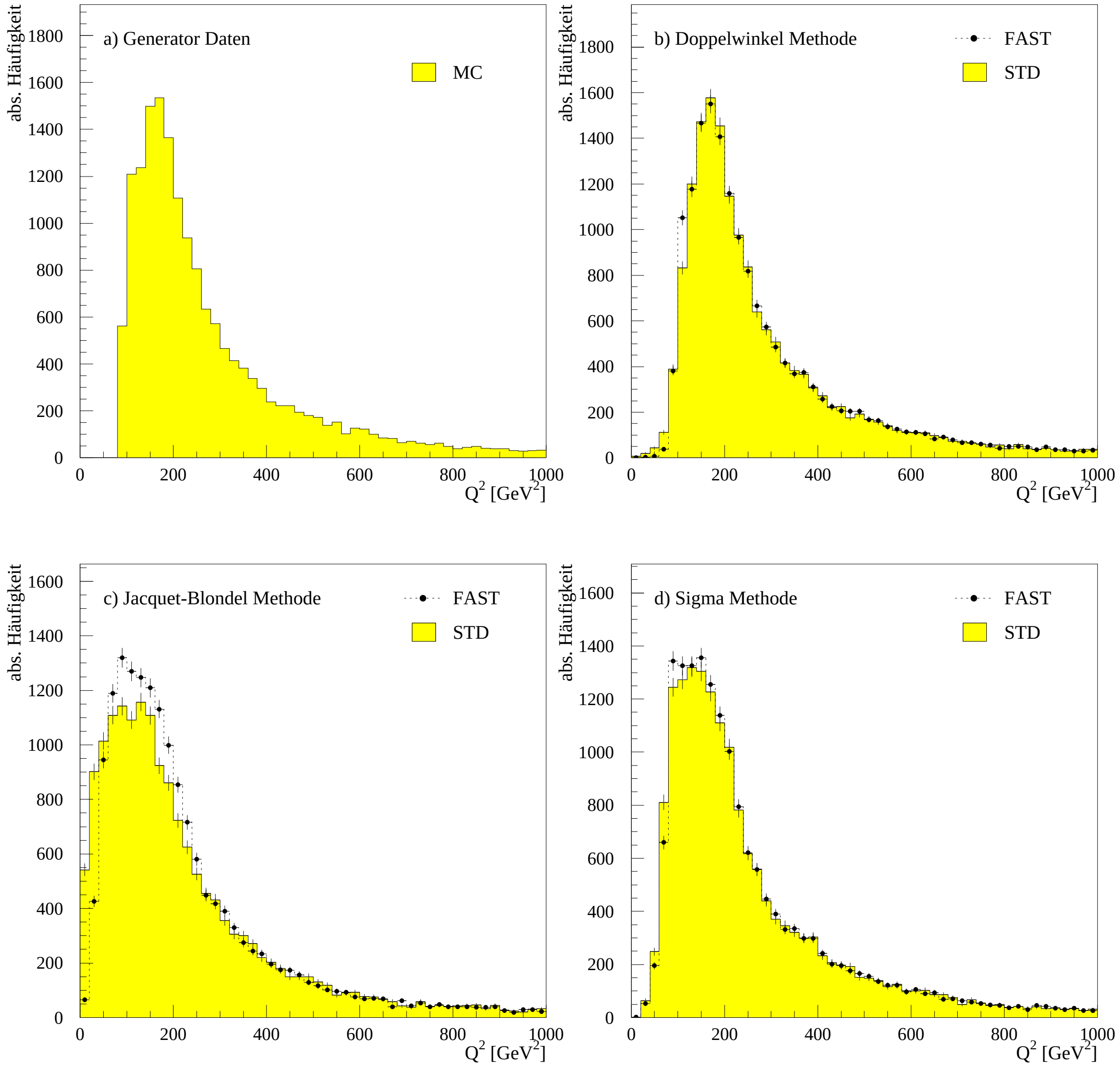

Abbildung 22: Integrierte Darstellung von Q^2 mit der Standard Simulation (STD) und mit *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ (FAST) nach der Energieflußanpassung. Für die Rekonstruktion wurden unterschiedliche Methoden benutzt. a) zeigt die Generatorverteilung.

das Auflösevermögen des LAr-Kalorimeters berücksichtigt. Bei *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ wird durch die Energieflußanpassung nur ein Energieverlust ausgeglichen; das Auflösevermögen des LAr-Kalorimeters wird dabei nicht berücksichtigt. Dieses Verhalten wird bei allen drei Rekonstruktionsverfahren deutlich sichtbar. Auch hier lassen sich die größten Abweichungen wieder bei der Jacquet-Blondel-Methode erkennen. Das von dem Generator und der schnellen Simulation dort rekonstruierte schmale „Band“ ist ein eindeutiges Zeichen dafür, daß das Auflöse-

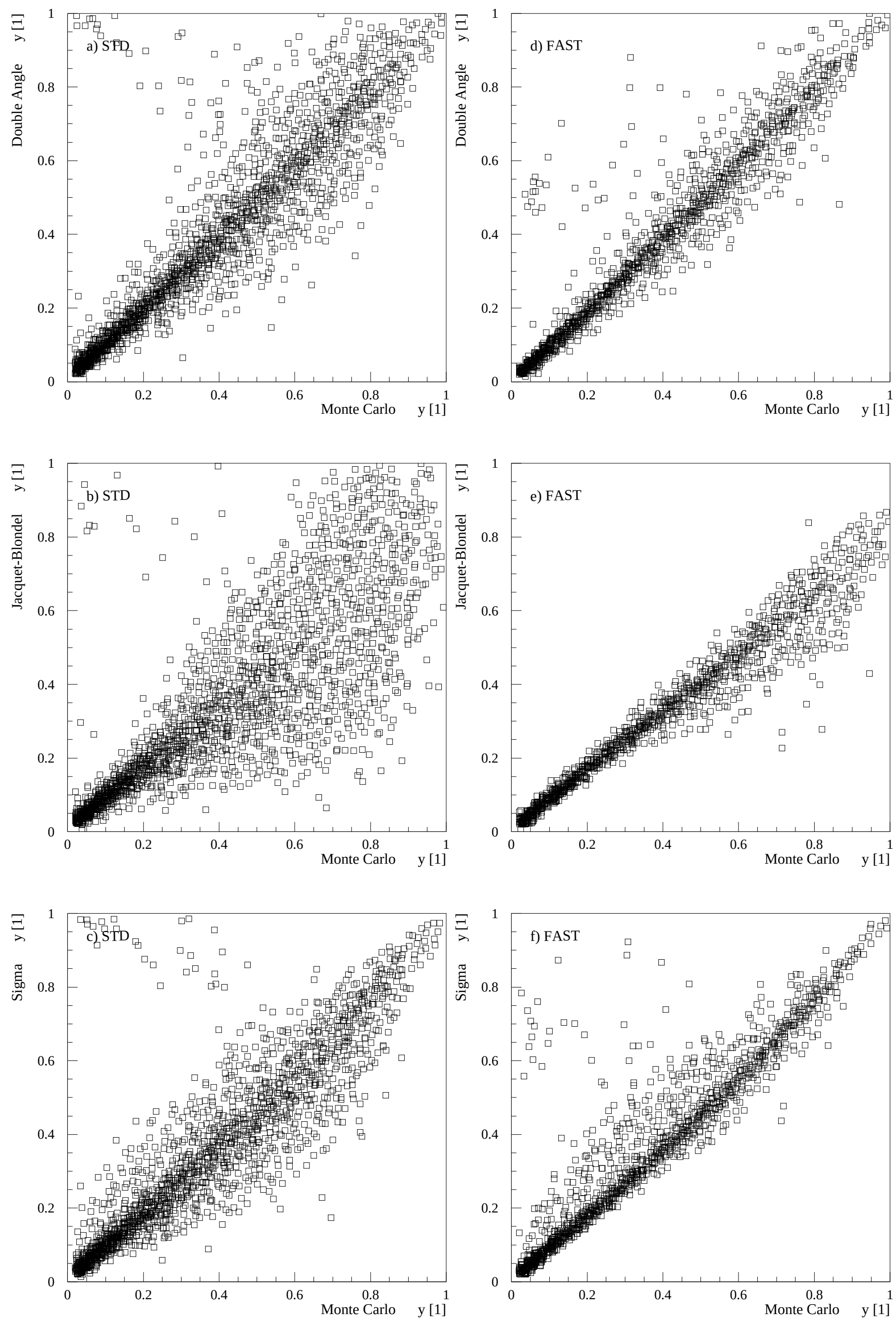

Abbildung 23: Korrelation der kinematischen Größe y zwischen generiertem (Monte Carlo) und rekonstruierten Wert für unterschiedliche Rekonstruktionsmethoden. *Linke Spalte:* Rekonstruktion mit der Standard Simulation. *Rechte Spalte:* Rekonstruktion mit der schnellen Simulation nach Energieflußanpassung.

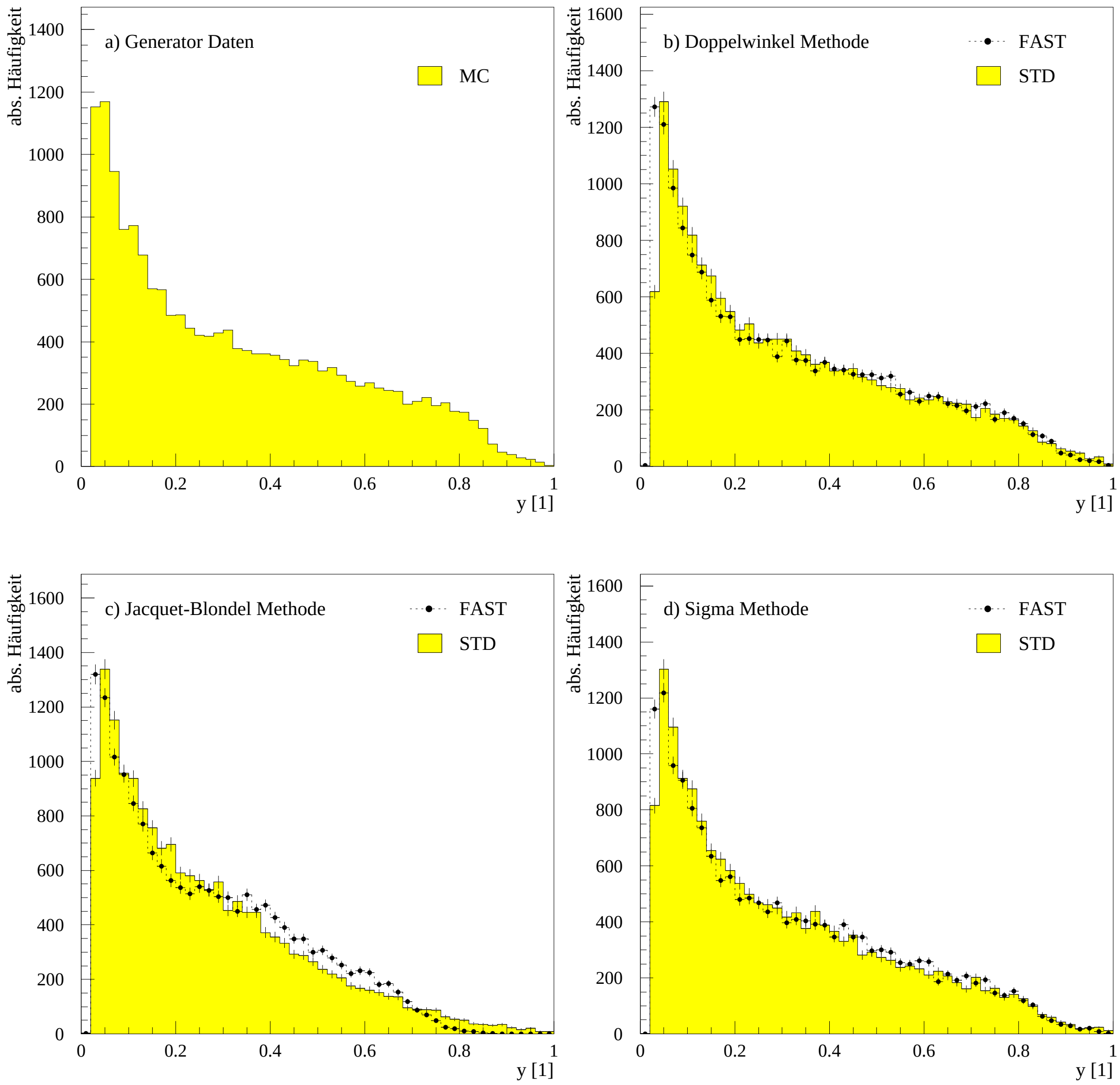

Abbildung 24: Integrierte Darstellung von y mit der Standard Simulation (STD) und mit *fastSim*^{x} (FAST) nach der Energieflußanpassung. Für die Rekonstruktion wurden unterschiedliche Methoden benutzt. a) zeigt die Generatorverteilung.

vermögen des LAr-Kalorimeters nicht vernachlässigt werden darf.

Die integrierte Darstellung von y in Abbildung 24 ist eher unempfindlich auf eine genaue Beschreibung des Auflösevermögens des Kalorimeters. In der integrierten Darstellung sehen wir bei der Doppelwinkelmethode und der Sigmamethode wieder die erwartete Übereinstimmung in der Häufigkeitsverteilung. Selbst bei der Jacquet-Blondel-Methode, die eine gute Beschreibung des hadronischen Endzustandes verlangt, ist diese Übereinstimmung überraschend gut. Die großen Abweichungen, die bei der Q^2-Verteilung aufgetreten ist, ist hier nicht so stark zu sehen. Lediglich für $0.2 < y < 0.6$ lassen sich einige Unsicherheiten in der Beschreibung erkennen.

Die Abbildungen 22 c) und 23 e) haben uns gezeigt, daß nur durch eine einfache Energieflußanpassung der H1-Detektor bzw. das LAr-Kalorimeter nicht ausreichend beschrieben wird. Die Unstimmigkeiten, die bei der Bestimmung der Jetraten und den Verteilungen der jet-spezifischen Größen aufgetreten sind, lassen sich auf eine unzureichend genaue Beschreibung des hadronischen Endzuständen und der somit verbundenen Rekonstruktion der kinematischen Größen zurückführen.

Im folgenden Abschnitt wird zusätzlich zur Energieflußanpassung noch eine Energieverschmierung vorgenommen. Durch diese Verschmierung soll das Auflösevermögen des LAr-Kalorimeters nachempfunden werden.

5.4 Energieverschmierung

5.4.1 Gaußverschmierung innerhalb von fastSim^x

Um nun das Auflösevermögen des Kalorimeters nachzuempfinden, wird vor der Energieflußanpassung die Energie jedes Teilchens anhand einer Gaußverteilung zufällig zu höheren oder niedrigeren Energien hin verschmiert. Dieser Gaußverteilung liegt das Auflösevermögen des LAr-Kalorimeters zugrunde. Für das verwendete Auslösevermögen gilt [7]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{0,46^{\,2}}{E} + \left(\frac{0,73}{E}\right)^2 + 0,026^{\,2}} \tag{5.11}$$

Obwohl die π^0 elektromagnetische Schauer machen, werden sie hier nach (5.11) behandelt, d. h. wie Hadronen. Daher wird im folgenden nur noch stellvertretend von Hadronen gesprochen. In *fastSim*^{x} wird die Gaußverschmierung folgendermaßen realisiert: Zuerst wird die Energie jedes einzelnen Hadrons ausgelesen und der energieabhängige Auflöseparameter bestimmt. Die verschmierte Energie der Hadronen bestimmt sich dann aus der Summe der ursprünglichen Energie und einem zufälligen Wert aus der Gaußverteilung des Auflöseparameters.

Die Abbildung 25 zeigt uns die Verteilung der Hadronenenergie nach der Gaußverschmierung für die beiden Anfangsenergien $E_{\mathrm{Had}} \in [1,0;\,1,1]$ GeV und $E_{\mathrm{Had}} \in [5,0;\,5,1]$ GeV. In Diagramm b) sehen wir, daß für höhere Energien die Verteilung der verschmierten Energie stärker einer Gaußverteilung entspricht, als bei geringeren Energien. Da negative Energien nicht zulässig sind, wird dieser Bereich in Diagramm a) abgeschnitten, und dies hat zu Folge, daß der Schwerpunkt nun zu höheren Energien verlagert wird, da in diesem Beispiel Energien über 2 GeV nicht mehr kompensiert werden können. Das Maximum dieser Kurve liegt zwar noch immer bei 1.0 GeV, aber der Schwerpunkt ist bei 1,24 GeV. Dies ist ein grundsätzlicher

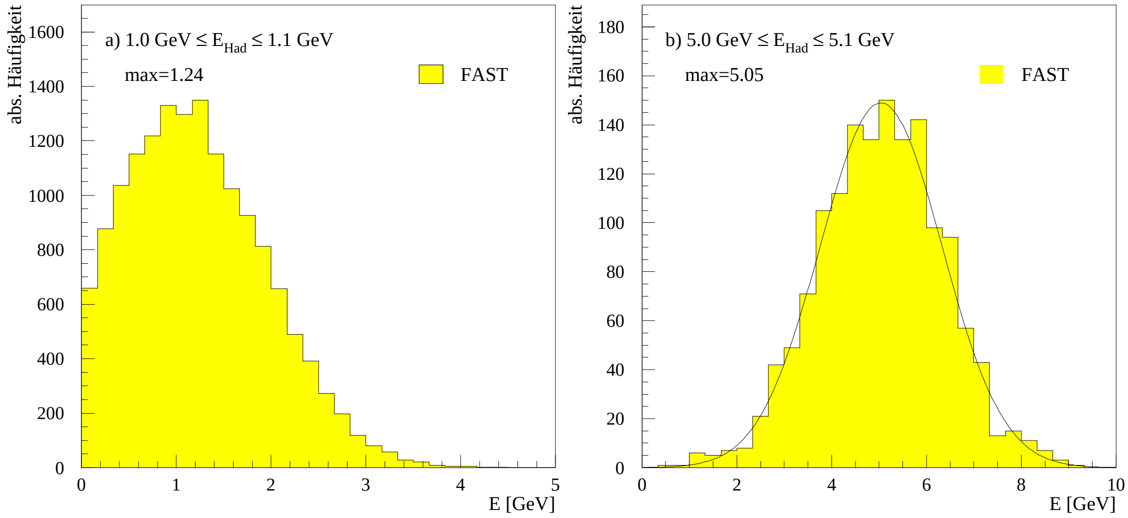

Abbildung 25: a) Energieverteilung nach der Gaußverschmierung für π^+ mit 1.0 GeV $\leq E_{\mathrm{Had}} \leq$1.1 GeV und b) 5.0 GeV $\leq E_{\mathrm{Had}} \leq$5.1 GeV.

Effekt, der für alle geringen Energien gilt. In Diagramm b) tritt dieser Effekt auch auf, aber er wirkt sich nicht so stark aus; hier ist der Schwerpunkt bei 5.05 GeV. Bei noch höheren Energien tritt diese Verschiebung gar nicht mehr auf, und die hadronische Energie wird dann in Abhängigkeit des Auflösevermögens des LAr-Kalorimeters richtig beschrieben.

Da Hadronen mit geringen Energien häufig generiert werden (siehe Abbildung 11 d) bis i)), wirkt sich die Verlagerung des Schwerpunktes stark auf den Energiefluß der energie-verschmierten Hadronen aus. In Abbildung 26 sehen wir, daß sich der Energiefluß der verschmierten Hadronen (SMEAR) im Vergleich zu dem Energiefluß der Hadronen in Abbildung 13 deutlich angehoben hat. Dieser Effekt läßt sich besonders gut in der Verteilung der Korrekturfaktor κ sehen, um den verschmierten hadronischen Fluß dem Detektorfluß anzupassen. Die Abbildung 27 zeigt uns, daß für den Mittelwert der Korrekturfaktoren nicht mehr $\bar{\kappa} > 0.8$ sondern $\bar{\kappa} < 0.8$ gilt. Die Verringerung dieses Wertes sagt aus, daß der Unterschied zwischen beiden Flüssen größer geworden ist. In Abschnitt 5.6.1 gehen wir noch einmal auf die Verschiebung des Schwerpunktes in der Energieverteilung für hadronische Energien unter 5 GeV ein. Dort wird ein Konzept vorgeschlagen, um diese Unsicherheit in der Beschreibung zu beheben.

Aber in erster Linie interessiert es uns, ob nun mit der Gaußverschmierung das LAr-Kalorimeter besser beschrieben wird und betrachten dazu wieder die Energieverteilungen, die Jetraten und die Korrelationen der rekonstruierten kinematischen Größen.

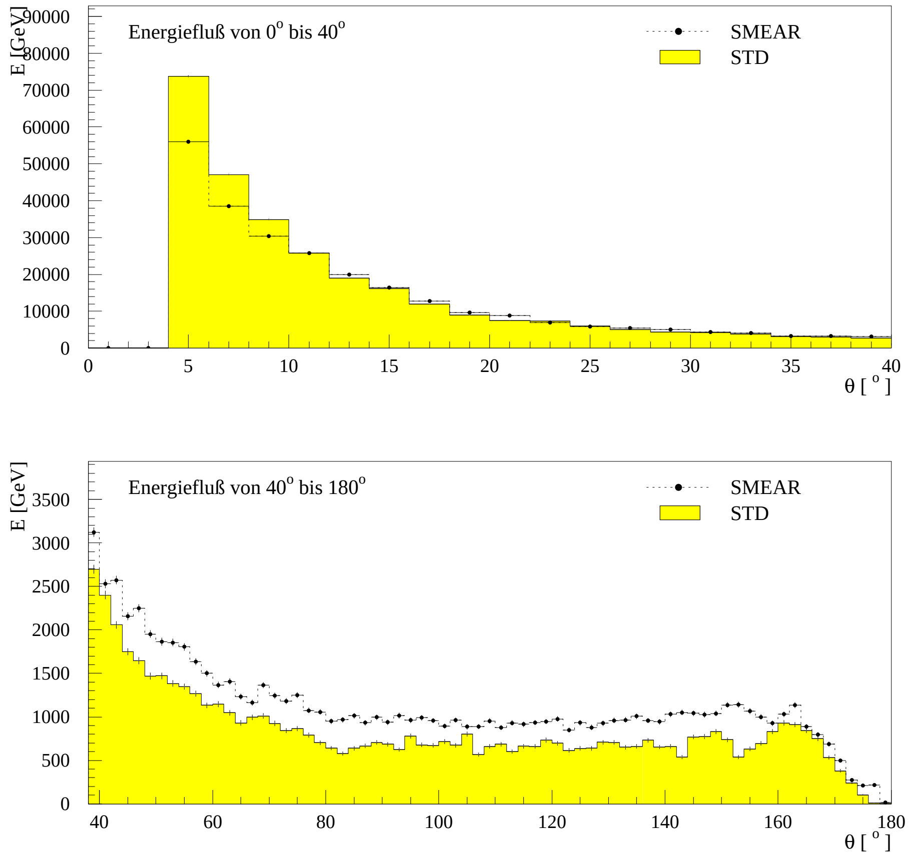

Abbildung 26: Vergleich der Energieflüsse der energieverschmierten Hadronen (SMEAR) mit dem Detektorniveau der Standard-Simulation (STD) nach der Gaußverschmierung. Bis auf das gestreute Elektron sind in beiden Flüssen alle Teilchen enthalten.

5.4.2 Kontrollgrößen

Wie wir gesehen haben, ist *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ so konzeptioniert, daß der Energiefluß des Detektors mit dem Energiefluß der Simulation genau übereinstimmt. Daher ist es nun interessant, wie die Verteilungen der übrigen Energiegrößen aussieht. Dazu betrachten wir wieder die Kontrollgrößen $E - p_z$, die Energiesumme und die Energie des Pseudoteilchens, da durch ihre Definition $E - p_z = 2E_e$ und $\sum_{\mathrm{Had}} E + E_{\mathrm{Pseudo}} = E_P$ gilt, um Aufschluß über die Qualität der Simulation zu bekommen.

Wenn wir die Abbildung 28 mit der Abbildung 17 auf Seite 37 vergleichen, sehen wir, daß die Verteilungen für $E - p_z$ insgesamt besser geworden sind. Zum einem haben sich in den Diagrammen a) und b) die Tendenzen zu geringeren Werten in $E - p_z$ stark reduziert, und zum anderen sind in beiden Diagrammen die Verläufe der Häufigkeitsverteilung für *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ (SIM) breiter geworden und passen sich den

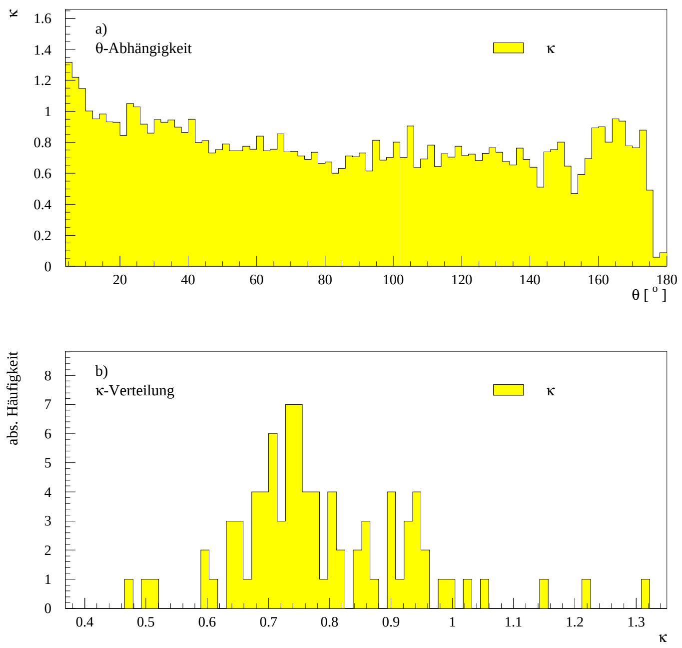

Abbildung 27: Verteilung von κ nach der Energieverschmierung

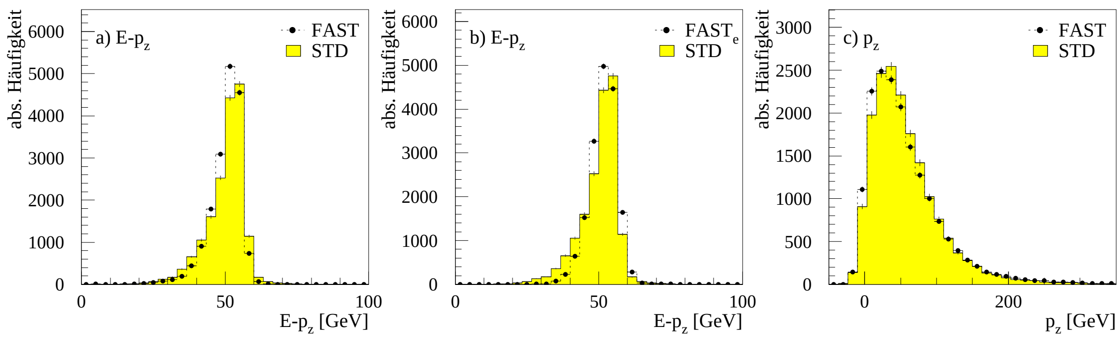

Abbildung 28: $E - p_z$ a) aus Standard Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST); b) die schnelle Simulation nimmt das simuliertem Elektron aus CIMODEL, c) p_z aus Standard Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST). In a) und c) wird das gestreute Elektron der Standard Simulation genommen. Alle drei Verteilungen von *fastSim*^{x} enthalten die Gaußverschmierung.

Verteilungen der Standard-Simulation (DET) besser an. Durch diese Verbreiterung reduziert sich auch das Maximum der Verteilung und die Diskrepanz zwischen den Maxima wird kleiner. Beide Veränderungen lassen sich am stärksten in Diagramm b) erkennen. Hier wird zusätzlich das Elektron durch das CIMODEL simuliert. In den Abbildungen 28 und 17 lassen sich für die longitudinalen Impuls p_z keine auffälligen Unterschiede feststellen. Ihre Bestimmung scheint der Energieverschmierung gegenüber nicht sensitiv genug zu sein.

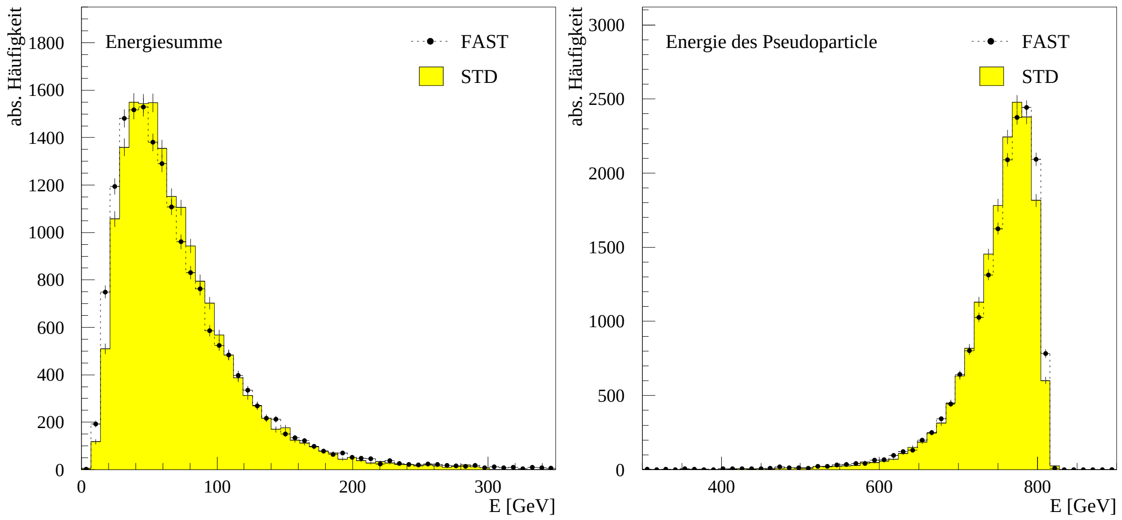

Abbildung 29: a) Energiesumme pro Ereignis für die die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*^{x} mit Gaußverschmierung (FAST), b) Energiespektrum des Pseudo-Teilchens für die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*^{x} mit Gaußverschmierung (FAST)

Aber wie sieht nun die Energiesumme und die Energie des Pseudoteilchens nach die Verschmierung aus? Die Diagramme in Abbildung 29 geben uns darüber Auskunft. In dem linken Diagramm sehen wir, daß sich die Verteilung der Energiesumme geringfügig geändert hat. Die Tendenz von *fastSim*^{x} eher zu kleineren Energien hin zu simulieren hat sich verringert. Da sich die Verteilung der Energiesumme minimal geändert hat, ist für die Energie des Pseudoteilchens kaum eine Veränderung zu erwarten. Wie wir in der rechten Abbildung sehen, ist dies der Fall und die Abbildungen 20 und 29 b) stimmen nahezu überein.

5.4.3 Rekonstruktion von Q^2 und y

In Abschnitt 5.3.5 haben wir gesehen, daß durch eine einfache Energieflußanpassung die Rekonstruktion der kinematischen Größen Q^2 und y nicht ausreichend beschrieben wird. Im Vergleich mit der Standard-Simulation tritt bei der Rekonstruktion der Größe y das Problem auf, daß die Korrelation zwischen den generierten und in *fastSim*^{x} rekonstruierten Größen zu eng ist. Bei der Rekonstruktion mit der Jacquet-Blondel Methode sind diese Unterschiede am deutlichsten zu sehen. Dieser Ergebnis

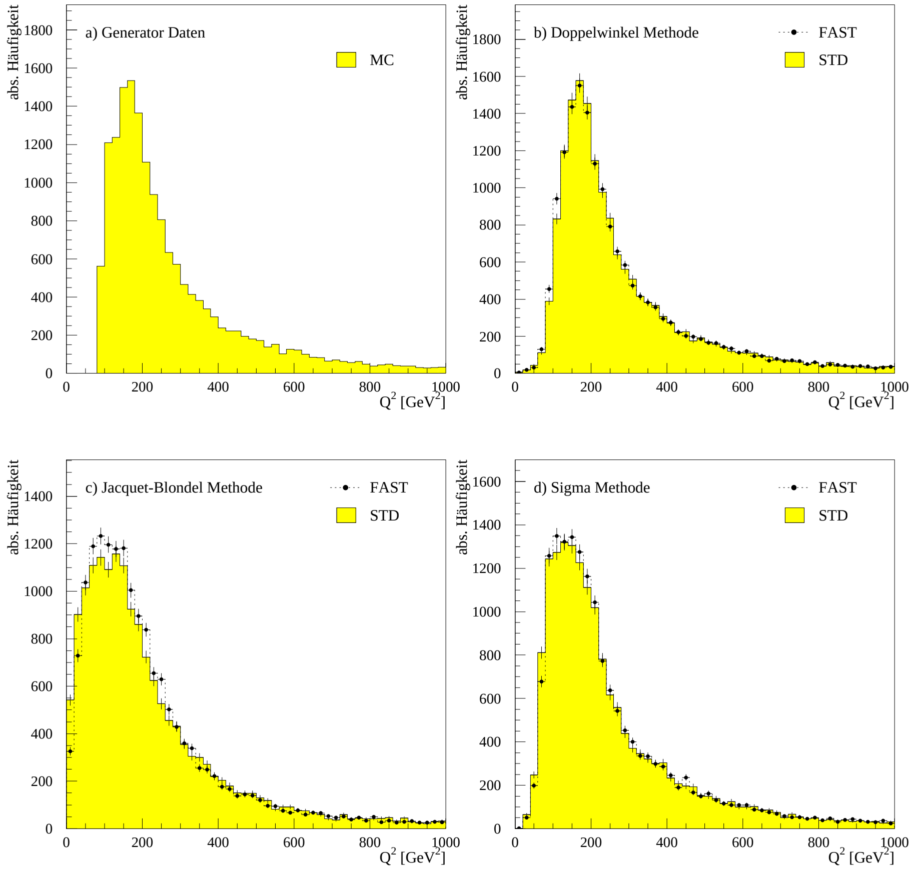

Abbildung 30: Integrierte Darstellung von Q^2 mit der Standard Simulation (STD) und mit *fastSim*$^{\text{x}}$ (FAST) nach der Energieflußanpassung und Gaußverschmierung. Für die Rekonstruktion wurden unterschiedliche Methoden benutzt. a) zeigt die Generatorverteilung.

ist in erster Linie die Motivation für die Energieverschmierung gewesen, die dieses Problem beheben soll. Daher betrachten wir nun die neuen Verteilungen der Korrelation mit der Gaußverschmierung. In Abbildung 31 sehen wir, daß nun die Verteilungen viel stärken aufgefächert sind. In den Diagrammen a) und d) bzw. c) und f) lassen sich kaum noch Unterschiede zwischen die Simulation mit der Standard-Simulation und *fastSim*$^{\text{x}}$ erkennen. Da die Jacquet-Blondel Methode bei der Rekonstruktion sehr sensitiv auf die Beschreibung des hadronischen Endzustandes ist, sind die Unterschiede in den Diagrammen b) und e) nicht vollständig behoben.

Aber insgesamt können wir sagen, daß sich die Verteilungen durch *fastSim*$^{\text{x}}$ stark den Verteilungen durch H1SIM/H1REC angepaßt haben. Dies deutet auf eine Verbesserung der Beschreibungsgenauigkeit des hadronischen Endzustandes hin.

Bei der Rekonstruktion von Q^2 sieht es ähnlich aus. Auch hier wies die einfache

Energieflußanpassung Schwierigkeiten mit der Jacquet-Blondel Methode auf. Diese Unsicherheiten sind bei der integrierten Darstellung deutlich sichtbar. Bei den Korrelationen fielen diese Unterschiede in der Beschreibung nicht auf.

Wie wir in Abbildung 30 c) sehen, wird nun die Rekonstruktion von Q^2 durch die Jacquet-Blondel Methode genauer beschrieben. Die Unsicherheiten in der Rekonstruktion des Maximums (zwischen 50 GeV und 150 GeV) sind durch die Energieverschmierung deutlich verringert. Bei der Rekonstruktion durch die Doppelwinkel Methode b) und Sigma Methode lassen sich keine wesentlichen Veränderungen feststellen, da sie kaum oder garnicht auf eine korrekte Energiebeschreibung des hadronischen Endzustandes eingehen.

In der integrierten Darstellung für das y sind keine wesentlichen Veränderungen auftreten. Das gleiche gilt für die Korrelationsplots von Q^2, und deshalb werden diese Abbildungen nicht zusätzlich gezeigt.

5.4.4 Jetraten

In den vorherigen Abschnitten haben wir gesehen, daß die Energieverschmierung insgesamt eine Verbesserung der Beschreibungsgenauigkeit bedeutet. Zu diesen Verbesserungen gehören die $E - p_z$-Verteilungen, die nun weniger stark zu geringeren Werten tendieren. Es konnten auch ihre spitzen Verteilungen aufgeweicht und der Standard-Simulation angepaßt werden. Bei der Größe Q^2 sind die Verteilungen in der Korrelation mit den Generatorwerten deutlich verbessert. Eine offenbare Schwachstelle der Gaußverschmierung ist die Beschreibung von Hadronen mit geringer Energie (siehe Abbildung 25 und 41 bis 43).

Nun ist es interessant zu erfahren, wie sich diese Energieanpassung auf die Verteilungen auf den Jetraten auswirkt. In der Tabelle 9 sehen wir die insgesamte Anzahl für N_{2+1} und N_{Tot}. Wie wir in der letzten Spalte erkennen, hat sich die Jetrate minimal in Bezug auf die Jetrate der Standard-Simulation verschlechtert. Diese Verschlechterung wollen wir an Hand von Tabelle 10 genauer untersuchen.

	N_{1+1}	N_{2+1}	N_{Tot}	N_{2+1}/N_{Tot} [%]
Partonniveau	8209	681	8890	7.66
H1SIM/H1REC	8456	406	8862	4.58
fastSim$^{\mathrm{x}}$	8406	421	8827	4.77

Tabelle 9: Vergleich der absoluten Ereigniszahlen von 1+1- und 2+1-Ereignissen. Insgesamt wurden 17237 Ereignisse untersucht

Dort sehen wir, daß sich die Rate für das mittlere Q^2-Bin kaum geändert hat. Aber dafür weichen nun die beiden äußeren Jetraten deutlich von der Standard-Simulation ab. Die Abweichungen betragen für das [100-300]-Bin etwa 10% und für das [700-4000]-Bin rund 30%. Auffällig ist, daß sich Abweichungen in den Raten systematisch verändert haben, d. h. , daß die Raten für die kleineren Q^2-Eintrage weiter

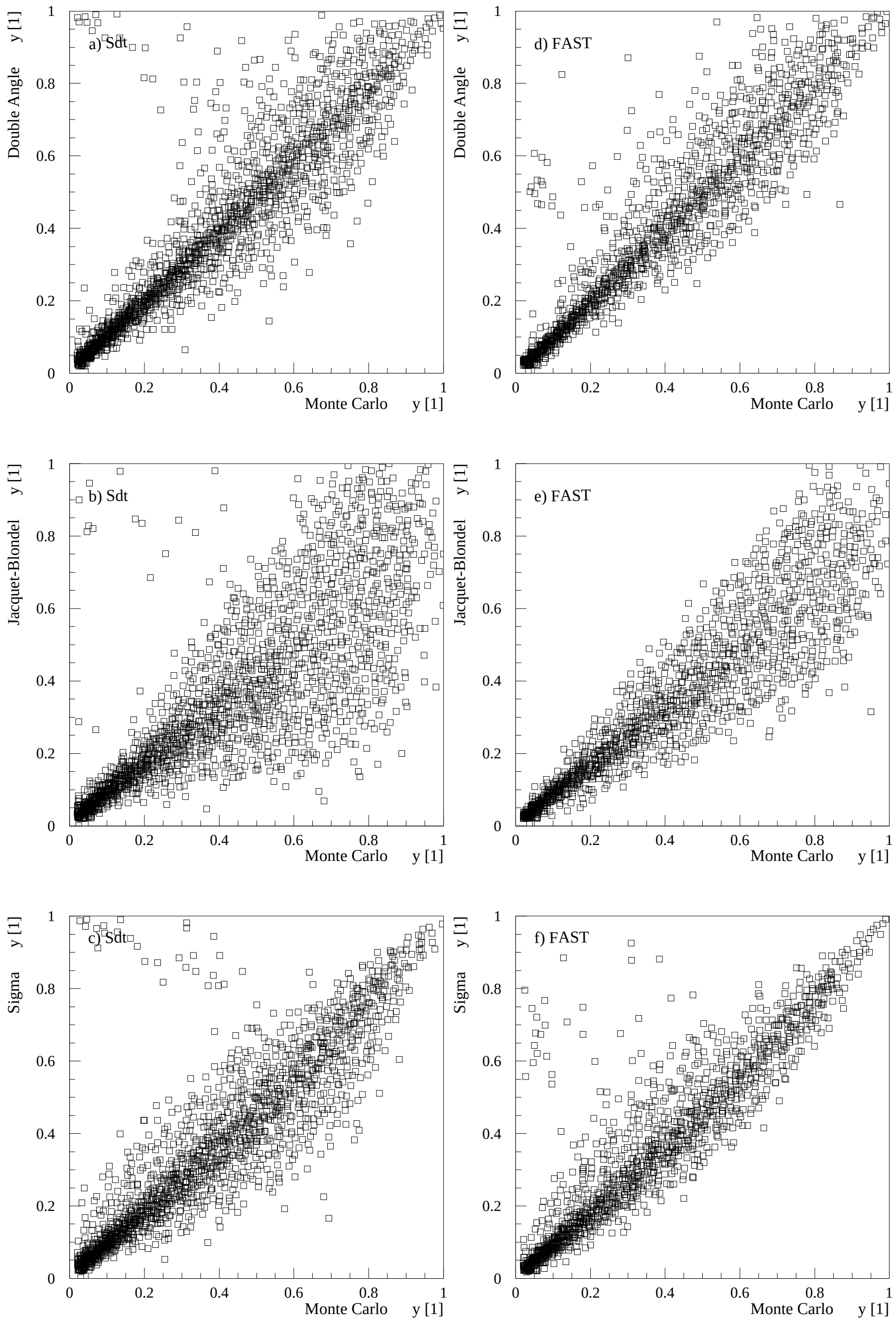

Abbildung 31: Korrelation der kinematischen Größe y zwischen generiertem (Monte Carlo) und rekonstruierten Wert für unterschiedliche Rekonstruktionsmethoden. *Linke Spalte:* Rekonstruktion mit der Standard Simulation. *Rechte Spalte:* Rekonstruktion mit der schnellen Simulation nach der Gaußverschmierung.

Simulation	[%]	Q^2-Bereich [GeV^2] 100-300	300-700	700-4000
Parton	$R_{2+1}^{\mathrm{Parton}}$	6.13±0.18	9.28±0.22	9.91±0.23
SIM/REC	$R_{2+1}^{\mathrm{SIM/REC}}$	3.46±0.14	5.16±0.17	7.92±0.21
fastSim$^{\mathrm{x}}$	$R_{2+1}^{fastSim^{\mathrm{x}}}$	3.82±0.15	5.77±0.18	6.26±0.18
SIM/REC	R_{Korr}	1.77±0.23	1.80±0.28	1.25±0.31
fastSim$^{\mathrm{x}}$	R_{Korr}	1.60±0.23	1.61±0.28	1.58±0.29

Tabelle 10: Jetraten-Vergleich zwischen Standard-Simulation und *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ mit Energieverschmierung für die LAr-Ereignisklasse nach Anwendung der Standard- und Jetschnitte. *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ beinhaltet nun die Gaußverschmierung.

angestiegen und für die hohen Q^2-Einträge gefallen sind. Da die Entwicklung einer Simulation viele veränderbare Parameter hat, die sich sehr sensitiv auf die Qualität der Endergebnisse auswirken, ist es nun schwer zu begründen, warum die Jetraten durch die anfänglich vermutete Verbesserung schlechter geworden sind. Ein denkbarer Ansatz wäre die nicht ausreichende Simulation von Hadronen mit geringen Energien ($E_{\mathrm{Had}} < 5$ GeV).

Abschließend sollen nun die Verteilungen der relevanten Jetgrößen θ_{Jet} und p_t für 1+1- und 2+2-Ereignisse nach den Standard-Schnitten betrachtet werden. In der Abbildung 32 sehen wir diese Verteilungen. Trotz der Abweichungen in den Jetraten lassen sich Verbesserungen in den Verteilungen erkennen. Zum einem werden die Energieverteilungen der 1+1-Ereignisse und für den ersten Jet die der 2+1-Ereignisse korrekter beschrieben. Zum anderen hat sich die Winkelverteilung der zweiten Jet für die 2+1-Ereignisse der Standard-Simulation angepaßt. Somit können wir nun sagen, daß die Gaußverschmierung der hadronischen Anfangsenergie gegenüber der einfachen Energieflußanpassung eine deutlich erkennbare Verbesserung darstellt. Die Simulation *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ ist in Hinblick auf die Simulation von kinematischen Größen mit der Standard-Simulation vergleichbar.

5.5 Untersuchung von Rückstreueffekten

5.5.1 Rückstreuung außerhalb der Detektorakzeptanz

In Abschnitt 5.3 haben wir uns die Energieflüsse der generierten Hadronen und der rekonstruierten Detektorobjekte angeschaut. Dort fiel in Abbildung 13 aus, daß für $\theta < 10°$ der hadronische Fluß unter dem Detektorfluß liegt. Dies Phänomen hängt damit zusammen, daß Teilchen, die außerhalb der Detektorakzeptanz auf Material stoßen, dort Sekundärteilchen erzeugen können. Diese Sekundärteilchen werden dann in den Detektor gestreut und erhöhen dort den Energiefluß [27]. Um diesen Effekt besser verstehen zu können, wollen wir ihn uns nun genauer untersuchen.

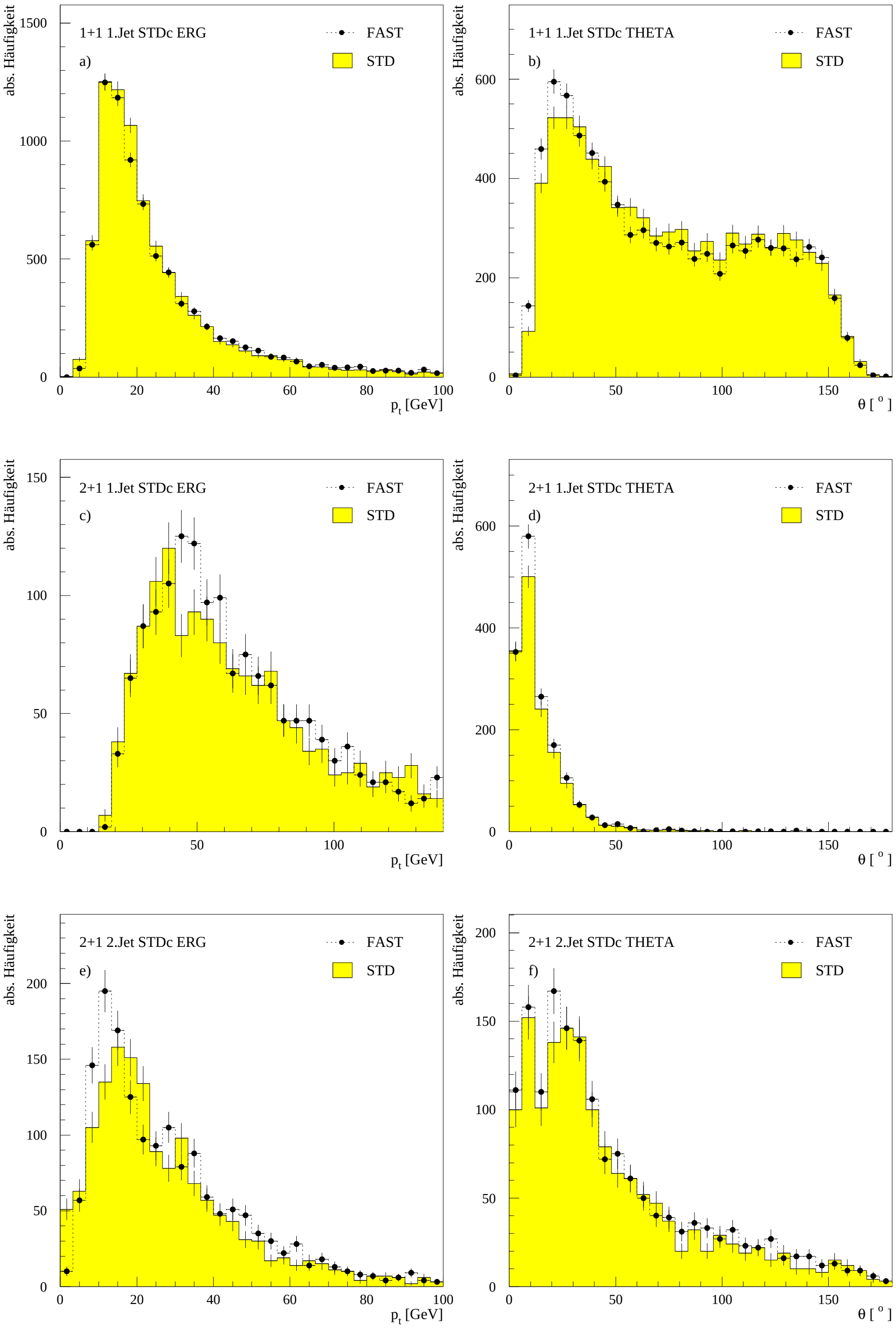

Abbildung 32: Transversalimpuls- und Winkelverteilung der 1+1 und 2+1 LAr-Ereignisse nach Anwendung der *Standard-Schnitte* für die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*^{x} (FAST) mit der Gaußverschmierung.

5.5.2 Rückstreuung in der Standard-Simulation

Für diese Untersuchungen wurden mit dem Inline-Generator von H1SIM geladene Pionen (π^+) in den extremen Vorwärtsbereich „geschossen“ und anschließend rekonstruiert. Um einen Überblick über die Energie- und Winkelabhängigkeit des Rückstreueffektes zu bekommen, werden jeweils 100 Pionen mit einer Energie von je 50 GeV, 75 GeV und 100 GeV jeweils für die Polarwinkel 1°, 2°, 3° und 0° simuliert und rekonstruiert. Die Messungen mit $\theta = 0°$ wurden benutzt, um für die Analysen die Rauschsignale besser einschätzen zu können.

Bei allen Simulationen wird $\phi = 22.5°$ konstant gehalten. Die Ergebnisse dieser Messung sind sind den Abbildungen 33 bis 35 zu sehen. Da uns das Rückstreuverhalten einzelner Pionen interessiert, wurden die Diagramme so normiert, daß sie für den vorderen Winkelbereich bis 40° die durchschnittlich deponierte Energie eines einzelnen Teilchens darstellen und nicht die Energieverteilung aller Teilchen zusammen.

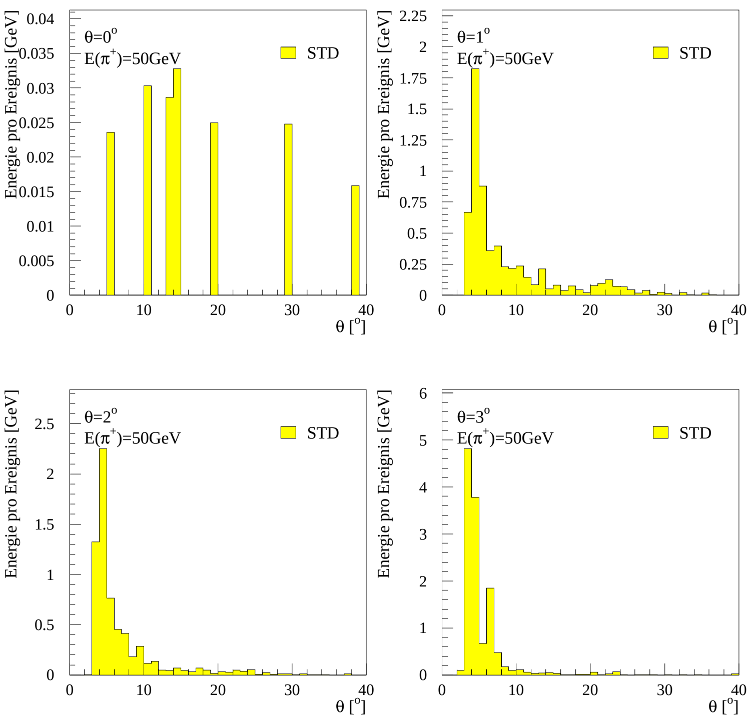

Abbildung 33: Auf ein Ereignis normierter und rekonstruierter Energiefluß von rückgestreuten π^+ mit einer Anfangsenergie von 50 GeV für die Einschußwinkel $0°, 1°, 2°$ und $3°$. Die Pionen werden durch die Standard-Simulation rekonstruiert.

Wie wir in den drei Abbildungen erkennen können, sind die Rückstreueffekte der Pionen, die entlang des Strahlrohres ($\theta = 0°$) fliegen, unkritisch. In der normierten Darstellung sehen wir, daß die rekonstruierten Energien gering sind und daher von

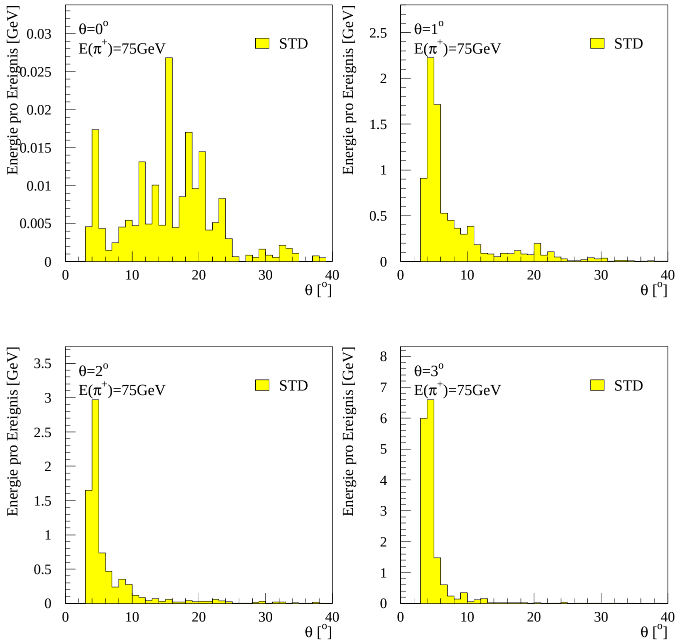

Abbildung 34: Auf ein Ereignis normierter und rekonstruierter Energiefluß von rückgestreuten π^+ mit einer Anfangsenergie von 75 GeV für die Einschußwinkel $0°, 1°, 2°$ und $3°$. Die Pionen werden durch die Standard-Simulation rekonstruiert.

Rauschsignalen stammen. Erst ab einem Winkel von $\theta \geq 1°$ treten Rückstreueffekte auf, die nicht mehr zu vernachlässigen sind. Wir sehen, daß für jedes generierte Pion nach der Rekonstruktion mehrere Cluster identifiziert werden. Dies führt zu einer deutlichen Erhöhung der Multiplizität. So sehen wir z. B. in Abbildung 35, daß ein Pion mit einer Energie von 100 GeV und einem Einschußwinkel von 1° im Detektor durchschnittlich einen Cluster von ungefähr 7 GeV erzeugt. Insgesamt sehen wir in den Abbildungen, daß, wie erwartet, mit ansteigender Pionenenergie auch die Energie der Rekonstruierten Cluster zunimmt. Einer Erhöhung des Winkels führt zu einer höheren Energieverteilung der rekonstruierten Cluster.

Diese Analysen haben uns gezeigt, daß die Rückstreuung ein nicht vernachlässigbarer Effekt ist. Daher wird nun ein Modell vorgestellt, das diesen Effekt nachahmen soll und später in eine schnelle Simulation gegebenenfalls eingesetzt werden kann.

5.5.3 Vorschlag für ein Rückstreumodell

Da die Multiplizität bei Rückstreueffekten zunimmt, muß dies auch in dem Modell berücksichtigt werden. Um den Algorithmus für die Rückstreuung einfach zu halten, wird die Clusteranzahl durch ein rückgestreuten Teilchen pauschal auf fünf

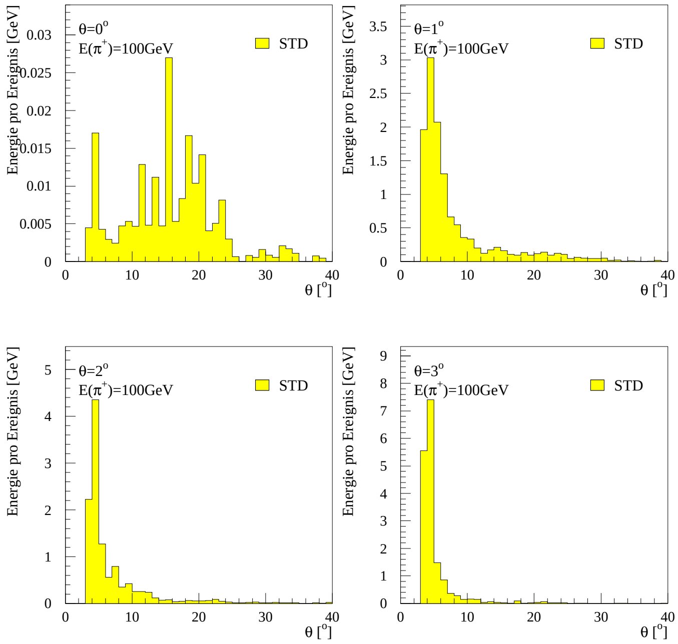

Abbildung 35: Auf ein Ereignis normierter und rekonstruierter Energiefluß von rückgestreuten π^+ mit einer Anfangsenergie von 100 GeV für die Einschußwinkel $0°, 1°, 2°$ und $3°$. Die Pionen werden durch die Standard-Simulation rekonstruiert.

festgelegt. Dazu werden für jedes simulierte Pion diejenigen rekonstruierter Cluster zu einem Datensample zusammen gestellt, die die fünf höchsten Energieeinträge beinhalten. Jeder Eintrag gibt Aufschluß über Energie und Winkel (θ und ϕ) der jeweiligen Cluster. Da das Rauschverhalten nicht mitsimuliert werden soll, wird folgender Schnitt vorgenommen. Einträge mit einer Energie unter 0.1 GeV werden komplett auf Null ($E = 0, \theta = 0, \phi = 0$) gesetzt. Ferner muß für jedes Sample (=5 Einträge) der Eintrag für die höchste Energie ungleich Null sein. So ein Datensample könnte folgendermaßen aussehen:

	Energie [GeV]	θ [°]	ϕ [°]
1. Eintrag	15.23	125.3	22.4
2. Eintrag	4.21	154.9	220.3
3. Eintrag	0.73	21.3	87.2
4. Eintrag	0.32	109.2	322.1
5. Eintrag	0.00	0.0	0.0

Für den weiteren Aufbau des Modells wurden nun für alle Kombinationen der Winkel mit den Energien jeweils aus 40 Ereignisse Clustern der rekonstruierten Pionen entnommen und zu neun Blöcken zusammengestellt. Dies führte zu einem Datensatz mit insgesamt 1800 Einträgen:

3 Winkel $\times$ 3 Energien $\times$ 40 Ereignisse $\times$ 5 Einträge pro Ereignis=1800 Einträge.

Dieser Datensatz ist die Basis für das Rückstreumodell, da aus ihr letztendlich alle Energie- und Winkelinformationen entnommen werden, die für die Simulation der rückgestreuten Teilchen nötig sind.

Die simulierte Rückstreuung arbeitet nach folgendem Prinzip: Zuerst liest der Algorithmus die Energie und den Polarwinkel jedes Teilchens aus und entscheidet dann, ob es ein Kandidat für die Rückstreuung ist oder nicht. Das Teilchen ist kein Kandidat, wenn entweder $E_{\mathrm{Had}} < 50$ GeV oder $\theta_{\mathrm{Had}} > 4°$ erfüllt ist. Es wird dann mit der „normalen" fortgefahren. Sind beide Bedingungen nicht erfüllt, wird das Teilchen durch ein zufällig gewähltes Ereignis aus einem geeigneten der neun Blöcken ersetzt. Die Bedingung für diese Auswahl ist:

	$1° < \theta_{\mathrm{Had}} < 2°$	$2° < \theta_{\mathrm{Had}} < 3°$	$3° < \theta_{\mathrm{Had}} < 4°$
50 GeV $< E_{\mathrm{Had}} <$75 GeV	1. Block	2. Block	3. Block
75 GeV $< E_{\mathrm{Had}} <$100 GeV	4. Block	5. Block	6. Block
$E_{\mathrm{Had}} >$100 GeV	7. Block	8. Block	9. Block

Nachdem nun das Teilchen, das die Rückstreuung ausgelöst hat, durch fünf neue ersetzt wurde, müssen noch abschließend Winkelkorrekturen bezüglich ϕ vorgenommen werden, da das komplette Datensample mit Pionen erstellt erstellt wurde, die bei der Simulation einen konstanten Winkel in ϕ hatten. Daher müsse die fünf neuen Teilchen so in ϕ gedreht werden, daß ihre Winkel mit dem des zu simulierenden Teilchens übereinstimmen.

Dies ist ein möglicher Vorschlag, um Rückstreueffekte in eine schnelle Simulation zu integrieren. Bei dieser Methode ist es sehr wichtig, die Auswahlkriterien für die Blockeinteilung nicht zu verändern, da sie starken Einfluß auf die Simulation haben. Bei der Festlegung der Schnittkriterien für die einzelnen Blöcke wurde eine konservative Abschätzung vorgenommen, d. h. es wurde zunächst die geringste Anzahl an notwendigen Aufrufen der Rückstreuroutine festgelegt. Ferner wird die Auswirkung der Rückstreuung wird nach „unten" abgeschätzt, d. h. Energie und Winkel der Teilchen werden auf die untere Grenze der jeweiligen Blöcke gesetzt und mit den Energieverteilungen der zugehörigen Pionen simuliert. In den weiteren Abschnitten soll nun dieses Verfahren zusammen mit der Energieflußanpassung und Energieverschmierung getestet werden.

5.5.4 Kontrollgrößen

In den letzten Abschnitten haben wir gesehen, daß die Energieflußanpassung in Kombination mit der Gaußverschmierung überzeugende Ergebnisse liefert. Es werden sowohl die zu untersuchenden kinematischen Größen als auch die Verteilungen

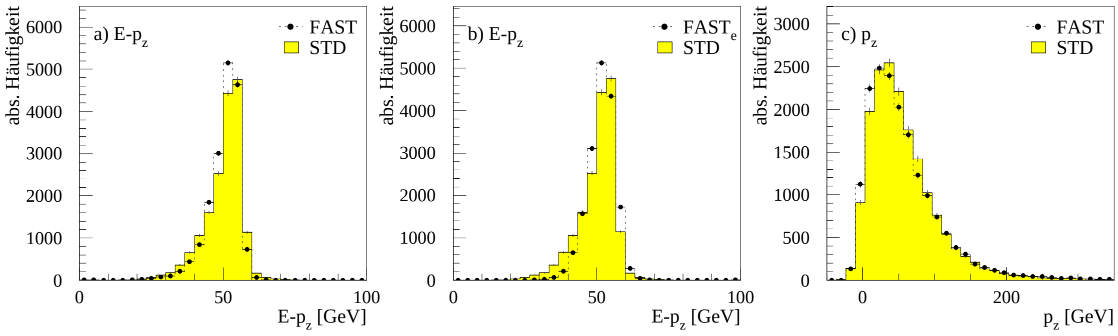

Abbildung 36: $E - p_z$ a) aus Standard Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST); b) die schnelle Simulation nimmt das simuliertem Elektron aus CIMODEL, c) p_z aus Standard Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST). In a) und c) wird das gestreute Elektron der Standard Simulation genommen. Alle drei Verteilungen von *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ enthalten die Gaußverschmierung und das Rückstreumodell.

der Jetgrößen zufriedenstellend simuliert. Für die nun folgenden Analysen wird zu diesen beiden Programmodulen nun auch das Rückstreumodell hinzugefügt und das Zusammenspiel dieser Routinen untersucht. Für diese Untersuchungen wurden 17237 Ereignisse analysiert in denen 670 Kandidaten für die Rückstreuung gefunden wurden. Da nur $\sim 4\%$ der Ereignisse Kandidaten für Rückstreuereignisse enthalten, ist mit geringen Auswirkungen zu rechnen.

In der Abbildung 36 sehen wir die Verteilungen der Größen $E - p_z$ und p_z nach der Gaußverschmierung mit simulierten Rückstreukandidaten. Da die Rückstreuroutine sehr selten aufgerufen wurde, ist in den kinematischen Verteilungen keine bzw. eine geringe Veränderung zu erwarten. Ein Vergleich mit Abbildung 28 zeigt uns, daß sich die neuen Verteilungen kaum von den alten unterscheiden. Es scheint so, als ob das Rückstreumodell mit den verwendeten Schnittkriterien auf diese Verteilung keinen Einfluß ausübe. In den Verteilung für die Energiesumme und für die Energie des Pseudoteilchens sind auch keine wesentlichen Veränderungen festzustellen. Die Veränderungen, die zu erkennen sind beruhen auf statistische Fluktuationen.

5.5.5 Rekonstruktion von Q^2 und y

In den vorherigen Abschnitten haben wir gesehen, daß sich die Rekonstruktion von Q^2 durch die Jacquet-Blondel-Methode als sehr empfindlich auf die Beschreibung des hadronischen Endzustandes erwies. Daher wollen wir uns erneut diese Verteilungen in der integrierten Darstellung anschauen, um eine eventuelle Veränderung zu finden. Es ist aber zu erwarten, daß die Anzahl der Rückstreuereignisse zu gering ist, um dies zu bewirken.

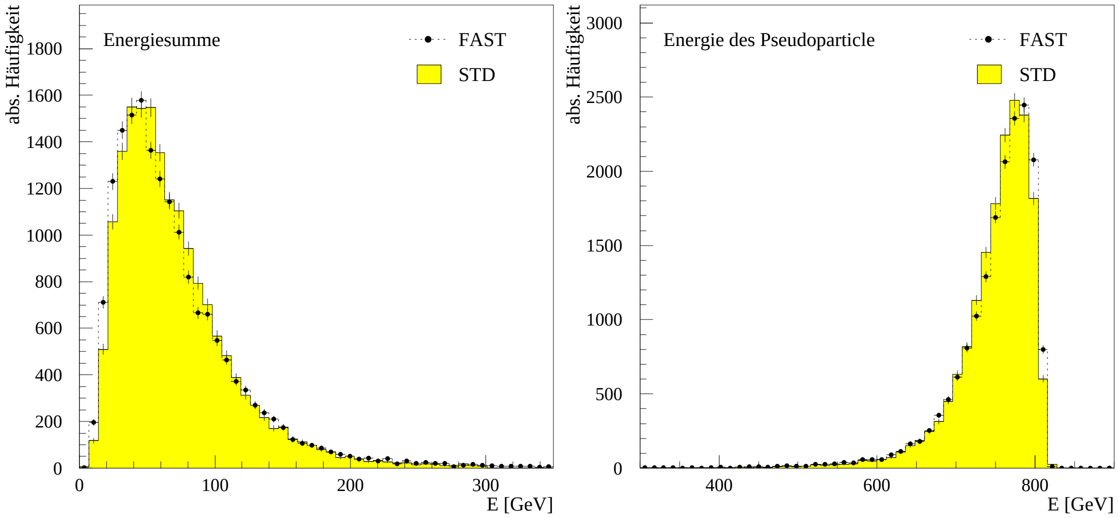

Abbildung 37: a) Energiesumme pro Ereignis für die Standard-Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST), b) Energieverteilung des Pseudoteilchens für die Standard-Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST). Die schnelle Simulation beinhaltet sowohl die Gaußverschmierung als auch das Rückstreumodell

Wie wir in Abbildung 38 sehen, haben sich die Verteilungen minimal geändert. Diese Änderung läßt wie bei den Verteilungen in den Abbildungen 36 und 37 auf statistische Fluktuationen zurückführen. Eine Veränderung in den Verteilungen kann nur erreicht werden, wenn die Schnittkriterien mehrere Rückstreukandidaten zulassen.

Für die Rekonstruktion der Größe y sind keine Veränderungen eingetreten, wie wir in Abbildung 39 sehen. Die Rückstreuung scheint auf die Auffächerung der Verteilungen keinen weiteren Einfluß zu haben.

5.5.6 Jetraten

Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine Simulation zu entwickeln, mit der eine Analyse zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s durchgeführt werden kann. Daher interessiert es uns nun, wie gut unsere schnelle Simulation diese Analyse durchführt. Dazu betrachten wir wieder die absoluten Anzahlen der 1+1- und 2+1-Ereignisse, die durch die Standard-Simulation und durch die schnelle Simulation selektiert werden. In Tabelle 11 sehen wir die Ergebnisse dieser Untersuchung.

Ein Blick auf die letzte Spalte verrät uns, daß sich das Verhältnis für die Jetraten durch die zusätzliche Simulation durch das Rückstreumodells verbessert hat. Sie tendiert wieder zum Wert der Standard-Simulation hin. Dies Bedeutet, daß das Rückstreumodell die Verschlechterung der Rate durch die Gaußverschmierung kom-

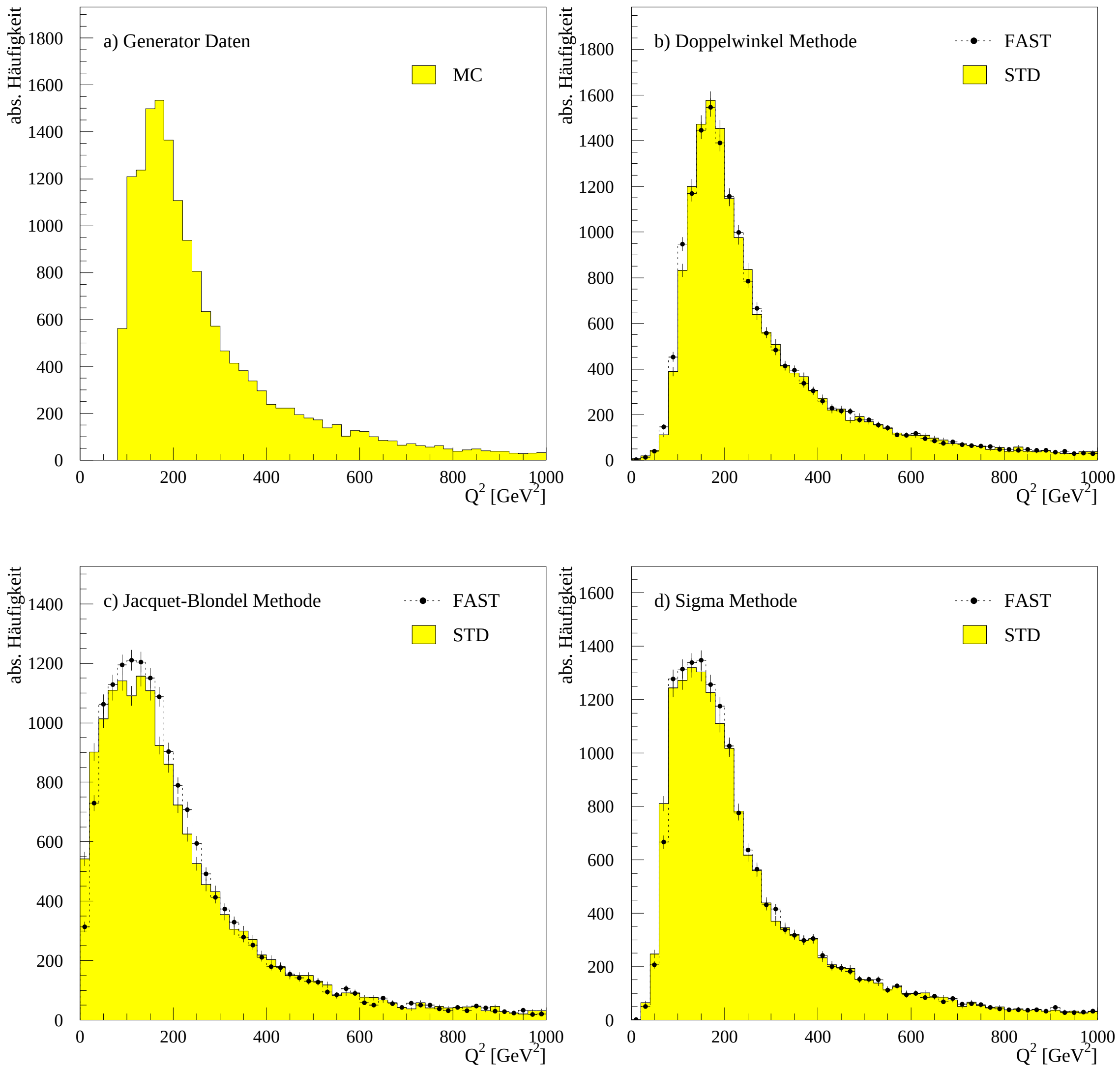

Abbildung 38: Integrierte Darstellung von Q^2 mit der Standard Simulation (STD) und mit *fastSim*^{x} (FAST) nach der Energieflußanpassung und Rückstreuung. Für die Rekonstruktion wurden unterschiedliche Methoden benutzt. a) zeigt die Generatorverteilung.

pensiert und sogar noch näher an der Wert der Sandard-Simulation bringt. Aber wie sehen nun die Raten für die einzelnen Q^2-Bins aus? Dazu wollen wir nun die Tabelle 12 etwas näher betrachten. Wie wir in den Einträgen für diese einzelnen Energiebereiche erkennen, führt hier die Kombination der Routinen zu deutlichen Verbesserungen, da die Abweichungen in den Jetraten durch das zusätzliche Rückstreumodell in allen Q^2-Bereichen reduziert werden.

Da sich die Jetraten durch die Simulation der Rückstreuteilchen verbessert hat, ist

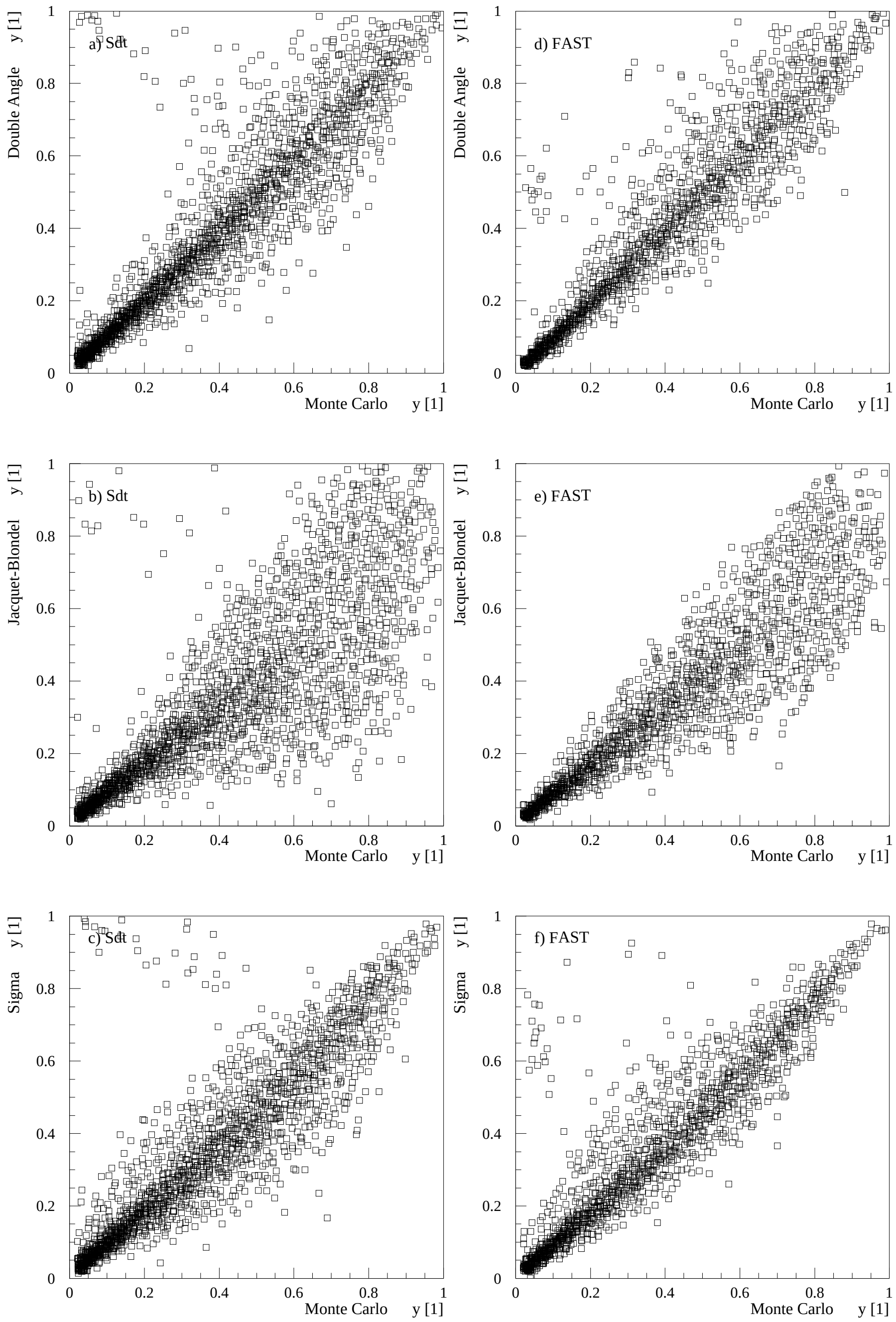

Abbildung 39: Korrelation der kinematischen Größe y zwischen generiertem (Monte Carlo) und rekonstruierten Wert für unterschiedliche Rekonstruktionsmethoden. *Linke Spalte:* Rekonstruktion mit der Standard Simulation. *Rechte Spalte:* Rekonstruktion mit der schnellen Simulation nach Energieflußanpassung und Rückstreuung.

	N_{1+1}	N_{2+1}	N_{Tot}	N_{2+1}/N_{Tot} [%]
Partonniveau	8209	681	8890	7.66
H1SIM/H1REC	8456	406	8862	4.58
fastSim$^{\mathrm{x}}$	8376	407	8783	4.63

Tabelle 11: Vergleich der absoluten Ereigniszahlen von 1+1- und 2+1-Ereignissen mit Gaußverschmierung und dem Rückstreumodell.

		Q^2-Bereich [GeV^2]		
Simulation	[%]	100-300	300-700	700-4000
Parton	$R_{2+1}^{\mathrm{Parton}}$	6.13±0.18	9.28±0.22	9.91±0.23
SIM/REC	$R_{2+1}^{\mathrm{SIM/REC}}$	3.46±0.14	5.16±0.17	7.92±0.21
fastSim$^{\mathrm{x}}$	$R_{2+1}^{fastSim^{\mathrm{x}}}$	3.52±0.14	5.49±0.17	7.22±0.20
SIM/REC	R_{Korr}	1.77±0.23	1.80±0.28	1.25±0.31
fastSim$^{\mathrm{x}}$	R_{Korr}	1.74±0.23	1.69±0.28	1.37±0.30

Tabelle 12: Jetraten-Vergleich zwischen Standard-Simulation und *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ mit Rückstreuung für die LAr-Ereignisklasse nach Anwendung der Standard- und Jetschnitte.

nun nun abzuwarten, ob auch Erfolge in den Verteilungen der relevanten Jetgrößen θ_{Jet} und p_t für die Selektion von 1+1 und 2+1 Ereignissen nach den Standrad-Schnitten erzielt werden. Die Abbildung 40 zeigt und, daß dies leider nicht der Fall ist. Die Verteilungen haben sich zwar geändert, aber es ist keine Tendenz zu besseren oder auch schlechteren Ergebnissen zu erkennen.

Abschließend läßt sich nun sagen, daß das Rückstreumodell insgesamt eine Verbesserung bezüglich der Jetraten darstellt. Um eine Aussage über den Einfluß auf die Rekonstruktion der kinematischen Größen machen zu können, müssen die Schnittparameter geändert werden, damit mehr Rückstreuereignisse stattfinden. Da die Auswahlkriterien für die Energie- und Winkelselektion der Rückstreukandidaten sehr grob erfolgen, bleibt nun die Frage offen, wie sich die Ergebnisse der Analyse mit einem feineren Gesamtdatensample ändert. Trotz dieses groben Datensamples lassen sich gute Resultate erzielen, was für eine schnelle Simulation entscheidend ist. Die Motivation dieses Modell zu benutzen liegt in der Verbesserung der Jetraten.

5.6 Sonstige Verbesserungen

In Abschnitt 5.4 haben wir gesehen, daß mit der Gaußverschmierung das Auflösevermögen des Kalorimeters gut nachempfunden werden kann. Dieses Verfahren ist nicht geeignet, um Energien unter 5 GeV zu simulieren (siehe Abbildung 25). Daher bestand die Motivation, die auftretenden Abweichungen durch ein geeignetes Verfahren zu beseitigen. Der nun folgende Lösungsansatz ist in der vorliegenden Form zwar nicht anwendbar, aber er enthält interessante Eigenschaften.

5.6.1 Parametrisierung der Energieverteilung

Da der nun folgende Algorithmus nicht den erwünschten Erfolg brachte, soll nur die Arbeitsweise kurz skizziert werden. Die Parametrisierung geringer Energien stellt eine Ergänzung zur Gaußverschmierung dar. Sie soll angewendet werden, wenn die Energie der zu simulierenden Hadronen unter 5 GeV liegt. Um das Auflösevermögen des LAr-Kalorimeter für diese Energiebereich zu studieren, werden jeweils 5000 geladene Pionen von 1 GeV bis 5 GeV simuliert und anschließend rekonstruiert. Die erzeugten Diagramme für die jeweiligen Energieauflösungen werden so normiert, daß ihr Maximum der Verteilung bei 1 liegt und ein Energiebereich von 0 GeV bis 10 GeV vorliegt. Die Verteilungen wurden deshalb normiert, um mit einem einzigen Algorithmus die neue Energiezuweisung bestimmen zu können. Solch eine Normierung ist in den Abbildungen 41 bis 43 für eine generierte Pionenenergie von 1 GeV bis 3 GeV zu sehen.

Die Simulation ist nun so konzeptioniert, daß sie an Hand der eingelesenen Energie entscheidet, welche der beiden Verfahren für die Energieverschmierungen aufgerufen werden soll. Liegt der Wert unter 5 GeV, so wird die Parametrisierung aufgerufen. Anschließend wird die eingelesene Energie auf 1 GeV genau gerundet und die entsprechend normierte Energieverteilung für den weiteren Fortgang der Simulation selektiert. Die neue Energie wird bestimmt, indem zuerst ein neuer Energiewert zwischen 0 und 10 gewürfelt wird. Anschließend wird eine Zahl zwischen 0 und 1 zufällig ermittelt. Liegt diese Zahl innerhalb der Fläche der normierten Kurve für den erwürfelten Energiewert, so wird dem Hadron der Energiewert zugewiesen. Falls die Zahl außerhalb der Fläche liegt, wird dieser Vorgang so lange wiederholt, bis eine Energiezuweisung stattgefunden hat.

In Abbildung 44 sehen wir, daß diese Energiezuweisung nicht kontinuierlich ist, sondern in 0.25 GeV Schritten gestaffelt ist. Es ist deutlich die Abgrenzung beider Simulationen zu sehen. Liegt die generierte Energie oberhalb von 5 GeV, so ist die simulierte Energie wieder kontinuierlich verteilt.

In Abbildung 45 und 46 sehen wir nun die angesprochenen interessanten Eigenschaften dieser Methode. Die Diagramme für die $E - p_z$ Verteilungen zeigen, daß sie mit der zusätzlichen Gauß-Parametrisierung besser geworden sind. Speziell das Diagramm a) hebt diese Verbesserung deutlich hervor. Auf der anderen Seite sehen wir in Abbildung 46, daß die Verteilungen für die Jacquet-Blondel Methode deutlich schlechter geworden sind. Dies ist ein Grund, warum dieses Verfahren noch ungeeignet ist, um in einer schnellen Simulation integriert zu werden. Ferner sollte eine schnelle Simulation einfach aufgebaut sein und den Rechenaufwand nicht unnötig erhöhen. Diese Parametrisierung stellt solch eine Erhöhung der Rechenzeit, mit der keine überzeugende Verbesserung erzielt wird.

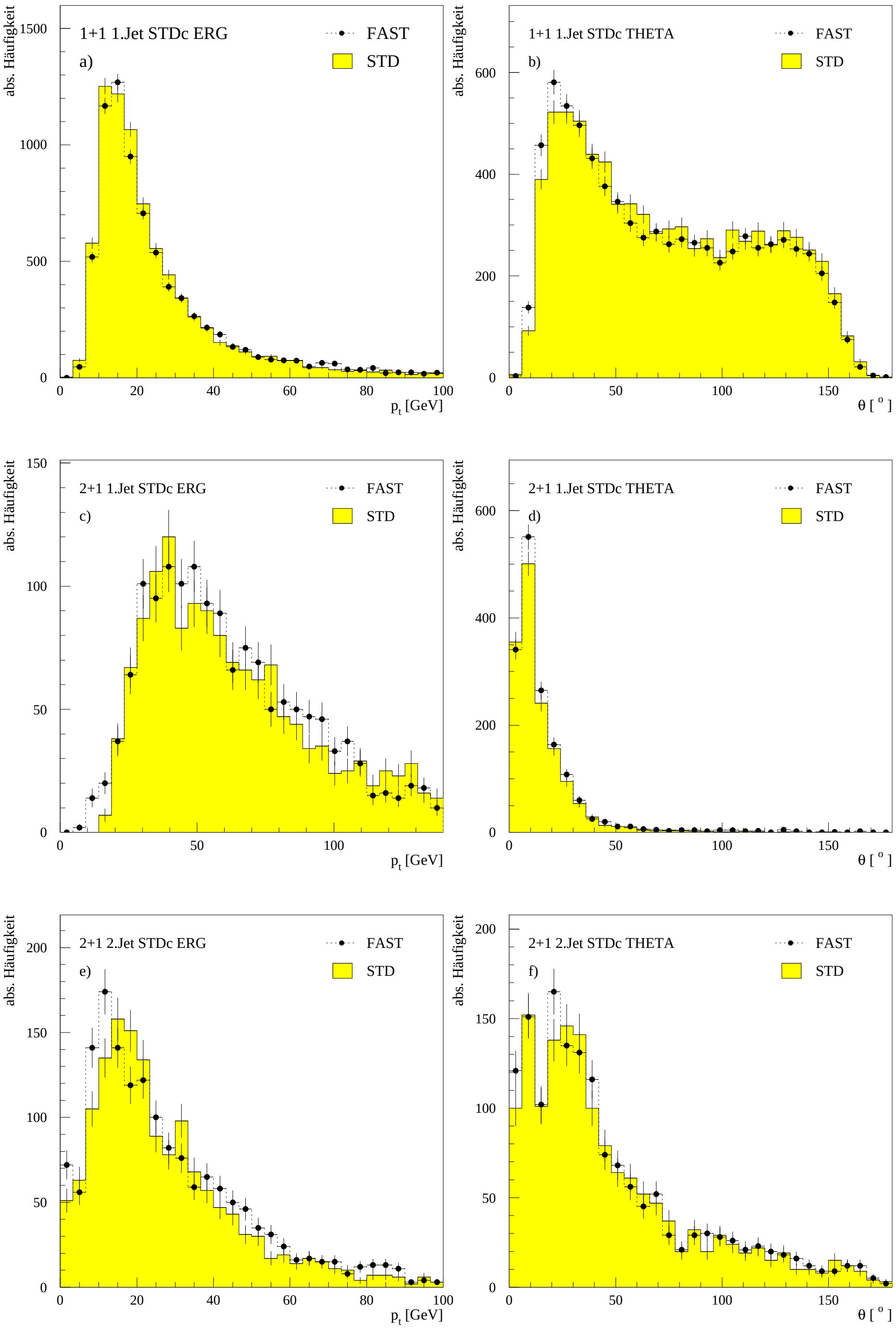

Abbildung 40: Transversalimpuls- und Winkelverteilung der 1+1 und 2+1 LAr-Ereignisse nach Anwendung der *Standard-Schnitte* für die Standard-Simulation (STD) und *fastSim*^{x} (FAST) mit der Gaußverschmierung und Rückstreuung.

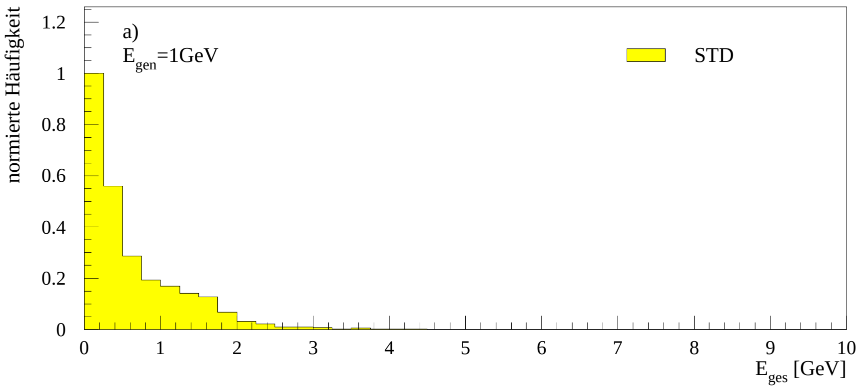

Abbildung 41: Normierter Energiefluß von π^+ mit $E_{\text{gen}} = 1$ GeV. Für diese Verteilung wurden 5000 Pionen mit $\theta = 100°$ und $\phi = 22.5°$ simuliert.

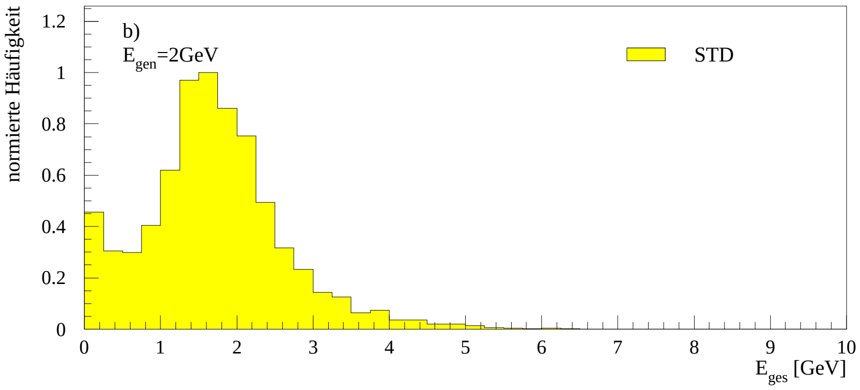

Abbildung 42: Normierter Energiefluß von π^+ mit $E_{\text{gen}} = 2$ GeV. Für diese Verteilung wurden 5000 Pionen mit $\theta = 100°$ und $\phi = 22.5°$ simuliert.

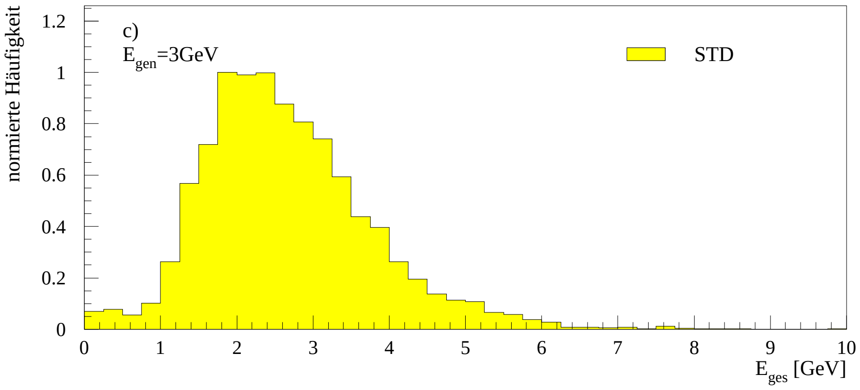

Abbildung 43: Normierter Energiefluß von π^+ mit $E_{\text{gen}} = 3$ GeV. Für diese Verteilung wurden 5000 Pionen mit $\theta = 100°$ und $\phi = 22.5°$ simuliert.

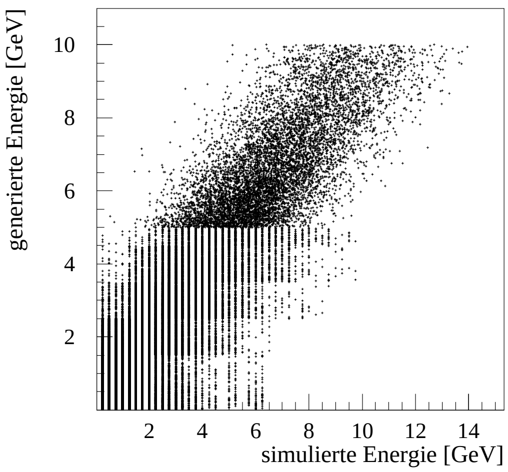

Abbildung 44: Energiekorrelation zwischen generierten und mit beiden Verschmierungsmechanismen simulierten Hadronen.

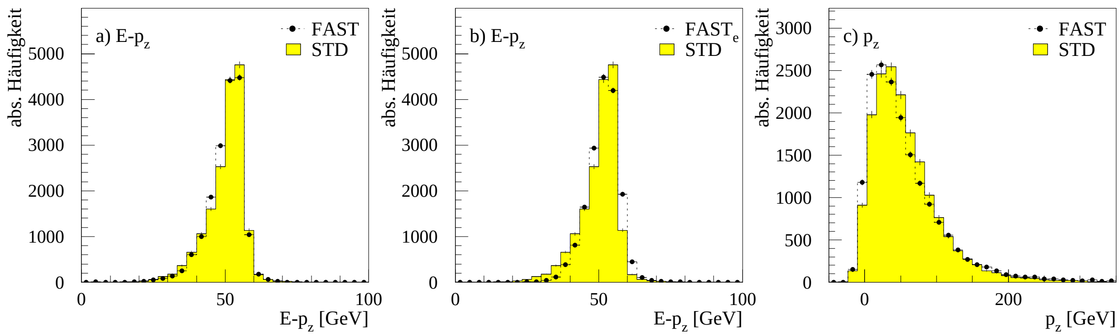

Abbildung 45: $E - p_z$ a) aus Standard Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST); b) die schnelle Simulation nimmt das simuliertem Elektron aus CIMODEL, c) p_z aus Standard Simulation (STD) und schnellen Simulation (FAST). In a) und c) wird das gestreute Elektron der Standard Simulation genommen. Alle drei Verteilungen von *fastSim*$^{\mathrm{x}}$ enthalten beide Verschmierungsmethoden und das Rückstreumodell.

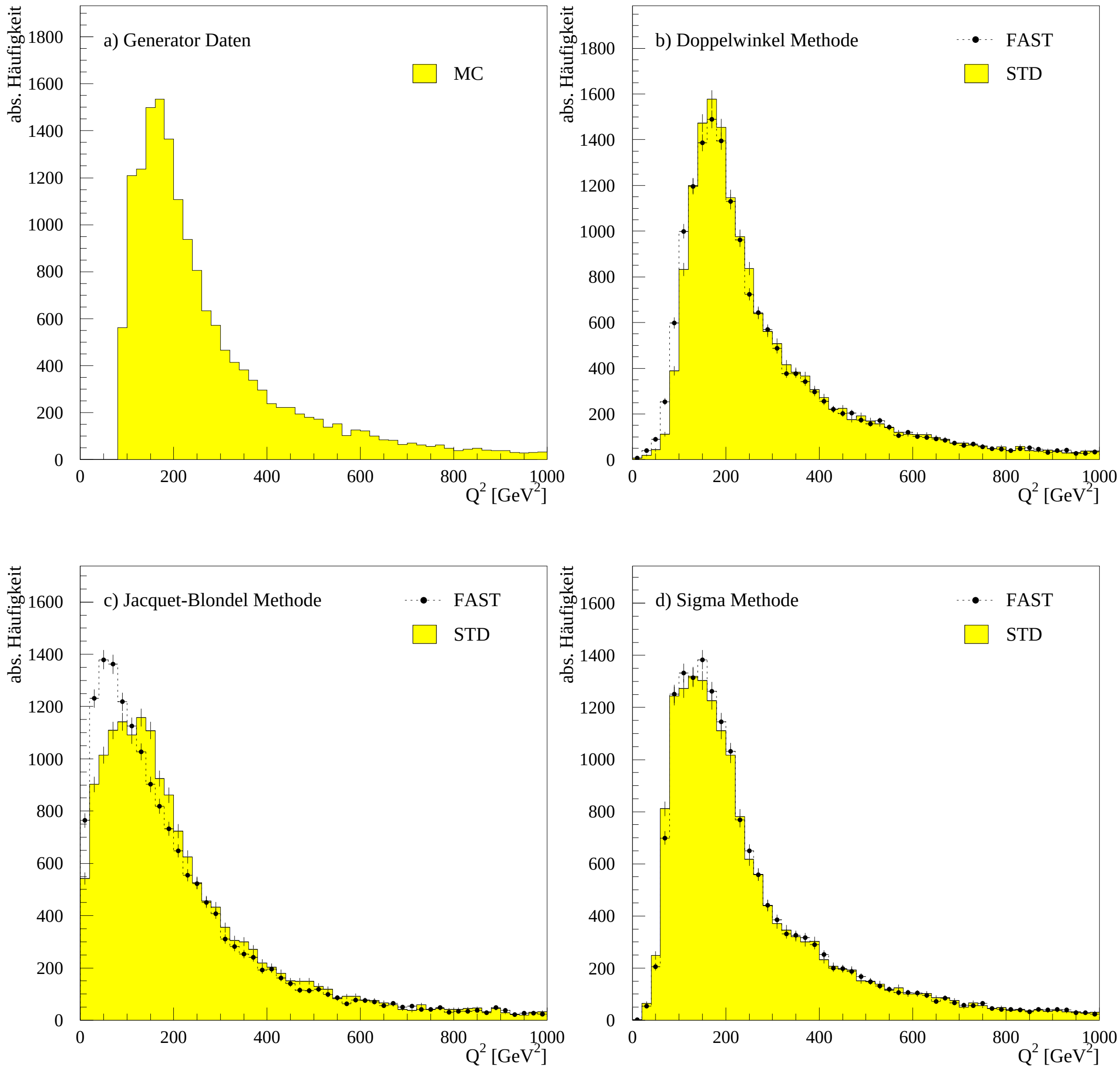

Abbildung 46: Integrierte Darstellung von Q^2 mit der Standard Simulation (STD) und mit *fastSim*^{x} (FAST). Hier beinhaltet *fastSim*^{x} beide Verschmierungsalgorithmen und das Rückstreumodell. Für die Rekonstruktion wurden unterschiedliche Methoden benutzt. a) zeigt die Generatorverteilung.

6 Vorschlag für die schnelle Simulation fastSim

Diese Arbeit hat gezeigt, daß auf Monte-Carlo Simulationen nicht mehr verzichtet werden kann. Sie bieten eine sehr gute Möglichkeit bestehende theoretische Modelle nicht nur in der Teilchenphysik zu überprüfen. Doch leider sind diese Analysen mit einem sehr hohen Zeitaufwand verbunden. Daher wird nach alternativen Simulationsmöglichkeiten gesucht, die durch ihre einfache Struktur eine schnelle, aber trotzdem zuverlässige, Analyse zulassen.

Ferner hat diese Arbeit gezeigt, daß bei einer schnellen Simulation nicht unbedingt zwischen elektromagnetischen und hadronischen Energieanteilen unterschieden werden muß. Bei den Durchgeführten Analysen wurde daher auf eine Trennung beider Energieanteile verzichtet, um so eine Vereinfachung in der Simulation zu erreichen. Lediglich die Informationen des gestreuten Elektrons werden der Standard-Simulation entnommen. Für die $E-pz$-Bestimmung wurde Testweise das gestreute Elektron durch CIMODEL simuliert, da sich die Arbeitsweise von CIMODEL für die Simulation des Elektrons bereits bewährt hat.

Für die Simulation von hadronischen Energieanteilen wird in [8] eine Verfahren durch Energieflußanpassungen vorgeschlagen. Analysen mit diesem Verfahren haben gezeigt, daß die Simulation und Rekonstruktion von kinematische Größen zu richtigen Ergebnissen führen. Für die Bestimmung von Jetraten weist dieses Verfahren noch Schwachstellen auf. Das Auflösevermögen des LAr-Kalorimeters wird durch die einfache Energieflußanpassung nicht wiedergegeben. Um dies zu bewerkstelligen, müssen die zu simulierenden Energieanteile vor der Energieanpassung an Hand einer Gaußverteilung verschmiert werden.

Zusätzlich wurden in dieser Arbeit Effekte der Rückstreuung mit der Standardsoftware untersucht. Für die Simulationen dieser Randeffekte wird ein Modell vorgestellt. Dieses Rückstreumodell wirkt sich für die untersuchten Energieschnitte nur auf die Bestimmung der Jetraten aus. Die Verschlechterungen in den Jetraten, die durch die Gaußverschmierung entstanden sind, werden durch das Rückstreumodell kompensiert und zusätzlich noch deutlich verringert.

Desweiteren wird ein Modell vorgestellt, daß die Schwächen der Gaußverschmierung reduzieren soll. Leider führte dieses Modell nicht zu dem erhofften Erfolg, da nur einzelne Verteilungen durch sie verbessert wurden.

Da sich das Prinzip der Energieflußanpassung als sehr geeignet erwiesen hat, kann auf ihr die schnelle Simulation *fastSim* aufgebaut werden. Um nun die kinematischen Größen korrekt zu beschreiben, muß die Gaußverschmierung implementiert werden. Für eine Verbesserung in der Jetratenbestimmung könnte optional das Rückstreumodell benutzt werden.

Um der H1-Kollaboration *fastSim* als Arbeitswerkzeug zur Verfügung zu stellen, müssen die Routinen in eine geeignete Softwareumgebung gebettet werden. Eine Implementierung in H1TOX ist vorgesehen. Ein vorläufiger Test ergab, daß mit *fastSim* 17000 Ereignisse in weniger als 3000 Sekunden simuliert werden. Der Zeitfaktor wurde in erster Linie durch die benutzte Softwareumgebung bestimmt, die zusätzliche Analysen ermöglichte. Die Simulation mit *fastSim* alleine verbraucht so gut wie keine Rechenzeit; und damit sind prinzipiell 'online"-Simulationen möglich.

7 Danksagung

So weit so gut. Nun möchte ich an dieser Stelle all denen danken, die mich durch sieben Jahre Physik begleitet haben. Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Christoph Berger, der durch seine Geduld und Unterstützung zur Fertigstellung dieser Arbeit entschieden beitrug. Mit der Themenstellung wurden mir nicht nur große Einblicke in die Physik der Elementarteilchen gewährt, sondern auch in die prinzipielle Arbeitsweise von Großkollaborationen.

Desweiteren möchte ich mich bei Prof. Dr. Wolfgang Braunschweig für die Übernahme des Korreferats dieser Arbeit bedanken.

Ok, nun seid ihr dran, Rest: Jürgen Scheins danke ich für die Betreuung und Sonderunterstützung meiner Arbeit. Meinen Aachener Kollegen Patrick Kandel, Wilhelm Rottkirchen, Dr. Konrad Rosenbauer, Dr. Frank Raupach und Christian Niedzballa (noch isser kein Doc) danke ich für die zahlreichen Gespräche, die sich nicht immer auf physikalische Inhalte bezogen haben.

Den Hamburger Kollegen danke ich für die zahlreichen Computer-Tips. Hier sei Thomas Hadig besonders erwähnt, der einen immer hilfsbereit auf Raffinessen einer UNIX-Umgebung aufmerksam gemacht hat. Vieles wäre ohne ihn nicht möglich gewesen.

Herrn Dipl. Phys. Christian Kohlhof danke ich für die vielen neuen Erfahrungen, die ich ohne ihn nicht gemacht hätte. Meinem Bruder danke ich für die vielen „kein Problem...“.

Meine Eltern darf ich an dieser Stelle nicht vergessen, die mir dieses Studium nicht ausreden konnten und mich trotzdem unterstützten.

Hallo Ingrid, that's for you *„all my lovin'...“*

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Literatur

[1] Gordon Kane „The Particle Garden“, Addison Wesley Publishing Compamy, Inc. , Canada, 1996

[2] DESY „Das H1-Experiment bei HERA“, Gruppe FH1K, September, 1992.

[3] K. Kleinknecht „Detektoren für Teilchenstrahlung“, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1992.

[4] I. M. Sobol „Die Monte-Carlo-Methode“, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1991.

[5] H. U. Martyn „CIMODEL – A tool to generate differential cross sections and to simulate event distributions of lepton variables for the Standard Model and Contact Interactions“, H1-12/94-416.

[6] U. Bassler und G. Bernadi „On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at Hera: The Σ Method“, DESY 94-231, hep-ex/9412004.

[7] H1 Collaboration „The H1 Detector at HERA“, DESY, pp. 93–103, 1991.

[8] Jürgen Scheins „Schnelle Simulation des H1-Detektors im Vergleich zur Standard Simulation“, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1996.

[9] H1 Collaboration „The H1 Calometriy: Performance and Upgrade Program“, DESY 95-067, 1995

[10] H. Albrecht et al. „A guide to PHAN, an H1 physics analysis package“, IBM im DESY-Rechenzentrum, HERA01.+ H1PHAN. MANUAL

[11] H1 Collaboration „Guide to Simulation Program H1SIM“, J. Meyer, 1991

[12] G. Bernadi „A Collection of notes on H1REC“, IBM im DESY-Rechenzentrum, H01GRE.REC(DOC), 1993

[13] R. Braun et al. „GEANT3 User's Guide“, CERN-DD/EE 84-1, 1986

[14] G. Ingelmann „LEPTO - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering“, 1992

[15] Ch. Berger „Teilchenphysik – Eine Enführung“, Springer-Verlag, Berlin, Heidelber, 1992

[16] Th. Hadig „Untersuchungen zur Jet-Parton-Korrelation in der tiefinelastischen Streuung“, PHITA 96/31, RWTH Aachen, 1996

[17] K. Rosenbauer „Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen im H1-Experiment bei HERA“, PHITA 95/16, RWTH Aachen, 1995

[18] Particle Data Group „Particle Physics Booklet“, from the Revies of Particle Physics, R. M. Barnett et al. , Physical Review **D54**, 1 1996

[19] H. A. Bethe und W.Heitler, Proc. Roy. Soc. **A 146** 83, 1934

[20] M. Rudowitz „Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor“, MPI - PhE/92-14, Dissertation, Universiät Hamburg, 1992

[21] S. Peters „Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer“, MPI-PhE/92-13, Dissertation, Universität Hamburg, 1992

[22] JADE Collaboration W. Bartel et. al.: „Experimental Studies on Multijet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA Energies.“ Z. Phys. **C33** (1986) 23

[23] Ch. Niedzballa „Bestimmung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung aus Jetraten am H1-Experiment“, Dissertation, PHITA 97/36 , RWTH Aachen, 1997

[24] G. Bernati „Geometrical Numbering For The Liquid-Argon Calorimeter“, H1 Software Note Nr. 17, 1991

[25] K. Ott „Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten“, Kosmische Strahlung, Ed. W. Heisenberg, Springer, Berlin, 1953

[26] R. Nisius „Measurement of the strong coupling constant α_s from rates in deep inelastic scattering“, Dissertation, RWTH Aachen, 1994

[27] A. Wegner „Messungen von Multijetraten in der tief inelastischen Elektron-Proton Streuung mit dem H1 Detektor bei HERA“, Dissertation, Hamburg, 1994

[28] K. Rabbertz „Probleme der Elektronerkennung im H1-Detektor“, Diplomarbeit, RWTH-Aachen, 1989