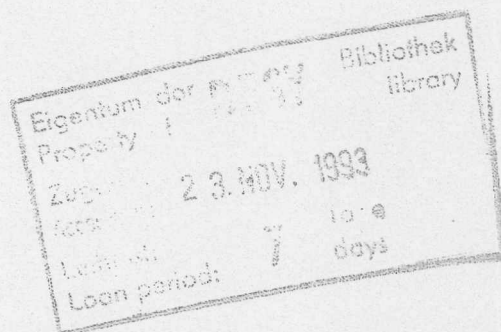


Interner Bericht  
DESY FH1T-93-03  
Oktober 1993

# Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung

von

D. Handschuh



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser”**

# Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung

## DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

Vorgelegt von  
**Dirk Handschuh** ✓  
aus Uetersen

Hamburg  
1993

1	Einleitung	1
2	1.1 Zielsetzung	2
3	1.2 Aufbau der Arbeit	3
4	2. Experimenteller Aufbau	4
5	2.1 Beschleuniger	5
6	2.2 Detektor	6
7	2.3 Datenverarbeitung	7
8	3. Simulationen	8
9	3.1 Monte-Carlo-Methoden	9
10	3.2 H1 Detektor	10
11	3.3 Protoninduzierter Untergrund	11
12	3.4 Filteralgorithmen	12
13	4. Ergebnisse	13
14	4.1 Protoninduzierter Untergrund	14
15	4.2 Filteralgorithmen	15
16	4.3 Zusammenfassung	16
17	5. Zusammenfassung	17
18	5.1 Protoninduzierter Untergrund	18
19	5.2 Filteralgorithmen	19
20	5.3 Zusammenfassung	20
21	6. Literaturverzeichnis	21
22	6.1 Einleitung	22
23	6.2 H1 Detektor	23
24	6.3 Protoninduzierter Untergrund	24
25	6.4 Filteralgorithmen	25
26	6.5 Zusammenfassung	26
27	6.6 Literaturverzeichnis	27
28	6.7 Zusammenfassung	28
29	6.8 Zusammenfassung	29
30	6.9 Zusammenfassung	30
31	6.10 Zusammenfassung	31
32	6.11 Zusammenfassung	32
33	6.12 Zusammenfassung	33
34	6.13 Zusammenfassung	34
35	6.14 Zusammenfassung	35
36	6.15 Zusammenfassung	36
37	6.16 Zusammenfassung	37
38	6.17 Zusammenfassung	38
39	6.18 Zusammenfassung	39
40	6.19 Zusammenfassung	40
41	6.20 Zusammenfassung	41
42	6.21 Zusammenfassung	42
43	6.22 Zusammenfassung	43
44	6.23 Zusammenfassung	44
45	6.24 Zusammenfassung	45
46	6.25 Zusammenfassung	46
47	6.26 Zusammenfassung	47
48	6.27 Zusammenfassung	48
49	6.28 Zusammenfassung	49
50	6.29 Zusammenfassung	50
51	6.30 Zusammenfassung	51
52	6.31 Zusammenfassung	52
53	6.32 Zusammenfassung	53
54	6.33 Zusammenfassung	54
55	6.34 Zusammenfassung	55
56	6.35 Zusammenfassung	56
57	6.36 Zusammenfassung	57
58	6.37 Zusammenfassung	58
59	6.38 Zusammenfassung	59
60	6.39 Zusammenfassung	60
61	6.40 Zusammenfassung	61
62	6.41 Zusammenfassung	62
63	6.42 Zusammenfassung	63
64	6.43 Zusammenfassung	64
65	6.44 Zusammenfassung	65
66	6.45 Zusammenfassung	66
67	6.46 Zusammenfassung	67
68	6.47 Zusammenfassung	68
69	6.48 Zusammenfassung	69
70	6.49 Zusammenfassung	70
71	6.50 Zusammenfassung	71
72	6.51 Zusammenfassung	72
73	6.52 Zusammenfassung	73
74	6.53 Zusammenfassung	74
75	6.54 Zusammenfassung	75
76	6.55 Zusammenfassung	76
77	6.56 Zusammenfassung	77
78	6.57 Zusammenfassung	78
79	6.58 Zusammenfassung	79
80	6.59 Zusammenfassung	80
81	6.60 Zusammenfassung	81
82	6.61 Zusammenfassung	82
83	6.62 Zusammenfassung	83
84	6.63 Zusammenfassung	84
85	6.64 Zusammenfassung	85
86	6.65 Zusammenfassung	86
87	6.66 Zusammenfassung	87
88	6.67 Zusammenfassung	88
89	6.68 Zusammenfassung	89
90	6.69 Zusammenfassung	90
91	6.70 Zusammenfassung	91
92	6.71 Zusammenfassung	92
93	6.72 Zusammenfassung	93
94	6.73 Zusammenfassung	94
95	6.74 Zusammenfassung	95
96	6.75 Zusammenfassung	96
97	6.76 Zusammenfassung	97
98	6.77 Zusammenfassung	98
99	6.78 Zusammenfassung	99
100	6.79 Zusammenfassung	100

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. V. Blobel  
Prof. Dr. E. Lohrmann

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. A. Wagner  
Prof. Dr. B. Naroska

Datum der Disputation:

24. August 1993

Sprecher des Fachbereichs Physik und

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack

## Abstract

The H1 experiment at the storage ring HERA faces high background rates  $\simeq 100$  kHz from debris of the proton ring. Hardware triggers and a software filter reduce event rates online by a factor of  $\simeq 10^4$ . Topic of this thesis work is an estimation of the protoninduced background at the Experiment and furthermore the development of filter algorithms which suppress rates from approximate 200 Hz to 1 to 5 Hz. The production mechanisms of proton background are investigated and spread of secondary particles through HERA in the vicinity of H1 is simulated in the first part of the thesis. A Triggerstudy spots conditions with high background contamination and gives an impression of the topology of background at the filter level. The second part describes different event variables by which background can be rejected and designs a filter algorithm. Application of algorithms to first HERA data show that background can be successfully rejected and also that the rate calculations have been correct.

## Kurzfassung

Am H1 Experiment des *ep* Speicherringes HERA erfordert die hohe Rate von Untergrundereignissen aus dem Protonring ( $\simeq 100$  kHz) eine Herabsetzung um einen Faktor  $\simeq 10^4$  bereits direkt am Experiment. Dies geschieht durch Einsatz spezieller elektronischer Schaltungen (Trigger) und von Software Algorithmen (Filter). Ziel dieser Arbeit ist eine Abschätzung des zu erwartenden Protonuntergrundes im Detektor, sowie, darauf aufbauend, die Entwicklung von Algorithmen, welche den Untergrund auf der Filterstufe von ca. 200 Hz auf ca. 1 bis 5 Hz herabsetzen. Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit den Ursachen des Untergrundes (Reaktionen der Strahlprotonen mit dem Restgas bzw. dem Material des Vakuumgefäßes), einer exakten Generierung der primären Prozesse und der Ausbreitung der erzeugten Sekundärteilchen im Ringabschnitt vor dem Detektor. Im Rahmen einer Triggerstudie ergibt sich, welche Kanäle hohe Raten besitzen und wie sich die Topologie typischer Untergrundereignisse auf der Filterstufe darstellt. Im zweiten Teil der Arbeit werden Ereignisgrößen betrachtet, mit denen sich die simulierten Untergrundreaktionen verwerfen lassen und ein Filteralgorithmus entworfen. Die erfolgreiche Anwendung der Algorithmen auf erste HERA Daten, sowie Ratenbestimmungen des Untergrundes schließen diese Arbeit ab.

## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Speicherring HERA	3
2.2	ep Physik an HERA	3
2.2.1	Tiefinelastische Streuung	3
2.2.2	Photoproduktion	5
2.3	H1 Detektor	6
2.4	Ringabschnitt vor dem Detektor und Protonuntergrund	9
3	Hadronische Ereignisgeneratoren	12
3.1	GHEISHA	14
3.2	FLUKA	15
3.3	MODC	16
3.4	Auswahl der Generatoren	17
4	Simulation von Strahlgasereignissen SGE	20
4.1	Primäre Rate	20
4.2	Flußbilanzen im Ringabschnitt vor H1	21
4.2.1	Direkter Fluß aus SGE	21
4.2.2	Beitrag sekundärer Wechselwirkungen zum Fluß	22
4.3	Auslegung des strahlnahen Detektorbereiches von H1	24
4.4	Abhängigkeit detektornaher Raten von Ereignisparametern der SGE	27
4.5	Strahlnahe Raten im Bereich des H1 Detektors	29
5	Simulation von Strahlwandereignissen SWE	33
5.1	Primäre Rate	33
5.2	Eigniseigenschaften	35
5.2.1	Rückgestreute Protonen	35
5.2.2	Multihadronische Ereignisse	37
5.3	Strahlnahe Raten im Bereich des H1 Detektors	41
6	Triggerstudien	45
6.1	Aufbau des Triggers	45
6.2	Erste Stufe des Triggers	48

6.2.1	Trigger auf Energie . . . . .	48
6.2.2	Trigger auf Vertex . . . . .	49
6.2.3	Trigger auf Teilchentyp . . . . .	50
6.2.4	Bildung von $T_0$ Signalen . . . . .	51
6.3	Vierte Stufe des Triggers . . . . .	52
6.4	Triggerbedingungen auf der ersten Ebene . . . . .	53
6.4.1	Grundsätzliche Überlegungen . . . . .	53
6.4.2	Unterdrückung von Strahl(wand,gas)untergrund SWU,SGU . . . . .	55
6.5	Einstellung des Triggers in H1SIM . . . . .	62
6.5.1	Akzeptanz physikalischer Kanäle . . . . .	66
6.6	Bemerkungen zur Triggereinstellung in den ersten Meßläufen . . . . .	69
<b>7</b>	<b>Studien zur Ereignisselektion auf der vierten Ebene</b> . . . . .	<b>73</b>
7.1	Protonuntergrund außerhalb der Vertexregion . . . . .	74
7.1.1	Schnelles Vertexveto . . . . .	74
7.1.2	Untergrundfreie Akzeptanzbedingungen . . . . .	77
7.2	Protonuntergrund aus der Vertexregion SGV . . . . .	79
7.2.1	Energieflußvariable $y^*$ . . . . .	79
7.2.2	Energieflußvariable $D_f$ . . . . .	81
7.3	Bemerkungen zur benutzten Hardware . . . . .	83
7.4	Zusammenfassung von Aufbau und Wirkungsweise des Filteralgorithmus . . . . .	83
<b>8</b>	<b>Vergleich mit Daten der ersten HERA Meßläufe</b> . . . . .	<b>85</b>
8.1	Räumliche Quellen des SWU . . . . .	85
8.2	Ereignistopologie im Detektor . . . . .	86
8.3	Raten verschiedener Triggerbedingungen auf Spuren . . . . .	88
8.4	Physikalischer Schnitt zur Trennung von SGV und Photoproduktionsreaktionen . . . . .	89
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b> . . . . .	<b>91</b>
<b>A</b>	<b>Hadronische Wechselwirkungen von 820 GeV Protonen</b> . . . . .	<b>93</b>
A.1	Totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .	93
A.2	Elastische Streuung . . . . .	95
A.3	Diffraktive Streuung . . . . .	97
A.4	Inelastische Streuung . . . . .	100
<b>B</b>	<b>Vergleich von Generatoren mit Daten</b> . . . . .	<b>102</b>
B.1	Totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .	103
B.2	Elastische Streuung . . . . .	104
B.3	Diffraktive Streuung . . . . .	105
B.4	Inelastische Streuung . . . . .	109

<b>C</b>	<b>Maßnahmen zur Beschleunigung der Spurverfolgung in GEANT</b> . . . . .	<b>112</b>
C.1	Motivation . . . . .	112
C.2	Propagation von Teilchen in GEANT . . . . .	112
C.3	Durchgeführte Maßnahmen . . . . .	113
<b>D</b>	<b></b> . . . . .	<b>117</b>
<b>E</b>	<b>Methoden zur Unterdrückung von SPU auf der vierten Triggerstufe</b> . . . . .	<b>121</b>
E.1	Schnelle Vertexrekonstruktion mit der CJC . . . . .	121
E.2	Diskriminantenanalyse . . . . .	129

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Speicherring HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY ist der erste Elektron Proton Ring der Welt. Hochenergetische Elektron Proton Wechselwirkungen wurden bislang in Experimenten mit einem Elektronenstrahl und einer feststehenden Probe (fixed target) gemessen. Der Vorteil des Speicherringes gegenüber einer Anordnung mit ruhender Probe besteht in einer wesentlich höheren Schwerpunktsenergie: Die mit HERA erzielbaren Werte der Schwerpunktsenergie und des Viererimpulsübertrages liegen um mehr als eine Größenordnung über den bei fixed target Experimenten bislang erreichten Werten. An HERA können daher Erkenntnisse über die Konstituenten des Protons mit einer weitaus höheren Auflösung als bisher gewonnen werden. Die Aussagen des Standardmodells lassen sich in dem erweiterten Bereich der physikalischen Größen überprüfen. Das Standardmodell gibt die allgemein akzeptierte Vorstellung über den Aufbau der Materie wieder. Es erklärt alle bislang vorhandenen experimentellen Resultate durch Einführung grundlegender Teilchen und Wechselwirkungen. HERA bietet auch die Möglichkeit, Phänomene zu entdecken, die das Standardmodell nicht vorher sagt. So soll z. B. die Suche nach angeregten Zuständen der am Streuprozess beteiligten Leptonen und Quarks klären, ob die bislang im Standardmodell als fundamental angenommen Teilchen eine Substruktur besitzen.

Die Kombination zweier Speicherringe, deren Teilchensorten sich unterscheiden, bedingt jedoch auch zusätzliche Komplikationen bei der Messung von Teilchenstreuungen: Zum Schutz der strahlennahen Spurdetektoren gegen die Synchrotronstrahlung des Elektronenringes ist im Detektorbereich innerhalb des Strahlrohres ein Kollimatorsystem installiert. Die Kollimatoren wirken gleichzeitig als Streuzentren für hochenergetische Sekundärteilchen des Protonenringes. Die Raten von Untergrundreaktionen mit signifikantem Signal im Detektor liegen einen Faktor  $\approx 1000$  über den Raten aller physikalischen Kanäle aus der  $e p$  Streuung, wobei zum Teil erhebliche Energien im Detektor deponiert werden. Die Abtrennung dieses Protonuntergrundes stellt daher für die korrekte Messung physikalischer Reaktionskanäle eine wesentliche Voraussetzung dar. Die hohe Rate des Untergrundes von etwa  $100 \text{ kHz}$  zusammen mit der kurzen Zeitspanne zwischen aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen im Wechselwirkungspunkt von  $96 \text{ nsec}$  stellt hohe Anforderungen an den Ereignistrigger des H1 Detektors. Die Abtrennung des Untergrundes geschieht in zwei Stufen: Ein großenteils fest verdrahtetes schnel-

les Meßsystem, welches von der eigentlichen Datennahme getrennt ist, fällt logische Entscheidungen, die auf Schwellenwerten einfacher Größen basieren und reduziert die Ereignisrate von  $100 \text{ kHz}$  auf etwa  $50$  bis  $200 \text{ Hz}$ . Ein Parallelrechnersystem, dem die vollständigen Detektordaten zur Verfügung stehen, bildet eine nachfolgende Filterstufe, mit einer Ausgangsrate von  $1$  bis  $5 \text{ Hz}$ . Auf dieser Ebene lassen sich bereits Ereignisgrößen rekonstruieren. Entscheidungen auf der Filterebene müssen in einer fest vorgegebenen Zeitspanne (online) getroffen werden. Sie sind nicht mehr rückgängig zu machen, da die verworfenen Ereignisse nicht magnetisch aufgezeichnet werden. Die Filterstufe nimmt daher in der gesamten Meß- und Auswertekette des Experimentes eine wichtige Position ein.

Aufgabe dieser Arbeit ist, den Protonuntergrund möglichst genau abzuschätzen und zu ermitteln, in welchen Bereichen die Messung physikalischer Kanäle beeinträchtigt ist. Daraus ergeben sich Ratenabschätzungen und Vorhersagen der Topologie der auf der Filterstufe zu erwartenden Ereignisse. Darauf aufbauend werden Methoden und Algorithmen entwickelt, welche die Untergrundereignisse identifizieren. Die Herausforderung besteht dabei darin, einerseits die Rate des Untergrundes um einen Faktor von ca.  $100$  zu reduzieren, andererseits aber keine Ereignisse aus  $e p$  Streuungen zu verlieren und gleichzeitig sicherzustellen, daß der Filteralgorithmus in der vorgegebenen Zeitspanne Entscheidungen trifft. Der Rechenaufwand zur Rekonstruktion verschiedener Ereignisgrößen und ihre Eignung zur Rückweisung bilden Entscheidungsgrundlagen bei der Entwicklung des Filters. Die erfolgreiche Anwendung der entwickelten Algorithmen auf erste HERA Daten bestätigt alle wesentlichen Vorhersagen der Studien zum protoninduzierten Untergrund.

Die Arbeit ist im Einzelnen folgendermaßen gegliedert: Kapitel 2 stellt den Speicherring, sowie den H1 Detektor vor und gibt einen kurzen Überblick der bei Elektron Proton Streuung physikalisch interessanten Reaktionskanäle. Besonders wichtig bei der Modellierung von Strahlgas- und Strahlwandereignissen ist die erste Wechselwirkung der Protonen mit Materie. In Kapitel 3 werden hadronische Ereignisgeneratoren beschrieben und für die Simulation des Protonuntergrundes ausgewählt. Die Auswahl stützt sich auf den im Anhang (Teil A,B) durchgeführten Vergleich der Generatoren mit realen Daten. Kapitel 4 und 5 untersuchen das Verhalten des Strahluntergrundes im Ringabschnitt vor dem H1 Detektor und ermitteln Werte für Ereignisraten und Teilchenflüsse auf den strahlennahen Bereich des Detektors. Die Triggerstudie aus Kapitel 6 ermittelt Verteilungen von Triggergrößen bei Untergrund und identifiziert Triggerkanäle hoher Untergrundrate. Kapitel 7 schließlich stellt das Ereignisfilter und die entwickelten Algorithmen vor. Die Algorithmen werden im Teil E des Anhangs beschrieben. Kapitel 8 vergleicht die Vorhersagen über Raten und Topologie des Untergrundes mit Daten der Meßperiode Herbst 1992 von HERA und demonstriert, daß die entwickelten Algorithmen erfolgreich arbeiten.

# Kapitel 2 Grundlagen

## 2.1 Speicherring HERA

Die Hadron Elektron Ringanlage HERA besteht aus zwei getrennten Speicherringen mit Elektronenergien  $E_e$  von 30 und Protonenergien  $E_p$  von 820 GeV. In jedem Ring sind die Teilchen zu maximal 210 Paketen zusammengefaßt. Die Anzahl der Teilchen in einem Elektron(Proton)paket beträgt  $1(0.3) \cdot 10^{11}$ . Die mit einer Frequenz von 47 kHz entgegengesetzt umlaufenden Teilchenstrahlen beider Ringe durchdringen sich in den (bislang) zwei Wechselwirkungszone alle 96 nsec unter einem Kreuzungswinkel von  $0^\circ$ . Die auftretenden Proton Elektron Reaktionen besitzen eine obere Grenze der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  von 314 GeV mit einem maximal austauschbaren Viererimpulsquadrat  $Q^2$  von 98500 GeV<sup>2</sup>. Die Designluminositäten von  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ermöglichen eine angestrebte Ereignisstatistik von 100 pb<sup>-1</sup> im Jahr. Abbildung 2.1 zeigt eine Ansicht des Beschleunigersystems von HERA mit den verschiedenen Vorbeschleunigern und den Experimentierhallen an den Wechselwirkungszone.

## 2.2 ep Physik an HERA

### 2.2.1 Tiefinelastische Streuung

Der Prozess niedrigster Ordnung  $O(\alpha^2)$  bei der inelastischen Streuung von Elektronen an Protonen ist die direkte Wechselwirkung des einlaufenden Leptons mit einem Quark im Proton über den Austausch elektroschwacher Eichteilchen. Abb. 2.2 zeigt die Graphen dieser tiefinelastischen ep Streuung (DIS).

Abhängig von der Ladung der Austauscheteilchen unterscheidet man zwei Reaktionskanäle: neutralen Strom (NC) und geladenen Strom (CC). Die Viererimpulse der ein- und auslaufenden Teilchen stehen in Klammern. Aus ihnen ergeben sich die Ereignisvariablen

$$s = (P + k)^2 \simeq 4E_e E_p$$

und

$$q^2 = -Q^2 = (k - l)^2$$

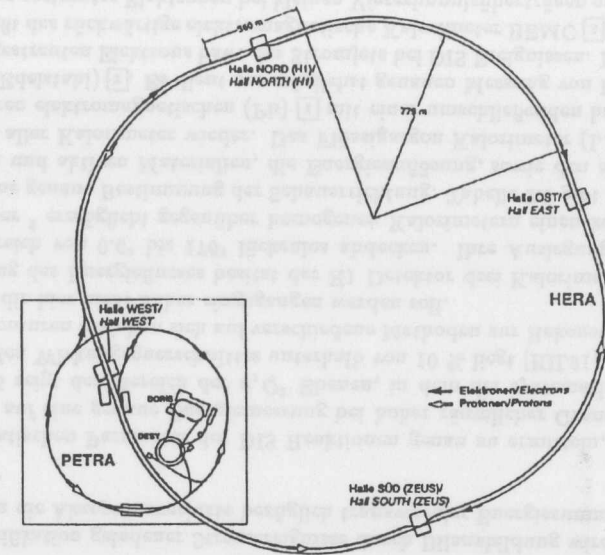


Abbildung 2.1: Das Beschleunigersystem von HERA

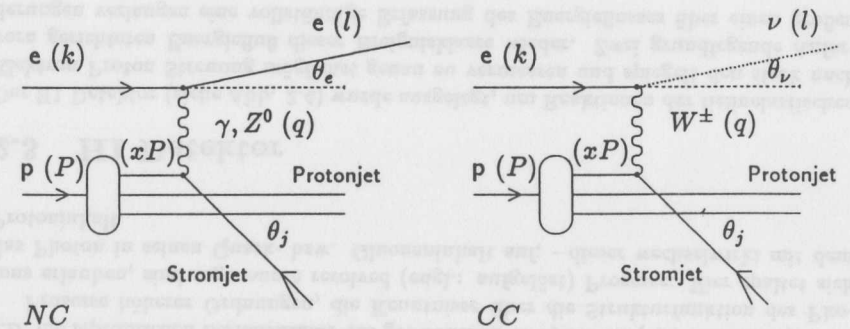


Abbildung 2.2: Neutraler Strom (NC) und geladener Strom (CC) in der ep Streuung

$s$  und  $q^2$  bezeichnen das Quadrat der Schwerpunktsenergie bzw. des ausgetauschten Viererimpulses. Weitere Parameter sind

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot P)}$$

und

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}$$

$z$  ist im Quark Partonmodell interpretierbar als Impulsanteil des wechselwirkenden Quarks am Gesamtimpuls des Protons.  $y$  stellt, vom Ruhesystem des Protons aus betrachtet, den Energieübertrag auf das Elektron normiert auf seine Einfallenergie dar. Wegen:

$$Q^2 = s x y$$

legen bereits drei Variable (z.B.  $s, x, Q^2$ ) die Ereigniskinematik tiefinelastischer Prozesse vollständig fest. Die Schwerpunktsenergie ist bekannt. Die Parameter  $x, Q^2$  lassen sich durch Messung von Energie und Raumwinkel aus dem gestreuten Elektron oder aus dem Hadronsystem gewinnen. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$  ist mit den Strukturfunctionen  $F_i^{NC,CC}(x, Q^2)$   $i = 1, 2, 3$  verknüpft. Die Vermessung der Strukturfunctionen des Protons in dem neu zugänglichen kinematischen Bereich ist eine wichtige Aufgabe an HERA.

### 2.2.2 Photoproduktion

Bei hohem  $Q^2$  ist die Teilchenmasse der schwachen Eichbosonen im Propagator vernachlässigbar und der Wirkungsquerschnitt von neutralem und geladenem Strom gleichhoch. Zu kleinen Werten von  $Q^2$  nimmt der differentielle Wirkungsquerschnitt des Gammaaustausches stark zu, so daß auch Prozesse höherer Ordnung eine Rolle spielen. Für  $Q^2 \rightarrow 0$  geschieht die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton fast ausschließlich durch den Austausch quasiireller Bremsstrahlungsphotonen. Die Schwerpunktsenergie des  $\gamma p$  Systemes liegt zwischen 150 und 240 GeV und damit weit oberhalb der bisher in fixed target Experimenten erreichten Werte. Abb. 2.3 gibt die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Gluoninhalt des Protons durch Erzeugung eines Quarkpaares wieder.

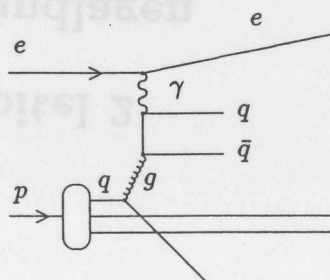


Abbildung 2.3: Prozess der Photon Gluon Fusion

Die Ordnung beträgt  $O(\alpha^2\alpha_s)$ . Informationen über die Gluonstrukturfunction lassen sich durch Rekonstruktion der kinematischen Variablen des primären  $q\bar{q}$  Systemes

und des gestreuten Elektrons erhalten<sup>1</sup>. Schwere Quarkflavour  $c\bar{c}, b\bar{b}$  bieten gegenüber leichten Quarks den Vorteil einer genaueren Bestimmung der Parameter des  $q\bar{q}$  Systemes durch Analyse exklusiver Kanäle. Eine besonders hohe Ereignissignifikanz besitzen z.B. die leptonenischen Zerfallskanäle des gebundenen  $c\bar{c}$  Systemes ( $J/\psi$  Resonanz).

Prozesse höherer Ordnungen, die Kenntnisse über die Strukturfunction des Photons erlauben, sind sogenannte resolved (engl.: aufgelöst) Prozesse: Hier spaltet sich das Photon in seinen Quark- bzw. Gluoneninhalt auf; - dieser wechselwirkt mit dem Protoninhalt.

### 2.3 H1 Detektor

Der H1 Detektor (siehe Abb. 2.4) wurde ausgelegt, um Reaktionen der tiefinelastischen Elektron Proton Streuung möglichst genau zu vermessen und spiegelt den stark nach vorn gerichteten Energiefluß dieser Ereignisklasse wieder. Zwei grundlegende Anforderungen verlangen eine vollständige Erfassung des Energieflusses über einen großen Winkelbereich:

- H1 soll den an HERA zur Verfügung stehenden kinematischen Bereich optimal nutzen.
- Die Identifikation geladener Stromereignisse durch Bilanzbildung wird erst möglich, wenn die Akzeptanzverluste bezüglich transversaler Energiesummen  $E_{tr}$ , gering sind.

Um die kinematischen Parameter der DIS Reaktionen genau zu ermitteln, wurde besonderer Wert auf eine genaue Energiemessung bei hoher räumlicher Granularität gelegt. Abb. 2.5 zeigt den Bereich der  $x, Q^2$  Ebenen, in dem der systematische Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes unterhalb von 10 % liegt [HIL91]. Die unterschiedlichen Konturen beziehen sich auf verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der Variablen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

Zur Messung des Energieflusses besitzt der H1 Detektor drei Kalorimeter, die den Polarwinkelbereich von  $0.6^\circ$  bis  $176^\circ$  lückenlos abdecken. Ihre Auslegung als sampling Kalorimeter<sup>2</sup> ermöglicht gegenüber homogenen Kalorimetern einen kompakteren Aufbau und eine genaue Bestimmung der Schauerrichtung. Tabelle 2.1 gibt die verwendeten passiven und aktiven Materialien, die Energieauflösung, sowie den abgedeckten Winkelbereich aller Kalorimeter wieder. Das Flüssigargon Kalorimeter (LAR) besteht aus einer inneren elektromagnetischen (Pb) [1] mit einer umschließenden hadronischen Komponente (Edelstahl) [2]. Es dient zur möglichst genauen Messung von Energie und Richtung des gestreuten Elektrons bzw. des Stromjets bei DIS Ereignissen. In Elektronrichtung schließt das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC [3] an, welches auf die Messung gestreuter Elektronen bei kleinen Viererimpulsüberträgen optimiert ist.

<sup>1</sup>Die Messung von  $y$  geschieht durch ein spezielles Kalorimeter, welches unter kleinem Winkel zum Elektronstrahl  $\approx 36$  Meter vom H1 Experiment entfernt liegt.

<sup>2</sup>Sampling Kalorimeter sind geschichtet aufgebaut. Die aktiven Schichten messen eine Stichprobe der Ionisationsladungen des Schauers.



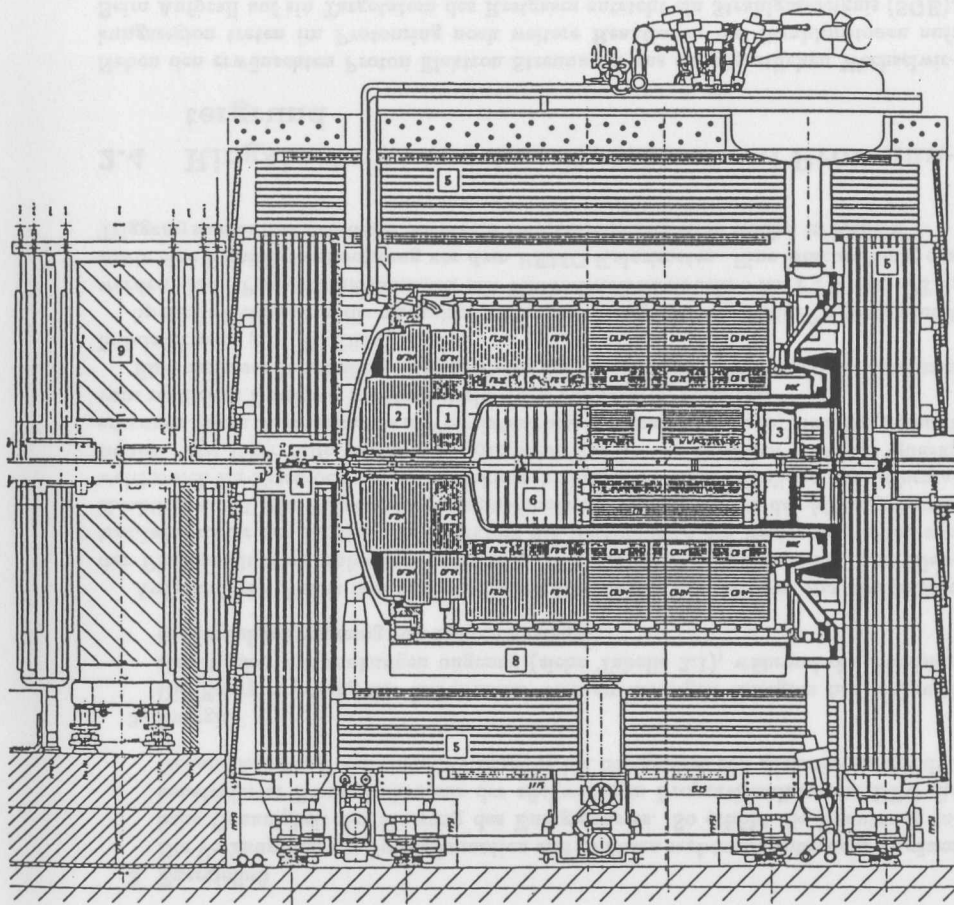


Abbildung 2.4: Längsschnitt durch den H1 Detektor; die Protonpakete treten von rechts in den Detektor ein

Das Plugkalorimeter [4] im Vorwärtsbereich soll vor allem die Restfragmente des Protons erfassen. Mehrere Lagen Streamerröhren im Eisenjoch, welches LAr und BEMC umgibt, bilden das instrumentierte Eisen [5]. Sie sollen die Energiemessung hadronischer Schauer, die das LArkalorimeter durchdringen, verbessern.

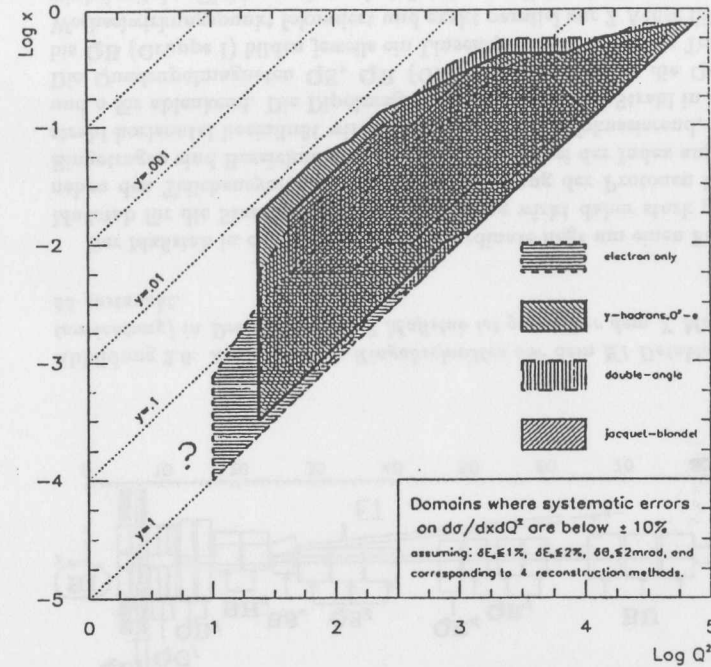


Abbildung 2.5: Meßbarer Bereich von DIS Ereignissen in  $x, Q^2$  mit einem Fehler in den Variablen unterhalb von 10% nach [HIL91]

Kalorimeter	Material		$dE/E = A/\sqrt{E} + B$		Akzeptanz im Polarwinkel
	passiv	aktiv	A	B	
Plug	Cu	Si	100%	5%	0.6° - 3.6°
LAr	Pb, Stahl	Flüssigargon	12%, 45%	1%	3° - 154°
BEMC	Pb	Szintillator	10%	0%	150° - 176°
Iron	Fe	Streamerröhren	100%	0%	5° - 176°

Tabelle 2.1: Aufbau und Eigenschaften der bei H1 verwendeten Kalorimeter

LAr und BEMC Kalorimeter schließen den vorderen Spurdetektor FTD [6], sowie den zentralen Spurdetektor CTD [7] ein. Jeder der Detektoren besitzt zwei Systeme von Driftkammern, die orthogonal zueinander ausgerichtet sind und Spuren geladener Teilchen mit hoher Genauigkeit vermessen. Die Detektoren befinden sich im Magnetfeld einer Spule [8], die das LAr Kalorimeter umgibt.

Die Spurenkammern ergänzen und verbessern die Kalorimetermessungen in folgenden Punkten:

## 1. Teilchenidentifikation

Eine Verknüpfung von Spuren mit Energieclustern<sup>3</sup> der Kalorimeter ermöglicht die Identifikation von Elektronen. Die Identifikation neutraler Stromereignisse geschieht anhand des gestreuten Elektrons. Zusätzlich erlauben sowohl der FTD (Übergangsstrahlung) als auch der CTD (Methode  $dE/dx$ ) eine Trennung zwischen Elektronen und Pionen in bestimmten Impulsbereichen.

## 2. Energiefluß

Die Verknüpfung von Spurinformatoren und Clustern verbessert außerdem die räumliche Genauigkeit der Messung des Energieflusses. So erhöht die Benutzung rekonstruierter Raumpunkte aus der rückwärtigen Proportionalkammer BPC die Genauigkeit der Polarwinkelbestimmung bei Ereignissen mit Elektron im BEMC.

## 3. Energie

Die Energiemessung der Kalorimeter wird zu niedrigen Energien hin aufgrund statistischer Schwankungen ungenau (siehe Tabelle 2.1), während die Präzision der Impulsbestimmung von Spuren ansteigt.

Aufgrund von Punkt drei sind die Spurenkammern zur Analyse von Ereignissen der Photoproduktion unbedingt notwendig. Sie gestatten zusammen mit dem Elektronkalorimeter des Luminositätsdetektors die Bestimmung der Ereignisvariablen von Reaktionen mit sehr kleinem Viererimpulsübertrag. Die Kammern des Myonsystemes, welche sich im Eisenjoch des H1 Detektors befinden, liefern zusätzliche Spurinformatoren. Mit ihrer Hilfe lassen sich myonische Kanäle von Zerfällen schwerer Quarks erkennen. Dem Myonnachweis in Vorwärtsrichtung dienen Kammern, die sich, getrennt vom restlichen Detektor, im Magnetfeld eines Toroiden  $\square$  befinden.

Eine umfassende detaillierte Beschreibung des Experimentaufbaues und der einzelnen Subdetektoren gibt [H1K93A] wieder.

Spezielle Detektoren, die eine schnelle Signalauslese gestatten und im Trigger genutzt werden sind: Proportionalkammern mit Kathodenstreifenauslese im FTD und CTD; sowie eine Szintillatoranordnung vor dem BEMC Kalorimeter. Eine Beschreibung des Triggersystemes mit den dafür wichtigen Detektoreigenschaften erfolgt in Kapitel 7.

## 2.4 Ringabschnitt vor dem Detektor und Protonuntergrund

Neben den erwünschten Proton Elektron Streuungen aus der eigentlichen Wechselwirkungsregion treten im Protonring noch weitere Reaktionen der Strahlprotonen auf: Beim Aufprall auf ein Targetatom des Restgases entsteht ein Strahlgasereignis (SGE). Protonen mit großen Ablagen von der Sollbahn treffen an Engstellen des Ringes auf das Vakuumgefäß und erzeugen ein Strahlwandereignis (SWE). In beiden Fällen können Sekundärteilchen den H1 Detektor erreichen. Die hier von strahl nahen Komponenten

<sup>3</sup>Unter einem Cluster versteht man einen zusammenhängenden Raumbereich im Kalorimeter, in dem die Energie eines einfallenden Teilchens oder Teilchenbündels (Jet) deponiert worden ist.

wie Kollimatoren und Pumpen in den Detektor gestreuten Teilchen führen zu störenden Signalen. Die von SGE erzeugten Detektorsignale werden Strahlgasuntergrund (SGU) genannt; die Signale aus SWE liefern den Strahlwanduntergrund (SWU). SWU bzw. SGU werden auch als Protonuntergrund PU bezeichnet. Wie noch gezeigt werden wird, tragen lediglich SGE und SWE aus einer Entfernung maximal 100 Meter vor<sup>4</sup> dem Wechselwirkungspunkt zum Protonuntergrund im Detektor bei. Dieser Ringabschnitt sei im folgenden kurz beschrieben:

Abb. 2.6 zeigt einen Horizontalschnitt durch Magnete und Strahlrohr von HERA im Bereich vor dem H1 Experiment.

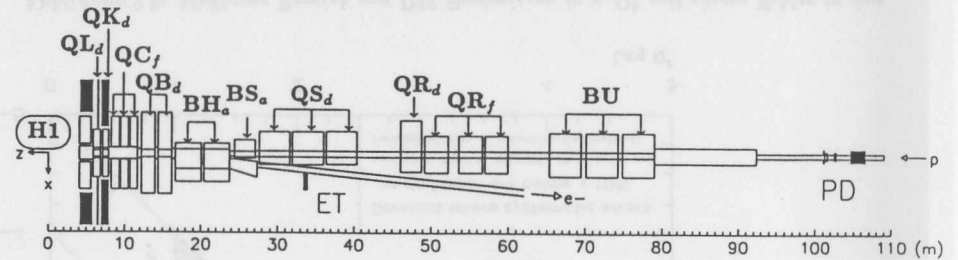


Abbildung 2.6: Auslegung des Ringabschnittes vor dem H1 Detektor (bezüglich der Protonrichtung) in Draufsicht; der Z Maßstab ist gegenüber dem X Maßstab um den Faktor 25 gestaucht.

Der Maßstab in der transversalen Koordinate liegt um einen Faktor  $\approx 25$  über dem Maßstab für die Strahlachse. Die Darstellung wirkt daher stark gestaucht. Die Pfeile neben den Teilchensymbolen deuten die Richtung der Protonen bzw. Elektronen an. Eingezeichnet sind Bezeichnungen der Magnete, wobei der Index angibt, wie der Protonstrahl horizontal beeinflusst wird. Dabei steht  $f$  für fokussierend,  $d$  für defokussierend und  $a$  für ablenkend. Die Dipolmagnete BU führen den Strahl in die Horizontalebene. Die Quadrupolmagneten QS, QR (Gruppe II) und sowie die Quadrupolgruppe QL bis QB (Gruppe I) bilden jeweils ein Linsensystem, welches die Teilchenpakete auf den Wechselwirkungspunkt fokussiert und exakt parallel zur Z Achse führt. Der Kreuzungswinkel mit den Elektronpaketen beträgt dann null Grad. Die Dipolmagnete BH und die Dipolkomponenten der ersten Quadrupolgruppe trennen den Elektronstrahl horizontal vom Protonstrahl ab. Der Magnet BS kompensiert den Einfluß auf die Protonen.

<sup>4</sup>Alle Richtungsangaben beziehen sich relativ zum Protonstrahl. „vor“ steht dabei für strahlauflwärts

Position [m]	Material	[cm]	$X_0$	$\Lambda$
-109.0	Fe	160.0	90.9	9.4
- 97.0	Fe	160.0	90.9	9.4
- 85.0	Fe	160.0	90.9	9.4
- 63.3	Fe	160.0	90.9	9.4
- 44.5	Fe	141.8	80.7	8.3
- 7.4	Beton	100.0	19.6	3.6

Tabelle 2.2: Lage und Länge der Abschirmungen im Hera Tunnel vor dem H1 Experiment

Im Bereich der Driftstrecke der Protonen schirmen drei Eisenmäntel bei  $Z = -109.0$ ,  $-97.0$  und  $-85.0$  Meter das Strahlrohr ab. Sie sind in der Abb. 2.6 nicht eingezeichnet. Ihre radiale Ausdehnung beträgt 30 Zentimeter. Zwei weitere Eisenkragen befinden sich vor den QR14 bzw. QR12 Magneten bei  $Z = -63.3$  und  $-44.5$  Meter. Die Schwerbetonabschirmung bei  $Z = -7.4$  Meter erstreckt sich über den gesamten Tunnelquerschnitt. Die Ausdehnung der Abschirmungen in  $z$  Richtung in Zentimeter, sowie in Strahlungslängen  $X_0$  und nuklearen Absorbtlängen  $\Lambda$  gibt Tabelle 2.2 an.

## Kapitel 3

# Hadronische Ereignisgeneratoren

### Einführende Bemerkungen:

Unter einem Ereignisgenerator versteht man in der Hochenergiephysik ein Programm zur Erzeugung von Endzuständen elementarer Wechselwirkungen zwischen Teilchen. Ein Endzustand besteht aus einer Anzahl verschiedener Teilchen und deren kinematischen Parametern. Als Hadronen werden alle Teilchen bezeichnet, die der starken Wechselwirkung unterliegen.

Für eine realistische Berechnung von Topologie und Raten der Untergrundsignale im Detektor ist die korrekte Simulation der ersten Wechselwirkung von großer Bedeutung. Kapitel A des Anhangs beschreibt die Kanäle der Reaktion von  $820 \text{ GeV}$  Protonen an ruhenden Protonen. Dies entspricht der Situation bei SGE in HERA. Kapitel B des Anhangs führt einen detaillierten Vergleich von Daten der Protonstreuung bei diesen Energien mit den Ereignisgeneratoren GHEISHA, FLUKA und MODC durch. Die wesentlichen Ergebnisse sind in der Zusammenfassung dieses Vergleiches auf Seite 107 beschrieben.

In diesem Kapitel werden zunächst prinzipiell geeignete Generatoren beschrieben. Danach folgen Überlegungen zur Auswahl der Generatoren für die Simulation der SGE und SWE.

Als Programme zur Modellierung hadronischer Prozesse stehen zur Verfügung:

- PYTHIA [BEN91]: Methode der Matrixelemente
- GHEISHA [FES85]: Parametrisierung des Energieflusses
- FLUKA [AAR90]: Komposition farbneutraler Elemente aus farbigen Konstituenten
- MODC [UAK87]: Clusterbildung aus farbneutralen Teilchen <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Es werden keine Konstituenten wie Partonen, Quarks oder Gluonen, welche sogenannte Farbladungen tragen, bei der Clusterbildung benutzt.

Die Bemerkungen beziehen sich auf die grundlegenden Methoden, die den Energie- und Materiefluß eines Ereignisses formen.

PYTHIA beschreibt Streuprozesse im Partonbild. Für die Anfangsverteilung stehen verschiedene Strukturformeln zur Verfügung. Der Phasenraum des Streuprozesses wird nach der Methode der Matrixelemente erfaßt und der nicht störungstheoretisch behandelbare Fragmentationsprozess durch Partonschauer modelliert. Die Proton Nukleon Reaktion läßt sich nur bei hohem Transversalimpulsübertrag (harte Streuungen) im Partonbild formulieren. Der Beitrag dieser Streuprozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt ist klein und der PYTHIA Generator scheidet daher aus.

#### Definition physikalischer Größen:

Zunächst sollen einige grundlegende Größen definiert werden. Im Laborsystem befinde sich das Targetteilchen in Ruhe und das einfallende Beamtteilchen besitze den Impuls  $p_0$  bzw. die Energie  $E_0$ . In der Literatur zu hadronischen Wechselwirkungen wird für das Quadrat des Viererimpulsübertrages elastischer Reaktionen statt  $q^2$  (Definition in Kapitel 2)  $t$  geschrieben. Ist  $\theta$  der Polarwinkel im Laborsystem, gilt bei kleinem Winkel:

$$-t = p_0^2 \theta^2 = p_t^2$$

für den Zusammenhang von  $t$  mit dem Streuwinkel bzw. mit dem Transversalimpuls  $p_t$ . Die Rapidität  $y$  eines Teilchens errechnet sich nach:

$$y = 0.5 \ln \left( \frac{E + p_l}{E - p_l} \right)$$

aus seinem Longitudinalimpuls  $p_l$  und seiner Energie. Die Rapiditäten im Schwerpunktsystem  $y'$  sind symmetrisch um Null (entspricht  $\theta' = \pi/2$ ) verteilt. Der Bereich um  $y' = 0$  wird zentraler Bereich genannt. Die maximalen Rapiditätswerte von Teilchen der Masse  $m$  ergeben sich zu:

$$y'_{max} = \pm \ln \left( \frac{\sqrt{s}}{m} \right)$$

Beim Übergang ins Laborsystem verschiebt sich die Verteilung um

$$y - y' = \ln(2\gamma) \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Für SGE, SWE in HERA, mit einer Energie des einfallenden Protons von 820 GeV, beträgt die Verschiebung der Rapiditäten 4.2.

Die Feynman Variable  $x$  ist nach

$$x = \frac{p'_l}{p'_{lmax}} = \frac{p'_l}{p'_0} \quad (3.1)$$

definiert.

### 3.1 GHEISHA

GHEISHA ist ein Programm zur Simulation hadronischer Wechselwirkungen und wurde zunächst für die Berechnung hadronischer Schauer am MARK J-Experiment entwickelt [FES85]. Das Integral über die von allen Spuren freigesetzte Ionisationsladung bestimmt die Signalhöhe in einem Kalorimeter. Aufgabe von GHEISHA ist die korrekte Beschreibung der Gesamtlänge aller geladenen Spuren eines Schauers. Die elastischen und inelastischen Hadron Nukleon Wirkungsquerschnitte im Bereich von 0.1 - 1000 GeV sind tabelliert. Inelastische Wirkungsquerschnitte an Kernen ergeben sich nach

$$\sigma(H_K) = \sigma(H_p) A^{\alpha_H}$$

aus den inelastischen Wirkungsquerschnitten  $\sigma(H_p)$  an Protonen. Die Parameter  $\alpha_H$  sind für einen Satz von Kernen ermittelt worden. Die Anzahl der Sekundärteilchen  $n$  bei inelastischen Hadron Hadron Reaktionen errechnet GHEISHA nach folgender Formel:

$$P_n = \frac{n}{\langle n \rangle^2} e^{-n/\langle n \rangle} \quad (3.2)$$

welche KNO-Skalierungsverhalten zeigt. Der mittlere Pion-, Kaonanteil sind als Logarithmus der Energie parametrisiert. Die Berechnung der Transversalimpulse erfolgt nach

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \sim e^{-b p_t^2}$$

Fesefeldt führt eine Winkelvariable  $\Lambda$  ein und beschreibt den Energiefluß  $dE$  bzw. den Fluß ladungsartiger Quantenzahlen in das Winkelintervall folgendermaßen:

$$\frac{dE}{E_0 d\Lambda} = \frac{M}{(1 + (M\Lambda)^2)^{3/2}} \quad (3.3)$$

$\Lambda = \cot(\theta)/E_0$  : Winkelvariable

$M$  : Massenparameter; 650 MeV für pp Reaktionen

In dieser Parametrisierung hängt  $dE/(E_0 d\Lambda)$  nicht von der Energie  $E_0$  des einfallenden Teilchens ab.

Für kleine Polarwinkel ist  $\cot(\theta) = p_l/p_t$ . Unter Vernachlässigung der Ruhemasse gilt:  $p_0 = E_0$ . Wegen

$$p_l = p_0 x = p_0 \Lambda p_t$$

ordnet GHEISHA mit der Generierung von Lambdawerten nach Formel 3.3 den Teilchen Longitudinalimpulse zu. Um den Gesamtimpuls zu erhalten, werden alle  $p_l$  abschließend mit einem Faktor skaliert. Beträgt die Multiplizität im Endzustand 2, findet ein elastischer Prozess mit folgender Abhängigkeit vom Quadrat des Viererimpulsübertrages  $t$  statt

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-b|t|}$$

$$b = 4.225 + 1.795 \ln(p)$$

GHEISHA berücksichtigt den Einfluß des Kernes auf folgende Weise: Im Fall inelastischer Wechselwirkungen wird ein bestimmter Anteil der Energie des einfallenden Teilchens  $\delta E_{ex}$  für Anregung des Kernes, bzw. Evaporation und Rückstoß verbraucht und vor der eigentlichen inelastischen Wechselwirkung abgezogen. Die Evaporationsnukleonen (black track particles) sind isotrop verteilt, ihre Energien liegen unterhalb von 50 MeV. Die primäre inelastische Wechselwirkung geschieht nach den für Hadronnukleon Wechselwirkungen beschriebenen Verfahren. Liegen die Energien einfallender Hadronen weit oberhalb der von Kernresonanzen, läßt sich der Kern als dicht gepackte Ansammlung von Nukleonen verstehen. Die mittlere Wechselwirkungslänge von Nukleonen in Kernmaterie beträgt etwa 2 fm. In ausgedehnten Kernen kann sich daher ein Schauer, auch intranukleare Kaskade genannt, entwickeln. Für die Anzahl der Teilchen aus der Kaskade  $\langle n_k \rangle$  gilt:

$$\langle n_k \rangle \leq \langle n \rangle A^{1/3} \tag{3.4}$$

In die Energiebilanz sowohl des einfallenden Teilchens als auch der Kaskadenteilchen gehen Fermibewegung und Kernbindungsenergien ein. Die Energien der Kaskadenteilchen (grey track particles) liegen typischerweise im Bereich einiger 100 MeV.

Die elastische Streuung am Kern setzt sich zusammen aus der Streuung an den A Nukleonen und dem Ausdruck für kohärente Streuung am gesamten Kern :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{dt} \frac{p_0^2}{\pi} = \underbrace{Y e^{-g|t|}}_{\text{inkohärent}} + \underbrace{X e^{-b|t|}}_{\text{kohärent}} \tag{3.5}$$

$$d\Omega = 2\pi\theta d\theta \text{ (Raumwinkelintervall)}$$

$Y, g, X$  : Potenzen von A

Y und X können interpretiert werden als effektive Nukleonzahlen.

### 3.2 FLUKA

Hadronische Wechselwirkungen bei Energien des einfallenden Teilchens  $E > 5\text{GeV}$  behandelt FLUKA nach dem Multichain-Fragmentations-Modell von Capella [CAP76]. Dieses Modell erfaßt sowohl Hadron-Hadron-, als auch Hadron-Nukleon-Streuungen. Der harte Streuprozess separiert die Valenzquarks in den beteiligten Hadronen. Diese ordnen sich zu zwei farbneutralen Ketten, welche anschließend fragmentieren. Die zwei Ketten aus der ersten Wechselwirkung bestehen aus den Valenzquarks von Projektil und Nukleon. Die 2ν Ketten der ν Wechselwirkungen in der Kaskade werden aufgebaut aus den Valenzquarks der Targetnukleonen und Pi-Mesonen ähnlichen Gebilden aus dem Seequark des Projektils. Das einfallende Teilchen verliert einen Teil seiner Energie für Kernanregung, allerdings werden keine Evaporationsprodukte gebildet. Für die elastische Streuung verwendet FLUKA einen Ausdruck wie Formel 3.5. Die Streuung am freien Nukleon ergibt sich dabei als Sonderfall.

### 3.3 MODC

Der Generator MODC wurde von der UA5 Kollaboration am CERN SPPS Ring [UAK87] zur Simulation von  $p\bar{p}$  Streuungen entwickelt. MODC würfelt zunächst die Multiplizitäten geladener Teilchen nach der negativen Binominalfunktion:

$$P_n = \binom{n+k-1}{k-1} \left( \frac{n'}{1+n'} \right)^n \frac{1}{(1+n')^k} \tag{3.6}$$

mit

$$\begin{aligned} n' &= \langle n \rangle / k \\ \langle n \rangle &: \text{als Mittelwert der Multiplizität} \\ k &: \text{Formparameter} \end{aligned}$$

Sowohl Mittelwert als auch Formparameter errechnen sich aus der Schwerpunktsenergie. Die Anteile von Nukleonen, Hyperonen bzw. Pionen und Kaonen sind als lineare Funktionen des Logarithmus der Schwerpunktsenergie parametrisiert. Gammaquanten werden nicht direkt erzeugt, sondern als Zerfallsprodukte neutraler Pionen. Die Teilchen bilden Gruppen (Cluster) unterschiedlicher Größe. Führende Teilchen (leading particles) treten einzeln auf. Die mittlere Größe der Pioncluster  $\chi$  beträgt 1.8 geladene Pionen. Über diesen Parameter beeinflusst MODC Multiplizitätsverteilungen in beschränkten Rapiditätsintervallen, sowie Korrelationen zwischen den Mittelwerten in diesen Bereichen (forward backward correlationcoefficients). Alle anderen Teilchen werden paarweise zusammengefaßt, um die Quantenzahlen lokal zu erhalten. MODC erzeugt die Transversalimpulse nach zwei unterschiedlichen Verteilungen. Eine Exponentialform

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = e^{-b p_t}$$

dient zur Simulation weicher Prozesse. Eine Potenzverteilung mit den Parametern  $p_0, n$  modelliert harte Streuungen:

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = \frac{1}{(p_t + p_0)^n}$$

Multiplizität und Schwerpunktsenergie des Ereignisses bestimmen den Anteil von Clustern, welche hart gestreut werden. Rapiditäten  $y'$  werden nach einer Gaußfunktion mit einem zentralen Plateau generiert, dessen Ausdehnung von der Schwerpunktsenergie abhängt. Führende Teilchen erhalten mit besonders großer Wahrscheinlichkeit maximale bzw. minimale Rapiditätswerte. Über

$$\begin{aligned} p_t &= m_t \sinh(y) \\ \text{mit } m_t &= \sqrt{m^2 + p_z^2} \end{aligned}$$

bestimmen  $y$  und  $p_t$  den Longitudinalimpuls. Mit  $y = A + B y'$  werden die Rapiditäten linear transformiert. Die Parameter Stauchung B und Verschiebung A der  $y$  Verteilung ergeben sich aus der Forderung nach Energie- und Impulserhaltung für das Ereignis. Die Cluster erhalten Anregungsenergien, welche die bekannten Resonanzen nachbilden

Name	GHEISHA	FLUKA	MODC
Modellierung inelastischer Reaktionen			
Prinzip $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ $P_n$	Energiefluß $\sim e^{-bp_t^2}$	Multichain-Fragmentation indirekt über Fragmentation	Clusterzerfall $\sim e^{-bp_t}$ , $\sim \frac{1}{(p_t+p_0)^n}$
	Gaußfunktion		Binominalfunktion
Modellierung elastischer Reaktionen			
$\frac{d\sigma}{dt}$	$\sim e^{-b t }$		
Modellierung diffraktiver Reaktionen			
	Nein	Target	Target, Strahl
Modellierung von Kerneffekten			
inelastisch	intranukleare Kaskade		Nein
elastisch	(in)kohärente Streuung nach 3.5		Nein

Tabelle 3.1: Zusammenfassung wesentlicher Eigenschaften der verwendeten Ereignisgeneratoren

sollen. Hierüber steuert MODC auch die  $p_t$  Verteilungen für Teilchen unterschiedlichen Typs. Der Zerfall der Cluster geschieht isotrop.

Diffraktiver Anteil:

MODC generiert die Verteilung der Massen diffraktiver Cluster  $m_d$  nach:

$$\frac{d\sigma}{d(m_d^2/s)} \sim \frac{1}{(m_d^2/s)}$$

Dieser Zusammenhang ist experimentell festgestellt (siehe Anhang B). Die Multiplizitäten ermitteln sich nach Formel 3.6. An die Stelle der Schwerpunktsenergie zur Berechnung von Formparameter und Mittelwert der Verteilung tritt die Masse des Zustandes. Dies repräsentiert die phänomenologische Tatsache, daß sich ein diffraktiver Prozess der Masse  $m_d$  wie ein nicht diffraktives Ereignis der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  verhält. Die Zerfallsteilchen sind neben einem Nukleon ausschließlich Pionen. Das Cluster erhält einen Viererimpuls nach

$$\frac{d\sigma}{dt} = e^{-b|t|}$$

mit  $b = 7$ . Die Masse des diffraktiven Zustandes bestimmt die untere Grenze des mittleren Transversalimpulses aller Zerfallsteilchen  $\langle p_t \rangle$ . Abhängig vom mittleren Transversalimpuls geschieht der Zerfall dann isotrop oder nach einem zylindrischen Phasenraum [JAD75].

### 3.4 Auswahl der Generatoren

Auswahl für SGE:

Die Generatoren GHEISHA, FLUKA und MODC erzeugen unter anderem auch weiche Proton Proton Streuprozesse und eignen sich für die Simulation von SGE. In Kapitel

4 wird gezeigt, daß bei SGE vor allem Sekundärteilchen aus inelastischen bzw. diffraktiven Reaktionen auf Kollimatoren und Strahlrohr des H1 Detektors treffen. Bei inelastischen Prozessen beschreibt der MODC Generator sowohl die Parameter der Multiplizitätsverteilung, als auch die Verteilung der Transversalimpulse der emittierten Sekundärteilchen besser als GHEISHA bzw. FLUKA (siehe Zusammenfassung von Anhang B). Betrachtet man den diffraktiven Kanal, so produziert GHEISHA überhaupt keine Ereignisse mit diffraktivem Charakter und FLUKA nur targetdiffraktive Reaktionen. Bei MODC entsprechen Anteil diffraktiver Reaktionen, sowie der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes und die Topologie der produzierten Ereignisse bis auf leichte Abweichungen mit Daten überein. Zur Simulation der ersten Wechselwirkung von Strahlgasereignissen wurde daher der MODC Generator gewählt. Die Propagation der Sekundärteilchen und eventuelle Wechselwirkungen mit dem Wandmaterial wurden aus folgendem Grund mit GHEISHA durchgeführt: Mehr als 99 % der Sekundärteilchen, die mit dem Strahlrohr in Berührung treten, besitzen Energien unterhalb von 200 GeV (siehe auch Abb. 4.9 Seite 29). Nach Rudowic [RUD92] gibt GHEISHA die Energiedeposition, sowie longitudinale und laterale Schauerprofile einfallender Pionen mit Energien bis 205 GeV sehr gut wieder. Die korrekte Modellierung des Teilchen- und Energieflusses in diesem Bereich durch GHEISHA kann daher als gesichert gelten. Andererseits liegen für MODC keine Erfahrungen mit niedrigen Teilchenenergien vor; der Generator ist vor allem auf die korrekte Beschreibung von Reaktionen bei Schwerpunktsenergien zwischen 200 bis 900 GeV optimiert. Dies entspricht einer einfallenden Teilchenenergie der Protonen von 2 bis 43 TeV.

Auswahl für SWE:

Der MODC Generator berücksichtigt keine Kerneffekte und liefert nur Proton Nukleon Wechselwirkungen. Wie in Kapitel 5 gezeigt werden wird, bewirken fast ausschließlich führende Sekundärteilchen aus der ersten inelastischen hadronischen Reaktion mit dem Wandmaterial (Fe) Einträge auf das Strahlrohr im Detektorbereich. Kerneffekte spielen hierbei wegen der großen Massenzahl (Fe) eine Rolle. MODC ist daher zur Simulation von SWE nicht geeignet. GHEISHA und FLUKA generieren Hadronnukleon- und Hadronkernwechselwirkungen. Da bislang keine Untersuchungen über den Energiefluß hadronischer Schauer von 820 GeV Protonen vorliegen, werden beide Programmpakete zur Abschätzung des systematischen Fehlers der SWE verwendet.

Einbindung der Generatoren in GEANT:

Sowohl bei der Simulation von SWE, als auch für SGE wird das Programmpaket GEANT [BRU92] benutzt. Komfortable Funktionen ermöglichen den Aufbau komplexer Geometrien, sowie die grafische Darstellung von Ereignissen. Das Rumpfprogramm führt die Propagation von Teilchen im betrachteten Ringabschnitt durch und generiert nichtheadronische Reaktionen. Im Fall hadronischer Reaktionen ruft es, abhängig von den eingestellten Simulationsparametern, entweder GHEISHA, FLUKA oder MODC zur Erzeugung der Sekundärteilchen auf. Dabei werden die totalen hadronischen Wirkungsquerschnitte von GHEISHA geliefert und gelten gleichermaßen auch für FLUKA.

Aufgrund des hohen Rechenaufwandes, den die Simulation erfordert, sind umfangreiche Eingriffe bei der Spurverfolgung vorgenommen worden. Diese verringern die Rechenzeit bei SGE um einen Faktor  $\approx 30$ , ohne die physikalischen Aussagen der Simulation zu beeinträchtigen. Eine Beschreibung der Spurverfolgung im Rahmen des GEANT Paketes, sowie der vorgenommenen Änderungen, gibt Kapitel C des Anhanges wieder.

#### Anbindung der Simulation des Ringabschnittes an die Detektorsimulation:

Die Vierervektoren aller Teilchen, welche eine Grenzfläche parallel zur Strahlachse bei  $Z = -3.35$  Meter erreichen, werden in BOS Bänke geschrieben. Diese können vom Programmpaket zur Simulation des H1 Detektors H1SIM weiterverarbeitet werden.

#### Zusammenfassung:

Zunächst wurden einige physikalische Größen definiert, sowie die hadronischen Ereignisgeneratoren GHEISHA, FLUKA bzw. MODC beschrieben. Die wesentlichen Eigenschaften dieser Generatoren sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Da bei SGE diffraktive Reaktionen wichtig sind, habe ich mich bei der Erzeugung der SGE für MODC entschieden. Beim SWU spielen Kerneffekte eine Rolle, daher wurden die Generatoren GHEISHA und FLUKA zur Simulation der SWE ausgewählt.

## Kapitel 4

# Simulation von Strahlgasereignissen SGE

### Einführende Bemerkungen zu den Kapiteln 4,5 und 6:

Kapitel 4 und 5 erläutern zuerst den Entstehungsmechanismus von SGE bzw. SWE und geben eine Ratenabschätzung für die primären Reaktionen<sup>1</sup>. Anschließend wird das Verhalten der Sekundärprodukte im betreffenden Ringabschnitt untersucht. Diese Kenntnis ermöglicht ein Verständnis, wie die Raten auf strahlnahe Komponenten am Detektor von Parametern der primären Reaktion abhängen, und mit welchem Fehler die Ratenbestimmung behaftet ist. Die Werte der strahlnahen Raten am Detektor geben eine obere Grenze für die Rate von Ereignissen mit einem signifikanten Signal im Detektor. Die Topologie des Protonuntergrundes im Detektor und Verteilungen von Größen, die für Filterzwecke von belang sind, werden im Rahmen einer Triggerstudie in Kapitel 6 bestimmt.

### 4.1 Primäre Rate

Strahlgasereignisse (SGE) entstehen durch Kollision eines Strahlprotons mit einem als ruhend angenommenen Gasatom. Die Rate von SGE berechnet sich als Produkt des geometrischen Wirkungsquerschnittes des Kernes  $A$  mit der Flächendichte der Kerne nach der idealen Gasgleichung  $B$  und dem Strom der einfallenden Protonen  $C$ :

$$\nu_{SGE} = \underbrace{\sigma_{pp} A^{2/3}}_A \underbrace{\frac{Pl}{kT}}_B \underbrace{(n_p f)}_C$$

- $\sigma_{pp}$  : totaler pp Wirkungsquerschnitt
- $A$  : Massenzahl des Kernes
- $P, T, l$  : Gasdruck, Temperatur, Länge des betrachteten Volumens
- $n_p, f$  : Anzahl von Protonen im Ring, Umlauffrequenz

<sup>1</sup> Benutzt wurden hierfür die Designwerte.

Zusammensetzung	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , O <sub>2</sub> 33.3%
Raten [kHz/m]	0.409	2.375	2.596	1.784

Tabelle 4.1: Raten der Strahlgasereignisse bei Standardbedingungen im Protonring für verschiedene Zusammensetzungen des Restgases

Für ein Vakuum von  $3 \cdot 10^{-9}$  Torr bei Raumtemperatur und  $10^{18}$  Protonen in der Sekunde ergeben sich, je nach Restgaszusammensetzung, die in Tabelle 4.1 aufgeführten Raten pro Meter. Die Zusammensetzung ist nicht genau bekannt und beeinflusst die Raten erheblich. Als Grundlage zur Berechnung des SGU wurde eine Zusammensetzung aus H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> mit gleichhohen Partialdrücken angenommen. Die Gesamtrate des SGU ergibt sich durch eine Integration über die Länge des Ringes. Wir werden sehen, daß der Beitrag von SGE zum SGU mit zunehmendem Abstand vom Detektor schnell abnimmt. Zudem ist in den kalten Abschnitten des Protonringes die Teilchendichte und damit  $\nu_{SGE}$  wesentlich niedriger. Aus diesem Grunde reicht es aus, nur einen begrenzten Bereich von etwa 100 Metern vor dem H1 Detektor zu betrachten.

In einem SGE wechselwirkt das einfallende Proton mit einem der Nukleonen im Kern. Bei hohen Energien kann die Isospineinstellung des Nukleons in guter Näherung vernachlässigt und der Proton Nukleon Stoß als Proton Proton Stoß verstanden werden. Der Effekt der intranuklearen Kaskade wurde nicht modelliert. Er führt bei leichten Kernen wie Stickstoff und Sauerstoff zu einem Anstieg der Gesamtmultiplizität nach Gleichung 3.4 maximal um einen Faktor zwei. Die Auswirkungen dieser Vereinfachung auf Werte der strahlbaren Raten am Detektor werden in der Zusammenfassung dieses Kapitels diskutiert.

In der Simulation treten SGE gleichverteilt längs der Z Koordinaten auf. Die Strahlprotonen befinden sich zunächst, mit gaußverteilten Emittanzwerten, auf der Phasenellipse bei Z = -83 Metern und bewegen sich zum Ort der eigentlichen Wechselwirkung. Die vom MODC Generator erzeugten Teilchen werden unter Berücksichtigung der Orientierung des Protons zur Z Achse eingelesen und weiter verfolgt. Treten weitere hadronische Reaktionen auf, ruft GEANT das GHEISHA Modul zur Generierung der Sekundärteilchen. An einer Grenzfläche bei Z = -3.37 Metern eintreffende Teilchen werden in Standard BOS-bänke eingetragen und können vom Programmpaket zur Simulation des H1 Detektors weiter verarbeitet werden.

## 4.2 Flußbilanzen im Ringabschnitt vor H1

Dieses Unterkapitel beantwortet zwei Fragen: Liegen Streuzentren im Ringabschnitt vor, an denen der Teilchenfluß stark erhöht ist, und inwieweit beeinflussen diese Zentren den Teilchen-, Energiefluß in den nachfolgenden Bereichen?

### 4.2.1 Direkter Fluß aus SGE

Bei der Bestimmung der Raten und Flußwerte wurde der Aufbau des Protonstrahles aus einzelnen Paketen nicht berücksichtigt. Die Raten stellen also einen zeitlichen

Mittelwert dar. Abb. 4.1 a) zeigt den Teilchenfluß von der Strahlachse aus in das Vakuumgefäß hinein in Abhängigkeit von der Z Koordinate. Dabei wurden SGE über einen

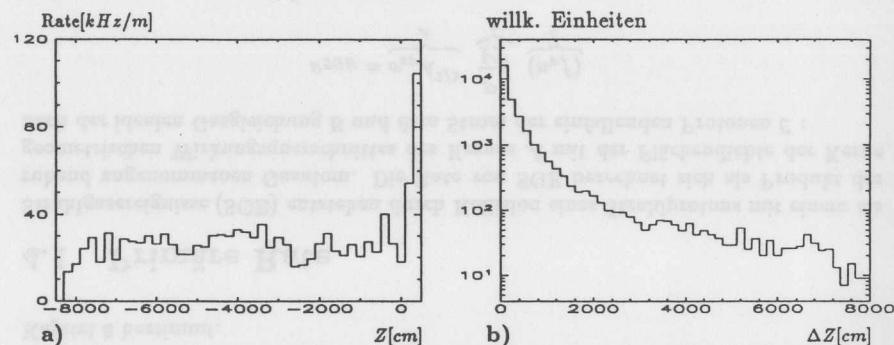


Abbildung 4.1: a) Longitudinaler Teilchenfluß auf das Vakuumgefäß und b) Reichweiten der Sekundärteilchen längs Z Achse vom Ort des SGE bis zum Eintritt in das Vakuumgefäß

Bereich von Z = -83 m bis Z = +2 Meter integriert. Bei der Simulation mit Hilfe des GEANT Paketes wird die Spurverfolgung bei Kontakt mit dem Strahlrohr abgebrochen und keine Sekundärteilchen generiert. Der Fluß der Teilchen stellt daher den direkten Fluß aus SGE dar. Dieser ist im Bereich von -65 bis -10 Metern in etwa konstant und beträgt ca. 30 kHz/Meter.

Abb. 4.1 b) zeigt die Verteilung der Strecken, welche Sekundärteilchen aus SGE längs der Z-Achse zurücklegen, bis sie auf die Gefäßwänden treffen. 95 Prozent aller Teilchen besitzen eine Reichweite kleiner als 10 Meter. Die restlichen 5 Prozent der Teilchen besitzen teilweise erhebliche Reichweiten, sind aber für die Bilanz des Teilchenflusses unerheblich. Den Hauptbeitrag zum Fluß auf einen beliebigen Strahlrohrabschnitt liefern daher SGE, deren Vertex maximal 10 Meter vor dem betrachteten Abschnitt liegt. Die Auftrefferate der Teilchen von 30 kHz/Meter ist erklärbar aus der Rate der SGE von ca. 2 kHz, bei einer mittleren Multiplizität dieser Ereignisse von 16 Teilchen. Im Bereich von -83 Metern bis -73 Metern stellt sich die Auftrefferate auf diesen Wert ein. Im Bereich des H1 Detektors ist eine starke Variation des Teilchenflusses zu erkennen. Hier fangen Kollimatoren langreichweitige Beamgasteilchen ab.

### 4.2.2 Beitrag sekundärer Wechselwirkungen zum Fluß

In einem nächsten Simulationslauf wurden die Teilchen nach Aufprall auf die Wandung weiter verfolgt. Entstehen bei Wechselwirkungen mit dem Material Sekundärteilchen, werden diese ebenfalls propagiert, solange ihre Energien oberhalb gewisser Mindestwerte liegen. Die berücksichtigten physik. Prozesse und die benutzten Schwellenwerte sind im Anhang aufgeführt. Abb. 4.2 a) zeigt den Fluß von Teilchen in das Vakuumgefäß in Abhängigkeit von Z. Der Gesamtfluß hat sich im Vergleich zum direkten Fluß um



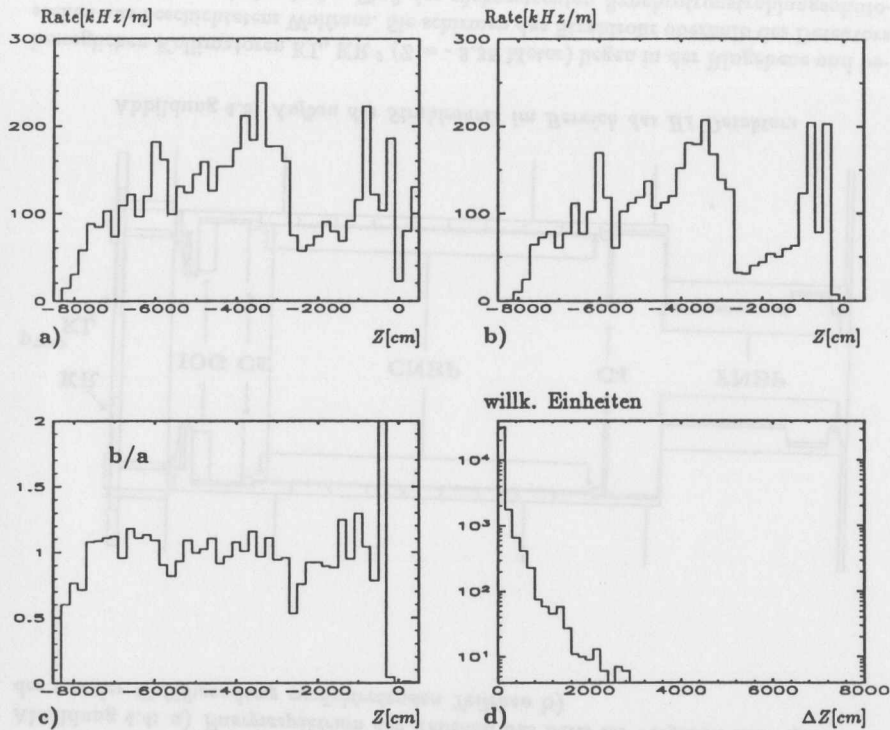


Abbildung 4.2: a) Longitudinaler Teilchenfluß auf das Vakuumgefäß unter Berücksichtigung von sekundären Wechselwirkungen, sowie b) Rückfluß aus dem Vakuumgefäß und c) Quotient von b durch a (Der primäre Beitrag von SGE Teilchen zu a wurde abgezogen); Bild d) zeigt die Reichweiten der in das Strahlrohr zurücktretenden Teilchen längs der Z Achse.

einen Faktor 3 bis 5 erhöht. Zudem ist eine starke Abhängigkeit von der Z Koordinate zu erkennen, die durch die unterschiedliche laterale Ausdehnung des Strahlrohres verursacht wird. In Engstellen ist der Teilchenfluß deutlich erhöht. So vor Einsatz der QR14 Quadrupole bei  $Z = -60$  Meter und im Bereich der QS Halbquadrupole von  $Z = -40$  Meter bis  $-27$  Meter, sowie vor dem QK Magneten bei  $-8$  Meter. Innerhalb der BH Magnete ist das Vakuumgefäß erweitert, die Rate nimmt ab. Abb. 4.3 a) zeigt die Rapiditätsverteilung der Teilchen aus SGE beim Auftreffen auf die Rohrwand für den Abschnitt der QS Magnete, sowie den nachfolgenden Bereich des BH Dipolmagneten. Hieraus ist erkennbar, daß Engstellen im Ring Teilchen mit großen Rapiditätswerten abfangen. Die Anzahl dieser Teilchen aus SGE ist gering und Engstellen verändern nur wenig den direkten Teilchenfluß. Abb. 4.3 b) zeigt in Abhängigkeit von  $y$  für SGE

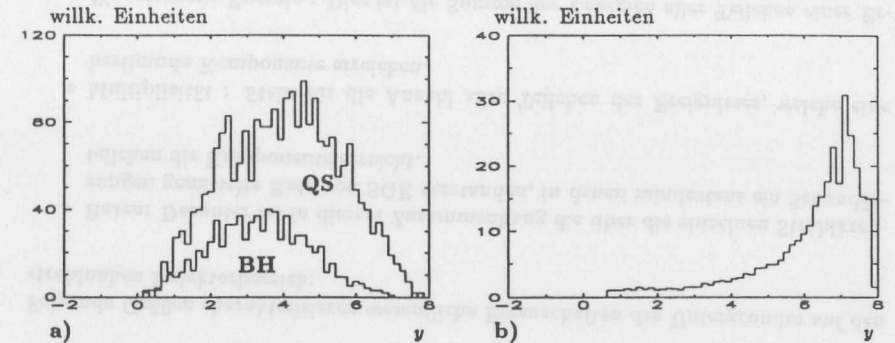


Abbildung 4.3: a) Rapiditätsspektrum von Sekundärteilchen aus SGE, die im Bereich der QS bzw. BH Magnete in die Gefäßwand eintreten und b) mittlere Zahl von aus der Wand herausgelösten Teilchen in Abhängigkeit von der Rapidität

Teilchen die mittlere Anzahl der aus den Gefäßwänden zurücktretenden Teilchen. Mit wachsender Rapidität nimmt die Anzahl der aus der Gefäßwand herausgelösten Teilchen stark zu.

Aus Abb. 4.2 d) ist erkenntlich, daß die Reichweiten in Z für aus der Gefäßwand zurücktretende Teilchen im Vergleich zu den Reichweiten der Sekundärteilchen aus SGE deutlich geringer sind. Zieht man vom Gesamtfluß auf das Vakuumgefäß (Abb. 4.2 a)) den direkten Beitrag der Teilchen von SGE ab und dividiert den Rückfluß aus dem Gefäß durch den Fluß auf das Strahlrohr, so ergibt sich der in Abb. 4.2 c) gezeichnete Verlauf, welcher demonstriert, daß die Teilchenbilanz über den gesamten Verlauf lokal (Binweite 1.5 Meter) ausgeglichen ist. Die laterale Ausdehnung der Gefäßwänden beeinflusst stark den lokalen Teilchenfluß über austretende Sekundärteilchen.

Abb. 4.4 zeigt, daß die Energien im Vergleich zu den Energien der SGE Teilchen wesentlich geringer sind. Die Erzeugung von Sekundärteilchen wirkt sich daher auf die Energieflußbilanz im Strahlrohr nur wenig aus.

### 4.3 Auslegung des strahlernen Detektorbereiches von H1

Die in diesem Abschnitt definierten Grenzflächen und Ereignisgrößen am strahlernen Detektorbereich gelten gleichermaßen auch für die Untersuchungen zu SWE in Kapitel 5.

Der Aufbau des Strahlrohres im Bereich des H1 Detektors stellt sich in Abb. 4.5 im Horizontalschnitt (GEANT Bild) dar. Die Richtung der Protonen ist durch einen Doppelpfeil gekennzeichnet. Aus technischen Gründen ist diese Abbildung längs der Z Achse gespiegelt gegenüber der Abb. des gesamten Ringabschnittes aus Kapitel 2. Die

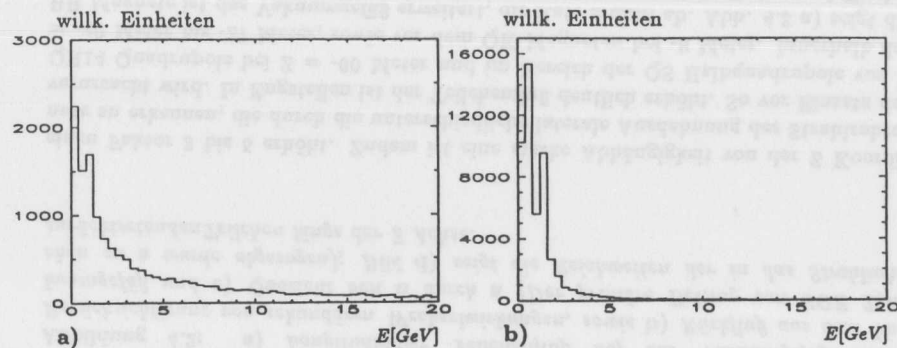


Abbildung 4.4: a) Energiespektrum der Teilchen aus SGE im Vergleich zum Spektrum der aus der Gefäßwandung zurücktretenden Teilchen b)

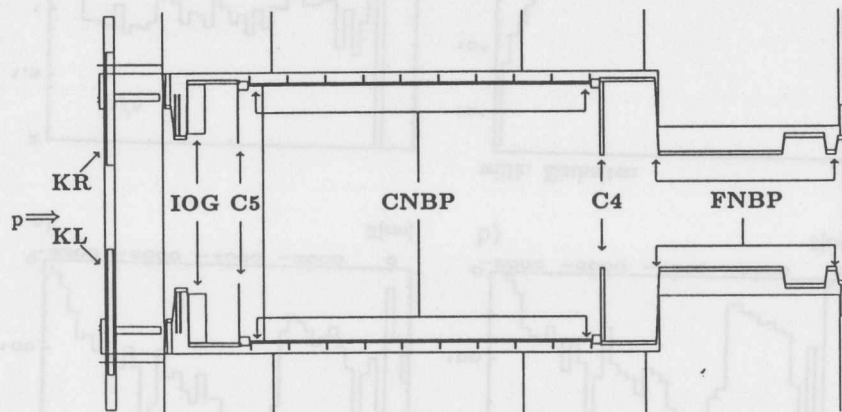


Abbildung 4.5: Aufbau des Strahlrohres im Bereich des H1 Detektors

beweglichen Kollimatoren KL, KR<sup>2</sup> ( $Z = -3.35$  Meter) liegen in der Ringebene und bestehen aus beschichtetem Wolfram. Sie schirmen das Strahlrohr oberhalb des Detektors ab und reduzieren dadurch den Fluß der rückgestreuten Synchrotronstrahlungsphotonen. Das Albedo des Strahlrohres ist wesentlich höher als das des Absorbers. Im Bereich der Spurkammern besteht das Strahlrohr aus Kohlefasern ( $Z = -1.60$  bis  $+2.03$  Meter), außerhalb dieses Bereiches wurde Stahl verwendet. Die Synchrotronmasken C4, C5 bei

<sup>2</sup>auch als C6 bezeichnet

$Z = -1.70$ , bzw.  $+2.14$  Metern sind rotationssymmetrisch zur Strahlachse ausgelegt und bestehen aus Wolfram in den Dicken 0.5 und 4 cm. Die Masken sind der direkten Synchrotronstrahlung nicht ausgesetzt, sondern schützen den Detektor gegen einfach gestreute Photonen aus dem Kollimator. Die Iongetterpumpe IOG ( $Z = -2.24$  bis  $-2.06$  Meter) bepumpt die Wechselwirkungsregion und setzt die Rate von SGE mit legitimum Vertex herab.

#### Definition der Grenzflächen:

Im Folgenden sei mit Fläche F1 der gesamte Bereich des Strahlrohres von  $Z = -3.37$  Meter bis  $+4.70$  Meter inklusive Kollimatoren und Getterpumpe bezeichnet. Der Bereich zwischen  $-1.70$  Meter und  $2.12$  Meter (ohne Kollimatoren C4, C5) bildet das zentrale Strahlrohr CNBP, an welches das vordere Strahlrohr FNBP bis  $Z = +4.70$  Meter anschließt. Die Fläche F0 steht senkrecht zur Strahlachse und "verschließt" das Strahlrohr. Sie ist physikalisch nicht vorhanden, sondern nur als Abfragevolumen in der Simulation ausgebildet.

Abb. 4.6 zeigt die Verteilung des direkten Flußes auf das Strahlrohr, sowie die Projektionen auf die Z bzw. die Phi Achse und verschafft einen ersten Eindruck der zu erwartenden Flußverteilung auf die einzelnen Komponenten. Einem starken Fluß von Teilchen sind i. B. die Kollimatoren sowie der Strahlrohrbereich um die IOG ausgesetzt. Die Kollimatoren CK, C5 und C4 schatten jeweils einen Teil des nachfolgenden Strahlrohres ab. Die Kollimatoren KL, KR führen zu einer Asymmetrie des Teilchenflusses in Phi. Nimmt man ihren Beitrag aus der Phi Projektion heraus, ergibt sich der gestrichelt gezeichnete Verlauf.

#### Definition der Ereignisgrößen:

Folgende Größen charakterisieren wesentliche Eigenschaften des Untergrundes auf den strahl nahen Detektorbereich:

- Raten: Darunter sei in diesem Zusammenhang die über die einzelnen Strahlkreuzungen gemittelte Rate von SGE verstanden, in denen mindestens ein Sekundärteilchen die Komponente erreicht.
- Multiplizität: Steht für die Anzahl aller Teilchen des Ereignisses, welche eine bestimmte Komponente erreichen.
- Eingetragene Energie: Dies ist die Summe der Energien aller Teilchen eines Ereignisses, die auf die Grenzfläche treffen.

Ihre Werte werden für alle Komponenten bestimmt und sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

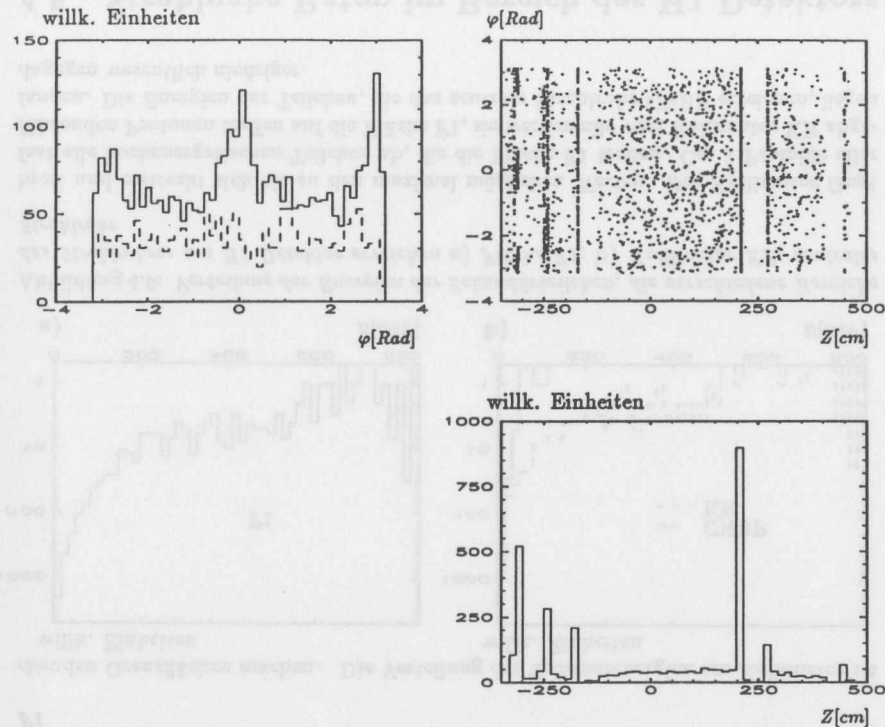


Abbildung 4.6:  $Z, \varphi$  Koordinaten der Auftreffpunkte von SGE Teilchen auf die Gefäßwandung im Bereich des H1 Detektors und Projektion auf die Koordinatenachsen

#### 4.4 Abhängigkeit detektornaher Raten von Ereignisparametern der SGE

Untersucht wird, wie verschiedene Ereignisparameter der SGE Raten auf einzelne Komponenten am Detektor beeinflussen. An zwei Komponenten (KR, CNBP), die sich hinsichtlich Apertur und longitudinaler Ausdehnung besonders stark unterscheiden, werden die Zusammenhänge exemplarisch diskutiert. Die Abhängigkeit der übrigen Grenzflächen von den Ereignisparametern liegt zwischen diesen Extremfällen.

##### Abhängigkeit von Lage des Vertex:

Abb. 4.7 zeigt die  $Z$  Verteilung der Primärvertizes von BGraktionen für Ereignisse, bei denen wenigstens ein Teilchen das Strahlrohr erreicht. Mit zunehmender Entfernung vom Detektor nimmt die Rate schnell ab und liegt oberhalb der BU05 Magnete bei ca.

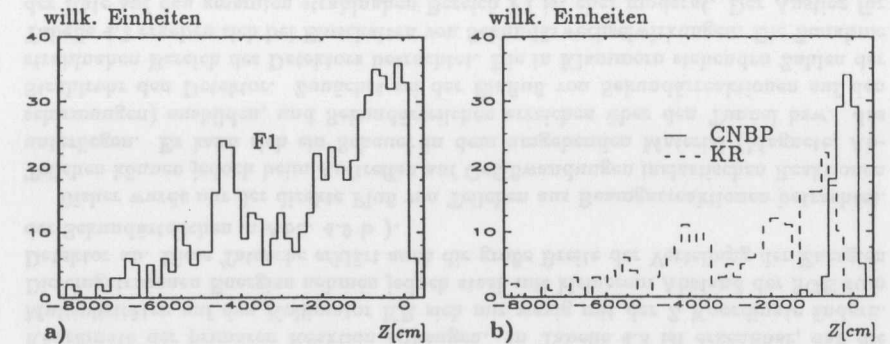


Abbildung 4.7: Verteilung der  $Z$  Vertizes von SGE, deren Sekundärteilchen verschiedene Bereiche des Strahlrohres am H1 Detektor erreichen a) Fläche F1 ; b) Kollimator KR, zentrales Strahlrohr

30 Hz / Meter. Zu unterscheiden sind zwei Bereiche unterschiedlich starken Abfalls, welche durch die QS Quadrupole getrennt werden. Das Maximum bei 45 Metern wird durch den Dipolmagneten BT03 erzeugt. Dieser lenkt Sekundärteilchen auf das vordere Strahlrohr ab.

Die  $Z$  Verteilung ist für die einzelnen Komponenten des Strahlrohres sehr unterschiedlich und hängt von ihrer Apertur ab: Für die Komponenten KR bzw. CNBP sind in Abb. 4.7 b) die  $Z$  Vertexverteilungen beispielhaft aufgeführt. Tabelle 4.2 gibt die durch Integration der Vertexverteilungen erhaltenen Raten bezüglich der einzelnen Grenzflächen wieder.

##### Abhängigkeit von kinematischen Parametern der Sekundärteilchen

##### Rapiditäten, Transversalimpulse:

Zunächst sei die Transmissionsfunktion (TMF) auf eine Grenzfläche definiert: Die Verteilung von Teilchen, welche die Komponente erreichen, bezüglich einer Größe (hier  $y$  oder  $p_t$ ), dividiert durch die Verteilung aller Sekundärteilchen aus SGE, ist die Transmissionsfunktion TMF dieser Größe. Die Transmissionsfunktionen auf das zentrale Strahlrohr und auf den Kollimator aus Abb. 4.8 a) zeigen einen ganz unterschiedlichen Verlauf: Für das Strahlrohr ist die Transmission höher und liegt mehr bei zentralen Rapiditäten, während der Kollimator fast ausschließlich von Teilchen aus dem Vorwärtsbereich getroffen wird. Für die Grenzfläche CNBP spielen also Teilchen aus inelastischen SGE eine Rolle, während der Kollimator KR vorwiegend von Sekundärteilchen aus beamdiffraktiven Reaktionen getroffen wird.

Abb. 4.8 b) zeigt die Transmissionsfunktion des Transversalimpulses  $p_t$  bezüglich des Strahlrohres. Bis auf statistische Schwankungen ist die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen, das Strahlrohr des Detektors zu treffen, unabhängig vom Transversalimpuls.

##### Energien:

Bild 4.9 vergleicht die Energie der Teilchen, welche einen Eintrag auf die entspre-

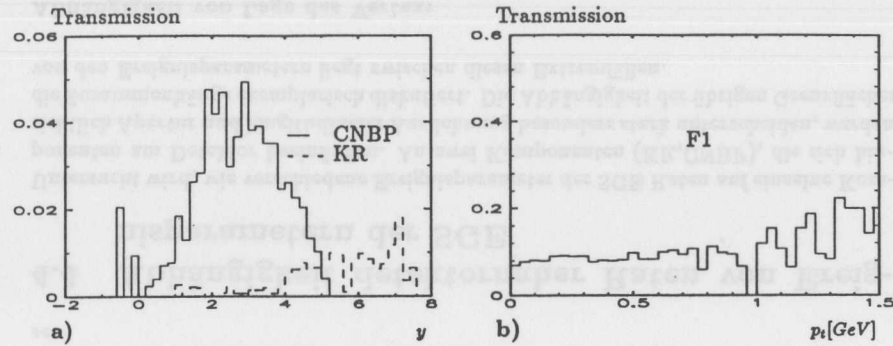


Abbildung 4.8: a) Transmissionsfunktion (TMF) auf das zentrale Strahlrohr bzw. den Kollimator KR bezüglich der Rapidität; b) TMF bezüglich des Transversalimpulses auf F1

chenden Grenzflächen machen. Die Verteilung der Teilchenenergien am Kollimator ist willk. Einheiten

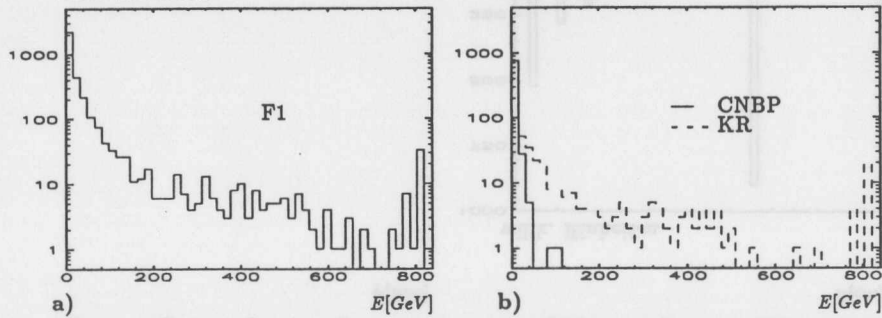


Abbildung 4.9: Verteilung der Energien der Sekundärteilchen, die verschiedene Bereiche des Strahlrohres am H1 Detektor erreichen a) Fläche F1; b) Kollimator KR, zentrales Strahlrohr

breit und erstreckt sich bis zu den maximal möglichen Werten. Der Kollimator fängt fast alle hochenergetischen Teilchen ab, die die Fläche F1 treffen. Ca. 1 Promille aller führenden Protonen treffen auf die Fläche F1, sie werden alle vom Kollimator KR abgefangen. Die Energien der Teilchen, die das zentrale Strahlrohr CNBP erreichen, liegen dagegen wesentlich niedriger.

### 4.5 Strahlnahe Raten im Bereich des H1 Detektors

Die Multiplizitäten auf die einzelnen Grenzflächen zeigt Tabelle 4.2; sie sind vor allem durch die Ausdehnung der Grenzfläche bestimmt.

Bereich	Ereignisrate [kHz]	$\langle n \rangle$	$\langle E \rangle$ [GeV]
F0	159.0 (165.8)	1.7	678.
F1	74.5 (89.4)	5.5	234.
KR	35.6 (42.7)	1.2	181.
KL	14.6 (24.3)	1.2	88.
C5	40.2 (56.4)	2.7	88.
FNBP	24.3 (50.8)	1.8	70.
C4	13.2 (29.7)	1.6	46.
CNBP	15.4 (28.1)	6.1	25.
IOG	1.3 (10.3)	2.0	2.

Tabelle 4.2: Ereignisraten, mittlere Multiplizitäten und eingetragene Energien auf verschiedene Strahlrohrebereiche des H1 Detektors bezüglich SGE

Z Vertex des SGE [m]	$\langle n \rangle$	$\langle E \rangle$ [GeV]
-83. +2.	1.2	181.
-83. -40.	1.0	483.
-40. -27.	1.1	232.
-27. -5.	1.3	64.
-5. +2.	1.4	8.

Tabelle 4.3: Variation der mittleren Multiplizitäten  $\langle n \rangle$  und eingetragenen Energien  $\langle E \rangle$  auf den Kollimator KR mit der Z Koordinate des SGE

Die auf die einzelnen Komponenten eingetragenen Energien bilden die dritte Spalte in Tabelle 4.2.

Da der Kollimator KR von SGE aus dem gesamten Ringabschnitt erreicht werden kann, stellt sich die Frage, ob und wie die Multiplizitäten und Energien von der Koordinate der primären Reaktion abhängen. In Tabelle 4.3 ist erkennbar, daß die Multiplizitäten auf den Kollimator KR sich nur wenig mit der Z Koordinate ändern. Die eingetragenen Energien nehmen jedoch stark mit kleinerem Abstand der SGE zum Detektor ab. Diese Tatsache erklärt auch die große Breite der Verteilung der Energien der Sekundärteilchen in Abb. 4.9 b).

Bisher wurde nur der direkte Fluß von Teilchen aus Beamgasreaktionen betrachtet. Teilchen können jedoch beim Auftreffen auf Gefäßwandungen inelastischen Reaktionen unterliegen. Es kann sich ein Schauer in dem umgebenden Material (Magnete, Abschirmungen) ausbilden, und Sekundärteilchen erreichen über den Tunnel bzw. das Strahlrohr den Detektor. Zunächst sei der Einfluß von Sekundärreaktionen auf den strahlnahen Bereich des Detektors betrachtet. Die in Klammern stehenden Zahlen der Tabelle 4.2 ergeben sich bei Einschalten von Sekundärwechselwirkungen. Die Zunahme der Rate auf den gesamten strahlnahen Bereich F1 ist eher moderat. Der Anstieg für die einzelnen Komponenten ist jedoch unterschiedlich und durch den Grad der Abschirmung bestimmt: Die Rate auf den Kollimator KR erhöht sich nur um 20% (+7 kHz), die Rate auf das zentrale Strahlrohr um etwa 100% (+13 kHz). Die Verteilung der Z

Vertizes der hinzugekommenen SGE am Kollimator entspricht in etwa der Verteilung der Ereignisse mit direktem Eintrag. Ereignisse, die aufgrund sekundärer Wechselwirkungen einen Eintrag auf den Kollimator KR machen, erreichen fast ausnahmslos auch die Komponente CNBP. Die Einträge auf KR und CNBP finden über Sekundärteilchen eines hadronischen Schauers statt, der an den Magneten QK bzw. QL initiiert wird. Bei Berücksichtigung von Sekundärwechselwirkungen liefern also auch Ereignisse mit

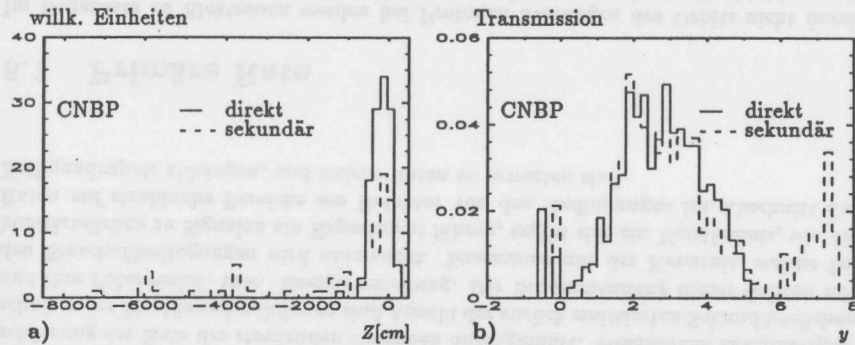


Abbildung 4.10: a) Verteilung der Z Vertizes von SGE auf das zentrale Strahlrohr ohne, bzw. mit Sekundärwechselwirkungen im betrachteten Ringabschnitt; b) TMF der Rapidität auf das Strahlrohr mit, ohne Sekundärwechselwirkungen

großem Abstand zum Detektor einen Beitrag zur Rate auf das zentrale Strahlrohr (siehe Abb. 4.10 a)). Die spektrale Transmission der Rapidität erhöht sich stark bei Werten  $> 5$  (siehe Abb. 4.10 b)). Die Multiplizitäten auf das Strahlrohr erhöhen sich etwa in dem Maße, wie in den Ringabschnitten vor dem H1 Detektor. Die eingetragenen Energien auf den strahl nahen Bereich des Detektors ändern sich nur unwesentlich.

#### Zusammenfassung:

Betrachtet man Raten von SGE auf den strahl nahen Detektorbereich, spielt die Apertur der Grenzflächen eine wesentliche Rolle: Komponenten mit kleiner Apertur wie Kollimatoren können von SGE aus dem gesamten Ringabschnitt erreicht werden. Die auftreffenden Sekundärteilchen stammen vor allem aus diffraktiven Reaktionen, ihre Energien erreichen Werte bis  $820 \text{ GeV}$ . Bei Komponenten mit großer Apertur, z.B. zentrales Strahlrohr CNBP, liefern nur SGE aus einer Entfernung von maximal 10 Metern vor dem Detektor einen Beitrag zum SGU, und die Ereignisraten sind geringer. Den SGU auf die Komponente CNBP bestimmen Teilchen aus inelastischen Strahlgasreaktionen. Im Vergleich zu Kollimatoren liegen die Energien der Sekundärteilchen wesentlich niedriger, die Ereignismultiplizitäten dagegen deutlich höher.

Wegen ihrer hohen Ereignisraten und eingetragenen Energien bestimmt die Streuung an den Kollimatoren KR, KL und C5 den SGU im Detektor<sup>3</sup>. Die Ereignisrate auf diese

<sup>3</sup>C4 hat aufgrund der kleineren Rate und seiner geometrischen Position weniger Einfluß und wird in

Komponenten beträgt ca.  $45 \text{ kHz}$  und stellt die obere Grenze der Rate von SGU mit signifikantem Signal im Detektor dar.

Die Rate verursacht im wesentlichen sogenannte beamdiffraktive Strahlgasreaktionen, die nur der MODC Generator modellieren kann. Diese Tatsache rechtfertigt die Entscheidung für den MODC Generator in Kapitel 3.

Wechselwirkungen der Sekundärteilchen aus SGE mit der Wandung des Vakuumsgefäßes verändern die Ereignisraten nur unwesentlich: Im Ringabschnitt vor dem Detektor existierten zwar Streuzentren an den Positionen der QR-, QS- und QK Magnete. Diese vergrößern jedoch nur den lokalen Teilchenfluß. Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte aus SGE mit dem Vakuumsgefäß erhöhen die Ereignisrate auf den Kollimator KR lediglich um 20 %.

Die mehrfache Wechselwirkung der Sekundärteilchen im Kern des Restgasatoms (intranukleare Kaskade) wurde nicht simuliert. Die Ausbildung der intranuklearen Kaskade vermindert den Energiefluß im Vorwärtsbereich. Bei Einschalten von Kerneffekten sollten die Raten auf Kollimatoren daher abnehmen. Die Rate der Ereignisse auf das zentrale Strahlrohr, CNBP, sowie ihre mittleren Multiplizitäten werden dagegen ansteigen.

Der Fehler<sup>4</sup> in der Ratenbestimmung des SGU hat seine Ursache hauptsächlich in der Unsicherheit der Rate der primären SGE von ca. einem Faktor 5 (siehe Tabelle 4.1). In diese gehen Annahmen über Restgasdichte und Zusammensetzung ein.

der Betrachtung vernachlässigt.

<sup>4</sup>Es handelt sich hierbei nicht um eine statist. Fehlerrechnung, sondern, wie auch bei SWU, um eine Abschätzung des Intervalles innerhalb dessen die Rate des Untergrundes variiert.

## Kapitel 5

# Simulation von Strahlwandereignissen SWE

### Überblick:

Dieses Kapitel untersucht die Entstehung von Strahlwandereignissen (SWE) und ihre Auswirkung auf den strahlnahen Bereich des H1 Detektors. Es werden zunächst die Auslegung des betrachteten Ringabschnittes um die QS Magnete erklärt und eine Abschätzung der Rate der streifenden Protonen durchgeführt. Wesentliche Ereignisseigenschaften der Strahlwandreaktionen sind Anzahl der zurück emittierten Sekundärteilchen und ihre Polarwinkel- bzw. Energieverteilung. Der Zusammenhang dieser Größen mit den Einschubbedingungen wird untersucht. Zusammen mit der Kenntnis, welche Sekundärteilchen zu Signalen am Experiment führen, ergibt sich ein Verständnis, wie die Raten auf strahlnahe Bereiche am Detektor von den Bedingungen im Abschnitt der Halbquadrupole abhängen, und welche Raten zu erwarten sind.

### 5.1 Primäre Rate

Im Gegensatz zu Elektronen werden bei Protonen Störungen des Orbits nicht durch Abstrahlung von Synchrotronlicht gedämpft. Daher weiten sich die Strahlpakete mit der Zeit auf, und die Teilchendichte im Randbereich des Protonenstrahles (Halo) nimmt zu. Nun bilden Wolframkollimatoren in den geraden Teilstücken des Abschnittes West eine kontrollierbare Engstelle im Ring, die Teilchen aus dem Halo entfernt. Es gibt bis heute kein experimentell überprüftes Modell, welches die Natur der Transportprozesse in den Halobereich hinein beschreibt [ZIM93]. Nimmt man an, daß die Teilchenverluste im Protonring einzig durch Abstreifen an den Kollimatoren geschehen, so ergibt eine Abschätzung aufgrund der Halbwertszeit im Ring

$$v_{leadp} = \frac{n(1-f)}{2 t_{1/2}}$$

mit $n$	: Anzahl Protonen im Ring	, $210 \cdot 10^{11}$
$t_{1/2}$	: Halbwertszeit des Protonstromes	, $20 \text{ h}$
$f$	: Wirkungsgrad der Kollimatoren	, $99,5\%$

$0,7 \cdot 10^6 / \text{sec}$  für die Rate der führenden Protonen, welche die Kollimatoren verlassen. Die Polarwinkel von 90 % aller führenden Protonen liegen, je nach Impaktparameter der off momentum Protonen, unterhalb von 0.05 bis 0.2 *mrad* (HAH88). Die rückgestreuten Protonen halten sich daher über viele Umläufe im Ring. Dabei verschiebt sich ihre Phasenlage soweit, bis sie am Ort des nächstgrößeren Aperturlimits in etwa ihre maximale Ablage erreichen. Ihre Polarwinkel sind dann deutlich geringer als beim Verlassen der Kollimatoren, und die Protonen bewegen sich in guter Näherung parallel zur Strahlachse.

Der Ringabschnitt mit nächstgrößerer Apertur befindet sich etwa 40 Meter vor dem H1 Experiment am ersten QS10 Halbquadrupol. Abb. 5.1 zeigt die Auslegung von Strahlrohr und Magneten im Bereich der Halbquadrupole im Horizontal- bzw. Querschnitt. Die Z Achse liegt in Strahlrichtung; die X Achse zeigt zum Zentrum des Rin-

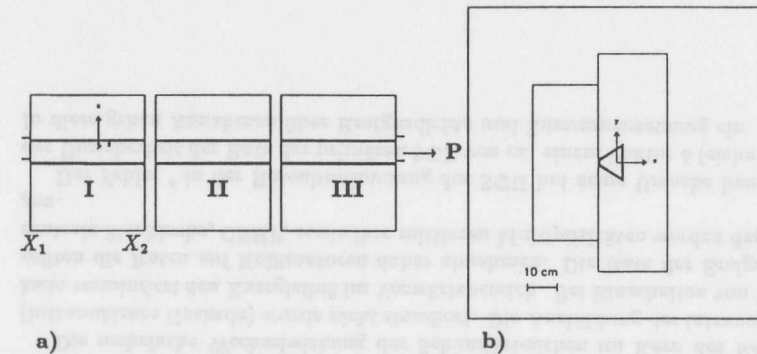


Abbildung 5.1: a) Gruppe der Halbquadrupole bei  $Z = -40$  bis  $-28$  Metern im Längsschnitt und b) QS Quadrupol I im Querschnitt

ges und die Y Achse vertikal aus der Ringebene. Das Aperturlimit befindet sich in der Ringebene auf der Ringinnenseite des Quadrupols, dort, wo eine Spiegelplatte aus Platzgründen zwei Pole ersetzt.

Sei mit  $DX_1$  die Verschiebung gegenüber der Sollage am Stirnende des Quadrupols bei  $Z = -40,37$  Metern und mit  $DX_2$  und der hinteren Endfläche bei  $Z = -36,37$  Metern bezeichnet, so sind folgende, grundsätzlich verschiedene Positionen des Quadrupols denkbar:

- A: Quadrupol insgesamt versetzt  $DX_1 = DX_2$
- B: Stirnfläche näher zur Strahlachse versetzt  $DX_1 < DX_2$
- C: Endfläche näher zur Strahlachse versetzt  $DX_1 > DX_2$

Alle Wertekombinationen  $DX_1, DX_2$  lassen sich auf diese drei Möglichkeiten zurückführen. Die Versetzung des Schwerpunktes  $(DX_1 + DX_2)/2$  des Magneten spielt dabei keine Rolle: Liegt der Quadrupol nach außen versetzt, stoßen die Protonen auf die Stirnfläche des zweiten Magneten, für den sich die gleichen Betrachtungen wiederholen lassen. Liegt der Magnet dagegen weiter innen, verringert sich lediglich die Ablage der Protonen, die ihn streifen. Nimmt man die Positioniergenauigkeit des Vakuumgefäßes zu  $1 \text{ mm an}^1$ , ergibt sich ein Verkipfungswinkel von  $0.5 \text{ mrad}$  für den QS Magneten in den Stellungen B bzw. C. Der Impaktparameter  $d_{imp}$  sei als Abstand von der strahlächsten Kante des Quadrupolmagneten definiert und liegt aus den oben genannten Gründen parallel zur X Achse. Realistische Werte des Parameters liegen im Bereich von  $1\mu$  bis  $100\mu$ .

#### Einfluß von Kerneffekten:

Der Anstieg der Multiplizitäten aufgrund der intranuklearen Kaskade beträgt im Material des Magneten (Fe) 4.8 und kann daher nicht mehr vernachlässigt werden. Folgende Kerneffekte müssen ebenfalls berücksichtigt werden, denn sie bestimmen die im Magneten zurückgelegte Weglänge und damit die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Reaktion des Protons im Material:

1. Rutherfordstreuung: Der Kern streut das Proton elektrostatisch aufgrund seiner Kernladung. Nur der elastische Reaktionskanal ist geöffnet und der Kern wirkt als kompaktes Objekt ohne innere Struktur (kohärente Streuung).
2. Kohärente Streuung am Kern aufgrund der starken Kraft.

Zur Simulation von SWE wurden daher die Generatoren GHEISHA und FLUKA gewählt, welche beide Effekte modellieren. Alle drei Positionen A,B,C wurden mit verschiedenen Impaktparametern sowohl mit GHEISHA als auch FLUKA durchgerechnet.

## 5.2 Ereigniseigenschaften

### 5.2.1 Rückgestreute Protonen

Reflektivitäten:

Tabelle 5.1 zeigt den nach

$$R_p = \frac{N_{out}}{N_{in}}$$

mit

- $N_{in}$  : Anzahl einfallender Protonen  
 $N_{out}$  : Anzahl rückgestreuter Protonen,  
 die nur Energieverlust durch Ionisation erleiden

definierten Reflektivitätskoeffizienten für Protonen. Die Reflektivitäten nehmen mit wach-

<sup>1</sup>Dies bezieht sich auf die Präzision, mit der das Vakuumrohr positioniert werden kann. Die Positioniergenauigkeit der Spulenkörper ist besser.

Impaktparameter	$1\mu$	$2\mu$	$5\mu$	$10\mu$	$50\mu$	$100\mu$
	$R_p$					
Position A	0.205	0.180	0.103	0.059	0.009	0.002
Position B	1.000	0.988	0.896	0.776	0.229	0.056
Position C	0.970	0.939	0.870	0.739	0.224	0.059
	$\langle \vartheta \rangle$					
Position A	0.128	0.137	0.195	0.225	0.340	0.636
Position B,C	0.003	0.007	0.025	0.044	0.115	0.191

Tabelle 5.1: Mit GHEISHA errechnete Reflektivitätskoeffizienten sowie Mittelwerte der Winkelverteilungen führender Protonen am ersten QS Halbquadrupol

sendem Kantenabstand  $d_{imp}$  schnell ab. Die Größe der Reflektivitätskoeffizienten und der Verlauf der Abnahme werden dabei durch die Position des Quadrupols bestimmt. In Position A nimmt der Koeffizient um 50 % ab, wenn der Impaktparameter von  $1\mu$  bis  $5\mu$  anwächst. Bei größeren Eindringtiefen ab  $5\mu$  hängt die Reflexion über

$$R_p \sim \frac{1}{d_{imp}}$$

mit dem Kantenabstand zusammen. Die Reflektivitäten bei gleichem Impaktparameter sind in den Positionen B und C sehr ähnlich und liegen deutlich über den entsprechenden Werten für Position A des Quadrupols. Die Reflektivitäten nehmen im Vergleich zu Position A auch langsamer mit wachsendem Kantenabstand ab: Der Koeffizient verringert sich um 10 % bei Übergang von  $1\mu$  zu  $5\mu$  Einschubtiefe. Die mit FLUKA ermittelten Reflektivitäten unterscheiden sich bis auf statistische Schwankungen nicht von den GHEISHA Werten. Die Zahlen sind in der Tabelle daher nicht aufgeführt.

#### Streuwinkel:

Der mittlere Streuwinkel der emittierten Protonen wächst mit dem Impaktparameter. Die Werte in den Stellungen B,C des Magneten sind gleichhoch und liegen unter denen von Position A. Es seien zunächst die Verhältnisse in Position A anhand Abb. 5.2 a) diskutiert. Bei  $2\mu$  Kantenabstand sind zwei Verteilungen unterschiedlicher Breite erkennbar. Das Maximum mit einer Lage bei  $0.08 \text{ mrad}$  und einer Breite von ca.  $0.06 \text{ mrad}$  ist auf kohärente Kernstreuung zurückzuführen. Inkohärente Streuung an einzelnen Nukleonen ist die Ursache des breiten Untergrundes, der sich bis ca.  $0.7 \text{ mrad}$  erstreckt. Wächst der Impaktparameter, verändert sich der relative Anteil beider Prozesse. So sind für eine Einschubtiefe von  $2\mu$  68% der reflektierten Protonen einfach kohärent und 9% einfach inkohärent gestreut worden. Die restlichen Protonen verlassen den Quadrupol, ohne einer hadronischen Reaktion zu unterliegen. Bei  $10\mu$  dagegen betragen die Anteile 67% bzw. 32 Prozent. Der wachsende Einfluß inkohärenter Streuung zeigt sich auch in der Winkelverteilung der emittierten Protonen 5.2 a).

Betrachtet man die Winkelverteilung bei Einschub mit  $2\mu$  Kantenabstand in den Positionen B,C, liegt die Breite der Winkelverteilung um etwa eine Größenordnung kleiner

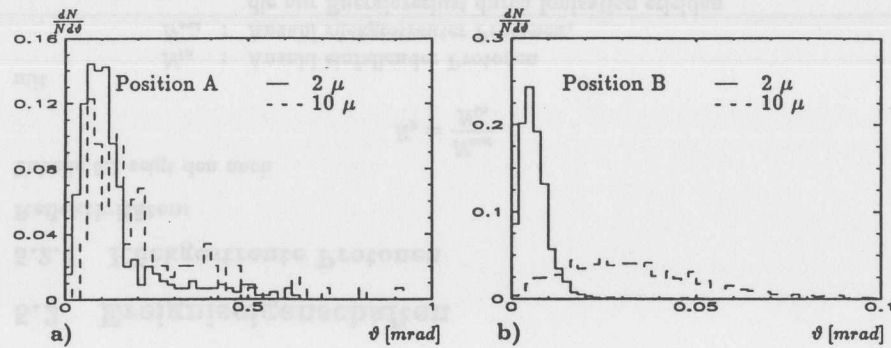


Abbildung 5.2: Normierte Polarwinkelspektren führender Protonen bei zwei Kantenabständen a) in Position A bzw. b) Positionen B,C am Quadrupol

und beträgt  $0.01 \text{ mrad}$ . Man beachte den verschiedenen Maßstab der Abb. a) bzw. b). Da der Quadrupol unter einem Winkel zur Strahlachse gekippt ist, und die Protonen fast exakt parallel zur Achse laufen, verlassen sie ihn bei  $1 \mu$  Kantenabstand nach wenigen Millimetern. Die durchlaufene Weglänge ist klein und die Wahrscheinlichkeit für eine (elastische oder inelastische) hadronische Wechselwirkung nur gering, so daß 99.3% aller Protonen durch Wechselwirkung mit den Atomhüllen aus dem Magneten gestreut werden. Die Winkelverteilung bestimmt daher Rutherfordvielfachstreuung. Beträgt die Einschußtiefe  $10 \mu$ , unterliegen aber bereits 12 bzw. 1.3 Prozent einer Streuung am Kern oder am einzelnen Nukleon. Bei  $100 \mu$  Einschußabstand schließlich, entsprechen Winkelverteilung und Verhältnis der Reaktionskanäle in etwa denen von  $1 \mu$  in Position A. Gleiches gilt auch für die Reflektivitäten.

#### Beitrag zum Untergrundsignal im Detektor:

Die gestreuten Protonen bewegen sich aufgrund ihrer kleinen Polarwinkel fast parallel zur Strahlachse und legen weite Strecken zurück, bevor sie wieder in Kontakt mit der Gefäßwand treten. Sie durchqueren das Strahlrohr des H1 Detektors, ohne Untergrundsignale im Experimentiergerät zu erzeugen.

### 5.2.2 Multihadronische Ereignisse

Als multihadronische Ereignisse seien alle Reaktionen bezeichnet, die keine führenden Protonen besitzen. Tabelle 5.2 zeigt integrale Eigenschaften dieser Ereignisse und demonstriert, wie diese von den benutzten Generatoren, sowie von den Einschußbedingungen, d. h., dem Impaktparameter und der Position des Quadrupols abhängen.

Nicht in Klammern stehende Zahlen gelten für die Position A. Da sich die Werte in den Positionen B und C nur unwesentlich voneinander unterscheiden, werden sie durch einen Zahlenwert beschrieben, der jeweils hinter dem entsprechenden von Position A in Klammern aufgeführt ist. Für  $1 \mu$  Kantenabstand in Position B,C ließen sich keine

Impaktparameter	$1 \mu$	$10 \mu$	$100 \mu$
Generator	GHEISHA		
$\langle n \rangle_{sa}$	96. , ( / )	105. ,( 90. )	135. ,(119. )
$\langle E_d \rangle_{sa}$	517. , ( / )	526. ,(565. )	475. ,(515. )
Generator	FLUKA		
$\langle n \rangle_{sa}$	90. , ( / )	104. ,( 86. )	133. ,(119. )
$\langle E_d \rangle_{sa}$	551. , ( / )	541. ,(600. )	496. ,(532. )

Tabelle 5.2: Integrale Ereignisgrößen multihadronischer Reaktionen unter verschiedenen Einschußbedingungen am Halbquadrupol QS für GHEISHA bzw. FLUKA

Zahlen ermitteln, da der Anteil multihadronischer Ereignisse kleiner als 1 Promille ist.  $n_{sa}$  steht für die Gesamtzahl der Teilchen eines Ereignisses, die den Halbquadrupol in Richtung der Strahlachse verlassen.  $E_{sa}$  steht für die Gesamtenergie der Teilchen eines multihadronischen Ereignisses, die der QS Quadrupol auf das Strahlrohr emittiert. Tabelle 5.2 führt die strahl-nahen Eigenschaften auf, welche im nachfolgenden Abschnitt diskutiert werden.

#### Multiplizitäten:

Die mittleren Multiplizitäten  $\langle n \rangle_{sa}$  steigen in allen Positionen des Quadrupolmagneten mit zunehmendem Kantenabstand der auftreffenden Strahlprotonen an. Sie liegen in Position B und C leicht unter den Werten der entsprechenden Einschußabstände in Position A. Die Werte von GHEISHA und FLUKA sind unter allen Einschußbedingungen fast identisch. Die mittleren Energien  $\langle E_d \rangle_{sa}$  von GHEISHA sind bis etwa  $10 \mu$  im Rahmen statischer Schwankungen gleichhoch und nehmen bei noch größeren Impaktparametern ab. Die gleiche Tendenz zeigen auch die FLUKA Daten, nur liegen hier die Mittelwerte in allen Einschußpositionen und Abständen leicht höher. Mit zunehmendem Kantenabstand absorbiert also der Magnet einen immer größer werdenden Teil der Energie des einfallenden Protons und die emittierten Energien nehmen ab. Da die Multiplizitäten ansteigen, müssen die mittleren kinetischen Energien der emittierten Teilchen noch stärker mit dem Impaktparameter abfallen.

Abb. 5.3 a) vergleicht die Spektren der Multiplizitäten beider Generatoren auf die Strahlachse  $n_{sa}$  für einen Einschußabstand von  $1 \mu$  in Position A. Die von GHEISHA erzeugte Verteilung ist mit einer Standardabweichung von 56 bei einem Mittelwert von 96 sehr breit. Obwohl die Mittelwerte der Multiplizitätsverteilungen der Generatoren eng beieinander liegen, unterscheiden sie sich doch bezüglich ihrer Breite. Die Breite der Spektren von GHEISHA liegt in allen Einschußbedingungen über der von FLUKA. Noch deutlicher unterscheiden sich die Verteilungen der Gesamtenergien in ihrer Breite, wie aus Abb. 5.3 b) zu erkennen ist.

#### Energien, Rapiditäten:

Abb. 5.4 a) vergleicht normierte Energiespektren der auf die Strahlachse hin austretenden Teilchen bei zwei Kantenabständen von  $10$  bzw.  $100 \mu$  in Position A. Mit wach-



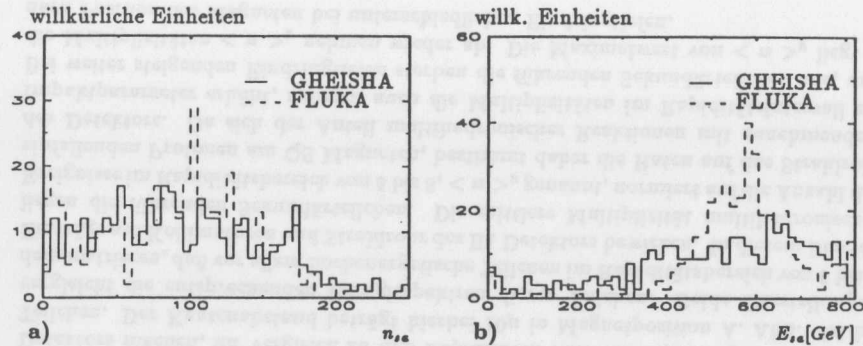


Abbildung 5.3: a) Multiplizitäten multihadronischer Reaktionen am QS Quadrupol auf die Strahlachse; b) Verteilung der Gesamtenergie aller Teilchen der Ereignisse von GHEISHA und FLUKA

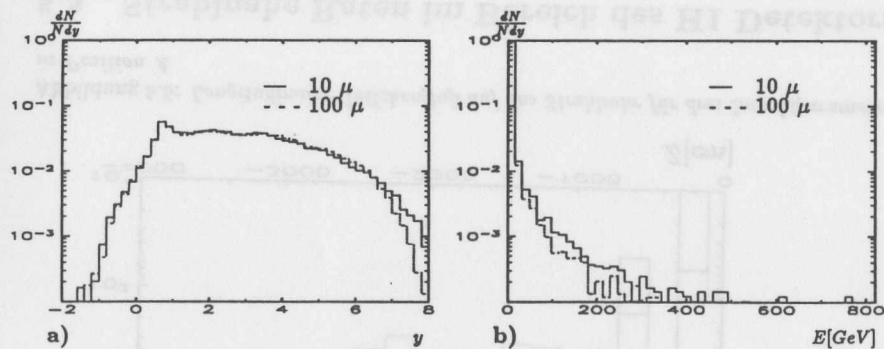


Abbildung 5.4: a) Normierte Rapiditätsverläufe und b) Energiespektren der vom QS Magneten emittierten Teilchen für zwei Impaktparameter

sendem Einschussabstand nimmt der Anteil hochenergetischer Sekundärteilchen ab. Vor allem im Bereich ab  $100 \text{ GeV}$  ist der Prozentsatz von Teilchen stark veränderlich. 95 Prozent aller Teilchen besitzen Energien unterhalb von  $10 \text{ GeV}$ . Die auf diesen Bereich normierten Verteilungen sind unabhängig von den speziellen Einschussbedingungen auf den Magneten.

Das Rapiditätsspektrum (siehe Abb. 5.4 b)) ist zwischen den Werten  $-2$  bis  $6$  unabhängig von den Bedingungen am Quadrupol. Im Bereich von  $6$  bis  $8$  nimmt die Steigung mit wachsendem Impaktparameter ab. Dieser Effekt ist bei allen Positionen des Magneten sichtbar. Die zugehörigen Teilchen mit hohen Energien und Rapiditäten werden als führende Sekundärteilchen bezeichnet. Sie stammen vor allem aus der ersten inelastischen Wechselwirkung. Wie sich aus den normierten Energie- bzw. Rapiditätsspektren erkennen läßt, entvölkert sich mit größer werdendem Kantenabstand der

Bereich der führenden Sekundärteilchen: Bei größeren Impaktparametern findet die erste Ww. ebenfalls in größerer Tiefe statt, und die Wahrscheinlichkeit, daß die führenden Sekundärteilchen einer weiteren inelastischen Reaktion unterliegen, nimmt stetig zu.

#### Beitrag zum Fluß im Ringabschnitt:

Den Fluß der Sekundärteilchen auf das Strahlrohr in Abhängigkeit von der  $z$  Koordinaten und bei drei verschiedenen Kantenabständen in Position A, stellt Abb. 5.5 dar. Wegen der Lokalität der SWE und ihrer hohen Multiplizität, sind die Raten in der Nähe des Quadrupols mit  $\approx 50 \text{ MHz/Meter}$  weitaus höher als die Raten der SGE ( $\approx 100\text{--}150 \text{ kHz/Meter}$ ). Mit wachsender Energie nehmen Polarwinkel der emittierten Teilchen ab und ihr Krümmungsradius im Magnetfeld zu. Beide Effekte bewirken, daß sich mit steigender Energie die Reichweite der Teilchen im Strahlrohr erhöht. Der Verlauf des longitudinalen Teilchenflusses entspricht daher in erster Näherung dem Verlauf des Energiespektrums. Mit wachsendem Abstand vom Quadrupol nimmt der Teilchenfluß sehr schnell ab. Ab  $Z = -10$  Metern sind Raten von SWE und SGE in etwa vergleichbar hoch. Der Strom auf einen bestimmten Ringabschnitt längs der  $Z$  Achse ist mit der Teilchenmultiplizität in einem festen Energiebereich korreliert. Der Impaktparameter beeinflusst aber über drei Effekte die Multiplizität in diesem Energiefenster und damit auch den Teilchenstrom auf den zugehörigen Ringabschnitt:

1. Der Anteil multihadronischer Reaktionen erhöht sich;
2. Die Multiplizitäten dieser Ereignisse nehmen zu;
3. Das Energiespektrum verlagert sich zu kleineren Werten.

Je nach Lage des Energiefensters bzw. Ringabschnitts kompensiert Effekt 3 den Einfluß von 1 und 2 oder Effekt 3 wirkt verstärkend.

In der Nähe der Quadrupolmagnete ist der Fluß auf das Strahlrohr vor allem durch Teilchen mit Energien kleiner als  $10 \text{ GeV}$  bestimmt, da ihre Reichweite in den Magnetfeldern nur wenige Meter beträgt. Der Fluß dieser Teilchen wächst mit steigendem Impaktparameter an, da Effekt 3 verstärkend wirkt. Ab  $-30$  Metern ist der Fluß im Wesentlichen durch die wenigen führenden Sekundärteilchen die der Quadrupol emittiert, bestimmt. Mit wachsendem Kantenabstand nimmt daher der Fluß in diesem Ringabschnitt zunächst zu (Effekt 1,2) und dann wieder ab (Effekt 3). Die laterale Ausdehnung des Strahlrohres am Detektor ist sehr unterschiedlich. Der Abstand einer Komponente zur Strahlachse beeinflusst das Energiefenster und damit die Raten wesentlich stärker als die Entfernung zum QS Quadrupol. Exponierte Komponenten können andere abschatten. Der einfache Zusammenhang der Raten aus Abb. 5.5 mit der Entfernung vom Magneten und Impaktparameter gilt hier nicht, sodaß die Raten am Detektor separat ermittelt werden.

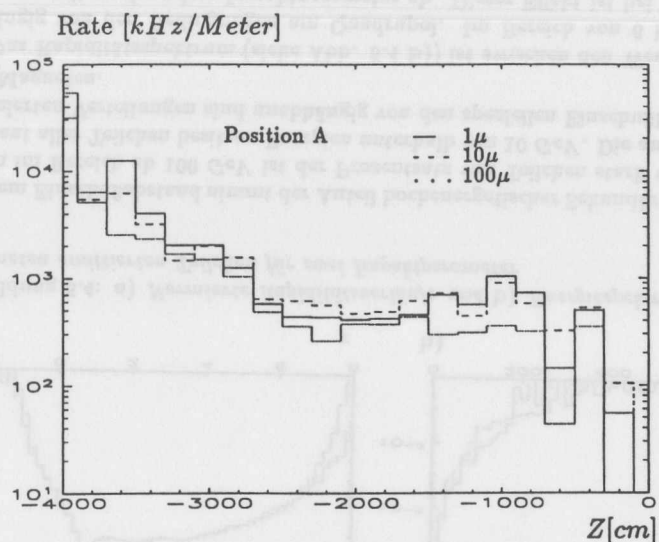


Abbildung 5.5: Longitudinaler Teilchenfluß auf das Strahlrohr für drei Impaktparameter in Position A

### 5.3 Strahlnahe Raten im Bereich des H1 Detektors

Abb. 5.6 a) zeigt das Rapiditätsspektrum der Sekundärteilchen am QS Magneten, die direkt oder über weitere Wechselwirkungen einen Eintrag auf das Strahlrohr des H1 Detektors machen, im Vergleich zu den Rapiditäten aller vom Quadrupol emittierten Teilchen. Der Kantenabstand beträgt hierbei  $10\mu$  in Magnetposition A. Abb. 5.6 b) vergleicht die entsprechenden Energiespektren dieser Teilchen. Beide Darstellungen demonstrieren, daß vor allem hochenergetische Teilchen im Rapiditätsbereich von 5 bis 8 Einträge auf Kollimatoren und Strahlrohr des H1 Detektors bewirken. In diesem Bereich liegen die führenden Sekundärteilchen. Die mittlere Multiplizität multihadronischer Ereignisse im Rapiditätsbereich von 5 bis 8,  $\langle n \rangle_y$  genannt, normiert auf die Anzahl der einfallenden Protonen am QS Magneten, bestimmt daher die Raten auf das Strahlrohr des Detektors. Da sich der Anteil multihadronischer Reaktionen mit zunehmendem Impaktparameter erhöht, nehmen auch die Multiplizitäten im Rapiditätsintervall zu. Bei weiter steigenden Eindringtiefen sterben die führenden Sekundärteilchen aus, und die Multiplizitäten  $\langle n \rangle_y$  nehmen wieder ab. Die Maximalwert von  $\langle n \rangle_y$  liegt je nach Position des Magneten bei unterschiedlichen Eindringtiefen.

#### GHEISHA:

Tabelle 5.3 gibt die Ereignisraten, sowie die mittleren Multiplizitäten und die eingetragenen Energien der SWE auf verschiedene Bereiche des Strahlrohres am H1 Detektor

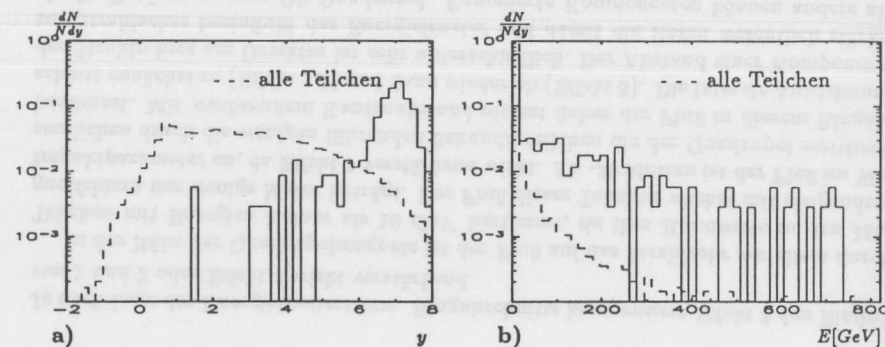


Abbildung 5.6: Normierte a) Rapiditäts- bzw. b) Energiespektren der vom QS Magneten emittierten Teilchen, die einen Eintrag auf die Fläche F1 am H1 Detektor bewirken, im Vergleich zu den normierten Spektren aller emittierten Teilchen

Impaktparameter	$1\mu$	$10\mu$	$100\mu$
Rate [kHz]			
F1	196., (42.)	250.,(99.)	177.,(250.)
KR	119., (24.)	166.,(56.)	136.,(186.)
CNBP	22., ( 0.)	22.,( 6.)	13.,( 18.)
$\langle n \rangle$			
F1	7.1, ( 3.7)	7.5,( 5.2)	5.6,( 7.3)
KR	1.7, ( 1.3)	3.0,( 2.9)	2.3,( 2.8)
CNBP	2.9,( )	3.5,( 2.0)	1.8,( 1.5)
$\langle E \rangle$ [GeV]			
F1	99.3,(115.5)	121.6,(84.9)	100.7,(113.1)
KR	60.6,( 87.0)	74.9,(52.4)	65.5,( 65.2)
CNBP	5.8,( )	8.0,( 1.0)	7.3,( 7.2)

Tabelle 5.3: Ereignisraten, mittlere Multiplizitäten und eingetragene Energien auf verschiedene Strahlrohrbereiche des H1 Detektors in Abhängigkeit von unterschiedlichen Einschußbedingungen am Halbquadrupol QS unter Verwendung des GHEISHA Generators

wieder. Die Sekundärteilchen hadronischer Ww. erzeugte hierbei der GHEISHA Generator.

Betrachten wir die Ereignisraten: Steht der Quadrupol in Position A, nehmen die Raten auf den gesamten strahlnahen Bereich des Detektors F1 mit ansteigendem Impaktparameter bis ca.  $10\mu$  zu und danach wieder ab. In den Positionen B und C dagegen wachsen die Ereignisraten bis  $100\mu$  monoton an. Erst bei größeren Kantenabständen macht sich hier das Aussterben der führenden Sekundärteilchen bemerkbar. Die Raten auf den Kollimator KR und das zentrale Strahlrohr CNBP zeigen die gleiche Abhängigkeit von Impaktparameter und Position wie bei F1, wobei gilt:  $\nu(\text{KR}) < \nu$

(CNBP). Als nächstes seien Multiplizitäten und eingetragene Energien in Position A diskutiert: Der Verlauf beider Größen mit dem Impaktparameter entspricht dem der Ereignisraten, d. h., nimmt die Rate mit dem Kantenabstand zu (ab), gilt dies auch für die Multiplizitäten und Energien der Ereignisse. Diese Tendenz zeigt sich bei allen Strahlrohrbereichen. Vergleicht man die absoluten Werte der Größen vom Kollimator mit den entsprechenden auf das zentrale Strahlrohr, ist erkennbar, daß sich die Multiplizitäten kaum, eingetragene Energien aber sehr stark voneinander unterscheiden. In den Positionen B und C entspricht der Verlauf der Multiplizitäten mit dem Kantenabstand ebenfalls dem Verlauf der Ereignisraten. Bei den Energien läßt sich aber keine eindeutige Tendenz feststellen.

#### FLUKA:

Tabelle 5.4 gibt die mit FLUKA errechneten Ereignisgrößen von SWE auf verschiedene Bereiche des Strahlrohres am H1 Detektor wieder. Die Multiplizitäten und Energien sind eher schwach von den Einschußbedingungen am Quadrupol abhängig. Sie schwanken um einen Faktor 2 bzw. 1.5. Die Abhängigkeit der Ereignisraten ist größer: Sie schwanken um einen Faktor 5. Die Ursache ist der stark veränderliche Anteil multihadronischer Ereignisse bei unterschiedlichen Bedingungen am Quadrupolmagneten. Am augenfälligsten ist, daß eine Überhöhung der Ereignisraten bei einem Kantenabstand von  $10 \mu$  und Position A in der FLUKA Simulation nicht auftritt. Die führenden Sekundärteilchen nehmen hier stärker mit wachsendem Kantenabstand ab. Der Anstieg des Wirkungsquerschnittes multihadronischer Reaktionen im Bereich von 1 bis  $10 \mu$  wird daher kompensiert, so daß nur eine leichte Überhöhung auftritt. Diese liegt etwa um  $5 \mu$ . Für alle restlichen Einschußbedingungen liegen die FLUKA Raten über den Werten von GHEISHA. Dies gilt auch für die Werte von Multiplizitäten und eingetragenen Energien.

#### Zusammenfassung:

Im Vergleich zu Strahlgasereignissen ist die Ratenabschätzung von SWE auf strahlnahe Detektorbereiche mit einem größeren Fehler behaftet. Für die Rate der primären Reaktionen am QS Quadrupol ergibt sich unter Annahme einer Schwankungsbreite von 4 jeweils für Halbwertszeit und Kollimatoreffizienz ein Schwankungsintervall von etwa 5. Dies entspricht der Unsicherheit der primären Rate von SGE. Die Raten der SWE auf strahlnahe Abschnitte am Detektor hängen jedoch zudem empfindlich vom Versatz der Strahlrohres im Bereich der QS Magnete ab. Elastisch gestreute Protonen erzeugen kein Signal im Detektor. Den detektornahen Strahlrohrbereich treffen ausschließlich sogenannte führende Sekundärteilchen aus multihadronischen Reaktionen. Ist der Kippwinkel klein, so sind die Raten nahezu unabhängig vom Impaktparameter der einfallenden Protonen auf die Quadrupole. Bei einem Kippwinkel in der Größenordnung von  $1 \text{ mrad}$  variieren die Raten auf den gesamten strahlnahen Bereich um einen Faktor sechs. Sie betragen zwischen 40 und  $250 \text{ kHz}$ . Um Anteil und Multiplizität inelastischer hadronischer Reaktionen zu ermitteln, müssen Kerneffekte berücksichtigt werden. Vergleicht

Impaktparameter	$1\mu$	$10\mu$	$100\mu$
Rate [kHz]			
F1	200., (42.)	216.,(102.)	218.,(259.)
KR	132., (24.)	147.,( 66.)	172.,(192.)
CNBP	22., ( 0.)	21.,( 22.)	25.,( 35.)
< n >			
F1	7.1, ( 3.7)	8.1,( 6.9)	6.6,( 7.8)
KR	2.0, ( 1.3)	3.0,( 1.4)	2.2,( 3.0)
CNBP	3.1,( )	1.9,( 1.9)	3.6,( 2.6)
< E > [GeV]			
F1	123.6,(115.5)	88.6,(159.1)	124.0,(113.2)
KR	81.2,( 87.0)	44.0,( 91.7)	77.8,( 73.4)
CNBP	8.2,( )	3.8,( 11.0)	15.9,( 17.5)

Tabelle 5.4: Ereignisraten, mittlere Multiplizitäten und eingetragene Energien auf verschiedene Strahlrohrbereiche des H1 Detektors in Abhängigkeit von unterschiedlichen Einschußbedingungen am Halbquadrupol QS unter Verwendung des FLUKA Generators

man die mit GHEISHA bestimmten Ereignisraten mit den von FLUKA gelieferten Werten, ist nur eine geringe Abhängigkeit vom verwendeten Generator zu erkennen. Die FLUKA Raten liegen i. A. leicht höher. Im Gegensatz zu der Ereignisrate ist die Topologie der Ereignisse am Detektor, die durch die Größen Multiplizität bzw. eingetragene Energie beschrieben wird, kaum von den Bedingungen an den Quadrupolmagneten abhängig.

## Kapitel 6

# Triggerstudien

### Überblick:

Der Entscheidungsmechanismus (Trigger), welcher die Datennahme der einzelnen Detektorkomponenten synchronisiert und Ereignisse zur Speicherung selektiert, wird im Abschnitt 6.1 in seinem prinzipiellen Aufbau erläutert. Die Abschnitte 6.2 und 6.3 stellen die verschiedenen Ebenen (Stufen) des Triggers, sowie die Größen, die auf den einzelnen Ebenen zur Verfügung stehen, vor. Die Verteilungen der einzelnen Triggergrößen von SGU und SWU errechnet das Programmpaket H1SIM aus den Vierervektoren der Untergrundereignisse an einer Grenzfläche kurz vor dem Detektor. Mögliche Schnittwerte in den Größen, die zu einer Untergrundrate von 10 bzw. 40 Hertz für die jeweils untersuchte Triggerbedingung auf der ersten Stufe führen, werden in Abschnitt 6.4 bestimmt. Dabei beziehen sich alle Werte der Untergrundraten auf den Designstrom des Protonringes. Dies ermöglicht ein grundlegendes Verständnis der Verteilungen und Korrelationen der verschiedenen Triggergrößen beim Untergrund. Eine als repräsentativ angesehene Einstellung der ersten Triggerstufe (Abschnitt 6.5) bildet die Grundlage zur Entwicklung von Algorithmen auf der vierten Triggerebene.

### 6.1 Aufbau des Triggers

Der Trigger des H1 Experimentes soll die Ereignisrate von ca. 100 kHz auf eine Rate reduzieren, mit der die Daten zum DESY Rechenzentrum übertragen werden können. Aus der Bandbreite des Glasfaserkabels von 1 Mbyte/sec seit Mitte 1992 und mittleren Ereignisgrößen von 80 bis 120 Kbyte ergeben sich Raten im Bereich 6.25 bis 12.25 Hz. Die für Entscheidungen zur Verfügung stehende Zeit ist in der ersten Spalte der Tabelle 6.1 aufgeführt. In dieser Zeitspanne lassen sich nur einfache Größen berechnen und um die geforderte Unterdrückung von ca.  $10^4$  zu erreichen, sind dann Schnitte notwendig, welche auch Ereignisse physikalischer Klassen verwerfen. (Der Ausdruck physikalisch bezeichnet in diesem Zusammenhang Reaktionen der  $e p$  Streuung.) Da ein erheblicher Anteil von Untergrundereignissen physikalischen Ereignissen sehr unähnlich sieht, ist es möglich, diese Ereignisse in einem ersten Schritt abzutrennen. Die nachfolgende Triggerstufe hat dann mehr Zeit zur Verfügung, um aussagefähigere und genauere Größen

Triggerstufe	Eingangsrate	Zeit	Totzeit
L1	100. kHz	2.3 $\mu$ sec	0. %
L2	5. kHz	23. $\mu$ sec	11.5 %
L3	200. Hz	800. $\mu$ sec	< 16. %
L4	50. Hz		0. %

Tabelle 6.1: Designwerte der Raten, Entscheidungszeiten und maximalen Totzeiten für die einzelnen Triggerstufen des H1 Detektors

zu errechnen.

Der Trigger ist daher mehrstufig aufgebaut. Um Totzeit zu verringern, ist die erste Stufe als Hardwarepipeline ausgelegt<sup>1</sup>. Tabelle 6.1 zeigt die auf jeder Stufe erwarteten Raten und die Designwerte der Entscheidungs- bzw. Totzeiten [ELL90]. Das Kontrollflußdiagramm beschreibt die Funktionsweise des Triggers: Ist der Detektor meßbereit, so wird die Triggerinformation der einzelnen Detektorkomponenten mit jeder Strahlkreuzung erzeugt und in eine synchron getaktete Pipeline geführt. Die zentrale Logik trifft nach 23 Zyklen eine Entscheidung, welche die Pipeline weiterlaufen läßt (L1 reject) bzw. stoppt und den L2 Trigger startet (L1 keep). Ein L2 reject schaltet die Pipeline erneut, ein L2 keep initiiert die Detektorauslese und startet den L3 Trigger. Ist die 3. Stufe in der Lage, vor Ablauf der Auslese das Ereignis zurückzuweisen, wird diese abgebrochen und die L1 Pipeline wieder geschaltet. Bei abgeschlossener Auslese liegen die Daten in den Pufferspeichern (multieventbuffer) vor, welche den einzelnen Subdetektoren zugeordnet sind. Ein spezieller Prozess (eventbuilder) wartet, bis die Daten eines Ereignisses in allen Auslesezweigen verfügbar sind, setzt diese zusammen und transportiert sie in einen weiteren Pufferspeicher (fulleventbuffer). Die Stufen 1 und 2 sind als Hardwarelogikschaltungen ausgelegt und in begrenztem Maße programmierbar (XILINX). Stufen 3 und 4 benutzen RISC Prozessoren und verfügen neben Triggerinformationen bereits Zugang zu Daten der eigentlichen Detektorauslese. Stufe 4 arbeitet asynchron zum Detektor auf den multieventbuffer, welcher die gesamten Ereignisdaten enthält.

Im Herbst 1992 waren jedoch nur die 1. bzw. 4. Stufe vorhanden. Beide werden in den nächsten Abschnitten erläutert.

<sup>1</sup>H1 und ZEUS benutzen als erste HEPexperimente eine als Pipeline ausgelegte Triggerstufe.

# H1 CENTRAL DATA ACQUISITION : PHYSICAL LAYOUT

## 6.1. Aufbau des Triggers

47

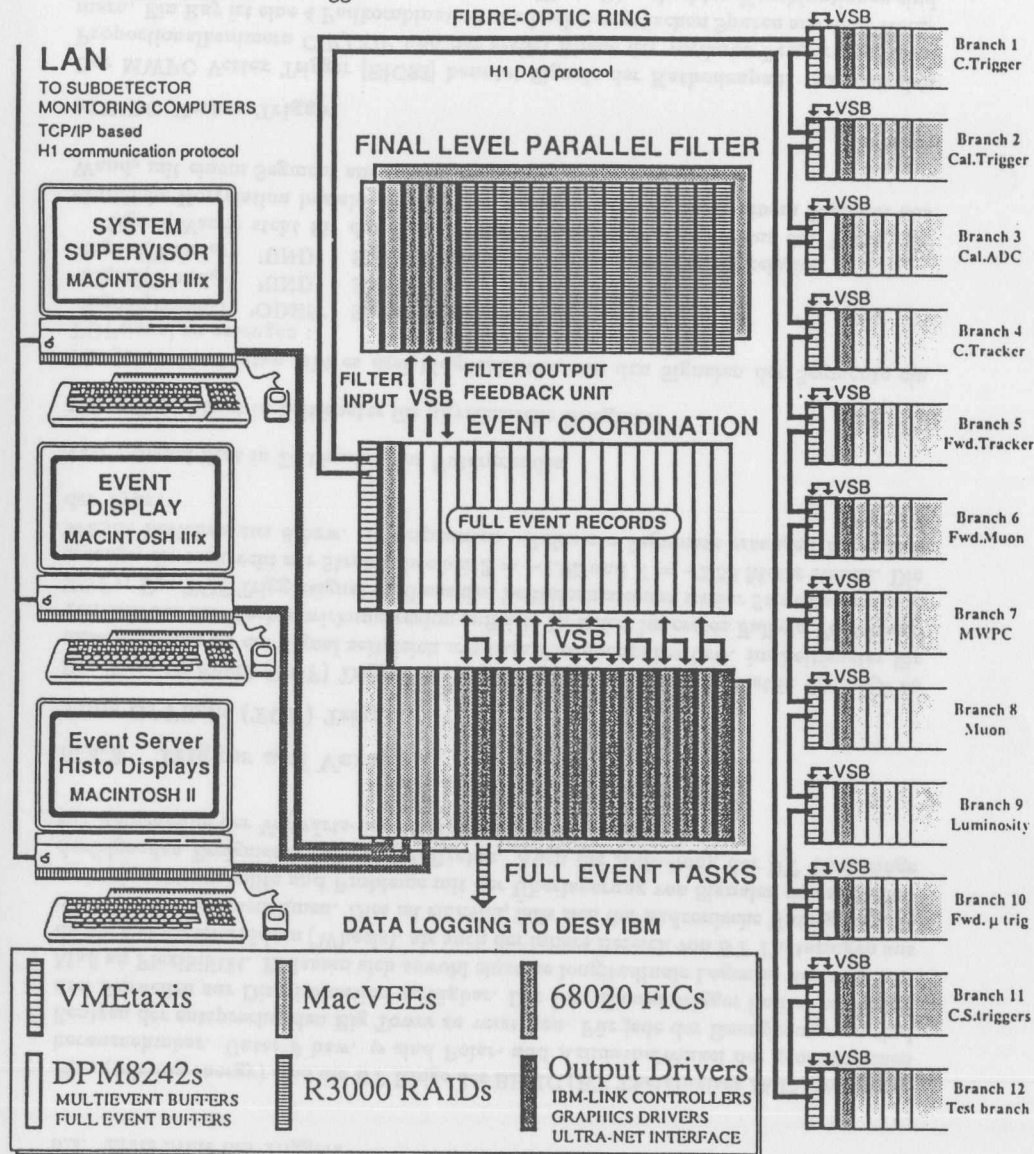


Abbildung 6.1: Auslegung der zentralen Datenaquisition CDAQ des H1 Detektors

48

## 6.2 Erste Stufe des Triggers

Ein Triggerelement ist eine Ja/Nein Entscheidung (Triggerbit), welche auf den Daten einer Detektorkomponente beruht. Die unterschiedliche Qualität der Information einzelner Subdetektoren führt zu einer Einteilung der Triggerelemente in drei Klassen bezüglich:

1. Energie,
2. Vertex und
3. Teilchentyp.

### 6.2.1 Trigger auf Energie

Die Triggerauslese des Flüssigargonkalorimeters (LAR) faßt die etwa 44400 Kanäle in Gruppen (Türme) zu 40 zusammen. Die Signale der Türme (Trigger Tower TT) werden nach Diskriminierung mit einer Rauschschwelle addiert und digitalisiert.  $2\vartheta \times 2\varphi = 4 TT$  liefern ein Großturmsignal<sup>1</sup>. Die Großtürme (Big Tower BT) segmentieren das LAR in  $14\vartheta \times \{8,32\}\varphi = 256 BT$ . Die Kanäle der Kalorimeter Plug und BEMC sind ebenfalls in 4 bzw. 8 BT aufgeteilt. Aus den BT Energien ergeben sich die 11 Energiesummen der Kalorimeter :

$$\begin{aligned}
 E_{plg} &= \sum_{i=0}^4 E^{BT} & E_{fw} &= E_{plg} + E_{if} \\
 E_{if} &= \sum_{i=5}^8 E^{BT} & E_{br} &= E_{fb} + E_{cb} \\
 E_{fb} &= \sum_{i=9}^{13} E^{BT} & E_{bk} &= E_{br} + E_{bmc} \\
 E_{cb} &= \sum_{i=14}^{15} E^{BT} & E_{tot} &= E_{fw} + E_{bk} \\
 E_{bmc} &= \sum_{i=14}^{15} E^{BT}
 \end{aligned}$$

$$E_{trs} = \sum_{i=0}^{13} E_{trs}^{BT} + \sum_{i=14}^{15} E_{trs}^{BT}$$

$$E_{tms} = \left[ \left( \sum_{i=0}^{13} E_x^{BT} + \sum_{i=14}^{15} E_x^{BT} \right)^2 + \left( \sum_{i=0}^{13} E_y^{BT} + \sum_{i=14}^{15} E_y^{BT} \right)^2 \right]^{0.5}$$

mit

$$\begin{aligned}
 E_x^{BT} &= \sin(\vartheta) \cos(\varphi) E^{BT} \\
 E_y^{BT} &= \sin(\vartheta) \sin(\varphi) E^{BT} \\
 E_{trs}^{BT} &= \sin(\vartheta) E^{BT}
 \end{aligned}$$

Die Indizes an den Energiesummen stehen für den räumlichen Bereich, aus dem die Summe gewonnen wird: *plg, bmc* bezeichnen Plug und BEMC; *if, fb, cb* den inner forward, sowie die forward barrel und central barrel Abschnitte des LARkalorimeters. Die Summen laufen über die BT Energien  $E^{BT}$  der einzelnen BT Thetaringe. Bei der Berechnung der transversalen Energie  $E_{trs}$  und der Vektorsumme in der Transversalebene

<sup>1</sup> Ausnahme bilden Bereiche im IF Kalorimeter und im BBE Wheel.

$E_{\text{miss}}$  (missing energy) sind die BT Ringe des BEMC (BT Thetaindizes 14,15) wahlweise herausnehmbar. Unter  $\vartheta$  bzw.  $\varphi$  sind Polar- und Azimutalwinkel der geometrischen Zentren der entsprechenden Big Tower zu verstehen. Für jede der Energiesummen sind drei Schwellen zur Diskrimination verfügbar. Der LAr Energietrigger besitzt ein hohes Maß an Flexibilität. Es lassen sich sowohl einzelne longitudinale Lagen in den verschiedenen Kalorimeterrädern (Wheels), als auch der innere Bereich von BT Thetaringen aus den Summen herausnehmen. Dies ist sinnvoll, falls sich der hadronische Untergrund als zu hoch erweisen sollte und Probleme mit der Überlagerung von Signalen aus aufeinanderfolgenden Ereignissen (pile up) auftreten. Auch die Aufteilung der BT Thetaringe zur Berechnung der Vorwärts- und Barrelergien ist veränderbar.

### 6.2.2 Trigger auf Vertex

#### Time Of Flight (TOF) Trigger

Der Time Of Flight (TOF) Trigger mißt zeitliche Koinzidenzen und ist in der Lage zu unterscheiden, ob ein Signal zeitgleich mit dem Protonenpaket bzw. im Zeitfenster für Teilchen aus der Wechselwirkungsregion auftritt. Er liefert im ersten Fall ein Vetosignal: TOFv. Das TOF Triggersignal wird aus den Zeitinformationen zweier Szintillatorwände erzeugt, die senkrecht zur Strahlachse bei  $Z = -1.95$  und  $Z = -2.35$  Meter stehen. Die Wände bestehen aus 8 bzw. 16 Segmenten. Gefeuerte Segmente erzeugen Bitmuster des Typs

110 : Signal liegt in Zeitfenster des Untergrundes

101 : Signal liegt in Zeitfenster für physikalische Ereignisse

Für jeden Maskentyp gibt es drei Möglichkeiten, aus den Signalen der Segmente ein TOFsignal zu erzeugen :

Signal(Wand<sub>0</sub>) 'ODER' Signal(Wand<sub>1</sub>)  
 Signal(Wand<sub>0</sub>) 'UND' Signal(Wand<sub>1</sub>)  
 Signal(Wand<sub>0</sub>) 'UND' Signal(Wand<sub>1</sub>) 'UND' räumliche Korrelation

Signal(Wand) steht für das Signal eines beliebigen Segmentes aus der Wand, die räumliche Korrelation bezieht sich auf die Korrelation von jeweils einem Segment aus Wand<sub>0</sub> mit einem Segment aus Wand<sub>1</sub> in R Phi.

#### MWPC Vertex Trigger

Der MWPC Vertex Trigger [EIC92] benutzt Signale der Kathodenpads aus zentralen Proportionalkammern CIP,COP und der ersten Ebene der vorderen Proportionalkammern. Ein Ray ist eine 4 Padkombination von hochenergetischen Spuren aus dem Wechselwirkungsbereich mit einem zugeordneten  $z_0$  Wert. Die erlaubten Kombinationen sind in Tabellen eingetragen. Aus den  $z_0$  Werten gefeuerter Rays im Bereich von  $\pm 60$  Zentimetern wird ein Histogramm erstellt. Da in den Raytabellen nur Kombinationen von Pads des gleichen Phisektors berücksichtigt sind, wird für jeden der 16 Sektoren ein separates Histogramm gefüllt. Sämtliche Histogramme werden anschließend addiert. Die

Phisektionierung verringert die Wahrscheinlichkeit aufgrund zufälliger Kombinationen eine signifikante Überhöhung im Histogramm zu erhalten, allerdings nimmt die Akzeptanz von Spuren mit kleinen Transversalimpulsen ab. Erfüllt das Histogramm folgende Kriterien

$$\frac{A - B}{\sqrt{B}} > 1.5 \quad \begin{array}{l} A : \text{Einträge in Maximumbin} \\ B : \text{Mittelwert der Einträge aller anderen Bins} \end{array}$$

ist ein Vertex erkannt:  $Zv_{MW} > 1.5$ . In diesem Fall validieren die dem Vertex zugeordneten Rays die entsprechenden BT des Kalorimeters. Energiesummen aus validierten BT sind gegenüber Störungen wie Rauschen unempfindlicher und können mit herabgesetzten Schwellen berechnet werden.

#### VorwärtsMWPC Trigger

Der VorwärtsMWPC Trigger bestimmt die Anzahl von Vorwärtsspuren (forwardrays)  $R_{FWT}$  aus den Signalen der MWPC Kathodenpads des 2. und 3. Vorwärtsmoduls. Ein Clusteralgorithmus ermittelt die Multiplizität in jedem der 16 Phisektoren.

#### Driftkammer R Phi Trigger

Als Straße (road) wird ein Bitmuster in den Schieberegistern von 5 ausgewählten Lagen der inneren oder der äußeren Jetkammer bezeichnet, welches von einer Spur aus dem Vertex in R Phi erzeugt worden sein kann [WOL92]. Die maximale Ablage zum Vertex beträgt etwa 40 mm, der minimale Transversalimpuls 0.4 GeV. Kreuzt die Straße eine Signaldrahtebene, setzt der der Drahtebene nächst gelegene Hit ein Zeitreferenzbit. Roads der inneren und äußeren Kammer, welche ein Zeitreferenzbit besitzen, werden in einem zweiten Schritt zu Clustern d. h. Spuren vereinigt und Spurmultiplicitäten  $TR_{DC}$  für beide Ladungsvorzeichen in zwei Transversalimpulsbereichen ermittelt. Die topologische Box bildet eine Erweiterung des Triggers und bestimmt die Orientierung bzw. den maximalen Öffnungswinkel von Spuren in der R Phi Ebene.

### 6.2.3 Trigger auf Teilchentyp

#### BEMC Elektrontrigger

Der BEMC Elektrontrigger (Bemc Single Electrontrigger BSET) berechnet, basierend auf den Signalen der Stacks, einen Satz von Größen zur Elektronidentifikation. Energien aus Stacks mit Signalen oberhalb einer ersten Schwelle werden aufaddiert und liefern die totale Energie des BEMC  $EB_{tot}$ . Räumlich benachbarte Stacks mit Signalen oberhalb einer zweiten Schwelle werden durch einen Clusteralgorithmus zusammengefaßt, die Clustermultiplicität ermittelt und die Energien aller Cluster aufaddiert zur Energie  $EB_{clus}$ . Drei Schwellen für die Diskrimination der Werte stehen zur Verfügung. Ist genau ein Cluster vorhanden, werden die 8 Nachbarstacks um den Stack mit der höchsten Energie zusammengefaßt und die Gesamtenergie, sowie das Verhältnis von elektromagnetischer zu hadronischer Energie bestimmt.

### Topologischer Myontrigger

Der Myonpaartrigger kombiniert Signale aus Spurenkammern mit Myonsignalen. Er stellt Bedingungen an Multiplizitäten und Azimuthalwinkeldifferenzen der zentralen Spurcluster bzw. der Vorwärtsrays.

Weitere Komponenten werden hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt, da sie nicht in die Triggerstudien miteinbezogen worden sind:

#### Tagger Trigger

Der Tagger Trigger nutzt Informationen aus dem Elektron- und dem Photonkalorimeter des Luminositätsdetektors. Beide Detektoren messen die Energie  $E_{tag}$  bzw.  $E_{gamma}$  der Teilchen, die sie erreichen. Der Trigger ermittelt, ob die Energien über bzw. unterhalb bestimmter Schwellenwerte liegen.

#### LAr Elektrontrigger

Der LAr Elektrontrigger vergleicht Energiedepositionen in den elektromagnetischen und hadronischen BT. Um die  $Q^2$  Abhängigkeit des Energieübertrages auf das gestreute Elektron bei DIS Reaktionen zu erfassen, variieren die elektromagnetischen Energieschwellen mit dem Polarwinkel  $\vartheta$  der Big Tower.

### 6.2.4 Bildung von $T_0$ Signalen

Verschiedene Subdetektoren sind in der Lage, eine Zeitmarke ( $T_0$  Signal) zu setzen, wenn das zugehörige Triggersignal eine Mindestsignifikanz überschreitet. Liegt die deponierte Energie in einem BT des LArkalorimeters oberhalb von  $20\sigma$  des Rauschwertes, läßt sich der Zeitpunkt der Deposition durch Extrapolation des pulsgeformten Signales (shaping) mit ausreichender Genauigkeit bestimmen. Die MWPC liefern ein  $T_0$  Signal, wenn mindestens ein Ray auf den Vertexbereich zeigt. Der Driftkammertrigger erzeugt ein  $T_0$  Signal aus Roads mit einem Zeitreferenzbit. Das BEMC gewinnt die  $T_0$  Information aus den Signalen von Stacks mit Energien oberhalb der ersten Schwelle. Die Zeitmarken dienen zur Synchronisation der Triggerdaten aus den einzelnen Detektoren. Das globale  $T_0$  Signal ergibt sich durch 'ODER'-Bildung aus den Signalen der einzelnen Detektoren:

$$T_0 = T_0(\text{LAr}) \text{ 'ODER' } T_0(\text{BEMC}) \text{ 'ODER' } T_0(\text{MWPC}) \text{ 'ODER' } T_0(\text{DC})$$

Es ist Voraussetzung für einen gesetzten Subtrigger und wird einer bestimmten Strahlkreuzung (bunch crossing) des HERA Ringes zugeordnet.

Subtrigger bestehen aus logischen Verknüpfungen verschiedener Triggerelemente. Mit einer Anzahl ausgewählter Subtrigger (L1 Satz) fällt die zentrale Triggerlogik durch logische 'ODER'-Bildung eine Entscheidung, d. h., ein Ereignis wird vom L1 Trigger akzeptiert, wenn einer der Subtrigger aus dem Satz dieses Ereignis akzeptiert.

### 6.3 Vierte Stufe des Triggers

Abb. 6.1 zeigt den Aufbau der zentralen Datenaquisition (CDAQ) des H1 Experimentes. Über eine Glasfaserverbindung (VME taxi) liest ein Prozess (eventbuilder) alle Daten eines Ereignisses aus den den Subdetektoren zugeordneten Speichern (multieventbuffer), faßt diese zusammen und schreibt sie in einen weiteren Pufferspeicher (fulleventbuffer). Auf diesen Speicher arbeitet das Parallelrechnersystem des L4 Filters (ProzessorFARM).

Die FARM besteht aus 14 RISC Computern (Reduced Instruction Set Computer) des Typs R 3000 von MIPS mit jeweils 16 Mbyte Speicher auf der Karte. Die Prozessoren bearbeiten unabhängig voneinander die Ereignisse (Ereignis orientierter Parallelismus), wobei auf jedem der Rechner der gleiche Algorithmus läuft. Dieser wurde vorher auf einem Entwicklungssystem (M/120 Minicomputer) aus einem Fortranprogramm erzeugt und getestet. Als Grundlage diente das Paket zur Standardrekonstruktion von Ereignissen im H1 Detektor H1REC. Weitere Algorithmen, die speziell für die FARM entwickelt wurden, sind im Anhang E beschrieben.

Die Kommunikation der RISC geschieht über zwei dedizierte Prozessoren (Fast Intelligent Controller FIC). Sie transportieren die Ereignisse zwischen dem Pufferspeicher und den Speichern der einzelnen Karten. Alle Speicher besitzen zwei Adreßdecodierer (dual ported memory DPM). Der RISC kann daher ein Ereignis bearbeiten, während die Daten eines anderen bereits auf die Karte geschrieben, von ihr gelesen oder gelöscht werden. Gleiches gilt für den Ereignispufferspeicher. Die Kontrollprogramme zur Kommunikation bilden das Betriebssystem des Parallelrechners und sind Prozesse der Programmiersprache C.

Beim Start lädt ein Microcomputer (MAC2) über einen Vertical interconnect (VIC) den Objectcode vom Entwicklungssystem auf die RISCkarten, sowie die Kalibrationskonstanten und BOS-Textbänke auf eine separate Speicherkarte. Danach werden die Filteralgorithmen und C Prozesse gestartet.

Über VME Bus kann der Supervisor MAC bei laufendem Betrieb vom output FIC ein Ereignis von einer beliebig ausgewählten Karte anfordern. In gleicher Weise können vom MAC auch Informationen z. B. Histogramme aus der separaten Speicherkarte abgerufen werden.

Bei einer Fehlfunktion der DAQ (abort) kann die FARM ohne Neustart ihre Arbeit wieder aufnehmen. Am Ende eines Meßlaufes (end of run) markiert der Eventbuilder das letzte Ereignis. Der Ausgabe FIC erkennt dieses Ereignis und fügt einen run end record hinzu.

#### Rechenzeitabschätzung:

Die maximal mögliche Eingangsrate von Ereignissen  $f_{input}$  ist durch die Bandbreite des Übertragungskanal (fiber optic link) von den Detektormultieventbuffer zum fulleventbuffer bestimmt und beträgt ca. 50-200 Hz. Die Entwicklung der Algorithmen und sämtliche Triggerstudien wurden auf einem IBM Großrechner durchgeführt. Alle Rechenzeiten gelten für das System 3090 60J. Das Leistungsverhältnis  $p_{rel}$  einer RAID Karte bezüglich eines 60J Prozessors wurde anhand von Benchmarktest zu  $\approx 0.5$  ermit-

telt. Bei  $n_{\text{board}}$  vorhandenen RAID Karten ergibt sich die pro Ereignis zur Verfügung stehende Rechenzeit nach

$$T_{\text{event}}[\text{sec}] = \frac{1}{f_{\text{input}}[\text{Hz}]} P_{\text{rel}} n_{\text{board}} \quad (6.1)$$

zu 70-140 msec in IBM Einheiten. Diese einfache Formel gilt nur, bei vernachlässigbar kleiner Totzeit. P. Fuhrmann [FUH93] führte Simulationen und Messungen zur Totzeit durch und ermittelte die kritische Anzahl von RAID Karten, ab der die FIC Prozessoren den Durchsatz begrenzen, zu  $\approx 31$ . Bei 14 Karten ist Formel 6.1 noch anwendbar.

## 6.4 Triggerbedingungen auf der ersten Ebene

Mögliche Schnitte auf die Größen der ersten Stufe mit einer Untergrundrate von maximal 40 Hertz werden untersucht. Dies ermöglicht ein grundlegendes Verständnis der Verteilungen und Korrelationen der verschiedenen Triggergrößen beim Untergrund, und geschieht deshalb unabhängig von der Eignung dieser Schnitte zur Akzeptanz von Ereignissen der  $e p$  Streuung. Separate Studien, die geeignete Triggerbedingungen zur Akzeptanz physikalischer Reaktionskanäle ermitteln, wurden nicht durchgeführt. Statt dessen wurde die Kollektion von Schnitten im Triggermodul von H1SIM Version 2.07 benutzt, welche eine repräsentative und allgemein anerkannte Auswahl zur Akzeptanz von Ereignissen physikalischer Kanäle darstellt. Die von dieser Einstellung akzeptierten Untergrundereignisse dienen zur Entwicklung der Filteralgorithmen. Die Akzeptanz der L1 Einstellung bezüglich einer Reihe physikalisch interessanter Reaktionskanäle wird untersucht. Mit dieser Kenntnis lassen sich auf der vierten Ebenen untergrundfreie Bedingungen<sup>2</sup> definieren, die die Effizienz der physikalischen Kanäle auf nahezu 100% anheben.

### 6.4.1 Grundsätzliche Überlegungen

#### Bestimmung der Schnittwerte:

Im Zusammenhang mit Triggerstudien interessiert die Rate von Untergrundereignissen, welche durch einen Schnitt akzeptiert werden, d. h., deren Größe i. A. oberhalb eines festgelegten Schwellenwertes liegt. Die Akzeptanz eines Schnittes ist aus den Häufigkeitsverteilungen der Größen selber nur schwer zu erkennen, wie Abb. 6.2 a) am Beispiel der Transversalenergie  $E_{tr}$  von SGU zeigt. Die Histogramme werden daher zunächst auf die Rate des betrachteten Untergrundprozesses normiert und dann in Richtung abnehmender Schnittwerte integriert. Die so erhaltenen Verteilungen liefern direkt die Abhängigkeit der Rate vom Schwellenwert. Aus Abb. 6.2 b) ist erkennbar, daß Schnittwerte mit Untergrundraten im Bereich von 5 - 20 Hz bereits von statistischen Fluktuationen bestimmt sind. Dies gilt insbesondere für die in der Standardeinstellung des L1 Triggers erhaltenen Raten der einzelnen Subtrigger. Durch Extrapolation der

<sup>2</sup>Im Rahmen der benutzten Montecarlo Statistik wurde keine einziges Untergrundereignis akzeptiert.

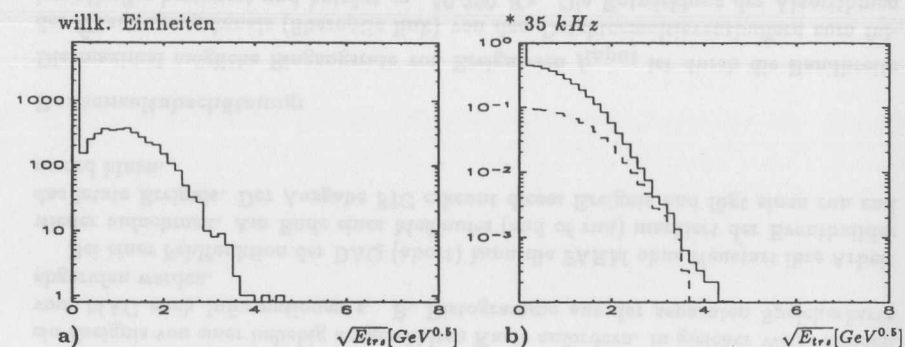


Abbildung 6.2: a) Verteilung der Transversalenergien und b) skalierte, integrierte Verteilung der Transversalenergien von SGU

Kurven aus dem Bereich mit hoher Statistik läßt sich der Einfluß von Fluktuationen verringern. Die mit der Standardeinstellung erhaltenen Raten sind daher aus der Kenntnis des Verlaufes der integrierten Verteilungen zu beurteilen.

#### Korrelationen zwischen Verteilungen:

Die Rate der Ereignisse soll um Faktoren von 1000 und mehr unterdrückt werden. Wird die Abhängigkeit der Rate von zweidimensionalen Schnitten studiert, sind daher vor allem Korrelationen zwischen den Ausläufern der Verteilungen beider Größen wichtig. Andererseits sind Koeffizienten einer Korrelationsmatrix aber mehr durch den Schwerpunkt der Verteilungen bestimmt. Eine logarithmische Darstellung der Abszisse in Abb. 6.2 b) läßt Korrelationen bequem erkennen: Die Verteilung von SGU mit mindestens einer vom Driftkammertrigger akzeptierten Spur ist gestrichelt eingezeichnet. Die durch diese Forderung erreichbare zusätzliche Unterdrückung verringert sich mit wachsender Energie. Diese Darstellung erfaßt auch Korrelationen zwischen den Ausläufern der Verteilungen.

#### Reduzierung der Datenmenge:

Triggergrößen wurden nur für Untergrundereignisse untersucht, welche zu einem globalen  $T_0$  Signal führen. Dieser Schnitt reduziert die Datenmengen erheblich, ohne die Aussagen der Triggerstudie zu beeinträchtigen.

#### Auswahl physikalischer Kanäle und Akzeptanzdarstellung:

Bei der Untersuchung physikalischer Kanäle interessiert neben der integrierten Akzeptanz auch der Akzeptanzverlauf in Abhängigkeit der zu messenden Ereignisgrößen. Dies sind bei tiefinelastischer Streuung die Variablen  $x, Q^2$  oder  $y$  und im Fall der Photoproduktion z.B. der Impulsanteil des Gluons am Proton  $x_{\text{gluon}}$ . Eindimensionale Darstel-



lungen der Akzeptanz von DIS Ereignissen als Funktion von  $x$  oder  $Q^2$  erfassen nicht die Korrelationen zwischen diesen Größen. So ergeben bei gleichem Detektor und identischen Triggereinstellungen unterschiedliche Wichtungen der Ereignisse mit den kinematischen Variablen verschiedene Akzeptanzverläufe. Für die Kanäle NC, CC werden daher die Akzeptanzen in Abhängigkeit von den Parametern  $x$  und  $Q^2$  bestimmt. Bei den untersuchten Photoproduktionskanälen wurden zwei Prozesse, die sich hinsichtlich ihrer Multiplizität stark unterscheiden, ausgewählt: Die Produktion ungebundener Charmquarks  $c\bar{c}$  führt auf multihadronische Endzustände. Der gebundene Zustand der charmed Quarks mit Zerfall in Leptonen ( $J/\psi$  Resonanz) besitzt eine geringe Multiplizität. In beiden Fällen dient als Variable bei der Akzeptanzdarstellung  $x_{gluon}$ .

Unter der Annahme, daß der zentrale L1 Trigger 5-10 nicht redundante Subtrigger verwendet, ergibt sich bei einer zulässigen Gesamtrate von 50 -200 Hz 10 -40 Hz für die Untergrundrate in einem Triggerkanal. Die weitere Annahme ist, daß SGU bzw. SWU im Vergleich zu physikalischen Klassen diese Rate dominieren<sup>3</sup>. In der Studie werden die Schnittwerte separat für SWU und SGU bestimmt, und es ist der höhere Wert zu nehmen. Die Raten liegen bei 5 Hz bzw. 20 Hz, dadurch ist gewährleistet, daß die gesamte Rate eines Triggerkanals 10 Hz bzw. 40 Hz nicht überschreitet.

#### 6.4.2 Unterdrückung von Strahl(wand,gas)untergrund SWU,SGU

Betrachtet man die Schnittwerte auf einzelne Energiesummen in der ersten Spalte von Tabelle 6.2, fällt auf, daß der Strahlwanduntergrund hohe Energien vor allem im Vorwärtsbereich (Plugkalorimeter, innerer Vorwärtsteil des LArkalorimeters) bzw. im Rückwärtsbereich (BEMC) deponiert. Die Werte im Barrelbereich liegen dagegen deutlich niedriger. Die Funktionen  $E_{plg}$ ,  $E_{if}$ ,  $E_{bmc}$ ,  $E_{fb}$ ,  $E_{cb}$  dominieren in dieser Reihenfolge die darauf aufbauenden Summen. Daher lassen sich die 11 Energiesummen zu vier Gruppen zusammenfassen:

1.  $E_{plg}$ ,  $E_{fw}$ ,  $E_{tot}$
2.  $E_{if}$ ,  $E_{trs}$ ,  $E_{tms}$
3.  $E_{fb}$ ,  $E_{cb}$ ,  $E_{br}$
4.  $E_{bmc}$ ,  $E_{bk}$

Die Korrelation mit Vertexgrößen ist bei allen Mitgliedern einer Gruppe qualitativ gleich und wird durch die dominierende Energiesumme geprägt. Zum Verständnis der Korrelation von Vertexgrößen und Energiesummen ist es daher ausreichend, nur die dominierenden Summen  $E_{plg}$ ,  $E_{if}$ ,  $E_{fb}$ ,  $E_{bmc}$  zu analysieren.

Diese Summen decken den gesamten Polarwinkelbereich des H1 Detektors von 0.7° bis 176° ab. Die räumliche Lage des Bereichs, aus dem die Energiesumme gebildet wird, beeinflusst ihre Korrelation mit Vertexgrößen. Die Korrelation des TOFsignals mit einer (beliebigen) Energiesumme ist dabei verschieden von den Korrelationen der

<sup>3</sup>Die Rate des MWPC Vertex Triggers wird durch den Untergrund des Elektronrings bestimmt.

	5,20 Hz	$\neg$ TOFv	$Tr_{DC}^1$	$Ry_{FWT}^2$	$Zv_{MW}^{1,26}$
$E_{plg}$	800.,729.	729.	393.	407.	400.
$E_{if}$	500.,390.	180.	372.	367.	367.
$E_{fb}$	7.5,6.3	4.6	5.7	6.0	5.7
$E_{cb}$	7.2,5.8	3.1	3.8	4.0	4.0
$E_{bmc}$	149,126	42.	118.	122.	122.
$E_{fw}$	800.,729.	729.	440.	440.	440.
$E_{br}$	10.6, 8.2	5.5	6.9	7.2	7.2
$E_{bk}$	165.,136.	35.	115.	120.	125.
$E_{trs}$	48.,38.	17.5	38.	38.	38.
$E_{tms}$	38.,28.	8.8	28.	27.	26.
$E_{tot}$	800.,765.	765.	448.	455.	440.
		33 %	25 %	31%	31%

Tabelle 6.2: Spalte 1: Schnittwerte der Energiefunktionen in GeV mit 5Hz,20 Hz Raten von SWU; Spalten 3-6: 20 Hz Schnittwerte bei zusätzlicher Bedingung in einer Vertexgröße

restlichen Vertexgrößen mit dieser Summe. Die Größen  $Tr_{DC}$ ,  $Ry_{FWT}$ ,  $Zv_{MW}$  sollen im Folgenden auch Spurengrößen genannt werden. Abb. 6.3 bzw. 6.4 zeigen die integrierten Verteilungen der Triggerenergien im BEMC- bzw. Plugkalorimeter, sowie die Verläufe, die sich ergeben, wenn zusätzlich noch entweder Vetofreiheit oder eine Mindestsignifikanz in einer der Spurgrößen gefordert wird.

Im Plugkalorimeter und damit bei allen anderen Summen aus Gruppe 1. nimmt der Anteil von Ereignissen ohne Vetosignal mit steigender Energiedeposition zu, der Prozentsatz von Ereignissen mit Mindestsignifikanz in einer der Spurengrößen dagegen ab. Ereignisse mit großen BEMCenergien aus Gruppe 4. besitzen hohe Werte in Spurengrößen, aber mit großer Wahrscheinlichkeit auch TOFsignale. Die Korrelationen der Energiesummen aus den Gruppen 2. und 3. mit Vertexgrößen liegen zwischen denen der Plug- und BEMCenergien. So ist bei gleicher Untergrundrate der Anteil von Ereignissen ohne TOFveto für einen Schnitt in der IFenergie kleiner (höher) als für die Plug(BEMC)energien.

#### Reduzierung der Schnittwerte der Energiefunktionen bei SWU:

Durch Forderung nach einer Mindestsignifikanz lassen sich die Schwellenwerte je nach Korrelation der entsprechenden Vertexgröße mit der Energiefunktion herabsetzen, wie Tabelle 6.2 zeigt. Bezogen auf die Gesamtheit aller Ereignisse mit einem  $T_0$  liefert die Bedingung nach Vetofreiheit eine Unterdrückung auf 33 Prozent (siehe unterste Zeile). Der Schnitt in jeder der restlichen Vertexgrößen wurde so gewählt, daß die Gesamtunterdrückung ebenfalls in diesem Bereich liegt, dadurch werden die Reduzierungen der Schwellenwerte besser vergleichbar. Zum Verständnis der Zusammenhänge genügt es, die Summen aus den verschiedenen Polarwinkelbereichen (Zeilen 1-5) zu betrachten. Je größer der Polarwinkel des zugeordneten Bereiches, desto stärker reduziert die Forderung

nach Vetrofreiheit den Schwellenwert (siehe Zeilen für  $E_{plg}$  bzw.  $E_{bmc}$ ). Mit wachsendem Polarwinkel der Energiesumme wirkt die Forderung nach einer Mindestsignifikanz in einer der Spurengrößen zunehmend schwächer. Die Schwellenwerte der einzelnen Spurengrößen unterscheiden sich kaum voneinander. Die Reduzierung der Schwellen durch TOFveto ist bereits im IFK calorimeter den Forderungen nach Spurengrößen überlegen.

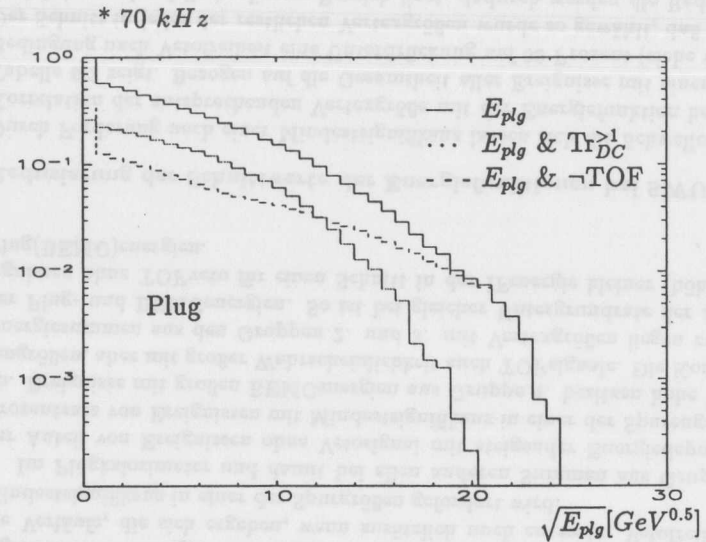


Abbildung 6.3: Energieverteilung des SWU im Plug und Verteilungen bei zusätzlichen Schnitten in Vertezgrößen

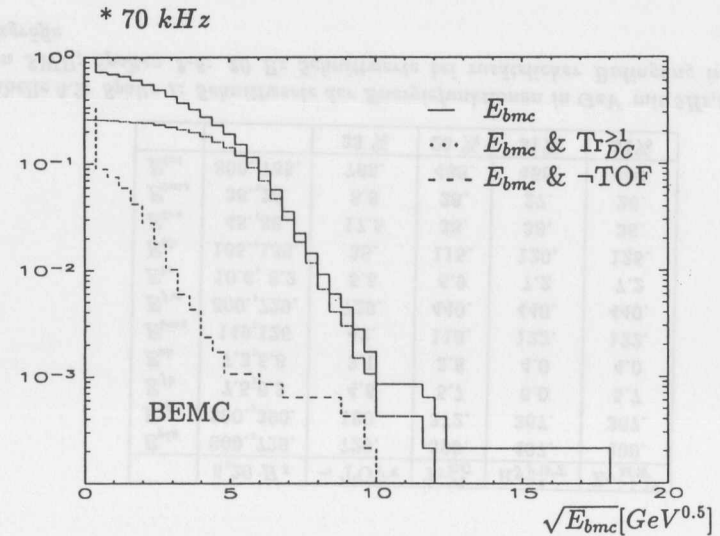


Abbildung 6.4: Energieverteilung des SWU im BEMC und Verteilungen bei zusätzlichen Schnitten in Vertezgrößen

Wir werden gleich sehen, daß die Bedingung der Vetofreiheit mit den Spurengrößen antikorreliert ist, d. h., vetofreie Ereignisse besitzen geringere Werte in den Spurengrößen als Ereignisse mit einem TOFveto. Wie Tabelle 6.3 demonstriert, läßt sich durch Kombination von Vetosignal mit einer Spurgröße die Schwelle der Energiefunktionen noch weiter erniedrigen. Vergleicht man nun die verschiedenen Polarwinkelbereiche miteinander, ist erkennbar, daß sich mit wachsendem Winkel die Schwellen stärker zurücknehmen lassen.

Die Schwellenwerte der einzelnen Spurengrößen in Kombination mit dem TOFveto unterscheiden sich ebenfalls kaum voneinander. Die Werte für  $Tr_{DC}^1$  liegen etwas niedriger. Ursache ist, daß dieser Schnitt - bezogen auf die Gesamtzahl aller  $T_0$  Ereignisse - etwas stärker unterdrückt als in den anderen Vertexgrößen. Dreidimensionale Schnitte in Vertexgrößen aus Tabelle 6.4 führen nur noch zu leichten Erniedrigungen der Schwellenwerte.

#### Reduzierung der Schnittwerte der Energiefunktionen bei SGU:

Die Schnittwerte der einzelnen Energiesummen des Strahlgasuntergrundes befinden sich im Anhang Teil D. Sie liegen etwa einen Faktor zwei unter denen des Strahlwanduntergrundes, mit geringeren Abweichungen im Barrelbereich. Die Korrelationen von Vertexgrößen und Energiefunktionen (Tabellen D.1, D.2 und D.3 im Anhang) entsprechen qualitativ denen des SWU. Vergleicht man den Einfluß des TOFvetos auf die Schwellen der Energiefunktionen, lassen sich die Werte bei SGU stärker zurücknehmen als bei SWU. Im Falle des SGU ergibt sich sogar im Plugkalorimeter eine Schwellenerniedrigung. Die Unterdrückung des SGU ist, bezogen auf die Gesamtheit aller  $T_0$  Ereignisse, bei allen Schnitten auf Spurengrößen ungefähr gleichhoch (Prozentangaben i. d. untersten Zeile). Betrachtet man jedoch die Kombination der einzelnen Spurengrößen mit dem TOFveto (Tabelle D.2 im Anhang), ergeben sich i. G. zu SWU Unterschiede bei den Schwellenerniedrigungen der Energiesummen: So liegen die Schwellenwerte im Vor- und Rückwärtsbereich (Zeile 1 bzw. 5) bei Benutzung von Driftkammerspuren deutlich unter denen der Rays bzw. der Vertexsignifikanz.

#### Reduzierung der Schnittwerte der Spurengrößen:

Die Schnittwerte der Spurengrößen auf Strahlgas-, Strahlwanduntergrund lassen sich ebenfalls durch Forderung nach Vetofreiheit reduzieren, wie Tabelle 6.5 wiedergibt. Das TOFsignal wirkt jedoch bei den Driftkammerspuren wesentlich effektiver und führt zu einer Erniedrigung der SWU Schwellen um ca. einen Faktor 3, im Gegensatz zu Faktoren von  $\approx 1.8$  und  $\approx 1.3$  für Anzahl der Vorwärtsrays bzw. Vertexsignifikanz. Die einfachen Schnittwerte des SGU liegen generell niedriger als die entsprechenden SWU-Werte, wobei die Unterschiede bei Driftkammerspuren am größten sind. Es fällt auf, daß die Anwendung des TOFsignales auf Vorwärtspuren bei SGU wesentlich bessere Ergebnisse liefert als bei SWU.

	20 Hz	$\neg$ TOFv &		
		$Tr_{DC}^1$	$Ry_{FWT}^2$	$Zv_{MW}^{1.25}$
$E_{plg}$	729.	300.	278.	300.
$E_{if}$	390.	125.	147.	136.
$E_{fb}$	6.3	2.9	3.3	3.1
$E_{cb}$	5.8	/	/	/
$E_{bmc}$	126.	22.6	24.5	24.5
$E_{fw}$	729.	400.	400.	400.
$E_{br}$	8.2	3.8	3.8	3.8
$E_{bk}$	136.	23.	27.	27.
$E_{trs}$	38.	15.	17.	16.
$E_{trms}$	28.	7.	8.8	8.4
$E_{tot}$	765.	360.	387.	387.

Tabelle 6.3: Spalte 1: Schnittwerte der Energiefunktionen in GeV mit 20 Hz Raten von SWU; Spalten 3-5: Schnittwerte bei zusätzlicher Bedingung in zwei Vertexgrößen

	20 Hz	$\neg$ TOFv		
		$Tr_{DC}^1$ & $Ry_{FWT}^2$	$Tr_{DC}^1$ & $Zv_{MW}^{1.25}$	$Ry_{FWT}^2$ & $Zv_{MW}^{1.25}$
$E_{plg}$	729.	278.	278.	288.
$E_{if}$	390.	125.	125.	125.
$E_{fb}$	6.3	2.6	2.6	2.6
$E_{cb}$	5.8	/	/	/
$E_{bmc}$	126.	19.0	19.	24.5
$E_{fw}$	729.	289.	289.	289.
$E_{br}$	8.2	3.1	3.1	3.1
$E_{bk}$	136.	23.	23.	23.
$E_{trs}$	38.	16.	16.	16.
$E_{trms}$	28.	7.1	6.3	8.3
$E_{tot}$	765.	348.	348.	374.

Tabelle 6.4: Spalte 1: Schnittwerte der Energiefunktionen in GeV mit 20 Hz Raten von SWU; Spalten 3-5: Schnittwerte bei zusätzlicher Bedingung in drei Vertexgrößen

	$Tr_{DC}$	$Ry_{FWT}$	$Zv_{MW}$	$\neg$ TOFv &		
				$Tr_{DC}$	$Ry_{FWT}$	$Zv_{MW}$
SWU	43	48	3.8	14	26	3.0
SGU	18	29	3.0	6	9	2.5

Tabelle 6.5: Schnittwerte in den Spurgößen mit 20 Hz Raten von SWU, SGU und zusätzlicher Bedingung des TOFzählers

#### Erklärung der Korrelationen von Spurgrößen mit TOFsignal:

Spuren von Vertizes mit  $z$  Werten  $< -170$  cm, welche durch den TOFzähler laufen, erreichen auch die Jetkammer, da das BEMC in erster Näherung für hadronische Teilchen durchlässig ist. Die Ww. tritt in den Kollimatoren KR, KL bzw. C5 oder der Iongetterpumpe auf, und der radiale Abstand des Vertex von der Strahlachse ist gering. Der Bereich des Azimutwinkels, für den die Spuren über ihren kleinsten Abstand zum Vertex (Distance of Closest Approach DCA) vom R Phi Trigger akzeptiert werden, ist daher groß, verglichen mit Spuren aus Sekundärvertizes des zentralen Strahlrohres. Durch weitere hadronische Ww. im BEMC kann sich die Multiplizität noch erhöhen. Der Anteil vetofreier Ereignisse nimmt daher sehr stark mit zunehmender R Rhi Multiplizität ab. Die Sekundärspuren aus Vertizes mit  $z < 170$  treten vor allem im Bereich der FB1E und FB2E Ringe in das LAr ein ohne forwardrays zu erzeugen. Die Anzahl der Rays wird wesentlich durch Ww. im Strahlrohr im Bereich der Driftkammer bestimmt. Die Antikorrelation zwischen Vetofreiheit und Anzahl der Rays ist daher wesentlich schwächer im Vergleich zu Driftkammerspuren. Das Vertexhistogramm wird aus Signalen der zentralen und vorderen MWPC's erstellt. Die Antikorrelation der Vertexsignifikanz mit dem Vetosignal sollte daher ebenfalls schwächer ausgeprägt sein.

#### 6.5 Einstellung des Triggers in H1SIM

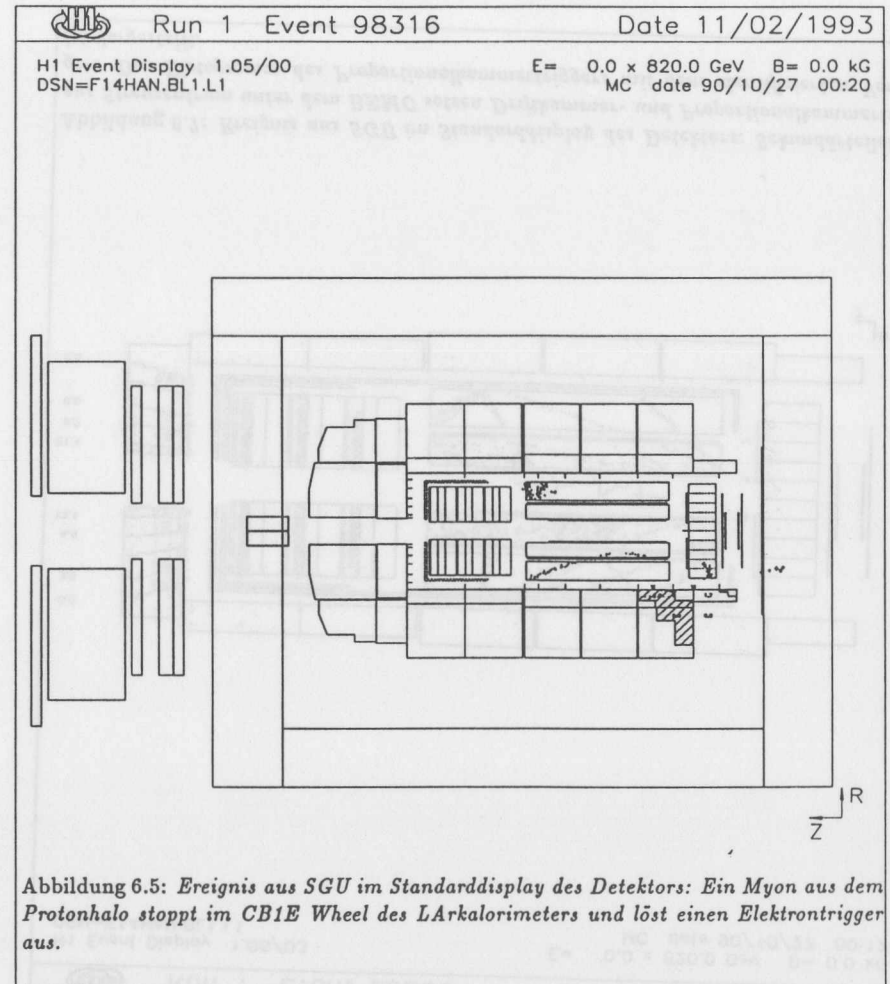
Tabelle 6.6 zeigt die Raten bezüglich SWU, SGU für eine mögliche Zusammenstellung von Subtriggern auf der L1 Ebene, wie sie in der H1SIM Version 2.07/00 benutzt wird. Die hochgestellten Indizes geben den Wert der Schnittgrößen an und zwar in  $GeV$  bei den Energiesummen, bzw. Anzahl von Roads des Driftkammertriggers oder den Signifikanzwert des Proportionalkammervertex. Fast alle Bedingungen wenden das TOFvetosignal an. Die Energiesummen  $E_{tr,s}$ ,  $E_{br}$  und  $E_{tm,s}$  akzeptieren vorwiegend NC bzw. CC Ereignisse mit  $Q^2$  Werten größer als  $100 GeV^2$ . Die Kombinationen der Summen mit Vertexgrößen sind redundant und dienen der gegenseitigen Prüfung der Triggerbedingungen bei der Datennahme. Die Subtrigger 41 und 66 erfassen den sogenannten kinematischen Peak der NC Ereignisse im BEMC. Bedingung 41 erfordert Koinzidenz der im Kalorimeter deponierten Energie mit einer Spur aus der Driftkammer. Der Subtrigger 66 nutzt nur BEMC Informationen, stellt aber zusätzliche Bedingungen an die räumliche Verteilung der Energien. Auf Photoproduktions Ereignisse (z. B. Produktion von Charmed Quarks) sprechen die Bedingungen 34 und 41 bzw. 108 an. Die Bedingung 34, im folgenden Spur- oder Vertextrigger genannt, verknüpft die Signifikanz der Z Projektion des Vertex mit der R Phi Projektion von Spuren und ist nicht auf Energiedeposition in den Kalorimetern angewiesen. Der Subtrigger 108 erkennt ein Signalpaar in den Myonkammern, dessen Partner in der R Phi Ebene möglichst weit voneinander entfernt liegen, d. h., eine back to back Topologie aufweisen.

Die Gesamtrate des SWU liegt mit ca.  $500 Hz$  um einen Faktor 5 über den Raten des SGU ( $120 Hz$ ). In beiden Untergrundklassen wird etwa die Hälfte aller Ereignisse über die Bedingungen 31 und 41 akzeptiert, die miteinander korreliert sind. Die restlichen Ereignisse verteilen sich im Wesentlichen auf die mit den Energiesummen  $E_{tr,s}$ ,  $E_{br}$ ,  $E_{tm,s}$  verknüpften Trigger. Die Raten in den einzelnen Kanälen sind hier niedriger und von statistischen Schwankungen bestimmt. Geht man davon aus, daß bei der Datennahme die redundanten Einstellungen stark herunterskaliert sind und nur die Subtrigger 1, 10, 18 DIS Ereignisse aufnehmen, reduziert sich die Gesamtrate von 620 auf  $330 Hz$  und liegt nur unwesentlich über dem Designwert  $200 Hz$ .

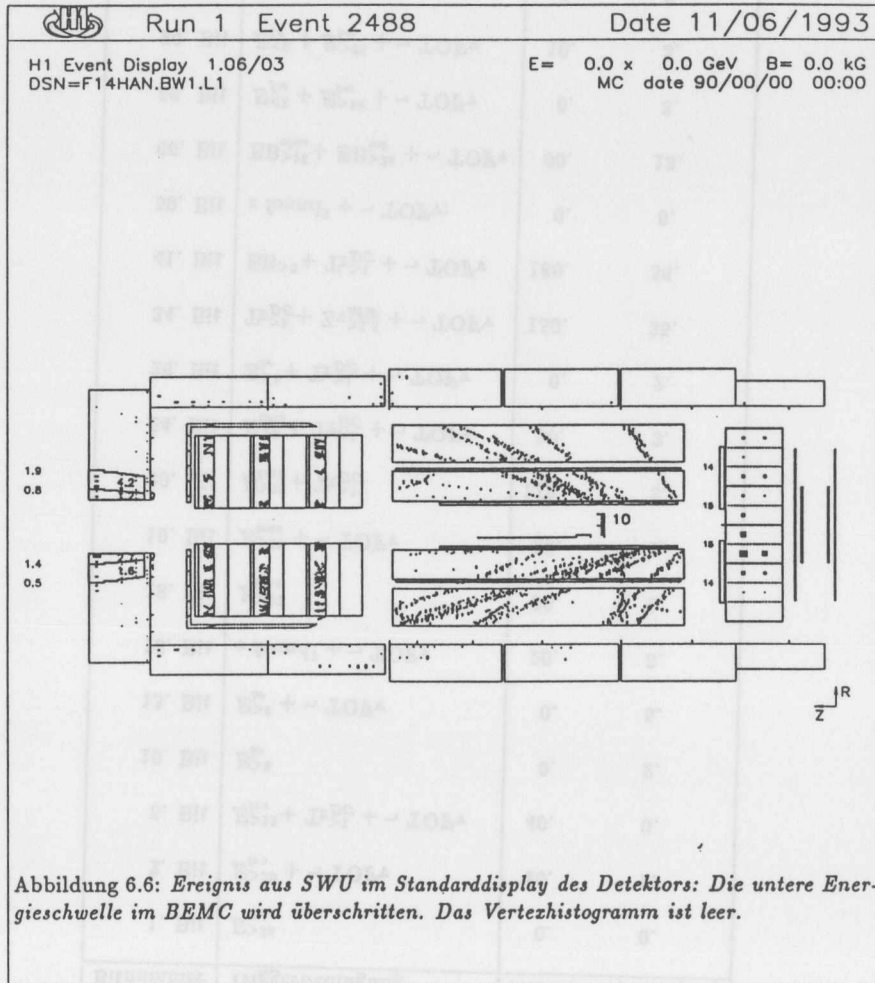
Auslegung des Detektors und Triggereinstellung bestimmen die Topologien akzeptierter Untergrundereignisse: Die durch denselben Subtrigger ausgelösten Ereignisse von SGU bzw. SWU gleichen einander, ihre Topologie hängt aber von der betrachteten Triggerbedingung ab. Die auf der Barrel- bzw. der Nichtausgeglichenheit der Transversalenergie basierenden Subtrigger werden fast ausschließlich von strahlparallelen Myonen des Halo ausgelöst, welche im LArkalorimeter stoppen und lokal hohe Energien deponieren. Geschieht dies in einer elektromagnetischen Lage, lösen die Myonen eventuell einen Elektrontrigger aus. Das Display eines solchen Ereignisses mit dem Standardprogramm zur Darstellung von Meßdaten des Detektors zeigt Abb. 6.5 in Seitansicht. Die Bigtowerkombination, welche den Elektrontrigger ausgelöst hat, ist gestrichelt gezeichnet. Erkennbar ist außerdem das Signal des Myons in der hinteren Endkappe des Detektors. Ereignisse ohne Spurtrigger können auch über die im BEMC oder im IFkalorimeter ( $E_{tr,s}$ ) deponierte Energie akzeptiert werden. Abb. 6.6 demonstriert, daß diese Ereignisse sich durch rückwärtigen Vertex auszeichnen, der mit Hilfe der Signale der

Bitnummer	Triggerbedingung	Rate SWU,SGU [Hz]	
1. Bit	$E_{tr_s}^{>35}$	0.	0.
2. Bit	$E_{tr_s}^{>20} + \neg \text{TOF}_v$	10.	2.
5. Bit	$E_{tr_s}^{>12} + \text{Tr}_{DC}^1 + \neg \text{TOF}_v$	40.	0.
10. Bit	$E_{br}^{>8}$	0.	2.
13. Bit	$E_{br}^{>5} + \neg \text{TOF}_v$	0.	5.
16. Bit	$e \text{ found}^2 + \neg \text{TOF}_v$	20.	3.
18. Bit	$E_{tr_s}^{>25}$	30.	2.
19. Bit	$E_{tr_s}^{>12} + \neg \text{TOF}_v$	20.	5.
20. Bit	$E_{tr_s}^{>12} + \text{Tr}_{DC}^1$	110.	3.
24. Bit	$E_{tr_s}^{>5} + \text{Tr}_{DC}^1 + \neg \text{TOF}_v$	30.	2.
26. Bit	$E_{br}^{>5} + \text{Tr}_{DC}^1 + \neg \text{TOF}_v$	0.	2.
34. Bit	$\text{Tr}_{DC}^1 + Z_v^{>1.5} + \neg \text{TOF}_v$	150.	35.
41. Bit	$\text{EB}^{>2} + \text{Tr}_{DC}^1 + \neg \text{TOF}_v$	180.	56.
59. Bit	$e \text{ found}^3 + \neg \text{TOF}_v$	0.	0.
66. Bit	$\text{EB}_{clus}^{>15} + \text{EB}_{tot}^{>25} + \neg \text{TOF}_v$	60.	13.
86. Bit	$E_{fw}^{<5} + E_{bw}^{>25} + \neg \text{TOF}_v$	0.	3.
90. Bit	$E_{if}^{<5} + E_{bw}^{>25} + \neg \text{TOF}_v$	10.	3.
108. Bit	$\mu p + \neg \text{TOF}_v$	0.	0.
Summe aller Subtrigger		500.	120.

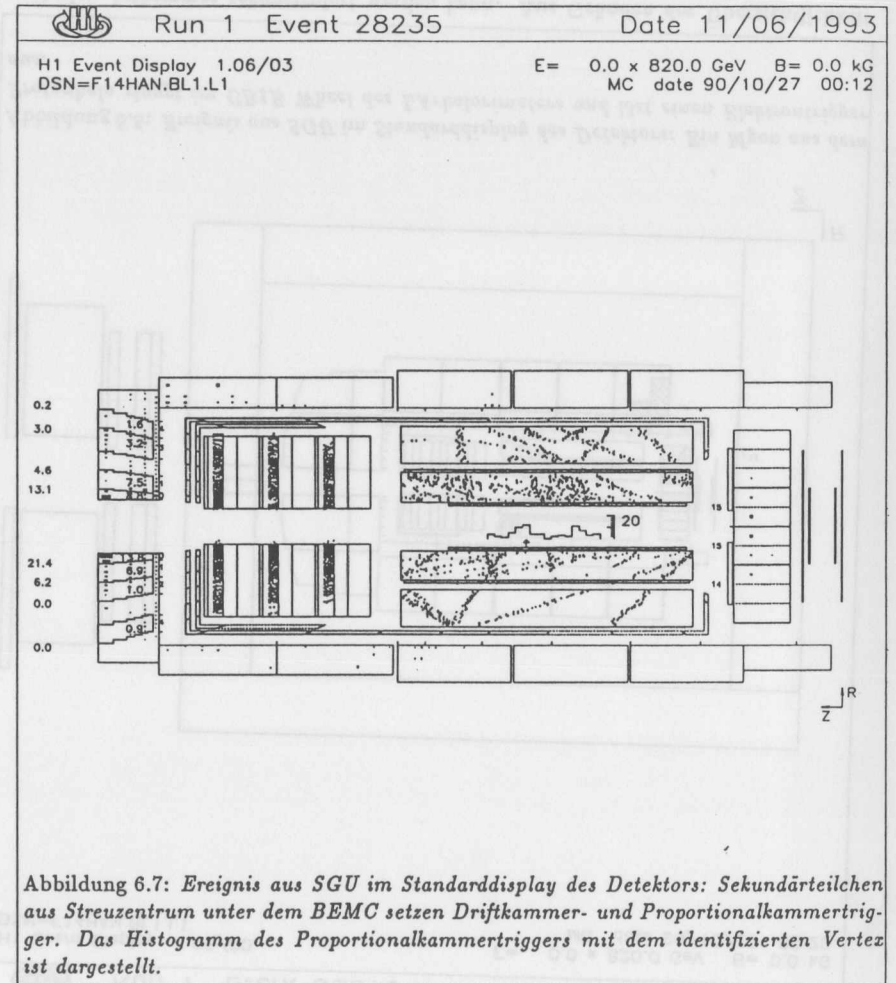
Tabelle 6.6: Die Standardeinstellung des Triggers in der Simulation (H1SIM Version 2.07) und zugehörige Raten des protoninduzierten Untergrundes



zentralen Jetkammer rekonstruiert werden kann. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur die Spurenkammern, das BEMC und der elektromagnetische Teil des LArkalorimeters dargestellt. Einen großen Beitrag zur Untergrundrate liefert der Spurtrigger 34. Bei fast allen Ereignissen liegt hier der eigentliche Vertex unter dem BEMC, und es tritt eine große Anzahl Spuren in den Zentraldetektor. In der R Phi Projektion besitzen zufälligerweise eine oder mehrere Spuren kleine DCA Werte. Die Signifikanz des Vertex Histogrammes der MWPkammern kann entweder durch zufällige Kombinationen oder



aufgrund einer weiteren Streuung im Strahlrohr in der erlaubten Wechselwirkungsregion ausreichend sein. Ein beispielhaftes Ereignis gibt Abb. 6.7 im Eventdisplay in Seitenansicht und mit eingblendeter Triggerinformation wieder. Die signifikante Überhöhung des Vertexhistogrammes kennzeichnet ein Pfeil.



### 6.5.1 Akzeptanz physikalischer Kanäle

In den folgenden Paragraphen wird ein Verständnis der Ereignistopologie vorausgesetzt: Im Fall der DIS Reaktionen des Zusammenhangs zwischen den kinematischen Variablen  $x, Q^2, y$  mit Energien bzw. Polarwinkel von Elektron und vom Hadronensystem; bei den Photoproduktionskanälen die Abhängigkeit des Longitudinalimpulses des kurzle-

bigen Zwischenzustandes und damit der Polarwinkelbereiche seiner Zerfallsteilchen von  $x_{gluon}$ .

#### NC Reaktionen:

Abbildungen 6.8 a) c) e) zeigen den Akzeptanzbereich der L1 Standardeinstellung bezüglich NC Reaktionen in der  $x, Q^2$  Ebene, sowie in den Variablen  $x$  bzw.  $y$ . Bis auf die Bereiche  $y \simeq 1$  und  $Q^2 \leq 10^1$  beträgt die Akzeptanz nahezu 100 Prozent. Für Subtrigger, die auf den Summen  $E_{tr}, E_{br}, E_{tms}$  und der im BEMC deponierten Energie basieren, sowie für den Spurtrigger und die Photoproduktionstrigger ist die Akzeptanz in  $x, Q^2$  separat ermittelt worden. Betrachtet man den Beitrag der einzelnen Triggergruppen in Abb. 6.9, so ist erkennbar, daß die Subtrigger auf Barrel- und BEMC Energien b), e), die komplementäre Regionen der  $x, Q^2$  Ebenen abdecken, den hauptsächlichen Anteil an der Akzeptanz besitzen. Die auf der transversalen Energie basierenden Bedingungen sind redundant zu den Barrelenergien. Triggerbedingungen auf  $E_{tms}$  bzw. auf Vorwärtsenergien besitzen nur geringe Akzeptanz und decken keine zusammenhängenden Bereiche in der Ebene ab. Problematische Regionen sind bei  $Q \simeq 10^{2.5}$ . Hier befindet sich das gestreute Elektron im BBE Wheel des LArkalorimeters, und die Werte der BEMC bzw. Barrelenergien sind gering. Für  $y \geq 10^{-2}$  laufen die Teilchen des Hadronensystemes durch die Jetkammer, und der Spurtrigger 34 deckt die Akzeptanzlücke ab.

#### CC Reaktionen:

Wie Abbildungen 6.8 b) d) f) demonstrieren, liegt die Akzeptanz der Standardeinstellung bei CC Ereignissen im Vergleich zu NC Reaktionen deutlich niedriger. Der Beitrag der einzelnen Subtriggergruppen zur Akzeptanz befindet sich im Anhang Teil D in den Abb. D.1 a) bis f). Da das Neutrino in den Kalorimetern keine Energien deponiert, verlieren die Trigger auf Barrel- und BEMC Energie zu kleinen  $y$  Werten hin ihre Akzeptanz. Den Akzeptanzverlust der Barreltrigger kompensieren die Trigger auf die Vektorsumme der Transversalenergie. Der Spurtrigger zeigt gegenüber den NC Reaktionen kaum Veränderungen. Dies ist auch verständlich, da die Akzeptanz vor allem durch das Hadronensystem bewirkt wird, dessen Topologie für beide DIS Klassen in gleicher Weise von den kinematischen Parametern abhängt. Die Spurtrigger und Trigger auf  $E_{tms}$  decken zueinander komplementäre Regionen in  $x, Q^2$  ab und nehmen fast sämtliche CC Ereignisse auf. Die Bedingungen auf BEMC Energien erweitern den Bereich etwas zu  $y$  Werten  $\simeq 1$ .

#### $c\bar{c}$ Reaktionen:

$c\bar{c}$  Ereignisse werden ausschließlich über die Bedingungen 34, 41, d. h. über Spuren in der Jetkammer oder Energie im BEMC aufgenommen. Die Akzeptanz des Vertextriggers liegt dabei mit 93 % deutlich über der des BEMC Triggers von 36 %. In 30 % aller Fälle sind beide Bedingungen redundant. Abb. 6.10 a) zeigt die Akzeptanz in Abhängigkeit

von  $x_{gluon}$ . Die Variablen  $x_{gluon}$  und  $y$  bestimmen den Longitudinalimpuls des  $c\bar{c}$  Systemes. Mit wachsendem  $x_{gluon}$  nimmt der Polarwinkel der Zerfallsteilchen ab. Wegen des  $y$ -abhängigen Beitrags des Photons zum Impuls und der frei variierenden Orientierung der Zerfallsachse ( $z$  Variable), ist der Zusammenhang zwischen Polarwinkel des Zerfallsteilchens und  $x_{gluon}$  nicht scharf. Beide Subtrigger decken unterschiedliche Werte des Gluonimpulses ab, wie die in Abb. 6.10 separat eingezeichneten Akzeptanzfunktionen demonstrieren. Der Subtrigger auf BEMC Energie erweitert den zugänglichen Bereich zu kleinen Werten von  $x_{gluon}$ .

#### $J/\psi$ Reaktionen:

Ein weiterer physikalisch interessanter Kanal ist die Photoproduktion der  $J/\psi$  Resonanz. Beim Zerfall in Elektron- oder Myonpaare liegt die Multiplizität deutlich unter der von  $c\bar{c}$  Reaktionen: Aufgrund der Farberhaltung strahlt die  $J/\psi$  Resonanz ein Gluon ab, welches aber durch einen String an das Protonrestsystem gebunden ist. Die Jets orientieren sich daher in Protonrichtung, und die geladenen Multiplizitäten in der Jetkammer sind bis auf einen Anteil  $\leq 20$  % durch die Zerfallsleptonen bestimmt. Die leptonischen Zerfallskanäle werden wegen ihrer Wichtigkeit separat untersucht.

Abb. 6.10 b) zeigt die Akzeptanz des elektronischen Zerfallskanals des Zustandes  $J/\psi^{el}$  in Abhängigkeit von  $x_{gluon}$  des Systemes. Betrachtet man alle Ereignisse mit einem gesetzten L1 Subtrigger, nimmt der Vertextrigger 80 % aller Reaktionen auf. Über die BEMC Energie setzten 40 % der Ereignisse einen L1 Trigger. Zusammen tragen beide Bedingungen etwa 97 % Anteil an der gesamten Akzeptanz. Innerhalb des den Spurenkammern zugänglichen Polarwinkelintervalles von  $6^\circ$  bis  $155^\circ$  akzeptiert die L1 Einstellung etwa 40 % aller Zerfälle. Die Effizienz des muonischen Kanals ist mit 73 % aller Zerfälle deutlich höher, da der Myonpaartrigger zusätzlich Ereignisse erkennt, bei denen die Zerfallsleptonen in Vorwärtsrichtung laufen.

#### Zusammenfassung:

Die Verteilungen der verschiedenen Triggergrößen für Strahlgas- bzw. Strahlwanduntergrund wurden ermittelt. Die Schwellen des SWU liegen sowohl bei den Energiefunktionen als auch bei Vertexgrößen deutlich über den Schwellen von SGU. Auffällig sind die hohen Depositionen von Energien im BEMC- und Plugkalorimeter und im inneren Vorwärtsteil des LArkalorimeters. Die Schnittwerte der einzelnen Energiesummen liegen, verglichen mit den Verteilungen bei physikalischen Reaktionen sehr hoch, so daß einfache Schnitte nur eine geringe Akzeptanz besitzen. Durch zusätzliche Forderungen nach Mindestsignifikanz für einen Vertex lassen sich die Schwellen der Energiefunktionen zurücknehmen, wobei sich die Spurengrößen und das TOFSignal ergänzen (siehe Abb. 6.4 Seite 57). Problematische Triggerkanäle der Standardeinstellung bilden:

- Subtrigger auf transversale Energie  $E_{tms}$ , die CC Reaktionen mit einem  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$  aufnehmen;
- Subtrigger auf Energie im BEMC  $E_{bmc}$  zur Akzeptanz von NC Ereignissen mit kleinen  $Q^2$ ;

Photoproduktion	$E_{tag}^{>4} + E_{gamma}^{<2} + Ry_{CTD}^{>1} + \neg TOFv'$
Photoproduktion	$Ry_{CTD}^{>3} + Zv_{MW}^{>\sigma^1} + \neg TOFv'$
Low $x, Q^2$	$EB_{dus}^{>4} + \neg TOFv'$

- reine Spurtrigger zur Aufnahme von Photoproduktionsreaktionen.

Ein hoher Anteil aller akzeptierten Untergrundreaktionen besitzt einen Streuververtex unterhalb des BEMCKalorimeters. Die von der Standardeinstellung aufgenommenen SWE und SGE bilden die Basis zur Entwicklung von Filteralgorithmen im nächsten Kapitel.

### 6.6 Bemerkungen zur Triggereinstellung in den ersten Meßläufen

Die ersten Meßläufe des H1 Detektors an HERA fanden im Juli 1992 statt und lieferten eine integrierte Luminosität von ca. 1.5 mbarn. In den genommenen Daten wurden Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung im Bereich  $x \leq 10^{-2}$  identifiziert und analysiert [H1K93]. Zur Datennahme standen nicht alle vorangehend beschriebenen Triggerelemente zur Verfügung, oder sie waren verändert aufgebaut:

- Aufgrund kohärenten Rauschens in der ADC Auslese des LAr Kalorimeters liegen die BT Schwellen bei 5 GeV. Die Energiefunktionen werden daher nicht benutzt.
- Der Driftkammer R Phi Trigger steht nicht zur Verfügung.
- Die Rays  $Ry_{CTD}$  des MWPC Vertex Triggers bilden ein eigenständiges Triggerelement.
- Die Validierung der BT Energien durch die MWPC Rays ist ebenfalls nicht implementiert.

Bei den Subtriggern sind die in Tabelle 6.6 wiedergegebenen Einstellungen zur Selektion der Ereignisse für die Analyse verwendet worden. Im Vergleich zur Standardeinstellung aus Tabelle 6.6 ist zusätzlich die Triggerinformation des Elektronentaggers benutzt worden. Bei der TOF Information  $\neg TOFv'$  wurde auf die Forderung nach geometrischer Korrelation verzichtet, um eine bessere Unterdrückung zu erhalten.

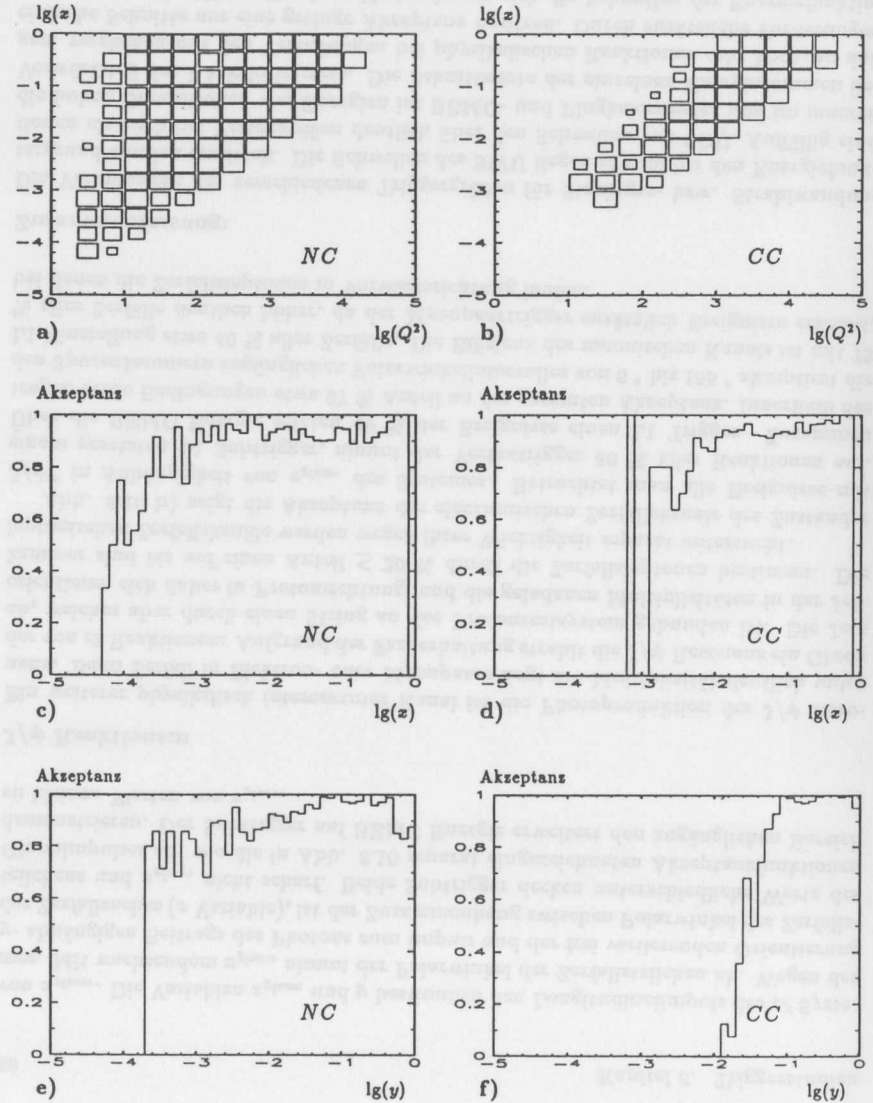


Abbildung 6.8: Akzeptanzen der Standardeinstellung des Triggers in der  $x, Q^2$  Ebene, sowie in  $x$  und  $y$  bezüglich NC Reaktionen a),c),e) und CC Reaktionen b),d),f)



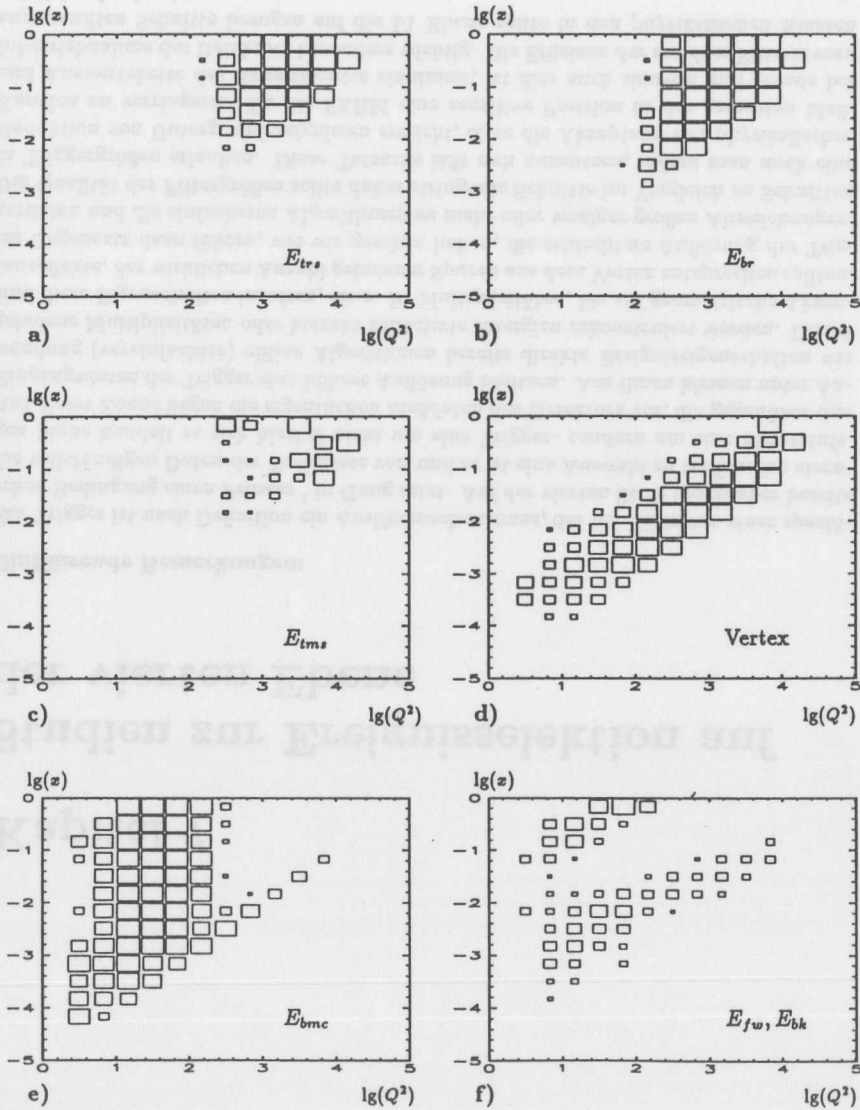


Abbildung 6.9: Beitrag der einzelnen Subtriggergruppen zur Akzeptanz von NC Reaktionen in der  $z, Q^2$  Ebene

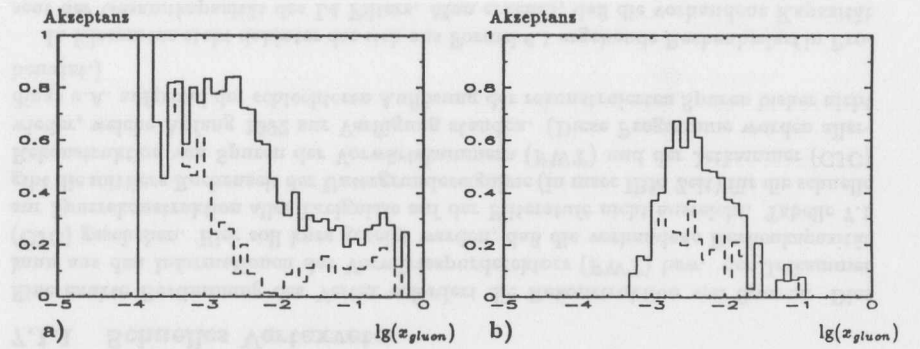


Abbildung 6.10: a) Akzeptanz von  $c\bar{c}$  Reaktionen und b)  $J/\psi^{lep}$  Reaktionen mit leptonischem Zerfallskanal in Abhängigkeit von  $x_{gluon}$  des Systemes

## Kapitel 7

# Studien zur Ereignisselektion auf der vierten Ebene

### Einführende Bemerkungen:

Ein Trigger ist nach Definition ein Auslösemechanismus, der bei Eintreten einer spezifischen Bedingung einen Prozess<sup>1</sup> in Gang setzt. Auf der vierten Stufe liegen aber bereits die vollständigen Daten der Ereignisse vor, und es ist eine Auswahl zu treffen. Im strengen Sinne handelt es sich hierbei nicht um eine Trigger- sondern um eine Filterstufe. Auf dieser Ebene liegen die eigentlichen Meßdaten des Detektors vor, die gegenüber den Eingangsdaten der Trigger eine höhere Auflösung besitzen. Aus ihnen können unter Anwendung (vereinfachter) offline Algorithmen bereits direkte Ereigniseigenschaften wie geladene Multiplizitäten oder korrekt kalibrierte Energien rekonstruiert werden. Direkt sind diese Eigenschaften insofern, als z. B. Multiplizitäten, bis auf geometrische Akzeptanzeffekte, der wirklichen Anzahl geladener Spuren aus dem Vertex entsprechen sollten. Im Gegensatz dazu führen, wie wir gesehen haben, die schlechtere Auflösung der Triggerdaten und die einfacheren Algorithmen zu mehr oder weniger großen Abweichungen. Die Qualität der Filtergrößen sollte daher stringente Schnitte im Vergleich zu Schnitten in Triggergrößen erlauben. Diese Tatsache läßt sich ausnutzen, indem man noch eine Reduktion von Untergrundereignissen erreicht, ohne die Akzeptanz von physikalischen Kanälen zu verringern. Da die FARM eine sensitive Position in der gesamten Meß- und Auswertekette des Experimentes einnimmt, ist dies auch sinnvoll und gerade bei Inbetriebnahme des Detektors besonders wichtig. Die Effizienz der auf dem Filterniveau angewandten Schnitte bezogen auf die L1 Ebene sollte in den physikalischen Klassen möglichst hoch sein.

Der zweistufige Aufbau des Triggers verdoppelt die Dimensionalität des Problems. Zur Abschätzung, wie die Effizienz eines Schnittes an eine bestimmte L1-Einstellung gebunden ist, muß für die auf Filterniveau errechneten Größen die Korrelation mit Verteilungen von Triggergrößen der ersten Stufe bestimmt werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit und wegen der geringer Statistik, werden Korrelationen der L4 Größen mit mehrdimensionalen Schnitten in der ersten Stufe nicht betrachtet. Ebenfalls aus

<sup>1</sup>z. B. bei Hochenergie-detektoren die Auslese von Meßdaten

Klasse	Rate [Hz]	Zeit in msec IBM, Anteil FARM Kapazität		
		FWT	CJC	CJC Hits
SWU	500	33.5 (424%)	22.4 (283%)	3.9 (44%)
SGU	120	66.8 (229%)	38.2 (131%)	2.8 (9%)

Tabelle 7.1: Zeiten verschiedener Rekonstruktionsalgorithmen

Gründen der Übersichtlichkeit sollte der Satz von Größen auf der L4 Stufe möglichst klein und die verwendeten Größen unabhängig voneinander sein.

## 7.1 Protonuntergrund außerhalb der Vertexregion

### 7.1.1 Schnelles Vertexveto

Eine exakte Bestimmung des Vertex erfordert die Rekonstruktion von Spuren. Dies kann aus den Informationen des Vorwärtsspurdetektors (FWT) bzw. der Jetkammer (CJC) geschehen. Hier soll kurz gezeigt werden, daß die vorhandene Rechenkapazität zur Spurrekonstruktion aller Ereignisse auf der Filterstufe nicht ausreicht. Tabelle 7.1 gibt die mittlere Rechenzeit der Untergrundereignisse (in msec IBM Zeit) für die schnelle Rekonstruktion von Spuren der Vorwärtskammern (FWT) und der Jetkammer (CJC) wieder, welche Anfang 1992 zur Verfügung standen. (Diese Programme wurden allerdings u.A. aufgrund der schlechteren Auflösung der rekonstruierten Spuren bisher nicht benutzt.)

In Klammern steht dahinter der sich aus Formel 6.1 ergebende Rechenbedarf in Prozent der Gesamtkapazität des L4 Filters. Man erkennt, daß die vorhandene Kapazität trotz Anwendung beschleunigter offline Algorithmen nicht ausreicht.

Wir haben im Abschnitt 7.5 gesehen, daß ein erheblicher Anteil aller getriggerten Ereignisse Vertices bei  $Z \simeq -1.70$  Metern besitzt und die gestreuten Teilchen die Jetkammer durchlaufen. Diese Ereignisse lassen sich ohne zeitaufwendige Spur- und Vertexrekonstruktion zurückweisen, indem direkt aus den Hits der Jetkammer die Signifikanz für einen rückwärtigen Vertex  $Bk_{DC}$  ermittelt wird ohne jedoch dessen exakte Position zu ermitteln. Die verbrauchten Zeiten sind unter CJC Hits angegeben und liegen deutlich unter den entsprechenden Werten der Rekonstruktionsalgorithmen. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens findet sich im Anhang. Überschreitet die Signifikanz  $Bk_{DC}$  den Wert von 15,<sup>2</sup> wird ein Vetosignal gesetzt und das Ereignis unabhängig von den Werten der restlichen Filtergrößen verworfen. Dieser Algorithmus bildet die erste Stufe des Filters und weist in der Standardeinstellung 73 % des SWU sowie 48 % des SGU zurück. Die Unterdrückung hängt dabei von der speziellen Einstellung des L1 Triggers ab. Verhalten und Leistungsfähigkeit des Algorithmus lassen sich beurteilen, wenn die Gesamtheit aller  $T_0$  Ereignisse betrachtet wird und Korrelationen mit anderen Triggergrößen untersucht werden. Die Bedingung  $\neg$  TOFveto akzeptiert 33 % aller Ereignisse. Sämtliche Vetoereignisse besitzen einen signifikanten rückwärtigen Vertex

<sup>2</sup>Dieser Schnitt darf natürlich zu keinen Effizienzminderungen in physikalischen Klassen führen.

Rate	$E_{plg}$	$E_{if}$	$E_{fb}$	$E_{cb}$	$E_{bmc}$	$Tr_{DC}$	$R_{yFWT}$	$Z_{VMW}$
50 kHz	6	6	6	6	6	6	6	6
5 kHz	8	10	20	10	10	88	53	36
500 Hz	2	35	20	10	30	98	53	36
50 Hz	0	70	20	10	60	/	/	/

Tabelle 7.2: Anteil von SWU mit einem rückwärtigen Driftkammervertex  $Bk_{DC}^{>15}$  an vetofreien  $T_0$  Ereignissen in Prozent für Schnitte in verschiedenen Energiefunktionen und Spurgrößen

$Bk_{DC}^{>15}$ . Der Anteil vetofreier Ereignisse mit  $Bk_{DC}^{>15}$  beträgt nur 2% (bezogen auf die  $T_0$  Gesamtheit). Durch Forderung nach einem rückwärtigen Vertex verbessert sich die Unterdrückung lediglich von 33% auf 31%. Die geometrische Akzeptanz bezüglich des Streuzentrums unter dem BEMC ist also nur wenig vergrößert. Der Vorteil dieses Algorithmus wird klar, wenn Korrelationen der zusätzlich unterdrückten Ereignisse mit den Energiesummen betrachtet werden. Für jede der Energiesummen und Spurengrößen sind zunächst die vetofreien  $T_0$  Ereignisse ermittelt worden, welche oberhalb der Schwellen der 4 in Tabelle 7.2 aufgeführten Raten liegen. Der Prozentsatz von Ereignissen, welcher sich durch Anwendung des Algorithmus unterdrücken läßt, bezieht sich auf diese.

Mit abnehmender Untergrundrate, also bei wachsender Energie, sinkt die Unterdrückung im Plugkalorimeter auf 0 % ab, sie ist im Barrelbereich ungefähr konstant und erhöht sich im inneren Vorwärtsbereich sowie im BEMC. Die Energiedeposition im BEMC erfolgt dabei strahlnah.

Innerhalb eines schmalen Winkelbereiches werden Spuren aus rückwärtigen Vertices vom TOF nicht erfaßt. Die zugehörigen Ereignisse führen zu Energiedepositionen im BEMC bzw. im IF-Bereich des LAr mit großen Werten der Energiefunktionen  $E_{if}$ ,  $E_{tra}$ ,  $E_{bmc}$ . Gerade diese Funktionen sind aber für die Akzeptanz von DIS Ereignissen wichtig, und die getriggerten Ereignisse machen einen großen Anteil der Rate auf dem L4 Niveau aus. Dies ist die Ursache für die gute Unterdrückung durch den Vertexalgorithmus. Gelingt es, den Vertexveto Algorithmus auf dem L1 Niveau zu implementieren, so lassen sich die Schwellen der Energiefunktionen herabsetzen. Zudem kann der Algorithmus den TOFvetozähler ersetzen, falls dieser ausfallen sollte. Der Anteil von Ereignissen mit einem Driftkammervertex wächst ebenfalls mit zunehmender Signifikanz der Spurgrößen an. Die starke Unterdrückung von Ereignissen mit hohen R Phi Multiplizitäten fällt hier besonders auf.

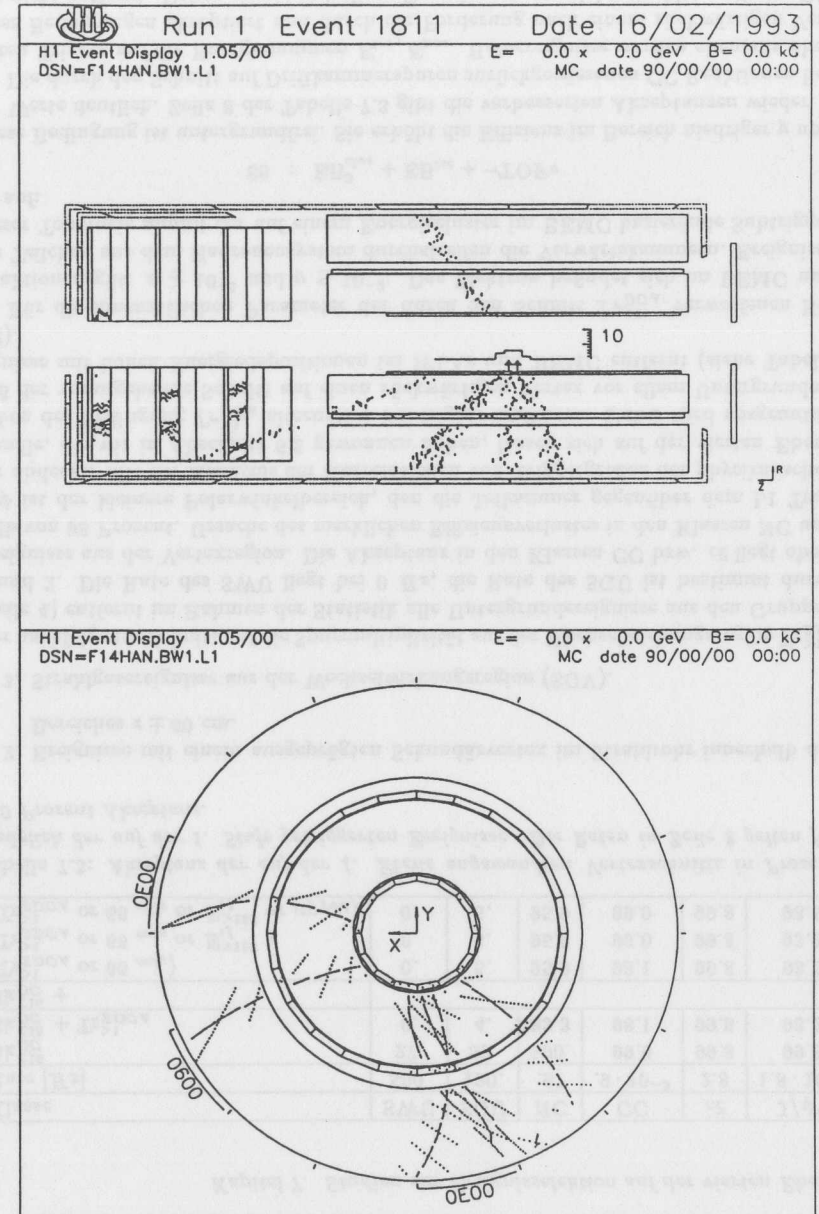


Abbildung 7.1: Durch Vertexschnitt akzeptiertes Ereignis des SWU mit gültiger Z Projektion des Sekundärvertex in Seit- und Quersicht

Dies ist jedoch nicht verwunderlich, da ja gerade Reaktionen mit einem Streuzentrum unter dem BEMC hohe Werte in dieser Spurgröße besitzen. Bei den Untergrundereignissen, die der Vertexschnitt akzeptiert, handelt es sich entweder um Haloereignisse, oder im Bereich der Driftkammer tritt ein ausgeprägter Sekundärvertex auf. Abb. 7.1 gibt die Spurkammerinformation eines über den Subtrigger 34 akzeptierten Ereignisses aus SWU in Seit- und Quersicht wieder. Das Vertexverfahren bestimmt nur die Z Projektion des Ereignisvertex und liefert einen gültigen Wert. Dieses Ereignis kann jedoch über die R Phi Projektion des Vertex zurückgewiesen werden, wie die Seitansicht demonstriert.

### 7.1.2 Untergrundfreie Akzeptanzbedingungen

Multipliziert man die in Tabelle 7.1 stehenden Kapazitätsanforderungen der Jetkammerrekonstruktion von SWU und SGU mit den Effizienzen des schnellen Vertexalgorithmus aus Tabelle 7.3 Zeile 3, errechnet sich die Belastung der Computerfarm zu 145 %. Die Anzahl der Hits der Jetkammer ist ein ungefähres Maß für den zur Spurrekonstruktion nötigen Rechenaufwand. Die mittlere Anzahl der Jetkammerhits des gesamten getriggerten SWU beträgt 770. Die mittlere Hitzahl akzeptierter Reaktionen dagegen nur 460. Da vor allem Ereignisse mit hohen Spurmultiplicitäten zurückgewiesen werden, reduziert sich der Rechenaufwand noch stärker als die Untergrundrate. Die Belastung der FARM Prozessoren sinkt auf  $\leq 60\%$ , so daß eine Rekonstruktion von Spuren der zentralen Jetkammer für die verbleibenden Ereignisse durchgeführt werden kann.

Um als signifikant zu gelten, muß eine Spur folgende Kriterien erfüllen :

- Kurze Spuren sind zu ungenau und daher nicht aussagefähig. Kleine Segmente nicht vollständig rekonstruierter Spuren täuschen zu hohe Multiplizitäten vor. Eine Spur sollte daher mindestens 10 Hits besitzen.
- Die Forderung nach einem Transversalimpuls von mindesten 100 MeV entfernt spiralförmige Spuren niederenergetischer Teilchen.
- Um Zerfallsvertizes auszuschließen, sollte eine Spur spätestens in der zweiten Drahtlage beginnen.

Der erlaubte Vertexbereich der Spuren liegt bei 9 mm in R Phi und  $\pm 40$  Zentimetern für die z Koordinate. Als neue Ereignisgröße sei die Spurmultiplicität signifikanter Jetkammerspuren aus der Wechselwirkungsregion  $Tr_{ZDCA}$  definiert.

Tabelle 7.3 gibt die Akzeptanzen von Untergrund sowie physikalischen Ereignisklassen bezüglich der auf dem Filterniveau ausgeführten Schnitte an. Grundlage bilden alle L1 getriggerten Ereignisse der Klassen. Ihre Eingangsraten stehen in Zeile 2. Die Akzeptanz des Schnittes auf einen rückwärtigen Vertex (Zeile 3) beträgt in allen physikalischen Ereignisklassen mehr als 99.8 Prozent. Der Schnitt reduziert den Untergrund bis auf:

1. Myonhaloreaktionen des SWU

Klasse	SWU	SGU	NC	CC	$c\bar{c}$	$J/\psi^{c\bar{c}}$
Rate [Hz]	500.	120.	.97	$.9 \cdot 10^{-3}$	2.8	$1.8 \cdot 10^{-4}$
$Bk_{DC}^{<15}$	27.	52.	100.	99.9	99.8	99.8
$Bk_{DC}^{<15} + Tr_{ZDCA}^{>1}$	0.	4.	83.3	98.1	99.8	93.2
$Bk_{DC}^{<15} +$						
$(Tr_{ZDCA}^{>1} \text{ or } 66 \text{ only})$	0.	5.	95.9	98.1	99.8	93.2
$(Tr_{ZDCA}^{>1} \text{ or } 66 \text{ only or } E_{if}^{>150})$	0.	5.	95.9	99.0	99.8	93.2
$(Tr_{ZDCA}^{>1} \text{ or } 66 \text{ only or } E_{if}^{>150} \text{ or } \mu p_{fwd})$	0.	5.	95.9	99.0	99.8	98.5

Tabelle 7.3: Akzeptanz der auf der 4. Ebene angewandten Vertexschnitte in Prozent bezüglich der auf der 1. Stufe getriggerten Ereignisse. Die Raten in Zeile 2 gelten für 100 Prozent Akzeptanz.

2. Ereignisse mit einem ausgeprägten Sekundärvertex im Strahlrohr innerhalb des Bereiches  $z \pm 60$  cm.
3. Strahlgasereignisse aus der Wechselwirkungsregion (SGV).

Der nachfolgende Schnitt auf die Spurmultiplicität aus der Wechselwirkungsregion  $Tr_{ZDCA}^{>1}$  (Zeile 4) entfernt im Rahmen der Statistik alle Untergrundereignisse aus den Gruppen 1 und 2. Die Rate des SWU liegt bei 0 Hz, die Rate des SGU ist bestimmt durch Ereignisse aus der Vertexregion. Die Akzeptanz in den Klassen CC bzw.  $c\bar{c}$  liegt oberhalb von 98 Prozent. Ursache des merklichen Effizienzverlustes in den Klassen NC und  $J/\psi$  ist der kleinere Polarwinkelbereich, den die Jetkammer gegenüber dem L1 Trigger abdeckt. Mit der Kenntnis der Korrelationen von Triggergrößen der physikalischen Kanäle, die wir in Abschnitt 6.5 gewonnen haben, lassen sich auf der vierten Ebene neben der Bedingung  $Tr_{DC}^{>1}$  alternative Subtrigger einführen. Dabei wird ausgenutzt, daß der vorangehende Schnitt auf einen rückwärtigen Vertex vor allem Untergrundereignisse mit hohen Energiedepositionen im IFLAr und BEMC entfernt (siehe Tabelle 7.2).

Für die kinematischen Parameter der durch den Schnitt  $Tr_{DC}^{>1}$  verworfenen NC Reaktionen gilt:  $x \geq 10^{-2}$  und  $y \leq 10^{-2}$ . Das Elektron befindet sich im BEMC und die Teilchen aus dem Hadronensystem durchstreifen die Vorwärtskammern. Ereignisse dieser Topologie nimmt der auf einem Energiecluster im BEMC basierende Subtrigger 66 auf:

$$66 : EB_{clus}^3 + EB_{tot} + -TOFv$$

Diese Bedingung ist untergrundfrei. Sie erhöht die Effizienz im Bereich niedriger  $y$  und  $Q^2$  Werte deutlich. Zeile 6 der Tabelle 7.3 gibt die verbesserten Akzeptanzen wieder.

Die durch den Schnitt auf Driftkammerspuren zurückgewiesenen CC Reaktionen besitzen Trigger auf die Energiesummen  $E_{tr,s}$ ,  $E_{tr,m}$ . Haloereignisse werden ebenfalls über diese Bedingungen akzeptiert und durch die Forderung nach einem rückwärtigen Vertex nicht entfernt. Daher eignen sich diese Energiesummen nicht als Alternativen. Die zurückgewiesenen CC Ereignisse deponieren jedoch im Gegensatz zu Haloereignissen Energie im IFLArkalorimeter und können über diese Bedingung akzeptiert werden. Diese Alternative erhöht die Effizienz in der CC Klasse auf 99.0 Prozent (siehe Zeile 7).

Die  $J/\psi^{lep}$  Ereignisse lassen sich anhand des Polarwinkels der Zerfallsteilchen klassifizieren. In den Klassen ff, cc liegen beide Leptonen entweder im Vorwärtsdetektor oder in der Jetkammer. In der Klasse cf befindet sich jeweils eines der beiden Teilchen im Vorwärts-, Zentralbereich. Die Akzeptanz der Bedingungen aus Zeile 3 beträgt in den Klassen cc, cf 100 bzw. 99.3 Prozent, sinkt aber in der Klasse ff auf 61.2 % ab. Da der Myonpaar Trigger im Gegensatz zum Vertextrigger auf Zerfallsleptonen in der Vorwärtsregion empfindlich ist, erniedrigt der Schnitt auf die Anzahl von Vertexspuren nur die Effizienz des muonischen Kanals. Die Bedingung eines Myonpaar Triggers im Vorwärtstoroiden

$$\mu P_{fwd}$$

ist jedoch untergrundfrei, da Haloereignisse vor allem in der hinteren Endkappe und im Barrel des Myontoroiden Aktivität erzeugen und niedrige Multiplizitäten in den Spurenkammern besitzen. Die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Kollinearität zweier Spuren in der R Phi Ebene (back to back Topologie) ist daher sehr gering.

Die durch Einführung aller alternativen Bedingungen verbesserten Akzeptanzwerte gibt Zeile 8 der Tabelle 7.3 wieder.

Der Anteil von Untergrundereignissen ist bis auf Strahlgasereignisse aus der Wechselwirkungsregion mit einer Rate von ca. 4.2 Hz unterdrückt. Diese werden ausschließlich vom Spurtrigger (Subtrigger 34) aufgenommen. Der Anteil von Ereignissen, die nur über den Spurtrigger aufgenommen werden, beträgt bei  $c\bar{c}$  Reaktionen 63 Prozent. Er liegt bei CC Reaktionen  $\leq 5\%$  und in den restlichen physikalischen Klassen unterhalb von 1 %. Die Abtrennung des SGV beeinflusst also vor allem die Effizienz der  $c\bar{c}$  Klasse. Möglichkeiten zur Abtrennung des SGV werden nachfolgend untersucht.

## 7.2 Protonuntergrund aus der Vertexregion SGV

Im Bereich um den Vertex von  $\pm 0.5$  Metern längs der Z Koordinate wurden 12000 SGV durch H1SIM prozessiert. Bei einer RATE von 2 kHz / Meter entspricht ein Ereignis  $\simeq 0.2$  Hz. Die Standardeinstellung des Triggers akzeptiert Beamgasereignisse aus dem Vertex mit einer Rate von 4.2 Hz ausschließlich über den Subtrigger 34.

### 7.2.1 Energieflußvariable $y^*$

Die kinematische Variable  $y$

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \quad \begin{array}{l} q : \text{Viererimpulsübertrag} \\ k : \text{Viererimpuls des Elektrons vor dem Stoß} \\ P : \text{Viererimpuls des Protons vor dem Stoß} \end{array}$$

beschreibt den Energieübertrag auf das Elektron vom Ruhesystem des Protons aus betrachtet. Bei der Rekonstruktion mit der Jaquet Blondel Methode ergibt sich  $y$  aus dem Hadronensystem nach

$$y = \sum \frac{E - p_l}{2E_e} \quad \begin{array}{l} E, p : \text{Energie, Impuls des Teilchens} \\ E_e : \text{Energie des einfallenden Elektrons} \end{array} \quad (7.1)$$

Läuft die Summe in Formel 7.1 über alle Teilchen, definiert sie die Variable  $y^*$ . Ihr Wert liegt je nach physikalischer Klasse des Ereignisses bei :

$$\begin{array}{ll} CC & : y^* = y \text{ des Ereignisses} \\ NC & : y^* = 1 \text{ ,wenn Elektron vom Detektor erfaßt wird} \\ c\bar{c}, J/\psi & : y^* = y \text{ des Ereignisses} \\ SGV & : y^* \sim 0 \end{array}$$

Für die Berechnung von  $y^*$  ist eine evtl. fehleranfällige Identifikation des Elektrons nicht notwendig.  $y^*$  stellt eine stabile Größe dar, welche dazu geeignet ist, SGU von Photoproduktionsereignissen zu trennen. Zur Zeit der Untersuchungen existierte noch kein Modul, welches Spuren der Driftkammern mit den rekonstruierten Clustern im LArKalorimeter und BEMC verband. Mehrere Gründe sprechen für die Benutzung der Kalorimeter zur Berechnung von  $y^*$  :

- Spurenkammern messen nur geladene Teilchen. Mit wachsenden Impulsen nimmt der relative Fehler der Messung zu. Der Beitrag eines Teilchens zu  $y^*$  ist aber (unter Vernachlässigung der Ruhemasse) dem Impuls proportional.
- LAr und BEMC decken im Vergleich zu den Driftkammern einen größeren Raumwinkelbereich ab.
- Die Winkelbereiche von Vorwärts- und Zentralspurdetektor überschneiden sich. Ein Modul, welches Spuren beider Kammern verbindet, stand nicht zur Verfügung und die Gefahr von Doppeltzählungen einzelner Spuren läßt sich daher nicht ausschließen.
- Die Kalorimetertrigger liefern mit den BT Energien eine Information über den Energiefluß, aus der sich ohne (wesentlichen) Rechenaufwand  $y^*$  ergibt.

Zwei Möglichkeiten der Berechnung von  $y^*$  aus der LAr Information bieten sich an: Energien der Großtürme BT des Triggers oder kalibrierte Energien der einzelnen Kanäle. Zur Kalibrierung der Ladungen einzelner Kanäle auf die elektromagnetische Skala führt das ASCALE Modul Korrekturen aufgrund unterschiedlicher Hochspannungswerte durch und berücksichtigt stackweise Variationen der Samplingfractions<sup>3</sup>. Der Vorteil des ASCALE Moduls gegenüber den Triggerenergien liegt in einer verbesserten Auflösung aufgrund der benutzten Korrekturverfahren und der Anwendung eines flexiblen Schnittes zur Unterdrückung kohärenter Rauschsignale (topologischer Rauschcut). BT Energien unterscheiden sich von kalibrierten Energien dagegen hinsichtlich ihrer Granularität und der Anwendung einer festen Rauschschwelle.

Da die Laufzeiten des ASCALE Modules mit ca. msec pro Ereignis ganz erheblich über den Zeiten für die Bestimmung von  $y$  aus der Trigger Information ( $\simeq 1$  msec) liegen, habe ich als Grundlage zur Berechnung der Variablen die BT Energien gewählt.

<sup>3</sup>Die MonteCarlosimulation erfaßt diese Effekte allerdings nicht, sondern skaliert sowohl die in den einzelnen Kanälen deponierten Energien als auch die Triggerenergien exakt.

Die deponierten Energien in den BT des LArkalorimeters liegen niedrig, und Rausch-  
effekte sind nicht mehr vernachlässigbar. Bei der Simulation wurde daher ein Rausch-  
signal auf die einzelnen Trigger Türme gegeben. Die  $1\sigma$ Rauschäquivalente liegen je nach  
Polarwinkel des Towers zwischen 170 bzw. 440 Mev und sind für den elektromagn.  
und hadronischen Teil des Kalorimeters verschieden. Die  $y^*$  Verteilungen von Ereignis-  
sen der Klassen SGV bzw.  $c\bar{c}$  und  $J/\psi^{el}$ , welche ausschließlich über den Subtrigger 34  
akzeptiert werden, vergleichen Abb. 7.2 a),b).

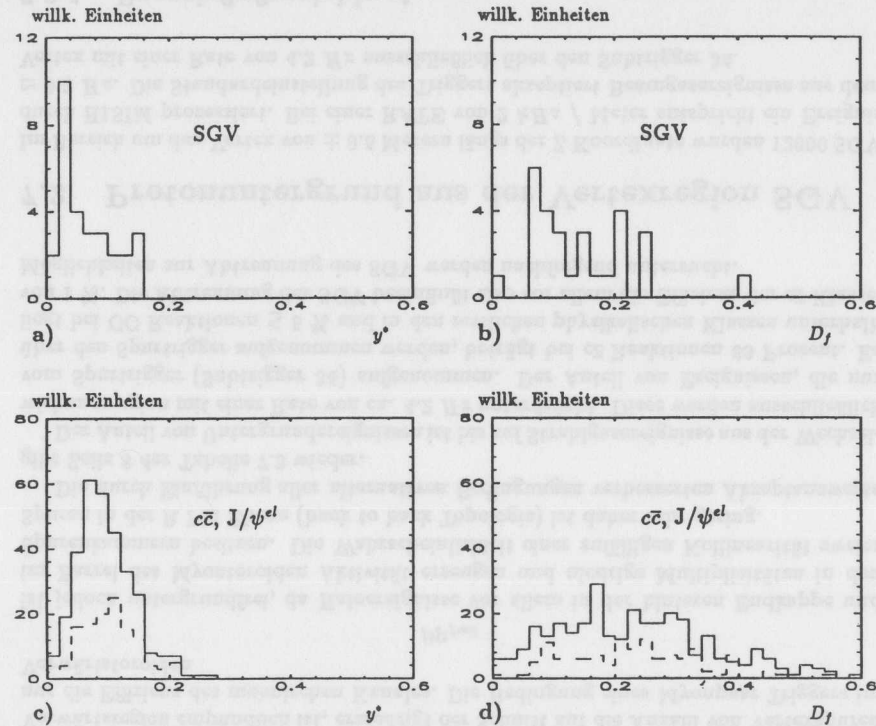


Abbildung 7.2: Verteilung von Ereignisgrößen, die für physikalische Schnitte zur  
Verfügung stehen bei SGV (obere Reihe) und  $c\bar{c}$  bzw.  $J/\psi^{el}$  Reaktionen (untere Reihe).  
Die Histogramme a),c) zeigen die  $y^*$ -, die Histogramme b),d) die  $D_f$  Verteilungen.

### 7.2.2 Energieflußvariable $D_f$

Unter Vernachlässigung der Ruhemasse gilt :

$$E - p_l = E \sin^2(\theta/2)$$

Klasse	SGV	$c\bar{c}$	$J/\psi^{el}$
$y^* > 0.1$	24%	64%, (41%)	78%, (52%)
$D_f > 0.2$	24%	74%, (57%)	86%, (69%)

Tabelle 7.4: Akzeptanz der auf der 4. Ebene angewandten Schnitte zur Unterdrückung  
des SGV bezüglich der auf der 1. Stufe getriggerten Ereignisse

und für  $y^*$  ergibt sich unter Anwendung von Formel 7.1:

$$y^* = \frac{1}{2E_e} \sum_i E_i \sin^2(\theta_i/2)$$

$y^*$  kann daher interpretiert werden als Wichtung des Energieflusses eines Ereignisses  
mit einer polarwinkelabhängigen Funktion. Zur Beantwortung der Frage, ob andere  
Wichtungsfunktionen des Polarwinkels existieren, mit denen die Abtrennung von SGU  
optimiert werden kann, wurde die Methode der Diskriminantenanalyse herangezogen (s.  
Anhang E). Ausschließlich über den Subtrigger 34 akzeptierte SGV und  $c\bar{c}$  Ereignisse  
waren zur Untersuchung ausgewählt. Die BT Granularität definiert 16 Abschnitte im  
Polarwinkel  $\vartheta$ . Die Analyse des Energieflusses in die Winkelabschnitte liefert einen Satz  
von 16 Diskriminantenfaktoren  $f_i$ . Die Diskriminante  $D$  eines Ereignisses ergibt sich  
durch Linearkombination der in den verschiedenen Polarwinkelbereichen deponierten  
Energien  $E(\vartheta_i)$  mit dem zugehörigen Diskriminantenfaktoren  $f_i$  des Satzes:

$$D_f = \sum_{i=1}^{16} E(\vartheta_i) f_i$$

Die Diskriminante  $D_f$  ist ein eindimensionales Maß, welches die in diesem Fall in 16  
Größen enthaltene Information bestmöglich nutzt, um beide Klassen voneinander zu  
trennen. Dies ist erkennbar beim Vergleich der Verteilungen beider Größen: Bei Strahl-  
gasuntergrund hat sich die  $D_f$  Verteilung gegenüber der  $y^*$  Verteilung nur unwesentlich  
nach oben verschoben. Im Gegensatz dazu verbreitern sich die  $D_f$  Verteilungen von  
Photoproduktionsereignissen wesentlich stärker. (Ein Teil der Einträge liegt im rechten  
Überlauf des Histogrammes).

Die Effizienz eines Schnittes, der den aufgenommenen SGV Untergrund auf Raten  
unter 1 Hz begrenzt, vergleicht Tabelle 7.4 für beide Größen in den betrachteten Klas-  
sen.

Die Akzeptanz der  $J/\psi^{el}$  Reaktionen liegt oberhalb der von  $c\bar{c}$  Reaktionen. Die  
Verwendung von  $D_f$  erzielt im Vergleich zu  $y^*$  bessere Resultate. Die Werte sind nor-  
miert auf alle getriggerten Ereignisse der zugehörigen Klasse. Die Zahlen in Klammern  
ergeben sich, wenn die Akzeptanzen nur auf die selektierten Ereignisse hin normiert  
werden. Bei gleichbleibender Unterdrückung des SGV verbessern sich die Effizienzen  
der physikalischen Kanäle, wenn  $D_f$  als Schnittgröße dient. Die Methode der Diskrimi-  
nantenanalyse liefert ein Verfahren, mit dem sich die Abtrennung des SGV von Pho-  
toproduktionskanälen optimieren läßt. Die Analyse benötigt aber bereits identifizierte  
Reaktionen zur Berechnung der Diskriminantenfaktoren. Dies stellt bei simulierten Da-  
ten kein Problem dar. In realen Daten lassen sich  $c\bar{c}$  Ereignisse eindeutig durch den  $D^*$

Zerfall eines der Quarks identifizieren. Solche Daten standen zur Zeit der Anfertigung dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung.

### 7.3 Bemerkungen zur benutzten Hardware

Die Beschreibung bezieht sich auf den Stand Mitte 1992. Für 1993 ist ein Ausbau auf 32 RAID Karten mit einer erhöhten Prozessorleistung vorgesehen. Die Totzeitabschätzung nach 6.1 ist jedoch weiterhin korrekt, da sich auch die Anzahl der Input/Outputprozessoren erhöht.

### 7.4 Zusammenfassung von Aufbau und Wirkungsweise des Filteralgorithmus

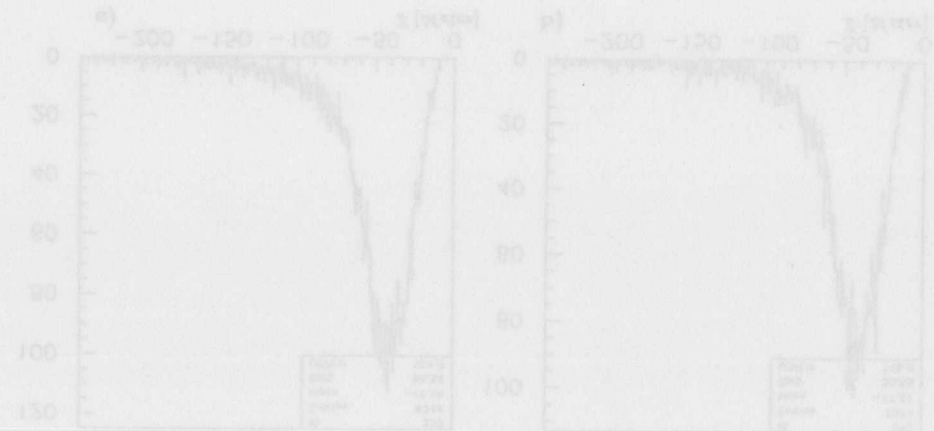
Der beschriebene Filteralgorithmus besteht aus drei Stufen. Auf der ersten Ebene erkennt ein schnelles Verfahren, ob ein signifikantes Streuzentrum außerhalb des zulässigen Wechselwirkungsbereiches vorliegt. Für die verbleibenden Ereignisse läßt sich eine Rekonstruktion von Spuren der Jetkammer durchführen. Der nachfolgende Schnitt auf Spuren in den Z und R Phi Koordinaten unterdrückt den Strahluntergrund bis auf Reaktionen mit einem legitimen Vertex. Allerdings besitzt die Jetkammer gegenüber dem Trigger eine verminderte räumliche Akzeptanz, die zu Einbußen in den einzelnen physikalischen Kanälen führt. Auf der zweiten Ebene lassen sich aber alternative Bedingungen aus Triggerelementen der ersten Stufe konstruieren, die die Effizienz gegenüber dem ersten Niveau wieder auf nahezu 100 % anheben. Den topologischen Schnitten auf den Vertex folgt ein physikalischer Schnitt auf den Energiefluß des Ereignisses. Dieser reduziert fast ausschließlich die Akzeptanz der Photoproduktionskanäle. Der Effizienzverlust beschränkt sich hier auf den Winkelbereich, den der Vorwärtsdetektor abdeckt. Geladene und neutrale tiefinelastische Reaktionen oder Reaktionen mit Signal im BEMC ( $low x, Q^2$ ) werden dagegen kaum beeinflusst. Die Auflösung der Triggerdaten des Kalorimeters reicht zur Ermittlung der Schnittgrößen  $y^*$  aus. Damit reduziert sich der Zeitbedarf für die Bestimmung derart, daß eine Berechnung auf der FARM durchführbar ist. Gelingt es, die zu selektierenden Photoproduktionsereignisse (offline) eindeutig zu identifizieren, kann ein avanciertes Analyseverfahren eine neue Ereignisgröße  $D_f$  definieren, die die schnelle Trennung des SGV auf der FARM nochmals verbessert.

Die im Rahmen dieser Studie benutzten Rekonstruktionsalgorithmen entsprechen dem Stand von Mitte 1992. Das zur Zeit implementierte Konzept unterscheidet sich in einer Reihe von Details, die jedoch nicht zum prinzipiellen Verständnis der Filterproblematik beitragen und daher in der Diskussion weggelassen worden sind. So sind in die Liste der alternativen Akzeptanzbedingungen der Tabelle 7.3 weitere redundante Bedingungen aufgenommen. Außerdem wird auf der Filterstufe eine Überprüfung der von der ersten Stufe gelieferten Triggerinformation vorgenommen. Ein Teil der Algorithmen ( $y^*$  Schnitt) wird zur Zeit nicht auf der FARM angewendet, sondern erst nach Übertragung der Daten ins Rechenzentrum. Es ist aber geplant, diese Abschnitte später, wenn sich

die Luminosität des Speicherrings erhöht, auf die FARM zu übernehmen. Alle wesentlichen Elemente des oben vorgestellten Konzeptes wie:

- Identifizierung eines rückwärtigen Vertex,
- Schnitt auf Spurmultiplicitäten aus der Wechselwirkungsregion,
- Abtrennung der SGE aus der Wechselwirkungsregion von Photoproduktionsreaktionen durch Berechnung der Variablen  $y^*$ ,

finden zur Zeit Verwendung.



## Kapitel 8

### Vergleich mit Daten der ersten HERA Meßläufe

Ausgewertet wurden die Daten der Meßläufe von September bis November 1992. Tabelle 8.1 gibt Nominalwerte verschiedener Parameter des Protonenringes im Vergleich zu den Designwerten wieder. Anzahl der Pakete und Teilchenzahl in den Paketen liegen unterhalb, die Lebensdauer jedoch oberhalb der geplanten Werte.

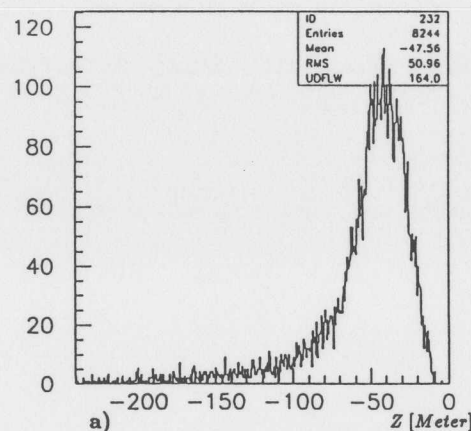
#### 8.1 Räumliche Quellen des SWU

Die führenden Sekundärteilchen aus Strahlgasreaktionen bleiben innerhalb des Vakuumgefäßes und durchlaufen den H1 Detektor entlang der Strahlachse. Bei SWE unterliegt jedoch, abhängig von den konkreten Einfallbedingungen, ein Teil der Sekundärteilchen weiteren Wechselwirkungen und erzeugt einen hadronischen Schauer im Magnetmaterial. Myonen aus dem Schauer können die QS Quadrupolmagnete durchdringen und sich im Tunnel in etwa parallel zur Strahlachse auf den Detektor zu bewegen (Halomyonen). Der myonische Untergrund am Detektor sollte also durch SWE verursacht werden. Myonen, welche sowohl die vordere als auch die hintere Endkappe des instrumentierten Eisens durchlaufen, lassen sich zurückverfolgen, indem der Schnittpunkt der als linear angenommenen Teilchentrajektorie mit der Strahlachse ermittelt wird. Abb. 8.1 zeigt die Verteilung der zugehörigen  $Z$  Koordinaten bei zwei Meßläufen von HERA. Das Maximum der Verteilung liegt etwa bei -40 Metern am Beginn des ersten Halbquadrupoles, also, wie in der Simulation angenommen, dort, wo die Apertur des Vakuumgefäßes am niedrigsten ist. Damit sind zwei wesentliche Aussagen der Untergrundstudie bewiesen:

	Anzahl Pakete	Strom/Paket [mA]	Lebensdauer [h]
Designwert	210	0.76	20
Nominalwert	9+1	0.2	50 -100

Tabelle 8.1: Bei Luminositätsläufen im Herbst 1992 erreichte Werte der Strahlparameter im Vergleich zu Designwerten.

willkürliche Einheiten



willk. Einheiten

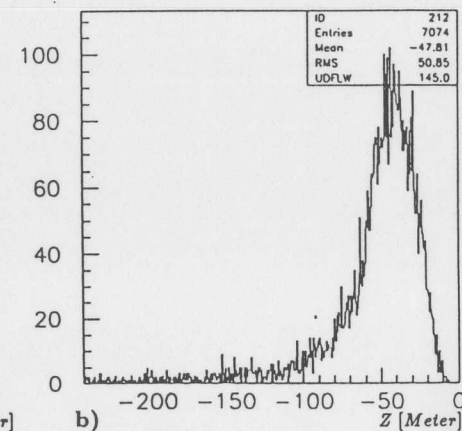


Abbildung 8.1:  $Z$  Koordinaten der Schnittpunkte der Trajektorien von Halomyonen, welche beide Endkappen des Detektors erreichen, mit der Strahlachse bei zwei verschiedenen Meßläufen a), b)

- Der myonische Untergrund wird durch Strahlwandwechselwirkungen verursacht.
- Hauptsächliche Quellen des SWU befinden sich im Bereich der QS Halbquadrupole.

#### 8.2 Ereignistopologie im Detektor

Abb. 8.2 gibt ein getriggertes Ereignis wieder, welches typisch für den akzeptierten Untergrund der Meßläufe ist. Der Vergleich mit einem generierten SWU (Abb. 6.7 aus Kapitel 6) demonstriert, daß simulierte Daten die Topologie dieser Ereignisse richtig wiedergeben. In beiden Fällen befindet sich ein Streuzentrum unter dem BEMC Kalorimeter und die von der ersten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse besitzen eine hohe Multiplizität in den zentralen bzw. vorderen Spurenkammern. Reaktionen mit einem rückwärtigen Streuzentrum machen etwa 70 % aller auf dem ersten Niveau akzeptierten Ereignisse aus. Eine Rückweisung dieser Ereignisse kann anhand der Information rekonstruierter Spuren der zentralen Jetkammer geschehen. Da die Rechenkapazität auf der vierten Stufe hierzu nicht ausreicht, wurde anhand von Montecarlo Daten (siehe Kapitel 7 und Kapitel E im Anhang) ein schneller Algorithmus (Vertexveto) entwickelt. Abb. 8.3 zeigt die Verteilung der  $Z$  Koordinaten der Achsenschnittpunkte  $z_{ij}$ , von Hitpaaren der CJC für Untergrundreaktionen bei realen Daten. Die Häufung bei  $Z = -170$  cm wird durch Streuung an den Kollimatoren KR, KL hervorgerufen. Die Darstellung demonstriert außerdem, daß die Genauigkeit, mit der die Achsenschnittpunkte berechnet



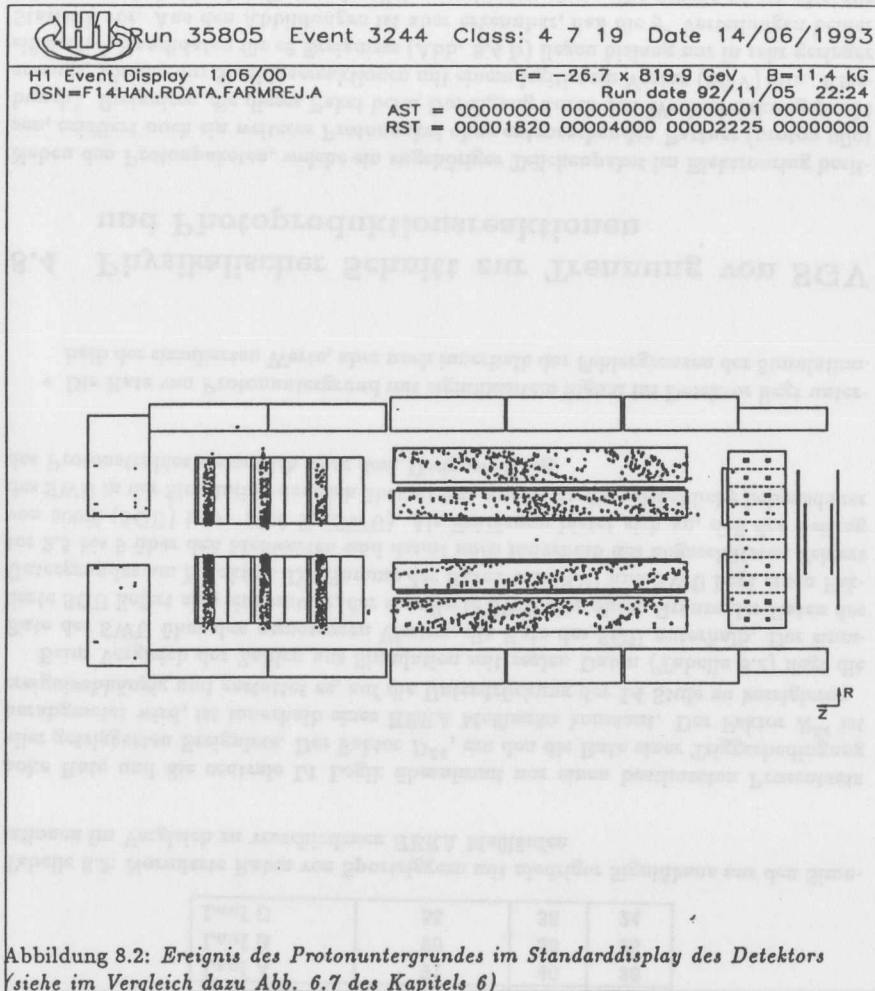


Abbildung 8.2: Ereignis des Protonuntergrundes im Standarddisplay des Detektors (siehe im Vergleich dazu Abb. 6.7 des Kapitels 6)

werden, ausreicht, einen rückwärtigen Vertex zu identifizieren. Damit sind zwei weitere Aussagen der Untergrundstudie bewiesen:

- Die Topologie typischer Protonuntergrundreaktionen wird durch die Simulation korrekt wiedergegeben. Die Kollimatoren KR, KL wirken als Streuzentren und führen zu hohen Spurmultiplicitäten im Detektor.
- Die Genauigkeit des Vertexveto Algorithmus reicht aus, diese Ereignisse zu erkennen und zu verwerfen.

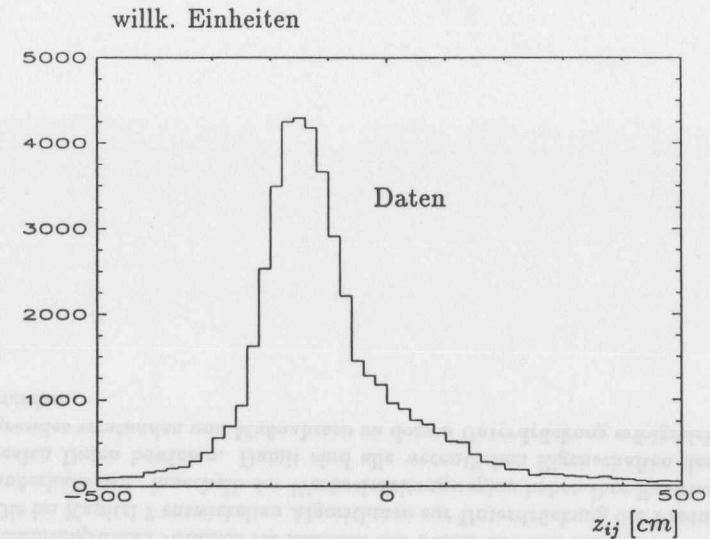


Abbildung 8.3: Verteilung der Achsenschnittpunkte z<sub>ij</sub> von Hitpaaren aus der CJC, die mit dem Vertexveto Algorithmus bestimmt wurden, für Reaktionen des Protonuntergrundes; Ein Streuzentrum bei -170 cm ist klar erkennbar.

### 8.3 Raten verschiedener Triggerbedingungen auf Spuren

Da bis auf den Beitrag des Myonhalos sämtliche Untergrundereignisse mit einer minimalen Signifikanz im Detektor ( $T_0$  Signal) auch Spuren in den Kammern hinterlassen, ergibt sich eine Abschätzung der totalen Rate von SWU und SGU durch die Rate von Spurtriggern mit niedriger Mindestsignifikanz. Tabelle 8.2 vergleicht die auf den Protonstrom normierten Raten verschiedener SpurtrIGGER in der Simulation und bei mehreren Läufen des Protonringes aus der Meßperiode Herbst 1992. Bei den Triggerbedingungen handelt es sich um Forderungen nach Spuren in den Zentral- bzw. Vorwärtskammern mit niedriger Signifikanz. Für jeweils eine Füllung des Protonringes wurden die Raten der Triggerbedingungen nach:

$$\nu \left[ \frac{Hz}{mA} \right] = \frac{\sum_{i=1}^n N_i^{ev} \cdot D^{L1} \cdot R^{L4}}{\sum_{i=1}^n I_i^p \cdot T_i^{eff}}$$

aus der Anzahl  $N_i^{ev}$  der Ereignisse ermittelt. Der Zähler  $i$  geht dabei über alle  $n$  H1 Meßläufe, die einer Füllung des Protonringes entsprechen. Die Variable  $T_i^{eff}$  stellt die auf die Totzeit korrigierte Meßzeit des Detektors im Lauf  $i$  dar. Da sich der Protonstrom  $I_i^p$  während eines H1 Meßlaufes (typische Zeiten 5-30 min) nur geringfügig ändert, wurde er als konstant angenommen. Die hier untersuchten Bedingungen besitzen eine

	$T_0(Zv \text{ or } Ry)$	$Tr_{DC}^{>\sigma^1}$	$Zv_{MW}^{>\sigma^1}$
	Raten [Hz]		
SWU	192	76	89
SGU	51	11	14
$\Sigma$ SGU, SWU	243	87	103
Lauf A	91	40	36
Lauf B	90	38	28
Lauf C	55	38	24

Tabelle 8.2: Normierte Raten von Spurriggern mit niedriger Signifikanz aus den Simulationen im Vergleich zu verschiedenen HERA Meßläufen

hohe Rate und die zentrale L1 Logik übernimmt nur einen bestimmten Prozentsatz aller getriggerten Ereignisse. Der Faktor  $D^{L1}$ , um den die Rate einer Triggerbedingung herabgesetzt wird, ist innerhalb eines HERA Meßlaufes konstant. Der Faktor  $R^{L4}$  ist ereignisabhängig und gestattet es, auf die Unterdrückung der L4 Stufe zu korrigieren.

Beim Vergleich der Zahlen aus Simulation mit realen Daten (Tabelle 8.2) liegt die Rate des SWU über den gemessenen Werten, die Rate des SGU unterhalb. Der simulierte SGU liefert also eine untere, der simulierte SWU eine obere Grenze der Raten des Untergrundes am Detektor. Die Summe der Raten von SGU und SWU liegt einen Faktor 2.5 bis 5 über den Meßwerten und damit noch innerhalb des abgeschätzten Fehlers von 500% (SGU) bzw. 1000 % (SWU). Als Erklärung bietet sich an, daß der Beitrag des SWU in der Simulation deutlich überschätzt wurde, da die tatsächliche Lebensdauer des Protonstrahles wesentlich über dem Designwert lag.

- Die Rate von Protonuntergrund mit signifikantem Signal im Detektor liegt unterhalb der simulierten Werte, aber noch innerhalb der Fehlergrenzen der Simulation.

### 8.4 Physikalischer Schnitt zur Trennung von SGV und Photoproduktionsreaktionen

Neben den Protonpaketen, welche ein zugehöriges Teilchenpaket im Elektronring besitzen, existiert noch ein weiteres Protonpaket ohne entsprechenden Partner (proton pilot bunch). Ereignisse, die dieses Paket beim Durchgang durch den Wechselwirkungspunkt erzeugt, können nur Strahlgasreaktionen mit einem legitimen Vertex (SGV) sein. Klassifizierte <sup>1</sup> Kandidaten für  $c\bar{c}$  Ereignisse (Abb. 8.4 b) liegen bislang nur in sehr geringer Statistik vor. Aus den Abbildungen ist aber erkennbar, daß die  $y^*$  Verteilungen beider Klassen auch bei realen Daten deutlich verschieden sind. Die Größe  $y^*$  ist also zur Abtrennung des SGV Untergrundes von Ereignissen der Photoproduktion geeignet.

<sup>1</sup>benutzt wurde die von A. Gellrich [GEL93] entwickelte Methode

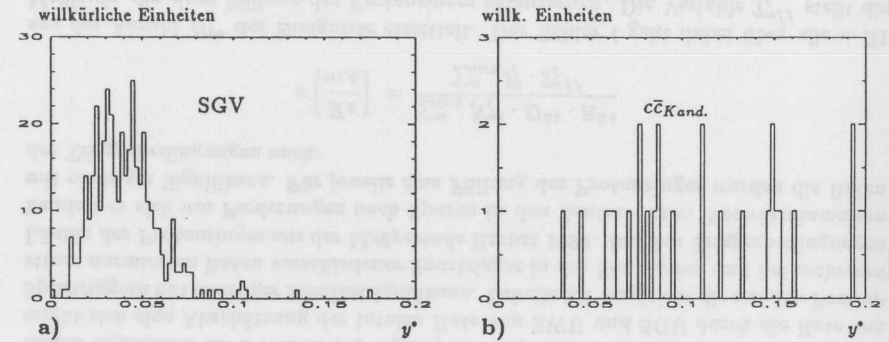


Abbildung 8.4: a)  $y^*$  Verteilungen von Strahlgasereignissen aus dem Wechselwirkungsbereich bzw. b) von  $c\bar{c}$  Kandidaten

#### Zusammenfassung:

Die Annahme, daß der Strahlwanduntergrund vor allem im Bereich kleiner Apertur am ersten QS Halbquadrupol erzeugt wird, ist korrekt. Die Ereignistopologie von SWU und SGU im Detektor ist, übereinstimmend mit der Simulation, durch die Kollimatoren KR, KL geprägt, welche als Streuzentren wirken. Die gemessenen Raten des Protonuntergrundes stimmen im Rahmen der Fehler mit den simulierten Werten überein. Die im Kapitel 7 entwickelten Algorithmen zur Unterdrückung des Protonuntergrundes außerhalb bzw. innerhalb der Wechselwirkungsregion haben ihre Funktionsfähigkeit an realen Daten bewiesen. Damit sind alle wesentlichen Eigenschaften des Protonuntergrundes verstanden und Maßnahmen zu dessen Unterdrückung erfolgreich durchgeführt worden.

## Kapitel 9

# Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Simulation des protoninduzierten Untergrundes am H1 Experiment und, darauf aufbauend, mit der Entwicklung von Filteralgorithmen zur Unterdrückung dieser Reaktionen.

Folgende Prozesse im Protonring können zu Signalen im Detektor führen: Die Reaktion eines Strahlprotons mit einem Atom des Restgases (Strahlgasereignis, SGE), sowie die Wechselwirkung von Protonen mit dem Vakuumgefäß (Strahlwandereignis, SWE). Die primäre Rate beider Prozesse liegt bei ca. 100 kHz und erfordert eine Unterdrückung der Ereignisse um Faktoren von  $10^5$ . Für die Simulation ergeben sich daraus Anforderungen an eine möglichst genaue Modellierung der primären Reaktionen und der Ausbreitung der produzierten Sekundärteilchen im betrachteten Ringabschnitt. Dem wurde Rechnung getragen durch Untersuchung verschiedener hadronischer Ereignisgeneratoren hinsichtlich ihrer Eignung zur Modellierung der Reaktionen, sowie durch Erstellung eines Paketes, welches die Teilchenpropagation im Ringabschnitt simuliert. Die hohe primäre Rate erfordert eine hohe Ereignisstatistik. Um den erheblichen Rechenaufwand bei der Erstellung der Montecarlo-daten herabzusetzen, wurden umfangreiche Maßnahmen zur Beschleunigung des Simulationspaketes durchgeführt.

Die Raten der SWE hängen von der Lebensdauer des Protonstrahls und von den Impaktparametern der Protonen auf die Gefäßwandung ab. Die Raten der SGE hingegen sind durch die Partialdrücke der einzelnen Restgaskomponenten bestimmt. Einen hohen Beitrag zur Ereignisrate auf die Kollimatoren liefern diffraktive Strahlgasreaktionen. Sowohl bei SWE, als auch bei SGE dominiert die Rate auf die rückwärtig<sup>1</sup> liegenden Kollimatoren C6, C5 die Rate auf den gesamten strahl-nahen Abschnitt am Detektor. Die zugehörigen Ereignisse besitzen einen rückwärtig liegenden Vertex, welcher anhand von Spurkammerinformation identifiziert werden kann (offvertex Ereignisse).

Aus der Detektorsimulation ergeben sich Verteilungen der verschiedenen Triggergrößen des H1 Detektors bei Untergrundreaktionen. Die Triggerstudie liefert folgende wesentliche Resultate: Reine Energietrigger ohne weitere topologische Bedingungen eignen sich nicht zur Datennahme; erst die Forderung nach Clustern der deponierten Energie bzw. Kombinationen von Energietriggern mit Spurtriggern ermöglichen niedrige Raten. Unbedingt notwendig zur Reduzierung der Raten bei allen Subtriggern ist das

Vetosignal des TOF Zählers. Von den Untergrundreaktionen, werden vor allem offvertex Reaktionen getriggert. Diese Ereignisse zeichnen sich durch hohe Multiplizitäten in den Spurenkammern, sowie durch hohe Energiedeposition im Inneren Vorwärtsbereich des Flüssigargon Kalorimeters und im BEMC Kalorimeter aus. Subtrigger der Standardeinstellung des H1 Triggers mit einer hohen Untergrundrate sind: Reine Spurtrigger und Trigger auf BEMC Energien.

Ausgehend von den Ergebnissen der Triggersimulation wurden Methoden zur Rückweisung der Untergrundreaktionen auf der Filterstufe entwickelt. Wegen der beschränkten Rechenkapazität auf der Filterstufe ist der Algorithmus mehrstufig konzipiert und so aufgebaut, daß Untergrundreaktionen mit möglichst wenig Rechenaufwand abgetrennt werden. Dies geschieht durch Schnitte auf den Vertex in Z und R Phi, sowie auf den Energiefluß des Ereignisses. Soweit möglich, wurden zur Berechnung der Größen modifizierte Offline Programme benutzt. Da die vorhandene Kapazität des Parallelrechners zur Spurrekonstruktion aller eingehenden Daten nicht ausreicht, wurde ein schneller Algorithmus zur Rückweisung von Protonuntergrund entwickelt.

Die Analyse ersten HERA Daten aus den Meßläufen im Juli sowie November 1992 zeigt, daß sich die Gesamtraten des Untergrundes innerhalb der Fehler der Simulation bewegen. In Übereinstimmung mit der Simulation wurden die Halbquadrupole QS als Quellen des SWU identifiziert. Die Tatsache, daß sowohl Topologie als auch Anteil der Untergrundreaktionen auf der Filterstufe von Montecarlo-daten und realen Daten vergleichbar sind, darf wegen der Komplexität des Problemes als ein großer Erfolg angesehen werden. Die anhand der Montecarlo-daten entwickelten Algorithmen sind daher geeignet, bei realen Daten den Untergrund erfolgreich von physikalischen Ereignisklassen abzutrennen.

### Ausblick:

Diese Arbeit legt dar, daß es durch Einsatz von Ereignistrigger und Online Filter möglich ist, am H1 Detektor trotz hoher Untergrundraten, physikalische Reaktionskanäle mit guter Akzeptanz zu messen. In Zukunft wird jedoch ein genaues quantitatives Verständnis der Untergrunddaten notwendig sein, um einerseits die Rückweisung zu verbessern, andererseits die Kontamination physikalischer Ereignisklassen besser zu verstehen. Folgende Aufgaben sehe ich für die nächsten Meßperioden an HERA:

- Kalibrierung der Energiefunktionen des Triggers und Analyse der Energieverteilung bei offvertex Untergrund. Studien zur Mehrfachüberlagerung von Ereignissen im LArkalorimeter (pileup).
- Analyse der Abhängigkeit der Raten vom Protonstrom
- Untersuchung der Spurmultiplicitäten und des Energieflusses bei Ereignissen aus der Vertexregion.

<sup>1</sup>Lage bei Z = -3.35, 1.70 Metern in Bezug auf die Protonrichtung

## Anhang A

# Hadronische Wechselwirkungen von 820 GeV Protonen

### Einführende Bemerkungen:

Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick der zur Verfügung stehenden Daten und erläutert die Phänomenologie hadronischer Reaktionen. Die Schwerpunktsenergie beim Stoß eines 820 GeV Strahlprotons auf ein ruhendes Proton des Restgases beträgt 39.23 GeV. Messungen hadronischer Proton Proton Prozesse in diesem Energiebereich wurden am CERN Intersecting Storage Ring ISR in den siebziger Jahren von mehreren Gruppen vorgenommen. Da die Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  denen von HERA Untergrundereignissen nicht exakt entsprechen, werden die Meßwerte auf HERA Energien interpoliert. Die sich ergebenden Zahlenwerte bilden die Grundlage, auf der die ausgewählten Generatoren zur Modellierung hadronischer Proton Proton Ereignisse beurteilt werden.

### A.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der Gesamtwirkungsquerschnitt für Proton Proton Wechselwirkung setzt sich zusammen aus Anteilen für die elastische, diffraktive bzw. inelastische Streuung. Häufig wird der diffraktive Anteil dem inelastischen mit zugerechnet:  $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel}$ . Abb. A.1 zeigt den Zusammenhang des totalen Wirkungsquerschnitts mit dem Impuls des einfallenden Protons bzw. mit der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  des pp Systemes nach [PDG]. Im Bereich  $\sqrt{s} \leq 2.5$  GeV ist eine starke Abhängigkeit von der Energie erkennbar. Dem schließt sich ein Gebiet mit ruhigem Verlauf an: Ab 5 GeV ist der Wirkungsquerschnitt in etwa konstant, um ab etwa 15 GeV wieder leicht anzusteigen. Folgende Formel parametrisiert den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Quadrat der Schwerpunktsenergie und gilt im Bereich  $100 \leq s \leq 2800$  GeV<sup>2</sup>:

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 + \sigma_1 \ln(s/s_0)^\nu \quad (A.1)$$

$\sigma$  [mbarn]

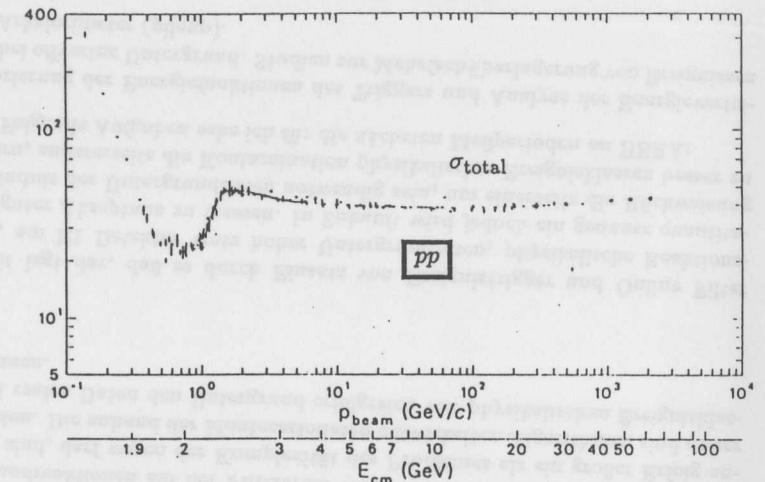


Abbildung A.1: Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie nach [PDG]

Energie [GeV]	totaler Wirkungsquerschnitt [mbarn]			elastischer Anteil [mbarn]
	[AMA73]	[AME73]	Parametrisierung	[AMA73]
30.6	40.5 ± 0.5	40.85 ± 0.82	40.37	7.0 ± 0.2
44.9	42.5 ± 0.5	42.57 ± 0.86	42.46	7.5 ± 0.3

Tabelle A.1: Gemessene und parametrisierte Werte des totalen pp-Wirkungsquerschnitts, sowie gemessene Werte des elastischen Reaktionskanals

$$\begin{aligned} \text{mit } s_0 &= 200 && \text{GeV}^2 \\ \sigma_0 &= 38.4 \pm 0.3 && \text{mb} \\ \sigma_1 &= 0.9 \pm 0.3 && \text{mb} \\ \nu &= 1.8 \pm 0.4 \end{aligned}$$

Bei 39.23 GeV Schwerpunktsenergie erhält man 41.6 mbarn. Um zu erkennen, wie gut die Parametrisierung den Wirkungsquerschnitt bei dieser Energie beschreibt, sind in Tabelle A.1 die Werte der jeweils nächstgelegenen Meßpunkte zweier ISR Experimente [AMA73, AME73] mit den nach Formel A.1 bestimmten Werten verglichen. Der parametrisierte Wirkungsquerschnitt liegt im Rahmen der Fehler.

Im Folgenden werden die einzelnen Prozesse besprochen.

## A.2 Elastische Streuung

### Phänomenologie:

Bei der elastischen Streuung behalten beide Teilchen ihre Identität, und es geht keine Energie in innere Anregung. Im Schwerpunktsystem findet kein Energieaustausch zwischen den Stoßpartnern statt. Der ausgetauschte Viererimpuls  $\sqrt{|t|}$  verändert jedoch die Richtung der Teilchen. Da kleine Beträge von  $t$  bevorzugt sind, wächst der differentielle Wirkungsquerschnitt bei kleinen Streuwinkeln drastisch an.

### Integrierter Wirkungsquerschnitt:

Zunächst werde der Anteil des elastischen Reaktionskanals am totalen Wirkungsquerschnitt ermittelt. Spalte 5 der Tabelle A.1 gibt die ebenfalls von Amaldi [AMA73] gemessenen Werte des elastischen Anteils wieder. Der elastische Wirkungsquerschnitt bei 39.2 GeV wurde durch lineare Interpolation der gemessenen Werte ermittelt. Man erhält 7.4 mbarn.

### Differentieller Wirkungsquerschnitt:

Abb. A.2 zeigt die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Quadrat  $t$  des übertragenen Viererimpulses  $q$  für verschiedene Energien des einfallenden Protons [MOR73]. Mit zunehmender Energie bildet sich eine Beugungsstruktur aus, wie sie aus der klassischen Optik von der Streuung ebener Wellen an einer absorbierenden Scheibe her bekannt ist. Der Verlauf im Hauptmaximum (Vorwärtsstreuamplitude) ist genähert exponentiell und erstreckt sich bei  $E_p = 1500 \text{ GeV}$  (entsprechend  $E_{cm,s} = 53 \text{ GeV}$ ) bis  $t = -1.3 \text{ GeV}^2$ . In diesem Bereich nimmt der differentielle Wirkungsquerschnitt um ca. 6 bis 7 Zehnerpotenzen ab. Zwischen 1.3 und 3.  $\text{GeV}^2$  befindet sich ein Nebenmaximum. Darüber hinaus ist der Verlauf wieder exponentiell. Sowohl im Haupt- als auch im Nebenmaximum ist der Verlauf allerdings nur genähert exponentiell, er ergibt sich aus der Überlagerung zweier Exponentialterme: Term 1 ist energieunabhängig und wird durch den inelastischen Anteil erzeugt. Der energieabhängige Term 2 läßt sich dem diffraktiven Streuanteil zuordnen.

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \pi \left| A_1 e^{b_1 t/2} + A_2 e^{b_2 t/2} \right| \quad (\text{A.2})$$

Im Hauptmaximum unterscheidet Kwak [KWA75] den Bereich von 0.25 bis 0.6  $\text{GeV}^2$ , in welchem der Exponent  $b$  unabhängig von der Energie ist vom Bereich 0.6 bis 1.3  $\text{GeV}^2$ , in dem  $b$  mit wachsender Energie zunimmt.

Der Faktor  $b$  im Exponenten hängt nur von der Schwerpunktsenergie ab [GOU83]:

$$b = 7.9 + 0.7 \ln(p_{lab}) \quad (\text{A.3})$$

Tabelle A.2 zeigt die von Amaldi et al. gemessenen Werte für  $b$  im Vergleich zu den nach Formel A.3 aus den Schwerpunktsenergien errechneten, sowie die von Amaldi ermittelten Werte für  $d\sigma/dt|_0$  [AMA71,AMA73].

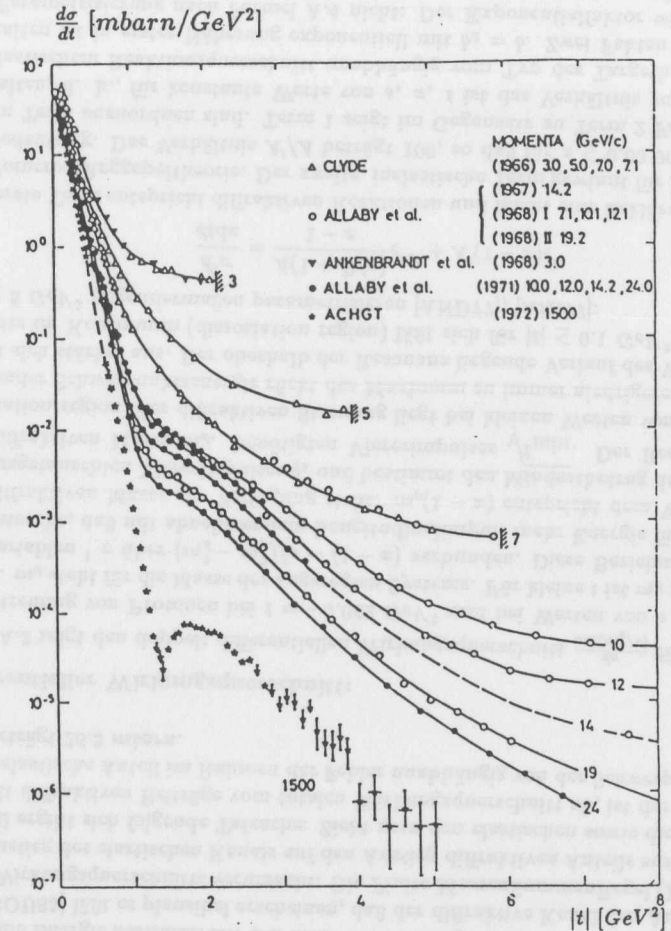


Abbildung A.2: Verlauf des elastischen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Quadrat des übertragenen Viererimpulses  $|t|$  für verschiedene Schwerpunktsenergien

Die Formel ergibt bei 39.23 GeV für den Wert von  $b$  12.6. Für Quadrate des Viererimpulses kleiner als  $\approx -0.002 \text{ GeV}^2$  bestimmt die Coulombstreuung den Wirkungsquerschnitt. Sie soll hier nicht näher betrachtet werden.

Messungen der Vorwärtsstreuamplitude bei HERA Energien stehen nicht zur Verfügung. Ihr Wert kann allerdings anhand des Optischen Theorems aus dem totalen

Energie [GeV]	$b_{Amaldi} [GeV^{-2}]$	$b_{Formel} [GeV^{-2}]$	$d\sigma/dt _0 [mbarn] GeV^{-2}$
30.6 +- .5	12.9 ± 0.7	12.3	83.8 +-1.9
44.9 +- .5	13.0 ± 0.4	12.8	92.3 +-2.2

Tabelle A.2: Exponentielle Steigungsfaktoren und Vorwärtsstreuamplitude bei elastischer Streuung

Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\frac{16\pi}{1+\rho} \frac{d\sigma}{dt}}_0$$

Das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Streuamplitude  $\rho$  ist im Bereich von 30.6 bis 44.9 GeV Null. Damit ergibt sich mit  $\sigma_{tot} = 41.5 mbarn$  der Wert von  $(d\sigma)/(dt)|_0$  zu  $87.7 GeV^{-2}$ .

## A.3 Diffraktive Streuung

### Phänomenologie:

In einem diffraktiven Streuprozess laufen beide Teilchen im Wesentlichen wie nach einer elastischen Reaktion weiter. Auch hier ist die Streuung unter kleinen Winkeln bevorzugt. Im Gegensatz zu der elastischen Streuung ist der diffraktive Prozess auch im Schwerpunktsystem mit einem Energieübertrag verbunden und findet in zwei Phasen statt: In der ersten Phase wird kinetische Energie von den Stoßpartnern absorbiert und erhöht deren Masse. Das Massenspektrum hängt von der Schwerpunktsenergie ab. In einem einfach diffraktiven Prozess, im Folgenden schlicht diffraktiv genannt, wird nur eines der beiden Teilchen angeregt. Ein doppelt diffraktiver Prozess führt zur Anregung beider Partner. Im Anschluß an den eigentlichen Streuprozess zerfallen die angeregten Stoßpartner in einer zweiten Phase. Als geeignete Größe zur Beschreibung der Winkelverteilung der Reaktionsprodukte bietet sich die Rapidität an. Die Zerfallsteilchen besitzen bezüglich des Mutterteilchens nur geringe kinetische Energien. Im Schwerpunktsystem liegen daher ihre Polarwinkel in der Nähe des Streuteilchens, der zentrale Winkelbereich ist nur wenig mit Teilchen bevölkert. Diese Rapiditätsschlücke wächst mit zunehmender Schwerpunktsenergie. Experimentell werden diffraktive Ereignisse vor allem aufgrund ihrer Rapiditätsverteilungen identifiziert. Bei niedrigen Schwerpunktsenergien ist die Rapiditätsschlücke schwach ausgeprägt und erschwert die sichere Klassifizierung doppelt diffraktiver Ereignisse. Ist eines der beiden Teilchen vor dem Stoß relativ zum Laborsystem in Ruhe, lassen sich einfach diffraktive Reaktionen in Target- bzw. Beamdiffraktiv untergliedern. Von dieser Unterscheidung wird bei der Ratenabschätzung des SGU in Kapitel 4 Gebrauch gemacht. Eine Einführung in diffraktive Streuung gibt Goulios [GOU83]. Die Regge Theorie liefert eine Beschreibung des diffraktiven Streuvorganges. Sie erklärt die Anregung der Streuteilchen durch Austausch von Pomeronen und wird in Abschnitt 1.2 näher erläutert.

### Integrierter Wirkungsquerschnitt:

Messungen am ISR zeigen, daß der diffraktive Wirkungsquerschnitt über

$$\sigma_d = 1.74 \ln \left[ \frac{0.1 s}{(m_p + m_\pi)^2} \right] (mb)$$

durch die Energie bestimmt ist. Bei 39.23 GeV beträgt er 8.5 mbarn. Eine genaue Analyse [GOU83] läßt es plausibel erscheinen, daß der diffraktive Kanal den Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts verursacht. Die Finite MassenSummenregel (FMSR) führt den Anstieg des elastischen Kanals auf den Anstieg diffraktiven Anteils zurück. Experimentell ergibt sich folgende Tatsache: Zieht man den elastischen sowie die einfach und doppelt diffraktiven Beiträge vom totalen Wirkungsquerschnitt ab, ist der vorhandene, rein inelastische Anteil im Rahmen der Fehler unabhängig von der Schwerpunktsenergie und beträgt 26.3 mbarn.

### Differentieller Wirkungsquerschnitt:

Abb. A.3 zeigt den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{dt d(m_d^2/s)}$  für die diffraktive Streuung von Protonen bei  $t = -0.042 GeV^2$  und bei Werten von  $s = 13$  bis 500  $GeV^2$ .  $m_d$  steht für die Masse des angeregten Systems. Für kleine  $t$  ist  $m_d$  mit der Feynmanvariablen  $x$  über  $(m_d^2 - m_p^2)/s \sim (1-x)$  verbunden. Diese Beziehung beschreibt die Tatsache, daß mit abnehmendem Longitudinalimpuls mehr Energie für die Bildung der diffraktiven Masse zur Verfügung steht.  $m_p(1-x)$  entspricht dem Vorwärtsanteil des ausgetauschten Viererimpulses  $q_x$  und bestimmt den Mindestbetrag des für Bildung der diffraktiven Masse  $m_d$  benötigten Viererimpulses  $\sqrt{t}_{min}$ . Der Resonanzbereich (excitation region) der diffraktiven Streuung liegt bei kleinen Werten von  $(1-x)$ . Mit steigender Schwerpunktsenergie rückt das Maximum zu immer niedrigeren Werten und bildet sich stärker aus. Der oberhalb der Resonanz liegende Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Kontinuum (dissoziation region) läßt sich für  $|t| \leq 0.1 GeV^2$ ,  $1-x \leq 0.1$ ,  $m_d^2 \geq 5 GeV^2$  folgendermaßen parametrisieren [AND77], [AKI77]:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dx} = \frac{A(1+B/s)}{1-x} e^{b_d t} + A'(1-x) e^{b t} \quad (A.4)$$

Der erste Term entspricht diffraktiven Reaktionen und findet eine Erklärung in der Triple Pomeron Reggepoltheorie. Der zweite, inelastische Term gewinnt für kleine  $x$  Werte an Bedeutung. Das Verhältnis  $A'/A$  beträgt 100, so daß für  $x \leq 0.03$  90 Prozent dem ersten Term zuzuordnen sind. Term 1 zeigt im Gegensatz zu Term 2 Faktorierungsverhalten, d. h., für konstante Werte von  $s$ ,  $x$ ,  $t$  ist das Verhältnis von diffraktivem zu elastischem Reaktionsquerschnitt unabhängig vom Typ des Targethadrons. Das  $t$  Verhalten ist in erster Näherung exponentiell mit  $b_d = b$ . Zwei Fakten berücksichtigt die Parametrisierung nach Formel A.4 nicht: Der Exponentialfaktor wird mit zunehmendem Wert von  $t$  kleiner und hängt außerdem für kleine Massen des diffraktiven Zustandes, i. B. im Resonanzbereich, stark von der Masse ab. Innerhalb der oben angegebenen kinematischen Grenzen spielen beide Effekte allerdings keine Rolle.

<sup>1</sup>Nicht zu verwechseln mit der Bjorkenvariablen !

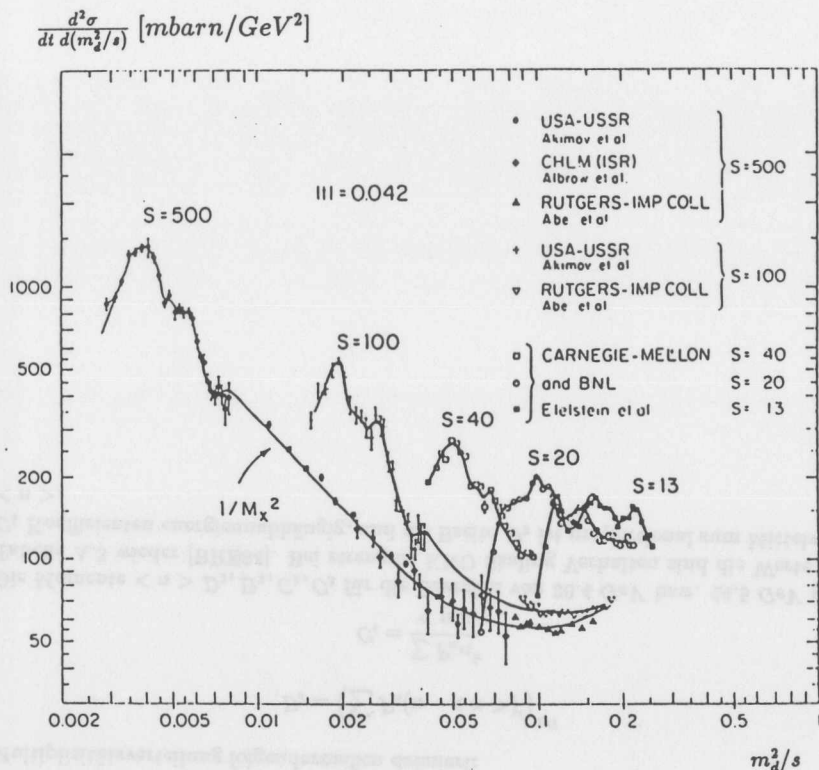


Abbildung A.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt bei festgehaltenem Viererimpuls in Abhängigkeit von der skalierten, diffraktiven Masse für verschiedene Schwerpunktsenergien

**Multiplizität, Rapidität**

Die Teilchenproduktion findet in der zweiten Phase aus dem angeregten Zustand heraus statt. Da die diffraktiven Massen klein im Vergleich zur Schwerpunktsenergie sind, steht nur ein geringer Teil der Gesamtenergie für die Teilchenerzeugung zur Verfügung, und die Multiplizitäten liegen deutlich unter den Werten des inelastischen Kanals. Die Verteilung geladener Multiplizitäten entspricht einer Gaußfunktion

$$P_n = \frac{2}{\sqrt{2\pi d}} e^{-\frac{(n - \langle n \rangle)^2}{2d^2}} \tag{A.5}$$

mit :  $\langle n \rangle = 2\sqrt{m}$  (m in GeV)

$$m = m_d - m_p$$

$$d = 2 \langle n \rangle$$

Formel A.5 erfüllt die Koba-Nielsen-Olesen (KNO) Skalierungsbedingung, d. h., das Produkt von Wahrscheinlichkeitsdichte und Mittelwert  $P_n \cdot \langle n \rangle$  hängt nur von  $n / \langle n \rangle$  und nicht von m ab. Zur Beschreibung der Raumverteilung der Zerfallsteilchen des diffraktiven Zustandes stehen zwei komplementäre Modelle zur Verfügung, die sich hinsichtlich ihrer Aussage über die Rapiditätsverteilung unterscheiden. Das Feuerball Modell (fireball model) liefert unter Annahme eines isotropen Zerfalls im Schwerpunktsystem eine gaußkurvenähnliche Verteilung um den Wert  $\ln(\sqrt{s}/m_d)$  mit der Breite  $\sigma(n) = 0.7$ , die unabhängig von der Masse ist. Nach dem multiperipheren Modell ergibt sich eine konstante Rapiditätsdichte im gesamten kinematisch möglichen Bereich von  $\ln(\sqrt{s}/m_d) \pm \ln(m_d/m_p)$ . Die Breite dieser Verteilung nimmt also mit der Masse des angeregten Zustandes zu. Neuere Meßdaten vom ISR und SPS [EHK88], [SMI86] stehen im Einklang mit dem multiperipheren Modell.

**A.4 Inelastische Streuung**

Bei einer inelastischen Reaktion geht die Zuordnung der Sekundärteilchen zu den Stoßpartnern verloren, und ein ausgetauschter Viererimpuls kann daher nicht mehr sinnvoll definiert werden.

**Transversalimpuls, Multiplizität, Rapidität**

Die Verteilung der Transversalimpulse der Teilchen des Endzustandes besitzt nach Alper [ALP75] bei Werten kleiner als 1 GeV einen exponentiellen Verlauf

$$\frac{dN}{dp_t^2} \sim e^{-ap_t^2 + bp_t^2}$$

der für größere Transversalimpulse in eine Potenzverteilung übergeht:

$$\frac{dN}{dp_t^2} \sim \frac{1}{(p_t + p_0)^n}$$

Die Rapiditäten der produzierten Teilchen liegen nicht nur in der Nähe der Werte der Anfangsteilchen, sondern über den gesamten kinematischen möglichen Bereich  $\pm \ln(\sqrt{s}/m)$  verteilt. Innerhalb dieses Bereiches ist, bis auf Randeffekte, die Rapiditätsdichte konstant. In erster Näherung ergibt sich daher für die Multiplizitäten geladener Teilchen eine logarithmische Abhängigkeit von der Energie. Im Bereich von 3 bis 62 GeV liefert ein Fit der Art [ROS75]

$$n = a + b \ln(s) + c \ln(s)^2 \tag{A.6}$$

mit a, b, c -0.25, 0.94, 0.090

gute Ergebnisse. Tabelle A.3 zeigt die Werte der Multiplizitäten bei 30.4 GeV bzw. 44.5 GeV Energie und den nach Formel A.6 ermittelten Wert für 39.23 GeV. Koba,

Energie [GeV]	$\langle n \rangle$	$D_2$	$D_3$	$C_2$	$C_3$
30.4	$10.54 \pm 1.14$	$5.05 \pm 1.11$	$4.56 \pm 1.17$	$1.29 \pm 0.02$	$1.97 \pm 0.06$
44.5	$12.08 \pm 1.13$	$5.76 \pm 1.10$	$5.20 \pm 1.19$	$1.28 \pm 0.01$	$1.96 \pm 0.05$
39.23	11.50	5.49	4.96	1.28	1.96

Tabelle A.3: Statistische Momente der Verteilung geladener Multiplizitäten

Nielsen und Olesen leiten basierend auf von Feynman [FEY69] vorgeschlagenen Faktorisierungen die schon im vorigen Abschnitt erwähnte Skalierungsregel für die geladenen Multiplizitäten her (KNO Skaling). Mit  $P_n$  als Wahrscheinlichkeit für einen Endzustand mit  $n$  geladenen Teilchen sind die statistischen Momente  $D_i, C_i; i = 1, 2, \dots$  der Multiplizitätsverteilung folgendermaßen definiert:

$$D_i = \left( \sum P_n (n - \langle n \rangle)^i \right)^{1/i}$$

$$C_i = \frac{\sum P_n n^i}{\langle n \rangle^i}$$

Die Momente  $\langle n \rangle, D_2, D_3, C_2, C_3$  für die Energien von 30.4 GeV bzw. 44.5 GeV gibt Tabelle A.3 wieder [BRE84]. Bei strengem KNO Skaling Verhalten sind die Werte der  $C_k$  Koeffizienten energieunabhängig, und die Breite  $D_2$  ist proportional zum Mittelwert  $\langle n \rangle$ .

## Anhang B

### Vergleich von Generatoren mit Daten

Das folgende Kapitel vergleicht die Resultate der in Kapitel 3 beschriebenen Generatoren bei der Simulation der Streuung von 820 GeV Protonen an Targetprotonen. Die Abschnitte 3.1 bis 3.4 untersuchen den totalen Wirkungsquerschnitt sowie die verschiedenen Reaktionskanäle.

#### Identifikation der Reaktionskanäle:

Lediglich der MODC Generator markiert, über welchen Kanal das Ereignis produziert wurde. Für die Generatoren GHEISHA und FLUKA geschieht die Klassifikation der Streuprozesse als elastisch, diffraktiv bzw. inelastisch anhand der Vierervektoren des Endzustandes. Die Identifikation elastischer Ereignisse ist trivial. Einfach diffraktive Reaktionen können in einer zweidimensionalen Darstellung der Massenhypothesen des Endzustandes von inelastischen Reaktionen unterschieden werden. Da Ereignisse mit zwei Neutronen im Endzustand als Kandidaten für einfach diffraktive Prozesse ohnehin ausscheiden, werden die Massen lediglich bei Ereignissen mit zwei Baryonen ( $pp$  oder  $pn$ ) ermittelt. Zur Klassifikation werden sämtliche restlichen Teilchen zunächst dem einen, dann dem anderen Baryon zugeordnet und die invariante Masse dieser Systeme berechnet. Trägt man die größere der beiden Massen gegen die kleinere auf, liegen diffraktive von inelastischen Ereignissen getrennt. Abb. B.1 zeigt diesen Sachverhalt am Beispiel der MODC Daten a) für inelastische ( $pp, pn$ ) Reaktionen und b) für diffraktiv produzierte ( $pp, pn$ ) Ereignisse. Der eingezeichnete Schnitt mit  $M_2 \geq 4 \cdot M_1$  trennt beide Anteile mit der in Tabelle B.1 angegebenen Kontamination. Der Schnitt  $M_2 \geq 4 \cdot M_1$  wurde bei GHEISHA bzw. FLUKA Daten angewandt, während für MODC natürlich die vom Generator gelieferte Information benutzt wurde. Die Methode der Massenhypothese kann inelastische Ereignisse nicht von doppelt diffraktiven unterscheiden. Dies ist jedoch anhand der Verteilungen z. B. der geladenen Multiplizitäten oder der Rapiditätswerte möglich.

Im Multiplizitätsspektrum inelastischer FLUKA Reaktionen tritt bei Werten um 5 eine Überhöhung auf. Der Wert weist auf einen diffraktiven Ursprung hin, und das Rapiditätsspektrum zeigt die für doppelt diffraktive Ereignisse typische Lücke. Diese



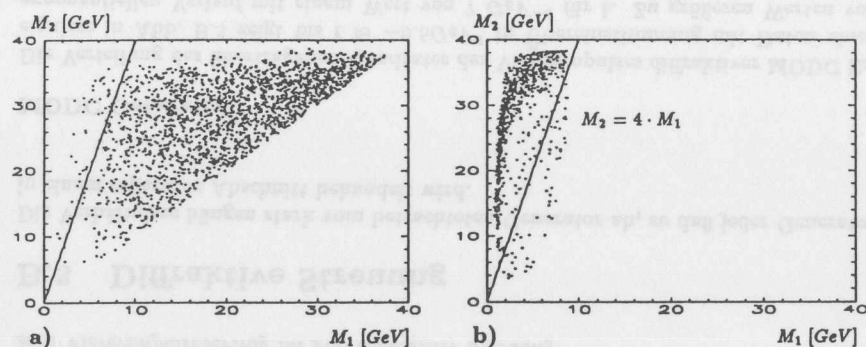


Abbildung B.1: Massen der Hypothesen für diffraktiven Zustand eines der beiden Protonen bei MODC Ereignissen. Die kleinere diffraktive Masse ist immer längs der Abszisse aufgetragen. Vom Generator als a) inelastisch bzw. b) diffraktiv markierte Ereignisse

klassifiziert als	Reaktionskanal	
	diffraktiv	inelastisch
diffraktiv	96.2 %	3.8 %
inelastisch	1.2 %	98.8 %

Tabelle B.1: Separation des diffraktiven und elastischen Reaktionskanals nach der Massenmethode bei MODC Ereignissen

FLUKA Ereignisse wurden von inelastischen abgetrennt und als doppelt diffraktiv klassifiziert. Experimentell ermittelte Daten doppelt diffraktiver Reaktionen stehen kaum zur Verfügung oder sind mit großen Ungenauigkeiten behaftet. Doppelt diffraktive Prozesse werden daher nicht näher untersucht und lediglich ihr Anteil am Wirkungsquerschnitt bestimmt.

### B.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Tabelle B.2 vergleicht die totalen Wirkungsquerschnitte, sowie den Anteil einzelner Prozesse. Die totalen hadronischen Wirkungsquerschnitte von GHEISHA und FLUKA sind durch die Einbindung in den GEANT Rahmen bestimmt und werden durch Interpolation aus tabellierten Werten errechnet. Der Wirkungsquerschnitt ist für beide Generatoren der gleiche. Er liegt im Vergleich zu Daten um etwa 25% höher. Eine genauere Untersuchung zeigt, daß GEANT die Zunahme des totalen Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie zu groß ansetzt: die prozentuale Abweichung vom gemessenen Wirkungsquerschnitt beträgt bei Energien des einfallenden Protons von 100 GeV +4.7% und wächst auf +31.6% bei 2 TeV Protonen. Der MODC Generator berechnet den totalen Wirkungsquerschnitt nicht. Für alle weiteren Rechnungen wurde bei MODC daher der Datenwert aus Tabelle B.2 genommen. Der Anteil elastisch gestreuter Proto-

Reaktion	GHEISHA	FLUKA	MODC	Daten
total	50.1 mb	50.1 mb	k. A.	41.6 mb
elast.	21.8%	17.7%	17.3%	17.8%
diffrkt.	0.9%	5.2%	16.7%	20.5%
ddiffrkt.	0. %	14.1%	1.2%	4.1%
inelast.	76.0%	63.0%	64.8%	57.6%

Tabelle B.2: Wirkungsquerschnitte von Generatoren und Daten bei ppStreuung mit 39.2 GeV Schwerpunktsenergie und Aufteilung auf die verschiedenen Reaktionsmechanismen

nen wird von FLUKA und MODC erstaunlich gut wiedergegeben, während GHEISHA einen zu hohen Anteil besitzt. Beim inelastischen Kanal sind die Abweichungen von Daten größer. Alle Generatoren liegen oberhalb der experimentellen Werte. Die Abweichungen für FLUKA und MODC sind in etwa gleichhoch. Dagegen kennt GHEISHA keine diffraktiven Prozesse (s. u.) und besitzt einen entsprechend erhöhten Anteil inelastischer Ww.. Die Anteile elastischer als auch inelastischer Prozesse stimmen beim FLUKA Generator im Vergleich zu MODC besser mit den Daten überein. Größere Unterschiede ergeben sich für den Anteil diffraktiver Prozesse. Der Prozentsatz diffraktiver Reaktion liegt generell niedriger als bei Daten. Die Verteilungen phys. Größen von diffraktiv identifizierten GHEISHA Reaktionen unterscheiden sich nicht wesentlich von den entsprechenden Verteilungen inelastischer Reaktionen. Bei den 0.9 % diffraktiven Ereignissen handelt es sich daher um falsch identifizierte inelastische Ereignisse. Der Prozentsatz ist verträglich mit der Kontamination von MODC Ereignissen aus Tabelle B.1. Im Gegensatz dazu unterscheiden sich die Verteilungen von diffraktiven und inelastischen FLUKA Reaktionen. Allerdings ist das Verhältnis einfach zu doppelt diffraktiver Reaktionen beim FLUKA Generator wegen der oben besprochenen Probleme grob falsch. Der MODC Generator gibt das Verhältnis besser wieder, liegt aber im Vergleich zu Daten leicht niedriger.

### B.2 Elastische Streuung

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte des elastischen Anteils der einzelnen Generatoren sind in Abb. B.2 dargestellt. Tabelle B.3 gibt die Werte für den Streuanteil in Vorwärtsrichtung und den exponentiellen Steigungsparameter wieder. Die Vorwärtsstreuamplituden  $d\sigma/dt|_0$  aller Generatoren liegen deutlich über den experimentellen Werten, mit wachsenden Abweichungen von FLUKA über MODC zu GHEISHA. Korrigiert man auf den falsch tabellierten Wirkungsquerschnitt von GEANT, so ergeben sich die in Klammern stehenden Zahlen. Die überhöhte Streuamplitude von FLUKA hat also ihre Ursache hauptsächlich in der Abweichung des totalen Wirkungsquerschnitts. Den Abfall des Wirkungsquerschnitts mit  $t$  modelliert dieser Generator ebenfalls korrekt; im Vergleich dazu sind die Steigungsparameter von GHEISHA und MODC wesentlich größer.

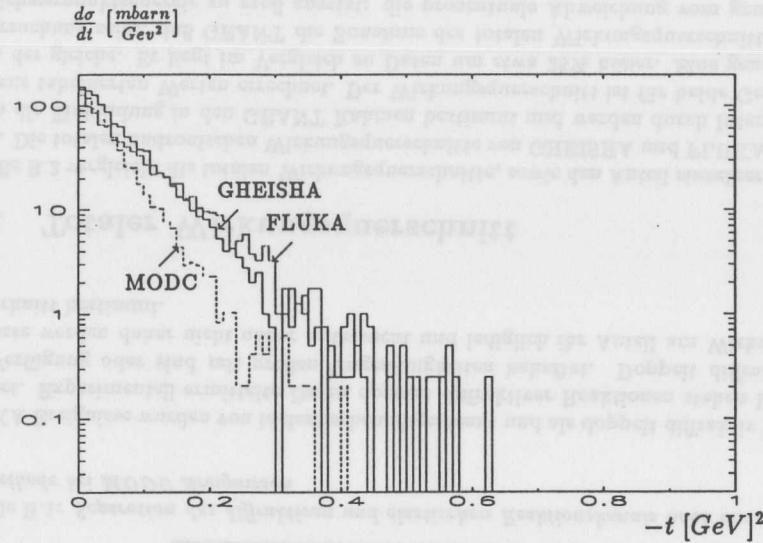


Abbildung B.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt gegen Quadrat des Viererimpulsübertrages der elastischen Kanäle aller betrachteten Generatoren

	GHEISHA	FLUKA	MODC	Daten
$d\sigma/dt _0$ [mbarn $GeV^{-2}$ ]	166.7 (138.1)	116.8 (96.8)	138.3	87.7
$b$ [ $GeV^{-2}$ ]	16.7	12.6	20.4	12.6

Tabelle B.3: Streuanteil in Vorwärtsrichtung und exponentieller Steigungsparameter zum Viererimpulsübertrag im Fall elastischer Streuung

### B.3 Diffraktive Streuung

Die Verhältnisse hängen stark vom betrachteten Generator ab, so daß jeder Generator in einem separaten Abschnitt behandelt wird.

#### MODC Generator

Die Verteilung des übertragenen Quadrates des Viererimpulses diffraktiver MODC Ereignisse in Abb. B.3 zeigt bis  $t \approx -0.5 GeV^2$  in Übereinstimmung mit Daten einen exponentiellen Verlauf mit einem Wert von  $7 GeV^{-2}$  für  $b$ . Zu größeren Werten von  $|t|$  hin nimmt  $b$  ebenfalls in Übereinstimmung mit gemessenen Verteilungen ab. Die normierten Verteilungen von  $t$  für Werte der diffraktiven Masse kleiner bzw. größer als  $2 GeV$  zeigen, daß hohe Viererimpulsüberträge vorwiegend im Resonanzbereich auftreten; oberhalb von  $m_d = 2 GeV$  ist der Steigungsparameter konstant. In dieser Region

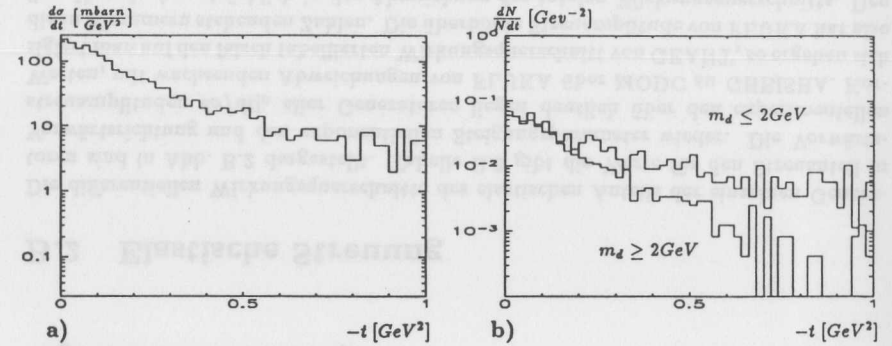


Abbildung B.3: a) Differentieller Wirkungsquerschnitt gegen Quadrat des Viererimpulsübertrages des diffraktiven Kanals von MODC und b) normierte Verteilungen verschiedener Massenbereiche

ist daher die Massenverteilung unabhängig vom Viererimpulsübertrag, und es gilt:

$$\frac{\sigma(t) - \sigma(0)}{(m_d^2/s)(t-0)} \sim \frac{d\sigma}{d(m_d^2/s)dt}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich der auf die Schwerpunktsenergie skalierten Masse für Viererimpulse zwischen  $0.00$  und  $0.05 GeV^2$  ist in Abb. B.4 eingetragen. Die durchgezogene Linie repräsentiert das  $1/(1-x)$  Verhalten nach Gleichung A.4 und sollte den Wirkungsquerschnitt im Bereich von  $(1-x) = 0.005$  bis  $0.03$  bestimmen. Im Rahmen der Fehler sind beide Verläufe miteinander verträglich. Ein Wiederanstieg aufgrund des zweiten Termes war nicht beobachtbar. Der Resonanzbereich mit Werten von  $(1-x) < 0.005$  wurde ebenfalls nicht modelliert. Man beachte aber, daß für Werte kleiner  $0.002$  der Steigungsparameter von  $t$  abhängig wird, und der Verlauf dann nicht mehr proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt ist.

Die Mittelwerte und Standardabweichungen der geladenen Multiplizitäten in Abhängigkeit der für die Bildung von Pionen zur Verfügung stehenden Masse  $m_\pi = m_\pi - m_p$  des diffraktiven Systemes vergleicht Tabelle B.4 mit den nach Formel A.5 aus Kapitel A des Anhangs errechneten. Die geladenen Multiplizitäten liegen 70 bis 100 Prozent über den experimentell gemessenen. Das Verhältnis  $\langle n_0 \rangle / D$  nähert sich dem experimentell ermittelten von 2.2 mit wachsender Masse des angeregten Zustandes an. Die KNO skalierten Multiplizitäten (siehe Abb. B.5) stimmen zwar qualitativ mit dem Verlauf der Gaußverteilung überein, zeigen aber mit wachsenden Werten stärkere Abweichungen. Die Rapiditäten der Zerfallsteilchen bezüglich des Mutterzustandes sind in Abb. B.5 für zwei Massenbereiche von 1 bis 2 und 4 bis 12  $GeV$  dargestellt. Mit wachsender Masse nimmt die Breite der Verteilung zu. Erkennbar ist ein asymmetrischer Ausläufer in den Targetbereich, der sich bei kleineren Massen stärker ausbildet.

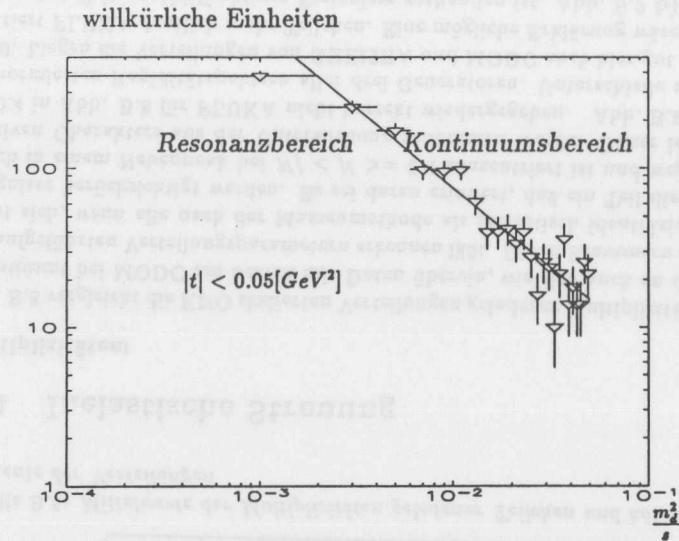


Abbildung B.4: Verteilung der skalierten diffraktiven Masse im unteren Kontinuumsbereich und Vergleich mit experimenteller Parametrisierung

$m_\pi$ [GeV]	$\langle n_0 \rangle$			$\langle n_0 \rangle / D$		
	MODC	FLUKA	Daten	MODC	FLUKA	Daten
1.0	3.44	2.87	2.00	3.0	3.46	2.2
2.0	4.77	4.55	2.83	2.7	3.80	2.2
3.0	5.73	5.36	3.46	2.6	3.11	2.2
4.0	6.22	5.80	4.00	2.6	3.45	2.2
5.0	6.85		4.47	2.6		2.2

Tabelle B.4: Mittelwerte  $\langle n_0 \rangle$  und Breiten  $D$  von Verteilungen geladener Multiplizitäten diffraktiver MODC bzw. FLUKA Ereignisse in Abhängigkeit der zur Pionisierung zur Verfügung stehenden Massen  $m_\pi$ , sowie nach Formel A.5 (Anhang A) errechnete Werte

**FLUKA Generator**

Die Rapiditätsverteilungen (Abb. B.6 a)) demonstrieren, daß der FLUKA Generator nur diffraktive Zustände erzeugt, in denen das Target angeregt wird. Beim Vergleich der Massenspektren von FLUKA und MODC B.6 b) zeigt sich, daß FLUKA vor allem den Resonanzbereich wiedergibt und kaum Zustände im Kontinuum produziert. Damit konsistent ist das Spektrum der Viererimpulsüberträge B.7 a): Der Verlauf mit einem Maximum bei  $-t = 1 \text{ GeV}^2$  dokumentiert ebenfalls Resonanzproduktion; für Kontinuumszustände würde man einen exponentiellen Abfall erwarten. Den Zusammenhang

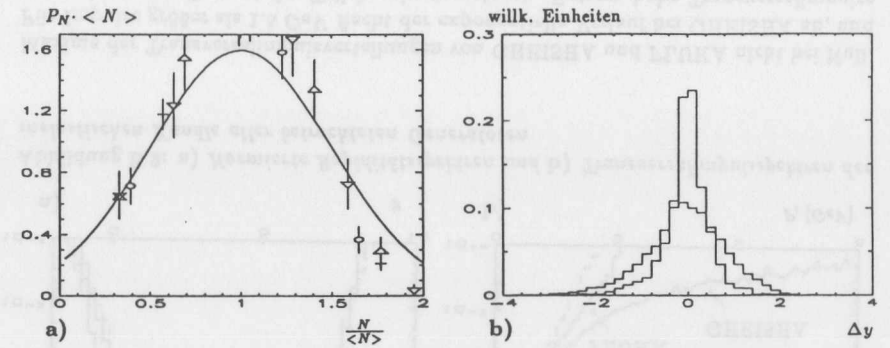


Abbildung B.5: a) Vergleich der KNO skalierten Multiplizitäten des diffraktiven MODC Kanals mit experimenteller Parametrisierung und b) Verteilung der Rapiditäten in Bezug auf das Baryon

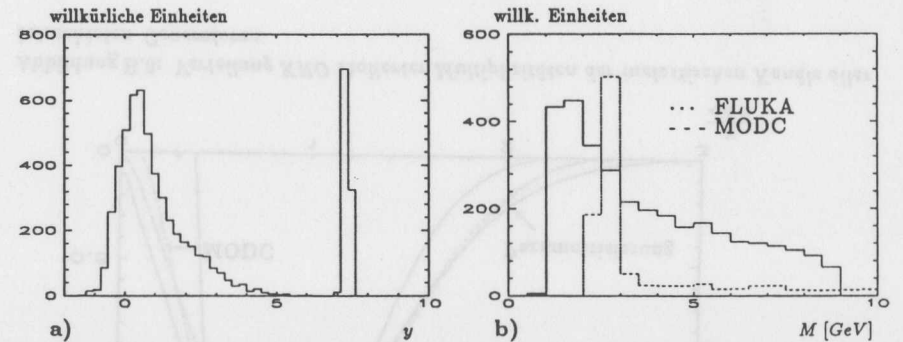


Abbildung B.6: a) Rapiditäten diffraktiver FLUKA Ereignisse und b) Massenspektren von FLUKA und MODC

zwischen diffraktiver Masse und Anzahl der Zerfallsteilchen modelliert FLUKA qualitativ: So wachsen Mittelwerte und Breiten der Multiplizitätsverteilungen mit der Masse des Targetzustandes an und sind einander proportional (siehe die in Klammern in Tabelle B.4 aufgeführten Zahlen), allerdings ist die Breite zu gering. Die KNO skalierten Verteilungen in Abb. B.7 b) liegen vor allem für größere Werte deutlich unter der Parametrisierung aus A.5.

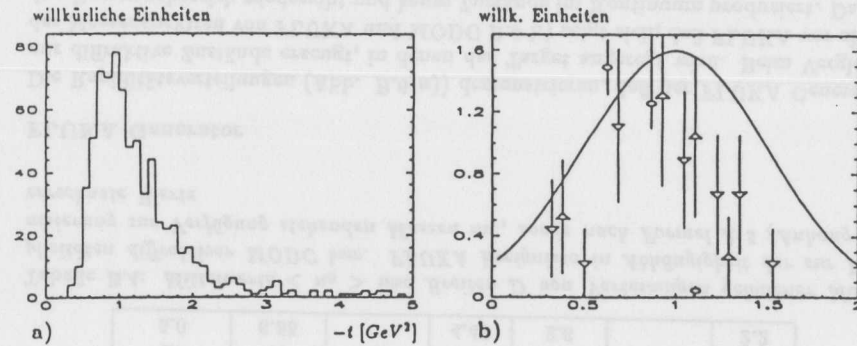


Abbildung B.7: a) Verteilungen der Quadrate der Viererimpulsüberträge und b) KNO skalierte Multiplizitäten von FLUKA Ereignissen

	GHEISHA	FLUKA	MODC	Daten
$\langle n_g \rangle$	11.03	13.91(11.56)	11.80	11.50
$D_2$	5.15	4.61	5.27	5.49
$D_3$	3.52	3.71	4.76	4.96
$C_2$	1.22	1.11	1.20	1.28
$C_3$	1.69	1.35	1.66	1.96

Tabelle B.5: Mittelwerte der Multiplizitäten geladener Teilchen und höhere statistische Momente der Verteilungen

### B.4 Inelastische Streuung

#### Multiplizitäten:

Abb. B.8 vergleicht die KNO skalierten Verteilungen geladener Multiplizitäten. Der Verlauf stimmt bei MODC am besten mit Daten überein, wie sich auch an den in Tabelle B.5 aufgeführten Verteilungsparametern erkennen läßt. Die in Klammern stehende Zahl ergibt sich, wenn alle nach der Massenmethode als inelastisch identifizierten FLUKA Ereignisse berücksichtigt werden. Es sei daran erinnert, daß ein Teil dieser Ereignisse jedoch in einem Nebenpeak bei  $N / \langle N \rangle \approx 0.4$  konzentriert ist und wegen seines diffraktiven Charakters aus der Untersuchung genommen wurde. Daher ist der Bereich um 0.4 in Abb. B.8 für FLUKA nicht korrekt wiedergegeben. Abb. B.9 a) vergleicht die normierten Rapiditätsspektren aller drei Generatoren. Unterschiede zeigen sich bei  $y \sim 0$ . Liegen die Verteilungen von GHEISHA und MODC auch hier gut übereinander, ermittelt FLUKA deutlich mehr Teilchen. Eine mögliche Erklärung wäre, daß noch ein kleiner Anteil (target)diffraktiver Ereignisse vorhanden ist. Abb. B.9 b) vergleicht die Transversalimpulsverteilungen der drei Generatoren sowie von Daten. Im Bereich bis etwa  $1.5 \text{ GeV}$  fallen die Verteilungen exponentiell ab. Die Steigungsparameter aller Generatoren sind in etwa gleich groß und betragen  $\sim 4$ . Im Gegensatz zu MODC liegen die

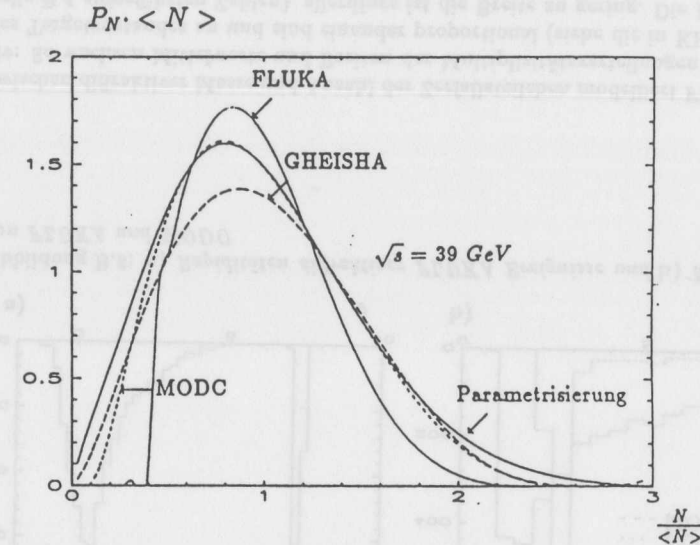


Abbildung B.8: Verteilung KNO skalierte Multiplizitäten der inelastischen Kanäle aller betrachteten Generatoren

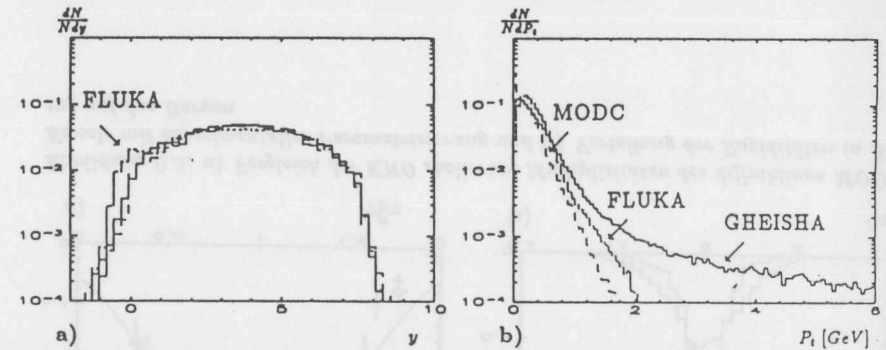


Abbildung B.9: a) Normierte Rapiditätsspektren und b) Transversalimpulsspektren der inelastischen Kanäle aller betrachteten Generatoren

Maxima der Transversalimpulsverteilungen von GHEISHA und FLUKA nicht bei Null. Für Impulse größer als  $1.5 \text{ GeV}$  flacht der exponentielle Verlauf bei GHEISHA ab, und es werden ca. 1 Prozent der Teilchen hart gestreut. Extrem hohe Transversalimpulse weit über  $10 \text{ GeV}$  treten aber in der Version 3.15 im Gegensatz zu älteren Versionen (siehe M. Rudowicz) nicht mehr auf.

**Zusammenfassung:**

Die die von GHEISHA und FLUKA gelieferten Werte der absoluten Wirkungsquerschnitte liegen bei 820 GeV Protonenergie etwa 25 % oberhalb der Literaturwerte. Zu niedrigen Energie hin nimmt die Diskrepanz ab: Bei 250 GeV beträgt die Abweichung vom gemessenen Wert nur 2 %. Der Anteil elastischer Reaktionen entspricht bei MODC und FLUKA dem in realen Daten, bei GHEISHA liegt der Anteil zu hoch. Exponentieller Steigungsfaktor  $b$  und Streuamplitude in den Vorwärtsbereich  $d\sigma/dt|_0$  werden von FLUKA am besten beschrieben. Betrachtet man diffraktive Reaktionen, so kennt GHEISHA keine diffraktiven Prozesse und FLUKA nur Reaktionen, in denen das Targetproton diffraktiv gestreut wird. MODC dagegen generiert sowohl target- als auch beamdiffraktive Zustände und gibt den Verlauf des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts richtig wieder. Den Verlauf der Mittelwerte und Breiten der Verteilung geladener Multiplizitäten mit der Masse  $m_d$  des diffraktiven Zustandes modelliert MODC ebenfalls besser als FLUKA. Bei inelastischen Prozessen beschreibt MODC die Parameter der Multiplizitätsverteilung besser als GHEISHA bzw. MODC. Bei der Transversalimpulsverteilung zeigen sich im Bereich bis ca. 1 GeV kaum Unterschiede zwischen den Generatoren, während oberhalb von 2 GeV der Anteil von Sekundärteilchen bei GHEISHA in Übereinstimmung mit Daten deutlich größer ist. Betrachtet man Rapiditätsspektren, liegen, bis auf den den Rückwärtsbereich, alle Verläufe gut übereinander. Hier emittiert FLUKA mehr Teilchen als GHEISHA und MODC.

## Anhang C

# Maßnahmen zur Beschleunigung der Spurverfolgung in GEANT

Dieses Kapitel erläutert die Propagation von Teilchen im Rahmen des GEANT Paketes und diskutiert Eingriffe zur Beschleunigung des Simulationsablaufes.

### C.1 Motivation

Die mittlere Zeit für die Simulation eines SGE unter Berücksichtigung der Sekundärwechselwirkungen mit den im Anhang D aufgeführten GEANT-Parametern beträgt  $\sim 30 \text{ sec}^1$  und bedingt 30 Tage Rechenzeit zur Erstellung einer für Triggerstudien hinreichend großen Stichprobe von  $10^5$  Ereignissen. Stichproben dieses Umfanges werden, etwa mit veränderten Parametern oder wegen Umstellungen der Softwareumgebung, mehrfach durchgerechnet. Es erscheint daher sinnvoll, die Berechnungen zu beschleunigen. Wie das geschehen kann, ohne die Resultate zu verändern, erläutert der nächste Abschnitt.

### C.2 Propagation von Teilchen in GEANT

GEANT errechnet die Teilchentrajektorie durch stückweise Integration der Bewegungsgleichung. Die Bewegung beeinflussende Größen sind längs eines kleinen Wegstückes (Schritt) konstant, und der neue Teilchenort ergibt sich durch Extrapolation. Das Problem reduziert sich auf die Berechnung der maximalen Schrittweite.

Die mittleren Wechselwirkungslängen der möglichen physikalischen Prozesse hängen ab von der Energie und vom Typ des Teilchens bzw. vom umgebenden Medium. Die aktuellen Werte werden um diese Mittelwerte verteilt gewürfelt und der Prozess mit der kleinsten Wechselwirkungslänge ausgewählt. Liegt der neue Ort außerhalb des bisherigen Raumgebietes, so wird das Teilchen nur bis in den Grenzbereich hinein extrapoliert.

<sup>1</sup>Ermittelt auf einem Prozessor des IBM Systemes 3090 600S. Auf anderen Rechnern gestoppte Zeiten wurden mit Hilfe von relativen Leistungsfaktoren auf IBM Werte umgerechnet.

Die Informationen, in welchem Raumvolumen sich das Teilchen befindet, sowie die Entfernung zu den Grenzflächen (SNEXT,SAFETY) müssen vor jedem Schritt wieder neu aktualisiert werden. Erfüllt ein Magnetfeld das Medium, werden seine Komponenten ebenfalls ermittelt.

### C.3 Durchgeführte Maßnahmen

Aus dem bisher Gesagten ergeben sich drei Ansatzpunkte, die Ausführung des Programmes zu beschleunigen :

- Optimierung der Beschreibung der Geometrie
- Optimierung der Berechnung der Magnetfelder
- Einschränkung der möglichen Wechselwirkungen

#### Optimierung der Beschreibung der Geometrie:

Einem Volumen sind neben Typ, Parameter und Medium, sein Ortsvektor und die Rotationsmatrix bezüglich des Mutterkoordinatensystemes zugeordnet. Die Zeiger auf Mutter- bzw. Tochtervolumina stellen den Zusammenhang zwischen den einzelnen geometrischen Elementen her. In einem Referenzgebiet, welches die gesamte Detektorgeometrie umfaßt, werden die "Töchter" positioniert. Diese können dann ebenfalls Volumina aufnehmen. Wird eine "Tochter" in mehreren Muttervolumina positioniert, so enthält die Geometriebeschreibung nur eine Kopie. Die so aufgebaute Baumstruktur stellt daher keine direkte Abbildung der realen Geometrie dar, sondern einen generischen Baum, aus dem der aktuell benötigte Abschnitt (Zweig) rekonstruiert wird. Diese Art der Implementierung verringert den belegten Speicherplatz, bewirkt aber einen erhöhten Aufwand, wenn das zugeordnete Medium  $M(\vec{r})$  bzw. Magnetfeld  $\vec{B}(\vec{r})$  am Ort  $\vec{r}$  errechnet werden sollen.

Bei Eintritt in ein neues Raumgebiet muß festgestellt werden, ob der neue Teilchenort in einem der Tochtervolumina dieses Gebietes liegt. Dazu wird für jedes Tochtervolumen durch Anwendung der Rotationsmatrizen die Lage der Grenzflächen bezüglich des Muttervolumens berechnet. Ist ein Volumen gefunden, welches den Ort umfaßt, wird die Suche ein Niveau tiefer fortgesetzt. Liegt kein einhüllendes Volumen vor, befindet sich der Raumpunkt direkt im Muttervolumen, und die Suche ist beendet. Sowohl die Anzahl der Tochtervolumina als auch die Reihenfolge in der diese durchsucht werden, beeinflussen stark die Rechenzeit. Tabelle C.1 zeigt die Rechenzeiten für die Spurverfolgung eines Strahlprotons durch die Beamline für zwei hinsichtlich des räumlichen Aufbaues identische Geometrien. In Fall a sind bis auf wenige Ausnahmen alle Elemente direkt im Referenzvolumen positioniert. In Fall b enthält jeder Magnet alle ihm zugeordneten Elemente als Tochtervolumina. Spalte 3 enthält die Zahl der direkt im Referenzvolumen positionierten "Töchter". Je kleiner die Anzahl der Töchter in den einzelnen Ebenen und je tiefer gestaffelt die Baumstruktur, desto kürzer wird i. A. die Suchzeit. Ist es nicht möglich, die Anzahl der Tochtervolumina klein zu halten, so kann

Fall	Zeit [sec]	Anzahl "Töchter"	logarithm. Suche		Wechselwirkungen
			$M(\vec{r})$	$\vec{B}(\vec{r})$	
a	27.10	185			
b	3.92	26			
c	2.63	26	ja		
d	1.85	26	ja	ja	
e	1.64	26	ja	ja	ja

Tabelle C.1: Rechenzeit für ein SGE bei unterschiedlichen Einstellungen

die Reihenfolge der Suchoperationen beeinflusst werden. Bei Eintritt von außen in das Raumgebiet entspricht die Suchfolge nach Töchtern ihrer Reihenfolge im Quellcode. Bei Rücktritt von einer der Töchter kann die Suche auf den linken und rechten nächsten Nachbarn (bezüglich des Quellcodes) beschränkt werden.

Durch Projektion aller Grenzflächen der Tochtervolumina auf eine Raumachse vereinfacht sich das dreidimensionale Problem in ein ein-, sowie ein zweidimensionales. Längs der Raumachse läßt sich dann das Prinzip der logarithmischen Suche anwenden:  $m$  Intervalle mit gleichgroßer Aufenthaltswahrscheinlichkeit teilen die Strecke  $Z$ . Es soll ermittelt werden, in welchem Intervall sich der aktuelle Aufenthaltsort befindet. Das logarithmische Verfahren teilt die Strecke solange, bis sie nur noch das Intervall mit dem gesuchten Wert enthält. Ist bei jedem Teilschritt die Aufenthaltsw. in beiden Hälften gleichgroß, liefert die Methode nach  $\log_2(m)$  Schritten ein Ergebnis, im Vergleich zu  $m/2$  Schritten bei linearer Suche. Die erzielten Rechenzeiten sind in Zeile c angegeben. Zwei Gründe bewirken die erhebliche Geschwindigkeitszunahme: Zum einen ist die Beamline längs der  $Z$  Achse am stärksten gegliedert, zum anderen liegt der Fluß der Teilchen im wesentlichen parallel zu dieser Achse.

#### Optimierung der Beschreibung der Magnetfelder:

Die Parameter des Magnetfeldes sind für jeden Magneten verschieden. Bei der Berechnung des Feldes wird zunächst bestimmt, in welchem der  $n$  Magnete aus dem Ringabschnitt sich das Teilchen gerade aufhält. Da die Magnete entlang der Strahlachse geordnet sind, findet auch hier das Prinzip der logarithmischen Suche Anwendung. Die Rechenzeiten stehen unter Fall d in der Tabelle.

#### Einschränkung der möglichen Wechselwirkungen:

Während der Verfolgung im Vakuum wird auch auf Wechselwirkungen abgefragt, welche nur in Materie möglich sind. Für den Typ der hadronischen Teilchen sind dies z. B.

- Energieverlust
- Vielfachstreuung
- Produktion von Deltarays

- Zerfall
- Hadronische Wechselwirkungen.

Im Vakuum sind bei sämtlichen Teilchentypen bis auf den Zerfall alle Abfragen nach Wechselwirkungen abgeschaltetet worden. Die Rechenzeit für Strahlprotonen ist als Fall e angegeben.

#### Teilchenoptische Eigenschaften:

Die teilchenoptischen Eigenschaften von Driftstrecken sowie Dipol- und Quadrupolmagneten lassen sich durch Matrizen beschreiben. Diese verknüpfen die Koordinaten und Impulse am Beginn und Abschluß des abbildenden Elementes. Ein Ringabschnitt kann durch eine kumulative Matrix, welche sich durch einfache Multiplikation aus den Matrizen der beteiligten Elemente errechnet, modelliert werden. Bei längeren Ringstrecken ist dieses Verfahren hinsichtlich numerischer Genauigkeit und Rechenaufwand der Teilchenpropagation von GEANT überlegen. Da lediglich Bewegungsgrößen der Anfangs- und Endpunkte verknüpft werden, läßt sich nicht ermitteln, ob das Teilchen auf der zwischenliegenden Ringstrecke die Gefäßwandung trifft. Das Matrixverfahren scheidet daher für die Simulation von Untergrundereignissen aus. Demgegenüber erkennt GEANT einen Wechsel des Mediums  $M(\vec{r})$  und legt die maximalen Schrittlängen entsprechend aus. Durch Vergleich der Bahntrajektorien von Strahlprotonen nach der Matrixmethode, mit den entsprechenden Werten von GEANT, läßt sich aber beurteilen, inwieweit die Eingriffe in die Spurverfolgung die Qualität der Teilchenpropagation beeinflussen. Für eine Anzahl von Punkten sind die Koordinaten durch Matrixoperationen aus den Werten eines Protons auf dem Sollorbit bei -83. Metern errechnet worden. Abb. C.1 zeigt, daß die Trajektorien der Strahlprotonen aus der GEANT Simulation im Rahmen der Rechengenauigkeit durch die aus Matrixoperationen bestimmten Raumpunkte führen und beweist die korrekte Propagation im Magnetfeld.

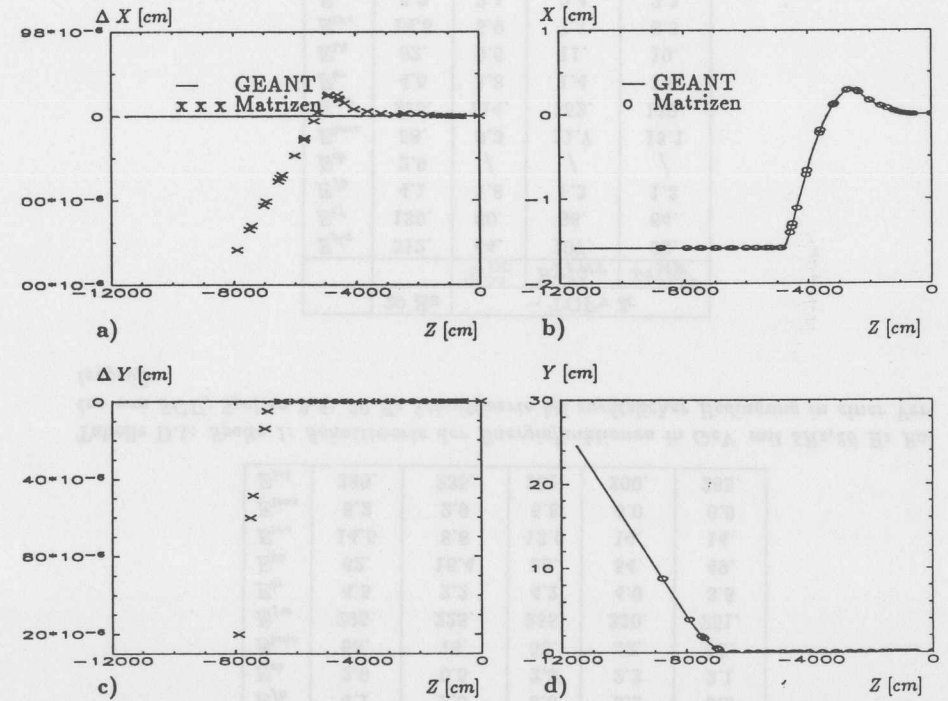


Abbildung C.1: b), d) Protonenorbit in X bzw. Y Ebene aus der GEANT Simulation im Vergleich zu den durch Matrixoperationen bestimmten Werten und a), c) Abweichungen voneinander

Effizienztabelle des SGU und Akzeptanzplots von CC Reaktionen in der  $x$ ,  $Q^2$  Ebene:

	5,20Hz	$\neg$ TOFv	$Tr_{DC}^{>1}$	$Ry_{FWT}^{>1}$	$Zv_{MW}^{>1.25}$
$E_{plg}$	312.	205.	187.	225.	196.
$E_{if}$	130.	84.	115.	120.	117.
$E_{fb}$	4.1	2.0	3.6	3.2	3.2
$E_{cb}$	2.9	0.5	2.3	2.2	2.1
$E_{bmc}$	58.	16.	58.	52.	52.
$E_{fw}$	295.	225.	235.	330.	251.
$E_{br}$	4.5	2.2	4.2	4.0	3.8
$E_{bk}$	62.	16.4	58.	54.	49.
$E_{trs}$	14.5	8.8	13.6	14.	14.
$E_{tms}$	8.2	2.9	5.8	6.0	6.0
$E_{tot}$	330.	235.	251.	300.	283.

Tabelle D.1: Spalte 1: Schnittwerte der Energiefunktionen in GeV mit 5Hz, 20 Hz Raten von SGU; Spalten 2-5: 20 Hz Schnittwerte bei zusätzlicher Bedingung in einer Vertezgröße

	20 Hz	$\neg$ TOFv &		
		$Tr_{DC}^{>1}$	$Ry_{FWT}^{>1}$	$Zv_{MW}^{>1.25}$
$E_{plg}$	312.	64.	107.	93.
$E_{if}$	130.	60.	66.	64.
$E_{fb}$	4.1	1.8	1.3	1.3
$E_{cb}$	2.9	/	/	/
$E_{bmc}$	58.	9.3	11.7	13.1
$E_{fw}$	295.	114.	152.	132.
$E_{br}$	4.5	1.8	1.4	1.4
$E_{bk}$	62.	9.6	11.	10.
$E_{trs}$	14.5	5.9	7.1	6.3
$E_{tms}$	8.2	2.1	2.4	2.3
$E_{tot}$	330.	114.	165.	136.

Tabelle D.2: Spalte 1: Schnittwerte der Energiefunktionen in GeV mit 20Hz Raten von SGU; Spalten 2-5: Schnittwerte bei zusätzlicher Bedingung in zwei Vertezgrößen

## Anhang D

Dieser Abschnitt umfaßt Informationen, die aus Gründen der Übersichtlichkeit aus den entsprechenden Kapiteln genommen wurden.

Parameter der GEANT Simulation von SGE und SWE:

```

*****
*
*   G E A N T Version 3.1500   DATE/TIME 930505/2144 *
*
*
*   Standard TPAR for this run are
*   -----
*
*   CUTGAM=250.00 MeV  CUTELE=250.00 MeV  CUTNEU=250.00 MeV *
*   CUTHAD=250.00 MeV  CUTMUO=250.00 MeV
*   BCUTE =250.00 MeV  BCUTM =250.00 MeV
*   DCUTE = 10.00 TeV  DCUTM = 10.00 TeV  PPCUTM= 10.00 MeV *
*   IPAIR =      1.  ICOMP =      1.  IPHOT =      1. *
*   IPFIS =      0.  IDRAY =      0.  IANNI =      1. *
*   IBREM =      1.  IHADR =      1.  IMUNU =      1. *
*   IDCAY =      1.  ILOSS =      2.  IMULS =      1. *
*   IRAYL =      0.
*
*****

```



	20 Hz	- TOFv &		
		$Tr_{DC}^{>1} \& Ry_{FWT}^{>2}$	$Tr_{DC}^{>1} \& Zv_{MW}^{>1.25}$	$Ry_{FWT}^{>2} \& Zv_{MW}^{>1.25}$
$E_{plg}$	312.	16.	13.	64.
$E_{if}$	130.	35.	25.	44.
$E_{fb}$	4.1	/	0.7	0.9
$E_{cb}$	2.9	/	/	/
$E_{bmc}$	58.	3.0	1.8	6.6
$E_{fw}$	295.	75.	51.4	117.
$E_{br}$	4.5	0.7	0.9	0.9
$E_{bk}$	62.	4.9	2.7	11.1
$E_{trs}$	14.5	4.6	3.2	5.4
$E_{tms}$	8.2	1.3	0.9	1.7
$E_{tot}$	330.	81.	54.	117.

Tabelle D.3: Spalte 1: Schnittwerte der Energiefunktionen in GeV mit 20Hz Raten von SGU; Spalten 2-5: Schnittwerte bei zusätzlicher Bedingung in drei Vertexgrößen

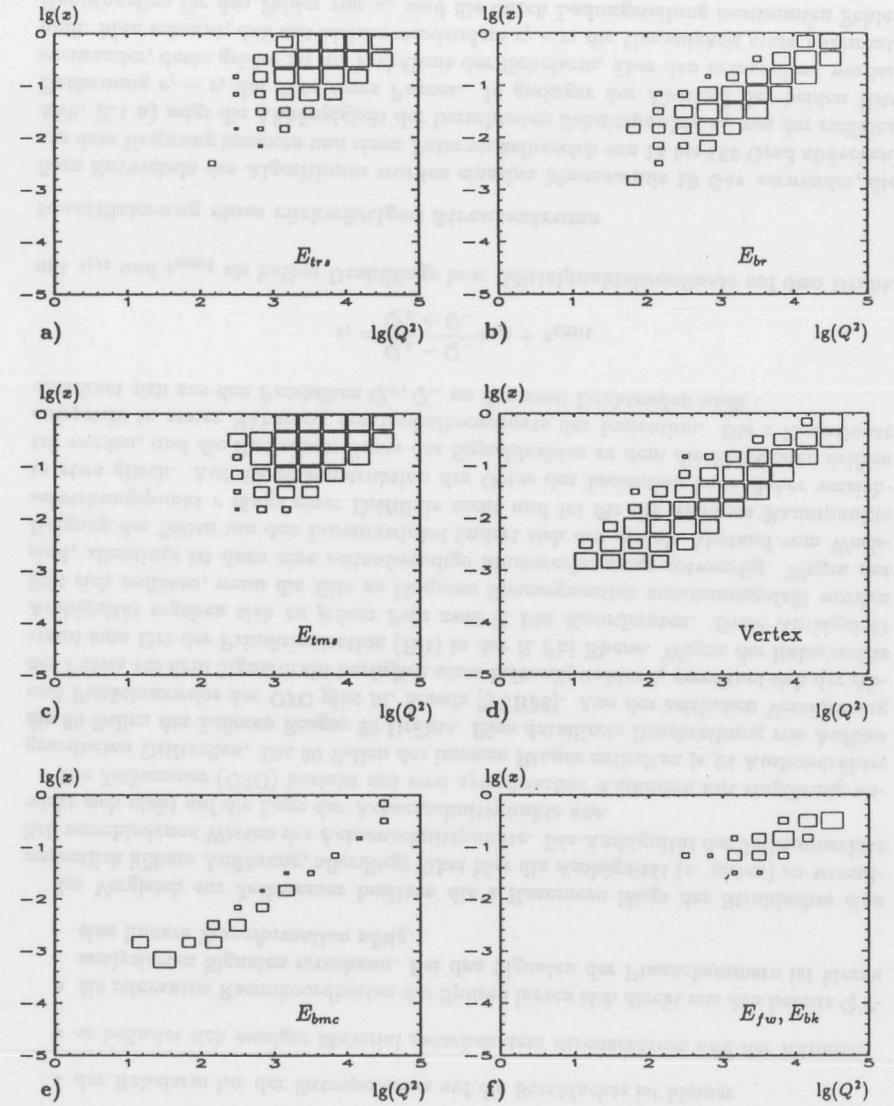


Abbildung D.1: Beitrag der einzelnen Subtriggergruppen zur Akzeptanz von CC Reaktionen in der  $x, Q^2$  Ebene

## Anhang E

# Methoden zur Unterdrückung von SPU auf der vierten Triggerstufe

### E.1 Schnelle Vertexrekonstruktion mit der CJC

Unter Verzicht auf Spurrekonstruktion soll basierend auf Signalen (Hits) einer Driftkammer ein Signifikanzkriterium  $Bk_{DC}$  für einen rückwärtigen Vertex entwickelt werden.

Die Spur eines Teilchens im Magnetfeld des H1 Detektors ist ein Helixsegment, für das gilt :

$$z = z_0 + \frac{\partial z}{\partial s} s \quad (\text{E.1})$$

Dabei ist  $s$  die Spurlänge und  $z$  die Projektion auf die Strahlachse. Für hochenergetische Spuren aus dem Vertex gilt in guter Näherung:

$$r \approx s$$

wobei  $r$  der radiale Abstand von der Strahlachse ist, und Gleichung E.1 wird zu :

$$z = z_0 + \frac{\partial z}{\partial r} r$$

Für zwei Raumpunkte  $ij$  auf der Spur ergibt sich der Achsenschnittpunkt mit der Strahlachse zu :

$$z_{ij} = z_j - r_j \frac{z_j - z_i}{r_j - r_i}$$

Bestimmt man für alle Hits der Kammer die Achsenschnittpunkte, so sollten diese um den Ereignisvertex verteilt sein.

Folgende Spurenkammern stehen beim H1 Detektor zur Auswahl : Radiale und planare Kammern in den Modulen des Vorwärtsdetektors, innere und äußere Z Kammern (CIZ, COZ) bzw. Jetkammer (CJC) des Zentraldetektors. Die Jetkammer besitzt gegenüber den Vorwärtskammern folgende Vorteile bei der Rekonstruktion eines rückwärtigen Vertex :

- der abgedeckte Raumwinkelbereich ist größer

- der Hebelarm bei der Extrapolation auf die Strahlachse ist kleiner
- es befindet sich weniger Material zwischen dem Streuzentrum und der Kammer
- die relevanten Raumkoordinaten der Spuren lassen sich direkt aus den bereits QT-analysierten Signalen errechnen. Bei den Signalen der Planarkammern ist hierzu eine lineare Transformation nötig.

Im Vergleich zur Jetkammer besitzen die  $z$  Kammern längs der Strahlachse eine wesentlich höhere Auflösung, allerdings führt hier die Ambiguität ( $s$ . unten) zu wesentlich verschiedenen Werten der Achsenschnittpunkte. Die Ambiguität der Jetkammerhits wirkt sich nicht auf die Lage der Achsenschnittpunkte aus.

Die Jetkammer (CJC) besteht aus zwei zylindrischen Kammern mit ringförmig angeordneten Driftzellen. Die 30 Zellen des inneren Ringes enthalten je 24 Auslesedrähte; die 60 Zellen des äußeren Ringes 30 Drähte. Eine detaillierte Beschreibung von Aufbau und Funktionsweise der CJC gibt M. Schulz [SCH93]. Aus der zeitlichen Verzögerung des Pulses auf dem Signaldraht bezüglich eines Zeitnullpunktes  $t_0$  errechnet sich der Abstand zum Ort der Primäriionisation (Hit) in der R Phi Ebene. Wegen der links/rechts Ambiguität ergeben sich zu jedem Puls zwei R Phi Koordinaten. Diese Ambiguität läßt sich auflösen, wenn die Hits zu längeren Spursegmenten zusammengefaßt worden sind, allerdings ist dazu eine zeitaufwendige Mustererkennung notwendig. Wegen der Neigung der Zellen um den Lorentzwinkel ändert sich der radiale Abstand vom Wechselwirkungspunkt  $r$  längs einer Driftlinie nicht und ist für die ambigen Raumpunkte in etwa gleich. Auf die Rekonstruktion des Ortes der Ionisation kann daher verzichtet werden, und die Radialkoordinate des Signaldrahtes zu dem die Elektronen driften entspricht in erster Näherung der Radialkoordinate der Ionisation. Die  $z$  Koordinate errechnet sich aus den Pulshöhen  $Q_+, Q_-$  an den zwei Drahtenden nach :

$$z_i = \frac{Q_+ - Q_-}{Q_+ + Q_-} z_{1/2} + z_{zent}$$

mit  $z_{1/2}$  und  $z_{zent}$  als halber Drahtlänge bzw. Mittelpunktskoordinate auf dem Draht.

#### Identifizierung eines rückwärtigen Streuzentrums

Zum Entwickeln des Algorithmus wurden einzelne Muonen mit 10 GeV verwendet, die aus dem Ursprung kommen und einen Polarwinkelbereich von 15 bis 165 Grad abdecken. Abb. E.1 a) zeigt die Abhängigkeit der berechneten Schnittpunkte  $z_{ij}$  von der radialen Entfernung  $r_j - r_i$  der Hits eines Paares. Je geringer der Abstand der beiden Hits zueinander, desto größer ist im Verhältnis der Hebelarm, über den extrapoliert werden muß. Man erkennt, daß mit kleiner werdendem  $r_j - r_i$  die Genauigkeit stark abnimmt. Hauptquellen für den Fehler von  $z_{ij}$  sind die durch Ladungsteilung bestimmten Fehler  $\Delta z$  der Koordinaten der Hits. Der Fehler von  $z_{ij}$  ergibt sich nach

$$\Delta z_{ij} = \Delta z \sqrt{\left(\frac{\partial z_{ij}}{\partial z_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial z_{ij}}{\partial z_j}\right)^2}$$

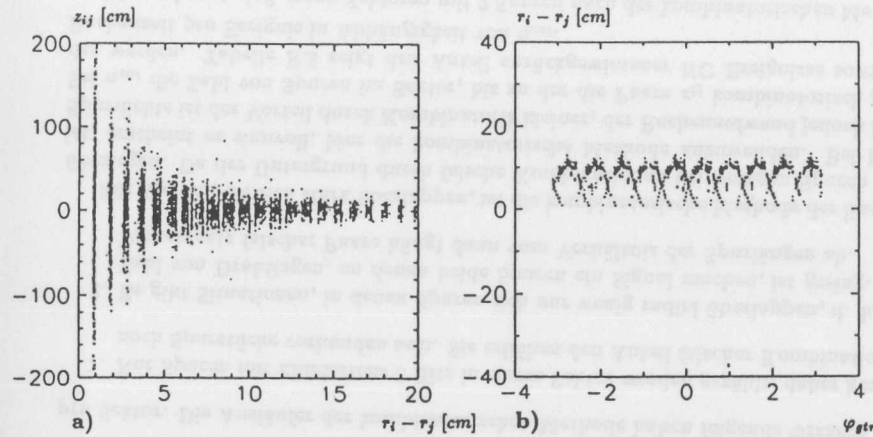


Abbildung E.1: a) Verteilung der Achsenschnittpunkte  $z_{ij}$  in Abhängigkeit vom Hebelarm  $r_i - r_j$  bei der Extrapolation auf die Strahlachse und b) Abhängigkeit des Hebelarms vom Azimutalwinkel in der CJC für Ereignisse mit einer hochenergetischen Spur aus dem Vertex

zu

$$\Delta z_{ij} = \frac{1}{\underbrace{r_j - r_i}_{\sim 20}} \underbrace{\sqrt{r_i^2 + r_j^2}}_{\sim 2} \Delta z \quad (E.2)$$

Die Klammern geben den ungefähren Bereich an, um den die Faktoren schwanken. Um die Ungenauigkeiten bei der  $z$  Bestimmung klein zu halten, beträgt der radiale Abstand der Hits eines Paares mindestens 5 Drahtlagen. Die Punktpaare wurden zunächst zellweise aus den Hits gebildet. Wegen Formel E.2 ist es wichtig, daß nicht einige Paare auf Kosten anderer einen größeren radialen Abstand erhalten, sondern, daß der die Differenz  $r_j - r_i$  aller Paare in etwa gleichgroß ist. Da die Hits in einer Zelle nach aufsteigendem Radius sortiert sind, besitzen Paare gleichgroßer Indextdifferenz in etwa gleiche radiale Abstände. Die  $n$  Hits einer Zelle lassen sich dann nach  $i = 1, n/2$   $j = i + n/2$  zu  $ij$  Paaren zusammenfassen.

Eine hochenergetische Spur schneidet maximal 3 Zellen, und es erscheint daher sinnvoll, jeweils 3 benachbarte Zellen zu einem Sektor zusammenzufassen. Der radiale Abstand der Hitpaare wird dann größer. Wie aus Abb. E.1 erkenntlich, steigt die Auflösung von  $z_{ij}$ . Liegt eine Spur voll innerhalb eines Sektors, so gilt  $r_j - r_i \approx dr/2$ , wobei  $dr = r_b - r_a$  die Differenz der Radien der Lagen 23 und 0 der CJC1 ist. Schneidet eine Spur zwei Sektoren  $m$  und  $n$  gilt:

$$(r_j - r_i)|_m + (r_j - r_i)|_n \approx dr/2.$$

Diese Abhängigkeit des Abstandes vom Azimutalwinkel der Spur ist in Abb. E.1 b) dargestellt. An der Grenze zweier Sektoren wird die Bestimmung der  $z_{ij}$  ungenau. Um

Spuren pro Sektor	1	2	4	6
Falsche Kombinat.%	3.8	50.	74.	83.

Tabelle E.1: Anteil von  $z_{ij}$  mit Hits aus verschiedenen Spuren

Spuren pro Sektor	1	2	4	6
$n_k/n_l$	1.2	1.8	2.8	4.1

Tabelle E.2: Verhältnis der Zahl der gebildeten Paare

diesen Randeffekt zu minimieren, kann die Anzahl der Zellen, die einen Sektor bilden, erhöht werden. Sinnvoller ist es, mit einer variablen Sektorgröße zu arbeiten: Ein Sektor wird begonnen, sobald eine Zelle mit Hits aufgetreten ist. Alle nachfolgenden Zellen mit Hits werden dem Sektor zugerechnet. Der Sektor wird beendet, sobald die Anzahl der Zellen eine Obergrenze (in diesem Fall 3) erreicht hat, bzw. eine Zelle keine Hits besitzt.

Die Sektoren sind also so gewählt, daß sie die Spuren möglichst voll umschließen.

Einführung von Kombinatorik:

Gehören die Hits eines Paares zu verschiedenen Spuren, so ist der berechnete  $z_{ij}$  Wert sinnlos. Der Anteil falscher Kombinationen steigt mit der Zahl von Spuren in einem Sektor (siehe Tabelle E.1).

Die Verteilung der  $z_{ij}$  solch falscher Kombinationen wird aber mit wachsender Anzahl von Spuren schärfer, denn die Spurdichte in  $R \Phi$  ist mit der Spurdichte in  $R Z$  korreliert. Falsche  $z_{ij}$  Werte liegen dann immer noch in der Nähe des Vertex (Jeteffekt). Die Breite der  $z_{ij}$  Verteilung hängt daher kaum von der Zahl der Spuren im Sektor ab.

Es wurde untersucht, inwieweit ein kombinatorisch arbeitender Algorithmus die Anzahl von korrekt gebildeten Paaren erhöhen und damit die Vertexrekonstruktion verbessern kann. Alle Hits, die sich auf der gleichen Drahtlage innerhalb eines Sektors befinden, werden zusammengefaßt. Sei  $n_w$  die Zahl von Drahtlagen mit mindestens einem Signal, dann werden alle Hits der Lagen  $i$  und  $j$  miteinander zu Paaren kombiniert.

$$i = 1 \dots n_w/2 \quad j = i + n_w/2$$

Dies liefert  $n_k$  Paare in einem Sektor, im Vergleich zu  $n_l$  Paaren bei der linearen Methode. Tabelle E.2 zeigt das Verhältnis  $n_k/n_l$  in Abhängigkeit von der Anzahl der Spuren.

Da Spuren den Sektor seitlich verlassen oder durch die Endplatten der Jetkammer treten, liegen nicht an allen Lagen Mehrfachhits. Das Verhältnis  $n_k/n_l$  steigt daher langsamer als linear mit der Spuranzahl im Sektor. Der Prozentsatz falscher Kombinationen ändert sich gegenüber der linearen Methode nicht. Sei  $m_j$  die Anzahl von falschen,  $m_t$  die Gesamtzahl von Kombinationen im Sektor. Abb. E.2 a), b) zeigen die Verteilungen von  $m_j/m_t$  bei zwei Spuren im Sektor in Abhängigkeit von der verwendeten Methode. Das Maximum der Verteilung sitzt bei dem aus Tabelle E.2 erwarteten Wert. Die Ausläufer der Verteilungen sind bei der linearen Methode größer als beim kombinatorischen Algorithmus. Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt bei zwei Spuren

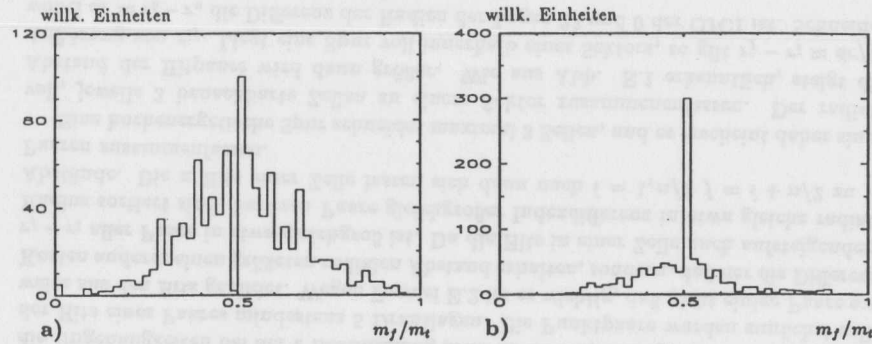


Abbildung E.2: a) Verteilung des Anteils der falschen Kombinationen bei zwei Spuren im Sektor für die lineare bzw. b) die kombinatorische Methode

$n_{cut}$	0	1	2	4	6	$\infty$
mittl. Zeit [msec]	1.27	1.46	1.51	1.65	1.83	2.1
Rückweisung [%]	0.2	0.20	0.08	0.08	0.08	0.08

Tabelle E.3: Mittlere Rechenzeit und Rückweisung für NC Ereignisse in Abhängigkeit vom Parameter  $n_{cut}$ , welcher regelt, ob die  $z_{ij}$  Paare nach der linearen oder kombinatorischen Methode gebildet werden.

pro Sektor. Die Ausläufer der kombinatorischen Methode haben folgende Ursache :

1. Nur Spuren mit mindestens 3 Hits in einem Sektor werden gezählt, daher können noch Spurstücke vorhanden sein. Sie erhöhen den Anteil falscher Kombinationen.
2. Es gibt Situationen, in denen Spuren sich nur wenig radial überlappen, d. h. die Zahl von Drahtlagen, an denen beide Spuren ein Signal machen, ist gering. Der Prozentsatz falscher Paare hängt dann vom Verhältnis der Spurlängen ab.

Für Spuren, die sich stark überlappen, ist die kombinatorische Methode der linearen überlegen. Da der Untergrund durch falsche Kombinationen bei wenigen Spuren breit ist, erscheint es sinnvoll, hier die kombinatorische Methode anzuwenden. Bei hoher Spurdichte ist der Vorteil durch Kombinatorik kleiner, der Rechenaufwand jedoch hoch. Sei  $n_{cut}$  die Zahl von Spuren im Sektor, bis zu der die Paare  $z_{ij}$  kombinatorisch gebildet werden. Tabelle E.3 zeigt den Anteil zurückgewiesener NC Ereignisse sowie die Rechenzeit pro Ereignis in Abhängigkeit von  $n_{cut}$ .

Man erkennt, daß, wenn Sektoren mit 2 Spuren nach der kombinatorischen Methode behandelt werden, sich der Prozentsatz abgewiesener Ereignisse halbiert.

Die Anzahl von Spuren ist aber nur für Montecarlo-daten bekannt. Da die Verteilungen stark überlappen, ist die Zahl von Hits nur schwach mit den Spuren im Sektor korreliert und eignet sich nicht als Maß. Eine vernünftige Größe ist der Anteil von Mehrfachhits. Optimaler Wert von  $n_{cut}$  bezüglich Rechenzeit und Akzeptanz ist 2. Den

Prozentsatz zurückgewiesener Ereignisse für die verschiedenen Ereignisklassen zeigt Tabelle 7.3 aus Kapitel 7. Die Verschmierung des Ereignisvertex aufgrund der Länge des Protonpaketes sowie von Ungenauigkeiten in der relativen Phasenlage von Elektron- und Protonpaketen wurde in der Simulation zu  $\pm 30$  Zentimetern angenommen. Zusammen mit der Ungenauigkeit der Achsenschnittpunkte um den Vertex ergibt sich ein Bereich von  $\pm 60$  Zentimetern im folgenden Vertexbereich genannt, in dem sich 99.7 Prozent aller Achsenschnittpunkte physikalischer Ereignisse befinden sollten. Die Achsenschnittpunkte  $z_{ij}$  (siehe Abb. E.3 b)) von NC Ereignissen sind jedoch von einer breiten Verteilung überlagert. Der Anteil von Schnittpunkten außerhalb des Bereiches beträgt etwa 45 % und wird verursacht durch Kombinationen von Hits, welche verschiedenen Spuren angehören. Solche falschen Kombinationen lassen sich nur durch eine zeitaufwendige Spurrekonstruktion ausschließen. Andererseits ist bei Strahluntergrund das Streuzentrum unterhalb des BEMC klar zu erkennen (Abb. E.3 a)). Die Verhältnisse der mittleren Schnittpunktichten bei  $z = 0$  und  $z = -160$  cm betragen für NC Ereignisse 16 und SWU 0.6.

Im Folgenden soll aus der Information der Achsenschnittpunkte ein stabiles Kriterium entwickelt werden, daß einen rückwärtigen Streuververtex zweifelfrei identifiziert und als Veto zum Zurückweisen von Untergrundreaktionen dienen kann. Trägt man für jedes Ereignis die Anzahl der Schnittpunkte innerhalb eines Bereiches von  $\pm 60$  Zentimetern gegen die Anzahl unterhalb von  $-60$  Zentimetern auf, ergeben sich die in Abb. E.3 c), d) gezeigten Verteilungen. Die Signifikanz für einen rückwärtigen Vertex sei durch

$$Bk_{DC} = \frac{A}{\sqrt{1+B}}$$

A : Anzahl Schnittpunkte  $z_0 < -60$  cm  
B : Anzahl Schnittpunkte  $|z_0| < \pm 60$  cm

definiert. Abb. E.3 e), f) vergleichen die Verteilungen der Größe  $Bk_{DC}$  von SWU und den Klassen NC, CC,  $c\bar{c}$ . Die Histogramme der physikalischen Klassen sind normiert und logarithmisch dargestellt. Um mindestens 99.9 % Akzeptanz in den physikalischen Ereignisklassen zu gewährleisten, wurde der Schwellwert zur Abtrennung von Untergrund zu  $Bk_{DC} = 15$  festgelegt. Mit diesem Wert lassen 73 % des SWU und 48 % SGU der Standardtriggereinstellung zurückweisen.

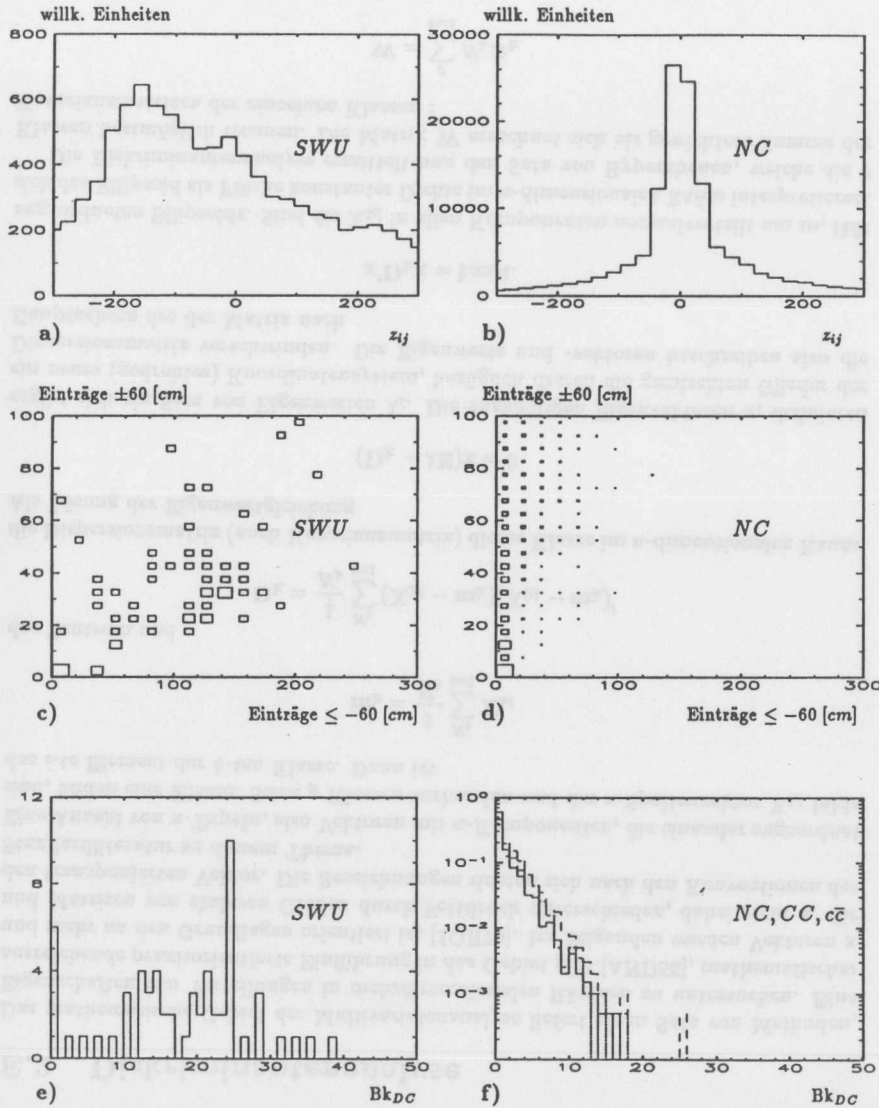


Abbildung E.3: Von den Achsenschnittpunkten der Hitpaare  $z_{ij}$  a),b) über Einträge der Achsenschnittpunkte innerhalb und außerhalb der Wechselwirkungsregion c),d) zu einem Signifikanzkriterium  $Bk_{DC}$  für einen rückwärtigen Vertex d),e)

Bestimmung des Vertex akzeptierter Ereignisse

Ist ein Ereignis akzeptiert, kann aus den Achsenschnittpunkten innerhalb der erlaubten Wechselwirkungsregion ohne Rechenaufwand ein  $z$  Vertex ermittelt werden. Die Koordinaten liegen nach Definition in den erlaubten Schranken, und ein Algorithmus zur Suche einer Häufung von Schnittpunkten liefert bereits eine erste Bestimmung der  $z$  Position Vertex.

Zwei Verfahren wurden miteinander verglichen. Beide teilen den Bereich zwischen  $\pm 60$  Zentimetern in Abschnitte fester Länge (Bins) und bestimmen die Anzahl der Achsenschnittpunkte hierin. Das erste Verfahren schiebt ein Fenster fester Größe über den Bereich. Ist der Inhalt maximal, ergibt sich die  $z$  Koordinate des Vertex nach :

$$z_{\text{vertex}} = \sum_i I_i \cdot z_i$$

als mit den Einträgen  $I_i$  gewichtetes Mittel aus den Koordinaten  $z_i$  der zugehörigen Bins. Die Differenz des rekonstruierten Vertex zum wahren Vertex zeigt Abb. E.4 für NC Ereignisse und Breiten der Fenster von 1, bzw. 4 Bins. Für größere Breiten als 4 nimmt die Genauigkeit der Vertexbestimmung wieder ab. Das zweite Verfahren benutzt ein asymmetrisches Fenster variabler Größe um das Bin mit maximalem Eintrag und liefert noch genauere Werte für die  $z$  Koordinate.

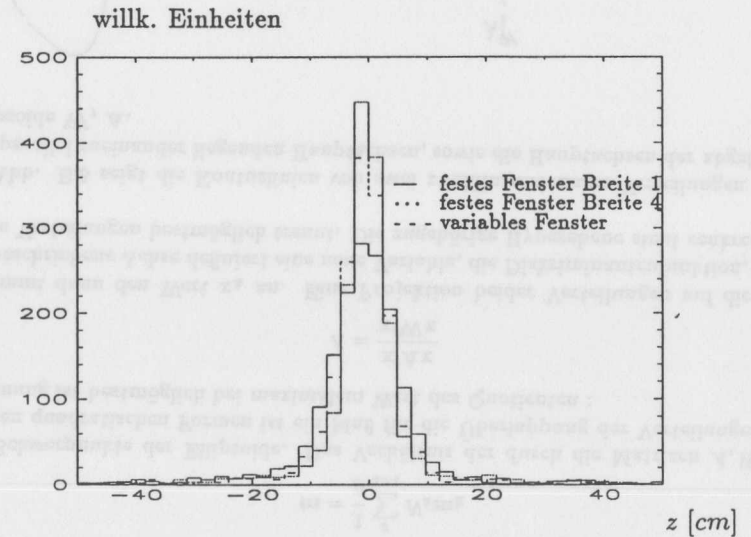


Abbildung E.4: Abweichung des rekonstruierten zum simulierten Vertex von NC Reaktionen bei Anwendung verschiedener Algorithmen

## E.2 Diskriminantenanalyse

Das mathematische Gebiet der Multivariatenanalyse liefert einen Satz von Methoden, Eigenschaften von Verteilungen in mehrdimensionalen Räumen zu untersuchen. Eine ausreichende praxisorientierte Einführung in das Gebiet gibt [AND58], mathematischer und mehr an den Grundlagen orientiert ist [JOH70]. Im Folgenden werden Vektoren  $x$  und Matrizen von skalaren Größen durch Fettdruck unterschieden, dabei steht  $x'$  für den transponierten Vektor. Die Bezeichnungen richten sich nach den Konventionen der Standardliteratur zu diesem Thema.

Eine Anzahl von  $n$ -Tupeln, also Vektoren mit  $n$ -Komponenten, die einander zugeordnet sind, bilden eine Klasse. Seien  $g$  Klassen vorhanden und der  $n$ -Spaltenvektor  $X_{ki}$  bilde das  $i$ -te Element der  $k$ -ten Klasse. Dann ist

$$m_k = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} X_{ki}$$

das Zentrum und

$$D_k = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} (X_{ki} - m_k)(X_{ki} - m_k)'$$

die Dispersionsmatrix (auch Kovarianzmatrix) dieser Klasse im  $n$ -dimensionalen Raum. Als Lösung der Eigenwertgleichung

$$(D_k - \lambda E)x = 0$$

ergibt sich ein Satz von Eigenwerten  $\lambda_i$ . Die zugehörigen Eigenvektoren  $x_i$  definieren ein neues (gedrehtes) Koordinatensystem, bezüglich dessen die gemischten Glieder der Dispersionsmatrix verschwinden. Die Eigenwerte und -vektoren beschreiben also die Hauptachsen des der Matrix nach

$$x'D_k x = \text{konst.}$$

zugeordneten Ellipsoids. Sind die  $X_{ki}$  in allen Komponenten normalverteilt um  $m$ , läßt sich das Ellipsoid als Fläche konstanter Dichte im  $n$ -dimensionalen Raum interpretieren.

Die Diskriminantenanalyse ermittelt nun den Satz von Hyperebenen, welche die  $k$  Klassen bestmöglich trennen. Die Matrix  $W$  errechnet sich als gewichtete Summe der Kovarianzmatrizen der einzelnen Klassen :

$$W = \sum_{k=1}^g N_k D_k$$

und ist ein Maß für die mittlere Dispersion der Verteilungen.

Die Matrix  $A$  beschreibt den Abstand und die Korrelation

$$A = \sum_{k=1}^g N_k (m_k - m)(m_k - m)'$$

$$m = \frac{1}{g} \sum_{k=1}^g N_k m_k$$

der Schwerpunkte der Ellipsoide. Das Verhältnis der durch die Matrizen  $A, W$  definierten quadratischen Formen ist ein Maß für die Überlappung der Verteilungen. Die Trennung ist bestmöglich bei maximalem Wert des Quotienten :

$$\Lambda = \frac{x'Ax}{x'Wx} \tag{E.3}$$

$x$  nimmt dann den Wert  $x_A$  an. Eine Projektion beider Verteilungen auf die durch  $x_A$  beschriebene Achse definiert eine neue Variable, die Diskriminantenfunktion, welche beide Verteilungen bestmöglich trennt. Die zugehörige Hyperebene steht senkrecht auf  $x_A$ .

Abb. E.5 zeigt die Konturlinien von zwei zweidimensionalen Verteilungen  $F_1, F_2$  mit parallel zueinander liegenden Hauptachsen, sowie die Hauptachsen der abgeleiteten Ellipsoide  $W, A$ .

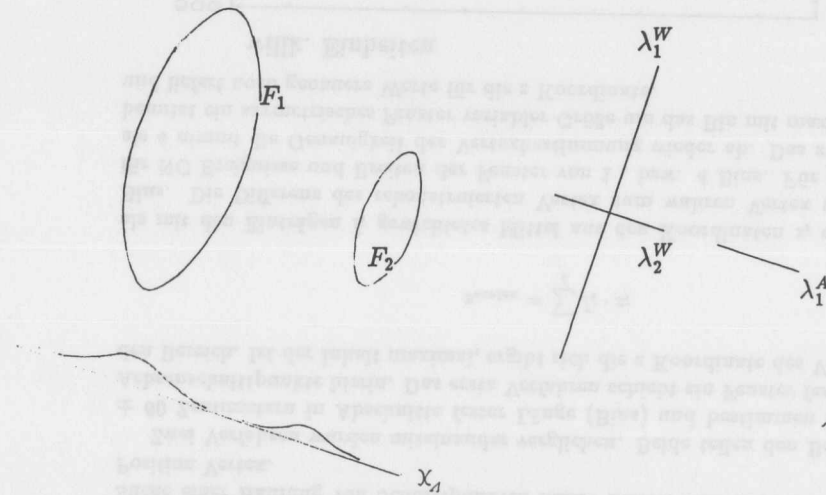


Abbildung E.5: Häufigkeitsverteilungen  $F_1, F_2$  zweier Klassen und Hauptachsen der abgeleiteten Matrizen  $W, A$  in zwei Dimensionen

In diesem Fall erlaubt Bedingung E.3 eine anschauliche Deutung.  $x_A$  liegt parallel zur großen Hauptachse von  $A$  und es gilt

$$\frac{x'_A A x_A}{x'_A W x_A} = \frac{\lambda_1^A}{\lambda_2^W}$$

und nimmt den maximalen Wert an.

Nach einigen Umformungen ergibt sich aus E.3 eine Eigenwertgleichung

$$(W^{-1}A - \lambda I)x = 0$$

Ihre  $g - 1$  Eigenvektoren sind die  $g - 1$  Diskriminantenfunktionen  $D_j$ . Das Problem ist aus dem Raum der  $n$  Variablen in den Raum der  $g - 1$  linear unabhängigen Diskriminantenfunktionen transformiert. Sind  $l$  Eigenwerte vernachlässigbar, verringert sich die Dimensionalität des Problems auf  $g - 1 - l$ . Die Diskriminantenanalyse bietet daher ein Mittel, die Dimensionalität des Problems zu reduzieren und für die Trennung nicht relevante Variablen zu erkennen.

Zwar kann die Bestimmung der  $D_j$  für  $g$  Klassen zusammen in einem Analyselauf durchgeführt werden. Die maximal  $g - 1$  orthogonalen Funktionen sind dann allerdings einer anschaulichen Deutung nicht mehr direkt zugänglich, sondern darauf optimiert,  $g$  Klassen voneinander zu trennen. Zudem ist nur schwer erkennbar, wie einzelne Klassen Einfluß auf die Faktoren nehmen. Sollen mehr als zwei Klassen voneinander getrennt werden, ist es besser, jeweils Paare von Klassen separat zu analysieren. Bei  $g$  Klassen ergeben sich dann  $g(g - 1)/2$  zueinander nicht orthogonale Diskriminantenfunktionen, welche optimiert sind, jeweils zwei Klassen bestmöglich zu trennen. Ein Programmpaket zur Durchführung der DA wurde erstellt. Die Bestimmung der Diskriminantenfaktoren geschieht hier in zwei Schritten. Ein erster Lauf bestimmt für Ereignisse einer Klasse (z. B.  $c\bar{c}$ ) die Korrelationsmatrizen und speichert sie in Form zweidimensionaler Histogramme ab. Als mögliche  $n$ -Tupel für die Bildung der Korrelationsmatrizen stehen zur Auswahl:

- die Energiefunktionen des Triggers
- zum Trigger analoge Energiefunktionen aus den kalibrierten Energien der entsprechenden Kanäle
- kalibrierte bzw. Triggerenergien der BT oder TT Thetaringe

In einem zweiten Lauf werden nun die Matrizen für jeweils zwei Klassen physikalischer Ereignisse eingelesen und nach dem oben beschriebenen Verfahren die Diskriminantenfunktionen ermittelt.

## Literaturverzeichnis

- [AAR90] Aarnio P.A., et al.: CERN Fluka89 User Guide (1990)
- [AKI77] Akimov Y., et al.: Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1432
- [ALB81] Alberi, Goggi: Phys. Rep. 74 (1981) 3
- [ALB76] Albrow M.G., et al.: Nucl. Phys. B102 (1976) 275
- [ALN85] Alner G.J., et al.: Phys. Lett. 151B (1985) 309
- [AL085] Alner G.J., et al.: Nucl. Phys. B258 (1985) 505
- [ALP73] Alper B., et al.: Phys. Lett. 47B (1973) 75
- [ALP75] Alper B., et al.: Nucl. Phys. B100 (1975) 237
- [ALP83] Alpgard K., et al.: Phys. Lett. 121B (1983) 209
- [AMA71] Amaldi U., et al.: Phys. Lett. 36B (1971) 504
- [AMA73] Amaldi U., et al.: Phys. Lett. 44B (1973) 112
- [AME73] Amendolia S.R., et al.: Phys. Lett. 44B (1973) 119
- [AND58] Anderson F.W.: Wiley & Sons An Introduction to Multivariate Statistical Analysis (1958)
- [AND77] Anderson R.L., et al.: Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 880
- [BEL73] Belletti G.: AIP Conf. Proc. no15 (1973)
- [BEN91] Bengtsson, Sjostrand: Dep. of Th. Phys., Univ. of Uppsala Manual PYTHIA version 5.5 (1991)  
Bengtsson H. U.: Comp. Phys. Comm. 46 (1987) 43
- [BLO74] Blobel V., et al.: Nucl Phys. B69 (1974) 454
- [BRE84] Breakstone, et al.: Phys. Rev. D30 (1984) 528
- [BRU92] Bruyant R., et al.: CERN Data Division DD/92/3 (1992)

- [CAP76] Capella, Kaidalov: Nucl. Phys. **B111** (1976) 477
- [DEU73] De Deus J.D.: Nucl. Phys. **B59** (1973) 231
- [EHK88] EHS/NA 22 Kollaboration: Z. Phys. **C39** (1988) 301
- [EIC92] Eichenberger S., et al.: H1-02/92-214
- [ELL90] Ellison, Straumann: H1-05/90-137
- [EL090] Ellison J. R.: H1-11/90-157
- [FES85] Fesefeldt H.: RWTH Aachen Pitha 85/02
- [FEY69] Feynmann R.P.: Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1414
- [FIE74] Field, Fox: Nucl. Phys. **B80** (1974) 367
- [FUH93] P. Fuhrmann: Dissertation RWTH Aachen (wird veröffentlicht)
- [GOU83] Goulios K.: Phys. Rep. **101** (1983) 169
- [GEL93] Gellrich A.: Univ. Hbg. Dissertation (wird veröffentlicht)
- [HAH88] Hahne P.: II Institut f. Expphys. Univ. Hbg. (1988) Diplomarbeit
- [HIL91] Hildesheim W.: LPNHE l'Université Paris VII Dissertation (1993)
- [H1K92] H1 Kollaboration: Phys. Lett. **B297** (1992) 205, DESY-92-142
- [H1K93A] H1 Kollaboration: Nucl. Instr. Meth. (wird publiziert)
- [H1K93] H1 Kollaboration:  
Phys. Lett. **B298** (1993) 469, DESY-92-162  
Phys. Lett. **B299** (1993) 374, DESY-92-160  
Phys. Lett. **B299** (1993) 385, DESY-92-164
- [JAD75] Jadach S.: Comp. Phys. Comm. **9** (1975) 297
- [JOH70] Johnson, Kotz: Wiley & Sons  
Continuous Multivariate Distributions **Band4** (1970)
- [KOB72] Koba Z., et al.: Nucl. Phys. **B40** (1972) 317
- [KWA75] Kwak, et al.: Phys. Lett. **58B** (1975) 233
- [MOR73] Morrison D.: CERN preprint D.Ph.II/phys 73-46
- [PER82] Perkins D.H.: Addison-Wesley, Introduction to H. E. P.
- [PDG] Particle Data Group: Phys. Lett. **239B** III.82  
Review of particle properties

- [ROB73] Roberts R.G.: C Rutherford Preprint (1973)
- [ROS75] Rossi A. et al.: Nucl. Phys. **B84** (1975) 269
- [RUD92] Rudowicz M.: MPI München MPI-PhE/92-14 Dissertation (1992)
- [SCH93] Schulz M.: Univ. Hbg. Dissertation (1993)
- [SMI86] Smith A.M., et. al.: Phys. Lett. **167B** (1986) 248
- [UAK87] UA5 Kollaboration: Nucl. Phys. **B291** (1987) 445
- [WOL92] Wolff T., et al.: H1-02/92-213
- [ZEL85] Zeldovich Ya.B., et. al.: Plenum Pub.  
The mathematical Theory of Combustion and Explosion (1985)
- [ZIM93] Zimmermann, F.: mündliche Mitteilung



## Danksagung

Diese Dissertation wurde durch ein Promotionsstipendium des DESY gefördert. Ich danke Prof. V. Blobel für die Anregung zu dieser Arbeit und für die Auswahl der interessanten und anspruchsvollen Aufgabenstellung. Sein Vertrauen in einen „fachfremden“ Physiker hat mir erst die Möglichkeit gegeben, in der Hochenergiephysik zu promovieren.

Die Anfertigung der Arbeit erfolgte im Rahmen der „Filtergruppe“ des H1 Experimentes. Allen Mitgliedern der Gruppe, darunter besonders A. Campbell, P. Fuhrmann, J. Marks und Prof. I. O. Skillicorn sei für die vielen anregenden Diskussionen über das vielfältige Problemfeld gedankt. Für die Überlassung zahlloser Informationen bzw. Daten zu HERA danke ich den „Maschinenphysikern“ R. Brinkmann und R. Kose, sowie den Kollegen aus dem technischen Zeichenbüro. A. Fedotov und T. Naumann haben mir in Phasen hoher Arbeitsbelastung die Weiterentwicklung und Pflege verschiedener Softwarepakete abgenommen. D. Feeken, C. Leverenz und A. Vartapetian waren bei der Beurteilung realer Daten behilflich. E. Binder, S. Egli, H. Jung, R. Prosi und A. de Roeck danke ich für ihre wichtigen Anmerkungen und Vorschläge bei der Durchsicht des Manuskriptes dieser Arbeit.

Zur attraktiven Gestaltung der Arbeitstage trugen neben Abendessen mit den Kollegen aus der Theorie auch diverse Kaffeerunden der Myongruppe bei. Mit Wolfgang verband mich gegenseitige seelische Unterstützung in kritischen Phasen der Arbeit im letzten Jahr ihrer Fertigstellung. Britt danke ich für ihre sorgfältige Arbeit beim Korrekturlesen.

Ein ganz besonderer Dank aber geht an meine Eltern, ohne die eine Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

