

PITHA 92/9

---

Februar 1992

Triggerstudien für  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$  Ereignisse  
im H1-Detektor bei HERA.

Thomas Jansen

III. Physikalisches Institut B der Technischen Hochschule Aachen  
D-5100 Aachen, Germany

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, GERMANY

Triggerstudien für  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse im  
H1-Detektor bei HERA

von  
Thomas Jansen

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule  
Aachen

im Februar 1992

angefertigt im

III. Physikalischen Institut Lehrstuhl B  
(Prof. Dr. G. Flügge)



# Inhaltsverzeichnis

Einleitung . . . . .	3
<b>1 e-p-Physik bei HERA</b>	<b>4</b>
1.1 Elektron-Quark-Wechselwirkung . . . . .	5
1.2 Kinematik . . . . .	6
1.3 Wechselwirkung mit dem Gluoninhalt des Protons . . . . .	7
1.4 Der Speicherring HERA . . . . .	7
1.5 Der H1-Detektor . . . . .	8
1.5.1 Grundlegende Eigenschaften des Kalorimeters . . . . .	11
<b>2 Simulation der Ereignisse</b>	<b>14</b>
2.1 Der Generator . . . . .	14
2.2 Die Detektorsimulation . . . . .	15
2.3 Die Rekonstruktion und Datenanalyse . . . . .	15
<b>3 Der Generator für <math>J/\Psi</math>-Ereignisse</b>	<b>16</b>
3.1 BGF-Modell . . . . .	16
3.1.1 Kinematik des BGF-Prozesses . . . . .	17
3.1.2 Kinematische Grenzen . . . . .	18
3.2 Colour-Singlett Modell . . . . .	19
3.3 Gluonstrukturfunktion . . . . .	21
3.4 Fragmentation . . . . .	22
3.5 Behandlung des Elektronvertex . . . . .	23
3.5.1 Vergleich des BGF-Prozesses mit und ohne EPA-Näherung . . . . .	23
3.6 Ereignistopologie . . . . .	26
3.6.1 Polarwinkelverteilung $\vartheta$ der Zerfallselektronen . . . . .	26
3.6.2 Koplanarität in der R- $\phi$ -Projektion . . . . .	27
3.6.3 Verteilung hadronischer Spuren im Detektor . . . . .	29
3.6.4 Rekonstruierbare $\vartheta$ -Bereiche . . . . .	29
<b>4 Der H1-Trigger</b>	<b>32</b>
4.1 Erwartete Untergrundereignisse . . . . .	32
4.1.1 Ereignisse im Strahlrohr . . . . .	32
4.1.2 Kosmische Myonen . . . . .	36
4.1.3 Ereignisse mit hohen Raten . . . . .	36
4.1.4 Nicht zum BGF-Prozeßzugehörige $J/\Psi$ -Ereignisse . . . . .	36
4.2 Aufgaben des Triggers . . . . .	37
4.3 Zeitliche Struktur des Triggers . . . . .	37
4.4 Die verschiedenen Triggerelemente . . . . .	38



4.4.1	Proportionalkammern (MWPC's)	38
4.4.2	Kalorimeter	41
4.4.3	Zentrale Jetkammern (CJC's)	42
4.4.4	Die verschiedenen Zeitsignale	42
4.4.5	BEMC- und Myontrigger	44
<b>5</b>	<b>Einsatzmöglichkeiten verschiedener Spurtrigger</b>	<b>45</b>
5.1	Zielsetzung	45
5.2	Ereignisklassen	46
5.3	Proportionalkammertrigger	46
5.3.1	Effizienz für $J/\Psi$ -Ereignisse	48
5.3.2	Unterdrückung von Strahlrohrereignissen	48
5.4	Driftkammertrigger	49
5.4.1	Einfacher Spurtrigger	49
5.4.2	Topologische R- $\phi$ -Einheit	51
5.4.3	Verknüpfung mit dem z-Vertextrigger	53
<b>6</b>	<b>Der Einsatz des Kalorimeter-Triggers</b>	<b>54</b>
6.1	Der Kalorimetertrigger	54
6.1.1	Elektronen-Identifikation bei $J/\Psi$ Ereignissen	55
6.2	Eigenschaften der Elektronen vom $J/\Psi$ -Zerfall	56
6.2.1	Polarwinkelbereiche im LAr-Kalorimeter	57
6.3	Auswirkungen des Rauschens im Kalorimeter	59
6.3.1	Wo kommt das Rauschen vor?	59
6.3.2	Simulation des Rauschens	60
6.3.3	Auswirkung der TT-Rauschschwellen auf die Effizienz	62
6.4	Elektrontrigger in Verbindung mit dem Proportionalkammertrigger	66
6.4.1	Anzahl der erkannten Elektronen	66
6.4.2	Anpassung der Projektionsbedingung an die $J/\Psi$ -Elektronen	68
6.5	Elektrontrigger in Kombination mit dem topologischen R- $\phi$ - und dem Kalorimetertrigger	69
6.6	Späterer Vergleich der Triggerraten zwischen den einzelnen Triggerelementen	70
<b>7</b>	<b>Topologisches Netzwerk</b>	<b>71</b>
7.1	Aufbau des Netzwerkes	71
7.2	Einflüsse durch den Kalorimetertrigger	76
7.3	Zu erwartende Effizienz	78
7.4	Schlußbemerkung	80
<b>8</b>	<b>Kinematik der getriggerten Ereignisse</b>	<b>81</b>
	Zusammenfassung	84
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>85</b>
<b>A</b>	<b>Trigger-Tower Rauschschwellen</b>	<b>88</b>
<b>B</b>	<b>Big-Tower - Energieschwellen des Elektrontriggers</b>	<b>89</b>
	Danksagung	91

# Einleitung

Mit HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) ist es möglich, die Struktur des Protons durch ein Elektron-Proton-Streuexperiment zu untersuchen. Je nach Prozeß, der während der Elektron-Proton-Kollision stattfindet, haben die auftretenden Fragmente im Detektor verschiedene Signaturen. Die Kollisionsrate ist mit 10.4 MHz so hoch, daß eine nicht mehr zu handhabende Menge von Daten dabei anfällt. Deswegen sucht man sich bestimmte Ereignissignaturen heraus, mit denen man eine weitere Datenanalyse betreiben kann.

Die Messung der Gluondichte ist für sehr kleine Impulsüberträge  $x_g < 10^{-2}$  vom Proton bei HERA möglich. Zu dieser Messung eignet sich die Erzeugung von schweren Quarkpaaren, die weitgehend durch den Gluoninhalt im Proton bestimmt wird. Das  $J/\Psi$  bietet einen Zugang zur Physik der schweren Quarks. Sein Zerfall in ein Leptonpaar erzeugt eine leicht erkennbare Signatur im Detektor.

Ziel dieser Arbeit ist es, Triggerkombinationen mit möglichst hoher Effizienz an  $J/\Psi$ -Ereignissen herauszufinden. Gleichzeitig sollen Ereignisse, die von keinem physikalischen Interesse sind, herausgefiltert werden. Sie sollten in kinematischen Regionen liegen, die eine Messung der Gluonstrukturfunktion bei möglichst kleinen Impulsüberträgen des Protons auf das Gluon erlauben.

Im ersten Kapitel werden Grundbegriffe der Elektron-Proton-Physik erklärt. Danach folgt eine Beschreibung der HERA-Ringanlage und des H1-Detektors. Es wird kurz die Rolle von Ereignisgeneration, Simulation und Rekonstruktion angesprochen (zweite Kapitel).

Im dritten Kapitel wird das Modell zur  $J/\Psi$ -Erzeugung, kinematische Grenzen und die Handhabung der „Protonreste“ vorgestellt.

Im vierten Kapitel erfolgt die Überleitung zum Detektor. Hier wird schwerpunktmäßig der H1-Trigger behandelt. Das Kapitel beginnt mit einer Beschreibung des zu erwartenden Untergrundes. Daraufhin folgt die Erläuterung des Triggers. Es werden die zu den einzelnen Detektorelementen zugehörigen Triggergruppen vorgestellt und die zeitliche Anordnung und der dazugehörige Informationsfluß pro Triggerebene bis zur endgültigen Datennahme beschrieben.

Das fünfte Kapitel behandelt die Spurtrigger und führt den topologischen R- $\phi$ -Driftkammertrigger ein. Eine weitere Unterdrückung von Strahlrohreignissen erfolgt durch die Kombination mit dem Flüssig-Argon-Kalorimetertrigger (LAr-Kalorimeter). Es wird der Kalorimetertrigger ausführlich in Kombination mit verschiedenen Spurkammertriggern beschrieben (sechstes Kapitel).

Die Energieschwellen im Zentralbereich des Kalorimeters werden mit simulierten als auch gemessenen Rauschen abgeschätzt.

Im siebten Kapitel wird für das Kalorimeter ein topologisches Netzwerk, der Energiekorrelationen in der R- $\phi$ -Projektion ausnutzt, als weitere Triggeralternative vorgestellt.

Das letzte Kapitel behandelt die kinematische Zusammensetzung der durch den R- $\phi$ -Trigger aufgezeichneten Ereignisse. Dabei werden Ereignisse auf ihre  $x_g$ -Verteilung hin untersucht, und der elastische wie diffraktive Bereich ausgegrenzt.

# Kapitel 1

## e-p-Physik bei HERA

Bei HERA interessiert man sich vor allen Dingen für die innere Struktur des Protons. Ein tieferes Verständnis dieser komplexen Struktur ermöglicht die Quantenchromodynamik (QCD) im Rahmen des Standard-Modells [Hal84].

Im Quark-Parton-Modell besteht das Proton aus einem System von 3 Quarks mit unterschiedlicher Farbladung (Valenzquarks), welches in seiner Summe farbneutral ist. Die Farbkraft zwischen den Farbladung tragenden Quarks werden durch Gluonen vermittelt. Gluonen wechselwirken im Gegensatz zu den Photonen untereinander, da einzelne Gluonen selbst Farbladungen tragen.

Das Proton wird durch das „Partonmodell“ beschrieben. Die e-p-Streuung findet durch die Wechselwirkung des Austauschbosons mit den Konstituenten des Protons statt. Die Austauschbosonen treten hier entweder in der Form von neutralen ( $\gamma, Z_0$ ) oder geladenen Strömen ( $W^+, W^-$ ) auf.

Der maximale Impulsübertrag  $Q^2$  vom Elektron auf das Proton beträgt bei HERA  $10^5 GeV^2$ . Die damit verbundenen kurzen Wellenlängen der Austauschteilchen erlauben die Untersuchung der inneren Struktur des Protons, die sich mit Hilfe der Heisenberg'schen Unschärferelation abschätzen läßt:

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{2Q} \approx 10^{-17} cm$$

Dies ist vier Größenordnungen kleiner als das Proton. Die Wahrscheinlichkeit, ein Parton mit einem bestimmten  $Q^2$  und einem Impulsanteil  $x$  im Proton vorzufinden, wird durch die Partondichte vorgegeben. Die Aufteilung in Partondichte und elastischer Streuung mit dem zugehörigen Parton liefert den Ansatz zur Berechnung von inelastischen Wirkungsquerschnitten bei der e-p-Wechselwirkung.

## 1.1 Elektron-Quark-Wechselwirkung

Die Abbildung 1.1 zeigt den Prozeß in niedrigster Ordnung  $O(\alpha^2)$  der Elektron-Quark-Wechselwirkung.

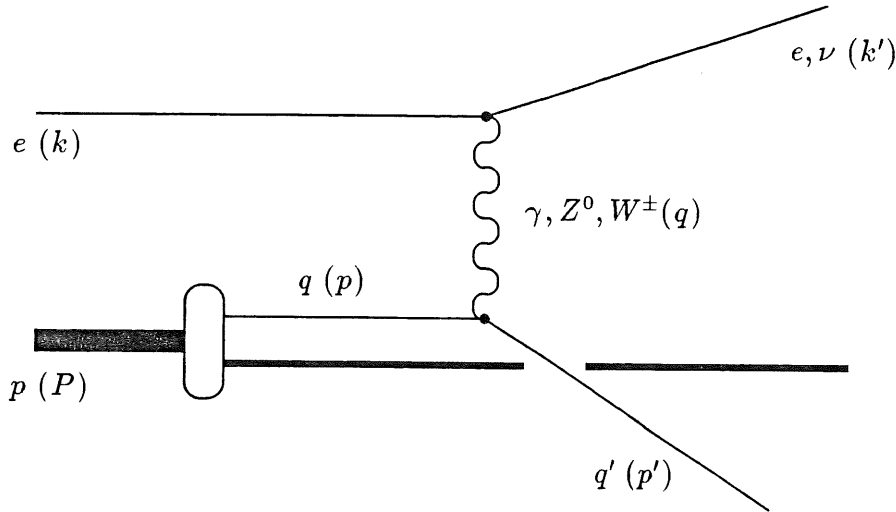


Abbildung 1.1: Tief inelastische Elektron-Protonstreuung. Hierbei sind die Prozesse des neutralen Stroms ( $\gamma, Z^0$ -Austausch) und des geladenen Stroms ( $W^\pm$ -Austausch) möglich.

In der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung dominiert der Photonaustausch, da die geladenen Ströme in erster Näherung durch den Boson-Propagator

$$\sigma \propto \frac{\alpha^2}{(Q^2 + M^2)^2} \quad (1.1)$$

unterdrückt werden. Hier ist  $M$  die Ruhemasse des Bosons.

Die „tief-inelastisch“ genannte Elektron-Proton-Streuung, wird im Partonmodell durch die elastische Streuung zwischen Elektron und Quark beschrieben. Das Photon ist dabei das virtuelle Austauschteilchen. Dabei kann der Prozeß je nach Situation mit 3 voneinander unabhängigen Variablen beschrieben werden.

Beim inelastischen Prozeß entfernen sich die Partonen im Proton durch den zusätzlichen Impulsübertrag vom Elektron immer weiter voneinander. Die Folge ist ein Ansteigen des Farbfeldes zwischen den sich entfernenden Partonen. Ab einem Skalenwert für  $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$  ist die QCD-Störungsrechnung wegen der zu hohen Kopplungskonstante nicht mehr möglich. Hier wird der Bereich der nicht perturbativen QCD erreicht.

Ein Modell, das die Vorgänge zwischen den sich entfernenden Partonen beschreibt, ist das *String*-Modell:

Durch das größer werdende Farbfeld zwischen den sich entfernenden Partonen erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, daß sich Quark-Antiquarkpaare durch dieses Feld bilden. Ist die potentielle Energie des Farbfeldes so weit abgebaut worden, daß sich keine neuen Paare mehr bilden können, haben die Partonen in Form von hadronischen Systemen ihren Endzustand erreicht. Diese Systeme werden *Jets* genannt. Beim tief inelastischen Prozeß entsteht aus den „Protonresten“ der *Spectator*-Jet und aus dem gesteuerten Quark der Strom-Jet (engl.:



*Current-Jet*).

Geht man in den Bereich kurzer Entfernungen bei hohen Impulsüberträgen (typischerweise  $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ ) über, so sinkt die Kopplungskonstante in Bereiche ( $\alpha_s \leq 0.3$ ), wo Störungsrechnung möglich ist (asymptotische Freiheit). Dadurch ist es möglich, den elastischen Unterprozeß im Partonmodell zu berechnen, und durch das Experiment Rückschlüsse auf Partondichte im Proton zu ziehen.

Durch den hohen Impulsübertrag  $Q^2$  ist die Wahrscheinlichkeit gestiegen, daß das getroffene Quark ein Bremsstrahlungs-Gluon abstrahlt. Ein Teil des ursprünglichen Quarkimpulses ist dabei verloren gegangen, wodurch die skaleninvariante Strukturfunktion eine  $Q^2$ -Abhängigkeit erfährt (engl.: scaling violation; siehe auch [Hal84]).

Zum Erreichen des angestrebten Impulsübertrages von  $Q^2 = 10^5 \text{ GeV}^2$ , müssen die Elektronen und Protonen entsprechend beschleunigt und zur Kollision miteinander gebracht werden. Das wird durch den Speicherring HERA erreicht. Die Messung der Strukturfunktionen verlangt zusätzlich einen Detektor, der die Rekonstruktion der Ereignisse einschließlich der Messung der genannten kinematischen Variablen erlaubt.

## 1.2 Kinematik

Zur Beschreibung der elastischen Streuung reichen zwei Variablen. Im Partonmodell hat das einlaufende Quark den zunächst unbekanntem Impulsbruchteil  $x$  vom Proton. Deswegen wird zur Beschreibung der inelastischen Streuung eine weitere dritte Variable benötigt. Um unabhängig vom gewählten Bezugssystem zu sein, werden lorentzinvariante Größen verwendet. Die invariante Masse des ausgetauschten virtuellen Bosons beschreibt die *Virtualität* des Prozesses. Der Viererimpuls des virtuellen Bosons läßt sich über den Impulsübertrag vom gestreuten Elektron ausrechnen.

$$Q^2 := -q^2 = -(k - k')^2$$

Die beiden anderen Parameter werden ebenfalls lorentzinvariant durch die Bjorken-Variablen  $x$  und  $y$  ausgedrückt:

$$x := \frac{Q^2}{2Pq}$$
$$y := \frac{qP}{kP}$$

$y$  gibt im Ruhesystem des Protons an, wieviel Energie vom einlaufenden Elektron an das virtuelle Boson übergeben wird.

Benutzt man die invariante Masse des Elektron-Proton-Systems

$$s = (k + P)^2 \tag{1.2}$$

und vernachlässigt dabei die Ruhemassen von Elektron und Proton, erhält man folgende Abhängigkeit für  $x$ :

$$x = \frac{Q^2}{ys} \tag{1.3}$$

### 1.3 Wechselwirkung mit dem Gluoninhalt des Protons

Die Partonen im Proton setzen sich nicht nur aus den Quarks, sondern auch aus den Gluonen zusammen. Allerdings unterliegt das Gluon nicht der elektroschwachen Wechselwirkung. Somit kann es nicht an die Austauschbosonen ( $\gamma, Z_0, W^+, W^-$ ) koppeln. Die Kopplung vom Boson des einlaufenden Elektrons mit dem Gluon vom einlaufenden Proton erfolgt über ein Quark-Antiquarkpaar (Boson-Gluon-Fusion).

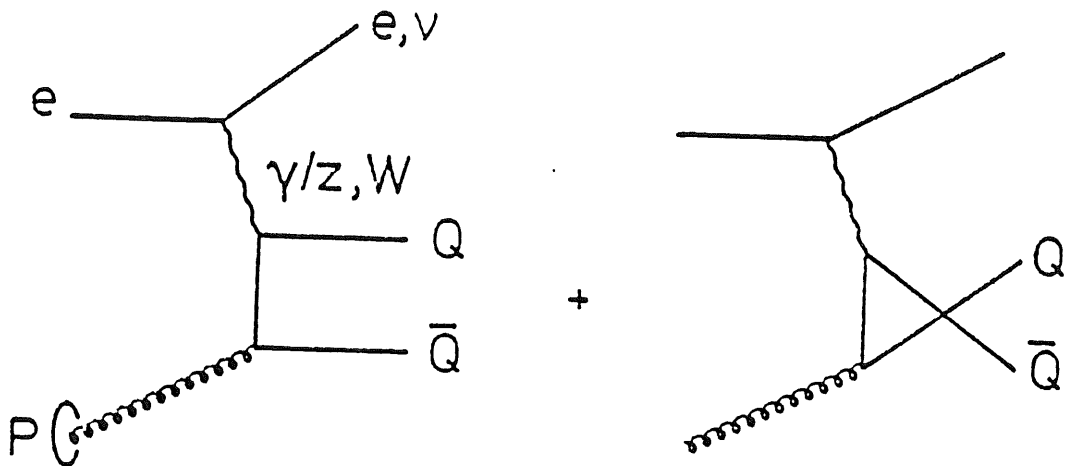


Abbildung 1.2: Erzeugung eines schweren Quarkpaares durch die Boson-Gluon-Fusion. Das Photon kann nicht direkt an das Gluon koppeln. Die Wechselwirkung geschieht über ein schweres Quarkpaar als Bremsstrahlungsprozeß.

Dabei handelt es sich um einen Prozeß der Ordnung  $O(\alpha^2 \cdot \alpha_s)$ . Gegenüber der Elektron-Quark-Wechselwirkung wird das Auflösungsvermögen am Gluon nicht durch die  $Q^2$ -Skala (der Virtualität des Photons), sondern durch den Impulsübertrag vom Boson-Gluon-System bestimmt.

### 1.4 Der Speicherring HERA

Beim HERA-Speicherring handelt es sich um ein Ringsystem zur Elektron- und Protonbeschleunigung und Speicherung. Das Ziel ist die frontale Kollision dieser Partikel bei möglichst hoher Schwerpunktsenergie (siehe Abbildung 1.3).

Die Protonen und Elektronen werden jeweils getrennt in zwei verschiedenen Ringen in entgegengesetzter Richtung zueinander in einem Ringtunnel mit einem Umfang von 6.3 km gespeichert. Die Protonen sollen dabei durch den Einsatz von supraleitenden Magneten auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt werden. Für die Elektronen ist eine Energie in dieser Größenordnung in einer Ringanlage wegen des Energieverlustes durch Bremsstrahlung technisch nicht durchführbar. Hier wird eine Energie von 30 GeV erreicht.

Der Proton- und Elektronstrahl kann an vier Stellen frontal zur Kollision gebracht werden. Die erreichbare Schwerpunktsenergie beträgt  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ . Diese Schwerpunktsenergie

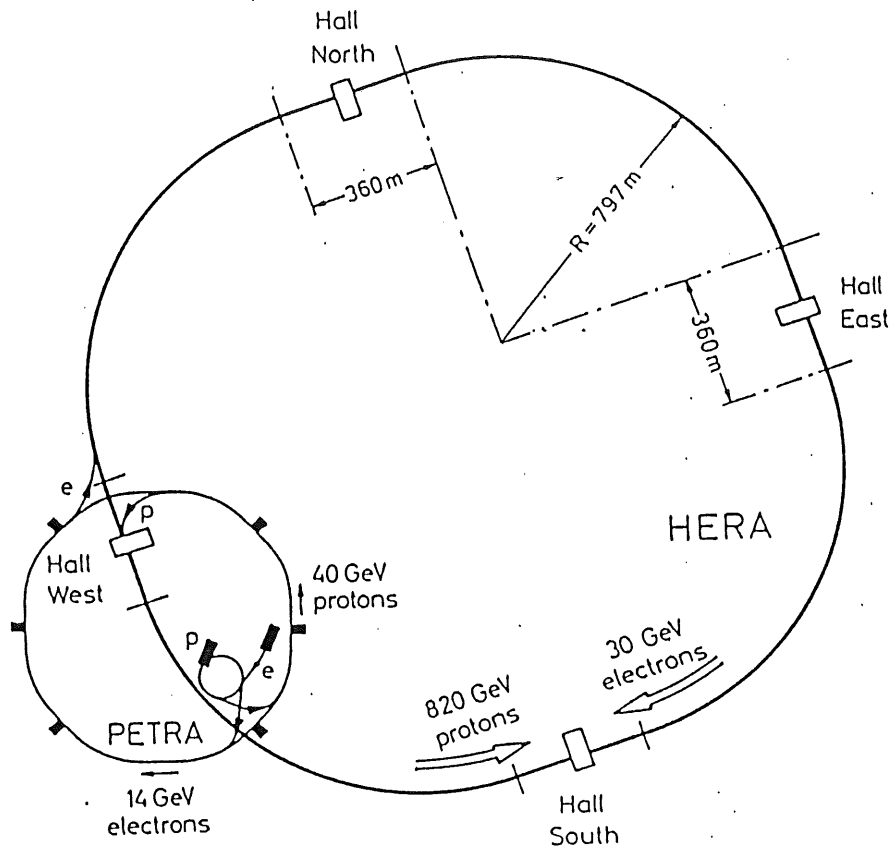


Abbildung 1.3: Vereinfachte Ansicht der HERA-Speicherringanlage.

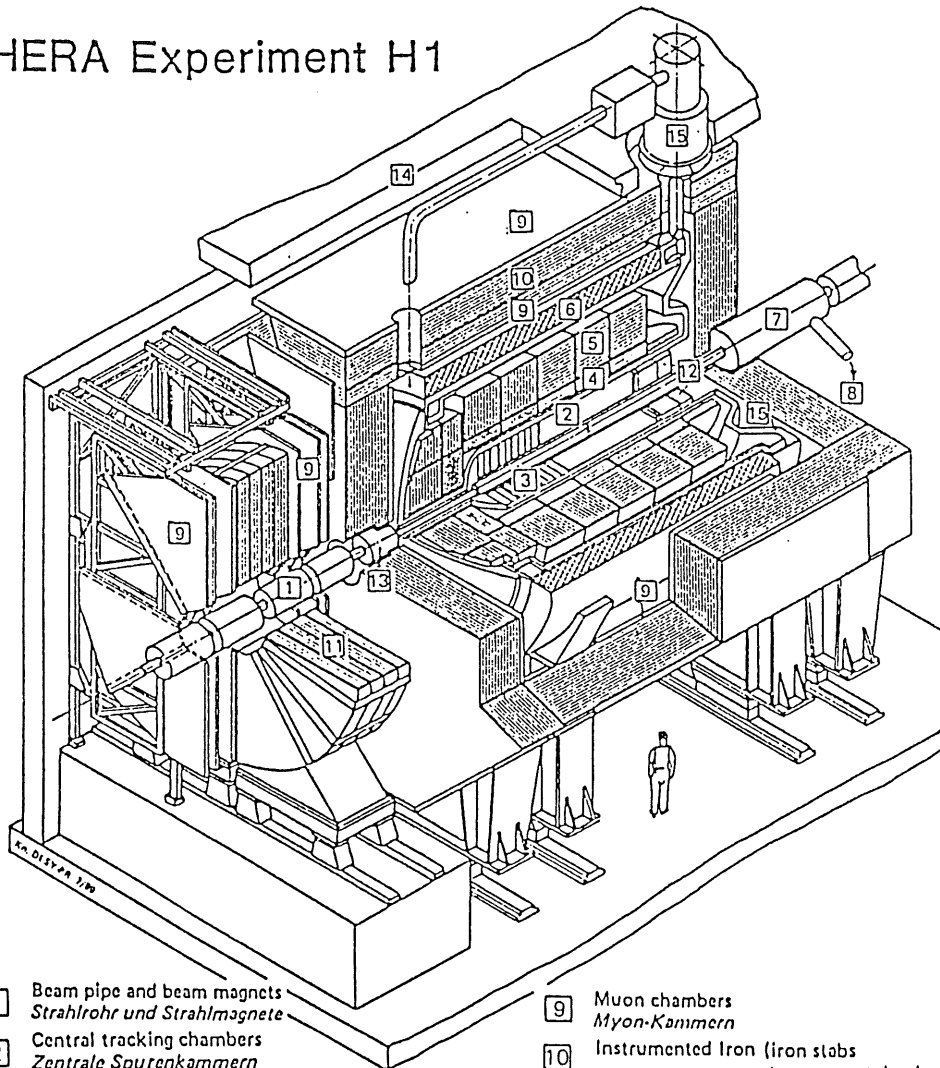
übertrifft weit die früheren Elektron-Proton-Streuexperimente, die als sogenannte „Fixed-Target“-Experimente durchgeführt wurden. Das Elektron wurde hierbei auf ein ruhendes Proton geschossen. Um bei Fixed-Target-Experimenten die HERA-Schwerpunktsenergie zu erreichen, wäre ein Elektronenstrahl mit einer Energie von einigen  $TeV$  notwendig. Die Teilchen sind bei HERA in Paketen gebündelt. Diese Pakete nennen sich *Bunches*, die ungefähr  $10^{11}$  Teilchen enthalten. 220 *Bunches* laufen gleichzeitig im Ring, was zu einer Kollisionsrate von  $96 \text{ ns}$  ( $\approx 10.4 \text{ MHz}$ ) zwischen Proton- und Elektronpaket an den Wechselwirkungspunkten führt. Die Luminosität soll bei HERA  $1.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  betragen. Als integrierte Luminosität wird ein Wert von  $100 \text{ pb}^{-1}$  pro Jahr zugrundegelegt.

## 1.5 Der H1-Detektor

Ziel des H1-Detektors ist Nachweis und Klassifikation von physikalischen Ereignissen. Dazu müssen Teilchen- und Jetenergien einschließlich den zugehörigen Impulskomponenten gemessen werden können, um eine Teilchen- und spätere Ereignisklassifizierung zu ermöglichen. Die Vielfalt der zu erwartenden Teilchen aus einem Ereignis erfordert zu deren Nachweis das Zusammenspiel verschiedener Detektorkomponenten.

In Abbildung 1.4 ist die asymmetrische Bauweise des Detektors zu erkennen, die ihre Ursache in der sehr viel größeren Energie des Protons gegenüber der des Elektrons findet. Wegen der Bremsstrahlung am Elektronring ist es nicht möglich, die Elektronen auf dieselbe Energie wie die Protonen zu beschleunigen.

# HERA Experiment H1



- |   |  |    |   |
|---|--|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets<br><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i>  | 9  | Muon chambers<br><i>Myon-Kammern</i>  |
| 2 | Central tracking chambers<br><i>Zentrale Spurenkammern</i>   | 10 | Instrumented Iron (iron slabs<br>+ streamer tube detectors)<br><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +<br/>Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators<br><i>Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet<br><i>Myon-Toroid-Magnet</i>   |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br><i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i>                          | 12 | Warm electromagnetic calorimeter<br><i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i>   |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i>                        | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)<br><i>Vorwärts-Kalorimeter</i>  |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)<br><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i>   | 14 | Concrete shielding<br><i>Betonabschirmung</i>   |
| 7 | Compensating magnet<br><i>Kompensationsmagnet</i>  | 15 | Liquid Argon cryostat<br><i>Flüssig Argon Kryostat</i>  |
| 8 | Helium cryogenics<br><i>Helium Kälteanlage</i>   |    |   |

Abbildung 1.4: Perspektivischer Anblick des H1-Detektors (nach [TRP89]).



Darüberhinaus soll der Detektor den Wechselwirkungspunkt möglichst hermetisch umschließen, um zum einen den Akzeptanzbereich gerade in Protonrichtung zu verbessern, und zum anderen eine Messung von fehlender Energie durch Bilanzbildung zu ermöglichen. Um das Strahlrohr [1] sind folgende Komponenten des Detektors angeordnet:

## Die Spurkammern

Direkt um das Strahlrohr herum befindet sich die zentrale Spurkammer [2] (CTD): *engl. Central Tracking Detektor*. Der CTD ermöglicht die Messung der Spuren von geladenen Teilchen und deren Impulse in einem Bereich von  $25^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$ . Im CTD sind eine innere und eine äußere Driftkammer (CJC's), eine z-Kammer, sowie eine äußere als auch eine innere Proportionalkammer um das Strahlrohr angeordnet.

Die CJC's erlauben eine Spurrekonstruktion in der  $r$ - $\phi$ -Ebene, die z-Kammer in Strahlrichtung, und bei den Proportionalkammern wird die schnelle Datenauslese ausgenutzt. In der Rückwärtsrichtung schließt sich die Rückwärts-Proportionalkammer an, um vor allen Dingen Spuren der schwach gestreuten Elektronen zu messen.

In Vorwärtsrichtung des Detektors sind die FTD's [3] *engl.: Forward Tracking Detektor* angeordnet. Die FTD's sind drei ebene Module, die aus einer radialen Driftkammer, einer Vieldrahtproportional-kammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor bestehen. Die Kombination dieser verschiedenen Komponenten soll die Messung der Impulse und Teilchenidentifikation als Elektron oder Pion in einem Bereich  $\vartheta \leq 25^\circ$  ermöglichen.

## Das Kalorimeter

Hierbei handelt es sich um ein Flüssig-Argon-Kalorimeter *engl.: Liquid Argon (LAr)*. Das elektromagnetische [4] und das hadronische Kalorimeter [5] messen die Energie der Teilchen (siehe Abschnitt 1.5.1). Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Blei-, das hadronische Kalorimeter aus Stahlplatten, als Absorbermaterial und flüssigem Argon als aktives Material. Das gesamte LAr-Kalorimeter ist in mehrere Segmente (*Wheels*) ringförmig unterteilt. In Vorwärtsrichtung, vom Protonstrahl aus gesehen, beginnt das Kalorimeter mit dem *engl.: Inner Forward* Bereich. Dazu gehören der innere elektromagnetische- und hadronische Teil (IF1E,IF2H) und das hadronische Kalorimeter (OF1,OF2). Es folgen die *Wheels* für den *Barrel*-Bereich (FB1E,FB1H, FB2E,FB2H) *Forward-Barrel* und (CB1E...CB3H) *Central-Barrel*, die zylinderförmig die Spurkammern umgeben. Im Rückwärtsbereich schließt das LAr-Kalorimeter mit dem BBE-Kalorimeter *Backward Barrel Elektromagnetic Kalorimeter* ab (siehe Abbildung 1.5).

## Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter

Das BEMC *engl.: Backward Elektromagnetic Calorimeter* [12] dient hauptsächlich zur Energiemessung gestreuter Elektronen bei geringem Impulsübertrag. Es besteht aus Bleiszintillatoren. Seine Energieauflösung beträgt  $dE/E \approx 10\%/\sqrt{E}$  [TRP89].

## Eiseninstrumentierung

Außerhalb der Magnetspule befindet sich das Eisenjoch mit der Eiseninstrumentierung [10]. Das instrumentierte Eisen ermöglicht die Messung von Schauern, die nicht vollständig durch

das LAr-Kalorimeter absorbiert wurden (*engl.: Tail Catcher*). Zum Nachweis der Teilchen werden zwischen den Eisenplatten Gasentladungsröhren (*Streamer Tubes*) angeordnet. Das Eisen dient als Absorbermaterial und gleichzeitig zur Rückführung des Magnetischen Feldes zur Spule [6].

## Myon-Kammern

Als aktive Elemente zum Nachweis der Myonen werden ebenfalls *Streamer Tubes* verwendet [9]. Diese sind aber zur besseren Ortsauflösung mit Streifendetektoren (*Strips*) ergänzt worden.

## Plugkalorimeter und Toroid

Eine weitere Detektorkomponente in Vorwärtsrichtung ist das sogenannte Plugkalorimeter [13]. Das Plugkalorimeter ist um das Strahlrohr außerhalb des Kryostaten angeordnet und soll hauptsächlich Hadronen mit sehr kleinem Polarwinkel ( $0.6^\circ \leq \vartheta \leq 3.6^\circ$ ) nachweisen. Das Absorbermaterial besteht aus Kupfer. Für das aktive Material werden Silizium-Halbleiter-Elemente verwendet. Um die Impulse besonders energiereicher Myonen im Vorwärtsbereich bestimmen zu können, gibt es den Myon-Toroid-Magneten [11] mit eigenem Magnetfeld und Driftkammersystem außerhalb des Detektors. Dieser überdeckt den Winkelbereich ( $5^\circ \leq \vartheta \leq 20^\circ$ ).

## Supraleitende Spule und Kryostat

Die supraleitende Spule [6] erzeugt ein Magnetfeld von 1.2 Tesla im Spurkammerbereich. Die dadurch bewirkte Krümmung der Spur geladener Teilchen ermöglicht eine Impulsmessung. Das LAr-Kalorimeter muß zu seiner Kühlung in einen Kryostaten [15] eingebaut werden, da der Siedepunkt von Argon 86 K beträgt.

### 1.5.1 Grundlegende Eigenschaften des Kalorimeters

In diesem Abschnitt wird das LAr-Kalorimeter gesondert erläutert, weil sich ein großer Teil der Arbeit auf den Kalorimetertrigger bezieht. Das Kalorimeter dient zur Energiemessung der einzelnen Teilchen, die bei einem Ereignis entstanden sind. Dabei wird die Energie der Teilchen durch das Kalorimetermaterial absorbiert. Leptonen und Hadronen unterliegen verschiedenen Energieverlustmechanismen im Absorptionsmaterial:

Elektronen verlieren in Energiebereichen über 10 MeV ihre Energie durch Bremsstrahlung. Die dabei entstehenden Photonen erzeugen weitere weniger energetische Elektron-Positronpaare. Diese Teilchen schauern weiter auf, bis für Energien kleiner 10 MeV die Ionisation die dominierende Rolle für den Energieverlust spielt.

Die starke Wechselwirkung sorgt bei den hadronischen Teilchen für den dominierenden Verlustprozeß. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung, wie er bei Elektronen auftritt, wird durch die hohe Masse der hadronischen Partikel unterdrückt ( $m_\pi = 139 \text{ MeV}$ ).

Bisher wurde nur von dem Absorptionsmaterial gesprochen. Allerdings muß die Schauerentwicklung innerhalb des Absorptionsmaterials in ein elektronisches Signal umgesetzt werden. Eine Möglichkeit besteht in der Schichtbauweise zwischen einem aktiven Auslesemedium und dem passenden Absorptionsmaterial. Als aktives Medium dient beim H1-Detektor flüssiges Argon. Das flüssige Argon wird von geladenen Schauerteilchen entlang deren Spur ionisiert.

Argon wird wegen seiner geringen Elektronegativität und chemischen Stabilität als aktives Auslesemittel benutzt. Die geringe Elektronegativität beeinflusst nicht die Beweglichkeit der Elektronen, und begünstigt so die Auslesegeschwindigkeit, womit die Totzeit möglichst kurz gehalten wird. Außerdem wird flüssiges Argon wie auch Blei wegen seiner hohen Dichte verwendet. Mit dieser Schichtanordnung mißt man nur Stichproben der Schauer (Sampling-Kalorimeter). Ein elektrisches Feld, welches das flüssige Argon umgibt, läßt die erzeugten freien elektrischen Ladungen zu Elektroden wandern, die die Granularität des Kalorimeters vorgeben.

Dringt ein Partikel in das Kalorimeter ein, so hängt die Schauerlänge von seiner elektromagnetischen oder hadronischen Beschaffenheit ab. Verwendet man nur Blei als Absorbtionsmaterial, verliert das elektromagnetische Teilchen schon auf einer Weglänge von 0.56 cm 63.2% seiner Energie. Demgegenüber braucht das hadronische Teilchen im Durchschnitt 17.09 cm bis zu einer inelastischen Wechselwirkung mit dem Nukleon. Die Strahlungslänge  $X_0$  hat sich für Blei demnach stark verlängert. Darum besteht das LAr-Kalorimeter aus einem speziellen elektromagnetischen und hadronischen Abschnitt, der Stahl enthält. Dadurch wird die *nukleare Absorbtionslänge*  $\lambda_0$  von 17.09 cm (Blei) auf 16.76 cm (Eisen) wenig verändert [PDG90] und die gesamte Kalorimeterkonstruktion mechanisch stabiler.

Senkrecht zu den einzelnen Lagen des em. und had. Kalorimeters sind die *Pads* als Auslesezellen in einer Projektion zum Wechselwirkungspunkt hin angeordnet. Diese Stapel nennt man *engl.: Tower*. Die Lagen eines *Towers* werden zusammengefaßt. Mit dem aktiven wird Medium nur ein von den Schichtdicken und Schichtmedien abhängiger Energieanteil gemessen. Bei diesem Anteil spricht man von *sichtbarer Energie*, die in einer nachfolgenden Rekonstruktion auf die eigentliche Energie des Ursprungteilchens umgerechnet wird.

Während Elektronen und Photonen ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter verlieren, bildet das schwerere Myon nur eine Spur im elektromagnetischen als auch im hadronischen Kalorimeter. Es hat dabei nur einen Teil seiner Energie verloren. In den nachfolgenden Myonkammern und im instrumentierten Eisen wird es endgültig nachgewiesen. Dagegen findet der Energieverlust von hadronischen Partikeln in beiden Kalorimeterabschnitten durch Schauerbildung statt.

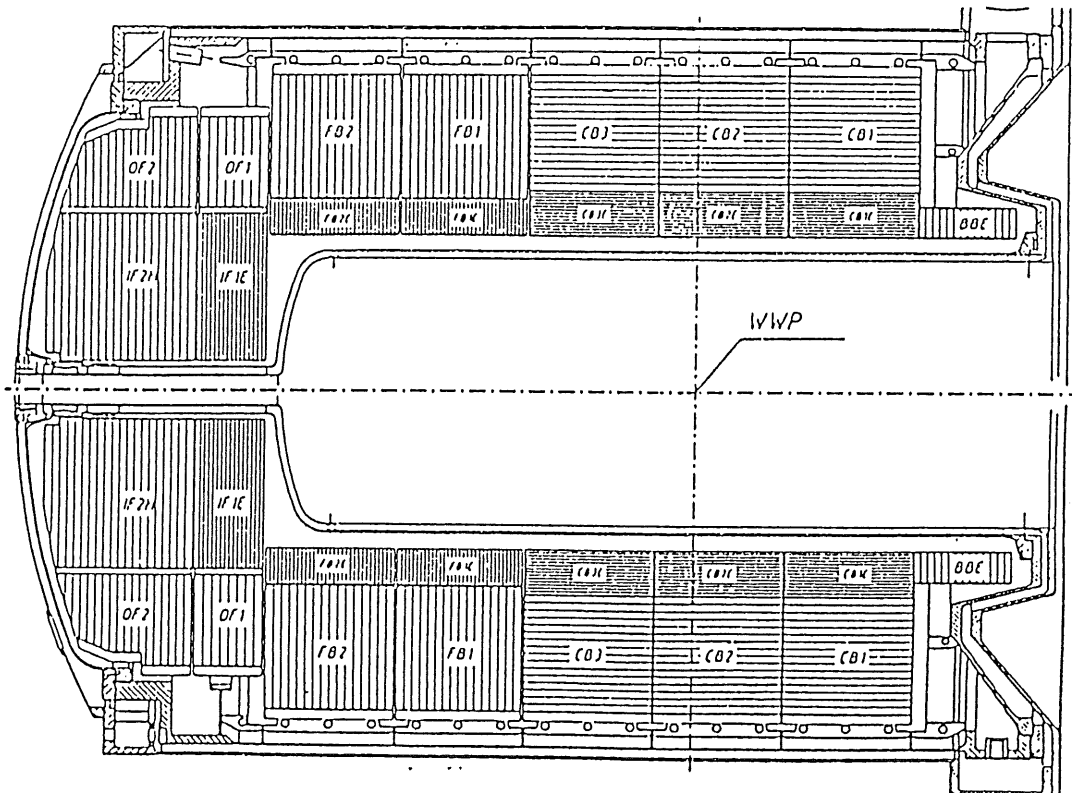
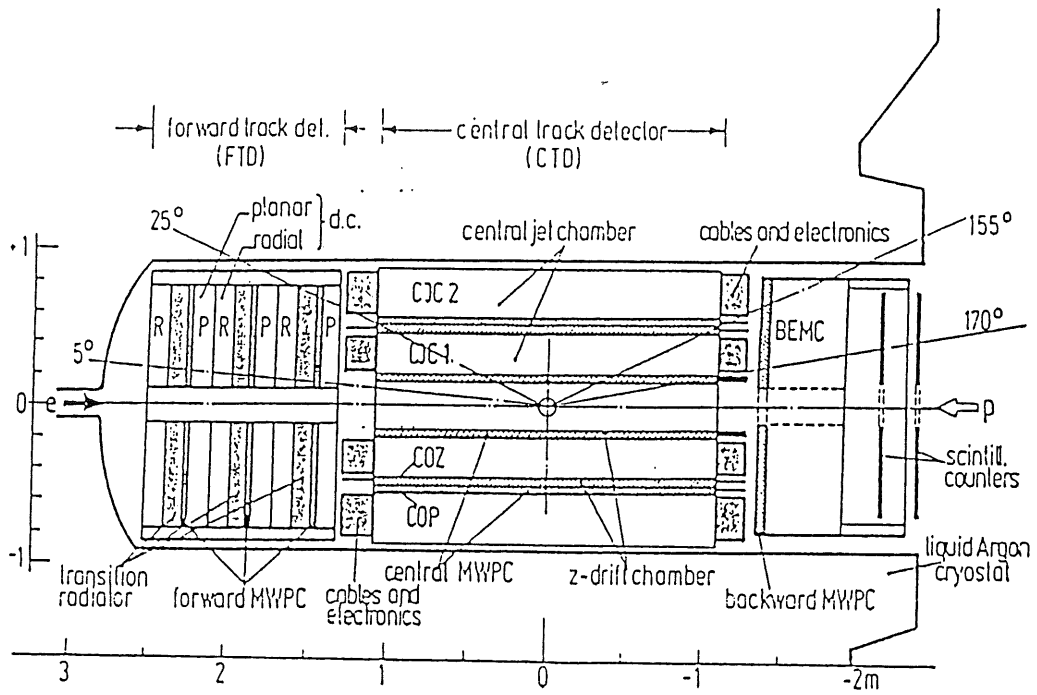


Abbildung 1.5: **Oben:** Die H1-Spurkammern im Längsschnitt. **Unten:** H1-LAr-Kalorimeter. (nach [TRP89]).



# Kapitel 2

## Simulation der Ereignisse

Um Vorhersagen über die  $J/\Psi$ -Produktion im H1-Detektor machen zu können, sind „Monte Carlo“-Simulationen notwendig. Die Simulationen erlauben das Untersuchen von komplexen Abläufen im Detektor während eines Ereignisses. Mit einfachen analytischen Mitteln ist dies durch die umfangreiche Struktur des Detektors nicht mehr möglich.

Dazu wird das während der Strahlwechselwirkung entstandene Ereignis durch ein numerisches Modell wiedergegeben, worauf die Detektorsimulation aufbaut. Die gesamte Analysekette kann unter Einbeziehung des Ereignisgenerators in folgende vier Abschnitte unterteilt werden:

- Der Generator, der das eigentliche physikalische Modell für die Wechselwirkung auf Vierervektorebene simuliert.
- Die Detektorsimulation, die die Generatorinformation benutzt, um die Akzeptanz des Detektors wiederzugeben.
- Die Rekonstruktion baut auf den Detektordaten auf, die entweder simuliert oder real sein können, um aus den elektrischen Signalen des Detektors Daten zur leichteren physikalischen Interpretation zu gewinnen (z.B. rekonstruierte Spuren, Energien und deren Verknüpfung untereinander).
- In einer späteren Analysekette werden diese Daten mit dem physikalischen Modell verglichen.

### 2.1 Der Generator

Ein Ereignisgenerator hat ein physikalisches Modell mit einer berechenbaren Streuamplitude als Grundlage. Meistens werden auf Partonebene die Grundvariablen für ein Ereignis gewichtet zur Streuamplitude und dem Phasenraum generiert (z.B.  $x, Q^2$  und  $s$ ). Die Integration über das Matrixelement, die Partondichte (im Fall des Protons) und den Phasenraum erlaubt eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes. Die Integrationsgrenzen der kinematischen Variablen werden dabei durch Energie- und Impulserhaltung oder geometrischen Einschränkungen (festgelegte Polarwinkelbereiche) vorgegeben.

Der Generator liefert die Viererimpulse der Teilchen, die bei der Wechselwirkung entstanden sind. Sie dienen als Ausgangspunkt der Analysekette.

## 2.2 Die Detektorsimulation

Im zweiten Schritt wird durch die Detektorsimulation die geometrische Akzeptanz und die Nachweiswahrscheinlichkeit des H1-Detektors simuliert. Damit wird die Frage beantwortet, wieviel von der Wechselwirkung zwischen dem Elektron und Proton später im Detektor sichtbar ist. Der Ereignisgenerator liefert die Viererimpulse von Teilchen, die minimal bis zu  $10^{-8}$  s stabil sind. Diese Teilchen können bei längerer Lebensdauer außerhalb des Strahlrohrs in den verschiedenen Detektorkomponenten zerfallen. Weiterhin ist es möglich, daß einzelne Teilchen an Detektormaterialien anschauen und die dadurch entstandenen neuen Spuren weitere Signale auslösen.

Es gibt für den H1-Detektor einmal die Möglichkeit der schnellen parameterisierten Simulation (H1PSI) und der detaillierten Simulation (H1SIM). In der detaillierten Simulation sind die Materialien und deren geometrische Anordnung möglichst naturgetreu nachgebildet worden. Für jedes Teilchen wird in der Simulation der Energieverlust und die Vielfachstreuung beim Durchgang eines Mediums simuliert. Durch die Vielfachstreuung fallen eine große Anzahl von weiteren Teilchen an, die zusätzlich berücksichtigt werden müssen. Die Folge ist ein nicht mehr vertretbarer Anstieg in der Rechenzeit und des Speicherplatzbedarfs.

Abhilfe verschaffen hier Parameterisierungen in der Detektorgeometrie als auch in der Zusammensetzung der Materialien. Zusätzlich werden nur Teilchen ab einer bestimmten unteren Energieschwelle in der Simulation weiter berücksichtigt. Die parameterisierte Simulation H1PSI verkürzt die Rechenzeit z.B. für  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$  Ereignisse von  $\approx 1 \text{ min/Ereignis}$  (H1SIM) auf eine Größenordnung von Sekunden in H1PSI für denselben Rechner (DESY-IBM).

Allerdings arbeitet H1PSI nur mit einer projektiven zum Wechselwirkungspunkt hin bezogenen Geometrie. Dadurch ist die Triggeranalyse von Strahlrohrereignissen mit dieser Simulation nicht möglich. Außerdem soll die Abhängigkeit der Triggereffizienz von den unteren Rauschschwellen des Kalorimetertriggers untersucht werden. Dies erlaubt nur die detaillierte Detektorsimulation (H1SIM). In dieser Arbeit wird H1SIM mit einer parameterisierten Schauersimulation (GFLASH) für das elektromagnetische Kalorimeter benutzt, wodurch die Rechenzeit für ein Ereignis auf  $\approx 25$  s reduziert werden konnte.

## 2.3 Die Rekonstruktion und Datenanalyse

Im nächsten Schritt wird mit den Daten der Simulation die Rekonstruktion der Ereignisse durchgeführt. Auf unterster Ebene steht dabei die Energie- und Impulsbestimmung. Darauf baut die Teilchenidentifikation mit der anschließenden Ereignisklassifizierung auf. Jede dieser Rekonstruktionsebenen hat seine eigene Effizienz, die mit Hilfe der gesamten Information von der Ereignisgenerierung bis zur Rekonstruktion bestimmt wird.

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes eines Prozesses müssen die Effizienzen der gesamten Analyseketten bestimmt werden, um später quantitative Aussagen über den Wechselwirkungsprozeß machen zu können.

# Kapitel 3

## Der Generator für $J/\Psi$ -Ereignisse

Für die zu untersuchende Ereignisklasse ist der sogenannte *Generator* ein erstes Glied in einer Analyseketten. Mit ihm werden im Rahmen des physikalischen Modells die Ereignisse statistisch nach dem Phasenraum und dem Matrixelement des Prozesses erzeugt. Parameter, wie die Viererimpulse der Ursprungsteilchen, die Kopplungskonstanten und das Fragmentationsmodell werden vorgegeben. Entsprechend erzeugt er die Ereignistopologie nach der Teilchenkollision für die vorgegebenen Rahmenbedingungen auf Viererimpulsebene. Er „generiert“ als Ergebnis einen Datensatz von Ereignissen, den man nach dem vorausgesetzten Modell erwarten würde.

### 3.1 BGF-Modell

Der hier beschriebene Generator produziert  $J/\Psi$ -Ereignisse über das Quarkonium von einem „Charm“- und einem „Anticharm“-Quark. Die Entstehung schwerer Quarkpaare wird durch den Boson-Gluon-Fusionsprozeß beschrieben (siehe Abbildung 3.1).

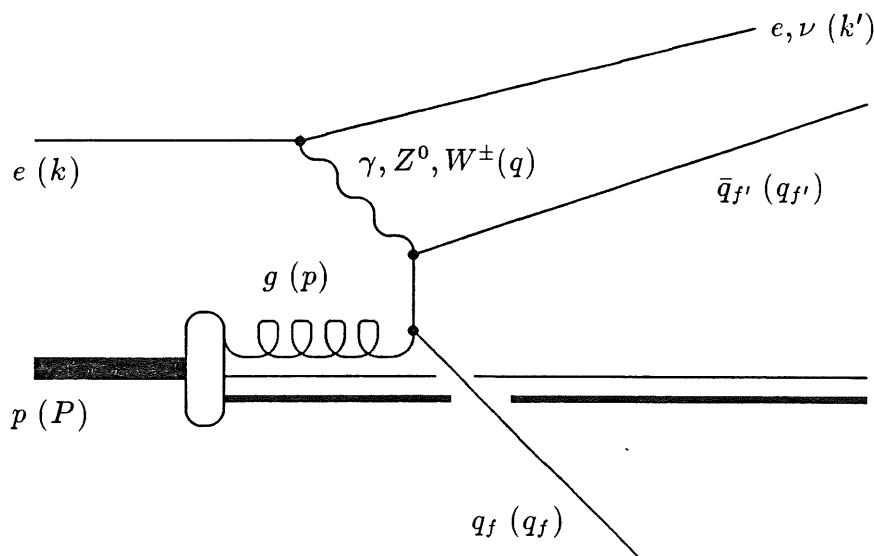


Abbildung 3.1: *Photon-Gluon-Fusion in der e-p-Streuung.*

Dieser Prozeß ist, wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, von der Gluondichteverteilung im

Proton bei kleinem Impulsübertrag  $x$  vom Proton abhängig. Der Photon-Gluon-Unterprozeß läßt sich mit einem reellen Photon berechnen [Ell88]. Er dominiert bei quasi reellem Photon ( $Q^2 \rightarrow 0$ ). Somit kann der Elektronvertex durch ein Photonspektrum behandelt werden (EPA-Näherung: siehe Abschnitt 3.5).

### 3.1.1 Kinematik des BGF-Prozesses

Die Boson-Gluon-Fusion wird beschrieben über:

$$e^\pm(k) + p(P) \rightarrow l(k') + q_f(p_f) + \bar{q}_f(p_{f'}) + X \quad (3.1)$$

bzw. durch den Unterprozeß:

$$\gamma g \rightarrow q \bar{q}$$

Die invariante Masse des  $\gamma g$ -Systems ist:

$$\hat{s} := (p_f + p_{f'})^2 = (p_g + q)^2 = 2p_g q - Q^2 = 2x_g P q - Q^2$$

mit  $p_g = x_g P$ , dabei wird das Gluon kollinear zum Proton abgestrahlt. Ersetzt man  $Pq$  durch  $y \cdot Pk$ , erhalten wir einen Ausdruck für  $\hat{s}$ , der von  $x_g$  und dem Parametersatz  $Q^2, y$  und  $s$  abhängig ist:

$$\hat{s} = (p + q)^2 = x_g y s - Q^2 \geq \hat{s}_0 = (m_f + m_{f'})^2 \quad (3.2)$$

Damit ist  $x_g$  als weiterer Parameter definiert worden, der nicht mit dem Bjorken- $x$ , welches die Streuung an einem Quark beschreibt, verwechselt werden darf:

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{y s}$$

Gehen wir zur Beschreibung der Kinematik des entstandenen Quarkpaares in das Boson-Gluon-Schwerpunktsystems über ( $p+q = p_f + p_{f'} = 0$ ), so ist die Entstehung des Quarkpaares rotationssymmetrisch zur Boson-Gluon-Achse. Durch den Impulsübertrag  $q$  vom gestreuten Lepton ist allerdings die Boson-Gluon-Achse gegenüber dem e-P-System ausgezeichnet worden. Wir definieren  $\Phi$  als den Winkel zwischen der Leptonebene ( $\vec{P} \times \vec{k}$ ) und der Hadro-nenebene ( $\vec{P} \times \vec{p}_f$ ):

$$\cos \Phi = \frac{(\vec{P} \times \vec{k}) \cdot (\vec{P} \times \vec{p}_f)}{|\vec{P} \times \vec{k}| |\vec{P} \times \vec{p}_f|} \quad (3.3)$$

Im Schwerpunktsystem des Protons ist die Verteilung der Bosonenergie auf eines der beiden Quarks gegeben durch  $z = \frac{E_f}{E_q}$ , bzw. invariant ausgedrückt:

$$z := \frac{p_f P}{q P} \quad (3.4)$$

Für  $z \rightarrow 1$  erhält das Quark  $q_f$  und für  $z \rightarrow 0$  das Antiquark  $q_{f'}$  die gesamte Energie des Photons.

Mit den hier beschriebenen 6 Variablen:  $Q^2, s, y, x_g, \Phi, z$  läßt sich die Kinematik des BGF-Prozesses auf Partonebene vollständig beschreiben (siehe [Sch88]). Zur Berechnung des gesamten Wirkungsquerschnittes muß über die Gluonstrukturfunktion  $G(x_g, Q^2)$  und den Wirkungsquerschnitt des BGF-Unterprozesses  $\sigma_{ff'}$  innerhalb der kinematischen Grenzen integriert werden:

$$\sigma_{tot} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 \int_{x_{gmin}}^1 dx_g \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \int_0^{2\pi} d\Phi \cdot G(x_g, Q^2) \sigma_{ff'}(s, y, q^2, x_g, z, \Phi) \quad (3.5)$$

Die kinematischen Grenzen werden durch Impuls- und Energieerhaltung bestimmt. Sie sind nicht unabhängig voneinander. Ein Beispiel ist die  $Q_{min}^2$ -Grenze, die eine Funktion von  $y$  ist.

### 3.1.2 Kinematische Grenzen

#### kinematische Grenzen für $Q^2$ :

Die obere kinematische Grenze für  $Q^2$  wird durch die erreichbare invariante Masse des hadronischen Systems bestimmt,

$$W^2 = (P + q)^2 = m_p^2 + q^2 + 2Pq = m_p^2 - Q^2 + ys \quad (3.6)$$

wenn man  $s \approx 2pk$  annimmt. Die untere Grenze des hadronischen Systems ergibt sich aus:

$$W^2 = (P + q)^2 = (p_f + p_{f'} + (1 - x_g)P)^2$$

$$W_{min}^2 = (m_f + m_{f'} + m_p)^2$$

Durch  $W_{min}^2$  wird  $Q_{max}^2$  festgelegt:

$$Q_{max}^2 = ys + m_p^2 - W_{min}^2 \quad (3.7)$$

In der Näherung  $ys \approx 2 \cdot pq$  werden die Ruhemassen vernachlässigt. Beziehen wir diese mit ein, dann berechnet sich die Beziehung für die Obergrenze wie in folgender Gleichung [Bil91]:

$$Q_{max}^2(y) = m_p^2 - W_{min}^2 + (s - m_p^2 - m_e^2)y \quad (3.8)$$

Die Untergrenze der Virtualität  $Q_{min}^2$  ist auch eine Funktion von  $y$ . Hierzu gehen wir von der Definition von  $Q^2 = -(k - k')^2$  aus und betrachten die Streuung des Elektrons im Protonruhesystem mit dem Winkel  $\Theta$ :

$$Q^2 = -2(m_e^2 - 2(E E' - |\vec{p}_k| |\vec{p}_{k'}| \cos \Theta)) \quad (3.9)$$

Entwickelt man  $|\vec{p}_k| |\vec{p}_{k'}|$  nach Termen der Ordnung  $O(\frac{m_e^2}{EE'})$ , dann berechnet sich die Abhängigkeit von  $Q^2$  nach dem Streuwinkel  $\Theta$  wie folgt:

$$Q^2 = -2m_e^2 + 2(E E' - 2E E' (1 - \frac{1}{2} m_e^2 \frac{E^2 + E'^2}{(E E')^2}) \cos \Theta) \quad (3.10)$$

$Q_{min}^2$  wird für  $\cos \Theta \rightarrow 1$  erreicht, also wenn minimale Streuung erfolgt.

$$Q_{min}^2 = -2m_e^2 + m_e^2 \frac{E^2 + E'^2}{E E'}$$

Interpretieren wir nun  $y$  im Ruhesystem des Protons als den Energieübertrag vom Elektron an das Photon,

$$y = \frac{E - E'}{E} \quad (3.11)$$

so ergibt sich für  $Q_{min}^2$  folgende Beziehung:

$$Q_{min}^2(y) = m_e^2 \frac{y^2}{1 - y} \quad (3.12)$$

Eine untere  $Q_{min}^2$  Grenze kommt demnach durch die endliche Ruhemasse  $m_e$  des Elektrons zustande.

### kinematische Grenzen für $y$ :

Die kinematischen Grenzen für  $y$  werden wiederum durch die gesamte hadronische invariante Masse bestimmt:

Gehen wir von  $W^2 = ys + m_P - Q^2$  aus und setzen für  $Q^2$  den oben berechneten  $Q_{min}^2$ -Term ein, so erhalten wir folgende Gleichung:

$$W^2 = ys + m_P^2 - m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \quad (3.13)$$

Löst man diese Gleichung nach  $y$  auf und setzt  $W_{min}^2$  ein, dann errechnen sich die Grenzen für  $y$ :

$$y_{max,min} = \frac{s + W_1^2 \pm \sqrt{(s - W_1^2)^2 - 4m_e^2 W_1^2}}{2(s + m_e^2)} \quad (3.14)$$

Der Wert  $W_1^2$  ist definiert als:

$$W_1^2 := W_{min}^2 - m_P^2$$

und wird durch die Ruhemassen des hadronischen Systems bestimmt.

### untere Grenzen von $x_g$ :

In Gleichung 3.2 wird  $x_g$  als Parameter zur Beschreibung des Gluonimpulses benutzt. Daraus ergibt sich der minimal erreichbare Impulsbruchteil des Gluons am Impuls des Protons mit:

$$x_{gmin} = \frac{(m_f + m_{f'})^2 + Q^2}{ys} \quad (3.15)$$

Setzt man für die Ruhemasse des Boson-Gluon-Systems  $2m_c = 3.0 \text{ GeV}$  ein und läßt  $Q^2 \rightarrow 0$  gehen, kann man die erreichbare Untergrenze von  $x_g$  mit

$$x_{gmin} \approx 10^{-4} \quad (3.16)$$

angeben. Dafür wird die Schwerpunktsenergie von HERA  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$  und  $y \rightarrow 0$  angenommen.

## 3.2 Colour-Singlett Modell

Während im vorherigen Kapitel offene Charmproduktion beschrieben wurde, d.h. das  $Q\bar{Q}$ -Paar befindet sich nicht im gebundenen Zustand, ist es durchaus möglich, einen gebundenen  $c\bar{c} \rightarrow J/\Psi$  Zustand mit Spin 1 zu erzeugen. Allerdings trägt das Quarkpaar, welches durch den BGF-Prozeß entstanden ist, durch das Gluon zusätzlich Farbe. Demgegenüber ist aber das  $J/\Psi$  selber farbneutral. Diese Bedingung wird durch die Abstrahlung eines weiteren Gluons vom Boson-Gluon-System erfüllt (siehe Abbildung 3.2).

Die kinematischen Variablen ändern sich nur durch eine Umbenennung der Variablen für die Produkte des BGF-Unterprozesses, da hier wiederum zwei Endprodukte entstehen. Der Viererimpuls des einen schweren Quarks  $q_f$  wird in  $p_\psi$  und der Antiquarks in  $q'$  umbenannt. Daraus werden die Variablen  $z$  und  $\Phi$  wie folgt umdefiniert:

$$z = \frac{p_\psi P}{qP} \quad (3.17)$$

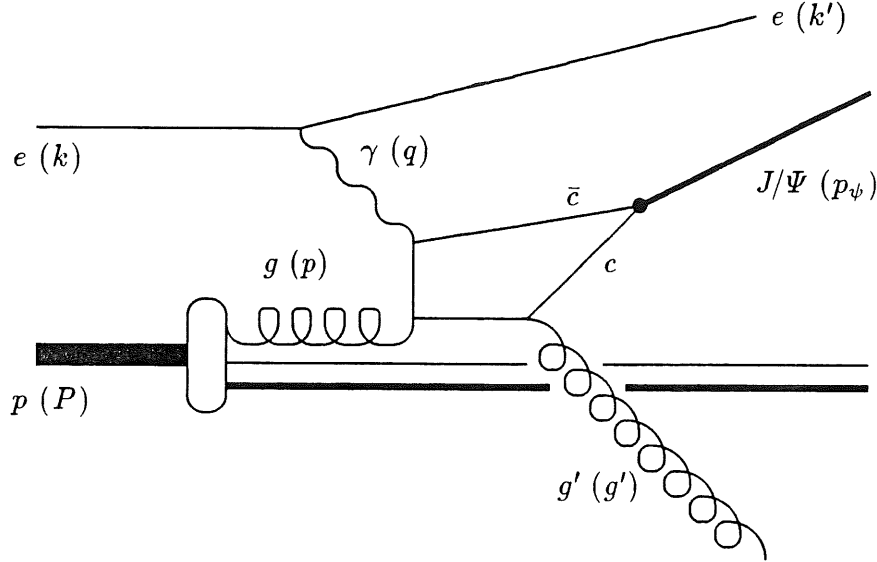


Abbildung 3.2: Erzeugung eines  $J/\Psi$ 's durch die Abstrahlung eines weiteren Gluons aus dem Boson-Gluon-System. Dadurch wird die Farbneutralität des  $J/\Psi$ 's gewährleistet. (aus [Sel91])

$$\cos \Phi = \frac{(\vec{P} \times \vec{k}) \cdot (\vec{P} \times \vec{p}_\psi)}{|\vec{P} \times \vec{k}| |\vec{P} \times \vec{p}_\psi|} \quad (3.18)$$

Für  $z \rightarrow 1$  geht nahezu die gesamte Photonenergie an das  $J/\Psi$  über und es kann nur noch ein sehr „weiches“ Gluon abgestrahlt werden.

Das BGF-Modell eignet sich im *inelastischen* Bereich gut, um unter bestimmten Rahmenbedingungen die experimentellen Daten für die  $J/\Psi$ -Produktion zu beschreiben [Bai83] [Mar87]. Um Störungstheorie anwenden zu können, muß das abgestrahlte Gluon „hart“ genug sein. Die Variable  $z$  und der Transversalimpuls des  $J/\Psi$ 's im  $\gamma$ -Gluon-System stehen in folgender Beziehung zueinander:

$$p_T^2 = \hat{s}z(1-z) + m_\psi^2(z-1) \quad (3.19)$$

Um diese Beziehung herzuleiten, wird der Impuls des  $J/\Psi$ 's in eine transversale und in eine longitudinale Komponente aufgespalten. Nutzt man im  $\gamma$ -Gluon-Ruhesystem aus, daß die Impulse des Photons und des Gluons gegeneinander gerichtet sind, so läßt sich  $z$  in Abhängigkeit von  $p_L^\psi$  darstellen:

$$z = \frac{E_\psi - |\vec{p}_L^\psi|}{q_0 + |\vec{q}|}$$

Die transversale Komponente  $p_T^2$  läßt sich durch  $p_L^2(z^2)$  ausdrücken:

$$p_T^2 = E_\psi^2 - m_\psi^2 - p_L^2 = E_\psi^2 - m_\psi^2 - (z(q_0 + |\vec{q}|) - E_\psi)^2$$

Unter Ausnutzung von:

$$\hat{s} = (p_\psi + g')^2 = m_\psi^2 + 2p_\psi g' = -m_\psi^2 + 2E_\psi(|\vec{p}_\psi| + E_\psi)$$

und

$$(|\vec{p}_\psi| + E_\psi) = (|\vec{q}| + q_0)$$

erhalten wir den Zusammenhang der Gleichung 3.19 für das  $p_T^2$  des  $J/\Psi$ 's.

Im Modell, nach welchem das Matrixelement für die  $J/\Psi$ -Produktion unter dem BGF-Prozeß berechnet wurde [Ber81], befinden sich die auslaufenden Quarks auf der Massenschale mit jeweils dem halben Impuls des  $J/\Psi$ 's. Das  $J/\Psi$  wird nicht-relativistisch als eine S-Welle mit Gesamtspin 1 behandelt, wobei das Matrixelement des Unterprozesses ( $\gamma g \rightarrow J/\Psi g'$ ) lautet:

$$M(\gamma g \rightarrow J/\Psi g') \propto \frac{(p_g q)^2}{(p_g p_\psi)^2 (q p_\psi)^2} + \frac{(q p_{g'})^2}{(q p_\psi)^2 (p_\psi p_{g'})^2} + \frac{(p_g p_{g'})^2}{(p_g p_\psi)^2 (p_\psi p_{g'})^2} \quad (3.20)$$

Die Normierung beschreibt die Amplitude der radialen Wellenfunktion am Ursprung mit  $|R_s(0)|^2$ , die durch die leptonische Zerfallsbreite des  $J/\Psi$ 's  $\Gamma_{ee} = 4.7 \text{ KeV}$  ausgedrückt wird.

$$|R_s(0)|^2 = \frac{\Gamma_{ee} m_\psi^2}{16\pi\alpha^2 e_q^2} \quad (3.21)$$

Um den BGF-Prozeß störungstechnisch durch Quark-Propagatoren im Colour-Singlett-Modell behandeln zu können, muß ein minimales  $p_T$  für das  $J/\Psi$  gefordert werden:

$$\frac{p_T^2}{m_\psi^2} \geq 0.1 \quad (3.22)$$

Zusätzlich werden zur Unterscheidung der inelastischen  $J/\Psi$ -Ereignisse vom diffraktiven Anteil nur Ereignisse mit

$$z \leq 0.8 \quad (3.23)$$

zugelassen.

Ist diese kinematische Bedingung nicht erfüllt, geht der größte Teil des Photonimpulses an das  $J/\Psi$  über. In diesem Fall dominiert die *elastische* bzw. *diffraktive* Produktion des  $J/\Psi$ 's. Das  $J/\Psi$  entsteht hier direkt aus dem Vektorboson und wird dann durch den Austausch eines sogenannten „Pomerons“ am Proton *elastisch* gestreut (VDM-Modell [Aub83]). Für den Bereich ( $z \rightarrow 0$ ) erreicht man den Bereich der *Resolved Photon*-Prozesse [Ago90]. Das Photon spaltet in seine hadronischen Anteile auf, die mit den Protoninhalten wechselwirken können. Ein Beispiel ist der Prozeß ( $gg \rightarrow J/\Psi g'$ ). Eine genauere Untersuchung der Trennbarkeit dieser Prozesse von inelastischen Ereignissen wird in der Arbeit [Ove91] beschrieben.

### 3.3 Gluonstrukturfunktion

Summiert man über die Impulsanteile aller Partonen, die im Proton vermutet werden, sollte ein vollständiges Modell den gesamten Impuls des Protons wiedergeben. Die Summation über die Partonen, die von der Elektron-Quark-Wechselwirkung betroffen sind, gibt nur etwa 50 % des Protonimpulses wieder. Der Rest des Protonimpulses entfällt auf die Gluonen. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Gluondichte im Proton beschreibt die *Altarelli-Parisi*-Entwicklungsgleichung:

Geht man bei der tief inelastischen Streuung zu immer höheren Impulsüberträgen  $Q^2$  über, tritt der Effekt der Gluon-Bremsstrahlung ein. Es müssen deswegen QCD-Korrekturen bei der Berechnung der Strukturfunktionen geladener Quarks durchgeführt werden. Es treten dabei Korrekturterme auf, die die Wahrscheinlichkeit angeben, ein Quark in einem Gluon  $P_{qg}$  und den Zerfall eines Quarks oder Gluons in ein leichtes  $q\bar{q}$ -Paar  $P_{qq}$  vorzufinden (sogenannte *Splitting-Funktionen*).



Mit Hilfe der  $q\bar{q}$ - und der Gluon-Paarerzeugung läßt sich die  $Q^2$ -Entwicklungsgleichung für die Gluonimpulsverteilung im Proton zusammenstellen:

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left( \sum_q f_q(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right) \quad (3.24)$$

$g(x, Q^2)$  setzt sich demnach aus dem Anteil an der Gluondichte in ein Quark  $f_q \cdot P_{gq}$  und der Gluondichte in weitere Gluonen  $g \cdot P_{gg}$  zusammen. Das Integral ist die Summe über alle möglichen Impulsanteile  $y \geq x$  der Quarkanteile  $q$  im Proton [Hal84].

Die Entwicklungsgleichung ist nur lösbar, wenn als Anfangsbedingung ein  $g_0(x_g, Q^2)$  vorausgesetzt wird. Je nach Annahme  $g_0(x_g, Q^2)$  als Funktion von  $x_g$  bei kleinem  $x_g$  berechnen sich verschiedene Parameterisierungen für die Gluonstrukturfunktion.

Das Verhalten der Gluonstrukturfunktion wird am einfachsten durch die *Simple Scaling*-Funktion beschrieben:

$$x_g G(x_g) = 3 \cdot (1 - x_g)^5 \quad (3.25)$$

Sie zeigt das stark abfallende Verhalten für  $x_g \rightarrow 1$ , denn das Gluon kann nicht den gesamten Impuls des Protons aufnehmen. Die verschiedenen Parameterisierungen der Gluonstrukturfunktionen stimmen in den Bereichen von  $0.1 < x_g \leq 1$  weitgehend überein, da in diesem Bereich genügend experimentelle Daten vorliegen. Im Bereich sehr kleiner Impulsbruchteile  $x_g < 10^{-2}$  liegen keine experimentelle Daten vor. Dort weichen die Parameterisierungen stark voneinander ab.

In dem hier benutzten  $J/\Psi$ -Generator wird aus Einfachheitsgründen die *Simple Scaling*-Parameterisierung verwendet. Die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von der verwendeten Parameterisierung wird in der Tabelle 3.1 gezeigt.

Parameterisierung von $g(x_g, Q^2)$	totaler Wirkungsquerschnitt / nb
$3(1 - x)^5$	2.6
Glück & Hoffmann	3.1
Duke & Owens	3.9
EHLQ 1	4.8
Einstellungen des Generators: $g(x_g, \hat{s})$ $\alpha_s = 0.3 = konst.$	

Tabelle 3.1: Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von der Parameterisierung der Gluonstrukturfunktion.

## 3.4 Fragmentation

Als Daten soll der Generator stabile Teilchen mit einer minimalen Lebensdauer:  $\tau > 10^{-8}$  s erzeugen. Dazu muß der Zerfall der Partonen in diese Teilchen generiert werden. Hierfür wird das LUND-Stringfragmentationsmodell verwendet [Sjo88]. Der Zerfall der Partonen läßt sich mit dem *String*-Modell folgendermaßen erklären:

Zwischen den Partonen bauen sich Farbfelder auf, die als *Strings* bezeichnet werden. Mit steigender Entfernung zwischen den farbladungstragenden Partonen, steigt die potentielle Energie näherungsweise linear mit dem Abstand an.

$$\Delta U = l \cdot \kappa$$

Die Stärke des Farbfeldes wird mit  $\kappa \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}$  angegeben [And82]. Mit ansteigender potentieller Energie „zerreißt“ der *String*, und es bilden sich Quark-Antiquarkpaare zu farbneutrale hadronische Systeme.

In der Ereignisgeneration bestimmen einmal die Viererimpulse der Partonen, als auch die Farbverbindungen untereinander, die Topologie. Im hier verwendeten  $J/\Psi$ -Generator wird das Proton nach der Gluonabstrahlung in ein Quark- und ein Diquark aufgespalten. Das Quark-Diquarksystem befindet sich wegen des abgestrahlten Gluons nicht mehr in einem Farbsinglettzustand. Die Protonreste bekommen zusätzlich eine gaussförmige  $P_T$ -Verteilung in der Größenordnung von  $0.3 \text{ GeV}/c$  zugewiesen (*intrinsisches*  $P_T$ ) [And82]. Farbneutralität wird durch das vom  $c\bar{c}$ -Paar abgestrahlte Gluon mit dem Protonrestsystem hergestellt. In der folgenden Stringfragmentation wird dieses neu entstandene System als ein Farbsinglett behandelt. Das andere Farbsinglett bildet das  $J/\Psi$ . Dort wird der Zerfall des  $J/\Psi$ 's zu je 6.9 % in den Elektron- und in den Myonpaar-Kanal, der Rest in den hadronischen Zerfallskanal veranlaßt.

### 3.5 Behandlung des Elektronvertex

Der BGF-Prozeß dominiert bei quasi „reellem“ Photon [Sch88]. Darum wird im  $J/\Psi$ -Generator die *Equivalent Photon Approximation* (EPA-Näherung) verwendet, um den Elektronvertex vom Unterprozeß  $\gamma + g \rightarrow J/\Psi + g'$  getrennt zu behandeln. Die Näherung gibt die Wahrscheinlichkeit an, in der Umgebung eines Elektrons ein Photon mit dem Energieübertrag  $y$  und der Virtualität  $Q^2$  vorzufinden [Cou91].

$$F_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi y} \left[ (1 - y + y^2/2) \frac{1}{Q^2} - (1 - y) \frac{Q_{min}^2}{Q^4} \right] \quad (3.26)$$

Für  $Q_{min}^2$  wird die Beziehung aus 3.12 eingesetzt. Die Behandlung des auslaufenden Elektrons erfolgt in der EPA-Näherung nicht kollinear. Durch die Streuung des Elektrons wird der Impulsübertrag  $q$  auf das Photon und damit die Virtualität  $Q^2$  für den Prozeß festgelegt. Es gilt für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma(eP \rightarrow e' J/\Psi X) = \int_{y, Q^2, x_g, z, \Phi} F_{\gamma/e}(y, Q^2) G(x_g, Q^2) \cdot d\hat{\sigma}(\gamma g \rightarrow J/\Psi g') \quad (3.27)$$

Anstatt vollständig den Elektronvertex in die Berechnung des Matrixelementes zum BGF-Prozeß mit einzubeziehen, wie es in [Sch88] mit der Ordnung  $O(\alpha^2 \cdot \alpha_s)$  für offene  $c\bar{c}$ -Produktion geschieht, wird in dem Unterprozeß:

$$\gamma + g \rightarrow J/\Psi + g'$$

ein reales Photon vorausgesetzt [Ber81]. Damit reduziert sich das für den  $J/\Psi$ -Generator verwendete Matrixelement auf die Ordnung  $O(\alpha \cdot \alpha_s)$ .

#### 3.5.1 Vergleich des BGF-Prozesses mit und ohne EPA-Näherung

Um hier den Vergleich von der EPA-Näherung mit der exakten Berechnung durchführen zu können, wird das Matrixelement im  $J/\Psi$ -Generator:

$$\gamma + g \rightarrow J/\Psi + g'$$

gegen das Matrixelement der offene Charmproduktion ausgetauscht. Das Matrixelement der Ordnung  $O(\alpha \cdot \alpha_s)$  wird in [Ell88] angegeben.

$$\gamma(p_1) + g(p_2) \rightarrow Q(p_3) + \bar{Q}(p_4)$$

$$p_{ij} = p_i \cdot p_j$$

$$\sum_{\text{initial}} |M_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}|^2 = \frac{g^2 e_H^2}{p_{13} p_{23}} [p_{13}^2 + p_{23}^2 + 2m_H^2 p_{12} - \frac{m_H^4 p_{12}^2}{p_{13} p_{23}}] \quad (3.28)$$

Es wurde über *initial* (*final*) Farb- und Spinzustände gemittelt.  $m_H$  und  $e_H$  stehen für die Masse und die Ladung der schweren Quarks.  $g^2$  beschreibt die starke Kopplungskonstante. Dieser Unterprozeß setzt genauso wie der Unterprozeß für die  $J/\Psi$ -Produktion ein reales Photon voraus.

Jetzt ist der Generator in der Lage,  $Q\bar{Q}$ -Ereignisse zu generieren, wie sie durch den BGF-Prozeß:

$$e^\pm(k) + p(P) \rightarrow l(k') + q_f(p_f) + \bar{q}_f(p_{f'}) + X$$

ursprünglich erzeugt wurden. Zur Generierung der Ereignisse, die den Elektronvertex exakt behandeln, wurde das AROMA-Programmpaket verwendet [Sch88].

Für den Vergleich des AROMA- mit dem  $Q\bar{Q}$ -Generator, der mit der EPA-Näherung arbeitet, werden in beiden Generatoren folgende Parameter und Einstellungen verwendet:

- Als  $Q^2$ -Skala am Proton wird  $\hat{s}$  des Boson-Gluon-Systems angenommen.
- Die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ist von dieser  $Q^2$ -Skala abhängig.
- Dasselbe gilt für die Gluonstrukturfunktion  $G(x_g, Q^2)$ .
- Für  $G(x_g, Q^2)$  wird der Parametersatz von Eichten, Lane and Quigg (EHLQ Satz 1) verwendet [Eic84].
- Die Ruhemasse des *Charm*-Quarks wird mit 1.5 GeV festgelegt.
- Im AROMA-Generator wird nur das Photon als Austauschboson zugelassen.

In Abbildung 3.3 werden der exakte und der Wirkungsquerschnitt der EPA-Näherung in Abhängigkeit einer oberen Schwelle in  $Q^2$  miteinander verglichen. Der Wirkungsquerschnitt als Funktion der oberen Schwelle  $Q_{up}^2$  ist wie folgt definiert:

$$\sigma(Q_{up}^2) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q_{min}^2(y)}^{Q_{max}^2(y)} dQ^2 \cdot (d\sigma/dQ^2) \cdot \Theta(Q_{up}^2 - Q^2)$$

Die Schnittvariable  $Q_{up}^2$  wurde wegen der  $y$  Abhängigkeit von  $Q_{max}^2$  eingeführt.  $Q_{max}^2(y)$  sorgt dafür, daß gerade bei  $Q^2 > 10^2 \text{ GeV}^2$  der Wirkungsquerschnitt in der EPA-Näherung nicht weiter ansteigt, sondern wie bei der exakten Behandlung der Elektronvertex nahezu konstant bleibt. Außerdem wird  $Q^2$  über die Bedingung  $x_g < 1$  beschränkt.

Aus Abbildung 3.3 ist ersichtlich, daß die beiden Methoden innerhalb von 5% übereinstimmen. Die EPA-Näherung ist demnach für den  $J/\Psi$ -Generator als Näherung für das Photonspektrum vom Elektronvertex anwendbar. Insgesamt wurde mit diesem Vergleich die Integration und Wichtung des  $J/\Psi$ -Generators überprüft.

$$\sigma(Q_{up}^2) / nb$$

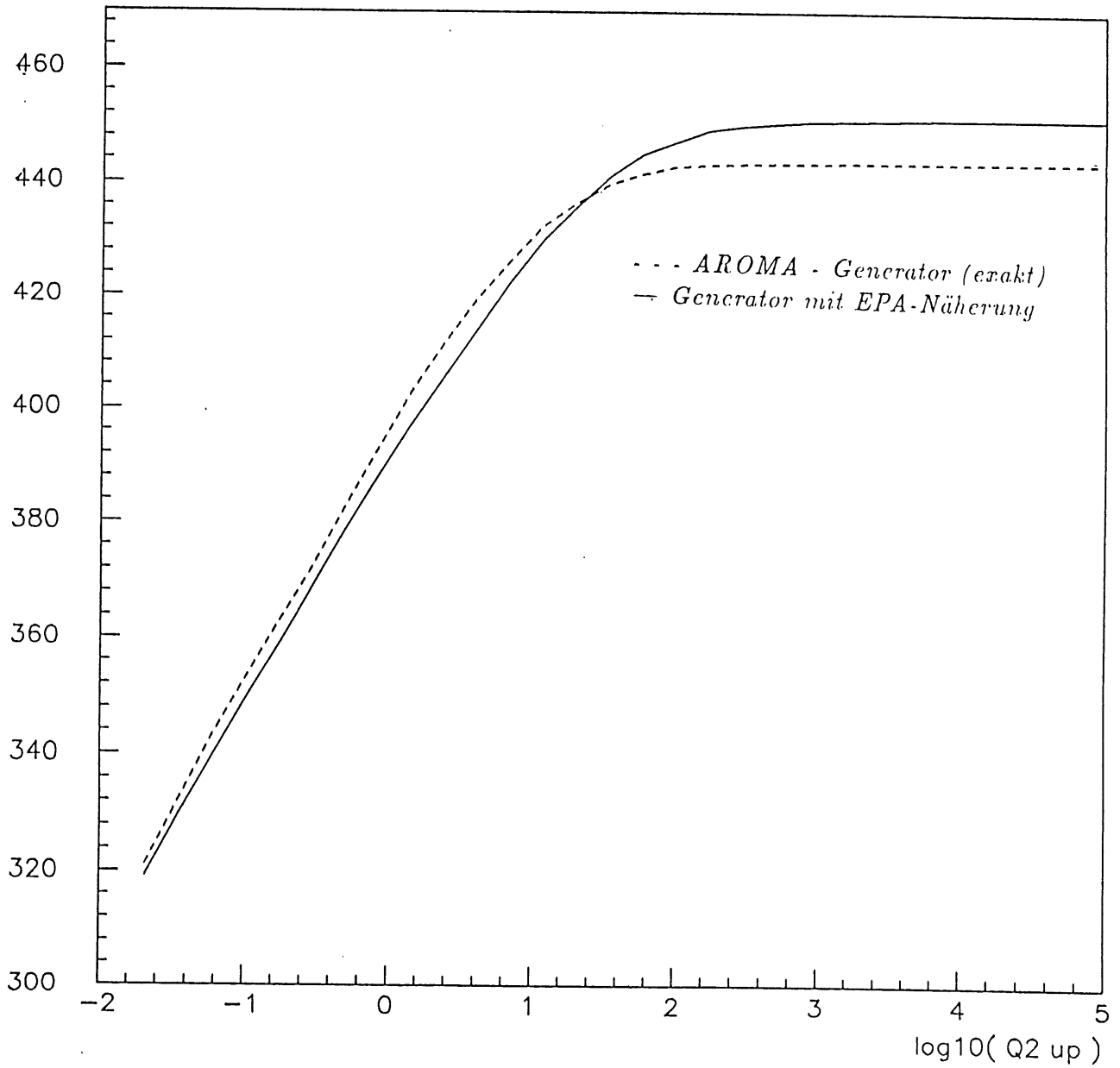


Abbildung 3.3: Vergleich zwischen dem Generator mit der EPA-Näherung und dem Generator (AROMA), der in seinem Matrizelement den Elektronvertex mit einbezieht.

## 3.6 Ereignistopologie

Dieser Abschnitt behandelt die Signatur von  $J/\Psi$ -Ereignissen im H1-Detektor. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den  $e^+e^-$ - Zerfallskanal des  $J/\Psi$ 's, der eine deutliche Signatur im Detektor hinterläßt. Der Zweikörperzerfall im  $J/\Psi$ -Ruhesystem ergibt eine reine „back to back“- Signatur. Die Koplanarität ist in diesem Fall vollständig gegeben.

Die Ereignistopologie wird in der Polarwinkelverteilung  $\vartheta$  durch das Boson-Gluon-Schwerpunktsystem bestimmt. Dieses System wird durch die Viererimpulse des einlaufenden Gluons und des Photons festgelegt. Je nach Impulsübertrag vom gestreuten (Elektron oder über das Gluon vom Proton) wird dieses System beeinflusst. Das zur Farberhaltung abgestrahlte weitere Gluon ist durch einen *String* am Protonrestsystem gebunden.

### 3.6.1 Polarwinkelverteilung $\vartheta$ der Zerfallselektronen

Die Signatur des  $J/\Psi$ -Zweikörperzerfalls wird demnach durch den Impulsübertrag vom Gluon und vom Photon bestimmt. Die Lorentztransformation vom  $J/\Psi$ -Schwerpunkt- zum Laborsystem verzerrt die „back to back“ Signatur. Die Verzerrung findet vorwiegend in der Polarwinkelverteilung  $\vartheta$  statt. Die Elektronen treten dann verstärkt in der Vorwärtsrichtung des Detektors auf. Ihre Energie ist nicht mehr für jedes  $(e^+e^-)$ -Paarelement gleich (siehe 6.3).

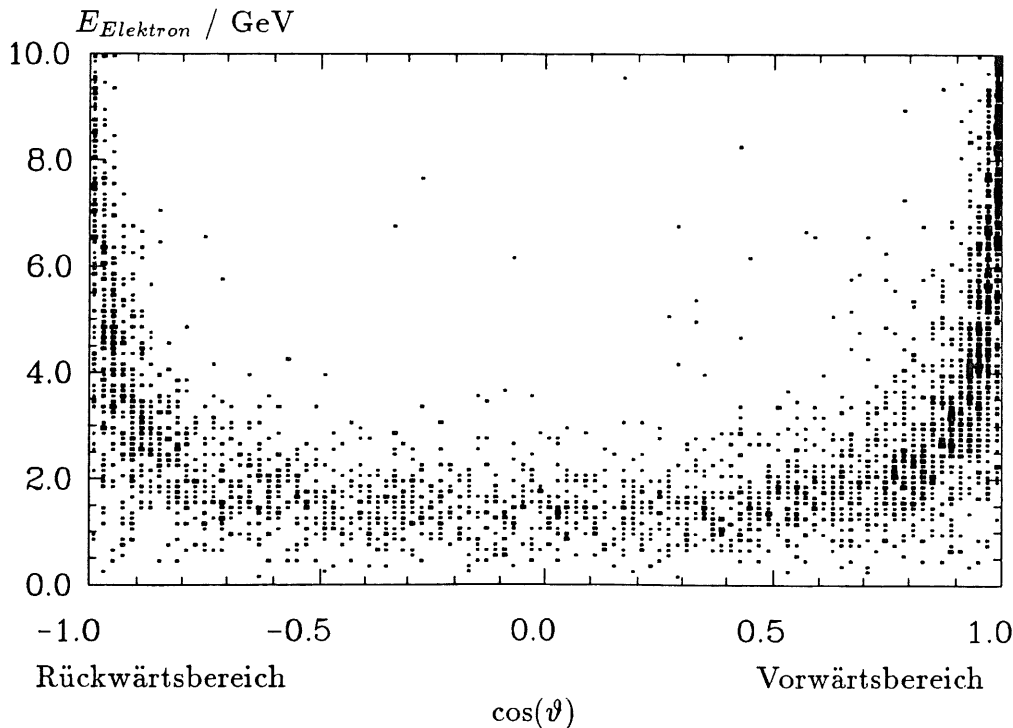


Abbildung 3.4: Energieabhängigkeit der Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's vom Polarwinkel  $\vartheta$ .

In Abbildung 3.4 wird die Energieabhängigkeit der Zerfallselektronen vom Polarwinkel  $\vartheta$  gezeigt. Man erkennt, daß die Elektronen im Zentralbereich des Detektors eine Energie um 1.8 GeV tragen. Dies kommt durch den geringen Impuls des  $J/\Psi$ 's in dieser kinematischen Region. Die notwendige untere Energieschwelle  $\hat{s}_0$  (siehe Gleichung 3.2) wird hier gerade zur  $J/\Psi$ -Produktion überschritten. Abbildung 3.7 zeigt, daß gerade beim Zerfall des  $J/\Psi$ 's im Zentralbereich des Detektors der Impulsübertrag vom Proton über das Gluon mit

( $10^{-3} \leq x_g \leq 10^{-2}$ ) sehr gering ist. Steigt der Impulsanteil des Gluons, so findet eine Beschleunigung des Systems in Vorwärtsrichtung (Protonrichtung) statt. Die Elektronenergie steigt in diesem Fall auf über 10 GeV an, und die Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's werden in Vorwärtsrichtung nachgewiesen oder entweichen durch das Strahlrohr. Die gegenteilige Situation findet statt, wenn der Protonimpulsanteil minimal wird. Dann dominiert der Impulsanteil des Photons, wodurch die Zerfallselektronen in Rückwärtsrichtung zu finden sind.

### 3.6.2 Koplanarität in der R- $\phi$ -Projektion

Der Transversalimpuls des  $J/\Psi$ 's im Laborsystem bestimmt den Öffnungswinkel zwischen dem ( $e^+e^-$ )-Paar in der R- $\phi$ -Projektion des Detektors. Dieser setzt sich aus dem Transversalimpuls des Boson-Gluon-Schwerpunktssystem und dem zusätzlichen  $P_T^{\psi}$  im Boson-Gluon-System zusammen. Die Abweichung von der reinen „back to back“ Topologie wird in Abbildung 3.5 gezeigt.

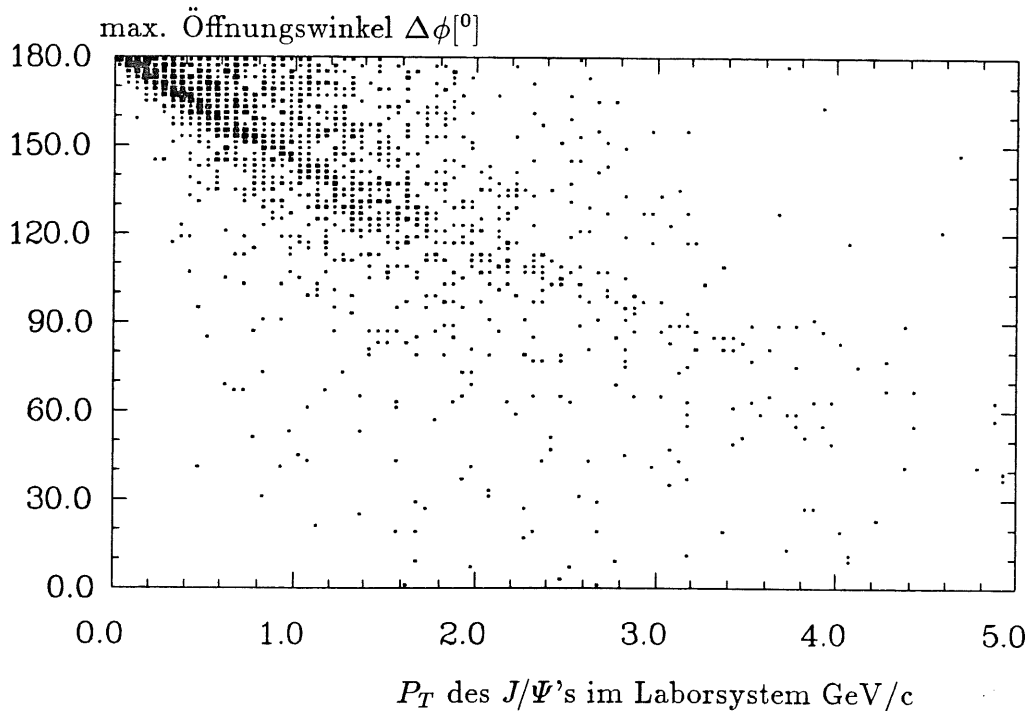


Abbildung 3.5: *max. Öffnungswinkel des  $e^+e^-$ -Paares in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $J/\Psi$ 's.*

Die Auswirkungen von Koplanaritätsschwellen werden in Tabelle 3.2 gezeigt. Mit einem maximalen Öffnungswinkel in  $\Delta\phi \geq 60^\circ$  der R- $\phi$ -Projektion zwischen dem ( $e^+e^-$ )-Paar erreicht man fast alle Ereignisse (92%). Die Effizienz sinkt entsprechend auf die Hälfte, wenn man einen Öffnungswinkel  $\Delta\phi \geq 150^\circ$  voraussetzt. Entsprechende Auswirkungen hat die Bedingung für ein minimales  $p_T^2 \geq 0.1 \cdot m_\psi^2$ . Eine strenge Koplanarität ( $\Delta\phi \geq 150^\circ$ ) hat dann den Verlust von 3/4 der Ereignisse zur Folge.

Koplanaritätseffizienz		
Schwelle in $\Delta\phi[^\circ]$	gesamter Datensatz $J/\Psi_{tot}$	nach $\frac{p_T^2}{m_\psi^2} \geq 0.1$
$\geq 60$	92%	88%
$\geq 90$	89%	86%
$\geq 120$	70%	55%
$\geq 150$	54%	23%

Tabelle 3.2: Anteil der koplanaren ( $e^+e^-$ )-Paare am gesamten Datensatz.

### 3.6.3 Verteilung hadronischer Spuren im Detektor

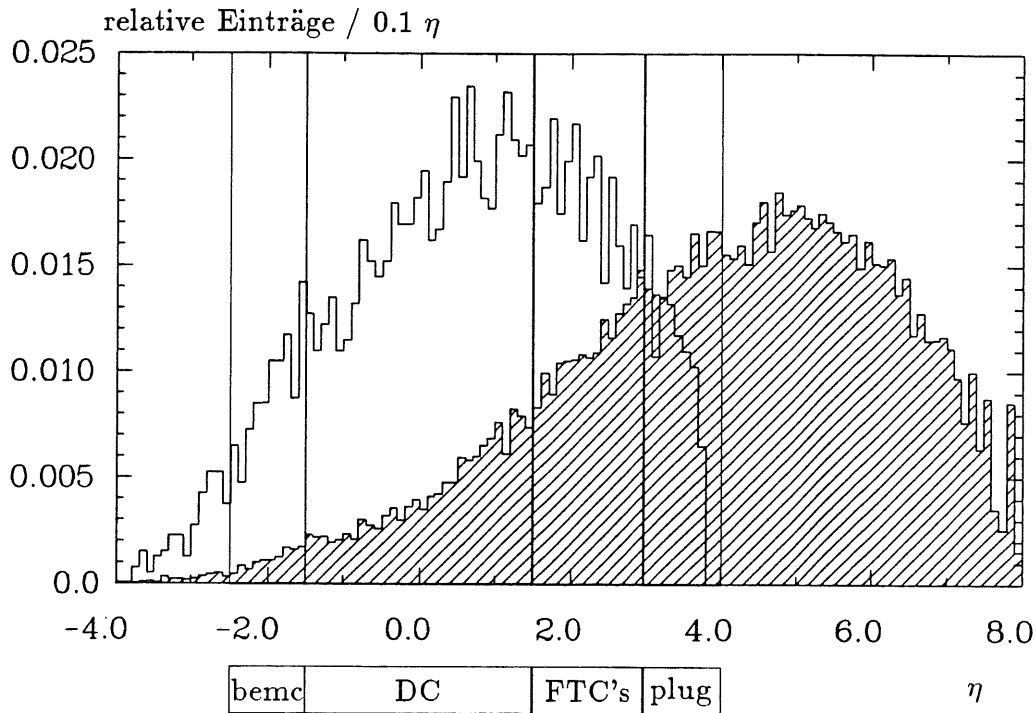


Abbildung 3.6: Gegenüberstellung der Pseudorapidität der Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's zu den „Protonresten“ (schraffiert) nach dem inelastischen Prozeß.

In Abbildung 3.6 werden die Pseudorapiditätsverteilungen der „Protonreste“ gegenüber den  $(e^+e^-)$ -Paaren verglichen. Dies ist wegen der Erkennbarkeit der Elektronen im Detektor als auch für die Wirkung der „Protonreste“ auf den Trigger von Bedeutung. Elektronen im Vorwärtsbereich des Detektors treten meistens in Verbindung mit dem fragmentierenden Proton auf. Die Gegenüberstellung der beiden  $\eta$ -Verteilungen zeigt deutlich die Bevorzugung des Zentral- und des Rückwärtsbereiches für  $(e^+e^-)$ -Paare. Demgegenüber dominieren die „Protonreste“ durch die asymmetrisch höhere Energie des Protons in Protonrichtung (Vorwärtsbereich des Detektors).

Eine Triggerkombination, die bevorzugt auf das  $(e^+e^-)$ -Paar ansprechen soll, muß dementsprechend aus Triggerelementen des Zentral- und Rückwärts-Bereichs bestehen. Ansonsten wird eher auf Spuren der „Protonreste“ und nicht die interessante  $(e^+e^-)$ -Signatur selektiert.

### 3.6.4 Rekonstruierbare $\vartheta$ -Bereiche

Da beide Leptonen in ihrem Viererimpuls rekonstruiert werden müssen, schränkt die Polarwinkelakzeptanz des Detektors die rekonstruierbaren Bereiche für  $J/\Psi$ 's stark ein. Es muß das  $J/\Psi$  über seine invariante Masse erkannt und in einem weiteren Schritt über den Impuls des  $J/\Psi$ 's  $P_T^\psi$  und  $z$  bestimmt werden.

Eine weitere wichtige Frage ist der Nachweis eines  $(e^+e^-)$ -Paares im Detektor und die damit verbundene Abhängigkeit von  $x_g$ . Die Polarwinkelabhängigkeit des  $J/\Psi$ 's ( $\cos \vartheta_\psi$ ) ist weitgehend von der Impulskomponente in  $z$ -Richtung des Boson-Gluon-Schwerpunktsystems abhängig. Diese wird zum einen von  $x_g$  als auch vom Impulsübertrag des Photons  $q$  be-



stimmt. Bei ( $x_g < 10^{-2}$ ) dominiert der Impulsübertrag des Photons und das  $J/\Psi$  wird eher im Zentral- oder Rückwärtsbereich des Detektors erwartet.

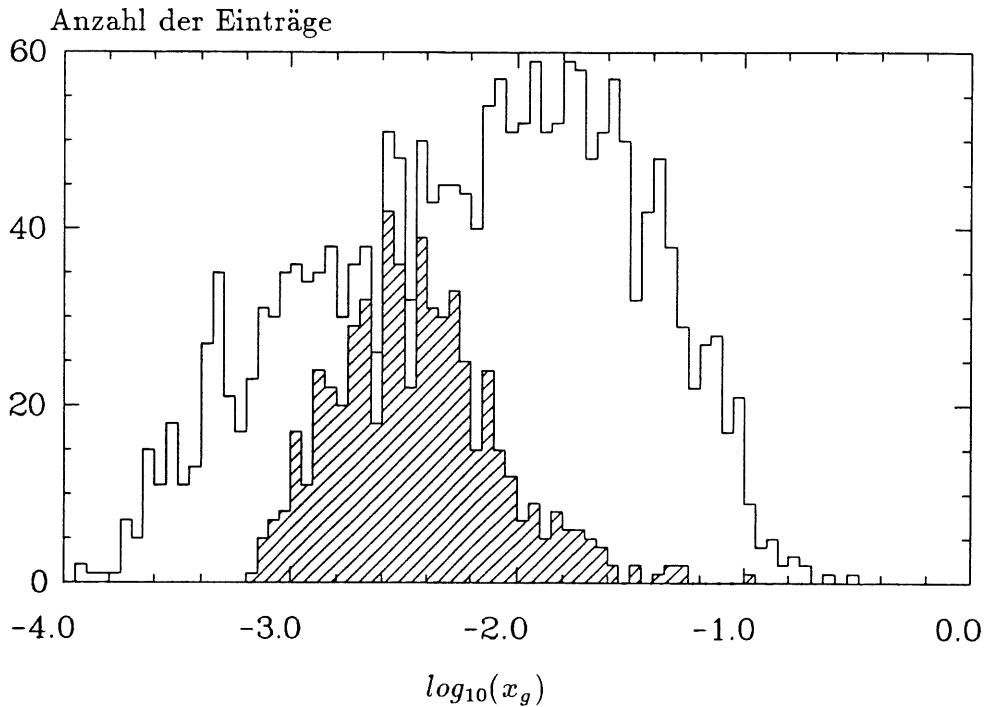


Abbildung 3.7:  $x_g$ -Verteilung auf einer logarithmischen Skala für alle  $J/\Psi$  Ereignisse. Die Ereignisse im Zentralbereich des Detektors erlauben die Messung der Gluonstrukturfunktion bis  $x_g \geq 10^{-3}$ .

Die Abbildung 3.7 zeigt einmal die  $x_g$ -Verteilung des gesamten Datensatzes mit beiden Leptonen über den gesamten  $\vartheta$ -Polarwinkelbereich. Elektronpaare im eingeschränkten Winkelbereich von  $28^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$  werden dazu schraffiert dargestellt. Diese Ereignisklasse verteilt sich auf einen  $x_g$ -Bereich von  $10^{-3} \leq x_g \leq 10^{-2}$  in einem Polarwinkelbereich, der durch die Spurkammern als auch den LAr-Kalorimeter vollständig abgedeckt wird. Fallen die Zerfallsleptonen in den Vorwärtsbereich, so werden die Impulsüberträge  $x_g > 10^{-2}$ . Für geringe  $x_g$ -Werte ( $x_g < 10^{-3}$ ) fällt mindestens ein Lepton in das BEMC. Damit ergibt sich einmal das Problem, daß der Impuls nicht mehr durch Driftkammerinformationen rekonstruiert wird, als auch die Energiemessung durch das BEMC nicht mehr für diese niederenergetischen Elektronen gewährleistet ist [H1Pro].

Bei den hier angegebenen Raten in den verschiedenen Detektorregionen handelt es sich nur um geometrische Akzeptanzbereiche in  $\vartheta$ . (100% entsprechen einem Wirkungsquerschnitt von  $177\text{pb}$ , wobei vom gesamten Wirkungsquerschnitt nur der Elektronkanal (6.9%) berücksichtigt wurde.)

Legt man einen Polarwinkelbereich von ( $25^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$ ) fest, in dem beide Zerfallsleptonen liegen müssen, so beschränkt man sich allein durch die geometrische Akzeptanz auf 27% ( $48\text{pb}$ ) der  $J/\Psi$ -Ereignisse.

Läßt man zusätzlich ein Lepton des Zerfallspaares im Vorwärtsbereich ( $4^\circ \leq \vartheta \leq 25^\circ$ ) zu, so erhöht sich die Rate um weitere 18% ( $32\text{pb}$ ). Liegen beide Leptonen im Vorwärtsbereich, so kommen weitere 14% ( $25\text{pb}$ ) hinzu. Dieser Bereich wird von den Vorwärtsspurkammermodule (FTC's) abgedeckt. Eine Rekonstruktion der Elektronen im Kalorimeter ist in diesem Be-

reich wegen der „Protonreste“ nur bedingt möglich.

Diese Arbeit legt deswegen ihren Schwerpunkt auf den Zentralbereich, in dem sich die Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's rekonstruieren lassen, da man hier  $x_g > 10^{-3}$  erreicht. Eine auf das Elektronpaar zugeschnittene Triggerkombination sollte möglichst diesen Bereich erfassen.

In einem Winkelbereich von  $4^{\circ} \leq \vartheta \leq 155^{\circ}$  lassen sich 59% (105pb) der  $J/\Psi$ -Ereignisse rekonstruieren. Eine Beschränkung auf den Zentralbereich reduziert diesen Wert um die Hälfte.

~

# Kapitel 4

## Der H1-Trigger

### 4.1 Erwartete Untergrundereignisse

Bevor die Aufgaben und die Struktur des H1-Triggers beschrieben werden, folgt eine Erläuterung der erwarteten Untergrundereignisse. Diese lassen sich für eine Analyse von  $J/\Psi$ 's in vier Klassen einteilen:

- Strahlrohreignisse, die durch die Wechselwirkung des Strahls mit seiner Umgebung hervorgerufen werden.
- Kosmische Myonen
- Ereignisse, die vom Wechselwirkungspunkt stammen und deren Raten im 100  $\mu b$ -Bereich liegen.
- Ereignisse, die vom Wechselwirkungspunkt stammen und mit  $J/\Psi$ -Ereignissen verwechselt werden können.

#### 4.1.1 Ereignisse im Strahlrohr

Durch den Produktionsmechanismus lassen sich die Ereignisse in zwei Typen unterscheiden:

- Kollision des Protons mit dem Restgas in der Vakuumröhre. Diese Ereignisse werden *Beamgas*-Ereignisse genannt.
- Kollision des Protons mit dem Strahlrohrmaterial. Diese Ereignisse werden *Beamwall*-Ereignisse genannt.

Grundsätzlich lassen sich vor dem Betrieb des HERA-Ringes keine genauen Aussagen über ihre Raten machen. Für *Beamgas*-Ereignisse <sup>1</sup> vermutet man eine Rate von (1.5 - 3)kHz/m. Das HERA-Vakuum wird dabei mit  $10^{-9}$  Torr und der Protonverlust mit  $10^5 s^{-1} m^{-1}$  angenommen. Insgesamt werden dabei  $2 \cdot 10^{13}$  Protonen im Ring vorrausgesetzt [Joh87].

Für die *Beamwall*-Ereignisse <sup>2</sup> wird wegen des Protonverlustes eine Rate von 5 kHz/m angenommen [Han91].

---

<sup>1</sup>Die hier simulierten Ereignisse haben einen empirischen Generator als Basis, der Meßergebnisse der R703T- und UA5-CERN-Experimente verwendet [Joh90].

<sup>2</sup>Die *Beamwall*-Ereignisse wurden in der GEANT-Simulation am weitesten entfernten Quadrupol 40.37 m vor dem Detektor durch einen Eisenblock ausgelöst und durch die weitere Beamline-Anordnung bis in den Detektor hinein simuliert.

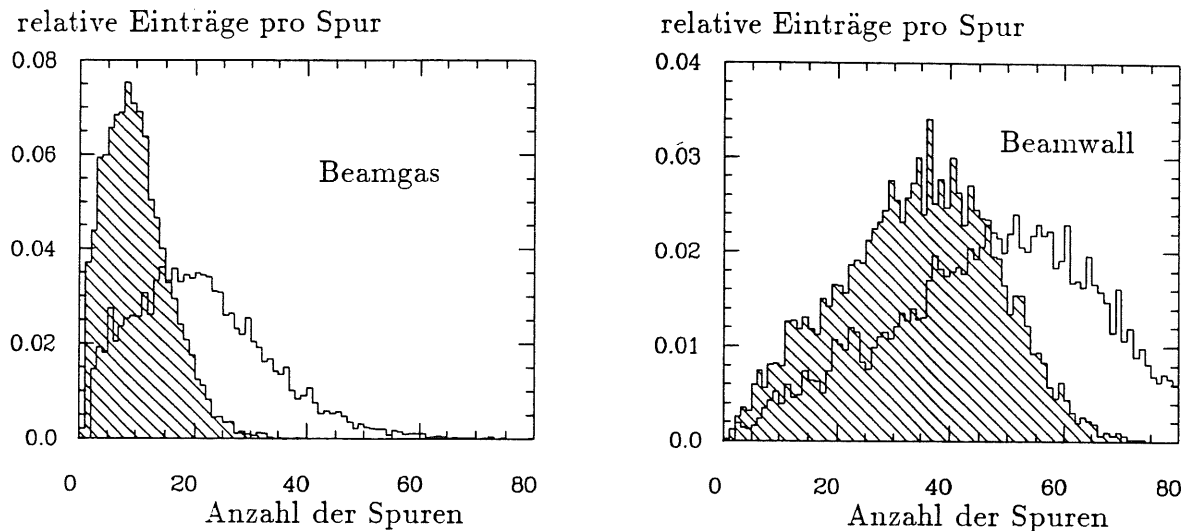


Abbildung 4.1: Anzahl der Spuren pro Ereignis. Bei den schraffierten Verteilungen handelt es sich um die geladenen Spuren.

Bei den hier genannten Raten für Strahlrohrereignisse handelt es sich um Größenordnungsabschätzungen. Zu genauen quantitativen Aussagen sind Messungen bei der vollständigen Funktion des Speicherringes erforderlich. Wie sehen nun die Strahlrohrereignisse aus?

Zum einen können wir die Anzahl der geladenen- und ungeladenen Spuren pro Ereignis betrachten. Dabei beinhalten *Beamwall*-Ereignisse eine mittlere Anzahl von 47 Spuren, wobei davon im Mittel 34 Spuren geladen sind. Demgegenüber ist die Multiplizität der *Beamgas*-Ereignisse mit 21 Spuren viel geringer. Die geladene Multiplizität beträgt hier im Mittel 9 Spuren ( siehe Abbildung 4.1 ).

Wegen derselben Schwerpunktsenergie der *Beamgas*- und *Beamwall*-Ereignissen, hat die geringere Multiplizität der *Beamgas*- gegenüber den *Beamwall*-Ereignissen eine höhere Energiedeposition pro Spur zur Folge. Es treten für *Beamwall*-Ereignisse mehr Spuren geringerer Energie auf. Dagegen stammen Spuren über  $10 \text{ GeV}/c$  zum Großteil von *Beamgas*-Ereignissen ( siehe Abbildung 4.2 ).

Im Zentralbereich des Detektors für  $\eta < 1$  zeigt die Pseudo-Rapiditätsverteilung, daß *Beamgas*- gegenüber *Beamwall*-Ereignisse verstärkt vorkommen. Sie können mit Ereignissen aus e-p-Kollisionen verwechselt werden.

Die eigentliche Wechselwirkung zwischen dem Proton und dem Strahlrohrmaterial findet zum Teil weit vor dem Detektor in Protonrichtung statt. Die entstandenen Teilchenspuren durchqueren die Maschinenanordnung des Strahlrohres und erzeugen dort öfter Vielfachstreuung. Ein ganzer Schauer von parallel zum Strahlrohr fliegenden Teilchen tritt dann in den Detektor ein. Dieser Effekt ist in der Simulation der *Beamwall*- Ereignisse berücksichtigt worden. Die Eigenschaften dieser Schauer hängen von der augenblicklichen Strahlqualität und geometrischen Anordnung der Magneten wie auch Betonabschirmungen ab [Bri87].

Letztendlich verschwindet aber der größte Anteil an Strahlrohrereignissen im Strahlrohr (siehe Abbildung 4.3).

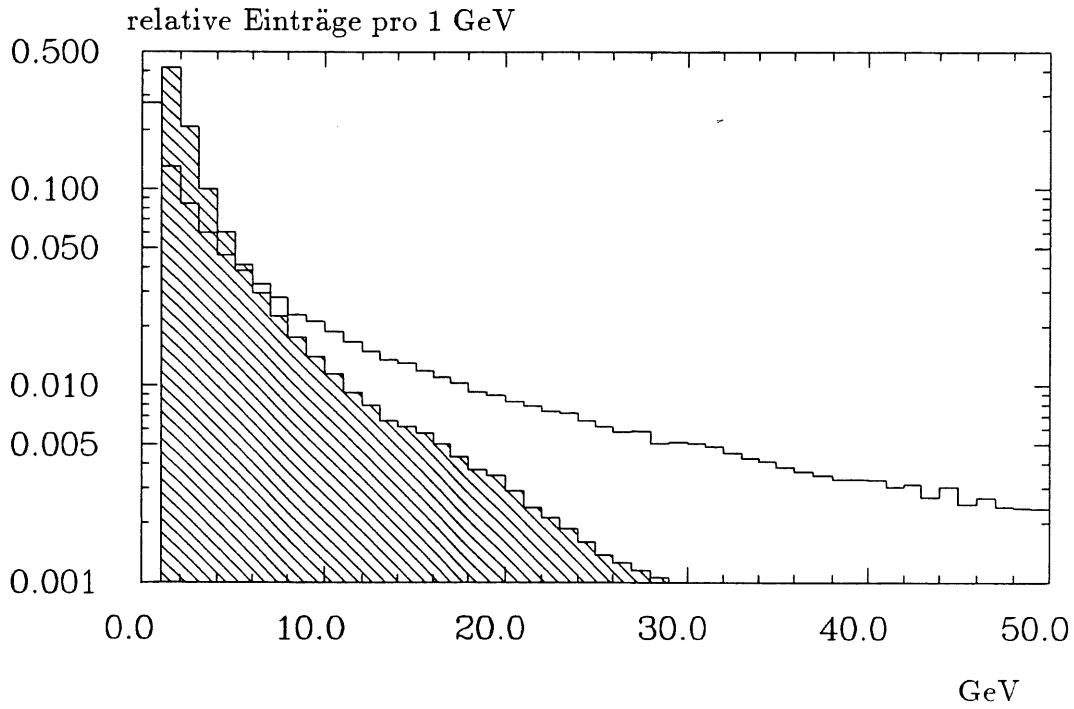


Abbildung 4.2: *Energie pro Spur. Die schraffierte Verteilung steht für Beamwall- die andere für Beamgas-Spuren. Die jeweiligen Verteilungen wurden auf ihre Gesamtfläche hin normiert.*

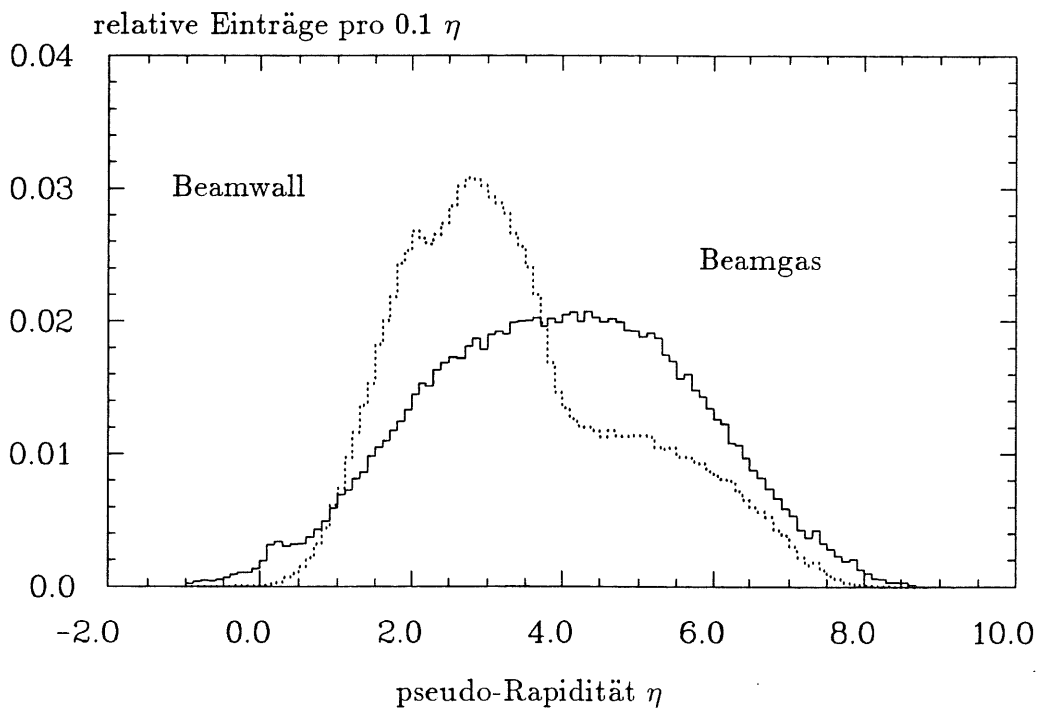


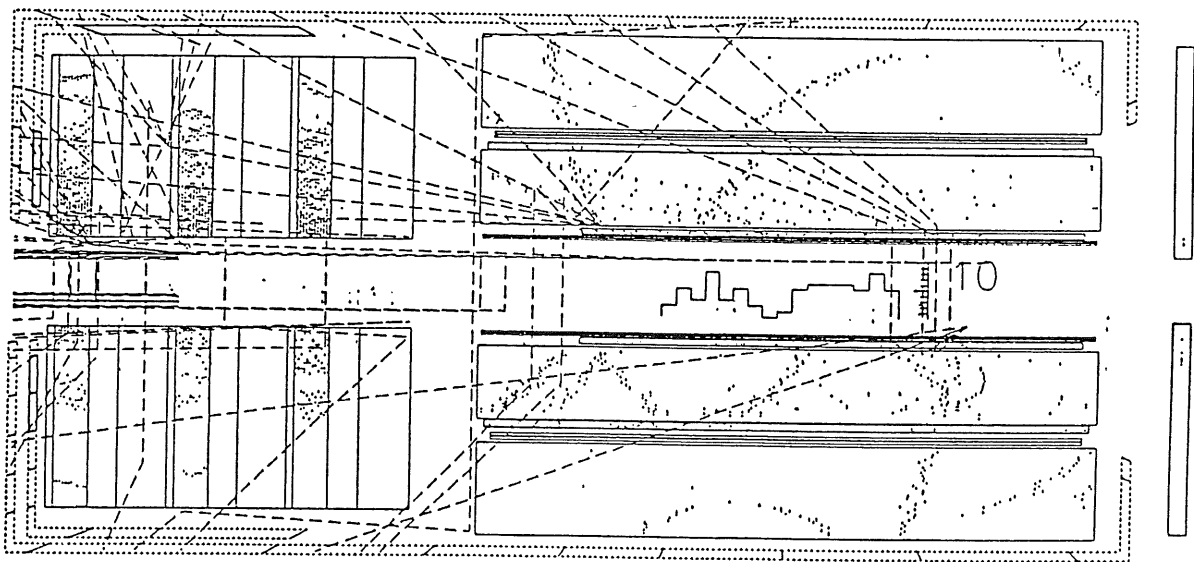
Abbildung 4.3: *Pseudo-Rapidity für Beamgas- und Beamwall-Ereignisse (gestrichelte Verteilung). Bei den Beamwall-Ereignissen erfolgt eine Aufweitung des  $\vartheta$ -Winkels durch Mehrfachstreuung vor dem Detektor.*

Look - Run number 1 Event number 2675

Date 16/11/1990

H1 Event Display 1.06/05 901109  
DSN=H1KTJA.SIM.BEAM.W.TRIG8  
REJECTED at L1

E= 0. x\*\*\*\*\* GeV H=12.0 kG  
MC date 0/0/0 0:0



H1

Abbildung 4.4: Beamwall-Ereignis das seinen Ursprung 40 m vor dem Detektor hat. Die Mehrfachstreuung ist hier im Detektor an den inneren Spurkammern sowohl im Zentral- als auch im Vorwärtsbereich zu sehen. Zur Verdeutlichung der Mehrfachstreuung sind zusätzlich die Spuren der entstandenen Photonen mit eingeblendet worden (gestrichelte Linien). Dabei ist ein Z-Vertex-Histogramm entstanden, das keine eindeutige Z-Vertex-Aussage über den Wechselwirkungspunkt machen kann.

## 4.1.2 Kosmische Myonen

Im April'91 wurde für den H1-Detektor ein Probelauf außerhalb des Strahlrohres durchgeführt. Der Probelauf gab erste Hinweise auf die zu erwartende Rate an kosmischen Myonereignissen. Als Zählelement konnte der innere Proportionalkammertrigger(CIP) benutzt werden, der zu diesem Zeitpunkt halb bestückt vorlag. Mit ihm wurde eine Rate von 4 Hz im Zentralbereich des Detektors gemessen [Mer91]. Die Rate kann zum einen durch die fehlende zeitliche Koinzidenz zum HERA-Zyklus, als auch durch eine obere Energieschwelle im hadronischen Kalorimeter erniedrigt werden.

## 4.1.3 Ereignisse mit hohen Raten

Ereignisklassen mit hohen Raten sind:

- Photoproduktion  
Hier liegt der totale Wirkungsquerschnitt im  $100\mu b$ -Bereich. Das Elektron hat während der Photoproduktion Energie verloren, wodurch es die Bahnbedingung des Beschleunigungsringes nicht mehr einhalten und durch das LUMI-System ungefähr 30 m hinter dem Detektor nachgewiesen werden [Lev91] kann. Ob das Ereignis verworfen wird, hängt vom weiteren Geschehen im Detektor ab.
- Subprozesse zur Produktion von leichten Flavours. Hierzu gehören Resolved Prozesse wie:  $gg \rightarrow q\bar{q}$  als auch der BGF-Prozeß:  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ . Der totale Wirkungsquerschnitt liegt hier im  $\mu b$ -Bereich [Gri91].

Diese Ereignisse können in ihrer Gesamtrate die Datenaufzeichnungskapazität des H1-Detektors übersteigen. Sie müssen durch eine vorzeitige Ereignisklassifizierung erkannt und möglicherweise verworfen werden. Deswegen sollte möglichst schon auf der Triggerebene die typische  $J/\Psi$ -Signatur erkannt werden.

## 4.1.4 Nicht zum BGF-Prozeß zugehörige $J/\Psi$ -Ereignisse

Darunter versteht man Ereignisse, die entweder ein  $J/\Psi$  enthalten, aber nicht durch BGF-Produktion entstanden sind, oder Ereignisse mit zwei Leptonspuren, die ein  $J/\Psi$  vortäuschen. Die Prozesse, die mit  $J/\Psi$ -Ereignissen aus der Boson-Gluon-Fusion verwechselt werden können, sind hier aufgeführt worden:

- Produktion des Charmoniums  $\chi$  und Übergang in  $J/\Psi$
- $J/\Psi$ 's aus dem Zerfall von B-Mesonen
- Diffraktive  $J/\Psi$ -Erzeugung
- QED-Elektron-Paare aus elastischer und inelastischer Elektron-Proton-Streuung

Der Wirkungsquerschnitt dieser Ereignisse liegt bei einigen nb und spielt für die Triggerrate keine Rolle. Als Ziel für den Trigger wird die Aufzeichnung möglichst aller  $J/\Psi$ -Kandidaten angesehen. Die Unterscheidung von  $J/\Psi$ -Ereignissen aus dem Boson-Gluon-Fusionsprozeß muß auf Rekonstruktionsebene erfolgen, um die Triggereffizienz unabhängig vom theoretischen Modell zu gestalten und um die anderen Prozesse auch untersuchen zu können.

## 4.2 Aufgaben des Triggers

Bei HERA findet alle  $96ns$  eine Kollision zwischen dem Elektron- und dem Protonpaket im Strahlrohr in der Nähe des Wechselwirkungspunktes statt. Die Ereignisrate ist dadurch so hoch, daß durch einen Auswahlmechanismus die getriggerte Rate auf  $5 Hz$  reduziert werden muß. Die geringe Rate wird durch die Auslesegeschwindigkeit der Daten und Bandkapazitäten des zentralen Rechners vorgegeben [Ols91]. Gleichzeitig lösen Protonkollisionen mit der übrigen Materie ungewollte Untergründereignisse im  $kHz$ -Bereich pro Meter Strahlrohr aus. Diese Untergrundrate belastet zusätzlich die Datennahme. Beim Herausfiltern dieser Ereignisse sollte der Detektor immer noch in der Lage sein, sofort darauf folgende physikalisch interessante Ereignisse aufzuzeichnen. Ist er erst einmal bis zur Entscheidungszeit hin gesperrt, so bedeutet dies für den Detektor eine Totzeit. Abhilfe verschafft hier eine Anordnung von verschiedenen Triggerebenen, die parallel arbeiten und für Ereignisse bestimmte Entscheidungszeiträume zur Verfügung haben. Die Daten in der ersten Triggerebene werden in sogenannten *Pipelines* verarbeitet. Dadurch wird die Totzeit soweit wie möglich reduziert.

## 4.3 Zeitliche Struktur des Triggers

Ein großer Anteil der Eingangssignale für den Trigger kommt durch Störungen, Rauschen und Ereignisse, die nicht unbedingt von Elektron-Proton-Kollisionen stammen, zustande. Dieser Anteil sollte möglichst durch die Eingangselemente des Triggers im Zusammenwirken mit der zentralen Triggerlogik unterdrückt werden.

Dabei handelt es sich um zwei *Hardware*-Triggerstufen, die parallel zum Datenauslesesystem arbeiten:

- **Level 1:** Die Eingangsrate ist hier durch den HERA-Zyklus vorgegeben und beträgt  $10.4 MHz$ . Deshalb werden die Daten der Trigger Elektronik im *Pipeline*-Verfahren gespeichert. Zeitlich parallel dazu trifft die Triggerstufe innerhalb von  $2.2\mu s$  eine Entscheidung. Das entspricht 23 HERA-Zyklen. Innerhalb dieser kurzen Zeit kann kein komplexer *Software*-Trigger arbeiten. Wirksame Filter sind hier die Verwendung von Bitmasken, die mit Hilfe der Simulation von zu triggernden Ereignissen hergestellt werden konnten. Weiterhin benutzt man Koinzidenzen zwischen den verschiedenen Triggerelementen ( siehe Abschnitt 4.4 ). Der Level 1 Trigger reduziert die Triggerrate auf  $1000 Hz$  und soll *Beamwall*- und *Beamgas*- Ereignisse so weit wie möglich unterdrücken. Diese Rate entspricht einem Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = 10^5 nb$  für eine Luminosität von  $L = 10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ . Das heißt, daß Wirkungsquerschnitte bis zu  $100\mu b$  für die Triggerraten bei Level 1 keine Probleme bereiten werden. Hier sollte man zusätzlich beachten, daß diese hohe Rate für die Detektorakzeptanz gilt. So ist eine Ereignisklasse mit einem totalen Wirkungsquerschnitt im  $\mu b$ -Bereich noch lange nicht kritisch, da der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von  $\vartheta$  meistens um Größenordnungen abfällt. Ein Beispiel hierfür sind QED-Leptonpaare, die durch ein Photon vom Elektronvertex und ein Photon vom Proton gebildet werden können [Cou84]. Die Wahrscheinlichkeit sinkt bei den QED-Leptonpaaren von einigen  $\mu b$  für den vollständigen Winkelbereich in  $\vartheta$  um 3 Größenordnungen, wenn man nur im Zentralbereich ( $25^\circ < \vartheta < 155^\circ$ ) sensitiv ist.



- **Level 2:** Die Triggerstufe Level 2 wird durch ein positives Level 1 Signal ausgelöst. Die Elektronik ist in dieser Stufe nicht mehr in der *Pipeline*-Technik aufgebaut. Mit einem positiven L1-Signal beginnt die Totzeit. Eine negative L2-Entscheidung verkürzt die Totzeit auf die Entscheidungszeit von L2. Für eine L2-Entscheidung ist eine konstante Verarbeitungszeit von 200 HERA-Zyklen festgelegt worden. Das entspricht  $\approx 20\mu s$ . Diese Zeitkonstante ist notwendig, um eine korrekte Kalibrierung der Kalorimeterdigitalisierung zu gewährleisten. Außerdem wird bei einer positiven L2-Entscheidung mit der gesamten Auslese des Detektors begonnen und dadurch die Totzeit des Detektors verlängert.

Die beiden *Hardware*-Triggerstufen erlauben mit der Forderung nach Koinzidenzen das Unterdrücken von elektrischen Störungen und Rauschen. Außerdem sollten hier schon so weit wie möglich Ereignisse, die nichts mit der e-p-Kollision zu tun haben, herausgefiltert werden.

Den beiden *Hardware*-Triggerstufen folgen die *Software*-Stufen:

- **Level 3:** Das Datensammelsystem braucht eine gewisse Zeit, bis es die vollständigen Detektordaten zur Verfügung stellen kann. Diese Zeit wird durch die erste *Software*-Triggerstufe ausgenutzt, um zu weiteren komplexeren Triggerentscheidungen zu kommen. Als Datenbasis benutzt Level 3 die vollständige Information aus der Triggerelektronik des gesamten Detektors.

Die Entscheidungszeit von Level 3 beträgt mindestens  $10\mu s$  und maximal  $700\mu s$ . Verwirft Level 3 das Ereignis kann innerhalb dieses Zeitbereiches die Datensammlung zurückgesetzt und dadurch die Totzeit des Detektors verringert werden. Eine positive L3-Entscheidung erhöht die Totzeit auf  $\approx 800\mu s$ . Nach dieser Zeit ist der Detektor vollständig ausgelesen worden.

Triggerlevel 3 soll die Ereignisrate auf  $\approx 50Hz$  senken.

- **Level 4:** Nun stehen die vollständigen Detektordaten zur Verfügung. In Parallelverarbeitung mit Hilfe einer Prozessorfarm soll hier eine schnelle *Online*-Rekonstruktion durchgeführt werden. Diese muß weitere Entscheidungen treffen, damit die endgültige Rate auf einige Hertz abgesenkt wird.

## 4.4 Die verschiedenen Triggerelemente

Die meisten Unterdetektoren des H1-Detektors stellen eigene Triggerelemente zur Verfügung. Beispiele hierfür sind die Proportional- und Driftkammern, wie auch das Kalorimeter. Folgende Level 1 Triggerelemente gibt es für den H1-Detektor:

### 4.4.1 Proportionalkammern (MWPC's)

Dieser Trigger benutzt die Spurinformaton von zwei um die z-Achse zylindrisch angeordneten Proportionalkammern. Die innere wird CIP- (*Central Inner Proportional*) und die äußere wird COP-Kammer (*Central Outer Proportional*) genannt (siehe Spurkammerübersicht 1.5). In Vorwärtsrichtung gibt es zusätzlich die drei hintereinander um die z-Achse angeordneten Kammern. Die Ortsauflösung der CIP- und COP-Kammern ist relativ grob, denn die Unterteilung der Kathodenebenen beträgt z.B. für die CIP-Kammer ( $8\phi \times 60z$ )-Segmente. Diese Proportionalkammersegmente werden *Pads* genannt. Sprechen nun durch eine Spur

verschiedene *Pads* gleichzeitig an, so bildet die Elektronik daraus mögliche Projektionen zum Wechselwirkungspunkt des Detektors [Biz87]. Die Projektionen bezeichnet man als *Rays*, die zwei verschiedene Aufgaben für den Trigger haben:

- Es sollen Projektionen zum Wechselwirkungspunkt hergestellt werden, um einen  $z$ -Vertex zu finden (Dies findet schon auf Level 1 statt.).
- Spuren sollen in Richtung Kalorimeter projiziert werden, um möglichst früh eine Spur-Energie Zuordnung durchführen zu können.

### Z-Vertex

Hierbei werden die Schnittpunkte der *Rays* mit der  $z$ -Achse des Detektors ausgewertet (siehe Abb.: 4.5).

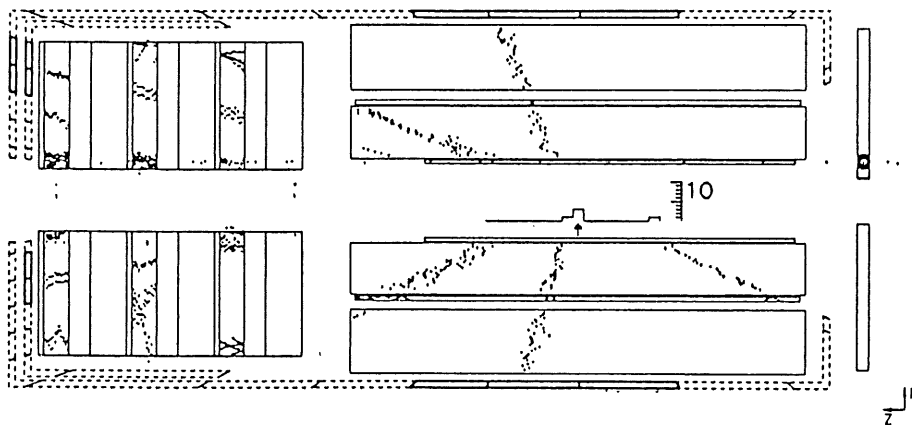


Abbildung 4.5: Funktion des Proportionalkammertriggers: Hier werden die inneren Spurkammern mit einem typischen  $J/\Psi$ -Ereignis gezeigt. Es ist das am Vertex aus den Spurprojektionen entstandene  $Z$ -Vertex-Histogramm zu erkennen. Die gestrichelten Segmente, die um die Spurkammern angeordnet sind, geben die Projektionen zum Kalorimeter an. Die durchgezogenen Segmente zeigen auf gültige Kalorimetersegmente. Diese werden durch die Ray-Projektionen des Proportionalkammertriggers ausgelöst, der u.a. auf das Elektronpaar vom  $J/\Psi$  anspricht.

Kollidiert am Wechselwirkungspunkt das Proton- mit dem Elektronpaket, so ist der Vertex für die eigentliche Wechselwirkung um den Ursprung entlang der  $z$ -Achse im  $cm$ -Bereich verschmiert, denn die Reaktion findet nicht unmittelbar in den Schwerpunkten der einzelnen Teilchenpakete statt. Bei kollidierenden  $e^+$ - und  $e^-$ -Paketen ist wegen der geringeren Paketlänge in  $z$ -Richtung der Vertex viel genauer mit einer Abweichung unter 1 cm gegeben [PDG90].

Es sollten, allein schon um die Rekonstruktion sinnvoll ausführen zu können, nur Ereignisse mit einer klaren Vertex-Signatur aufgezeichnet werden. Darum braucht man zum Triggern eine schnelle Bewertung des Vertex für die Teilchenreaktion.

Jeder Schnittpunkt der *Rays* mit der z-Achse wird jetzt in ein Histogramm eingetragen (siehe Abbildung: 4.5). Das Binintervall mit den meisten Einträgen gilt als Maximum  $n_{max}$  und alle Einträge, die mehr als ein Bin von diesem Maximum entfernt sind, gelten als Untergrund  $n_{backgr}$ . Die Z-Vertex-Signifikanz  $\sigma_Z$  ist das Verhältnis folgender Signal- zu Untergrundbewertung:

$$\sigma_Z = \frac{n_{max} - \frac{n_{backgr}}{15}}{\sqrt{n_{max}}} \quad (4.1)$$

Der Gültigkeitsbereich des Histogramms erstreckt sich dabei von  $-60\text{cm}$  bis  $+60\text{cm}$  entlang der z-Achse. Der Faktor  $\frac{1}{15}$  für  $n_{backgr}$  kommt durch die Unterteilung des Gültigkeitsbereichs in 16 Bins zustande. Beträgt  $n_{max} = 2$  und  $n_{backgr} = 15$  (Inhalt aller Bins, außer dem von  $n_{max}$ ), ist  $\sigma_Z > 0$  und deutet einen möglichen Vertex an. Damit der Level 1 Z-Vertex-Trigger anspricht, muß ein bestimmter Schwellwert für  $\sigma_Z$  überschritten werden. Die Abhängigkeit der Triggereffizienz von diesem Schwellwert wird für  $J/\Psi$ -Ereignisse im nächsten Kapitel angegeben.

### Spurprojektion zum Kalorimeter

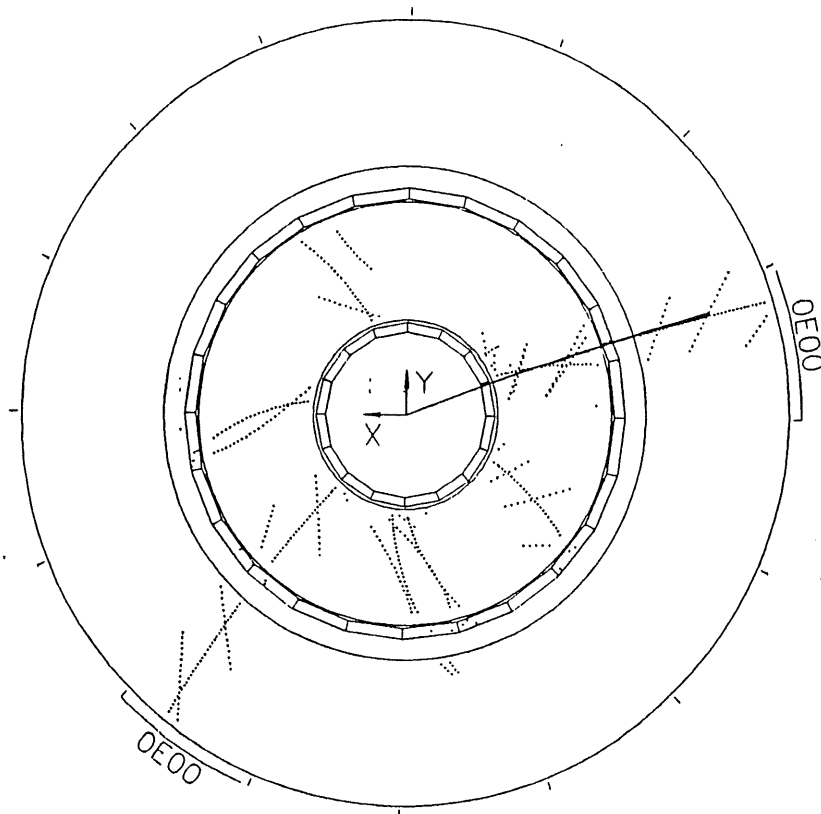


Abbildung 4.6: Funktion des Proportionalkammertriggers: Hier werden in der  $R\text{-}\phi$ -Projektion die zentralen Sporkammern gezeigt. Die beiden Spuren vom  $J/\Psi$ -Zerfall kreuzen jeweils die innere und äußere Proportionalkammer, wodurch ein Gültigkeitssignal an das außerhalb folgende Kalorimetersegment ausgelöst wird.

Hier liegt der andere Aufgabenbereich für die *Rays* des Proportionalkammertriggers (siehe Abb.: 4.6). Die Projektion (*Ray*) muß zum einen *Pads* der inneren CIP als auch der äußeren

COP auslösen und zum anderen auf das Maximum im Z-Vertex-Histogramm zeigen. Damit soll sichergestellt werden, daß das *Ray* wirklich von einer Spur erzeugt wurde, welche von dem Wechselwirkungspunkt her stammt.

Die direkte Verbindung von Spur- und Kalorimeterinformation erlaubt die Elektronerkennung auf Triggerlevel 1. Außerdem kann mit einer Spurinformaton die Schwelle gegen Störsignale im Kalorimetertrigger erniedrigt werden.

#### 4.4.2 Kalorimeter

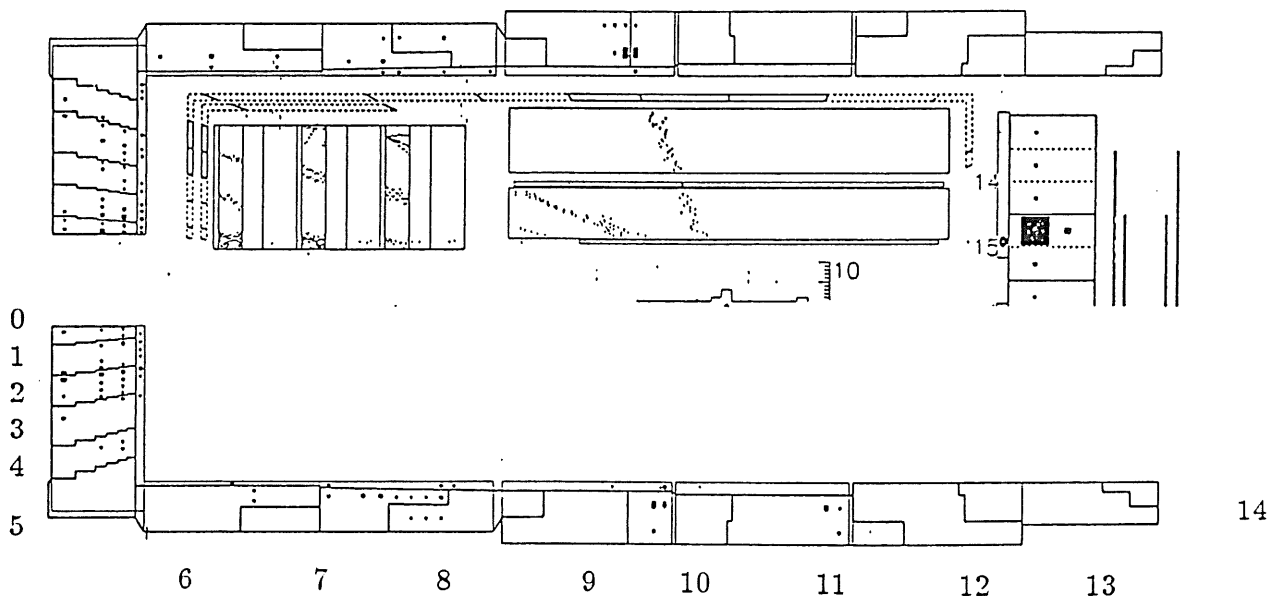


Abbildung 4.7: Segmenteinteilung für den Flüssig-Argon-Kalorimeter Trigger (es wird nur der elektromagnetische Teil des Kalorimeters gezeigt): In  $\vartheta$ -Richtung ist das Kalorimeter in 14 und in  $\phi$ -Richtung meistens in 16 Big Tower-Segmente unterteilt.

Ein weiterer Untertrigger wird durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter ermöglicht. Das Kalorimeter kann nur alle  $20 \mu s$  ausgelesen werden, um eine korrekte Kalibrierung der Kalorimeterdigitalisierung zu gewährleisten. Deswegen wird parallel zur Datenauslese eine grobe Auswertung der im Kalorimeter deponierten Energien durch eine eigenständige Trigger Elektronik durchgeführt. Eine Zusammenfassung der  $\approx 44000$  Auslesekanäle in 256 Segmente, die projektiv zum Wechselwirkungspunkt zeigen (siehe Abb.: 4.7) erniedrigt den Datenumfang. Die 256 Segmente werden *Big Tower* genannt. Sie geben die Granularität des Kalorimetertriggers vor. Schnelle Analog-Digitalwandler (FADC's) zusammen mit Kalibrationstabellen ergeben eine Energieinformation auf Triggerlevel 1 nach  $2.3 \mu s$ . Der Kalorimetertrigger wird in Kapitel 1.5.1 genauer behandelt. Dort werden die Einflüsse der unteren Rauschschwellen und das Zusammenwirken mit den Spurkammertriggern genauer erläutert.

Gerade für  $J/\Psi$ -Elektron-Ereignisse spielt dieser Trigger im Zentralbereich eine große Rolle. Ein Spurtrigger reicht alleine nicht aus, um die Strahlrohrraten auf Level 1 zu minimieren. Dazu wird ein weiteres Triggerelement wie der Myon- oder Kalorimetertrigger benötigt.

### 4.4.3 Zentrale Jetkammern (CJC's)

Bei dem zentralen Jetkammern handelt es sich um einen Driftkammertrigger. Die Information in den Drähten wird mit vorher simulierten Mustern den sogenannten *Straßen* verglichen. Eine Spur in den Driftkammern kann jetzt durchaus mehrere *Straßen* ansprechen, die in einem Referenzdraht das Signal für ihre jeweilige *Straße* verlangen (siehe Abbildung 4.8). Diese möglichen *Straßen* werden in einem weiteren Schritt zu einem *Cluster* zusammengefaßt, die als wahrscheinlichste Spur interpretiert wird.

Interessant für einen  $J/\Psi$ -Trigger ist die topologische  $R$ - $\phi$ -Einheit des Driftkammertriggers. Diese Einheit erlaubt es, auf Spurkrümmungen bei Spuren mit geringem Impuls  $p_T < 10 \text{ GeV}/c$  und auf deren  $R$ - $\phi$ -Anordnung zu triggern. Hier können einmal positiv und negativ gekrümmte Spuren gleichzeitig verlangt werden. Zusätzlich ist es möglich, einen maximalen Öffnungswinkel für alle Spuren oder Isolationsbedingungen einzelner Spuren zu verlangen.

### 4.4.4 Die verschiedenen Zeitsignale

Die verschiedenen Informationen aus den Detektorelementen wie Spurkammern oder Kalorimeter müssen miteinander zeitlich verknüpft werden. Dazu werden verschiedenen Zeitsignale genutzt, um die Informationsverknüpfung der verschiedenen Detektorelemente zu einem Ereignis zu ermöglichen. Eine weitere Aufgabe dieser Zeitsignale ist das Herausfiltern von Ereignissen im Detektor, die nicht vom Wechselwirkungspunkt stammen. Hierfür dienen drei Arten von Signalen:

- Jedes Detektorelement liefert sein eignes  $t_0$  als eigenständige Zeitmarke in der Pipeline-Information, woraus ein globales  $t_0$  für das Ereignis im L1-Trigger festgelegt wird. Läßt sich das globale  $t_0$  mit dem HERA-Zyklus des Speicherrings zur Deckung bringen, kann auf ein Ereignis aus der *Bunch*-Kollision geschlossen werden. Die Kriterien zum Auslösen des  $t_0$ -Signals sind in den Detektorkomponenten verschieden. Für die Spurkammern gelten minimale Multiplizitäten, oder für das Kalorimeter lösen elektromagnetische Energien  $E > 10 \text{ GeV}$  ein  $t_0$  Signal aus.
- Ein anderes Element, das ein Zeitsignal liefert, ist der Flugzeitähler (TOF-Signal). Hinter dem elektromagnetischem *Backward*-Kalorimeter sind Szintillatoren angebracht, die zusätzlich zum HERA-Zyklus ein Zeitsignal liefern. Mit diesem Zeitsignal sollen Ereignisse unterdrückt werden, die nicht von der e-P-Kollision stammen.
- Eine ähnliche Aufgabe hat die Vetowand in Protonrichtung vor dem Detektor. Sie soll Teilchen nachweisen, die von Außen in den Detektor eindringen. Ein Vetosignal zum Verwerfen eines Ereignisses löst diese Wand nicht aus. Vielmehr sollen die Signale der Vetowand neben der Datennahme aufgezeichnet und in der Rekonstruktion mitberücksichtigt werden.

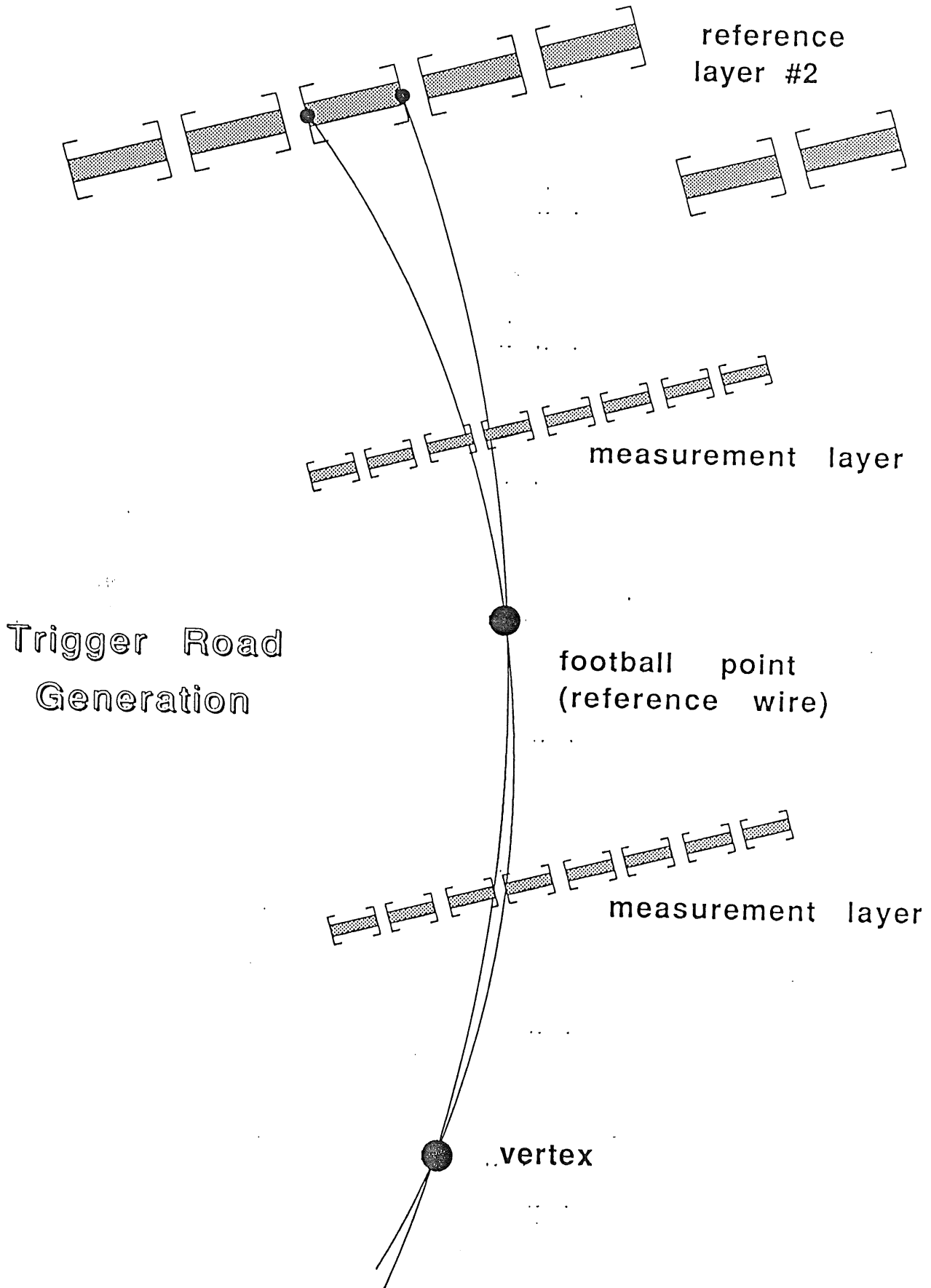


Abbildung 4.8: 'Straßen'-Generierung für den Driftkammertrigger: Für eine 'Straße' sind jeweils der Vertex, ein Referenzdraht und weitere Signale in einer zweiten Referenzlage notwendig (aus [Eic90]).

#### 4.4.5 BEMC- und Myontrigger

Als weiteres Triggererelement läßt sich das BEMC als Trigger mitverwenden. Ziel ist dabei, durch das gestreute Elektron tief inelastische Ereignisse aufzuzeichnen. Dieser Trigger ist weitgehend von der *Jet*-Beschaffenheit eines Ereignisses unabhängig.

Es wird für den H1-Detektor ein spezieller Myontrigger entwickelt. Dieser baut auf den Myonkammern im instrumentierten Eisen auf. Für den Zerfallskanal  $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  ist dieser Trigger von Bedeutung und wird in [Sel91] gesondert behandelt.

# Kapitel 5

## Einsatzmöglichkeiten verschiedener Spurtrigger

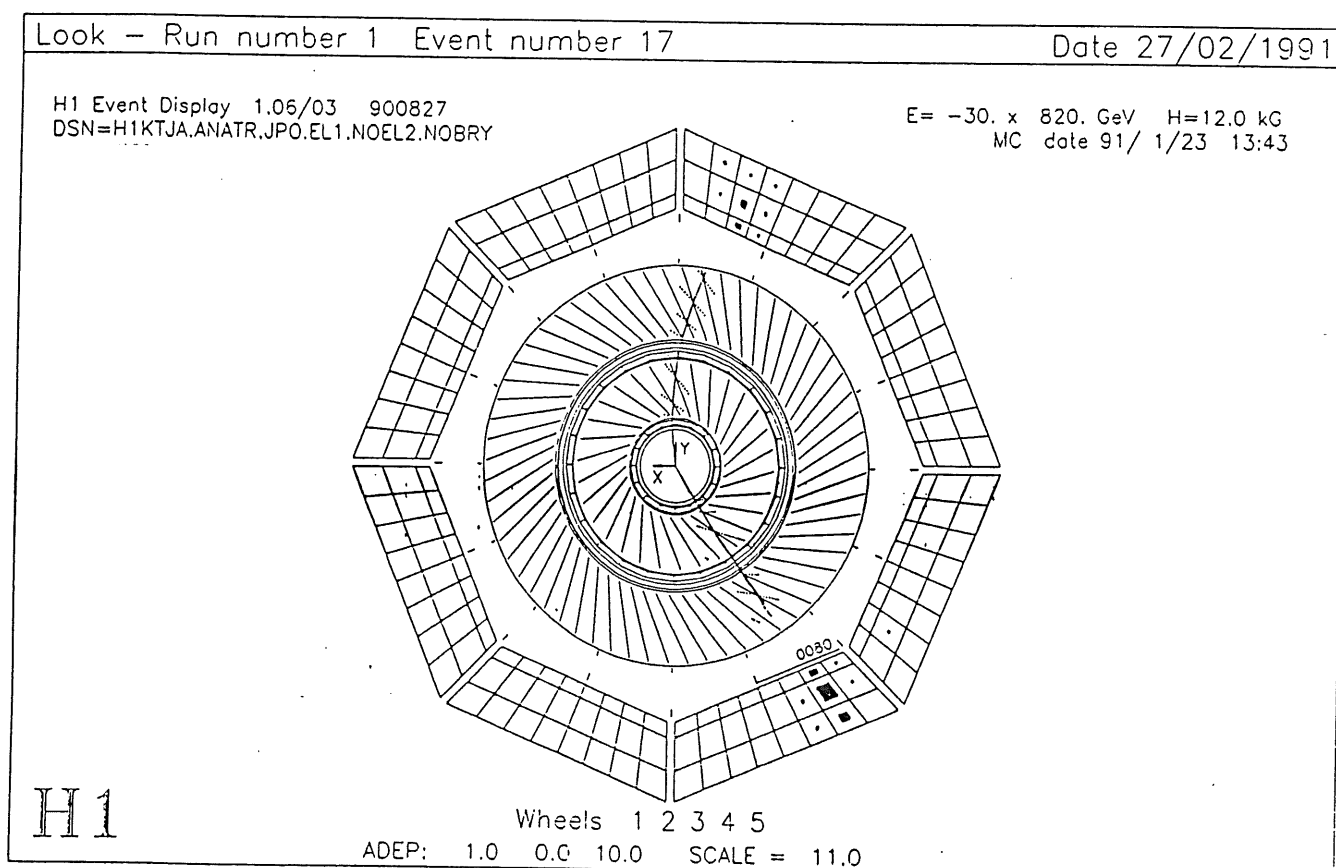


Abbildung 5.1: *Spurkammern in der  $R-\phi$ -Projektion einschließlich dem elektromagnetischen Kalorimeter: Deutlich sind die beiden gegeneinander gekrümmten Spuren des  $J/\Psi$ -Elektronpaares zu erkennen.*

### 5.1 Zielsetzung

Die Spurkammertrigger-elemente sind die wichtigsten Glieder einer Triggerkombination im Zentralbereich des Detektors. Spurtopologien, die in den geometrischen Akzeptanzbereichen der Spurtrigger liegen, sind der Ausgangspunkt weiterer Trigger-elemente in anknüpfenden



Detektorabschnitten. Ein Elektron erzeugt eine Spur in den Spurkammern. Von dieser Information gehen wir aus und suchen im zugehörigen Kalorimeterabschnitt die deponierte elektromagnetische Energie. Falls es sich um ein Elektron handelt, ist keine Energie im hadronischen Kalorimeter deponiert worden.

Ziel dieses Kapitels ist es, den günstigsten Spurtrigger für  $J/\Psi$ -Ereignisse herauszufinden, der aber gleichzeitig *Beamgas*- als auch *Beamwall*-Ereignisse so weit wie möglich unterdrückt. Für die hier aufgeführten Triggerkombinationen stehen die beiden Zerfallsleptonen des  $J/\Psi$ 's im Mittelpunkt. Diese haben bei geringem transversalen Impuls des Mutterteilchens eine koplanare Topologie. (siehe Abbildung 5.1).

Als weiteres Problem wird hier das zusätzliche Ansprechen des Triggers auf hadronische Spuren des Protonrestsystems untersucht. Diese Spuren gehen zum größten Teil durch das Strahlrohr verloren. Gelangen dennoch einige in den Zentralbereich des Detektors, so können sie Einfluß auf die Triggereffizienz haben. Die Effizienz wird dann vom gewählten Fragmentationsmodell abhängig.

## 5.2 Ereignisklassen

Um die Wirkung einzelner Spurkammergelemente besser zu verstehen, unterscheiden wir mehrere Ereignisklassen.

- Winkelklasse ( $6.5^\circ \leq \vartheta \leq 22^\circ$ ): **F** steht für den Bereich des vorderen Spurkammertrigger.
- Winkelklasse ( $28^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$ ): **C** steht für den Bereich der zentralen Spurkammertrigger.

Die angegebenen Triggereffizienzen der einzelnen Ereignisklassen sind nach der Tabelle 5.1 zu wichten. Die Effizienzangaben, die auf  $J/\Psi_{tot} = 100\%$  bezogen werden, entsprechen einem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ee} = 177pb$  für ( $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ ) im gesamten Polarwinkelbereich von  $0^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ . Fallen nun beide Zerfallsleptonen in den F-Bereich, so sprechen wir von der Klasse FF – bei CC entsprechend. FC bedeutet, daß ein Lepton in F und eins in C fällt.

Verteilung auf Ereignisklassen	
Ereignisklasse	Anteil an $J/\Psi_{tot} = 177pb$
$J/\Psi_{FF}$	7 % = 12pb
$J/\Psi_{FC}$	12 % = 21pb
$J/\Psi_{CC}$	24 % = 43pb

Tabelle 5.1: Verteilung der  $J/\Psi$ -Ereignisse auf einzelne Winkelklassen. Die Intervalle C und F beschreiben die Akzeptanz in  $\vartheta$  für die Spurtrigger in der Vorwärts- und Zentralregion des Detektors.

## 5.3 Proportionalkammertrigger

In diesem Abschnitt werden die Aufgaben des z-Vertex-Trigger beschrieben. Dazu werden sowohl die Auswirkung auf die Triggereffizienz der  $J/\Psi$ -Elektron-Ereignisse als auch auf die Unterdrückung der Ereignisse im Strahlrohr untersucht.

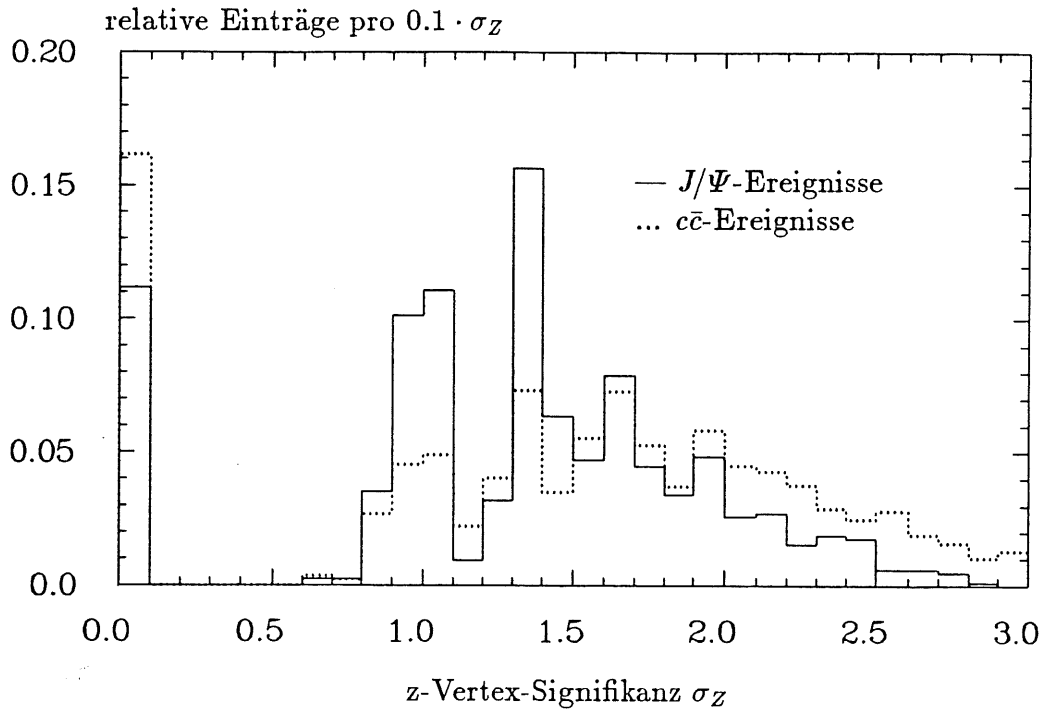


Abbildung 5.2: Vergleich von  $J/\Psi$ - mit  $c\bar{c}$ -Ereignissen beim  $z$ -Vertex-Histogramm. Hier wird die Abhängigkeit von der  $z$ -Vertex-Signifikanz  $\sigma_z$  gezeigt. Die gestrichelte Verteilung stammt von  $c\bar{c}$ -Ereignissen.

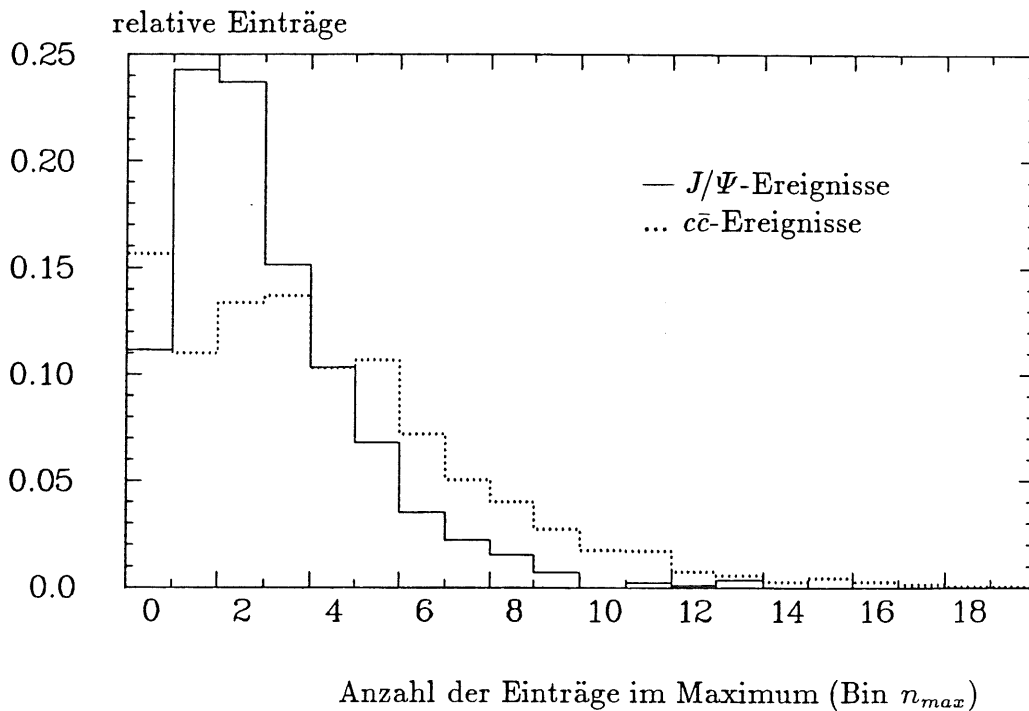


Abbildung 5.3: In dieser Abbildung werden die Anzahl der Einträge im Maximum des  $z$ -Vertex-Histogramms gezeigt.  $c\bar{c}$ -Ereignisse haben mehr Einträge im Maximum als  $J/\Psi$ -Ereignisse.

### 5.3.1 Effizienz für $J/\Psi$ - Ereignisse

Im Unterschied zu *Jet*-Ereignissen (z.B.  $ep \rightarrow Q\bar{Q}X$ ), mit hoher Anzahl von geladenen Spuren im Zentralbereich des Detektors, haben  $J/\Psi$ -Elektron-Ereignisse eine geringe Multiplizität im Bereich der zentralen Spurkammern. Eine Folge ist die verminderte Ausbeute für einen z-Vertex-Trigger, da nicht genügend Spurprojektionen aus den zentralen Spurkammern für das z-Vertex-Histogramm zur Verfügung stehen. Die Einträge aus den vorderen Proportionalkammern haben wegen des ungünstigeren Projektionswinkels eine größere Abweichung vom Maximum des z-Vertex-Histogramms. So ergeben sich für die  $J/\Psi$ -Ereignisse im Durchschnitt 2 - 3 Einträge im Maximum des Histogramms. Für eine eindeutige z-Vertextaussage muß das Maximum klar von dem Untergrund im z-Vertexhistogramm zu trennen sein. Das bedeutet, daß mindestens 3 Einträge im Maximum vorhanden sein müssen, um es deutlich vom Maximum unterscheiden zu können. Daraus ergibt sich eine sinnvolle untere Schranke für  $\sigma_z \geq 1.5$ .

In der Abbildung 5.2 ist die Verteilung der z-Vertex-Signifikanzen für  $J/\Psi$ -Ereignisse mit  $c\bar{c}$ -Ereignissen, die für *Jet*-Ereignisse mit hohen Multiplizitäten im Zentralbereich stehen, verglichen worden. Hier treten in dem Bereich für eine Signifikanz  $\sigma_z < 1.2$  sehr viel weniger  $c\bar{c}$ - als  $J/\Psi$ -Ereignisse auf. Für größere Signifikanzbereiche  $\sigma_z > 2$  werden  $c\bar{c}$ -Ereignisse dominanter. Der Grund liegt in der höheren Anzahl von Einträgen im Maximum des z-Vertex-Histogramms bei den  $c\bar{c}$ -Ereignissen (siehe Abbildung 5.3).

Die z-Vertex-Signifikanz für  $J/\Psi$ 's ist verglichen mit  $c\bar{c}$ -Ereignissen kein günstiges Triggerkriterium. Die Ursache liegt an der geringen Anzahl von geladenen Spuren im Zentralbereich.

### 5.3.2 Unterdrückung von Strahlrohrereignissen

z-Vertex-Trigger mit VETO vom Flugzeitähler				
Ereignistyp	$\sigma_z \geq 0.85$		$\sigma_z \geq 1.5$	
	z-Vertex	z-Vertex & No TOF-Veto	z-Vertex	z-Vertex & No-TOF-Veto
Beamwall	13.05 kHz	1.29 kHz	5.94 kHz	345 Hz
Beamgas	11.97 kHz	3.2 kHz	2.76 kHz	405 Hz
$J/\Psi_{tot}$	(72±2)%	(72±2)%	(30±1)%	(30±1)%
$J/\Psi_{CC}$	(96±4)%	(96±4)%	(51±3)%	(51±3)%

Tabelle 5.2: Effizienz des z-Vertex-Triggers im Zusammenwirken mit dem TOF-Veto-System (Die Auflösung der Strahlrohrereignisse beträgt pro Ereignis 15 Hz.).

Hauptaufgabe ist die Unterdrückung von Strahlrohrereignissen durch den z-Vertex-Trigger. Zum einen wird der z-Vertex-Trigger mit einer notwendigen Signifikanzbedingung  $\sigma_z > 1.5$  und ein anderes Mal mit  $\sigma_z > 0.85$  betrieben (siehe Tabelle 5.2). Der Wert von  $\sigma_z = 0.85$  wurde gewählt, um auf die  $J/\Psi$ -Ereignisse niedriger Multiplizität im Zentralbereich sensitiv zu sein (vergleiche mit Abbildung: 5.2).

Ein weiterer Schritt ist die Verbindung der z-Vertexinformation mit dem Flugzeitähler. Das bewirkt einen weiteren Faktor 10 bei der Unterdrückung von Strahlrohrereignissen. Das TOF-Veto des Flugzeitählers wird in der Detektorsimulation für  $J/\Psi$ 's nicht ausgelöst. Die Signifikanzgrenze  $\sigma_z$  kann nicht im Experiment auf 0.85 herabgesetzt werden, um die Ausbeute für  $J/\Psi$ -Ereignisse zu erhöhen, da die Untergrundraten in den kHz-Bereich steigen.

Weiterhin ist in der Tabelle 5.2 der getriggerte Anteil der  $J/\Psi$ -Ereignisse angegeben, die im  $\vartheta$ -Winkelbereich des Driftkammertriggers liegen ( $J/\Psi_{CC}$ ). Für  $\sigma_z > 0.85$  ist die Triggerrate mit 96 % nahezu ideal, nur leider wegen der Strahlrohrraten nicht anwendbar. Erhöht man die Untergrenze von  $\sigma_z$  auf 1.5, so sinkt die Triggereffizienz auf 51 % für diese Ereignisklasse. Die Strahlrohrraten liegen dabei immer noch im 1 kHz-Bereich. Diese Kombination kann deswegen nicht alleine angewendet werden.

## 5.4 Driftkammertrigger

Eine bessere Alternative gegenüber dem z-Vertex-Element ist der Driftkammertrigger, weil dieser die zusätzliche R- $\phi$ -Information ausnutzt. Zuerst werden in diesem Abschnitt ein einfacher Spurtrigger und später der R- $\phi$ -Trigger vorgestellt. In einem weiteren Schritt verbinden wir diese Triggerelemente mit dem Flugzeitähler und dem z-Vertex-Trigger, um die Effizienzen aus Kombinationen von Triggerelementen zu beschreiben. Außerdem kann dadurch der Untergrund aus dem Strahlrohr erheblich gesenkt werden.

### 5.4.1 Einfacher Spurtrigger

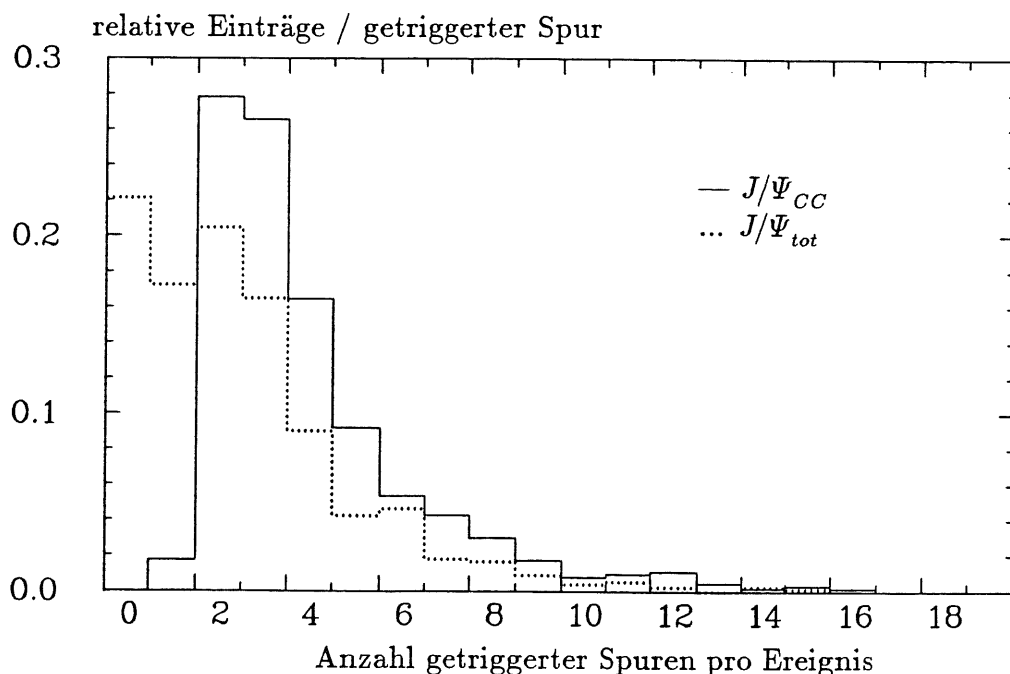


Abbildung 5.4: Getriggerte Multiplizitäten des Driftkammertriggers. Die gestrichelten Spuren stammen von  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignissen. Der Inhalt des Histogramms wurde jeweils für  $J/\Psi_{tot}$ , als auch  $J/\Psi_{CC}$  auf 1 normiert.

Durch den Akzeptanzbereich des Driftkammertriggers ( $28^\circ < \vartheta < 153^\circ$ ) werden Ereignisse mit den beiden Zerfallsleptonen des  $J/\Psi$ 's im Zentralbereich des Detektors aufgezeichnet.

Das entspricht einer geometrischen Akzeptanz von 24% der Ereignisse ( $J/\Psi_{CC}$ ). Diese Ereignisklasse ist aber gerade für eine Auswertung der Gluonstrukturfunktion interessant, da wir hier einen Bereich kleiner  $x_{gluon}$ -Werte haben. Außerdem lassen sich wegen des fehlenden Hadronuntergrundes die Elektronen in diesem Bereich besser erkennen. Zu den 24% der CC-Ereignisse kommen die FC-Ereignisse (12%) mit einem Elektron hinzu.

In Abbildung 5.4 erkennen wir, daß der Driftkammertrigger fast alle Ereignisse der CC-Klasse triggert (für  $n \geq 2$  Spuren: vergleiche mit Tabelle 5.3 und Abb.:5.4). Als Vergleich dazu wird die Verteilung der nachgewiesenen Spuren für alle Ereignisse des gesamten Polarwinkelbereichs gezeigt. Hier sind wegen der fehlenden Spuren im Zentralbereich entsprechende Verluste von  $\approx 50\%$  der Ereignisse zu erkennen. Fehlt das zweite Zerfallselektron im Winkelbereich des Driftkammertriggers, so sinkt entsprechend die Effizienz dieses Triggerelementes (48% für FC-, 1% bei FF-Ereignissen).

Anteil Ereignisklassen am Driftkammertrigger		
	$DC_{L1} \geq 1$	$DC_{L1} \geq 2$
$J/\Psi_{FF}$	$(1 \pm 1)\%$	$< 1\%$
$J/\Psi_{FC}$	$(92 \pm 6)\%$	$(48 \pm 4)\%$
$J/\Psi_{CC}$	$(100 \pm 4)\%$	$(98 \pm 4)\%$

Tabelle 5.3: Anteil der Ereignisklassen am einfachen Multiplizitätstrigger.

In der Effizienztable 5.4 tritt der Einfluß der hadronischen Spuren des Ereignisses auf den Spurkammertrigger deutlich hervor. Dazu wird ein zweiter Datensatz  $J/\Psi_{elec}$  verwendet, der nur die beiden Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's enthält. Mit diesem Datensatz ist es möglich, Rückschlüsse auf den Einfluß der Protonreste bei der Triggereffizienz zu ziehen (siehe Tabelle 5.4).

Getriggerte Multiplizität			
	$DC_{L1} \geq 1$	$DC_{L1} \geq 2$	$F_{MWPC} \geq 2$
$J/\Psi_{tot}$	$(58 \pm 2)\%$	$(49 \pm 2)\%$	$(41 \pm 1)\%$
$J/\Psi_{elec}$	$(51 \pm 2)\%$	$(32 \pm 1)\%$	$(8 \pm 1)\%$
$J/\Psi_{CC}$	$(100 \pm 4)\%$	$(98 \pm 4)\%$	$(62 \pm 4)\%$
$J/\Psi_{elecCC}$	$(100 \pm 4)\%$	$(94 \pm 4)\%$	—

Tabelle 5.4: Einfacher Multiplizitätstrigger: Es wird jeweils auf eine Minimalanzahl von Spuren in einem Triggerelement angesprochen.

Die ersten beiden Zeilen ( $J/\Psi_{tot}, J/\Psi_{elec}$ ) der Tabelle 5.4 vergleichen jeweils die Triggereffizienz über den vollen Polarwinkelbereich ( $0^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ ). Für den  $J/\Psi_{elec}$ -Datensatz fällt die Triggereffizienz bei einem Ansteigen der minimal geforderten Multiplizität auf 2 Spuren stark ab. Je mehr hadronische Spuren im geometrischen Bereich des jeweiligen Spurtriggers vorhanden sind, umso stärker ist dieser Effekt. Daraus erkennen wir, daß der  $F_{MWPC}$ -Trigger nur zu etwa 20 % auf die Spuren der Zerfallselektronen vom  $J/\Psi$  anspricht. Beim zentralen Driftkammertrigger liegt dieses Verhältnis bei etwa 65 %.

In den folgenden beiden Zeilen ( $J/\Psi_{CC}, J/\Psi_{elecCC}$ ) der Tabelle 5.4 wird dasselbe für die CC-Ereignisklasse gemacht (beide Zerfallselektronen liegen im Zentralbereich des Detektors).

Dort weist der zentrale Driftkammertrigger fast 100% der CC-Klasse durch die Zerfallselektronen vom  $J/\Psi$  nach. Der Driftkammertrigger sollte demnach bevorzugt für diese Ereignisse benutzt werden.

### 5.4.2 Topologische R- $\phi$ -Einheit

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, warum der Driftkammertrigger bevorzugt für  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$  Ereignisse verwendet werden soll. Mit der topologischen R- $\phi$ -Einheit wird die „back to back“ Topologie und das Krümmungsverhalten der Elektronspuren ausgenutzt, um verstärkt Strahlrohreignisse zu unterdrücken und um frühzeitig eine  $J/\Psi$ -Information im Trigger vorliegen zu haben.

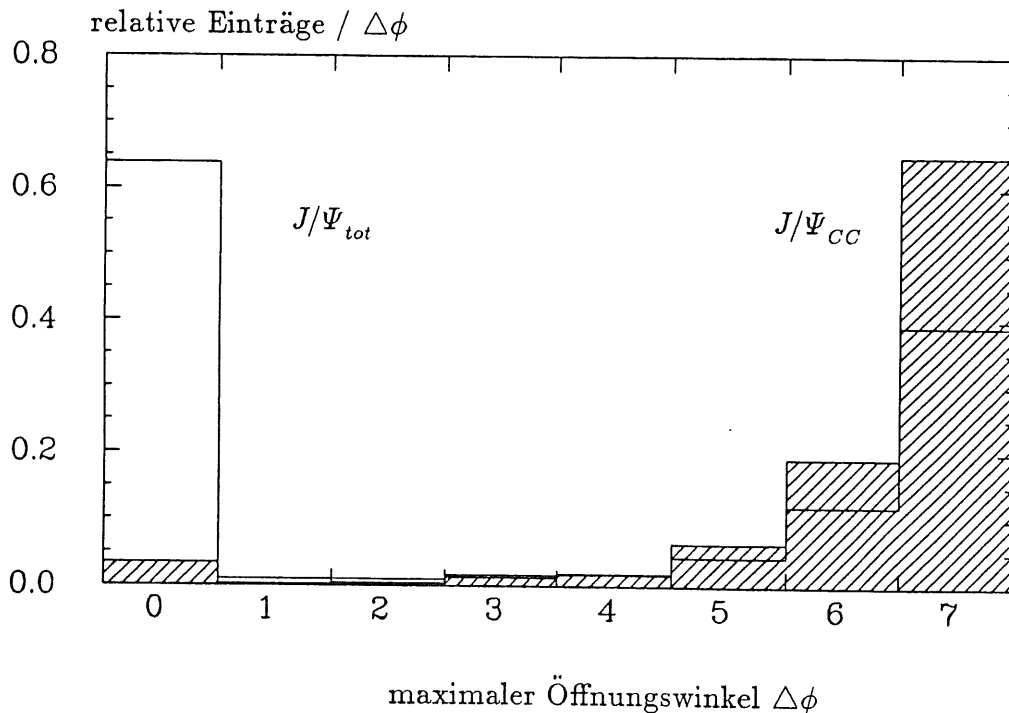


Abbildung 5.5: Effizienz für verschiedene Öffnungswinkel beim R- $\phi$ -Trigger. Die schraffierten Balken stammen von  $J/\Psi_{CC}$  - Ereignissen.

Das Ereignis in Abbildung 5.1 wird durch die beiden Elektronspuren der Zerfallsprodukte des  $J/\Psi$ 's geprägt. Beide Spuren ergeben in der R- $\phi$ -Ebene die annähernde *back to back* - Topologie. Zusätzlich sind beide Leptonen gegeneinander geladen, so daß sie im Magnetfeld des Detektors gegeneinander gekrümmt auftreten.

Diese beiden Eigenschaften lassen sich für einen topologischen R- $\phi$ -Trigger<sup>3</sup> ausnutzen.

Es werden zwei gegeneinander gekrümmte Spuren gefordert. Diese Eigenschaft nennen wir in Tabelle 5.5 *both curvature*. Ist diese Bedingung durch ein Ereignis erfüllt worden, so müssen die beiden gegeneinander gekrümmten Spuren einen bestimmten minimalen Öffnungswinkel in R- $\phi$  aufweisen. Dabei sind die  $360^\circ$  in 15  $\phi$ -Segmente zu je  $24^\circ$  unterteilt worden. Die

<sup>3</sup>Der Driftkammertrigger ist mit einer sogenannten *Topologischen Box* erweitert worden. Diese ermöglicht eine Selektion der Ereignisse nach Spurkrümmung, maximalen Öffnungswinkel  $\Delta\phi$  und Isolationskriterien in der R- $\phi$ -Projektion.

Kombination über alle Spuren in einem Ereignis ergibt in der  $R$ - $\phi$ -Projektion einen erreichbaren Öffnungswinkel von 7  $\phi$ -Segmenten, falls zwei Spuren einen Öffnungswinkel von  $180^\circ$  haben. Hat das  $J/\Psi$  ein zusätzliches  $p_T$ , so verkleinert sich der Öffnungswinkel auf 6,5 oder 4  $\phi$ -Segmente. Ist der Öffnungswinkel kleiner  $24^\circ$  (1 Segment), dann verlaufen beide Spuren in einem  $\phi$ -Segment. Eine weitere hadronische Spur kann durchaus, falls sie die richtige Krümmung besitzt, einen großen Öffnungswinkel vortäuschen.

In der Abbildung 5.5 werden die  $J/\Psi_{tot}$ - mit  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignissen nach dem topologischen  $R$ - $\phi$ -Trigger miteinander verglichen. Deutlich erkennen wir, daß dieser Trigger bevorzugt auf die koplanare Topologie der  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignisse anspricht. Die Triggereffizienzen sind in der Tabelle 5.5 zu finden.

Driftkammer $R$ - $\phi$ -Trigger					
		max. Öffnungswinkel in $\phi$			
	<i>both curvature</i>	$\geq 7 \times 24^\circ$	$\geq 6 \times 24^\circ$	$\geq 5 \times 24^\circ$	$\geq 4 \times 24^\circ$
$J/\Psi_{tot}$	(33±1)%	(21±1)%	(27±1)%	(30±1)%	(31±1)%
$J/\Psi_{CC}$	(95±4)%	(65±3)%	(83±4)%	(89±4)%	(92±4)%
Beamgas	1.3 kHz	270 Hz	450 Hz	585 Hz	660 Hz
Beamwall	4.6 kHz	1.56 kHz	2 kHz	2.43 kHz	2.88 kHz
kombiniert mit: NO TOF-VETO					
Beamgas	180 Hz	60 Hz	105 Hz	120 Hz	120 Hz
Beamwall	180 Hz	30 Hz	60 Hz	75 Hz	75 Hz

Tabelle 5.5: Ausbeute für den  $R$ - $\phi$ -Trigger: Die Spalte **both curvature** bedeutet, daß mindestens zwei gegeneinander gekrümmte Spuren existieren müssen. (Die Auflösung der Strahlrohreignisse beträgt pro Ereignis 15 Hz.)

Der  $R$ - $\phi$ -Trigger erkennt zu 95 % gegeneinander gekrümmte Spuren der CC-Ereignisklasse. Verlangen wir zusätzlich einen maximalen Öffnungswinkel von mindestens 7  $\phi$ -Segmenten ( $168^\circ$ ), verliert man 30 % dieser Ereignisse. Eine nicht so strenge Bedingung von mindestens 6  $\phi$ -Segmenten erhöht den Anteil an der CC-Klasse auf 83%.

Die ausschließliche Verwendung des  $R$ - $\phi$ -Triggers zur Unterdrückung von Strahlrohreignissen reicht nicht aus. Für den Krümmungstrigger liegen hier die Raten schon bei 5.9 kHz. Der Einsatz des maximalen Öffnungswinkels bringt eine maximale Unterdrückung für *Beamwall*- und *Beamgas*-Ereignisse von  $\approx 70$  %.

Erst die Kombination des topologischen Triggers mit dem TOF des Flugzeitzählers bringt eine anwendbare Unterdrückung der Strahlrohreignisse. Es ist eine Unterdrückung der Strahlrohreignisse auf  $\approx 100$  Hz zu erreichen. Mit einer nicht so strengen Öffnungswinkelbedingung (6,5 oder 4  $\phi$ -Segmente) steigt die Strahlrohrraten gleich um das Doppelte auf  $\approx 200$  Hz an. Es muß also eine weitere Triggerkombination gefunden werden, die die Untergrundrate weiter senkt.

### 5.4.3 Verknüpfung mit dem z-Vertextrigger

Eine Möglichkeit ist die Verkettung mit dem z-Vertex-Trigger. Allerdings beträgt dann schon die Obergrenze für die maximale Effizienz der Ereignisse aus der CC-Klasse 51% ( $\sigma_Z = 1.5$ : siehe Tabelle 5.2). Der Krümmungstrigger nimmt für diese Kombination fast alle  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignisse mit, worauf auch der z-Vertex-Trigger angesprochen hat (49 % siehe Tabelle 5.6).

Driftkammer R- $\phi$ -Trigger					
kombiniert mit: NO TOF-VETO & Z-Vertex ( $\sigma_Z \geq 1.5$ )					
		max. Öffnungswinkel in $\phi$			
	<i>both curvature</i>	$\geq 7 \times 24^0$	$\geq 6 \times 24^0$	$\geq 5 \times 24^0$	$\geq 4 \times 24^0$
$J/\Psi_{tot}$	(20±1)%	(12±1)%	(16±1)%	(18±1)%	(19±1)%
$J/\Psi_{CC}$	(49±3)%	(33±2)%	(43±3)%	(47±3)%	(48±3)%
$J/\Psi_{CC_{elec}}$	-	-	-	-	-
Beamgas	<15 Hz	<15 Hz	<15 Hz	<15 Hz	< 15 Hz
Beamwall	75 Hz	30 Hz	30 Hz	45 Hz	45 Hz

Tabelle 5.6: Ausbeute für den R- $\phi$ -Trigger in Kombination mit dem Z-Vertextrigger und dem Flugzeitähler. Die Spalte **both curvature** bedeutet, daß mindestens zwei gegeneinander gekrümmte Spuren existieren müssen.

(Die Auflösung der Strahlrohreignisse beträgt pro Ereignis 15 Hz.)

Mit der Bedingung des maximalen Öffnungswinkels tritt dann der Verlust von CC-Ereignissen bis auf 33% ein (7  $\phi$ -Segmente). Mit der Öffnung des  $\phi$ -Winkels auf (6  $\phi$ -Segmente) ist eine Steigerung auf 43% zu erreichen.

Mit dieser Triggerkombination konnte im Rahmen des Auflösungsvermögens des Datensatzes (15Hz) eine fast vollständige Unterdrückung von Strahlrohreignissen erreicht werden. Erwähnenswert ist, daß mit dem Datensatz, der nur die Elektronen vom  $J/\Psi$  enthält ( $J/\Psi_{CC_{elec}}$ ), kein Ereignis durch diese Triggerkombination aufgezeichnet werden konnte. Das liegt an den fehlenden hadronischen Spuren im Vorwärtsbereich. Die Multiplizität für das z-Vertex-Histogramm ist nicht hoch genug, um überhaupt die Z-Vertex-Signifikanz von  $\sigma_Z = 1.5$  zu erreichen.

Der Einsatz des Kalorimetertriggers ist in diesem Fall sinnvoller, da er verstärkt auf die Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's anspricht.



# Kapitel 6

## Der Einsatz des Kalorimeter-Triggers

In diesem Kapitel wird der Einsatz des Kalorimeters als weiteres Triggerelement untersucht. Die Kombination Spur- Kalorimetertrigger soll verstärkt auf die Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's ansprechen, um in der Triggereffizienz möglichst unabhängig von den hadronischen Spuren zu bleiben. Dabei wird kurz auf die Anordnung eines Elektrontriggers eingegangen und in einem weiteren Schritt die Energiekorrelation des  $e^+e^-$ -Paares aus dem  $J/\Psi$ -Zerfall vorgestellt. An verschiedenen Elektrontriggerkonfigurationen zeigen sich die Probleme eines solchen Triggers.

### 6.1 Der Kalorimetertrigger

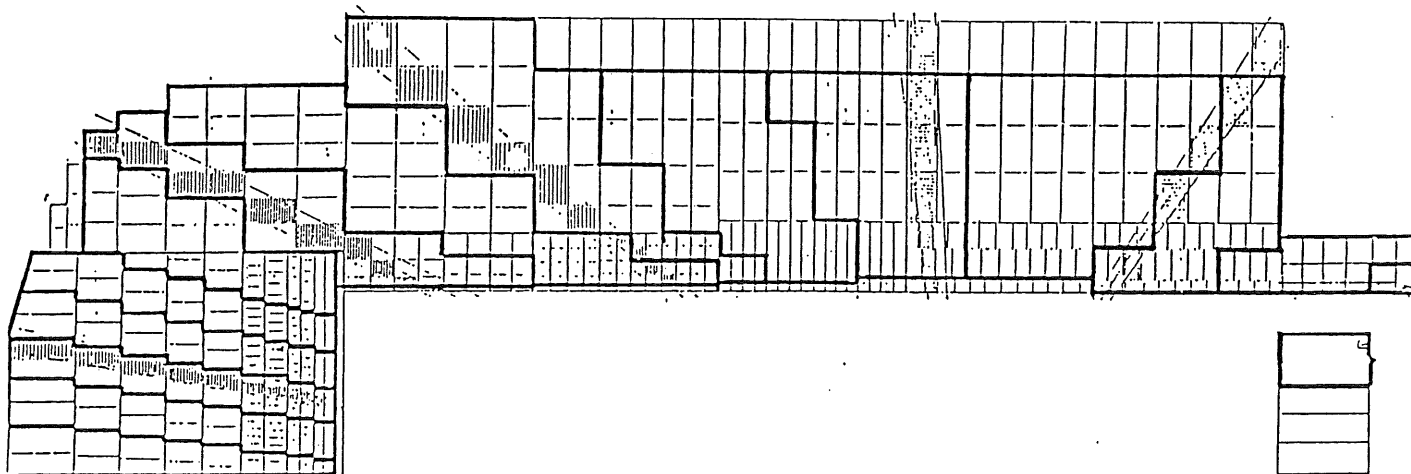


Abbildung 6.1: *Big Tower-Segmentierung des flüssig Argon Kalorimeters. Im Polarwinkel ist das Kalorimeter in 14  $\vartheta$ -Segmente unterteilt. Im  $\phi$ -Bereich liegt diese Segmentierung im Barrel-Bereich bei 16 Segmenten. ( aus [Gri87])*

Die Segmentierung (siehe Abb. 6.1) des Kalorimeters baut auf den longitudinalen Segmenten in der einzelnen *Tower* auf. Mit einer eigenen parallel zur Datenaufzeichnung laufenden Elektronik werden die Auslesekanäle in den *Towern* analog aufsummiert und ergeben ein *Trigger Tower-Signal* (TT). Die feinere *Trigger Tower-Granularität* dient zu einer frühen

Unterdrückung von Störsignalen. Ein TT-Signal wird erst beim Überschreiten einer Signalschwelle weiter akzeptiert. Jeweils  $2(\text{in } \phi) \times 2(\text{in } \vartheta)$  *Trigger Tower* werden zu einem *Big Tower* zusammengefaßt. Die Abbildung 6.1 zeigt die projektive Anordnung der BT-Segmente im Kalorimeter (durch Fettdruck hervorgehobenen Segmente). Ein BT-Segment besteht sowohl aus einem elektromagnetischen als auch einem hadronischen Kalorimeterteil. Sowohl die elektromagnetische als auch die hadronische Energie werden im Kalorimetertrigger getrennt behandelt. Damit ist schon auf Triggerlevel 1 die Möglichkeit gegeben, Photonen und mit einer Spurkammerinformation Elektronen zu erkennen.

Ursprünglich war für das Kalorimeter eine um das doppelt gröbere *Super Tower*-Granularität gegenüber der heutigen BT-Granularität vorgesehen worden. Die feinere BT-Granularität erlaubt das bessere Erkennen von isolierten Teilchen. Außerdem werden die Halbwertsbreiten des Rauschens, die sich mit dem Faktor  $\sqrt{n}$  bei  $n$ -facher Addition von Kanälen verstärken, in den Segmenten mit feinerer Granularität verringert. Die feinere BT-Segmentierung erlaubt untere Energieschwellen von 1-2 *GeV* pro BT-Segment, die von der Lage im Kalorimeter abhängig sind. Für die Triggerakzeptanz des Kalorimeters sind diese unteren Schwellen maßgeblich (vergleiche mit Abb.: 6.3).

Eine Summation über BT-Energien aus verschiedenen Kalorimeterbereichen ermöglicht das Triggern auf globale Energien im Detektor. Beispiele hierfür sind die totale, transversale, oder fehlende transversale Energie ( $E_{tot}, E_T, E_{T_{miss}}$ ). In diesem Kapitel wird von den globalen Energiegrößen nur die Energie im Zentralbereich für einen stark vereinfachten, idealen Kalorimetertrigger verwendet. Ansonsten benötigen globale Energiegrößen hohe untere Energieschwellen  $> 5 \text{ GeV}$ , weil zu viel Störsignale gleichzeitig aufsummiert werden [Gri87].

### 6.1.1 Elektronen-Identifikation bei $J/\Psi$ Ereignissen

Dringt ein Elektron ins Kalorimeter ein, so hinterläßt es einen elektromagnetischen Schauer, aber kein Signal im hadronischen Kalorimeter, weil es seine gesamte Energie im elektromagnetischen Teil zuvor deponiert hat. Elektronen lassen sich damit einfach von Hadronen und Myonen auf Triggerebene unterscheiden, wenn das Elektron nicht Bestandteil eines Jets ist. Fällt das Elektron in den Bereich eines Jets, dann deponieren sowohl das Elektron als auch hadronische Teilchen ihre Energie im selben BT-Segment. Das Elektron ist nicht mehr auf der Triggerebene zu erkennen.

Ein Isolationskriterium für Elektronen, d.h. es dürfen z.B. keine benachbarten BT-Segmente ansprechen, macht die Akzeptanz vom Auftreten hadronischer Spuren im Ereignis abhängig. Darum wird in den hier vorgestellten Elektrontriggerkombinationen auf ein Isolationskriterium verzichtet. Dies ist für  $J/\Psi$ -Ereignisse möglich, da die Zerfallselektronen die Multiplizität im Zentralbereich des Detektors vorgeben. Folgende allgemeine Bedingungen werden für einen Elektrontrigger demnach gestellt:

- In einem BT-Segment wird eine untere Schwelle in der elektromagnetischen Energie verlangt.
- Eine obere hadronische Schwelle darf für dieses BT-Segment nicht überschritten werden.
- Eine Spurinformaton muß von dem Elektron vorliegen und möglichst zum angesprochenen BT-Segment zeigen.

Abbildung 6.2 zeigt ein  $J/\Psi$ -Ereignis mit beiden Elektronen im Zentralbereich des Kalorimeters. Deutlich sind die Spuren zu erkennen, die das Proportionalkammersignal für das

zugehörige BT-Segment auslösen. Weiterhin erkennen wir, daß die deponierte Energie beider Elektronen unterschiedlich sein kann. Die Energie eines Elektrons kann in zwei benachbarte BT-Segmente fallen. In diesem Fall reicht die deponierte Energie in einem BT-Segment nicht mehr aus, um den Kalorimetertrigger für dieses Segment auszulösen.

In den folgenden Abschnitten werden die Energieverteilung und das Auftreten der  $J/\Psi$ 's in den verschiedenen Polarwinkelregionen untersucht. Daran schließt sich eine Diskussion der unteren Energieschwellen an. Die Kombination mit den verschiedenen Spurtriggern schließt dieses Kapitel ab.

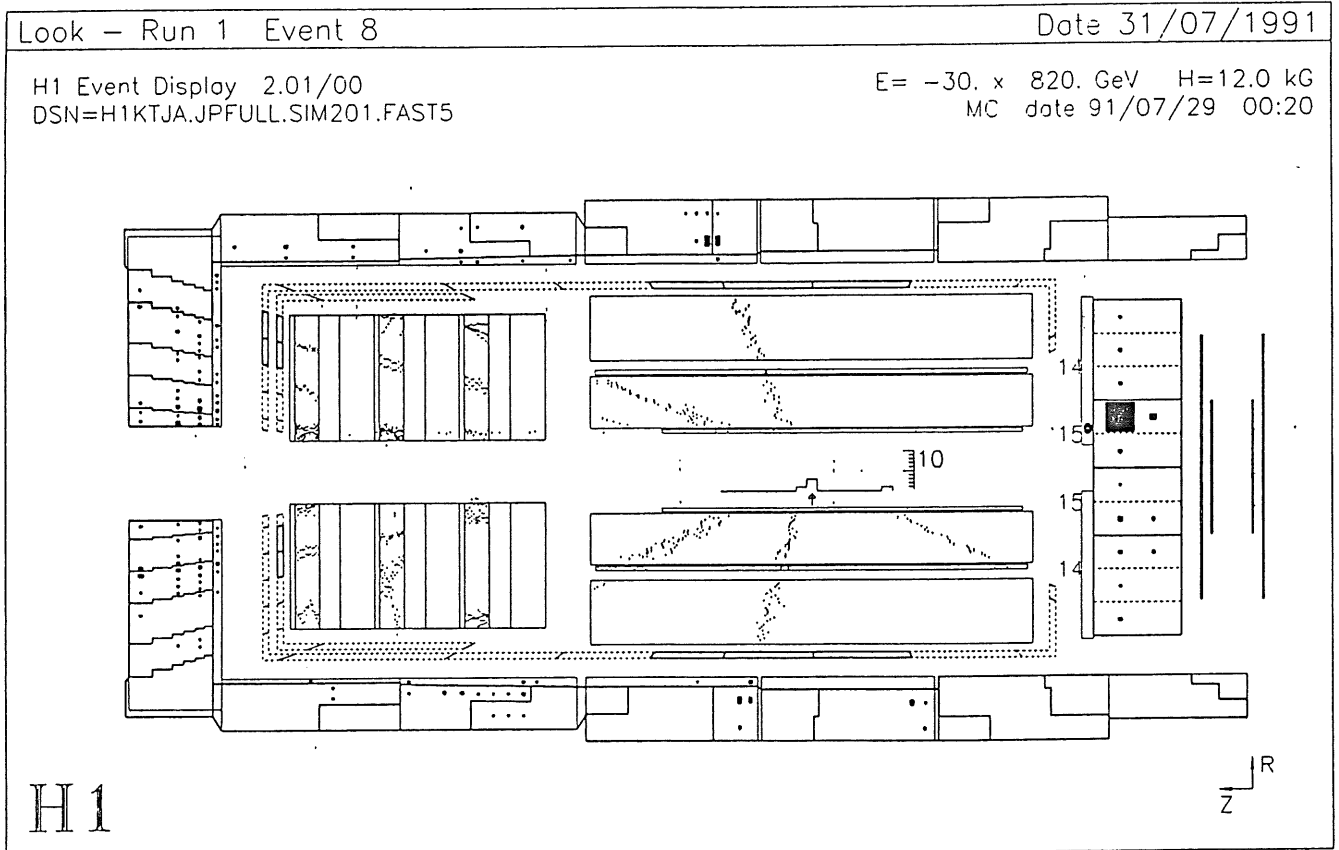


Abbildung 6.2: In diesem Ereignis sind die beiden Elektronen des  $J/\Psi$ 's deutlich in ihrer koplanaren Topologie zu erkennen. Beide Elektronen deponieren ihre Energie im elektromagnetischen CB-Abschnitt. Die Proportionalkammern haben durch die Elektronen angesprochen und die Ray-Projektionen zeigen auf die zugehörigen BT-Segmente.

## 6.2 Eigenschaften der Elektronen vom $J/\Psi$ -Zerfall

Dieser Abschnitt zeigt die Energiekorrelation und die Polarwinkelverteilung des  $e^+e^-$ -Paares im Detektor.

Die Zerfallselektronen sind die Produkte eines Zweikörperzerfalls vom  $J/\Psi$ , daß zuvor im Boson-Gluon-Fusionsprozeß entstanden war. Durch die Lorentztransformation vom Boson-Gluon- zum Laborsystem wird die Topologie zwischen den Zerfallselektronen asymmetrisch. Als Folge verteilt sich die Gesamtenergie des  $J/\Psi$ 's nicht mehr gleichmäßig auf die beiden Zerfallselektronen. In der Energiekorrelation des  $(e^+e^-)$ -Paares (siehe Abbildung 6.3) erkennen wir den „verbotenen“ Bereich für die Energien, die unterhalb der Parabel liegen, die durch

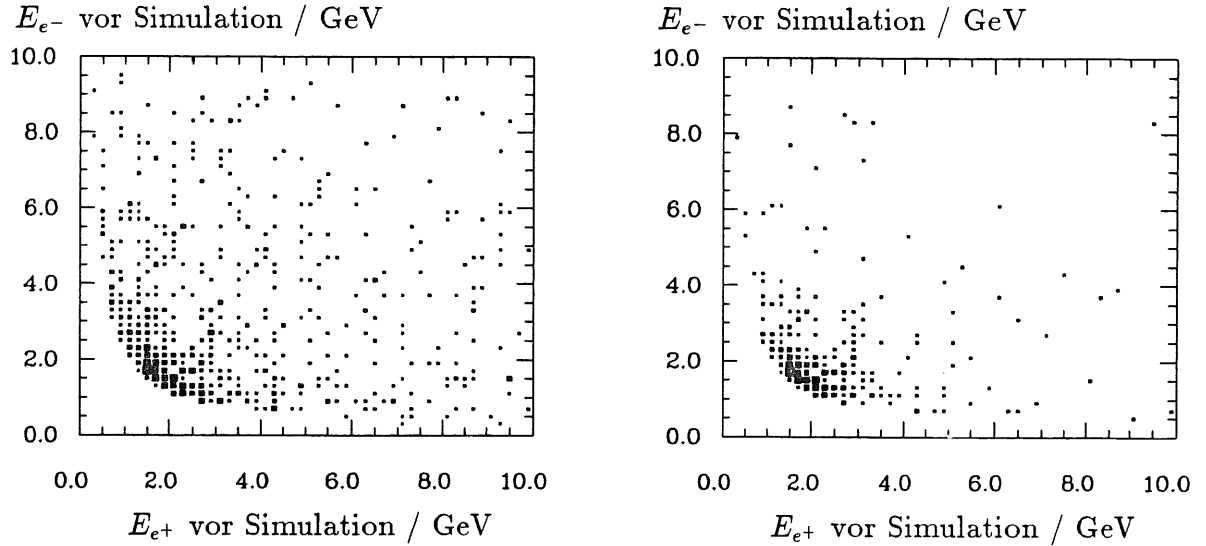


Abbildung 6.3: Korrelation der Energien für das  $e^+e^-$ -Paar: (links) der gesamten Datensatz  $J/\Psi_{tot}$  und (rechts) durch den Driftkammer  $R\text{-}\phi$ -Trigger aufgenommenen Ereignisse ( $27\% \times J/\Psi_{tot}$ ).

die Ruhemasse des  $J/\Psi$ 's vorgegeben wird.

Die durch den topologischen Driftkammer- $R\text{-}\phi$ -Trigger registrierten Ereignisse unterscheiden sich zum einen in ihrer absoluten Anzahl ( $27\% \times J/\Psi_{tot}$ ) und zum anderen in ihrer Verteilung gegenüber dem Datensatz  $J/\Psi_{tot}$ . Die Elektronen, die durch den  $R\text{-}\phi$ -Trigger aufgezeichnet wurden (siehe Abb. 6.3 rechts), tragen im Mittel Energien zwischen 1-4 GeV. Die nächste Frage ist, in welchem  $\vartheta$ -Bereich diese Elektronen im Detektor auftreten.

### 6.2.1 Polarwinkelbereiche im LAr-Kalorimeter

Durch die asymmetrische Energieverteilung können trotz der Ruhemasse des  $J/\Psi$ 's von 3.1 GeV wenige Elektronen nur Energien von 500 MeV tragen (siehe Abb. 6.3). Es ist jetzt für einen Elektronentrigger interessant, in welchen Detektorregionen Elektronen mit einer bestimmten Energie fallen. Dazu wurden in der linken Abb. 6.5 der Polarwinkel-Index<sup>4</sup> aller *Big Tower* gegenüber der Energie der Elektronen aufgetragen. Typischerweise liegt die mittlere Energie im Vorwärtsbereich bei  $\approx 8$  GeV, sinkt im Zentralbereich auf 1-2 GeV und steigt im Rückwärtsbereich wieder leicht an.

Gerade im CB-Bereich des Kalorimeters besitzen die Elektronen die geringste Energie. In diesem Bereich gewinnen die unteren Energieschwellen des Kalorimetertriggers für die Triggereffizienz an Bedeutung. Darum ist hier eine genauere Untersuchung des Störsignaluntergrundes notwendig.

Im rechten Histogramm von Abb. 6.5 werden die  $\vartheta$ -Bereiche gezeigt, auf die der Driftkammer  $R\text{-}\phi$ -Trigger angesprochen hat. Die zugehörigen BT-Segmente (vergleiche mit Abbildung 6.4) erstrecken sich vom FB2 bis zum BBE Kalorimeterring. Im Zentralbereich des Kalorimeters können demnach Elektronen mit einer minimalen Energie von  $\approx 500$  MeV vom  $J/\Psi$  auftreten. Eine geringe Anzahl von Elektronen im Vorwärtsbereich werden dabei zusätzlich registriert. Dieser Fall tritt ein, wenn der topologische  $R\text{-}\phi$ -Trigger auf ein

<sup>4</sup>In Abb. 6.4 erkennt man die Zuordnung dieses Index zu einer Detektorregion.

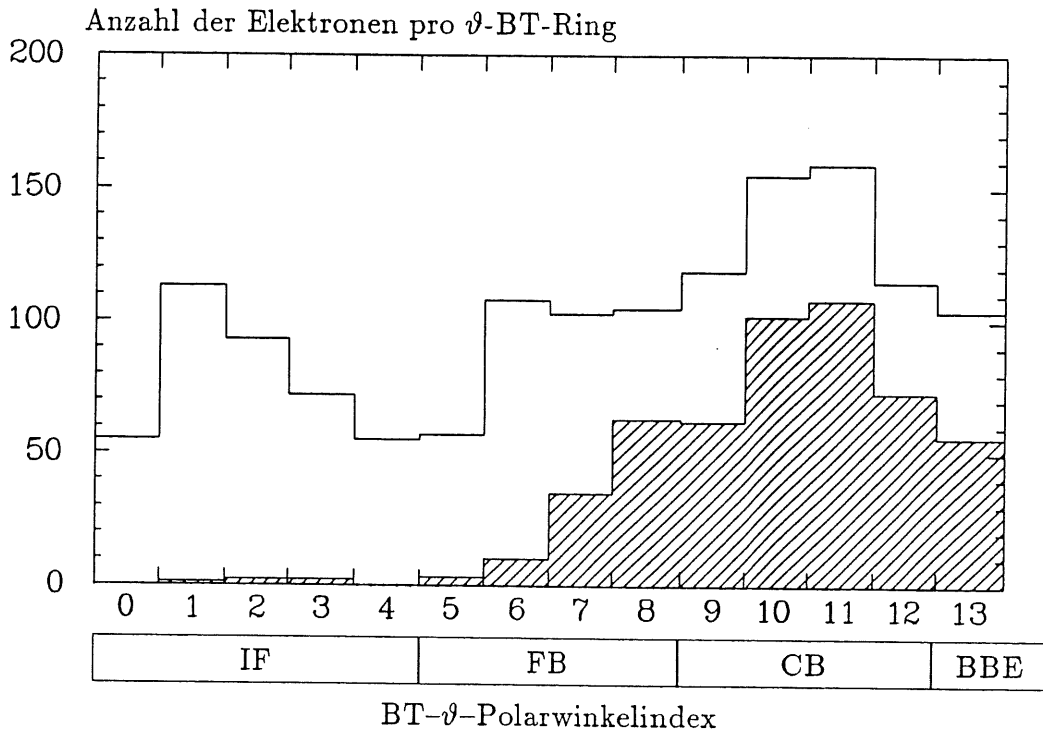


Abbildung 6.4: Polarwinkelverteilung der  $J/\Psi$ -Elektronen in der BT- $\vartheta$ -Segmentierung: Die vom  $R$ - $\phi$ -Trigger aufgenommenen Elektronspuren treten im FB- und CB-Bereich des Kalorimeters auf (schraffierte Verteilung).

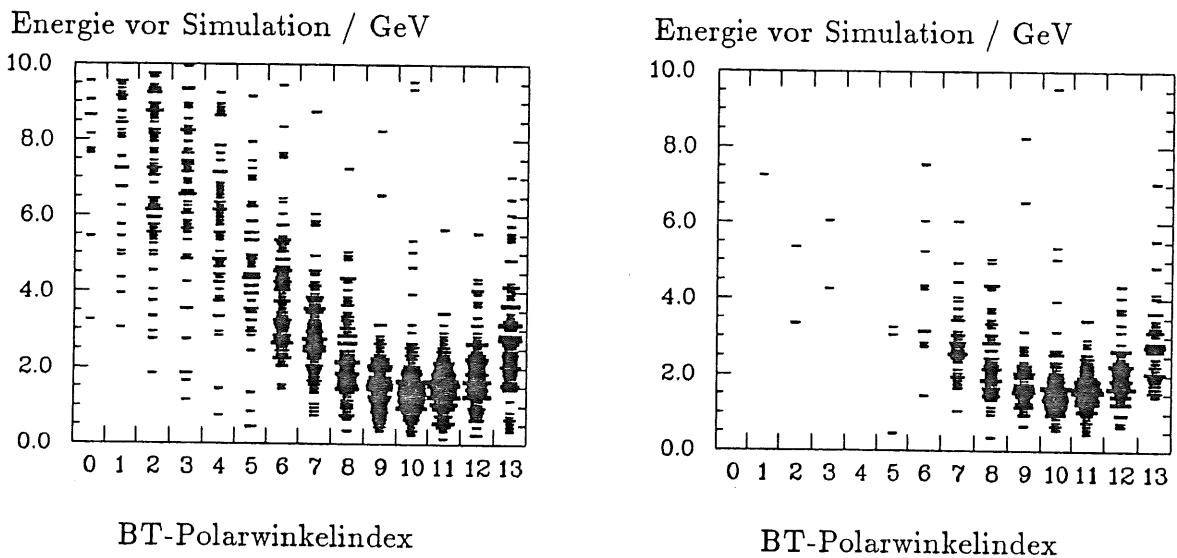


Abbildung 6.5: Energie-Polarwinkel-Korrelation in BT- $\vartheta$  Ringsegmenten unterteilt: Für den gesamten Datensatz  $J/\Psi_{tot}$  sind im Vorwärtsbereich hohe Energien ( $\approx 8$  GeV) zu erwarten, die im Zentralbereich auf 1-2 GeV abfallen und im Rückwärtsbereich wieder ansteigen (Abb. links). Für die vom  $R$ - $\phi$ -Trigger aufgezeichneten Ereignisse entfallen die Elektronen im Vorwärtsbereich. Damit hängt die Triggereffizienz stark von den unteren Schwellen im Zentralbereich ab (Abb. rechts).

Zerfallselektron und eine hadronische Spur anspricht, während das andere Elektron durchaus in den Vorwärtsbereich fallen kann. Verstärkt werden diese Ereignisse durch eine FC-Triggerkombination registriert [Sel91].

In der folgenden Tabelle 6.1 soll der Verlust an Ereignissen gezeigt werden, wenn eine untere Energieschwelle für die  $J/\Psi$ -Elektronen vor der Detektorsimulation angenommen wird. Je nachdem, ob die Schwelle für ein oder beide Elektronen Gültigkeit hat, bekommen wir ganz unterschiedliche Effizienzen (vergl. mit Tabelle 6.1).

Akzeptanz für $J/\Psi$ -Elektron-Ereignisse nach Driftkammertrigger und unterer Energieschwelle		
untere Schwelle/GeV	gültig für	
	ein Elektron	beide Elektronen
0.8	(100±4)%	(95±4)%
1.2	(100±4)%	(79±4)%
1.4	(100±4)%	(63±3)%
1.6	(99±4)%	(40±2)%
2.0	(76±4)%	(17±2)%
2.5	(52±3)%	(10±1)%

Tabelle 6.1: Die verwendeten Ereignisse wurden vom topologischen  $R\text{-}\phi$ -Trigger aufgenommen. Obige Akzeptanzen beziehen sich auf eine untere Energieschwelle für ein oder beide Elektronen vom  $J/\Psi$ . Das Verhalten der Elektronen im Kalorimeter wurde hierfür noch nicht simuliert (idealer Kalorimetertrigger).

## 6.3 Auswirkungen des Rauschens im Kalorimeter

Wie im Abschnitt 6.2.1 gezeigt wurde, ist die Triggereffizienz für das  $e^+e^-$ -Paar stark von der unteren elektromagnetischen Energieschwelle des Kalorimetertriggers abhängig. Diese Schwelle wird durch den Rauschpegel in den TT- und BT-Segmenten vorgegeben.

### 6.3.1 Wo kommt das Rauschen vor?

In einem BT-Segment sind im Durchschnitt 170 Auslesekanäle zusammengefaßt worden. Hier verteilen sich  $\approx 44000$  Auslesekanäle des gesamten LAr-Kalorimeters auf 256 BT-Segmente. Jeder Auslesekanal ist eine Quelle für im Idealfall unkorrelierte Überlagerung von Schwingungen, die alle Frequenzen und Phasenlagen besitzen. Dieses Rauschen wird durch die Kapazität der *Pads*, wie auch durch die Vorverstärker bestimmt. Eine genauere Untersuchung des Rauschens bei dem Testaufbau eines Kalorimetersegmentes findet man in [Bin90]. Es werden die Auslesekanäle innerhalb eines *Trigger Tower*-Segmentes analog aufsummiert. Nach der Summation muß das Signal die vorgegebene TT-Rauschschwelle übersteigen, bevor die Summe von 4 *Trigger Towers* ein *Big Tower* Signal ergeben. Erst hier wird das Signal durch FADC's in einen digitalen Wert mit einer Auflösung von 8 Bit umgesetzt.

## 6.3.2 Simulation des Rauschens

Es werden zwei verschiedene Arten des Rauschens in den *Trigger Towers* simuliert:

- gaussförmiges Rauschen durch Zufallszahlgenerator
- gemessenes Rauschen <sup>5</sup>

### gaussförmiges Rauschen

Ein Zufallszahlgenerator erzeugt gaussförmiges Rauschen in der Triggersimulation für die TT-Segmente. Die Energiebreite der Rauschverteilung ist für einzelne Detektorregionen verschieden, da die Kanalanzahl pro BT-Segment in den verschiedenen Kalorimeterbereichen variiert. Die  $1\sigma$ -TT-Rauschbreiten finden sich im Anhang A. Sie sind dort in Abhängigkeit von der Polarwinkelregion ( $\vartheta$ -BT-Index) tabellarisch aufgeführt worden. Eine Abschätzung der Halbwertsbreite des generierten Rauschens fand durch Messungen an Kalorimeterprototypen statt [Roe91].

### gemessenes Rauschen

Die ursprüngliche Information des gemessenen Rauschens liegt für die einzelnen Kanäle in Ladungseinheiten vor. Um diese Daten auf die Triggersimulation übertragen zu können, wird als Energieskala die deponierte Energie (in  $GeV$ ) im Kalorimeter gewählt. Sowohl die simulierte *sichtbare* Energie im Kalorimeter vom eigentlichen Ereignis, als auch das in Ladungseinheiten gemessene Rauschen wird für die TT-Summation in deponierte Energien (in  $GeV$ ) umgerechnet (vergl.: [Ber91]).

Diese Umrechnung muß gemacht werden, um zu einer einheitlichen Energieskala bei den Rauschschwellen zu gelangen. Die Berücksichtigung des Rauschens ist deswegen zur Bestimmung der Triggereffizienz sinnvoll, weil die geringe deponierte Energie von den  $J/\Psi$ -Elektronen je nach Rauschsignal in einem TT-Segment angehoben oder abgesenkt wird. Das Signal- zu Rauschverhältnis liegt in einem TT-Segment bei 3 : 1, wenn wir ein 1  $GeV$ -Elektron und die Halbwertsbreite der Rauschsignalverteilung (gemessen) berücksichtigen (vergl. mit Abb.:6.7).

Im April '91 wurde der H1-Detektor außerhalb des Strahls betrieben, um kosmische Ereignisse aufzuzeichnen. Dazu war der Kalorimetertrigger noch nicht bereitgestellt worden. Das gemessene Rauschen wurde nicht mit der Triggerelektronik aufgezeichnet, sondern die Kalorimeterkanäle wurden einzeln ausgelesen. Im gemessenen Rauschsignal sind demnach noch nicht das Eigenrauschen der Summationsverstärker von den einzelnen Kanälen zum TT-Signal und der FADC's enthalten. Ersatzweise findet in der Simulation eine Summation über alle einem TT-Segment zugehörige Kalorimeterkanäle statt. Das so entstandene TT-Signal, wird nach Übersteigen der TT-Rauschschwelle dem passenden BT-Segment zugeordnet.

In Abbildung 6.6 wird das auf die BT-Segmente übertragene Rauschspektrum <sup>6</sup> gezeigt. Die vordere auf den Betrachter zeigende Ecke stellt den Rückwärtsbereich des Detektors dar

<sup>5</sup>Das Rauschen wurde in den LAr-Kanälen im RUN 3681 aufgezeichnet und nachträglich in der Simulation auf die TT- bzw. BT-Segmente übertragen.

<sup>6</sup>Im Rauschspektrum (Abb. 6.6) läßt sich für den IFE-Bereich ( $\vartheta$ -Indezes kleiner 5) ein verstärktes Rauschen bei Energien über ein  $GeV$  erkennen. Dies rührt beim RUN 3681 von einer defekten Analog-Receiving-Unit (ANRU) her. Diese verrauschten Segmente liegen im Vorwärtsbereich des Detektors. Uns interessiert aber in der weiteren Auswertung nur der Zentralbereich des Kalorimeters, da durch den Driftkammertrigger Spuren in diesem Bereich vorselektiert werden.

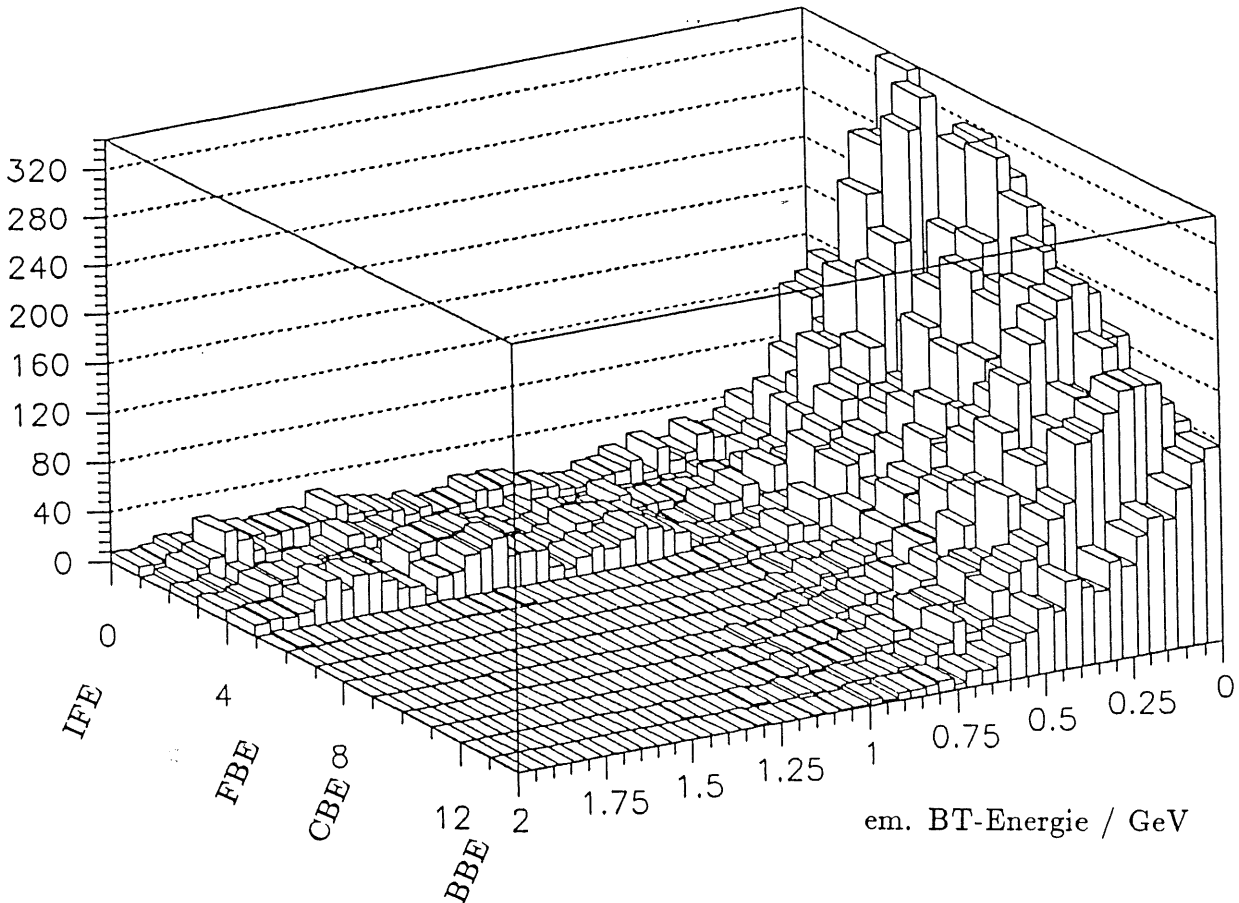


Abbildung 6.6: Gemessenes Rauschspektrum für die elektromagnetischen BT-Segmente: Auf der  $x$ -Achse ist die in den einzelnen BT-Segmenten deponierte Energie und auf der  $y$ -Achse der  $\vartheta$ -Bereich des Detektors aufgetragen. Im Zentralbereich des Kalorimeters sind  $E_{Noise}$ -Signale  $< 1$  GeV pro BT-Segment zu erwarten.

(hier das BBE). Wir erkennen ein typisches Rauschspektrum für die BT-Segmente mit einer durchschnittlichen Halbwertsbreite des Rauschsignals von  $\sigma_{noise} \approx 350$  MeV. Eine untere elektromagnetische Energieschwelle für einen Elektrontrigger würde also bei  $4 \times \sigma_{noise}$  ( $\approx 1.4$  GeV) im Zentralbereich liegen. Falls man den Nachweis beider Elektronen im idealen Kalorimeter verlangen würde, käme man nur noch auf eine Effizienz von 63 % der zuvor vom topologischen  $R$ - $\phi$ -Trigger aufgenommenen Ereignisse (siehe Tabelle 6.1).

### Vergleich zwischen beiden Rauschspektren

Abbildung 6.7 zeigt einen Vergleich zwischen den einzelnen Rauschspektren. Hierfür werden nur Signale im „Barrel“-Bereich (FB und CB) aus dem im vorherigen Abschnitt genannten Grund verwendet. Das linke Diagramm zeigt den Signalinhalt in den TT-Segmenten. Das rechte Diagramm zeigt die BT-Segmente, die sich aus der Summe von 4 TT-Segmenten zusammensetzen. Dementsprechend sind die Halbwertsbreiten bei den BT-Signalen im Mittel um den Faktor  $\sqrt{4}$  grösser als bei den TT-Signalen.

Für die BT-Segmente zeigt der Vergleich zwischen dem gemessenen und dem generierten Rauschen unterschiedliche Halbwertsbreiten in ihren Verteilungen. Beim gemessenen Rauschen liegt dieser Wert bei 350 und beim generierten Rauschen bei 500 MeV. Das gemessene Rauschen kann demnach als untere und das generierte Rauschen als obere Abschätzung ver-



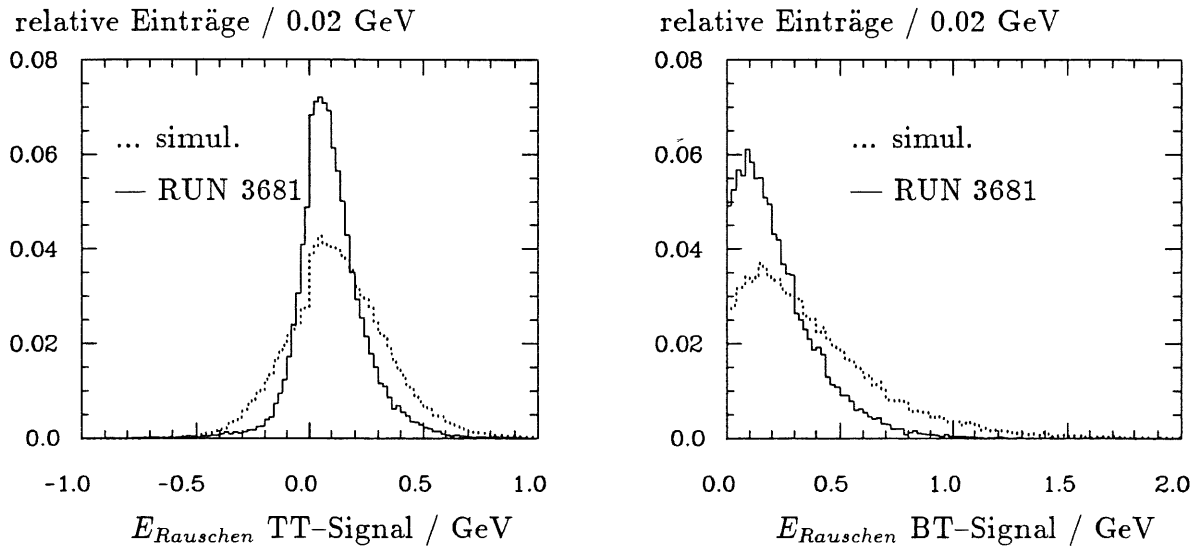


Abbildung 6.7: Rauschsignale der jeweiligen TT-Segmente (links) und BT-Segmente (rechts) im „Barrel“-Bereich des Flüssigargonkalorimeters.

standen werden.

### 6.3.3 Auswirkung der TT-Rauschschwellen auf die Effizienz

Der Einsatz der TT-Rauschschwellen hat eine Senkung der deponierten Energie in den BT-Segmenten zur Folge. Die Elektronen deponieren ihre Energie nicht grundsätzlich in einem TT-Segment. Vielmehr verteilt sich die Energie auf mehrere Segmente, wodurch die TT-Schwellen bei ungenügender Energie in einem *Trigger Tower* die vollständige Energiedeposition des Elektrons in einem BT-Segment unterbinden. Falls die schon durch die TT-Schwellen erniedrigte BT-Energie nicht die untere elektromagnetische Energieschwelle des Elektronen triggers übersteigen kann, bleibt das Elektron für den Trigger unsichtbar.

In Abbildung 6.8 wird die Energieverteilung in den BT-Segmenten gezeigt, die durch  $J/\Psi$ -Elektronen herrühren. Der  $J/\Psi_{elec}$ -Datensatz enthält nur die Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's. Diese Auswahl wird getroffen, um Einflüsse von möglichen hadronischen Spuren auszuschließen.

Auffällig ist, daß ohne TT-Schwelle 6 % der Ereignisse keine Energie in den BT-Segmenten deponiert haben. Dies rührt von Ereignissen her, deren Elektronen im Strahlrohr verschwinden. Die Rate von Ereignissen, die keinerlei Energie in den BT's deponieren, ist von den TT-Schwellen abhängig:

- 6 % (ohne jegliche Rauschschwelle)
- 16 % ( $2 \times \sigma_{noise}$ -TT-Rauschschwelle)
- 40 % ( $4 \times \sigma_{noise}$ -TT-Rauschschwelle)

Ziehen wir die 6% der Ereignisse ab, die schon ohne jegliche TT-Schwelle verloren gegangen waren, so verlieren wir zusätzlich 10% der Ereignisse mit einem  $2 \times \sigma_{Noise}$ -TT-Cut. Die Elektronen haben in diesem Fall unvollständig im Kalorimeter ihre Energie deponiert, daß sie von den TT-Schwellen unterdrückt wurden. Eine Ursache liegt in der Energiedeposition

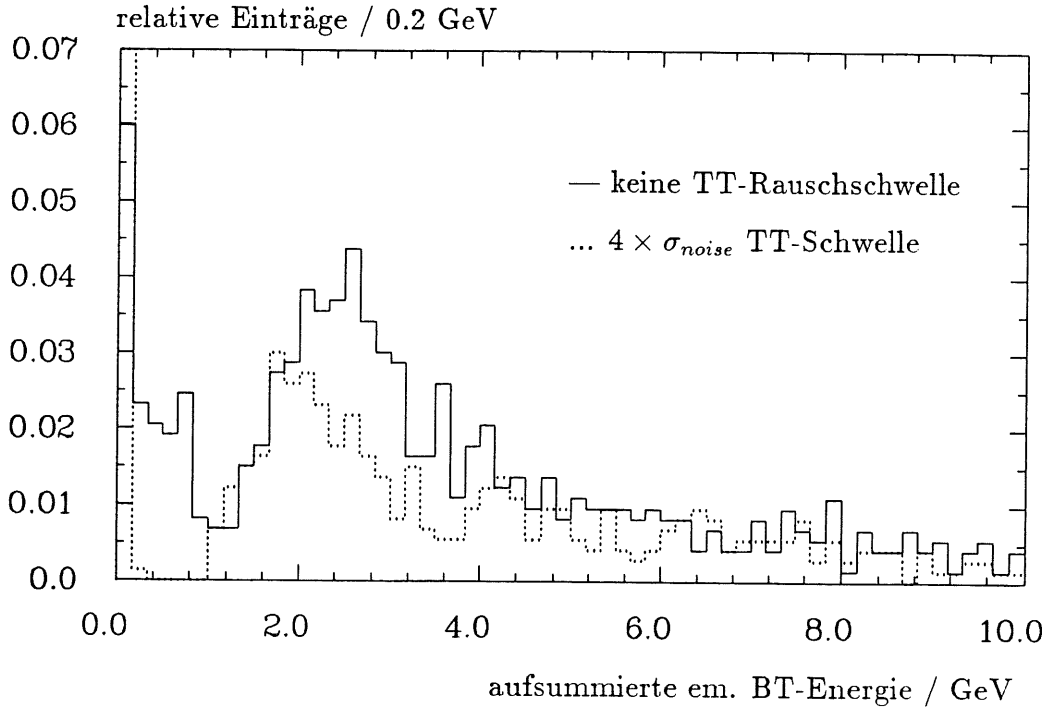


Abbildung 6.8: Globale BT-Energieverteilung (alle BT-Segmente wurden aufsummiert) für den  $J/\Psi_{elec}$ -Datensatz. Es werden nur die Zerfallselektronen des  $J/\Psi$ 's simuliert. Die Verteilungen zeigen den starken Einfluß der TT-Rauschschwellen auf das Elektronspektrum.

in Kalorimeterlücken (engl.: *Cracks*). Das Ereignis in Abbildung 6.9 zeigt diesen Fall. Eine andere Ursache ist das zuvor erwähnte Deponieren der Energie in mehrere *Trigger Tower*, wodurch der Energieinhalt pro *Trigger Tower* unter die TT-Schwelle fällt.

Bisher wurde nur der Fall besprochen, daß keine BT-Energie deponiert wird. Geht man in Abbildung 6.8 zu etwas höheren Energien in den Bereich bis  $1.2 \text{ GeV}$ , dann werden Energien für den Fall eines einzelnen niederenergetischen Elektrons deponiert. Der Bereich von  $1.2 - 4 \text{ GeV}$  setzt sich aus Ereignissen zusammen, bei denen das  $J/\Psi$  im Zentralbereich zerfällt. Beide Zerfallselektronen geben annähernd die Ruhemasse des  $J/\Psi$ 's wieder. Ereignisse mit höheren Gesamtenergien der Elektronen stammen von  $J/\Psi$ 's mit höherem Impuls aus der Vorwärtsregion des Detektors.

Erhöhen wir die TT-Schwelle auf  $4 \times \sigma_{Noise}$ , dann geht die Information des einzelnen Elektrons im Bereich bis  $1.2 \text{ GeV}$  ganz verloren. Die Ereignisse mit beiden Elektronen im Zentralbereich rücken jetzt in einen Energiebereich um die  $2 \text{ GeV}$ . Es sind demnach starke Einfüsse der TT-Schwellen auf die Triggereffizienz gerade im Zentralbereich des Kalorimeters zu erwarten.

### Einfacher Kalorimetertrigger

Der hier gezeigte einfache Kalorimetertrigger baut auf der globalen elektromagnetischen Energie im Zentralbereich des Kalorimeters auf (FB und CB-Ringe). Hierfür werden die Energieinhalte aller diesem Bereich zugehörigen BT-Segmente aufsummiert. Übersteigt die aufsummierte Energie eine bestimmte Schwelle, so spricht dieser Trigger an. Die Abbildung 6.10 zeigt die starke Auswirkung der TT-Schwellen auf die Triggereffizienz.

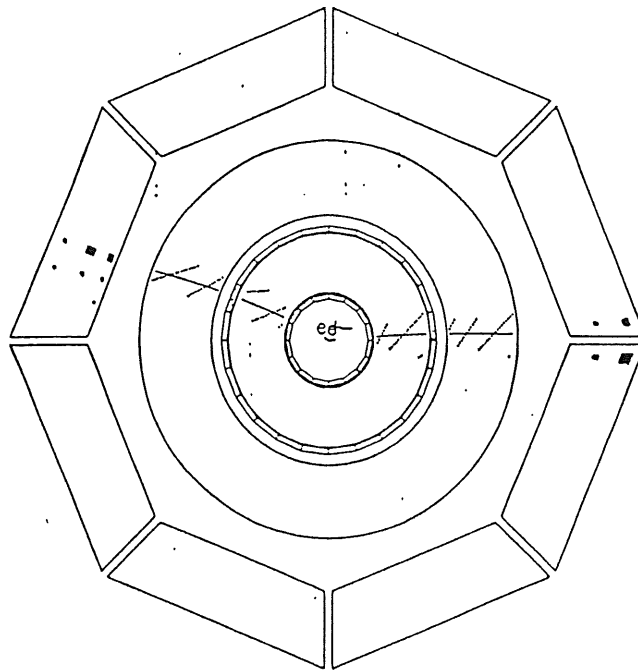
Es wird der  $J/\Psi_{CC}$ -Datensatz verwendet (beide Zerfallselektronen liegen im Winkelbereich von  $28^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$ ). Das Effizienzdiagramm Abb. 6.10 zeigt die Triggereffizienz in

Look - Run 1 Event 276

Date 30/08/1991

H1 Event Display 2.01/00  
DSN=H1KTJA.SIM201.JPONLY.CC.SAMG16.\$WORK6

E= -30. x 820. GeV H=12.0 kG  
MC date 91/01/16 00:12



H1

Abbildung 6.9: Detektor in  $R - \phi$ -Projektion:

*Deutlich sind die beiden gegeneinander gekrümmten Spuren in den zentralen Kammern des Detektors zu erkennen. Eine Spur endet genau in einer Kalorimeterlücke. Entsprechend wird die Energie hier unvollständig deponiert.*

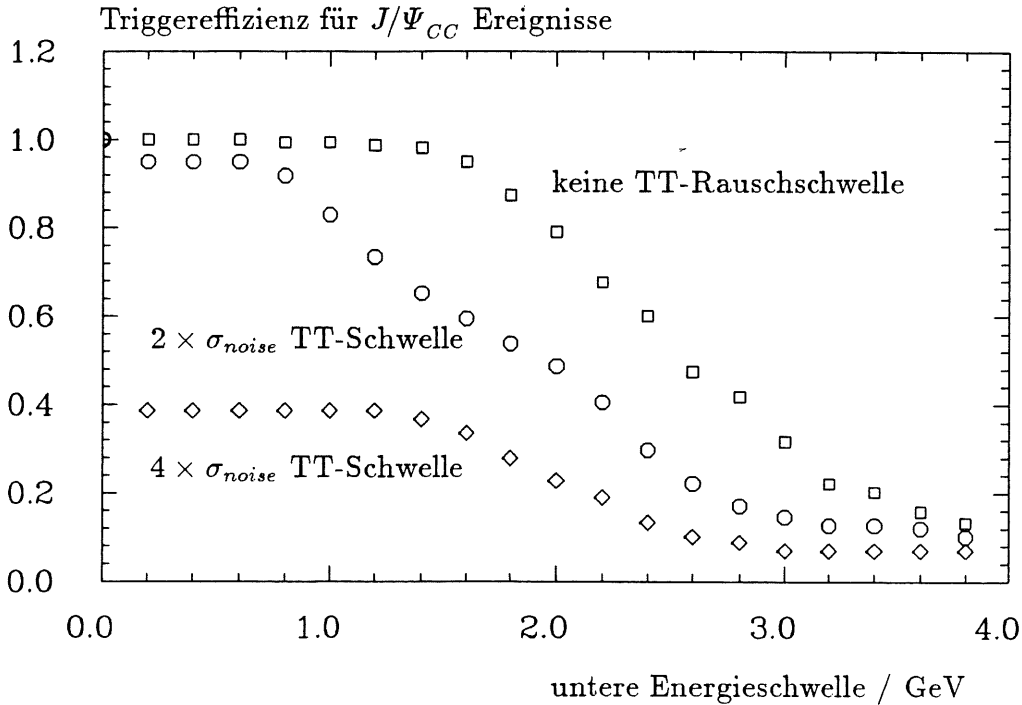


Abbildung 6.10: Triggereffizienz für die  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignisklasse in Abhängigkeit von einer globalen unteren Energieschwelle im Zentralbereich des Kalorimeters (Die FB- und CB-Energie wurden aufsummiert). Es werden keine zusätzlichen Bedingungen, wie z.B. geladene Spuren verlangt!

Abhängigkeit von der Energieschwelle in der BT-Summe über den FB- und CB-Bereich. Die verschiedenen Parameterisierungen geben die TT-Schwellen wieder. Bei einer unteren Energieschwelle von  $1\text{ GeV}$  variiert die Triggereffizienz von annähernd 100% (ohne TT-Schwelle) bis zu 40%, falls eine  $4 \times \sigma_{Noise}$ -TT-Schwelle verwendet wird.

Der Trigger kann mit den verwendeten geringen globalen Energieschwellen von  $1\text{--}4\text{ GeV}$  im Betrieb nicht verwendet werden, da die von allen BT-Segmenten aufsummierte globale Energie durch Störsignale mindestens  $2\text{ GeV}$  beträgt [Gri87]. Unter Störsignale versteht man zum einen Rauschsignale, die die TT-Schwellen übersteigen und zum anderen deponierte Energien aus Strahlrohrereignissen. Die Rate an Strahlrohrereignissen, die Energien im FB- und CB-Bereich über  $1\text{ GeV}$  deponieren, liegt im  $\text{kHz}$ -Bereich. Erst die weitere Verknüpfung mit Spurinformatoren senkt diese Rate unter  $\approx 100\text{ Hz}$  (siehe spätere Abschnitte). Deswegen findet in den weiteren Triggerkombinationen nicht mehr die Summation über BT-Segmente statt und es wird eine zusätzliche Spurinformatoren verlangt.

Der einfache Kalorimetertrigger soll zeigen, was für Effizienzen mit dem Kalorimeter maximal zu erreichen sind. Weitere Segmentierung und die Verwendung der Spurinformatoren führen zu einer Erniedrigung der oben angegebenen Effizienzen.

## 6.4 Elektrontrigger in Verbindung mit dem Proportionalkammertrigger

Dieser Abschnitt stellt den Elektrontrigger vor. Gegenüber dem einfachen Kalorimetertrigger wird beim Elektrontrigger die Spurinformaton von den Proportionalkammern mit einbezogen. Das Elektron löst beim Durchgang durch die zentralen Spurkammern unter anderem den Proportionalkammertrigger aus. Die angesprochenen *Pads* der inneren und der äusseren Kammer erlauben das Erzeugen einer Spurprojektion, die vom Vertex zum zugehörigen BT-Segment zeigt. Mit diesem Projektionssignal wird das BT-Segment für den Kalorimetertrigger „gültig“. Dadurch wird der Trigger von Störungen unabhängiger, wodurch geringere Energieschwellen für ein BT-Segment verwendet werden können. Um niederenergetische Elektronen zu triggern, wurden folgende Bedingungen an den Kalorimetertrigger gestellt:

- Die *Trigger Tower* haben eine  $2 \times \sigma_{noise}$ - Schwelle.
- Die elektromagnetische Energieschwelle beträgt pro BT-Segment  $4 \times \sigma_{noise}$ .
- Die obere hadronische Energieschwelle beträgt pro BT-Segment  $4 \times \sigma_{noise}$ .
- Es gilt kein Isolationskriterium für die *Big Tower*.
- Es wird das generierte Rauschen verwendet.

Die genauen Werte für die BT-Energieschwellen pro Segment sind von der Lage im Detektor abhängig. Die für diese Simulation verwendeten Schwellen lassen sich im Anhang B nachschlagen.

### 6.4.1 Anzahl der erkannten Elektronen

Mit der obigen Voreinstellung des Elektrontriggers soll untersucht werden, wieviele Elektronen in einem Ereignis gleichzeitig erkannt werden.

Niederenergetischer Elektrontrigger mit strenger Projektionsbedingung		
Ereignistyp	1 Elektron	2 Elektronen
$J/\Psi_{tot}$	$(20 \pm 1)\%$	$(3 \pm 1)\%$
$J/\Psi_{CC}$	$(19 \pm 2)\%$	$(3 \pm 1)\%$
Beamwall	390 Hz	$\leq 15$ Hz
Beamgas	45 Hz	$\leq 15$ Hz
kombiniert mit: NO TOF-VETO		
Beamwall	$\leq 15$ Hz	$\leq 15$ Hz
Beamgas	$\leq 15$ Hz	$\leq 15$ Hz

Tabelle 6.2: *Effizienz für niederenergetischen Elektrontrigger: Es wird zum Kalorimeter-signal eine zum Vertex zeigende projektive Spur aus den Proportionalkammern verlangt. Als verschärfte z-Vertexbedingung gilt, daß die Spurprojektionen auf das Maximum im z-Vertex-Histogramm zeigen müssen.*

In der Tabelle 6.2 werden die Triggereffizienzen jeweils für das Erkennen eines Elektrons und beider Elektronen miteinander verglichen. Es ist eine drastische Verringerung der Effizienzen zu erkennen, wenn wir die Tabelle 6.2 mit den angegebenen Triggereffizienzen des einfachen Kalorimetertriggers vergleichen. Sollen beide Elektronen gleichzeitig in einem Ereignis erkannt werden, sinkt die Effizienz auf nur noch 3% ( $J/\Psi_{tot}$ ). Der Anteil an  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignissen beträgt im gesamten Polarwinkelbereich nur noch  $3\% \times 24\% \approx 0.7\%$ . Es werden mit dieser Triggerkombination verstärkt Ereignisse mit dem  $J/\Psi$  in Vorwärtsrichtung getriggert, da hier die  $J/\Psi$ -Energie hoch genug ist, um für beide Elektronen den Trigger auszulösen. Durch die asymmetrische Energieverteilung zwischen beiden Elektronen ist für ein Elektron entweder nicht genügend Energie vorhanden, damit der Kalorimetertrigger anspricht, oder die Spur löst Projektionen zum Kalorimeter aus, die nicht auf das entsprechende BT-Segment zeigen, falls überhaupt eine zweite Projektion gebildet wird.

Um die Effizienz des Elektronentriggers zu erhöhen, werden in einem weiteren Schritt die Bedingungen für die *Ray*-Projektionen auf die niederenenergetischen Elektronen des  $J/\Psi$ 's angepaßt, da diese zum Teil stark gekrümmt im Detektor vorliegen (Vergleiche mit Abbildung 6.11).

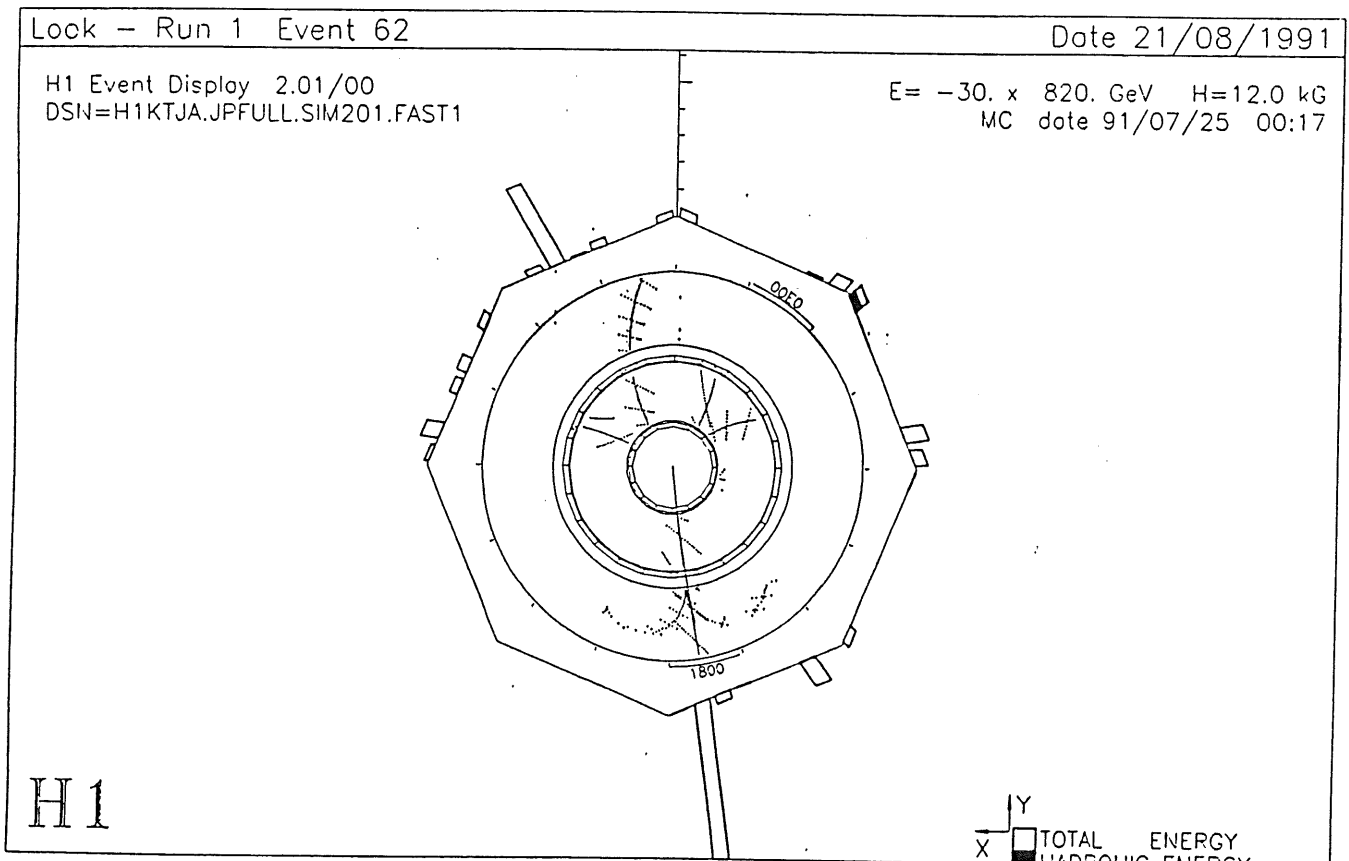


Abbildung 6.11: In diesem Ereignis liegt ein Elektron mit einer hohen Energie (gerade Spur nach unten) und das andere Elektron mit einer niedrigen Energie (gekrümmte Spur nach oben) vor. Für die gerade Spur wurde das gültige BT-Segment zugeordnet (eckige Klammer). Beim zweiten Elektron fand diese Zuordnung nicht statt. Die Energie des Elektrons fällt nicht in die radiale Projektion sondern findet sich am Ende der gekrümmten Spur im Kalorimeter. Die anderen Energieeinträge stammen entweder von Photonen oder von Spuren aus dem Vorwärtsbereich des Kalorimeters.

## 6.4.2 Anpassung der Projektionsbedingung an die $J/\Psi$ -Elektronen

Die Effizienz des Elektrontriggers sinkt weil, entweder die Verbindung von Spur-Kalorimeterinformation wegen der Spurkrümmung nicht durchgeführt werden kann, oder nicht genügend Spurprojektionen gebildet werden, da die Bedingung vom z-Vertex-Histogramm zu streng ist. Darum werden folgende Bedingungen für den Proportionalkammertrigger gelockert:

- Es werden BT-Segmente in  $\phi$ -Nachbarschaft zur *Ray*-Projektion zugelassen.
- Im z-Vertex-Histogramm braucht die *Ray*-Projektion nicht mehr auf das Maximum und seine unmittelbaren Nachbarn zu zeigen, sondern es genügt ein Bin mit mindestens 2 Einträgen. Damit wird die geringe Multiplizität der  $J/\Psi$ -Ereignisse im Zentralbereich des Detektors mit berücksichtigt.

Mit diesen Bedingungen sind folgende Effizienzen zu erreichen:

Niederenergetischer Elektrontrigger mit einfacher Projektionsbedingung		
Ereignistyp	1 Elektron	2 Elektronen
$J/\Psi_{tot}$	(23±1)%	(4±1)%
$J/\Psi_{CC}$	(35±3)%	(6±1)%
Beamwall	1140 Hz	120 Hz
Beamgas	195 Hz	≤ 15 Hz
kombiniert mit: NO TOF-VETO		
Beamwall	15 Hz	≤ 15 Hz
Beamgas	15 Hz	≤ 15 Hz

Tabelle 6.3: *Effizienz für niederenergetischen Elektrontrigger. Es wird zum Kalorimetersignal eine zum Vertex zeigende projektive Spur aus den Proportionalkammern verlangt. Die Z-Vertexbedingung wurde auf mindestens 2 Einträge in einem Bin im Z-Vertex-Histogramm gelockert.*

Die Anpassung des Elektrontriggers an die geringe Energie der  $J/\Psi$ -Elektronen im Zentralbereich bringt eine Verbesserung der Effizienz für  $J/\Psi_{CC}$ -Elektronen von 19 auf 35%. Allerdings ist die Strahlrohrrate gleichzeitig um einen Faktor 3 gestiegen (ohne TOF-Veto). Mit Berücksichtigung des TOF-Vetos wurden jeweils nur ein *Beamwall* und ein *Beamgas*-Ereignis aufgezeichnet.

Zusammenfassend läßt sich zum Elektrontrigger sagen, daß die Effizienz für die  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignisklasse mit 35 % geringer gegenüber den Effizienzen der Spurtriggerkombinationen (R- $\phi$ - & z-Vertex-Trigger: 43% bei  $6 \times \Delta\phi$  &  $\sigma_z > 1.5$ ) ist. Sie hat aber den Vorteil, daß in der Simulation die Rate der Strahlrohrereignisse unter das Auflösungsvermögen der verwendeten *Beamwall*- und *Beamgas*-Datensätze von 15 Hz fällt.

Als eine Alternative wird im folgenden Abschnitt eine Kombination des topologischen Spurkammertriggers und dem Kalorimetertrigger vorgestellt.

## 6.5 Elektrontrigger in Kombination mit dem topologischen R- $\phi$ - und dem Kalorimetertrigger

Der obige Elektrontrigger hat den Nachteil, daß ein grösserer Effizienzverlust durch die direkte Spur-Kalorimeter Verbindung stattfindet. Mit der Verwendung des R- $\phi$ -Triggers nutzen wir als zusätzliche Information die Kümmungen der Elektronspuren des  $J/\Psi$ -Zerfallspaars aus. Es muß ein Elektron im Kalorimeter nachgewiesen werden. Zusätzlich müssen zwei gegeneinander gekrümmte Spuren koplanar in der R- $\phi$ -Projektion auftreten.

Niederenergetischer Kalorimetertrigger mit topologischen R- $\phi$ -Trigger				
Ereignistyp	Rauschen			Anteil an
	ohne	RUN 3681	simuliert	$J/\Psi_{tot}=100\%$
$J/\Psi_{R-\phi}$	$(52\pm 2)\%$	$(53\pm 2)\%$	$(47\pm 2)\%$	$(27\pm 1)\%$
Beamwall	945 Hz	975 Hz	645 Hz	2 kHz
Beamgas	150 Hz	120 Hz	105 Hz	450 Hz
kombiniert mit: NO TOF-VETO				
Beamwall	30 Hz	30 Hz	15 Hz	60 Hz
Beamgas	45 Hz	45 Hz	30 Hz	105 Hz

Tabelle 6.4: *Effizienz für niederenergetischen Kalorimetertrigger. Hier werden die Triggereffizienzen unter verschiedenen Rauschbedingungen verglichen. Es wird eine Spurinformaton durch eine positive topologische R- $\phi$ -Driftkammerentscheidung verlangt.*

Tabelle 6.4 zeigt die Effizienz eines solchen Triggers. Hierzu wurden die Datensätze zuvor durch den topologischen R- $\phi$ -Trigger vorselektiert. Dieser hatte folgende Einstellung:

- zwei gegeneinander gekrümmte Spuren.
- Zusätzlich muß ein maximaler Öffnungswinkel von  $\geq 6 \times 24^0$  in  $\phi$  erfüllt werden.

Weiterhin zeigt die Tabelle die Auswirkungen für verschiedene Rauschsimulationen. Zum einen wird das gemessene Rauschen und im anderen Fall das rein simulierte, gaussförmige Rauschen verwendet. Die erste Spalte gibt die Effizienzen ganz ohne Rauschsignal an. Die Schwellen des Kalorimetertriggers haben hier dieselbe Einstellung wie im vorherigen Abschnitt. Das stärkere, gaussförmig simulierte Rauschen senkt die Triggereffizienz durch höhere TT-Schwellen. Das gemessene Rauschen ist, wie in dem Abschnitt 6.3.2 erwähnt wird, eher als untere Abschätzung zu verstehen. Da wir nicht genau die Störsignalrate und die damit verbundenen Rauschschwellen im Kalorimeter kennen, schätzen wir die eigentliche Triggereffizienz zwischen 47 und 53 % ab.

Die Rate der Strahlrohreignisse ist selbst nach Einsatz des Flugzeitzählers nicht zu vernachlässigen. Sie wird nach dieser Level 1 Triggerkombination immer noch  $\approx 100$  Hz betragen. Hier ist entweder ein weiterer Trigger notwendig, der in der Lage ist, die niederenergetisch gekrümmten Spuren mit dem angesprochenen Kalorimetersegment zu verbinden, oder man muß die vorliegende Kalorimeterinformation genauer ausnutzen:

Ein Möglichkeit besteht in der Suche der typischen „back to back“-Signatur der  $J/\Psi$ -Elektronen im Kalorimeter. Diese Möglichkeit eines komplexeren Triggers wird im folgenden Kapitel untersucht.



## 6.6 Späterer Vergleich der Triggerraten zwischen den einzelnen Triggerelementen

Die in den Abschnitten zuvor angegebenen Triggerraten basieren auf der Detektorsimulation. Der Vergleich zwischen der in der Simulation bestimmten mit der tatsächlichen Triggerrate ist wichtig.

Eine Möglichkeit besteht im Vergleich der Triggerrate des Kalorimeters mit der Rate der Myonkammern. In der Triggerstudie über  $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  werden der Myontrigger in Verbindung mit dem Driftkammer-R- $\phi$ -Trigger benutzt [Sel91]. In der späteren Rekonstruktion können wir zwischen Elektron- und Myonzerfallskanal des  $J/\Psi$ 's unterscheiden. Zusätzlich liegen die Informationen vor, ob der einzelne Myon- oder Kalorimetertrigger einschließlich dem R- $\phi$ -Trigger angesprochen hat, wodurch das Verhältnis zwischen Myon- und Elektrontriggerrate überprüft werden kann.

~

# Kapitel 7

## Topologisches Netzwerk

In den vorherigen Kapiteln werden jeweils Methoden für die einfache Verknüpfung von Spurin-formation und Kalorimetertrigger gezeigt. Der Kalorimetertrigger spricht auf das Überschreiten der deponierten Energie über eine festgelegte Schwelle pro Triggersegment an. Im Falle der  $J/\Psi$ -Elektronen ist dies aber eine ungünstige Lösung, da die Energie der Elektronen nicht ausreicht, um beide Elektronen nachzuweisen (siehe Tabelle 6.3). Durch Aufsummieren über alle Kalorimetersegmente und der daraus resultierenden globalen Energiegröße läßt sich dieses Problem umgehen. Ein Beispiel hierfür ist die gesamte elektromagnetische Energie im Kalorimeter. Allerdings summiert man damit auch alle Störungen auf, wodurch eine höhere untere globale Energieschwelle notwendig ist, die die Triggereffizienz senkt ( siehe Abbildung 6.10).

Beim bisherigen Kalorimetertrigger wurde noch nicht die topologische Energieverteilung im Kalorimeter mit berücksichtigt. Im hier beschriebenen Netzwerk bilden die Summe aus jeweils zwei Kalorimetersegmenten die Energie in einem Knoten. Es gibt verschiedene Knotenklassen, die nach Kombinationen aus  $\vartheta$ -Ringen und  $r$ - $\phi$ -Projektionen sortiert sind. Sonderklassen bilden isolierte, kollineare und koplanare Energietopologien. Der Energieinhalt in den einzelnen Knotenklassen läßt so eine schnelle grobe topologische Klassifizierung zu. Das topologische Netzwerk könnte ebenso auf kollineare Energiekombinationen z.B. Energie im FB- und Energie im BBE-Ring ansprechen. Dazu muß man im Netzwerk die von den gesuchten Polarwinkelkombinationen abhängigen Knoten betrachten.

Das folgende Kapitel betrachtet nur den Anteil der koplanaren Knotenklasse im Netzwerk, um speziell den Einfluß der  $J/\Psi$ -Elektronen zu untersuchen.

### 7.1 Aufbau des Netzwerkes

Die einfachste Möglichkeit, um zu den Energiesummen zwischen zwei BT-Segmenten zu gelangen, ist das Aufsummieren zwischen allen *Big Tower*-Zweierkombinationen. Dabei beschränkt man sich nur auf die BT's im FB- und CB-Bereich des Kalorimeters, der auch durch den Driftkammertrigger abgedeckt wird. In diesem Bereich ist wegen der geringen Energie des ( $e^+e^-$ )-Paares ein solcher Trigger sinnvoll, denn im Vorwärtsbereich haben die Elektronen genügend Energie, um die untere BT-Schwelle zu überwinden. Außerdem wird im Zentralbereich der Anteil der hadronischen Spuren nicht den Einfluß ausüben, wie im Vorwärtsbereich des Kalorimeters (vergl. mit Abb. 3.6). Um die Anzahl der zu verarbeitenden Knoten und Eingangsgrößen für das Netzwerk möglichst gering zu halten, wird die BT-Granularität in Polar- als auch Azimuthalrichtung jeweils um den Faktor 2 verringert. Dies ergibt 4

$\vartheta$ -Polarwinkel- mit jeweils 8  $\phi$ -Azimuthalwinkel-Segmente, die die Eingangsgrößen für das Netzwerk bilden.

In dieser größeren Granularität und mit der Einschränkung auf Zentralbereich ist die Anzahl der Eingangsgrößen für einen Netzwerktrigger gesenkt worden. Mit  $4 \times 8$  Eingangskanälen ist es jetzt möglich, die Summenbildung und deren Auswertung durch eine schnelle parallellaufende Matrixprozessoreinheit auf Triggerlevel 2 auszuführen [Fen91].

Allerdings ist durch das Zusammenfassen von vier BT-Segmenten auf ein Segment des topologischen Netzwerkes das Rauschsignal mit aufsummiert worden. Die Halbwertsbreite des Rauschspektrums verbreitert sich dadurch um den Faktor 2, wenn man gaussförmiges, unkorreliertes Rauschen annimmt. Eine Verbesserung des Signal- zu Rauschverhältnisses ist mit dieser groben Granularität nicht zu erreichen.

Unter Berücksichtigung der typischen „back to back“ - Topologie der  $e^+e^-$ -Paare treten aber deren Energie in zwei gegenüberliegenden Segmenten der R- $\phi$ -Projektion korreliert auf. Bildet man nun die Summe über alle gegenüberliegenden Segmente und ordnet diese Summe einem Knoten zu, so läßt sich später auf die korrelierte Energie triggern.

### Verknüpfung der Segmente zu Knoten

Die Anzahl der möglichen Knoten wird durch die Suche nach der oben genannten Topologie in folgender Weise eingeschränkt:

Wir sind nur an Energiekorrelationen interessiert, die an zwei gegenüberliegenden Segmenten in der R- $\phi$ -Projektion auftreten. Durch den Zweikörperzerfall des  $J/\Psi$ 's kommt es vor, daß ein Elektron mehr in Vorwärtsrichtung und der Partner in Rückwärtsrichtung des Detektors auftritt. In  $\vartheta$ -Richtung ist die Kolinearität im Laborsystem durch die Lorentztransformation in z-Richtung nicht gegeben.

Die Abweichung von der reinen „back to back“-Topologie erfordert die Einführung verschiedener  $\phi$ -Knotenklassen (siehe Abbildung 7.1). Dazu werden die Knoten in fünf  $\phi$ -Klassen für die R- $\phi$ -Projektionen eingeteilt:

- 0. Klasse: Es ist alle Energie im selben  $\phi$ -Segment deponiert worden.
- 1. Klasse: Die  $\phi$ -Segmente sind direkt benachbart.
- 2. Klasse: Es liegt ein  $\phi$ -Segment zwischen den Ausgangssegmenten der Summation.
- 3. Klasse: Es liegen zwei  $\phi$ -Segmente zwischen den Ausgangssegmenten der Summation.
- 4. Klasse: Beide  $\phi$ -Segmente liegen  $180^\circ$  zueinander versetzt in der R- $\phi$ -Projektion.

Die Segmente des Netzwerkes teilen sich in vier  $\vartheta$ -Ringe auf. Jeder  $\vartheta$ -Ring besteht aus weiteren acht  $\phi$ -Segmenten.

Um jetzt Korrelationen in der R- $\phi$ -Projektion beschreiben zu können, müssen wir alle weiteren Zweierkombinationen der  $\vartheta$ -Ringe mitbetrachten (siehe Abbildung 7.2). Ein Elektron kann im vordersten und der zugehörige Partner im hintersten  $\vartheta$ -Ring auftreten. Beide können auch in selben Ring vorkommen. Dies führt zu sechs  $\vartheta$ -Zweierkombinationen und zu vier  $\vartheta$ -Eigenringkombinationen. Für eine R- $\phi$ -Projektion kommen acht  $\phi$ -Kombinationen mit gleichem Öffnungswinkel vor.

Jeweils 80 Knoten (8 für die  $\phi$ -Richtung  $\times$  10 für Anzahl der  $\vartheta$ -Ringkombinationen) stehen für eine  $\phi$ -Klasse. Ausnahmen bilden die nullte und vierte Knotenklasse. In der vierten

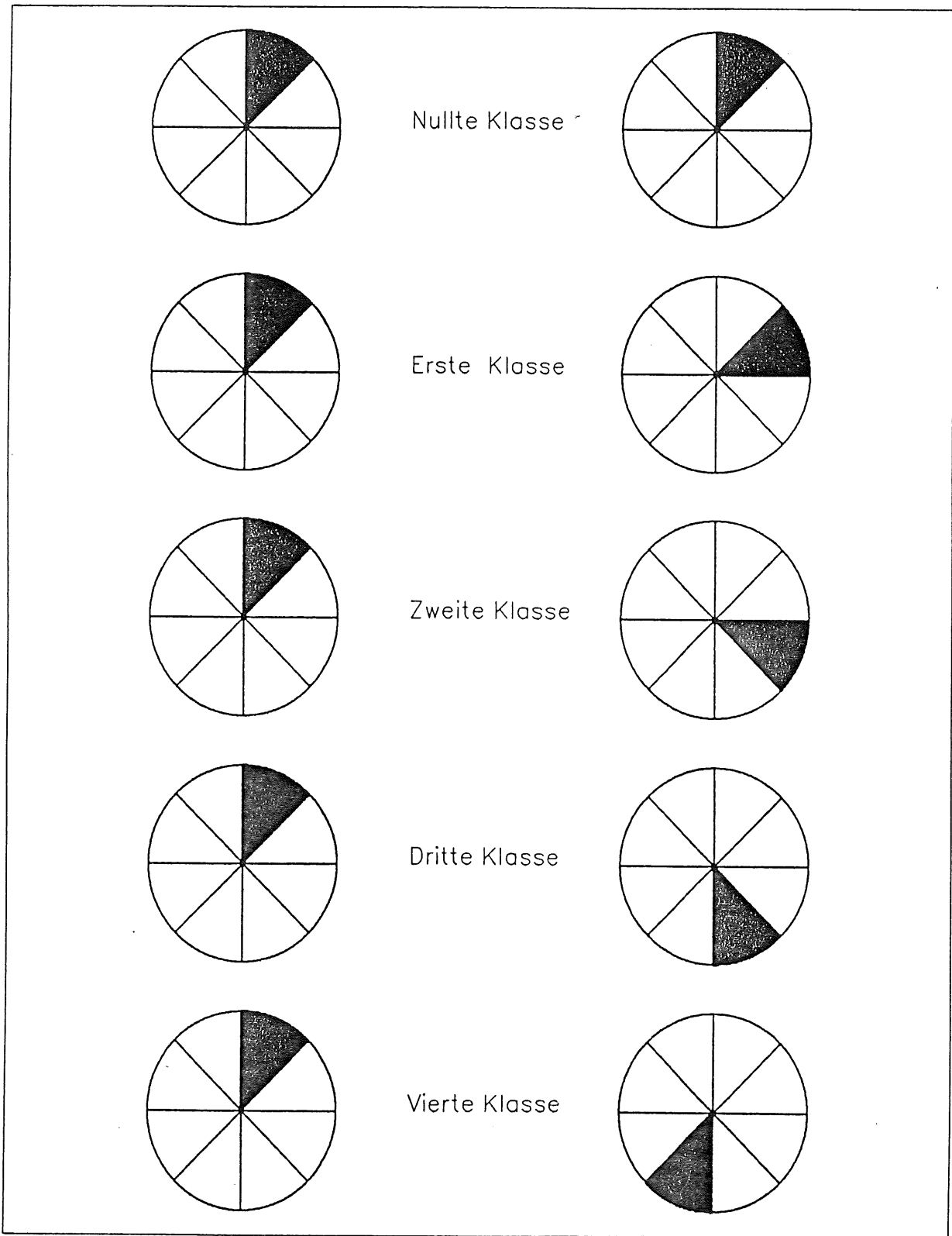


Abbildung 7.1: Verschiedene  $\phi$ -Knotenklassen: Jeder  $\vartheta$ -Ring besteht aus acht  $\phi$ -Segmenten. Die Verknüpfung von zwei  $\phi$ -Segmenten aus dem  $\vartheta_i$ -Ring mit dem  $\vartheta_j$ -Ring ergibt eine  $\phi$ -Klasse. Die Verknüpfungen von  $\vartheta_i$  mit  $\vartheta_j$  sind in Abb. 7.2 dargestellt.

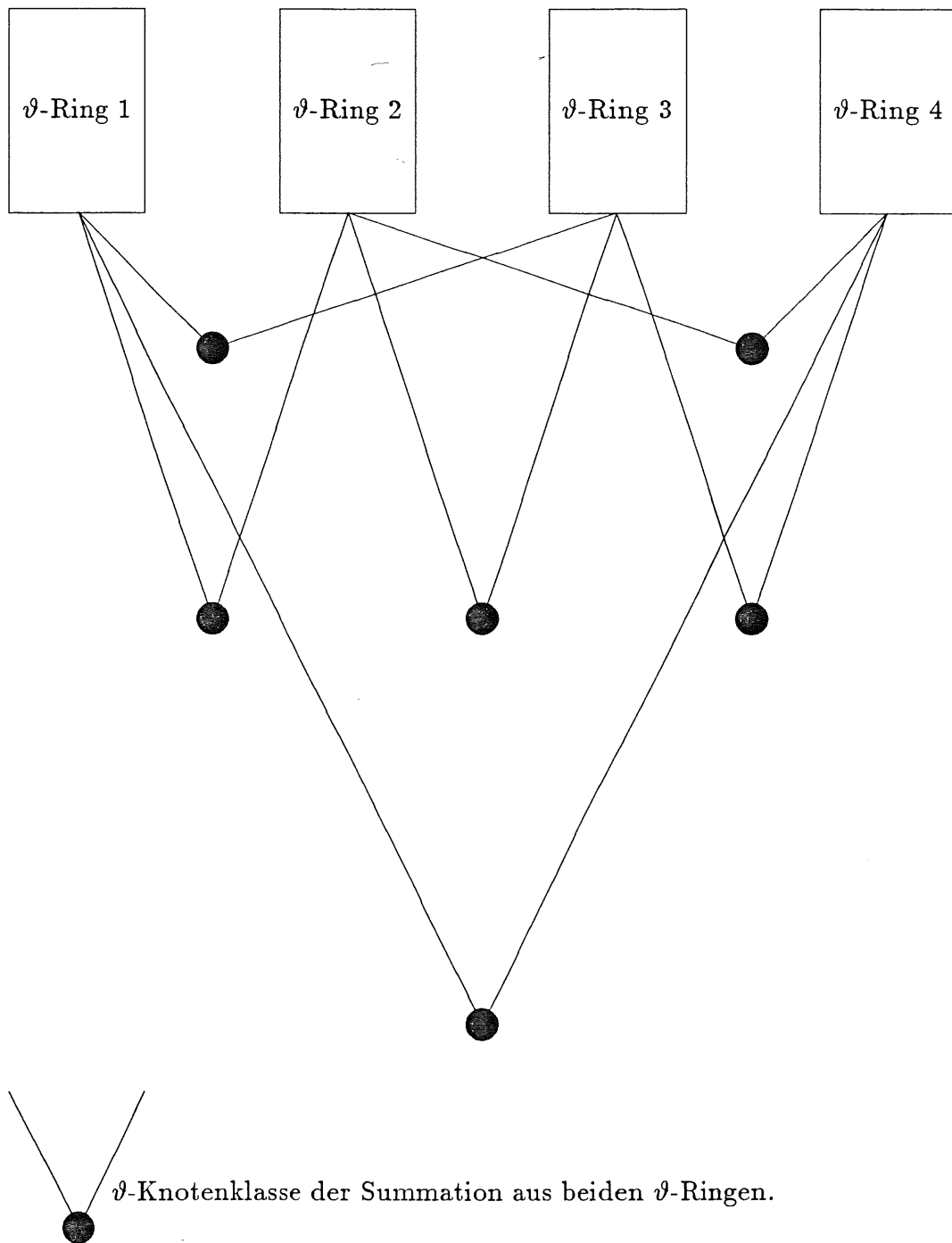


Abbildung 7.2: Knotenverknüpfungen unter den  $\vartheta$ -Ringsegmenten: Ein  $\vartheta$ -Ringsegment steht stellvertretend für acht weitere  $\phi$ -Segmente. Die hier abgebildeten Knoten bilden die Klasse der  $\vartheta$ -Zweierkombinationen. Hinzu kommen für jedes  $\vartheta$ -Ringsegment eine  $\vartheta$ -Eigenringkombination.

$\phi$ -Knotenklasse liegen die Segmente mit  $180^\circ$  symmetrisch gegenüber, wodurch nur vier  $\phi$ -Richtungen zu zählen sind. Für die nullte R- $\phi$ -Projektionsklasse werden nur die 6  $\vartheta$ -Zweierkombinationen mit berücksichtigt, da in den 4  $\vartheta$ -Eigenkombinationen unkorrelierte Energiedeposition aus nur einem Segment verstärkt wird.

Summiert man die Anzahl der interessanten Knoten auf, so kommt man auf 340 Knoten. Ein typisches „back to back“-Elektronereignis bildet in den Knotenklassen 3 oder 4 der R- $\phi$ -Projektionen eine Korrelation, die sich gegenüber den anderen unkorrelierten Energien hervorhebt.

## Informationsfluß im Netzwerk

Das hier vorgestellte Netzwerk baut auf die Level 1 Triggerinformation des Flüssigargonkalorimeters auf. Ausgangspunkt für die deponierten Energien, sind die elektromagnetischen Anteile aus den *Big Tower*n. Damit diese Energien mit berücksichtigt werden, müssen folgende Bedingungen für das BT-Segment gelten:

- Es werden nur BT-Segmente im Zentralbereich berücksichtigt.
- Es wird keine untere elektromagnetische Energieschwelle in den BT's verlangt. Zur Rauschsignalunterdrückung werden die TT-Rauschschwellen verwendet.
- Es wird keine *Ray*-Projektion aus dem Proportionalkammertrigger zu Bedingung gemacht, weil dadurch schon vor dem eigentlichen Netzwerktrigger das zweite Elektron als Triggerinformation verloren geht.

Hat ein BT-Segment diese Bedingungen erfüllt, überträgt es seine Energie auf das topologische Netzwerk.

Die Zuordnung der Energie eines Segmentes zu einem Knoten geschieht über eine Vektortabelle. Jedes Segment wird dort mit seinen zugehörigen Knoten verknüpft. Gehören zwei Segmente zum passenden Knoten, dann wird die Energie beider Segmente im Knoten aufsummiert. Dies hat den Vorteil, daß nur so viele Zuordnungen pro Segment gemacht werden brauchen, als überhaupt Segmente durch das Ereignis angesprochen werden. Enthalten einzelne Segmente keine Energie, so braucht auch keine Zuordnung zu den Knoten ausgeführt werden, die mit dem Segment in Verbindung stehen. Würde man bei der Summation von den Knoten ausgehen, so müßten bei jedem Ereignis alle Kombinationen durchgeführt werden.

Als interne Darstellung der Knoten wird ein dreidimensionales Feld gewählt:

**Knoten**(  $\phi$ -Klasse ,  $\phi$ -Richtung ,  $\vartheta$ -Ringkombination )

Diese Darstellung hat den Vorteil, daß über das Festlegen einer Dimension z.B. der  $\phi$ -Klasse, Korrelationen für diese R- $\phi$ -Projektionen schnell ausselektiert werden können. Es ist durchaus möglich, mit dieser Methode auf bestimmte  $\vartheta$ -Ringkombinationen oder Inhomogenitäten in  $\phi$  zu suchen. Hier beschäftigen wir uns nur mit  $\phi$ -Klassen weiter.

Innerhalb einer  $\phi$ -Klasse werden nun die Knoten gleich behandelt. Dabei wird jeder Knoten mit einer unteren Energieschwelle versehen. Ein Überschreiten dieser Energieschwelle, die viel höher liegt als die untere elektromagnetische BT-Schwelle, da sie ja für Korrelationen ausgelegt ist, löst für die zugehörige  $\phi$ -Knotenklasse ein positives Signal aus. In den folgenden Histogrammen wird deswegen pro  $\phi$ -Klasse die innerhalb der Klasse maximale korrelierte Energie aufgetragen. Eine positive Triggerentscheidung aus dem topologischen Netzwerk für

eine „back to back“-ähnliche Ereignistopologie gewinnt man aus dem Ansprechen der zweiten, dritten oder vierten  $\phi$ -Klasse.

Wie nun die Einstellungen für den Kalorimetertrigger, und die Höhe der Schwellen für das Ansprechen der Knoten aussehen könnte, zeigen die nächsten Abschnitte. Insbesondere wird in Verbindung mit dem topologischen R- $\phi$ -Spurtrigger die Triggereffizienz für  $J/\Psi$ -Ereignisse angegeben.

## 7.2 Einflüsse durch den Kalorimetertrigger

Das hier vorgestellte Netzwerk knüpft an den Kalorimetertrigger in der zuvor beschriebenen Weise an. Dadurch kommt es zu einigen Einschränkungen, die die signalverstärkenden Eigenschaften des topologischen Netzwerkes herabsetzen. Bei den gezeigten Verteilungen im topologischen Netzwerk werden jeweils  $J/\Psi$ -Ereignisse verwendet, die durch den R- $\phi$ -Spurtrigger vorselektiert wurden. Zu diesen Ereignissen addiert dann die Simulation auf *Trigger Tower*-Ebene das gemessene Rauschen. In Abbildung 7.3 erkennen wir die „back to back“-signalverstärkende Wirkung der zweiten, dritten und vierten  $\phi$ -Klasse. Die maximal deponierte Energie in den einzelnen Segmenten ist im Durchschnitt mit  $1.8 \text{ GeV}$  viel geringer, als in den zuvor erwähnten  $\phi$ -Klassen. Für die maximal korrelierten Energien erhöht sich der Durchschnitt um  $1 \text{ GeV}$ , wodurch höhere untere Energieschwellen möglich sind. Entscheidend ist, daß auf gleichzeitiges Auftreten von Energien in einer  $\phi$ -Klasse (z.B. der „back to back“-Klasse) der Trigger anspricht und nicht auf die Energie in einem einzelnen *Big Tower*.

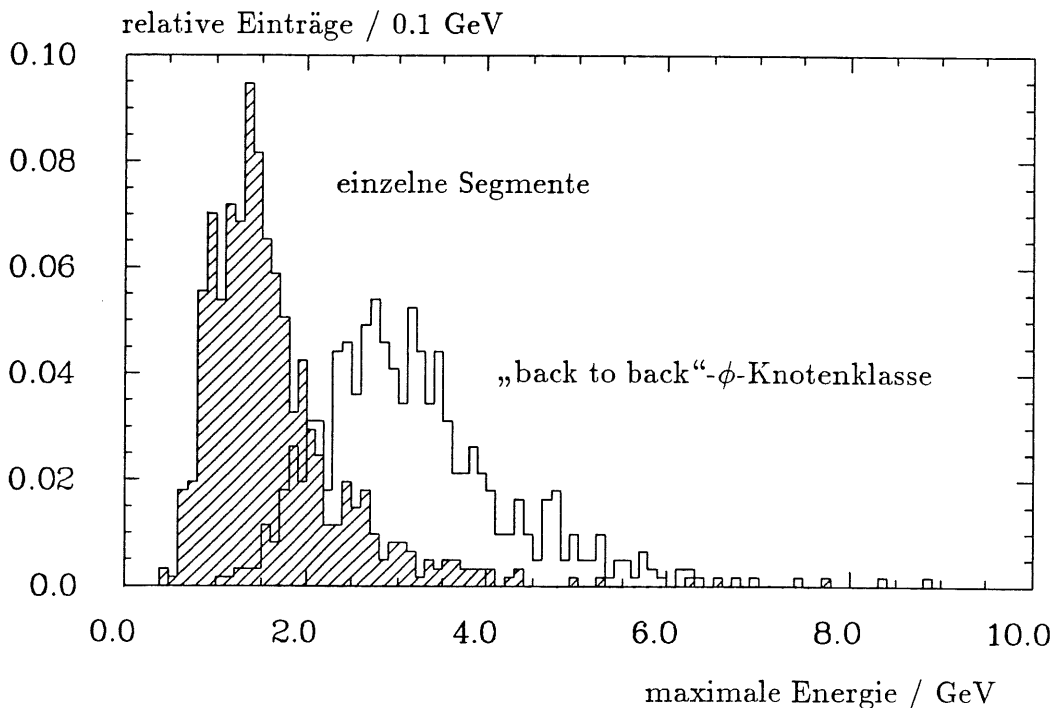


Abbildung 7.3: Vergleich der maximal korrelierten Energie zwischen den „back to back“-Knotenklassen und der maximalen Energie über alle Segmente. Deutlich ist die Anhebung der Energie auf ungefähr  $3 \text{ GeV}$  in der „back to back“-Knotenklasse zu erkennen.

Diese Vorteile werden durch die notwendigen Einstellungen des Kalorimetertriggers re-

lativiert. Wenn man auf höhere TT-Rauschschwellen als der hier verwendeten  $1 \sigma_{noise}$ -Rauschschwelle aus dem RUN 3681 angewiesen sein sollte, so wird die Effizienz des topologischen Netzwerkes stark sinken. Welche Auswirkungen eine Verdoppelung der Rauschschwelle auf die maximale korrelierte Energie der „back to back“-Klasse hat, erkennt man in Abbildung 7.4.

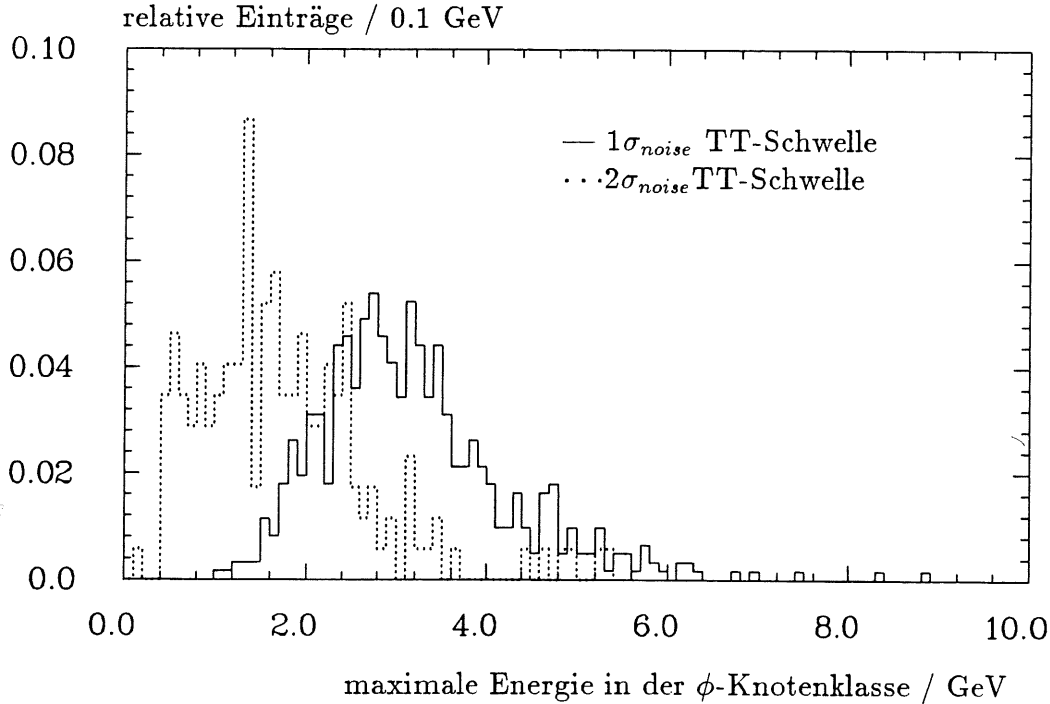


Abbildung 7.4: Verlust der korrelierten Energie in der „back to back“-Knotenklasse, durch Verdopplung der TT-Rauschschwellen von einer  $1 \sigma_{noise}$ - auf eine  $2 \sigma_{noise}$ - Schwelle. Es wurden  $J/\Psi$ -Ereignisse nach dem R- $\phi$ -Trigger einschließlich dem gemessenen Rauschen verwendet.

Die Verteilung mit der  $2 \sigma_{noise}$ -TT-Rauschschwelle ist vom Energiebetrag her auf das Niveau der Verteilung der maximalen Energie einzelner Segmente gesunken. Die topologische Information ist weitgehend durch die Verdopplung der TT-Rauschschwellen für die Ereignisse im Zentralbereich des Kalorimeters verloren gegangen.

Dies ist an der Kalorimeter-Information zu erkennen, auf die das topologische Netzwerk aufbaut.

In der Tabelle 7.1 werden die Auswirkungen einer Erhöhung der TT-Rauschschwellen gezeigt. Ein Maß für die Information, die der Kalorimetertrigger dem Netzwerk liefert, ist die Anzahl der in einem Ereignis angesprochenen BT-Segmente.

Eine Erhöhung der TT-Rauschschwellen erniedrigt rapide die Anzahl der Ereignisse, in denen mehr als ein BT-Segment angesprochen wird. Für eine  $4 \sigma_{Rauschen}$ -TT-Schwelle, liefert der Kalorimeter-Trigger nur noch Energie in einem BT-Segment. Ähnliche Wirkung zeigt die Ray-Bedingung aus dem Proptonalkammertrigger. Verlangen wir für die  $J/\Psi$ -Ereignisse eine direkte Spur-Kalorimeter Verbindung, so sinkt der Anteil der Ereignisse mit mehr als einem angesprochenen BT-Segment auf 42 %. Dieser Wert bezieht sich auf eine  $1 \sigma_{Rauschen}$ -TT-Schwelle. Als Ereignisse wurden die vorrausselektierten Ereignisse nach dem topologischen R- $\phi$ -Trigger verwendet.



Informationsverlust durch die Erhöhung der TT-Rauschschwellen			
TT-Rauschschwelle	deponierte Energie		
	Keine	in 1 BT	in $\geq 1$ BT
1 $\sigma_{\text{Rauschen}}$	—	—	100 %
2 $\sigma_{\text{Rauschen}}$	16 %	23 %	61 %
3 $\sigma_{\text{Rauschen}}$	35 %	52 %	13 %
4 $\sigma_{\text{Rauschen}}$	71 %	29 %	—

Tabelle 7.1: Informationsverlust für das Netzwerk durch Erhöhung der TT-Rauschschwellen. Liegt nur für ein BT-Segment Energie vor, so ist keine Verstärkung der „back to back“-Signatur durch das topologische Netzwerk möglich.

### 7.3 Zu erwartende Effizienz

In dem vorherigen Abschnitt wurden die Verluste für die Eingangsinformation des Netzwerkes beschrieben, die durch den Kalorimetertrigger verursacht werden. Hier wird von der günstigen Voraussetzung ausgegangen, daß man mit den 1  $\sigma_{\text{Rauschen}}$ -TT-Schwellen des gemessenen Rauschens auskommen kann. Unter diesen Voraussetzungen ist es möglich, mit dem Netzwerk annehmbare Triggereffizienzen im Vergleich zu den den Spurtriggerkombinationen zu erreichen. Für das gemessene Rauschen wurde für die maximalen Energien der zusammengefaßten zweiten, dritten und vierten  $\phi$ -Knotenklasse das Rauschspektrum ohne Ereignissignal aufgezeichnet. In dieser „back to back“-Knotenklasse liegt das Rauschsignal mit einem Durchschnittswert von 2.1 GeV und einer Halbwertsbreite von 0.6 GeV vor (siehe Abbildung 7.5).

Effizienz für $\phi$ -Knotenklassen (2 - 4)			
untere Schwelle/GeV	$J/\Psi_{R-\phi}$	Beamgas /15 Hz	Beamwall / 15 Hz
2.0	(88±4)%	4	2
2.2	(81±4)%	2	1
2.4	(74±4)%	1	1
2.6	(64±3)%	1	1
2.8	(54±3)%	1	1
3.0	(44±3)%	1	1
3.2	(32±2)%	1	1
3.4	(24±2)%	—	1
3.6	(21±2)%	—	1
3.8	(17±2)%	—	—

Tabelle 7.2: Triggereffizienzen für das topologische Netzwerk in Abhängigkeit einer unteren Energieschwelle der „back to back“ korrelierten  $\phi$ -Knotenklassen 2 bis 4. 100 % Effizienz beziehen sich auf die durch den topologischen R- $\phi$ -Trigger vorselektierten Datensatz an  $e^+e^-$ -Paaren.

Das Rauschsignal wird durch die Zusammenfassung von vier BT-Segmenten auf ein Eingangssegment des Netzwerkes und die weitere Summation in einem der Knoten verstärkt. Erst die Nutzung der BT-Granularität für das Netzwerk würde die 1  $\sigma$ -Breite des Spektrums

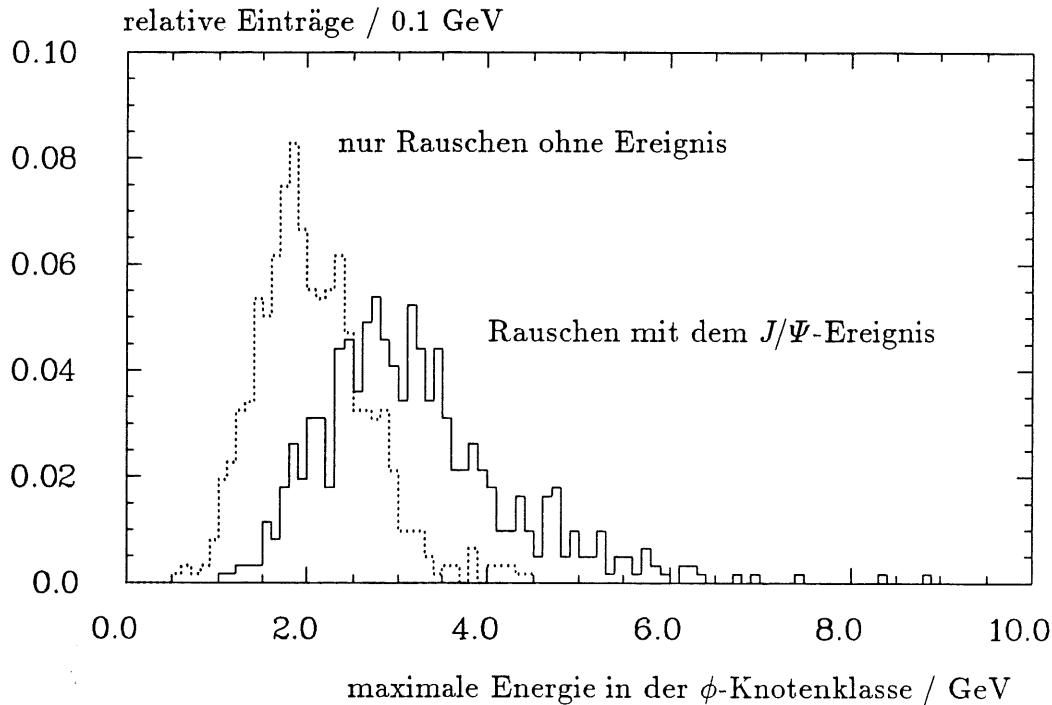


Abbildung 7.5: Vergleich zwischen der „back to back“-Knotenklasse und dem Rauschen in dieser Klasse ohne ein Ereignissignal für das gemessene Rauschen. Es wird eine  $1 \sigma_{\text{noise}}$ -Schwelle verwendet.

um den Faktor 2 verringern. Allerdings steigt dann die Anzahl der Knoten im Netzwerk, wodurch eine Anwendung in den *Hardware*-Triggerstufen entfällt. In der Abbildung 7.5 werden die Rauschverteilung und die Verteilung aus Signal und Rauschen gegenübergestellt. Für die Rauschverteilung ist zu beachten, daß über alle „back to back“-Knotenklassen das *maximal* korrelierte Rauschsignal ermittelt wird. Dementsprechend hoch muß auch die untere Triggerschwelle für die „back to back“- $\phi$ -Knotenklasse angesetzt werden. Dadurch kommt es zu einem starken Effizienzverlust des topologischen Netzwerktriggers. Diese unterste Triggerschwelle sollte mindestens einen  $1 \sigma$ -Abstand vom Durchschnittswert der oben ermittelten korrelierten Rauschverteilung haben. Die unterste Triggerschwelle liegt dann bei  $2.7 \text{ GeV}$ , womit man nach Tabelle 7.2 eine Effizienz von nahezu 60 % erreicht. Geht man zu einer  $2 \sigma$  entfernten Schwelle über, dann sinkt die Effizienz bei  $3.4 \text{ GeV}$  auf 24 %. Das bedeutet aber, daß eine reine Spurkammertriggerkombination eine höhere Effizienz bringt. Ein Argument für das topologische Netzwerk bleibt aber immer noch, denn die Strahlrohrereignisse sind bis auf ein Ereignis mit einer Auflösung von  $15 \text{ Hz}$  unterdrückt worden. In der Tabelle 7.2 wird die Triggereffizienz in Abhängigkeit von der unteren Energieschwelle für die „back to back“- $\phi$ -Knotenklasse angegeben.

## 7.4 Schlußbemerkung

Das topologische Netzwerk soll nur einen Ausblick sein, um mit einer noch höheren Effizienz die niederenergetischen ( $e^+e^-$ )-Paare vom  $J/\Psi$  im Zentralbereich des Detektors durch den Kalorimetertrigger zu erkennen. Eine klare Grenze in der Triggereffizienz setzt das Rauschen im Kalorimetertrigger. Dieser Untergrund ist zu Beginn des Experimentes schwer einzuschätzen. Die Verteilung für die maximalen korrelierten Rauschsignalen in den „*back to back*“- $\phi$ -Knotenklassen in Abbildung 7.5 zeigt, daß das Rauschen mitbetrachtet werden muß. Ansonsten würde der Netzwerktrigger immer ansprechen, und es fände keine Unterdrückung von Strahlrohreignissen mehr statt.

# Kapitel 8

## Kinematik der getriggerten Ereignisse

Die Kinematik der getriggerten Ereignisse wird hauptsächlich durch die Akzeptanz der Spurkammertrigger bestimmt. Die weitere Verknüpfung mit dem Myon- oder dem Kalorimetertrigger bezieht sich immer auf die entsprechende Spurkammer mit ihren Akzeptanzeigenschaften. Im Zentralbereich des Detektors ist es der topologische  $R\text{-}\phi$ -Driftkammertrigger, der die Polarwinkelakzeptanz von ( $28^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$ ) einschränkt. Hinzu kommt die Koplanaritätsbedingung, wodurch mindestens zwei Spuren und ein minimales  $p_T$  des  $J/\Psi$ 's verlangt werden.

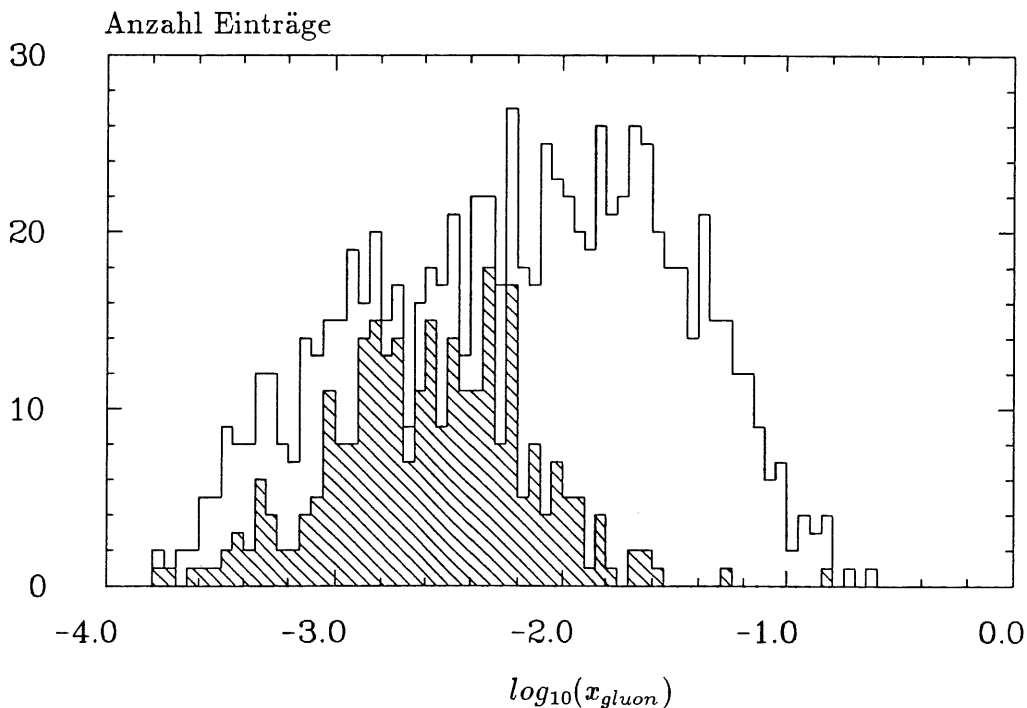


Abbildung 8.1: Vergleich von durch den  $R\text{-}\phi$ -Trigger aufgenommene Ereignisse (schraffiert) mit dem vollständigen Datensatz.

In Abbildung 8.1 wird die  $x_{gluon}$ -Verteilung vor und nach dem  $R\text{-}\phi$ -Trigger verglichen. Dabei spricht der Trigger fast vollständig auf Ereignisse im Zentralbereich des Detektors an (vergl. Tabelle 5.3). Die Folge ist eine Selektion von Ereignissen mit  $x_{gluon}$ -Werten kleiner  $10^{-2}$ . Der Bereich für  $x_{gluon} < 10^{-3}$  wird dabei durch diesen Trigger nicht so ausgeprägt abgedeckt, wie für den ( $10^{-3} \leq x_{gluon} \leq 10^{-2}$ ) Bereich. Für sehr kleine ( $x_g < 10^{-3}$ )-Werte

fehlt jeweils das 2. Elektron im Akzeptanzbereich des Driftkammertriggers. Dieses Elektron wird durch eine hadronische Spur im Driftkammertrigger ersetzt (siehe Vergleich von  $J/\Psi_{elec}$  mit  $J/\Psi_{tot}$  in Tabelle 5.4). Es werden demnach zusätzlich Ereignisse aufgezeichnet, deren 2. Elektron im Rückwärtsbereich des Detektors zu finden, und damit schwer zu rekonstruieren ist. Das 2. Elektron kann genauso im Vorwärtsbereich des Detektors auftreten, und die Kombination des 1. Elektrons mit einer hadronischen Spur den R- $\phi$ -Trigger auslösen. Dies führt zum Triggern von Ereignissen mit hohen  $x_g > 10^{-2}$ . Vergleicht man den Anteil des vom R- $\phi$ -Trigger aufgezeichneten  $J/\Psi_{CC}$ -Anteils (beide Elektronen im CC-Akzeptanzbereich) mit dem  $J/\Psi_{tot}$  Anteil, dann beträgt die Rate mit nur einem aufgezeichneten Elektron  $\approx 7\%$  des  $J/\Psi_{tot}$  Datensatzes. Von den CC-Ereignissen wurden dabei 83% der Ereignisse mit beiden Elektronen im Zentralbereich des Detektors aufgezeichnet (vergl. Tabelle 5.5). Das entspricht  $\approx 20\%$  des  $J/\Psi_{tot}$  Datensatzes, deren Ereignisse durch den R- $\phi$ -Trigger aufgezeichnet werden und zusätzlich mit beiden Elektronen rekonstruierbar sind. Die Impulsanteile des Gluons am Proton liegen im  $(10^{-3} \leq x_g \leq 10^{-2})$ -Bereich.

Die Untergrundraten betragen allerdings immer noch für Strahlrohreignisse  $\approx 200$  Hz, wodurch der Einsatz weiterer Triggerelemente erforderlich wird. Beim zusätzlichen Einsatz des Proportionalkammer-Z-Vertex-Triggers sinkt die Effizienz um die Hälfte auf 43% für  $J/\Psi_{CC}$ -Ereignisse ab (vergl. Tabelle 5.6).

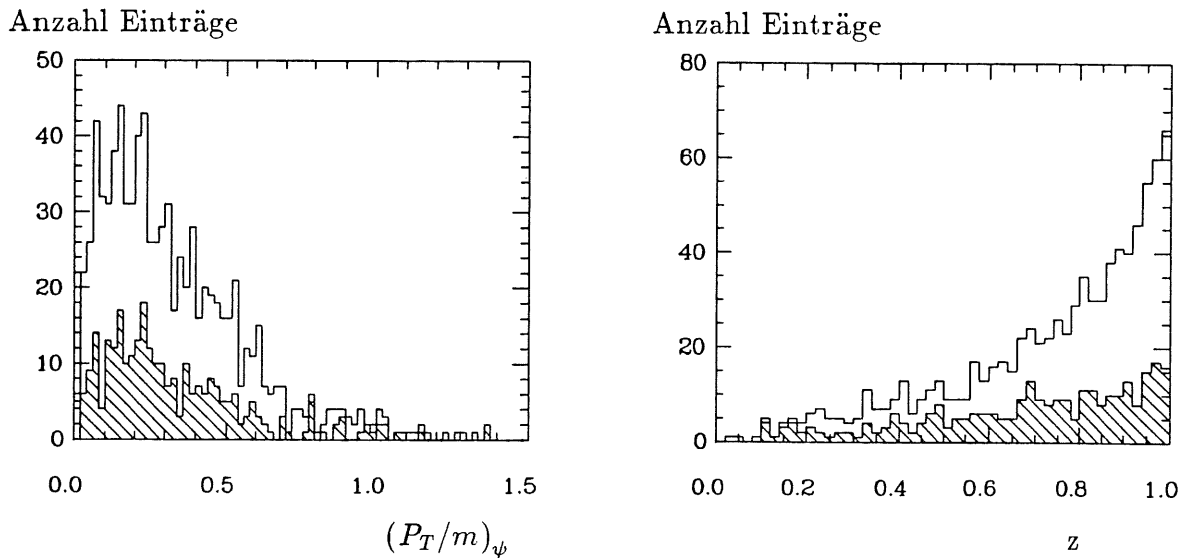


Abbildung 8.2: Vergleich der durch den R- $\phi$ -Trigger aufgenommenen Ereignisse (schraffiert) mit dem vollständigen Datensatz.

Es ist nun von Interesse, wie die  $p_T$ - und  $z$ -Verteilungen der durch den Driftkammertrigger aufgenommenen Ereignisse aussehen, da die Koplanaritätsbedingung des R- $\phi$ -Trigger Ereignisse mit einem maximalen Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsleptonen des  $J/\Psi$ 's bevorzugt. In Abbildung 8.2 wird links die auf die  $J/\Psi$ -Masse skalierte  $p_T$  Verteilung der getriggerten R- $\phi$ -Ereignisse mit der des vollständigen Datensatzes  $J/\Psi_{tot}$  verglichen. Tendenzen, daß der Trigger bevorzugt Ereignisse mit einem geringen  $p_T^\psi < 1 \text{ GeV}/c$  oder umgekehrt mit einem hohen Transversalimpuls vorselektiert, sind nicht eindeutig zu erkennen, weil beide Verteilungen annähernd denselben Verlauf zeigen. Ereignisse mit einem geringen  $p_T^\psi$  werden durch die Koplanaritätsbedingung nicht verstärkt getriggert, da der R- $\phi$ -Trigger zusätzlich

auf weitere hadronische Spuren anspricht (vergl. mit Tabelle 5.4).

Ereignisse nach dem topologischen R- $\phi$ -Trigger (100%)			
nur $z < 0.8$	$(58 \pm 3) \%$		
	$(\frac{p_T}{m_\psi})^2 > 0.05$	$(\frac{p_T}{m_\psi})^2 > 0.1$	$(\frac{p_T}{m_\psi})^2 > 0.15$
alle	$(61 \pm 3) \%$	$(42 \pm 3) \%$	$(34 \pm 2) \%$
und $z < 0.8$	$(40 \pm 3) \%$	$(30 \pm 2) \%$	$(26 \pm 2) \%$

Tabelle 8.1: *Einfluß des topologischen Triggers auf die  $p_T^2$ -Schwellen des  $J/\Psi$ 's für den Gültigkeitsbereich inelastischer BGF-Ereignisse. (Der hohe statistische Fehler kommt durch den vorselektierten Datensatz  $J/\Psi_{R-\phi}$  zustande.)*

In Tabelle 8.1 wird die  $p_T$ -Abhängigkeit der getriggerten Ereignisse gezeigt. Dabei sinkt die Effizienz auf 42 %, für die  $(\frac{p_T}{m_\psi})^2 > 0.1$  Schwelle (vergl. mit Glg. 3.22). Die zusätzliche Bedingung, um die inelastischen  $J/\Psi$ -Ereignisse von den Ereignissen der elastischen oder diffraktiven Streuung her abzugrenzen, wird durch die Schwelle  $z < 0.8$  gegeben. Sie hat einschließlich der  $p_T$ -Bedingung für das  $J/\Psi$  eine Verringerung der Effizienz auf 30 % des  $J/\Psi_{R-\phi}$ -Datensatzes zur Folge. Die untere Schwelle  $z > 0.1$ , um die *Resolved Photon*-Prozesse abzugrenzen, hat demgegenüber geringe Auswirkungen (siehe Abbildung 8.2).

Die Tabelle 8.1 zeigt den Verlust von Ereignissen, wenn in einer späteren Analyse der inelastische Prozeß durch  $p_T$ - und  $z$ -Bereiche eingegrenzt wird.

## Zusammenfassung

Maßgeblich wird die Triggereffizienz durch den topologischen R- $\phi$  Trigger im Zentralbereich vorgegeben. Mit ihm erreicht man 27% der  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$  Ereignisse. Dies entspricht etwa 83% der mit beiden Elektronen rekonstruierbaren CC-Ereignissen im niedrigen  $x_g$ -Bereich ( $10^{-3} < x_g < 10^{-2}$ ). Hierbei wird auf Level 1 die Bedingung gestellt, daß 2 Spuren gegeneinander gekrümmt mit einem minimalen Öffnungswinkel von  $144^\circ$  in  $\phi$  vorkommen. Die Rate für Strahlrohreignisse ist selbst in Verbindung mit dem No-TOF-Veto mit  $\approx 200$  Hz für eine alleine stehende Triggerkombination zu hoch.

Der zusätzliche Einsatz des Z-Vertex-Triggers senkt den Anteil an CC-Ereignissen auf 43%. Zusätzlich wird dabei die Rate der Strahlrohreignisse auf  $\approx 30$  Hz gesenkt. Allerdings ist diese Triggerkombination weitgehend von der nachgewiesenen Multiplizität der „Protonreste“ im  $F_{MWPC}$ -Trigger abhängig.

Eine Triggerkombination mit dem Kalorimeter bezieht sich hauptsächlich auf die Spuren im Zentralbereich. Damit umgeht man die Abhängigkeit von den  $F_{MWPC}$ 's im Vorwärtsbereich. In Kombination mit dem Kalorimetertrigger erreicht man Triggereffizienzen von (39 bis 44)% der CC-Ereignisse. Diese Raten werden weitgehend von den unteren Rauschschwellen des Kalorimetertriggers bestimmt. Hierzu wurde einmal simuliertes gaussförmiges, als auch gemessenes Rauschen (RUN 3681, April'91) verwendet.

Andere Kombinationen des Kalorimetertriggers in einer direkten Projektionsverbindung zu den zentralen MWPC's ergeben weitaus geringere Effizienzen (19 bis 35)% an den CC-Ereignissen. Die Spur-Kalorimeterverknüpfung für beide Elektronen ist bis auf (3 bis 6)% der CC-Ereignisse wegen der starken Spurkrümmungen nicht möglich. Allerdings kann hier eine fast vollständige Unterdrückung von Strahlrohreignissen erreicht werden.

Weiterhin wurde die Möglichkeit untersucht, auf die Energiesumme des  $(e^+e^-)$ -Paares zu triggern. Der Kalorimetertrigger bestimmt durch die Höhe der TT-Schwellen den Erfolg des topologischen Netzwerkes. Die Einflußgröße zur Triggereffizienz ist hier der Anteil des korrelierten Rauschens in der „back to back“  $\phi$ -Knotenklasse, welches eine Erhöhung der unteren Triggerschwelle der obigen  $\phi$ -Knotenklasse erzwingt (siehe Tabelle 7.2).

Eine weitere kinematische Einschränkung zur Abgrenzung von elastischen  $J/\Psi$ -Ereignissen ( $z < 0.8, (\frac{p_T}{m_\psi})^2 > 0.1$ ) verringert die Effizienz der vom R- $\phi$ -Trigger aufgenommenen Ereignisse auf 30% des  $J/\Psi_{R-\phi}$ -Datensatzes. Geht man in Kombination mit dem Kalorimeter- oder dem MWPC-z-Vertex-Trigger von  $\approx 40\%$  CC-Ereignissen aus, so erreicht man 12 % des inelastischen  $J/\Psi_{CC}$  Datensatzes. Das entspricht 2.9 % des  $J/\Psi_{tot}$ -Datensatzes, mit inelastischen  $J/\Psi$ -Ereignissen des  $(J/\Psi \rightarrow e^+e^-)$ -Zerfallkanals. Das  $(e^+e^-)$ -Paar liegt dann im Akzeptanzbereich des Driftkammertriggers ( $28^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$ ) und das Paar tritt im Zentralbereich (FB,CB) des LAr-Kalorimeters auf.

# Literaturverzeichnis

- [Ago90] G.D'AGOSTINI,D.MONALDI: How to Tag the High  $p_T$  Jets Involving the Anomalous Structure Function of the Photon at HERA, ZEUS-Note 90-15
- [And82] B.ANDERSSON,G.GUSTAFSON,G.INGELMAN,T.SJÖRSTRAND: Baryon Production in Lepton-Nucleon Scattering and Diquark Fragmentation, Z.Phys.C -Particles and Fields 13 (1982) 361
- [Aub83] J. J. AUBERT ET AL. (EMC): Production of charmonium in 250 GeV  $\mu^+$ -Iron interactions, Nucl.Phys. B213 (1983) 1
- [Bai83] R.BAIER, B.RÜCKL: Muonproduction of  $J/\Psi$  and the photon-gluon scattering process  $\gamma_\nu g \rightarrow J/\Psi g$ , Nucl.Phys.B218(1983) 289
- [Ber81] E. L. BERGER, D. JONES: Inelastic photoproduction of  $J/\Psi$  and  $\Upsilon$  by gluons, Phys.Rev. D23 (1981) 1521
- [Ber89] H.J. BEHREND, R. STEPHENS: Proposal for a Jetchamber Trigger, H1 Note-03/89-108
- [Ber91] G.BERNARDI,W.HILDESHEIM,M.KUHLEN,M.RUDOWICZ: „Calibrated Energies“ in H1 Detector Simulation, H1-Sw-Note 10/91-26
- [Bil91] BILENKY: Equivalent Photon Approximation in Photoproduction MC-Generators, Vortrag Working Group 10: 4/91
- [Bin90] E. BINDER: Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden Interner Bericht DESY F21-90-02 Mai 1990
- [Biz87] J. B. BIZOT: Statusreport of the First Level Proportional Chamber Trigger, H1 Trigger Note.H1 - TR - 303 (1987)
- [Bri87] R. BRINKMANN: Simulation of Background from Proton Losses in the HERA Straight Sections, DESY HERA / 87 - 19
- [Cou84] A.COURAU: A Fast Monte Carlo Generator for  $ee \rightarrow eeX$  Untagged Experiments, SLAC-PUB-3363 (June 1984)
- [Cou91] A.COURAU: Quasi-Real Compton at HERA, H1 - Note 7/91 - 186
- [Dre90] M.DREES,R.M.GODBOLE: Heavy Flavours and Photon Structure Function, Vortrag H1 Working Group 6: 10/90



- [Eic84] E.EICHTEN ET. AL.: Parameterisation of Gluon Structure Function, Rev.Mod.Phys., 56 (1984) 599
- [Eic90] R.EICHLER,J.RIEDELBERGER,T.WOLFF: Technical Proposal for a Driftchamber  $r\text{-}\phi$  Trigger, H1 Trigger Report: H1-TR-503 , May 7, 1990
- [Ell88] R.K.ELLIS,Z.KUNSZT: Photoproduction and Elektroproduktion of Heavy Flavours with Gluon Bremsstrahlung, Nucl. Phys. B303 (1988) 653
- [Fen91] J.FENT,C.KIESLING,P.RIBARICS: A Level 2 Calorimeter Trigger, Using Neural Networks, Status Report, H1 Note 04/91 - 172
- [Gri87] G. GRINDHAMMER,D.LÜERS,R.MUNDT,H.OBERLACK,P.RIBARICS: The First Level Liquid Argon Calorimeter, Physics Requirements H1 Trigger Note, H1 - TR - 300(1987)
- [Gri91] G. GRINDHAMMER: ep - Generators for HERA, Vortrag Working Group 10: 5/91
- [H1C87] H1 COLLABORATION: Technical Progress-Report , October 4, 1987
- [Hal84] F.HALZEN,A.D.MARTIN: Quarks and Leptons John Wiley & Sons, New York 1984
- [Han91] D. HANDSCHUH: Simulation von Beamwallereignissen vor dem H1-Detektor, persönliche Mitteilung
- [H1Pro] H1 Collaboration: Technical Proposal for the H1 Detektor, DESY Hamburg 1986 Technical Progress Report for the H1 Detektor, Desy Hamburg 1987ff
- [PDG90] PARTICLE DATA GROUP: Physics Letters B - Vol. 239(1990) 1 - 516
- [Joh87] D. P. JOHNSON: Beam-Gas Background at HERA, H1 Note-07/87-65
- [Joh90] D. P. JOHNSON: Beam Gas Effects at HERA EP collider, Universite Libre de Bruxelles, IISN0379-301X
- [Jun90] H.JUNG:  $x_{gluon}$  determination from  $J/\Psi$ , Vortrag H1 Working Group 6: 2/90
- [Lev91] S. LEVONIAN: Measurement of  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  at HERA, Vortrag Working Group 5: 5/91
- [Mar87] A.D.MARTIN,W.J.STIRLING: Inelastic Leptoproduction of  $J/\Psi$  as a probe of the small-x behaviour of the gluon structure function, Phys.Lett.B191 (1987) 200
- [Mer91] T. MERZ: Auswertung des RUN 3681 im April 91, persönliche Mitteilung
- [Ols91] J. OLSSON: H1 Data Acquisition und Trigger System, Vortrag im Rahmen des Seminars über Elektronen Streuung, Univ. Hamburg 1991
- [Ove91] O. OVERBECK: Untersuchungen zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion des Protons, Diplomarbeit, Aachen 1991, in Vorbereitung

- [Roe91] A. DE ROECK: 1  $\sigma$ -Rauschen für *Trigger Tower*, persönliche Mitteilung
- [Sel91] R. SELL: Ein topologischer Trigger für  $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  im H1-Detektor bei HERA, H1 Note 06/91 - 180
- [Sch88] G. A. SCHULER: Heavy Flavour Production at HERA, Nucl. Phys. B299 (1988) 21
- [Sjo88] T.SJÖRSTRAND: Status of Fragmentation Models, Int. J. of Mod. Phys. A3 (1988) 751
- [TRP89] H1 COLLABORATION: Technical Progress Report 1989 DESY, Hamburg 1989

# Anhang A

## Trigger-Tower Rauschschwellen

1 $\sigma$ -TT-Rauschschwellen				
BT- $\vartheta$	simuliertes Rauschen		gemessenes Rauschen	
Index	em. Schwelle/MeV	had. Schwelle/MeV	em. Schwelle/MeV	had. Schwelle/MeV
0 – 5	170	210	—	—
6	250	250	160	160
7	190	310	170	220
8	190	350	160	250
9	240	200	210	210
10	300	200	200	220
11	360	200	340	250
12	365	200	330	130
13	440	—	130	—

Tabelle A.1: Die Tabelle zeigt die TT-Rauschschwellen für simuliertes Rauschen, daß gaussförmig für die einzelnen Trigger Tower generiert wird. Die 1- $\sigma$  Halbwertsbreiten der generierten Verteilungen haben dieselben Werte wie die obigen Rauschschwellen.

Die Rauschschwellen für den RUN 3681 wurden aus den Energieverteilungen in den Trigger Tower nach der Kanal-TT – Zuordnung gewonnen (Die Beschreibung ist in Abschnitt 6.3.2 zu finden.).

Folgende Methode wurde zur Ermittlung der gemessenen 1  $\sigma$ -TT-Schwellen angewendet:

In Abbildung 6.7 erkennen wir die Verschiebung des Maximums der TT-Rauschverteilung um einen positiven Wert im 100 MeV Bereich. Dadurch kann nicht die Halbwertsbreite der Verteilung verwendet werden, sondern die Verschiebung der gesamten Verteilung (*Pedestal*) muß mit berücksichtigt werden. Die gemessene TT-Halbwertsbreite setzt sich demnach aus

$$E_{\sigma_{gemessen}} = E_{ped} + E_{\sigma}$$

zusammen. Sie ist von Polarwinkel im Detektor abhängig und wird einem BT-Polarwinkel-Index zugeordnet.

## Anhang B

# Big-Tower - Energieschwellen des Elektrontriggers

Simuliertes gaussförmiges Rauschen		
BT- $\vartheta$ -Index	untere em. Schwelle / GeV	obere had. Schwelle / GeV
0	10	3
1	15	3
2	5	3
3	4	3
4	3.5	3
5	2	3
6	1.5	1
7	1.5	1.24
8	1.3	1.4
9	0.9	0.8
10	1	0.8
11	1.2	0.8
12	1.2	0.8
13	1.5	—

Tabelle B.1: Die Tabelle zeigt die BT-Schwellen des Elektrontriggers, wie sie beim simulierten gaussförmigen Rauschen verwendet werden. Die elektromagnetische Energie in einem BT muß zum Ansprechen des BT-Segmentes die untere em. Schwelle übersteigen. Gleichzeitig darf die hadronische Energie des BT-Segmentes die had. Schwelle nicht übersteigen.

gemessenes Rauschen (RUN 3681)		
BT- $\vartheta$ -Index	untere em. Schwelle / GeV	obere had. Schwelle / GeV
0-5	—	—
6	0.64	0.64
7	0.68	0.88
8	0.64	1
9	0.84	0.84
10	0.8	0.88
11	1.36	1
12	1.32	0.52
13	0.52	—

Tabelle B.2: Die Tabelle zeigt die BT-Schwellen des Elektrontriggers, wie sie beim gemessenen Rauschen verwendet werden. Die Triggereffizienzen wurden für gemessenes Rauschen nur im Zentralbereich untersucht, da sich hier eine Änderung der unteren Energieschwellen des Elektrontriggers am stärksten auswirkt.

## Danksagung

Für die angenehme und zuvorkommende Atmosphäre während der alltäglichen Arbeit möchte ich mich bei Hannes Jung, Monika, Oliver, Richard, Dirk, Reinhard und bei vielen aus der F21-Gruppe im DESY bedanken.

Es sollen nicht diejenigen unerwähnt bleiben, die am Programmcode der Detektorsimulation Jahre gearbeitet haben und mir beim Umgang mit dem Programm halfen.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Bosetti für die Bereitschaft, diese Arbeit zu betreuen, sowie der Unterstützung durch das III. Physikalische Institut in Aachen.