
**Untersuchung von $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$
Ereignissen bei hohen Energien in
HERA-II-Daten**

Diplomarbeit

Christian Berg

**Institut für Experimentalphysik
Fachbereich Physik
Universität Hamburg**

November 2005

Diese Diplomarbeit wurde von mir selbstständig mit Hilfe der angegebenen Quellen verfasst. Mit einer Veröffentlichung meiner Diplomarbeit bin ich einverstanden.

Christian Berg, 30. November 2005

Betreuerin: Prof. Dr. Beate Naroska
Zweitgutachter: Prof. Dr. Joachim Meyer

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Grundlagen	1
2	HERA und der H1-Detektor	5
2.1	HERA	5
2.2	Der H1-Detektor	6
2.2.1	Spurkammersystem	8
2.2.2	LAr-Kalorimeter	8
2.2.3	SpaCal-Kalorimeter	9
2.2.4	Trigger-System	10
3	Ereignisselektion	13
3.1	Vorselektion	13
3.1.1	Spur-Selektion	14
3.1.2	<i>Cluster</i> -Selektion	15
3.1.3	Daten der Vorselektion	15
3.2	Selektion von J/Ψ -Kandidaten	16
3.3	Selektion von Υ -Kandidaten	18
4	Energiemessung im SpaCal	29
4.1	Cluster-Energie-Kalibration mit QED-Compton-Daten	29
4.1.1	Bestimmung der Kalibration	30
4.1.2	Anwendung der Kalibration	31
4.2	Auswirkung der Kalibration auf J/Ψ -Masse	31

4.3	Ergebnis	34
5	Trigger-Untersuchung	41
5.1	Effizienz der SpaCal-Trigger-Elemente	43
5.1.1	Funktionsweise der SpaCal-Trigger-Elemente	43
5.1.2	Bestimmung der Effizienz der SpaCal-Trigger-Elemente	43
5.2	Effizienz der Spur-Trigger-Elemente	50
5.3	Effizienz des Subtriggers 33 auf Stufe 1	51
5.4	Effizienz des L2NN-Trigger-Elements	53
5.5	Effizienz des Subtriggers 33 auf Stufe 4	55
5.6	Effizienz des J/Ψ -Finders	56
6	Zusammenfassung und Ausblick	61
	Literaturverzeichnis	63
	Tabellenverzeichnis	65
	Abbildungsverzeichnis	67

1 Einleitung und Grundlagen

Unser heutiges Verständnis der Zusammensetzung der Materie und der zugrundeliegenden fundamentalen Wechselwirkungen basiert auf dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Dieses beschreibt die Bausteine der Materie als zwei Arten von Teilchen mit Spin $1/2$ (Fermionen): Leptonen und Quarks. Beide lassen sich in je drei Familien von aufsteigender Masse einteilen, wobei jede Familie aus einem Dublett besteht. Die Lepton-Familien bestehen aus dem Elektron und Elektron-Neutrino (e, ν_e), dem Myon und Myon-Neutrino (μ, ν_μ) und dem Tau und Tau-Neutrino (τ, ν_τ). Bei den Quarks gibt es die Familien *up* und *down* (u, d), *charm* und *strange* (c, s) sowie *top* und *bottom* (t, b).

Die Wechselwirkungen zwischen Teilchen werden durch Eichtheorien beschrieben, die Kräfte werden durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. In der Elementarteilchenphysik werden die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung untersucht, die zugehörigen Eichbosonen sind das Photon (γ) für die elektromagnetische, die schweren Eichbosonen Z^0 , W^+ und W^- für die schwache, und die Gluonen für die starke Wechselwirkung.

Die Eichbosonen koppeln an eine für die Wechselwirkung charakteristische Ladung. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung ist dies die elektrische Ladung, die von den geladenen Leptonen e , μ und τ und allen Quarks getragen wird. Alle Quarks, Leptonen und auch die Bosonen der schwachen Wechselwirkung tragen die schwache Ladung, an welche die schwache Wechselwirkung koppelt. Die Farbladung, die die Werte rot, grün und blau (r, g, b) annehmen kann, und die im Rahmen der Quantenchromodynamik zur Erklärung der starken Wechselwirkung herangezogen wird, wird von den Quarks (als einfache Farbladung) und den Gluonen (als Farb-Antifarb-Paar) getragen. Das Photon trägt keinerlei Ladung.

Die Quarks bilden die Bestandteile der Hadronen, die in Baryonen mit einer Drei-Quark-Struktur und Mesonen mit einer Quark-Antiquark-Struktur unterteilt werden können.

In dieser Arbeit werden die Mesonen J/Ψ und Υ untersucht. Sie zählen zu den Vektormesonen, die dieselben Quantenzahlen wie das Photon besitzen: $J^{PC} = 1^{--}$. Beim J/Ψ handelt es sich um das leichteste *charm-anticharm*-Paar ($c\bar{c}$), beim Υ um das leichteste *bottom-antibottom*-Paar ($b\bar{b}$). Beide zerfallen in ein Elektron-Positron-Paar e^+e^- mit einem Verzweigungsverhältnis von ca. 6% (J/Ψ) bzw. 2% (Υ).

An der Elektron-Proton-Speicherring-Anlage HERA werden J/Ψ - und Υ -Mesonen in ep -Streuprozessen erzeugt. Der Elektronenstrahl kann dabei als Quelle von virtuellen Photonen hoher Energie betrachtet werden. Ein großer Anteil der Ereignisse der tief-unelastischen Streuung bei HERA ist diffraktiver Natur. Diffraktive Prozesse zeichnen sich durch eine räumliche Trennung des hadronischen Endzustands X und des Protons bzw. Protonrests aus (*Rapiditätslücke*). Es wird zwischen elastisch diffraktiven Prozessen, bei denen das Proton intakt bleibt, und den proton-dissoziativen Prozessen, bei denen das Proton in einen angeregten Zustand übergeht oder dissoziiert, unterschieden. Wird in einem elastisch diffraktiven Prozess ein einzelnes Vektormeson erzeugt, so spricht man kurz von elastischer Streuung.

Ein allgemeiner Streuprozess elastischer Natur ist in Abb. 1.1 dargestellt. Wichtige kinematische Größen sind die Schwerpunktsenergie im Proton-Photon-System $W_{\gamma p}$ und der Viererimpuls des virtuellen Photons Q^2 . Ist $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$, so ist das Photon quasi-reell, man spricht dann von *Photoproduktion*, bei $Q^2 > \sim 2 \text{ GeV}^2$ von *Elektroproduktion*. Bei der Kollision von Elektronen mit einer Energie von 27.5 GeV und Protonen mit einer Energie von 920 GeV wird bei HERA eine Schwerpunktsenergie von 318 GeV erreicht, was einer räumlichen Auflösung von weniger als 10^{-18} m entspricht, drei Größenordnungen kleiner als der Protonradius. Aus der Untersuchung von Streueignissen und der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ lassen sich interessante Erkenntnisse über die Struktur des Protons und damit über fundamentale Eigenschaften der Wechselwirkungen gewinnen.

Die Beobachtung von Ereignissen bei hohen Schwerpunktsenergien im Proton-Photon-System $W_{\gamma p}$ ist daher von großem Interesse. Im Laborsystem zeichnen sich Zerfälle

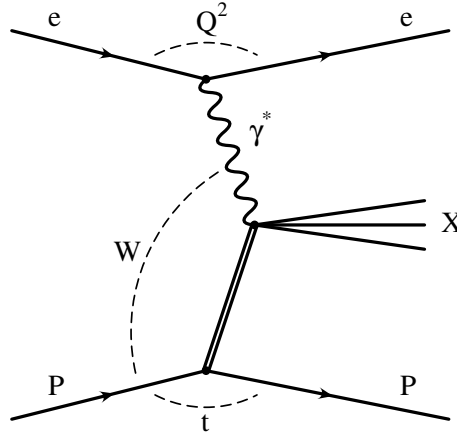


Abb. 1.1: Allgemeiner einfach diffraktiver Prozess, bei dem das Proton intakt bleibt. Bei elastischer Produktion von Vektormesonen besteht der hadronische Endzustand X aus einem einzelnen Vektormeson.

von Vektormesonen bei hohem $W_{\gamma p}$ dadurch aus, dass die Zerfallsprodukte bevorzugt in “Rückwärtsrichtung”, d.h. unter kleineren Winkeln zur Strahlachse in Richtung des Elektronenstrahls, den Wechselwirkungspunkt verlassen. Aufgrund der Instrumentierung des Detektors H1 bei HERA sind solche Ereignisse weniger leicht zu detektieren als solche bei niedrigeren Energien $W_{\gamma p}$, bei denen die Zerfallsprodukte eher den Zentralbereich des Detektors durchqueren.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Methoden, die zur Detektion und Triggerung von Ereignissen, bei denen ein Vektormeson, insbesondere ein J/Ψ , bei hoher Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt.

In Kapitel 2 wird zunächst die ep -Speicherringanlage HERA und der H1-Detektor mit seinen für diese Arbeit wichtigsten Komponenten vorgestellt. In Kapitel 3 ist die Selektion der mit J/Ψ - und Υ -Kandidaten angereicherten Datensätze beschrieben. Kapitel 4 beschreibt die Kalibration der Energie-Messung im Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) und deren Auswirkung auf die Rekonstruktion der J/Ψ -Masse. In Kapitel 5 werden die Detektorkomponenten beschrieben, die zur Triggerung der gesuchten Ereignisse verwendet werden, und es wird deren Effizienz untersucht. Kapitel 6 schließlich gibt einen Überblick über die gewonnenen Erkenntnisse.

2 HERA und der H1-Detektor

Hier soll ein kurzer Überblick über die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage (HERA) und das H1-Experiment gegeben werden. Die Beschreibung beschränkt sich auf die für diese Arbeit relevanten Detektorkomponenten. Eine ausführliche Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [Col97a, Col97b].

2.1 HERA

Der Speicherring HERA wurde 1992 in Betrieb genommen. Er besteht aus zwei unabhängigen Strahlröhren von 6,4 km Umfang, in denen jeweils Elektronen und Protonen auf Energien von 27,5 GeV respektive 920 GeV beschleunigt werden. Daraus ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 320$ GeV.

An zwei gegenüberliegenden Punkten des Rings werden die Strahlen zur Kollision gebracht, hier stehen die Detektoren der Experimente H1 und ZEUS. Ein weiteres Experiment, HERMES, verwendet nur den Elektronenstrahl in Kollision mit einem Gastarget. Das Experiment HERA-B, das den Protonstrahl in Kollision mit Target-Drähten brachte, ist seit Herbst 2004 nicht mehr in Betrieb.

Elektronen und Protonen werden in Teilchenbündeln (*bunches*) beschleunigt, von denen bis zu 200 gleichzeitig im Strahlrohr gespeichert werden. Der zeitliche Abstand zwischen zwei möglichen Kollisionen beträgt 96ns, was einer Kollisionsrate von ca. 10 MHz entspricht. Diese Rate wird auch als HERA-Takt bezeichnet und als Zeitmaß verwendet.

Zur Untersuchung von Untergrundereignissen werden Teilchenbündel verwendet, die nur aus Elektronen oder Protonen ohne Kollisionspartnern bestehen (*pilot bunches*). Untergrundereignisse sind Ereignisse, die nicht aus ep-Kollisionen sondern aus Wech-

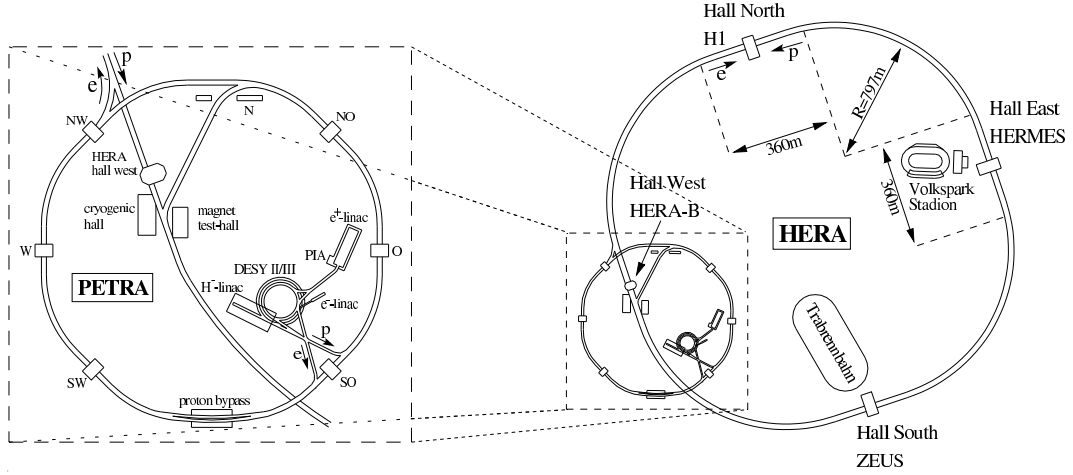


Abb. 2.1: Darstellung der Speicherringanlage HERA mit dem Vorbeschleuniger PETRA und den verschiedenen Experimentierhallen.

selwirkungen der Strahlteilchen mit der Strahlrohrwand oder dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas entstehen.

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor befindet sich in der Halle Nord der HERA-Speicherringanlage. Es handelt sich um einen Vielzweck-Detektor, der fast den gesamten Raumwinkel 4π abdeckt und asymmetrisch instrumentiert ist, um den unterschiedlichen Energien der in entgegengesetzte Richtung fliegenden Elektronen und Protonen gerecht zu werden.

Das Koordinatensystem des H1-Detektors hat seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt in der Mitte des Detektors, die z-Achse zeigt in Richtung der Elektronenflugbahn, die x-Achse in Richtung des Speicherring-Mittelpunkts und die y-Achse nach oben. Gängiger ist die Verwendung von Zylinderkoordinaten, wobei der Azimutalwinkel ϕ in der x-y-Ebene relativ zur positiven x-Achse und der Polarwinkel θ relativ zur positiven z-Achse angegeben wird.

Der Detektor besteht aus mehreren Komponenten, die in zylindrischen Schichten rund um das Strahlrohr angeordnet sind. Am dichtesten um das Strahlrohr befindet sich das Spurkammersystem, das von einem Kalorimeter umgeben wird. Dieses wird von der Spule eines supraleitenden Magneten umschlossen, welcher ein homogenes Magnetfeld

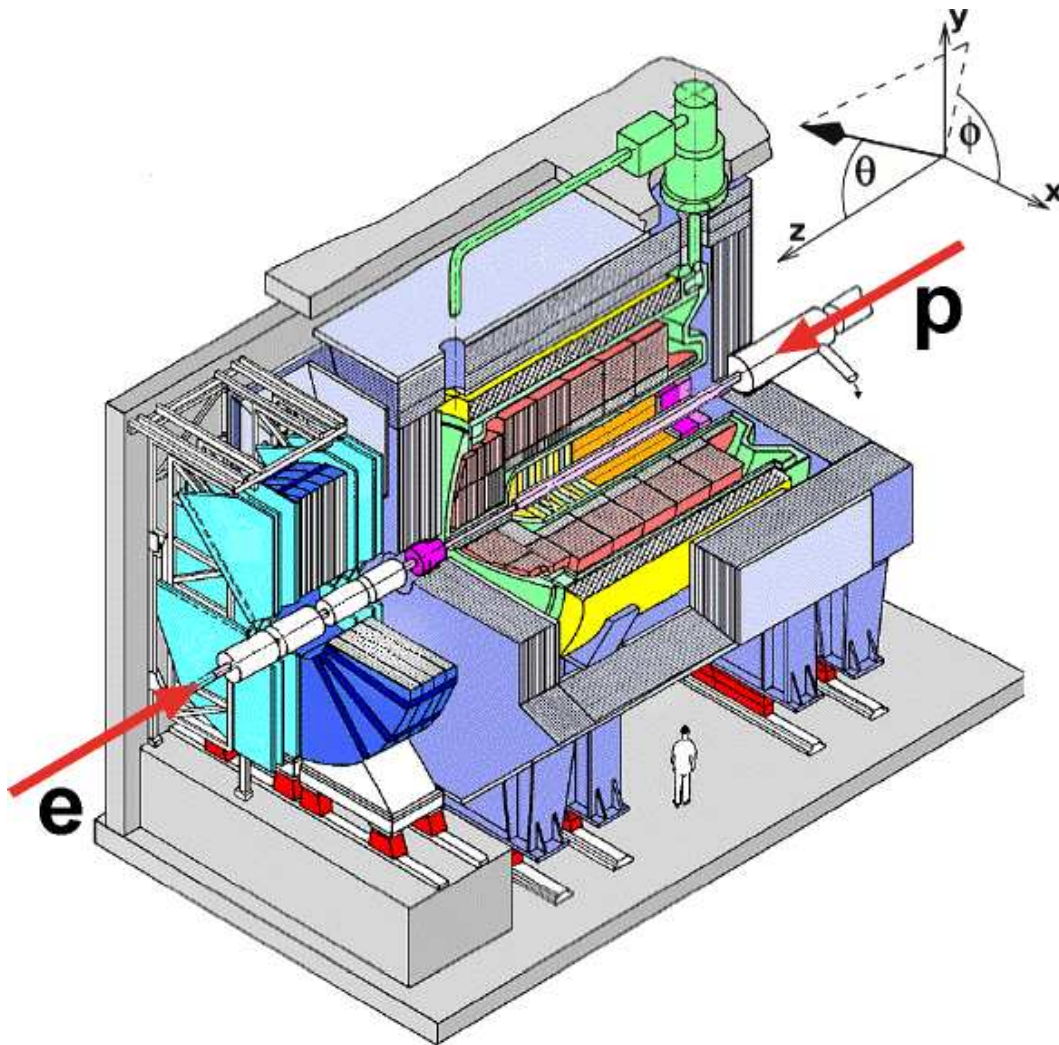


Abb. 2.2: Der H1-Detektor in einer aufgeschnittenen perspektivischen Darstellung.

mit einer Feldstärke von $B = 1,5\text{T}$ erzeugt. Das Rückflussjoch des Magneten besteht aus Eisen und ist zum Nachweis von Myonspuren instrumentiert. Außerhalb des Eisenjochs befindet sich in Vorwärtsrichtung (Flugrichtung der Protonen) eine weitere Detektorkomponente zur Erkennung von Myonen.

Im folgenden werden die einzelnen Detektorkomponenten beschrieben, wobei ein Schwerpunkt auf die für diese Analyse relevanten Detektorteile gelegt wird.

2.2.1 Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient zur Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen, indem Impuls, Winkel und differentieller Energieverlust dE/dx gemessen werden. Das Spurkammersystem ist in zwei Teile geteilt: den Vorwärtsspurdetektor (FTD, *forward tracking detector*) und den zentralen Spurdetektor (CTD, *central tracking detector*). In dieser Analyse wird lediglich der zentrale Spurdetektor verwendet. Er besteht aus sieben Kammern, die zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Von innen nach außen:

CST *central silicon tracker*, zentraler Siliziumstreifendetektor

CIP *central inner proportional chamber*, zentrale innere Proportionalkammer

CJC1 *central jet chamber 1*, zentrale Jet-Kammer 1

COZ *central outer z-chamber*, zentrale äußere Z-Kammer

COP *central outer proportional chamber*, zentrale äußere Proportionalkammer

CJC2 *central jet chamber 2*, zentrale Jet-Kammer 2

Während der Siliziumstreifendetektor CST der Identifikation sekundärer Vertices dient, werden die Proportionalkammern CIP und COP als Trigger verwendet.

Die Jet-Kammern CJC1 und CJC2 dienen der Spurrekonstruktion und Impulsmessung, wobei der Impuls aus der Krümmung der Spur bestimmt wird, die durch das im Innern des Spurdetektor vorhandene Magnetfeld hervorgerufen wird. Ein Teil der Drahtlagen der zentralen Jet-Kammern wird auch vom Trigger-System zur Spurerkennung verwendet. Der zentrale Spurdetektor deckt einen Winkelbereich von $15^\circ < \theta < 165^\circ$ ab, Spuren können mit einer Auflösung von $300\mu\text{m}$ in z und $170\mu\text{m}$ in der $r\phi$ -Ebene vermessen werden. Die Impulsbestimmung erfolgt mit einer Genauigkeit von $\sigma_p/p^2 = 0,01 \text{ GeV}^{-1}$.

2.2.2 LAr-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (*Liquid Argon*, LAr) ist das Hauptkalorimeter des H1-Detektors und umgibt das Spurkammersystem im Zentral- und Vorwärtsbereich. Es

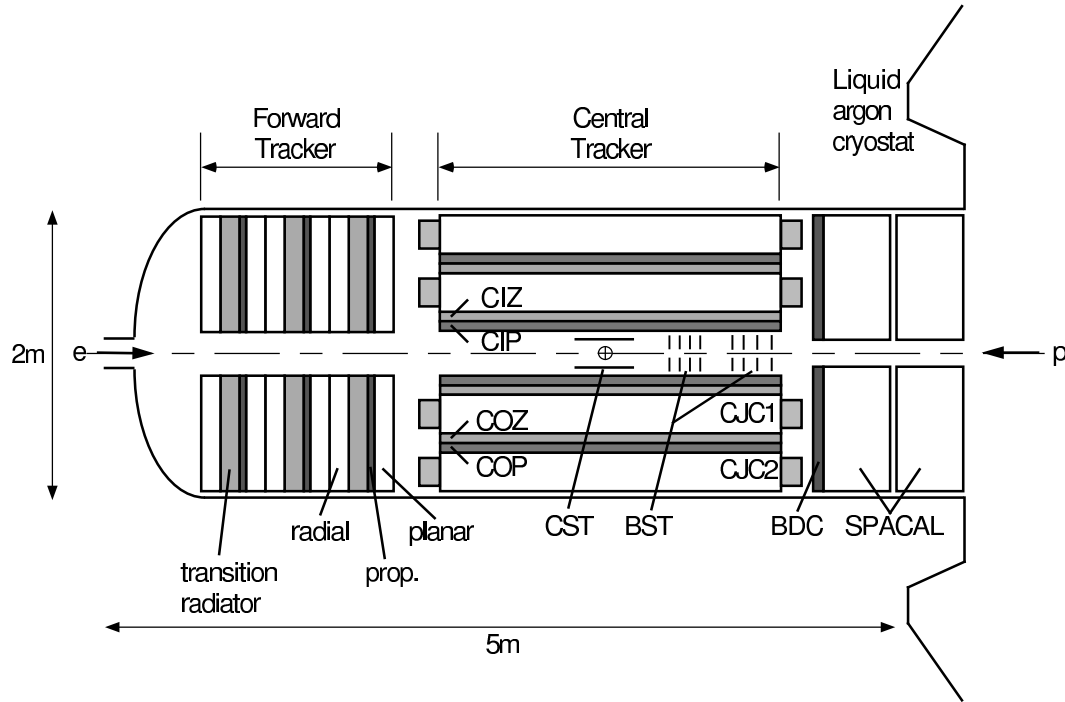


Abb. 2.3: Längsschnitt durch das Innere des H1-Detektors. Zu sehen sind der zentrale und Vorwärtsspurdetektor sowie das SpaCal-Kalorimeter.

deckt einen Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 153^\circ$ ab. Beim LAr-Kalorimeter handelt es sich um ein nicht-kompensierendes Sampling-Kalorimeter, das in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil unterteilt ist. Es besteht aus etwa 45.000 Zellen. Diese feine Granularität ermöglicht es, Teilchen anhand ihrer Schauerform im Kalorimeter als elektromagnetisch oder hadronisch zu identifizieren, was im Rahmen dieser Arbeit zur Identifikation von Elektronen genutzt wird.

2.2.3 SpaCal-Kalorimeter

Das Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) ergänzt das LAr-Kalorimeter im rückwärtigen Bereich des Detektors. Es ist zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet und teilt sich ebenfalls in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil. Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen mit einer Größe von je $40.5 \times 40.5 \text{ mm}^2$, der hadronische aus 143 Zellen. Das SpaCal deckt einen Winkelbereich von etwa $153^\circ < \theta < 178^\circ$ ab und wird primär zum Nachweis des gestreuten Elektrons in einem Bereich $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ verwendet. In dieser Arbeit wird das SpaCal dagegen zum Nachweis

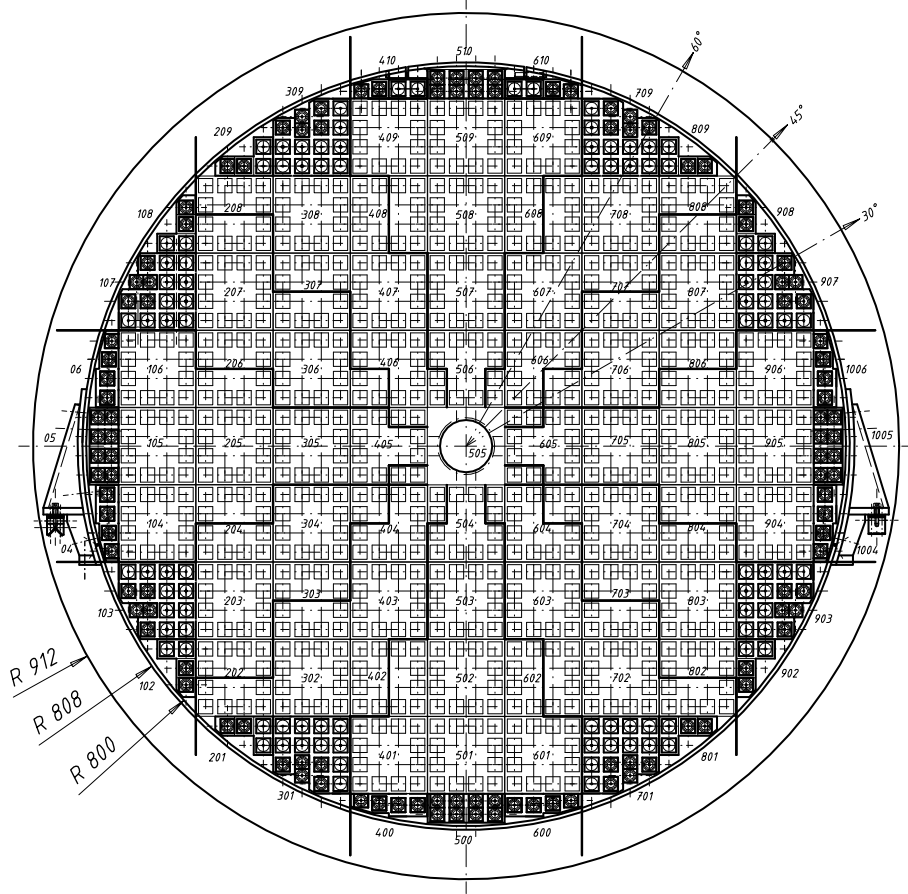


Abb. 2.4: Blick auf das SpaCal in der $r\phi$ -Ebene.

eines Elektrons aus einem J/Ψ - oder Υ -Zerfall gebraucht. Für die Rekonstruktion des Vektormesons ist dabei eine möglichst genaue Energie-Messung im SpaCal nötig. In Kapitel 4 wird die Energie-Messung im SpaCal daher näher betrachtet. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils beträgt $\sigma_E/E \approx 7.5\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 2\%$.

2.2.4 Trigger-System

Die Strahlkreuzrate bei HERA beträgt ca. 10 MHz. Bei der Mehrzahl der Ereignisse handelt es sich jedoch um Untergrundereignisse, die durch Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit der Strahlrohrwand oder dem im Rohr verbliebenen Restgas entstehen. Diese Ereignisse sind nicht von Interesse und sollen nicht aufgezeichnet werden. Die Aufgabe, interessierende physikalische Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen, übernimmt das Triggersystem. Es wird ein vierstufiges System verwendet, das

die Ereignisrate von 10 MHz auf etwa 10 Hz senken und dabei die Totzeit des Detektors möglichst gering halten soll. Unter der Totzeit versteht man die Zeit, in der keine Daten gemessen werden können, weil gerade Daten eines vorhergehenden Ereignisses aus dem Detektor ausgelesen und gespeichert werden.

Die einzelnen Stufen des Systems sollen im folgenden vorgestellt werden.

Stufe 1

Die Triggerstufe 1 (*Level 1*, L1) besteht aus einem Schieberegister, in welchem die Daten von 24 Strahlkreuzungen zwischengespeichert werden. Durch diese vorübergehende Speicherung steht auf Stufe 1 eine Zeit von $2.3\mu s$ zur Verfügung, um eine Triggerentscheidung zu treffen.

Informationen für die Triggerentscheidung werden von diversen Detektorkomponenten in Form von 256 Trigger-Elementen zur Verfügung gestellt. Aus diesen werden durch logische Verknüpfungen 128 Subtrigger gebildet. Wird ein Ereignis von einem der Subtrigger akzeptiert, wird das Schieberegister angehalten und die Daten des Ereignisses an die nächste Triggerstufe weitergereicht, womit die Totzeit des Detektors beginnt.

Durch die erste Triggerstufe wird die Ereignisrate auf etwa 5 kHz reduziert. Für einzelne Subtrigger kann die Auslöserate zu hoch werden, um sie zu reduzieren wird dem Subtrigger ein *prescale factor* f zugewiesen. Dies hat zur Folge, dass von f Ereignissen, die von diesem Subtrigger akzeptiert wurden, $f - 1$ verworfen werden – es sei denn, sie wurden von einem anderen Subtrigger akzeptiert.

Stufe 2

Auf Stufe 2 stehen sämtliche Informationen der L1-Triggerelemente zur Verfügung. Diese werden von bis zu 16 neuronalen Netzen und 16 topologischen Bedingungen verarbeitet, deren Aufgabe es ist, L1-Trigger hoher Raten zu reduzieren, indem sie Signaturen bestimmter Ereignistypen erkennen.

Die Trigger-Elemente auf Stufe 2 sind mit einem Subtrigger auf Stufe 1 verbunden. Nur wenn der L1-Subtrigger und das dazugehörige L2-Triggerelement ein Ereignis akzeptieren, wird die Auslese des gesamten Detektors gestartet und die Daten an die

nächste Triggerstufe, d.h. momentan an die Stufe 4 weitergereicht. Wird das Ereignis von den L2-Triggerelementen nicht akzeptiert, wird das Schieberegister der ersten Stufe neu gestartet.

Die zweite Triggerstufe reduziert die Ereignisrate auf etwa 50 Hz, für die Triggerentscheidung stehen ca. $20\mu s$ zur Verfügung.

Stufe 3

Die Triggerstufe 3 befindet sich noch im Aufbau und ist momentan nicht in Betrieb. In Zukunft soll der neue H1-Spurtrigger, der *Fast Track Trigger* (FTT), der seit 2005 bereits auf den Stufen 1 und 2 eingesetzt wird, auf Stufe 3 Triggerentscheidungen treffen können, denen ein weit größerer Teil der Detektorinformation als auf Stufe 1 und 2 zugrunde liegt.

Stufe 4

Die Triggerstufe 4 ist im Gegensatz zu den ersten drei Stufen komplett in Software realisiert und läuft asynchron ab. Hier findet nach der Übertragung der vollen Detektorinformation eine Rekonstruktion und Klassifikation der Ereignisse statt, wobei die Ereignisrate auf die geforderten 10 Hz reduziert wird.

3 Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird die Selektion der in der Analyse verwendeten Daten beschrieben. Die Analyse erstreckt sich über die gesamten in den Jahren 2004 und 2005 am H1-Detektor gemessenen Daten. Es sollen Ereignisse untersucht werden, in denen ein Vektormeson (J/Ψ oder Υ) in ein Elektron und ein Positron (im folgenden synonym als Elektronen bezeichnet) zerfällt, wobei ein Elektron als Spur in der zentralen Spurkammer und das andere Elektron als Energiedeposition (*Cluster*) im SpaCal nachgewiesen wird. Aufgrund dieser Ereignisgeometrie werden solche Ereignisse auch als *track-cluster*-Ereignisse bezeichnet.

Zunächst wird ein allgemeiner Datensatz vorselektiert, der Ereignisse dieses Typs enthält. Im folgenden werden weitere Selektionskriterien gefordert, um angereicherte Datensätze mit J/Ψ - respektive Υ -Kandidaten zu erhalten.

3.1 Vorselektion

Da im Lauf der Analyse unter anderem die Effizienz des “ J/Ψ -Finders” untersucht werden soll, kann dieser nicht zur Selektion der Daten verwendet werden.

Es wird deshalb zunächst ein allgemeiner Datensatz vorselektiert, der Ereignisse enthält, die folgenden Kriterien entsprechen: Im Zentralbereich des Detektors werden ein oder zwei Spuren gefunden und in den Kalorimetern werden bis zu drei Teilchen als Elektronen identifiziert (s. Tab. 3.1). Es werden bis zu drei Elektronen zugelassen, da auch solche Ereignisse betrachtet werden sollen, bei denen das gestreute Elektron im Detektor nachgewiesen wird. Außerdem werden zwei Spuren zugelassen, da sich der Winkelbereich des SpaCals und der zentralen Spurkammer überlappen, wodurch ein Elektron, dass als *Cluster* im äußeren Bereich des SpaCals nachgewiesen wird, ebenfalls

als Spur in der zentralen Spurkammer in Erscheinung tritt.

In einem weiteren Schritt wird gefordert, dass nur dann eine zweite Spur in der zentralen Spurkammer vorhanden sein darf, wenn diese Spur mit einem *Cluster* im SpaCal verbunden ist. Weiterhin werden nur Ereignisse selektiert, bei denen ein oder zwei *Cluster* im SpaCal identifiziert wurden.

Um Untergrundereignisse aus Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr oder dem Restgas im Strahlrohr zu eliminieren, werden Ereignisse verworfen, deren Primärvertex mehr als 30 cm vom nominellen Vertex liegt.

$1 \leq \text{NumCentralTracks} \leq 2$	Anzahl Spuren im Zentralbereich. Bei zwei Spuren muss eine mit einem Cluster im SpaCal verbunden sein.
$\text{NumEmParts} \leq 3$	Anzahl identifizierter Elektronen. Ein oder zwei davon müssen im SpaCal liegen.
$ z_{Vtx} < 30 \text{ cm}$	z-Koordinate des Vertex

Tab. 3.1: Vorselektion

3.1.1 Spur-Selektion

Die Spurselektion findet mit Hilfe einer standardisierten Rekonstruktionssoftware statt, der Lee-West-Spurselektion [Wes97]. Es werden Bedingungen an den Mindesttransversalimpuls sowie die radiale Spurlänge gestellt. Zudem wird verlangt, dass die Spur vom Primärvertex stammt.

Mit “Spur” ist im folgenden immer eine Lee-West-Spur gemeint. Zur Elektronidentifizierung der Spuren wird das LAr-Kalorimeter verwendet, dazu wird die Spur in das Kalorimeter extrapoliert.

Mit Hilfe des KALEP-Algorithmus [Sch94] wird aus dem Verhältnis E/p von gemessener Energie im Kalorimeter und Impuls aus der Spurkrümmung sowie der Schauerausdehnung im Kalorimeter jeder Spur eine Elektron-Qualität zugeordnet. Es werden vier Qualitätsstufen unterschieden:

$Q_e = 3$	gutes Elektron, weniger als 1-2% fehlidentifizierte Pionen
$Q_e = 2$	mittleres Elektron, etwa 5% fehlidentifizierte Pionen
$Q_e = 1$	schlechtes Elektron, etwa 10% fehlidentifizierte Pionen
$Q_e = 0$	kein Elektron

Tab. 3.2 listet alle Selektionskriterien auf, denen die Spur-Kandidaten genügen müssen. θ , p und p_t bezeichnen Polarwinkel, Impuls und Transversalimpuls des Spur-Kandidaten, DCA ist der kleinste Abstand der Spur zur Strahlachse (*distance of closest approach*), r_{start} und l_{rad} bezeichnen den radialen Abstand des Anfangspunktes der Spur von der Strahlachse und die radiale Länge der Spur. Eine Elektronenqualität größer Null wird gefordert, um von vornherein Pion-Spuren auszuschließen.

20°	$<$	θ	$<$	160°
p	$>$	$0,6$	GeV/c	
p_t	$>$	$0,15$	GeV/c	
DCA	$<$	$2,0$	cm	
r_{start}	$<$	50	cm	
l_{rad}	$>$	10	cm für $\theta < 150^\circ$	
l_{rad}	$>$	5	cm für $\theta > 150^\circ$	
Q_e	$>$	0		

Tab. 3.2: Selektionsschnitte der Spur-Kandidaten

3.1.2 Cluster-Selektion

Als *Cluster*-Kandidaten werden Cluster im SpaCal selektiert, die den Bedingungen in Tab. 3.3 genügen. Dabei bezeichnen E , θ und r Energie, Polarwinkel und Radius des Clusters. E_{had} ist die Energie im hadronischen Teil des SpaCals hinter dem elektromagnetischen Cluster, auf die geschnitten wird, um von hadronischen Teilchen erzeugte Cluster von der Selektion auszuschließen.

Die Grenzen für den Winkel θ ergeben sich aus der Geometrie des SpaCals.

3.1.3 Daten der Vorselektion

Im betrachteten Zeitraum 2004 bis 2005 erhält man nach der Vorselektion einen Datensatz mit 637865 Ereignissen.

E	$>$	4 GeV
153°	$<$	$\theta < 177^\circ$
r	$<$	4 cm
E_{had}	$<$	$0,5 \text{ GeV}$

Tab. 3.3: Selektionsschnitte der Cluster-Kandidaten

Kenngößen der selektierten Spuren und Cluster sind in Abb. 3.1 dargestellt: Energie (a) und Winkel θ (b) des Clusters, Impuls (c), Transversalimpuls (d), Winkel θ (e) der Spur. Für die Spur wird weiterhin die Elektron-Qualität Q_e (f) dargestellt.

In dem nun verbliebenen Datensatz werden alle Kombinationsmöglichkeiten aus je einer Spur in der zentralen Spurkammer (die nicht mit einem Cluster im SpaCal verbunden ist) und einem Cluster im SpaCal gebildet.

Unter Annahme der Hypothese, dass die Spur und der Cluster von Zerfallselektronen aus einem J/Ψ oder Υ sind, wird die invariante Masse und Schwerpunktsenergie des Systems rekonstruiert. Diese sind in Abb. 3.2 für den Datensatz der Vorselektion dargestellt.

3.2 Selektion von J/Ψ -Kandidaten

Zur Selektion von J/Ψ -Kandidaten werden auf den Datensatz der Vorselektion weitere Schnitte angewandt. Ein Übersicht über alle verwendeten Schnitte ist in Tab. 3.4 gegeben. Im folgenden werden die einzelnen Selektionskriterien näher beschrieben.

Die Größen, auf die zur Selektion geschnitten wird, sind in Abb. 3.3 dargestellt.

Zusätzlich zu den in Abschnitt 3.1 angeführten Schnitten auf den Winkel θ der beiden Elektronen-Kandidaten wird der Winkel θ der Spur sowie die Differenz der Winkel ϕ von Spur und Cluster auf den Bereich größer 90° eingeschränkt.

Nachdem in der Vorselektion bereits Ereignisse, deren Spur eine Elektron-Qualität von 0 aufweisen, verworfen wurden, wird die nun die schärfere Forderung gestellt, dass nur gute Elektronen mit einer Qualität von 3 zugelassen werden. Dies reduziert die Zahl der Untergrundereignisse erheblich.

Durch einen Schnitt auf den Transversalimpuls der Spur $p_{t,track}$ werden vor allem Untergrundereignisse im Bereich kleiner Massen unterdrückt.

Um J/Ψ -Kandidaten zu selektieren, wird auf ein Masse-Fenster um die Massenresonanz des J/Ψ geschnitten. Das Fenster ist nicht symmetrisch um den Literaturwert der Masse gewählt, da beim Elektron-Zerfalls-Kanal ein Energieverlust des Spur-Elektrons und damit ein “Strahlungsschwanz” in Richtung kleinerer Massen erwartet wird.

In Abb. 3.2 c) und 3.4 c) ist zu sehen, dass ein Großteil der Untergrundereignisse bei hohen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ zu finden ist. Daher wird auch auf $W_{\gamma p}$ geschnitten. Wegen des ebenfalls angewandten Schnitts auf das Masse-Fenster handelt es sich hierbei allerdings nicht um einen harten Schnitt, wie in Abb. 3.4 b) zu sehen ist.

Nach Anwendung aller Schnitte verbleiben 17534 Ereignisse mit J/Ψ -Kandidaten. In Tab. 3.5 ist für jeden Schnitt die Anzahl der Ereignisse vor diesem Schnitt (und nach Anwendung aller anderen Schnitte) sowie die prozentuale Reduktion der Ereigniszahl durch diesen Schnitt aufgeführt. Hier ist zu erkennen, dass neben der Beschränkung auf den Bereich der J/Ψ -Masse vor allem die Schnitte auf den Transversalimpuls der Spur $p_{t,track}$ und die Elektron-Qualität der Spur Q_e zu einer deutlichen Reduktion der Ereigniszahlen führen.

Einer graphische Darstellung dieses Sachverhalts ist in Abb. 3.5 zu sehen. Hier ist der Anteil der Ereignisse, die durch Anwendung eines Schnitts nicht verworfen werden, in Abhängigkeit von der Masse dargestellt.

	J/Ψ	Υ
Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System	$W_{\gamma p} < 270 \text{ GeV}$	$W_{\gamma p} < 270 \text{ GeV}$
Transversalimpuls der Spur	$p_{t,track} > 0.8 \text{ GeV}/c$	$p_{t,track} > 1.5 \text{ GeV}/c$
Polarwinkel der Spur	$\theta_{track} > 90^\circ$	$\theta_{track} > 20^\circ$
Elektron-Qualität der Spur	$Q_e = 3$	$Q_e = 3$
Azimutalwinkel-Differenz der beiden Elektronen	$ \phi_{Spur} - \phi_{Cls} > 90^\circ$	$ \phi_{Spur} - \phi_{Cls} > 90^\circ$
Invariante Masse des Systems [GeV/c^2]	$2.6 < M_{ee} < 3.4$	$7.5 < M_{ee} < 10.5$

Tab. 3.4: Selektionsschnitte des J/Ψ - und des Υ -Datensatz

Schnitt	Ereigniszahl vor Schnitt	Reduktion durch Schnitt
$W_{\gamma p} < 270 \text{ GeV}$	17627	0.5%
$p_{t,track} > 0.8 \text{ GeV}/c$	22862	23.3%
$\theta_{track} > 90^\circ$	17670	0.8%
$Q_e = 3$	25928	32.4%
$ \phi_{Spur} - \phi_{Cls} > 90^\circ$	19120	8.3%
$2.6 < M_{ee} [\text{GeV}/c^2] < 3.4$	36360	51.8%

Tab. 3.5: Reduktion der Ereigniszahlen durch Anwendung einzelner Schnitte auf den J/Ψ -Datensatz

3.3 Selektion von Υ -Kandidaten

Zur Selektion von Υ -Kandidaten werden ähnliche Schnitte wie bei der Selektion von J/Ψ -Kandidaten verwendet. Im folgenden werden daher nur die Abweichungen von den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Schnitten beschrieben.

Eine Übersicht über alle verwendeten Schnitte gibt Tab. 3.4.

Die Begrenzung des Winkels θ der Spur auf hohe Werte stellt praktisch einen Energie-Schnitt dar, der Ereignisse mit kleiner Schwerpunktsenergie und hoher invarianter Masse unterdrückt. Wegen der deutlich höheren Masse des Υ -Mesons verglichen mit der des J/Ψ -Meson muss dieser Schnitt für die Υ -Selektion modifiziert werden.

Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts der Υ -Produktion und dem dadurch deutlich verschlechterten Signal-zu-Rausch-Verhältnis müssen für die Υ -Selektion härtere Schnitte angewandt werden.

Wegen der hohen Masse des Υ wird für die Zerfallsprodukte ein höherer Impuls erwartet, weshalb ein härterer Schnitt von $1,5 \text{ GeV}/c$ auf den Transversalimpuls der Spur angewandt wird.

Natürlich wird für die Selektion von Υ -Kandidaten ein anderes Masse-Fenster gewählt, das aufgrund der geringeren Statistik auch einen größeren Bereich umfasst.

Der Schnitt auf die Schwerpunktsenergie wird bei der Υ -Selektion zwar beim gleichen Wert wie bei der J/Ψ -Selektion angesetzt, im Gegensatz zum J/Ψ werden im Masse-Fenster des Υ dadurch jedoch eine große Zahl von Ereignissen verworfen, die den Hauptbeitrag des Untergrunds darstellen.

Die Verteilung der e^+e^- -Masse nach der Υ -Selektion ist in Abb. 3.7 a) dargestellt.

Im Vergleich zum J/Ψ -Datensatz (Abb. 3.4 a) ist ein deutlich schlechteres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verzeichnen. Aufgrund der geringen Statistik kann auch die Wahl der Bin-Grenzen der verwendeten Histogramme einen Einfluss auf das Ergebnis haben. In Abb. 3.8 ist die e^+e^- -Masse darum in vier verschiedenen Histogrammen mit gegeneinander verschobenen Bin-Grenzen dargestellt.

In Abb. 3.7 a) und 3.8 ist deutlich zu erkennen, dass der selektierte Datensatz Ereignisse vom Typ $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$ mit *track-cluster*-Geometrie enthält. Diese wurden am H1-Experiment bisher noch nicht systematisch untersucht. Aufgrund mangelnder Statistik ist im Rahmen dieser Arbeit aber keine sinnvolle quantitative Analyse möglich. Die in den folgenden Kapiteln gemachten Betrachtungen über die Auswirkung der SpaCal-Energie-Kalibration auf die rekonstruierte Vektormeson-Masse und über die Trigger-Effizienzen wurden daher ausschließlich mit Hilfe des selektierten J/Ψ -Datensatzes gemacht.

3 Ereignisselektion

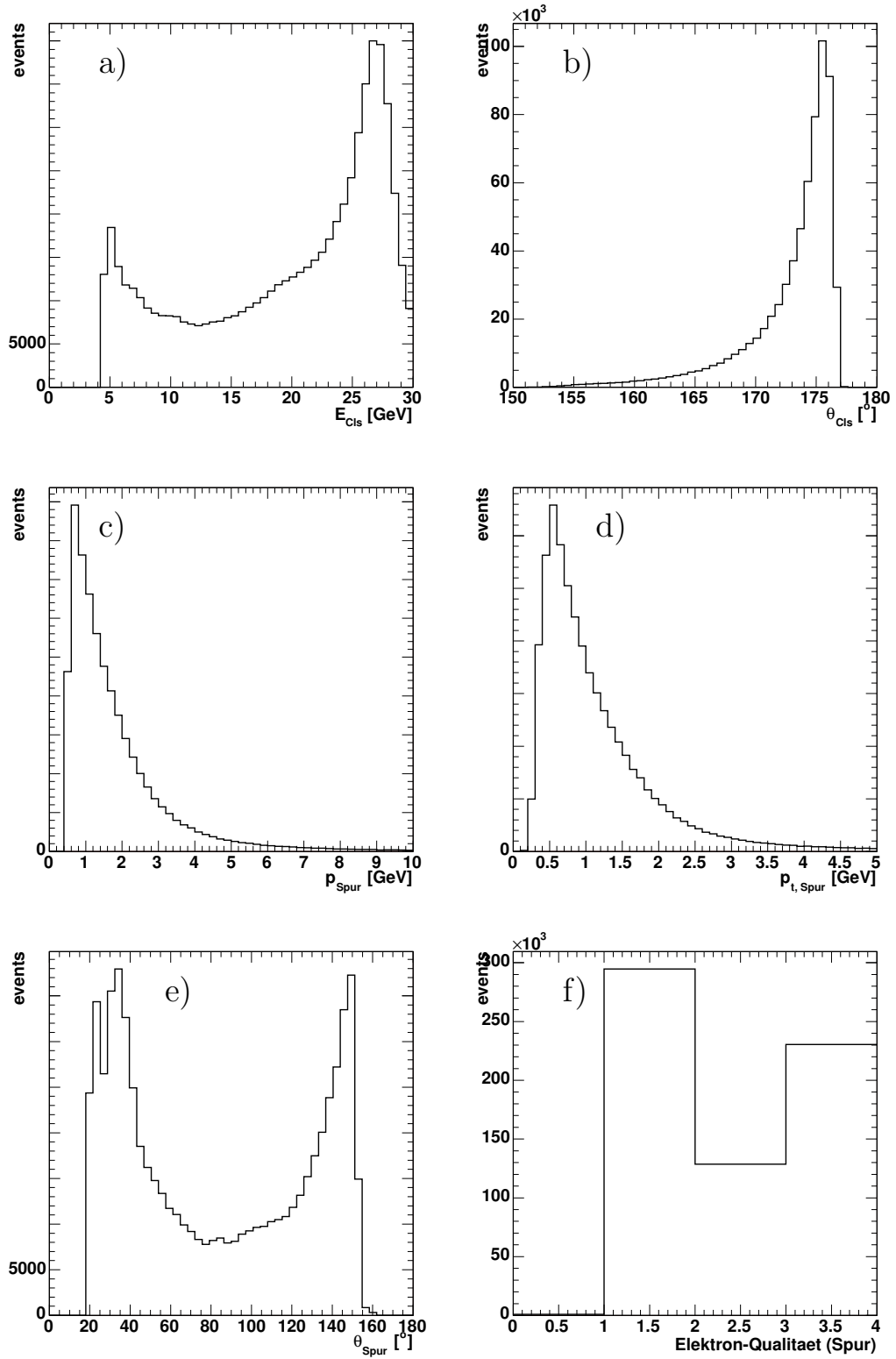


Abb. 3.1: Ungeschnittene Kenngrößen nach der Vorselektion

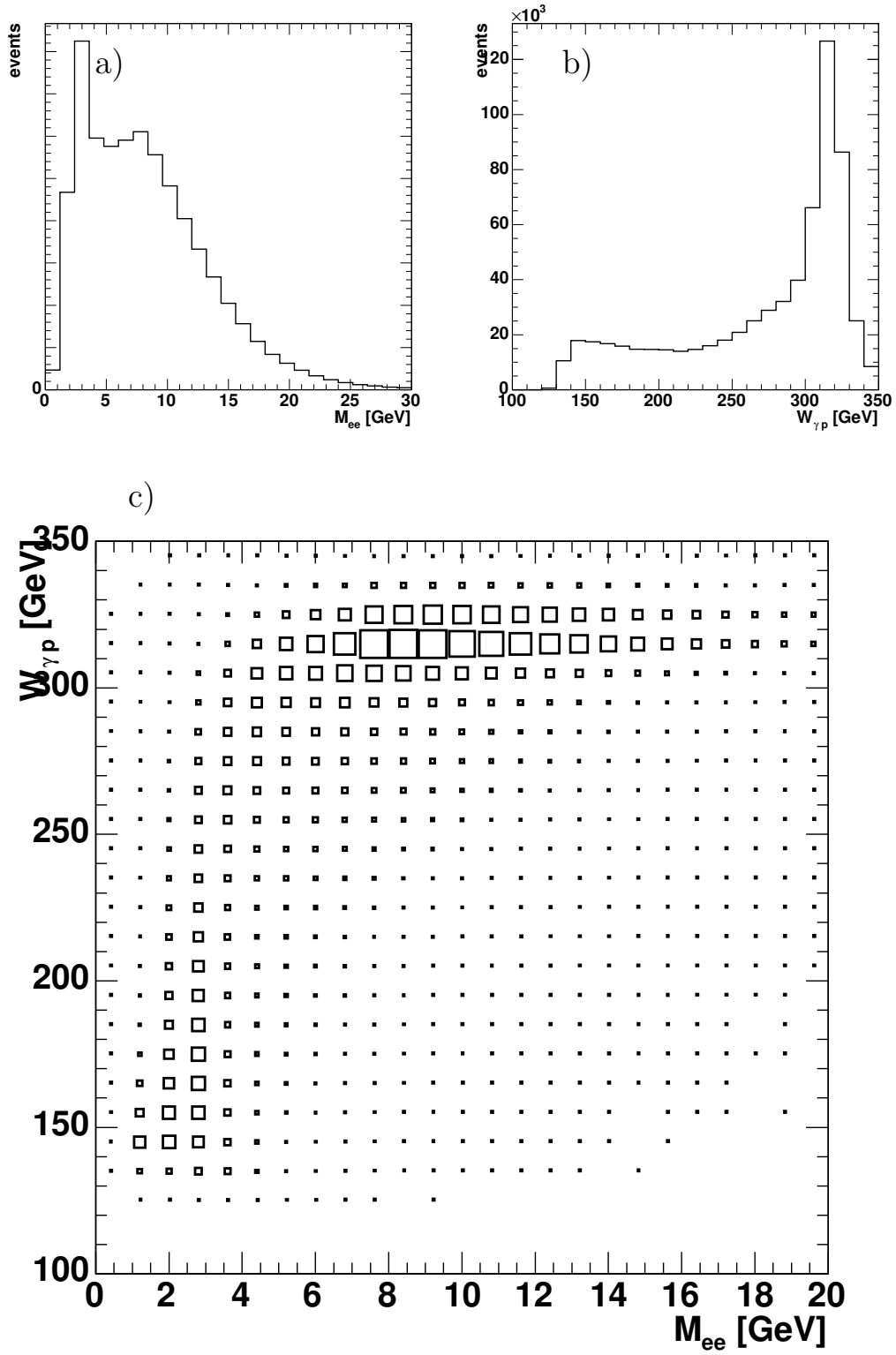


Abb. 3.2: Masse (a), Schwerpunktsenergie (b) und Schwerpunktsenergie gegen Masse (c) nach der Vorselektion

3 Ereignisselektion

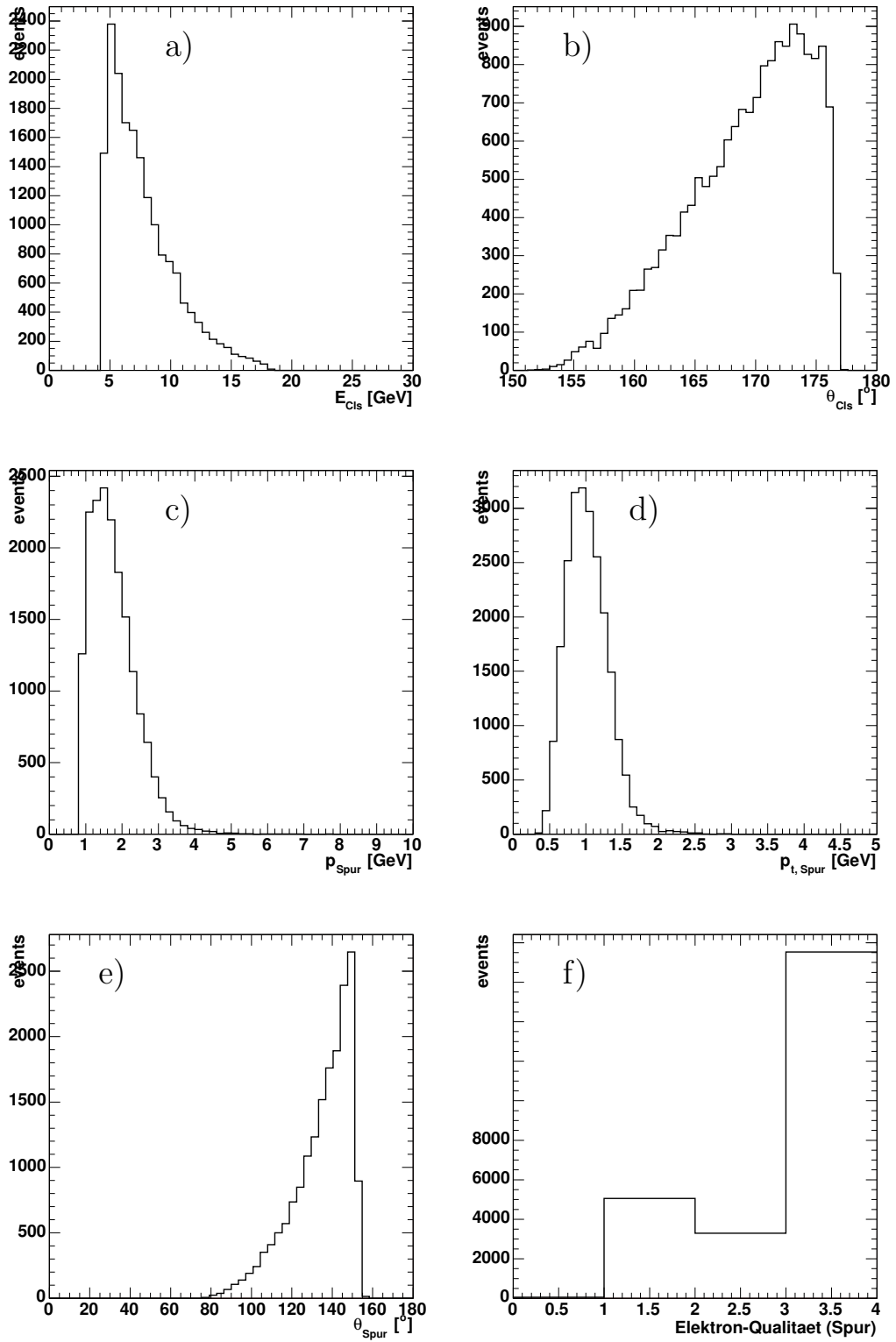


Abb. 3.3: Kenngrößen nach der J/ψ -Selektion. Alle Schnitte bis auf die der jeweils gezeigten Größe sind angewandt.

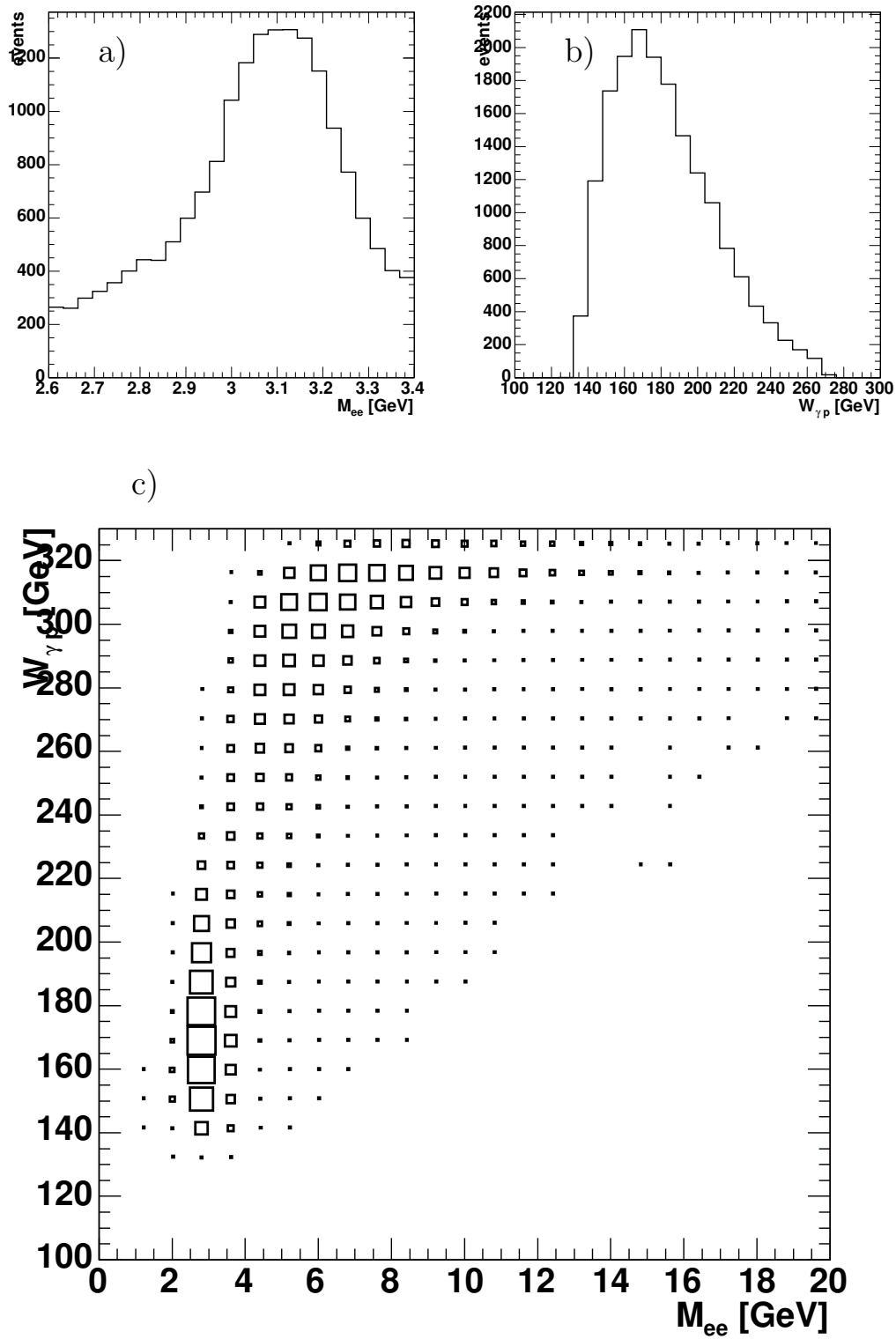


Abb. 3.4: Masse (a), Schwerpunktsenergie (b) und Schwerpunktsenergie gegen Masse (c) nach der J/Ψ -Selektion. In (a) sind alle Schnitte, in (b) alle bis auf $W_{\gamma p}$ und in (c) alle bis auf Masse und $W_{\gamma p}$ angewandt.

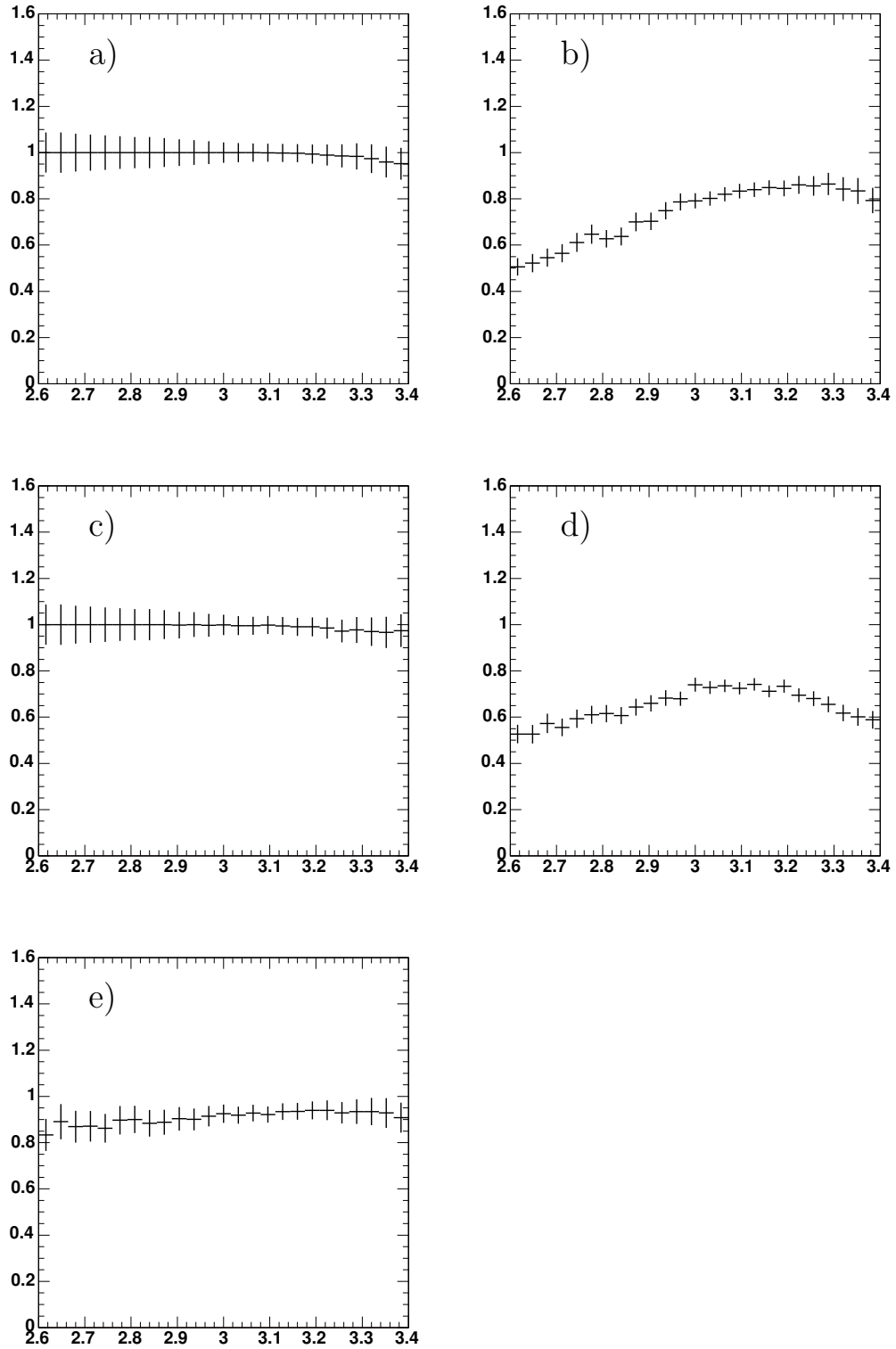


Abb. 3.5: Reduktion der Ereigniszahlen in Abhängigkeit von der e^+e^- -Masse durch Anwendung der Schnitte. Alle Schnitte sind angewandt, bis auf (a) $W_{\gamma p}$, (b) $p_{t,track}$, (c) θ_{track} , (d) Q_e , (e) $|\phi_{track} - \phi_{cluster}|$.

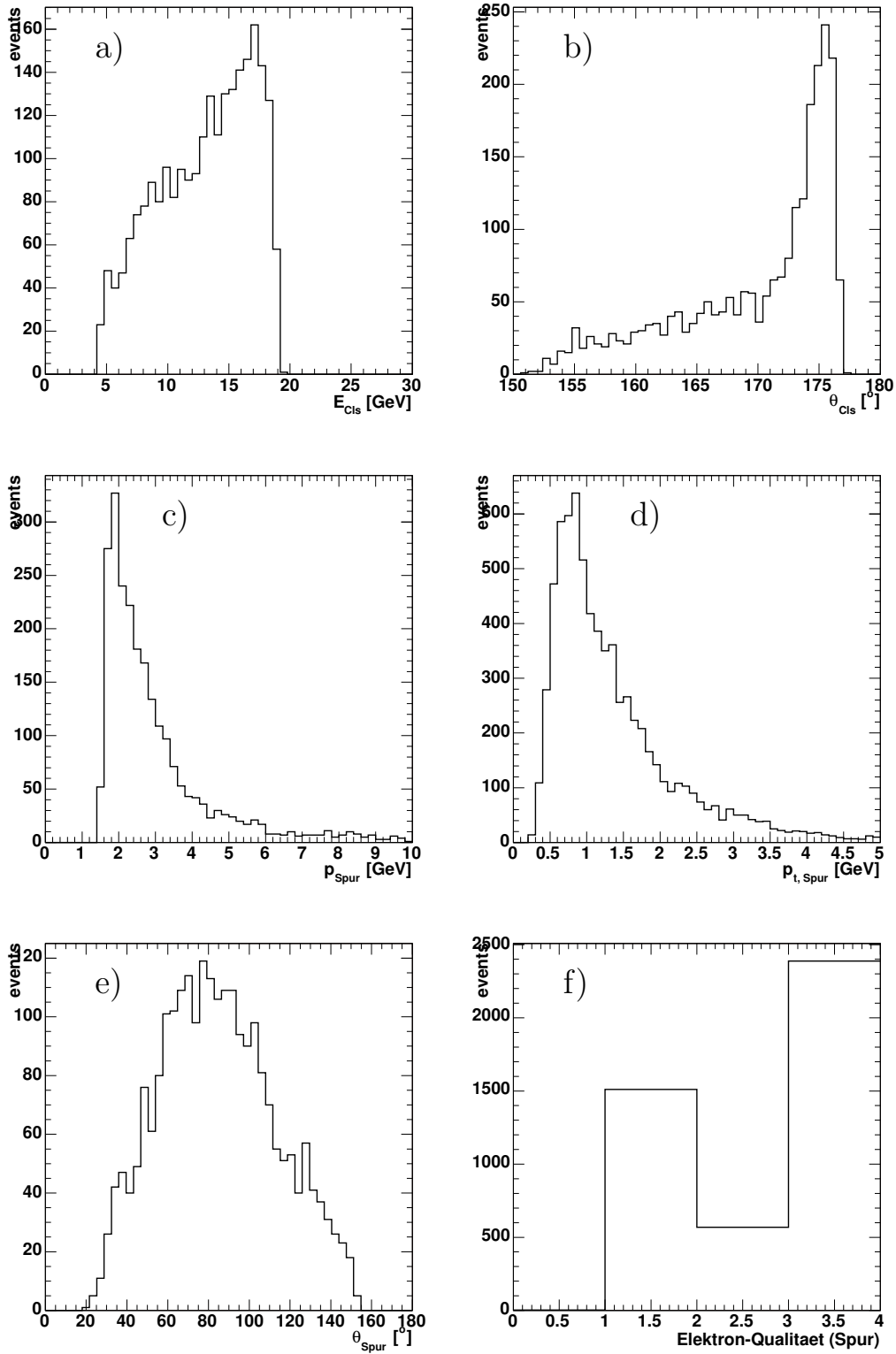


Abb. 3.6: Kenngrößen nach der Υ -Selektion. Alle Schnitte bis auf die der jeweils gezeigten Größe sind angewandt.

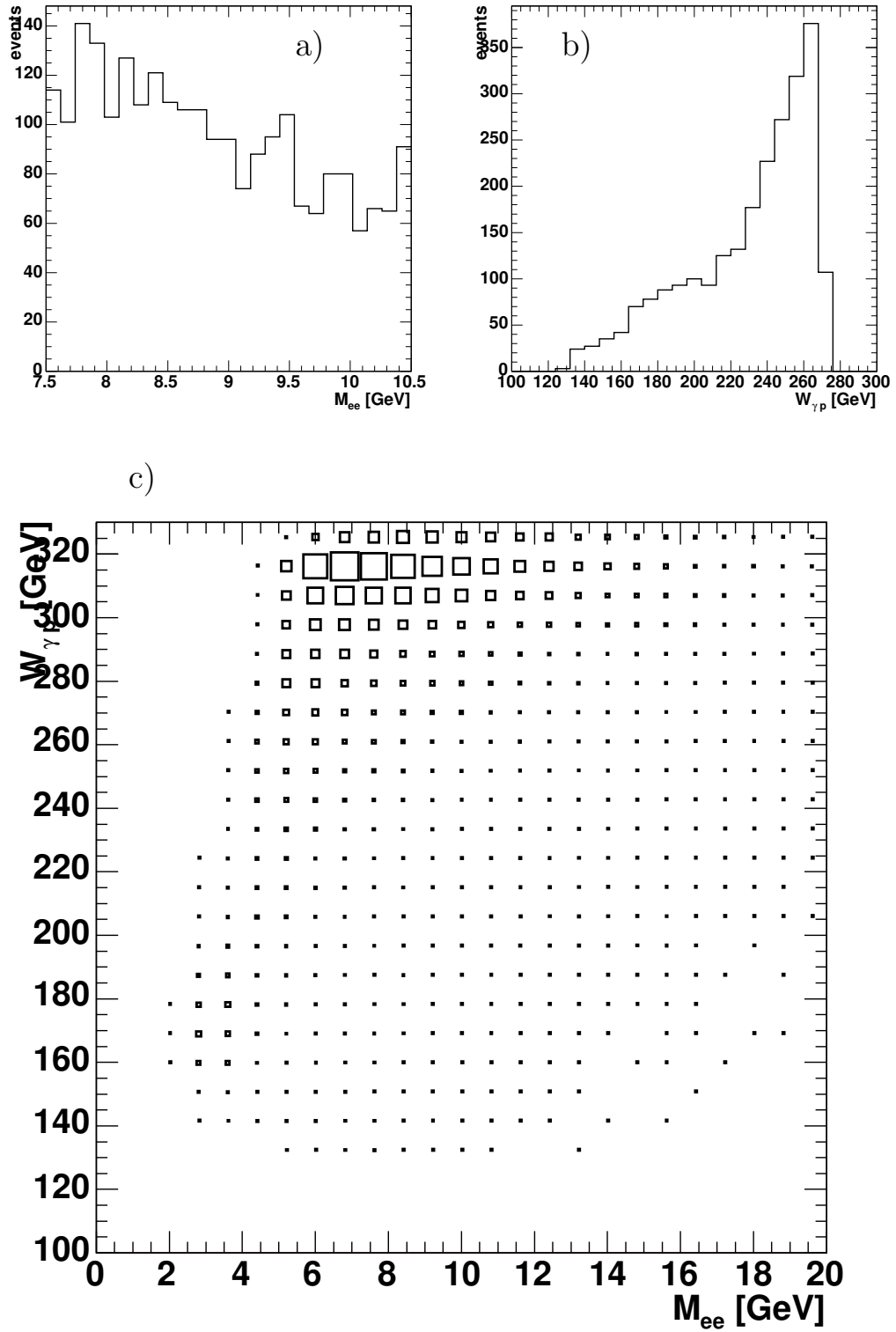


Abb. 3.7: Masse (a), Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (b) und $W_{\gamma p}$ gegen Masse (c) nach der Υ -Selektion. In a) und b) sind alle Schnitte angewandt, in c) alle Schnitte bis auf Masse und $W_{\gamma p}$.

h1

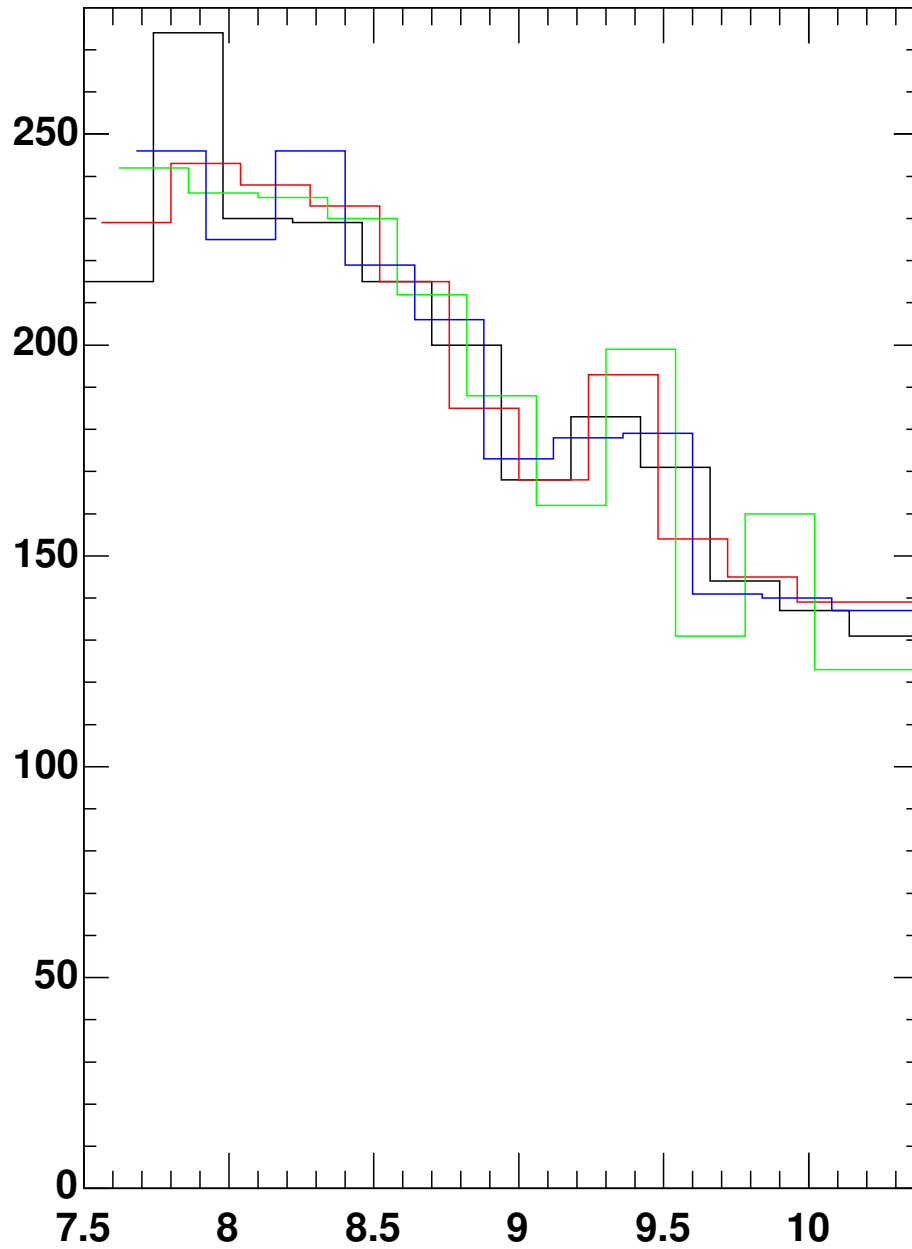


Abb. 3.8: e^+e^- -Masse nach der Υ -Selektion. Es sind vier verschiedene Histogramme mit gegeneinander verschobenen Bin-Grenzen überlagert dargestellt.

4 Energiemessung im SpaCal

Der elektromagnetische Teil des Spaghetti-Kalorimeters (SpaCal) ist vor allem zur Detektion des gestreuten Elektrons ausgelegt, die Energiemessung im SpaCal ist daher auf die Energie des Elektronen-Strahls von 27.5 GeV optimiert. Bei kleineren Energien weicht die im SpaCal gemessene Energie von der tatsächlichen Energie des Elektrons ab. Hierdurch wird auch die rekonstruierte invariante Masse der J/Ψ - bzw. Υ -Kandidaten verfälscht.

Um diesen Effekt zu kompensieren, wird eine Kalibration der im SpaCal gemessenen Energien vorgenommen. Die Durchführung der Kalibration ist nicht Thema dieser Arbeit, die Kalibration wird lediglich auf die verwendeten Daten angewandt. Im folgenden wird die Kalibrationsmethode und die Auswirkung der Kalibration auf die Massenmessung beschrieben.

4.1 Cluster-Energie-Kalibration mit QED-Compton-Daten

Die Durchführung der Kalibration ist detailliert in [Len01] beschrieben. Hier wird daher nur ein Überblick gegeben.

Die Energie-Kalibration des SpaCal wird mit Hilfe eines Datensatzes von elastischen QED-Compton-Ereignissen vorgenommen. Feynman-Graphen der niedrigsten Ordnung des QED-Compton-Prozess sind in Abb. 4.1 zu sehen. Bei diesen Ereignissen werden ein Photon und ein Elektron im SpaCal detektiert. Die Energie der Teilchen kann mit der *double-angle*-Methode aus der Messung ihrer Streuwinkel genau bestimmt werden, wodurch sich solche Ereignisse gut zur Kalibration der Energiemessung verwenden las-

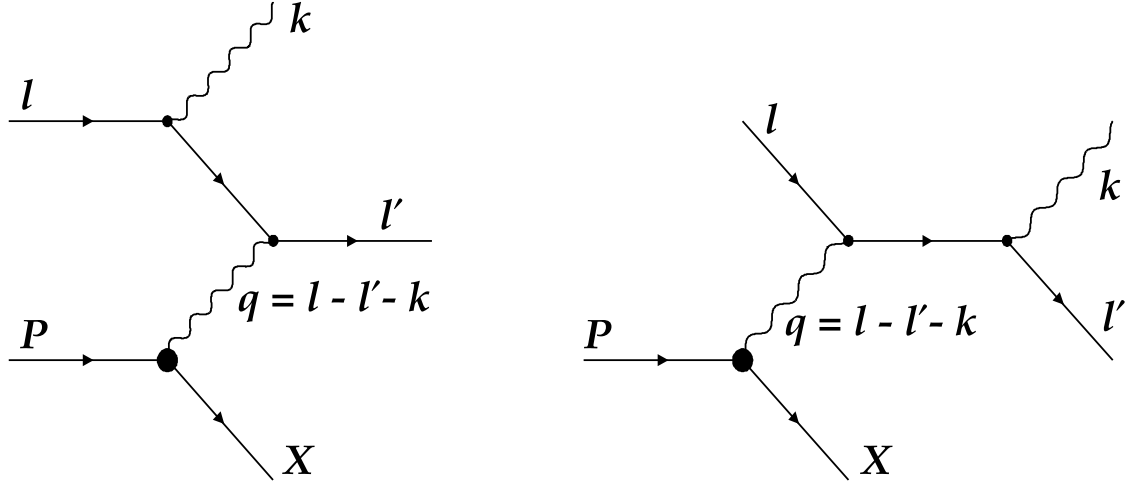


Abb. 4.1: Feynman-Graphen der niedrigsten Ordnung des QED-Compton-Prozess.

sen.

4.1.1 Bestimmung der Kalibration

Aus der berechneten *double-angle*-Energie E_{da} und der im SpaCal gemessenen Energie E_m kann die Abweichung von der Linearität ΔL der Energiemessung bestimmt werden:

$$\Delta L = \frac{E_m - E_{da}}{E_{da}}$$

Für Monte-Carlo-Ereignisse kann die gemessene Energie auch mit der generierten Energie E_g verglichen und die Abweichung $\Delta L'$ bestimmt werden:

$$\Delta L' = \frac{E_m - E_g}{E_g}$$

ΔL wird in Abhängigkeit von E_{da} aufgetragen und getrennt für Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse durch eine Fit-Funktion der Form

$$f(E) = a + \frac{b}{1 - \exp(cE)}$$

beschrieben. Um auch eine etwaige Winkelabhängigkeit der Energiemessung im SpaCal zu berücksichtigen wird das SpaCal in acht Oktanten unterteilt und die Fit-Parameter für jeden Oktanten separat bestimmt. Aus den Werten von ΔL für Daten und Monte

Carlo erhält man somit die Fit-Funktionen f^{data} und f^{MC} . Für die Verteilung von $\Delta L'$ wird in gleicher Weise eine Fit-Funktion $f^{gen}(E)$ bestimmt.

4.1.2 Anwendung der Kalibration

Mit Hilfe der so bestimmten Fit-Funktionen erfolgt die Anwendung der Kalibration auf die gemessene Energie in zwei Schritten. Zunächst wird die gemessene Energie der Daten-Ereignisse so angehoben, dass sie der “gemessenen” Energie der Monte-Carlo-Ereignisse entspricht:

$$E'_m = E_m \frac{1 + f^{MC}(E_m)}{1 + f^{data}(E_m)}$$

Für Monte-Carlo-Ereignisse entfällt dieser Schritt ($E'_m = E_m$).

In einem zweiten Schritt werden sowohl für Daten- als auch für Monte-Carlo-Ereignisse die Energien nochmals angehoben, um der tatsächlichen Energie der Teilchen möglichst nahe zu kommen:

$$E_f = \frac{E'_m}{1 + f^{gen}(E'_m)}$$

Die Auswirkung der Kalibration auf die Clusterenergie ist für die in dieser Analyse verwendeten Daten in Abb. 4.2 und 4.3 zu sehen, wobei einmal alle Cluster der Vorselektion (mit Energien bis 30 GeV) und einmal nur die Cluster, die von einem J/Ψ -Zerfalls-Elektron erzeugt wurden (mit Energien bis 20 GeV) selektiert wurden. Insbesondere fällt die hohe relative Korrektur von bis zu 9% bei niedrigen Clusterenergien auf.

4.2 Auswirkung der Kalibration auf J/Ψ -Masse

Die fehlerhafte Messung der Energie von Clustern niedriger Energie im SpaCal verfälscht die rekonstruierte invariante Masse des J/Ψ -Kandidaten. Um diesen Effekt und die Auswirkung der Kalibration darauf zu untersuchen, wird die invariante Masse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ betrachtet.

In Abb. 4.4 ist die rekonstruierte Masse aller J/Ψ -Kandidaten über den gesamten

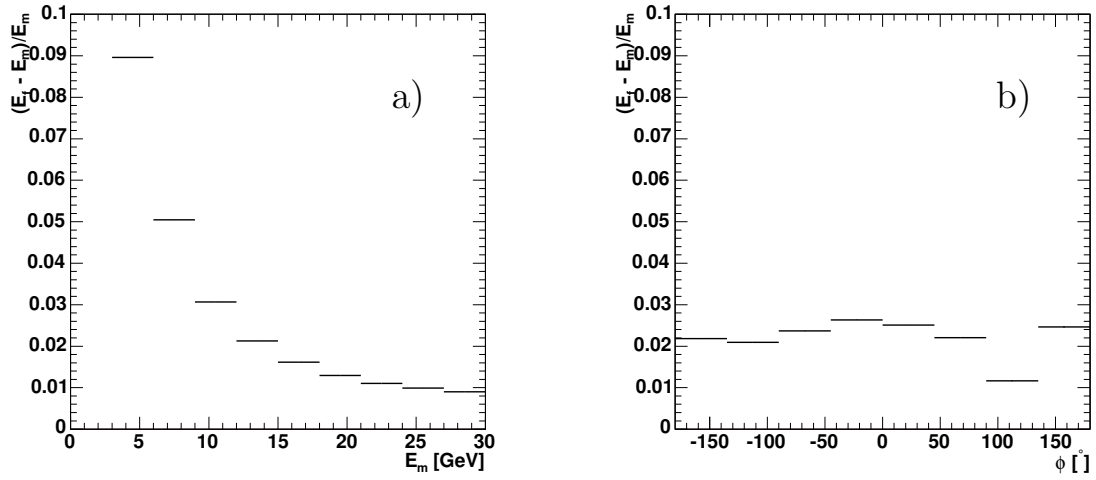


Abb. 4.2: Relative Änderung der Clusterenergie durch die Kalibration in Abhängigkeit von der gemessenen Clusterenergie (a) und vom Winkel ϕ (b). Gezeigt sind die Daten aller Cluster der Vorselektion.

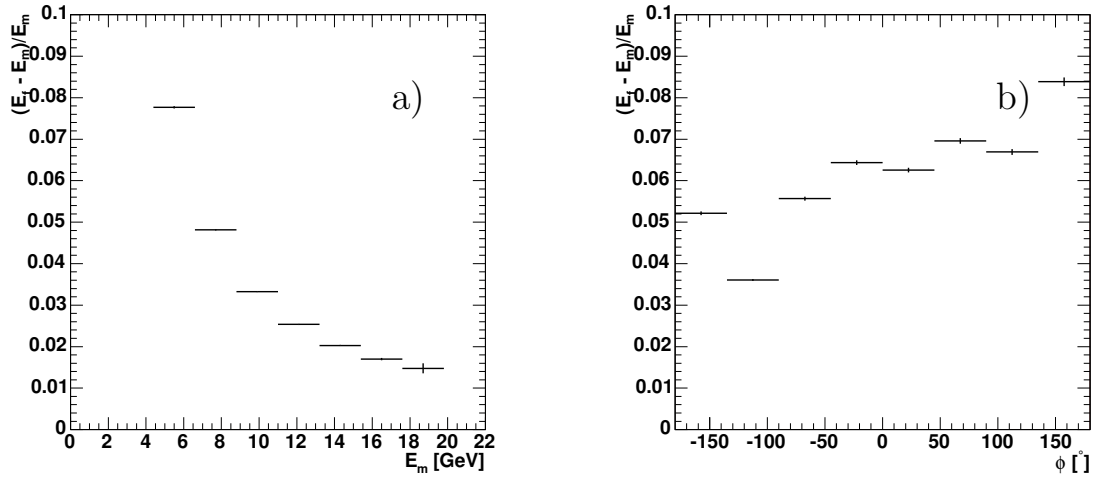


Abb. 4.3: Relative Änderung der Clusterenergie durch die Kalibration in Abhängigkeit von der gemessenen Clusterenergie (a) und vom Winkel ϕ (b). Gezeigt sind nur die Daten der Zerfallselektronen aus selektierten J/Ψ -Kandidaten.

untersuchten $W_{\gamma p}$ -Bereich dargestellt, wobei in Abb. 4.4 a) die unkalibrierte und in 4.4 b) die kalibrierte Cluster-Energie zur Rekonstruktion verwendet wurde.

In beiden Fällen wird eine Funktion der Form

$$f(M) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}(\sigma + \xi(|M - M_0| - (M - M_0)))} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{M - M_0}{\sigma + \xi(|M - M_0| - (M - M_0))}\right)^2\right)$$

an die Massenverteilung angepasst. Hierbei handelt es sich um eine asymmetrische Gaußkurve. Die Parameter des Fits sind:

N	Anzahl der Signalereignisse
M_0	Position des Maximums
σ	Breite der Verteilung
ξ	Asymmetrie-Parameter ($\xi = 0$ für eine gaußförmige Verteilung)

Während bei der Untersuchung des Myon-Zerfallskanals des J/Ψ eine einfache Gaußverteilung zur Beschreibung der Massenresonanz verwendet werden kann, wird für den Elektron-Zerfallskanal eine asymmetrische Kurve benötigt, um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass die Elektronen bereits während der Impulsmessung in der Spurkammer einen Energieverlust durch Bremsstrahlung erleiden, wodurch ein Strahlungsschwanz an der linken Flanke der Massenresonanz entsteht, der durch eine Funktion der oben genannten Form beschrieben werden kann.

Verbleibende Untergrundereignisse werden durch eine Polynomfunktion vierten Grades beschrieben.

Bereits in Abb. 4.4 ist zu erkennen, dass die Massenresonanz vor der Kalibration zu leichteren Massen verschoben ist. Deutlicher wird der Effekt, wenn die Massenverteilung in verschiedenen Bereichen der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ betrachtet wird. Dazu werden folgende sechs Bereiche ausgewählt:

I	135 GeV	$< W_{\gamma p} < 145$ GeV
II	145 GeV	$< W_{\gamma p} < 155$ GeV
III	155 GeV	$< W_{\gamma p} < 170$ GeV
IV	170 GeV	$< W_{\gamma p} < 185$ GeV
V	185 GeV	$< W_{\gamma p} < 205$ GeV
VI	205 GeV	$< W_{\gamma p} < 235$ GeV

In jedem $W_{\gamma p}$ -Bereich wird eine Fit-Funktion der oben beschriebenen Form an die Massenverteilung angepasst. Der Asymmetrie-Parameter ξ wird dabei aus dem Ergebnis der Anpassung an die gesamte Massenverteilung übernommen und fest gesetzt.

Die Verteilungen in den einzelnen Bereichen vor und nach der Kalibration sind in Abb. 4.5 resp. 4.6 zu sehen.

In jedem $W_{\gamma p}$ -Bereich wird mit Hilfe der Fit-Funktion die Position und Breite der Massenresonanz bestimmt. Die ermittelten Werte für die Position sind in Abb. 4.7 in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ dargestellt. Abb. 4.7 a) zeigt die Werte vor, Abb. 4.7 b) nach der Kalibration. Die Fehlerbalken der einzelnen Datenpunkte geben den vom Fit-Algorithmus ermittelten Fehler an. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis des Fits über den gesamten $W_{\gamma p}$ -Bereich dar, die schraffierte Fläche den dazugehörigen Fehler. Eine entsprechende Darstellung der Resonanzbreiten findet sich in Abb. 4.8.

4.3 Ergebnis

Abb. 4.7 zeigt eine deutliche Verbesserung in der Massenverteilung durch Kalibration der Energie-Messung im SpaCal. Die starke $W_{\gamma p}$ -Abhängigkeit des Resonanz-Maximums wird vermindert und das über den gesamten $W_{\gamma p}$ -Bereich ermittelte Maximum stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem Literaturwert der J/Ψ -Masse überein.

Dennoch ist auch nach Anwendung der Kalibration eine Abhängigkeit des Resonanz-Maximums von $W_{\gamma p}$ erkennbar, die eine mögliche Überkompensation der Kalibration vermuten lässt.

Auf die Bestimmung der Resonanzbreite hat die Anwendung der Kalibration zudem einen eher negativen Einfluß, wie in Abb. 4.8 zu sehen ist. Die über den gesamten $W_{\gamma p}$ -

Bereich ermittelte Breite steigt nach der Kalibration leicht an. In Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ zeigt die Breite ein weniger konstantes Verhalten als vor der Kalibration.

Anzumerken ist, dass die Kalibrations-Parameter aus QED-Compton-Ereignissen aus dem Jahr 1996 ermittelt wurden. Auch wenn die Kalibration insgesamt noch recht gute Ergebnisse liefert, könnten sich durch die beim Ausbau zu HERA-II getätigten Arbeiten Veränderungen im Verhalten des SpaCal ergeben haben, die eine erneute Kalibration der Energiemessung mit aktuellen Daten wünschenswert machen.

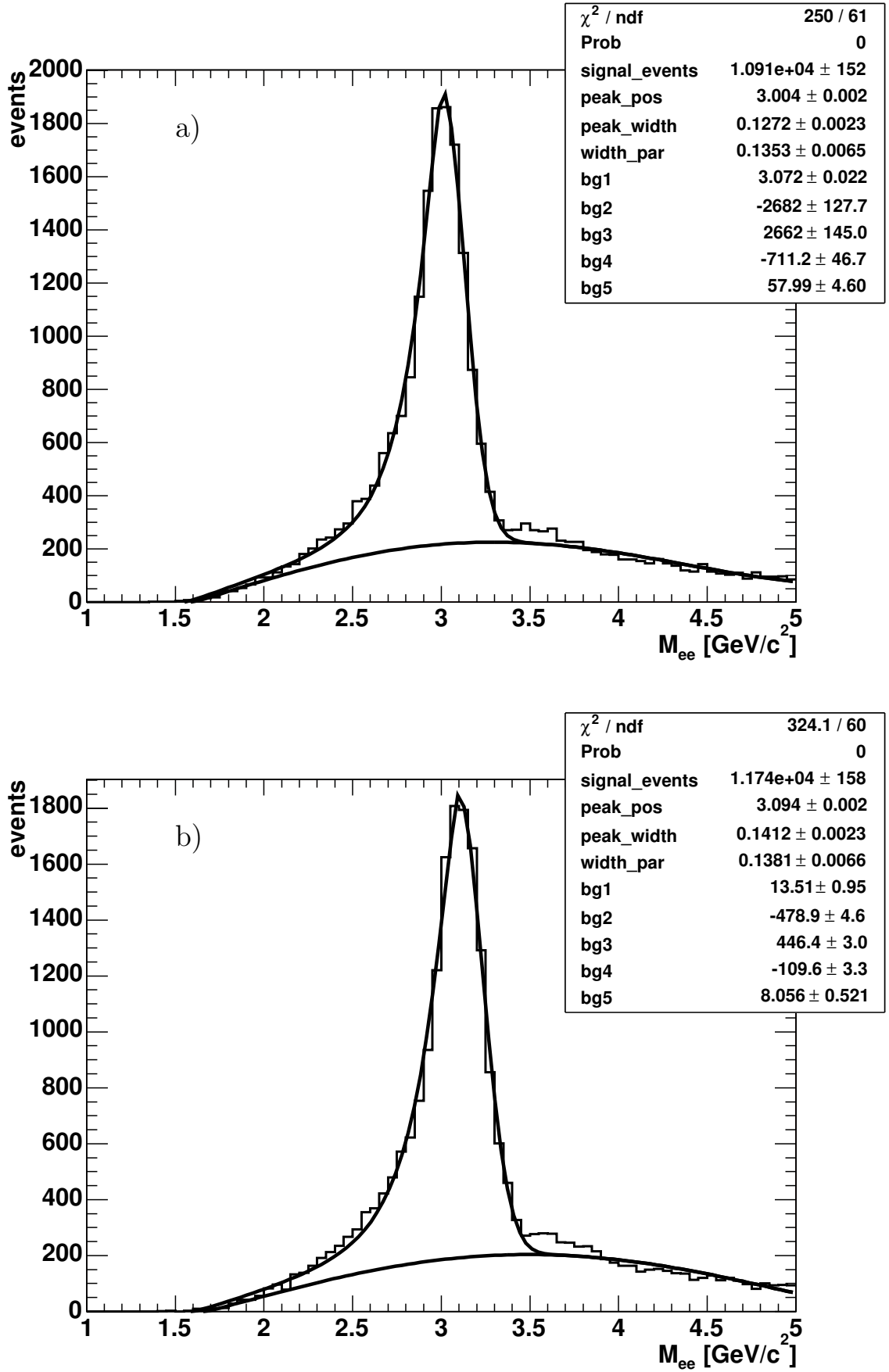


Abb. 4.4: Massenverteilung mit Fit-Funktion vor der Kalibration (a) und nach der Kalibration (b). Die Daten umfassen den gesamten $W_{\gamma p}$ -Bereich.

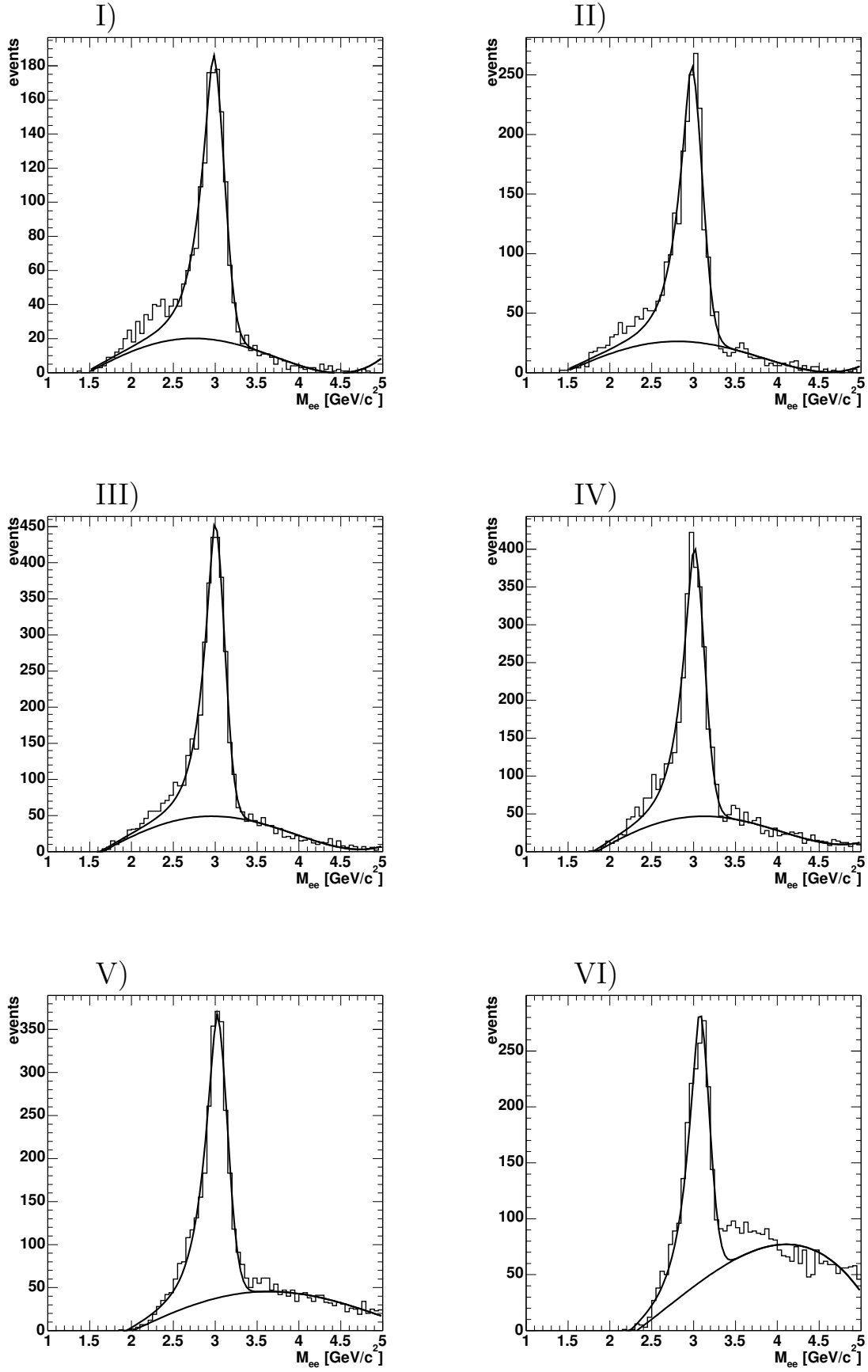


Abb. 4.5: Massenverteilungen und Fit-Funktionen in den einzelnen $W_{\gamma p}$ -Bereichen vor Anwendung der Kalibration.

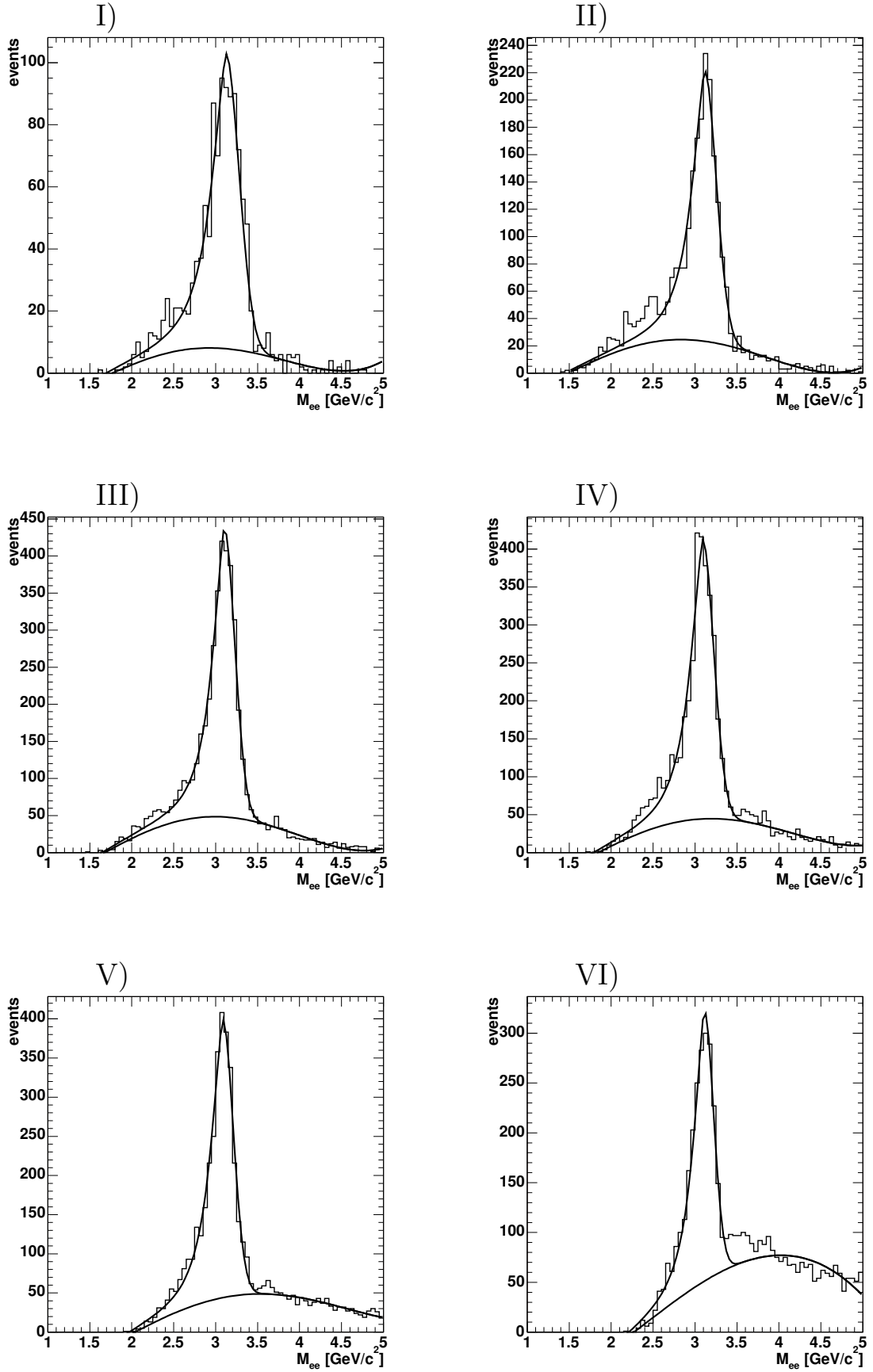


Abb. 4.6: Massenverteilungen und Fit-Funktionen in den einzelnen $W_{\gamma p}$ -Bereichen nach Anwendung der Kalibration.

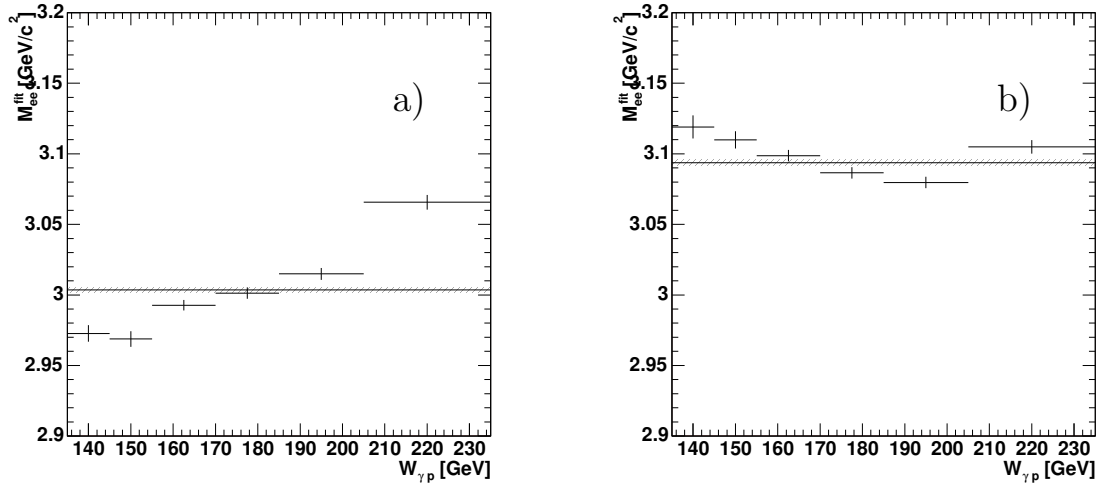


Abb. 4.7: Durch Fit bestimmte Position der Massenresonanz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ vor der Kalibration (a) und nach der Kalibration (b). Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis des Fits über den gesamten $W_{\gamma p}$ -Bereich.

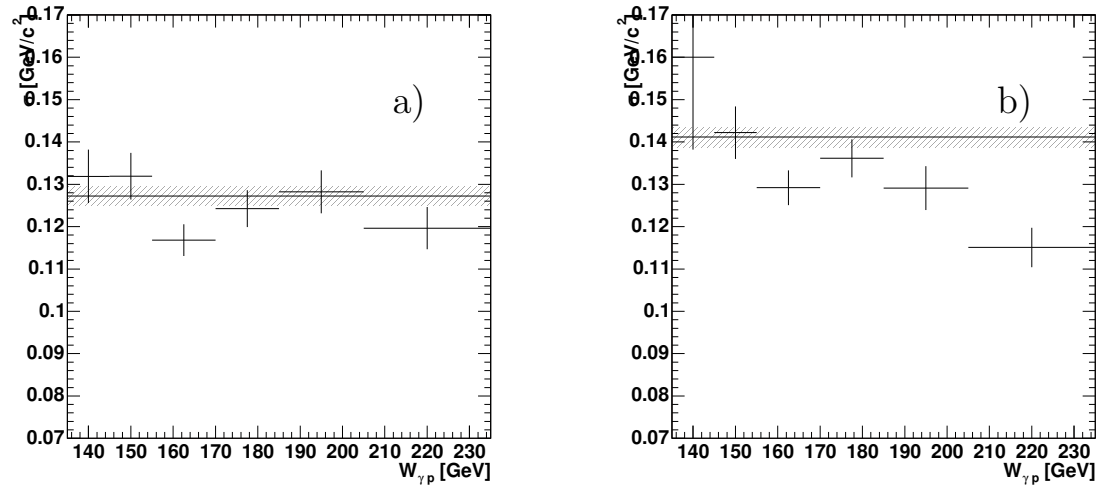


Abb. 4.8: Durch Fit bestimmte Breite der Massenresonanz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ vor der Kalibration (a) und nach der Kalibration (b). Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis des Fits über den gesamten $W_{\gamma p}$ -Bereich.

5 Trigger-Untersuchung

Zur Triggerung von J/Ψ - und Υ -Ereignissen mit *track-cluster*-Geometrie wird der Subtrigger S33 verwendet. In Abb. 5.1 ist für alle Subtrigger die Anzahl der Ereignisse dargestellt, bei denen der entsprechende Subtrigger auf Trigger-Stufe 4 ausgelöst wurde. Der verwendete Datensatz ist der in Kapitel 3.2 beschriebene, mit J/Ψ -Kandidaten angereicherte Datensatz. Wie man sieht, erfüllt Subtrigger 33 seine Aufgabe, J/Ψ -Kandidaten zu finden, recht gut. Kein anderer Trigger zeigt eine höhere Rate im untersuchten Datensatz. Deutlicher wird dies noch, wenn die Raten der anderen Subtrigger für jene Ereignisse untersucht werden, bei denen Subtrigger 33 nicht ausgelöst wurde. Diese sind in Abb. 5.1 als schwarze Balken dargestellt.

Die Konfiguration des Subtriggers 33 wurde während der Datennahme mehrfach verändert. Auf der Trigger-Stufe 1 verlangt der Subtrigger grundsätzlich einen elektromagnetischen Cluster im SpaCal und einer Spur in der zentralen Spurkammer. Hierzu werden logische Verknüpfungen der Trigger-Elemente `SPCLe_IET` und `SPCLe_IET_Cen` und der Trigger-Elemente der Spur-Trigger hergestellt. In 2004 wurde das Element `DCRPh_Ta` des $DCr\phi$ -Triggers verwendet, in 2005 wurde auf den neuen *Fast Track Trigger* (FTT) umgestellt, wobei die Trigger-Elemente `FTT_mul_Tc` und `FTT_mul-Ta` Verwendung fanden.

Auf Trigger-Stufe 2 wird ein Teil der auf Stufe 1 selektierten Ereignisse von einem neuronalen Netz, das zur Erkennung von J/Ψ -Zerfällen mit *track-cluster*-Geometrie trainiert ist, verworfen.

Im Rahmen der Rekonstruktion aller gespeicherten Daten läuft im Anschluss an die Datennahme ein J/Ψ -Finder, der Ereignisse unabhängig vom Trigger-System nach J/Ψ -Kandidaten durchsucht.

Um die Effizienz eines Triggers und seiner Komponenten korrekt bestimmen zu können,

wird ein Monitor-Trigger benötigt, der für alle selektierten Ereignisse gefordert wird, da sonst ein durch die Selektion der Daten hervorgerufener systematischer Fehler die Ergebnisse verfälscht.

Als Monitor-Trigger wird eine Kombination von Subtrigger 61 und Subtrigger 0 verwendet, wobei gefordert wird, dass einer der beiden Subtrigger ausgelöst wurde. Beide Subtrigger verlangen SpaCal-Trigger-Elemente. Dadurch eignet sich dieser Monitor-Trigger zur Untersuchung der Effizienz eben dieser Trigger-Elemente nicht.

Im folgenden wird daher die Effizienz der SpaCal-Trigger-Elemente gesondert behandelt und mit Hilfe eines Datensatzes von QED-Compton-Ereignissen bestimmt. Die Effizienz der anderen im Subtrigger 33 verwendeten Trigger-Elemente auf Level 1 und 2 sowie die Effizienz des J/Ψ -Finders wird danach mit Hilfe des selektierten Datensatzes von J/Ψ -Kandidaten bestimmt.

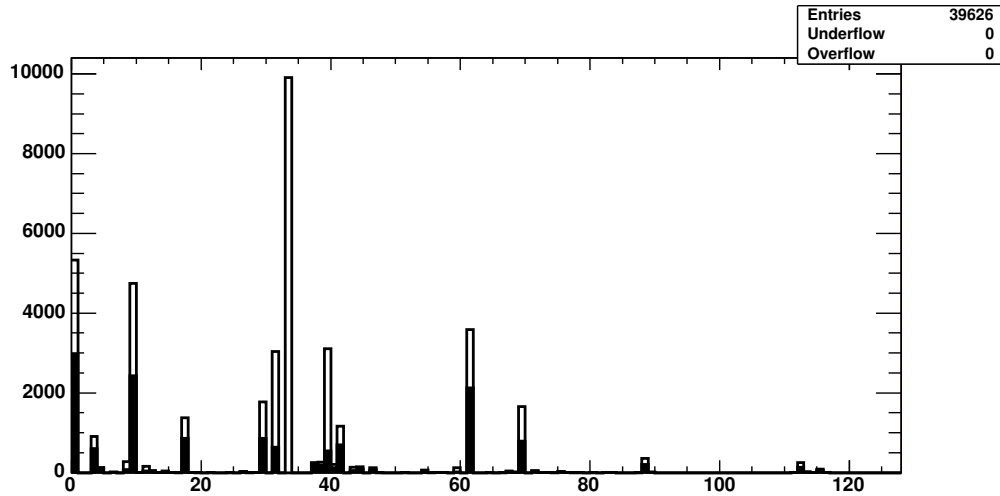


Abb. 5.1: Anzahl der Ereignisse, bei denen jeder einzelne Subtrigger ausgelöst wurde, für den in 3.2 beschriebenen J/Ψ -Datensatz. Schwarze Balken stellen nur jene Ereignisse dar, bei denen Subtrigger 33 nicht ausgelöst wurde.

5.1 Effizienz der SpaCal-Trigger-Elemente

5.1.1 Funktionsweise der SpaCal-Trigger-Elemente

Der elektromagnetische Teil des SpaCal besteht aus $40.5 \times 40.5 \text{ mm}^2$ großen Zellen. Für den Trigger werden die Signale von 2×2 Zellen zu einer Analog-Summe addiert. 2×2 dieser Analog-Summen werden wiederum zu Trigger-Modulen zusammengefasst. Die Trigger-Module überlappen sich, so dass jede Analog-Summe zu 4 Trigger-Modulen gehört. Die Zusammensetzung der Trigger-Module aus Analog-Summen und SpaCal-Zellen ist in Abb. 5.2 dargestellt.

Die Bits des *SpaCal Intrinsic Electron Trigger* (SIET) werden gebildet, indem das Signal eines Trigger-Moduls mit drei Energie-Schwellen verglichen wird. Die drei Schwellen lagen bis zum 16.3.2004 nominell bei 0.5 GeV, 2 GeV und 6 GeV, nach diesem Datum bei 2 GeV, 6 GeV und 9 GeV. Übersteigt die in einem Modul gemessene Energie eine Schwelle, so wird das zu dieser Schwelle gehörende Bit gesetzt.

Durch logische Und-Verknüpfung der Bits von 4×4 SIETs werden die Bits des *Local Intrinsic Electron Trigger* (LIET) gebildet. Die Aufteilung des SpaCals in einzelne LIET-Module ist in Abb. 5.3 dargestellt. Aufgrund des Überlapps der SIET-Module ergibt sich auch ein Überlapp der LIET-Module (in Abb. 5.3 nicht dargestellt).

Für den Trigger wird das zentrale LIET-Modul gesondert behandelt. Die den drei Energie-Schwellen zugeordneten LIET-Bits des zentralen Moduls sind direkt als zentrales Trigger-Element `SPCLe_IET_Cen` auf der Trigger-Stufe 1 zugänglich. Die Bits aller übrigen LIET-Module werden mit einer logischen Und-Verknüpfung kombiniert und als globales Trigger-Element `SPCLe_IET` zur Verfügung gestellt.

Der Überlapp der LIET-Module führt dazu, dass ein Cluster im Grenzbereich zwischen dem zentralen und den äußeren Modulen das Auslösen des zentralen und des globalen Trigger-Elements verursachen kann.

5.1.2 Bestimmung der Effizienz der SpaCal-Trigger-Elemente

Die Effizienz der SpaCal-Trigger-Elemente wird mit Hilfe eines Datensatzes von QED-Compton-Ereignissen bestimmt. QED-Compton-Ereignisse sind durch zwei Cluster im

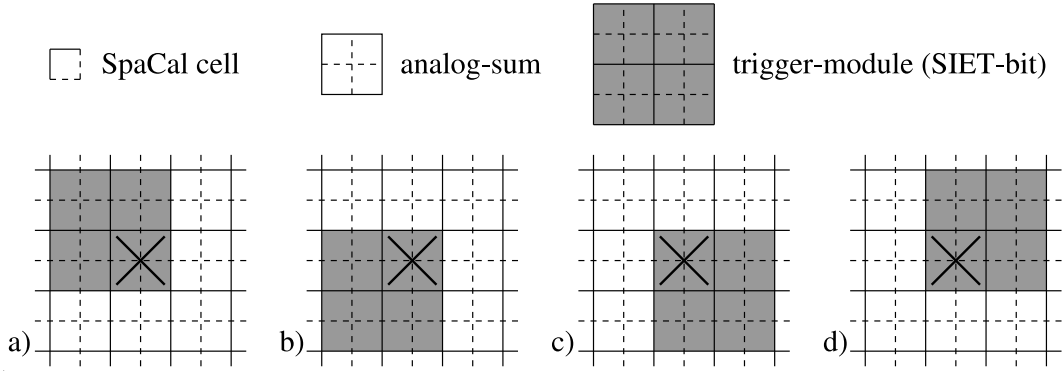


Abb. 5.2: Schematische Darstellung der Zusammensetzung der SpaCal-Trigger-Module aus Analog-Summen und SpaCal-Zellen. In der unteren Reihe ist die Überlappung der Trigger-Module dargestellt, die dazu führt, dass eine Analog-Summe zu vier Modulen beiträgt.

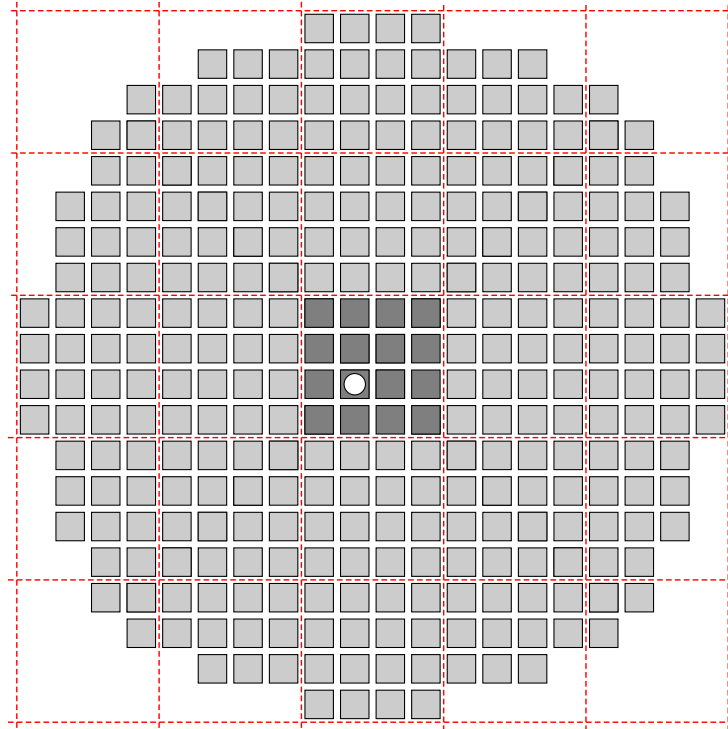


Abb. 5.3: Aufteilung des SpaCals in SIET- und LIET-Trigger-Module. Jedes kleine Quadrat stellt ein SIET-Modul dar, jede gestrichelte Umrandung ein LIET-Modul. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist von vier überlappenden SIET-Modulen jeweils nur eins dargestellt, wegen der sich daraus ergebenden Asymmetrie ist das Strahlrohr (als Kreis markiert) aus dem Zentrum verschoben. Die zum zentralen LIET-Modul gehörenden SIETs sind dunkler dargestellt, aufgrund des Überlapps tragen aber auch Teile der acht angrenzenden Module zum zentralen Modul bei.

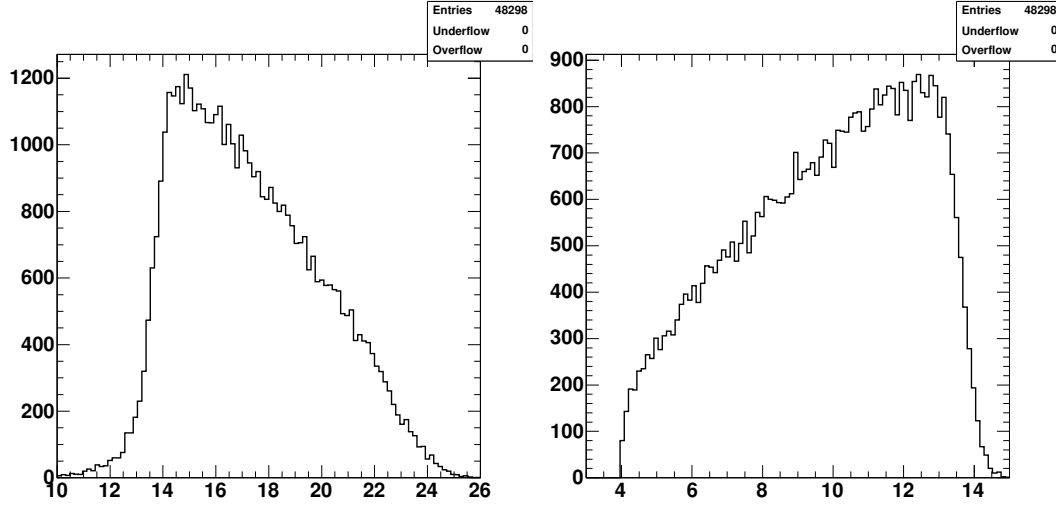


Abb. 5.4: Energie-Spektren der beiden Cluster des QED-Compton-Ereignis

SpaCal ausgezeichnet (s. auch Abb. 4.1). Es werden solche Ereignisse ausgewählt, bei denen einer der Cluster das Auslösen eines SpaCal-Trigger-Elements verursacht hat. Es wird dann untersucht, ob durch den anderen Cluster ebenfalls ein Trigger-Element ausgelöst wurde.

Der verwendete Datensatz von QED-Compton-Ereignissen wurde im Jahr 2000 genommen und entstammt der in [Mer05] beschriebenen Analyse. Dort findet sich auch eine detaillierte Beschreibung der Datenselektion. Die Selektionsschnitte sind in Tab. 5.1 aufgeführt.

$E_1 > 10 \text{ GeV}$	Energie des Clusters höchster Energie im SpaCal
$E_2 > 4 \text{ GeV}$	Energie des Clusters zweithöchster Energie SpaCal
$20 \text{ GeV} < E_1 + E_2 < 30 \text{ GeV}$	Summe der Energien beider Cluster
$ECRA_{log} < 4.8 \text{ cm}$	Radius der Cluster
$A < 10^\circ$	Akoplanarität ($A = 180^\circ - \Delta\phi $)
$E_{SpaCal} - E_1 - E_2 < 1 \text{ GeV}$	Summe der restlichen Energie im SpaCal
$E_{LAr,max} < 0.5 \text{ GeV}$	Energie des LAr-Clusters höchster Energie
$ z_{Vtx} < 30 \text{ cm}$	z-Position des Vertex

Tab. 5.1: Selektionsschnitte des QED-Compton-Datensatzes

Die Energie-Spektren der beiden im SpaCal detektierten Cluster sind in Abb. 5.4 dargestellt.

Um die Effizienz der SpaCal-Trigger-Elemente bei niedrigen Cluster-Energien zu un-

tersuchen, wird zunächst ein Subtrigger verlangt, der das Auslösen von entweder dem globalen Trigger-Element `SPCLe_IET` oder dem zentralen Element `SPCLe_IET_Cen` fordert. Im untersuchten Zeitraum im Jahr 2000 enthielt Subtrigger 13 eine solche Oder-Verknüpfung der Trigger-Elemente.

Für Ereignisse, die von Subtrigger 13 selektiert wurden, ist in Abb. 5.5 die Position des Clusters höchster und zweithöchster Energie dargestellt. Da sich der Cluster höherer Energie aus kinematischen Gründen stets dichter an der Strahlachse befindet, werden nun Ereignisse ausgewählt, bei denen der Cluster höchster Energie im zentralen SpaCal-Modul und der Cluster niedriger Energie außerhalb des zentralen Moduls liegt.

Dabei muss allerdings der Überlapp der Module berücksichtigt werden. In Abb. 5.6 ist wieder die Position des Clusters höchster Energie dargestellt. In Abb. 5.6 a) sind solche Ereignisse ausgewählt, in denen nur das zentrale Modul, nicht jedoch das globale Modul ausgelöst wurde, in Abb. 5.6 b) entsprechend solche Ereignisse, in denen nur das globale und nicht das zentrale Modul ausgelöst wurde. Abb. 5.6 c) zeigt eine Überlagerung der Abbildungen a) und b), der Überlappbereich, in dem sich keine Cluster befinden, ist hier klar zu erkennen.

Um solche Fälle auszuschließen, bei denen ein Cluster sowohl das globale als auch das zentrale Modul auslöst, werden alle Ereignisse verworfen, bei denen einer der Cluster im Überlappbereich liegt.

Die Effizienz des globalen SpaCal-Trigger-Elements lässt sich nun bestimmen, indem überprüft wird, ob neben dem zentralen Modul, das durch den Cluster höherer Energie ausgelöst wurde, auch das globale Modul durch den Cluster niedrigerer Energie ausgelöst wurde.

Die so bestimmte Effizienz ist in Abb. 5.7 für die Energie-Schwellen bei 2 GeV und 6 GeV dargestellt. Die Effizienz des Trigger-Elements ist zufriedenstellend. Die Effizienz für die Schwelle bei 2 GeV liegt im gesamten untersuchten Energie-Bereich (der erst bei 4 GeV beginnt) bei 100%. Die Effizienz für die Schwelle bei 6 GeV zeigt einen steilen Anstieg bei etwa 6 GeV und erreicht bei höheren Energien ebenfalls 100%.

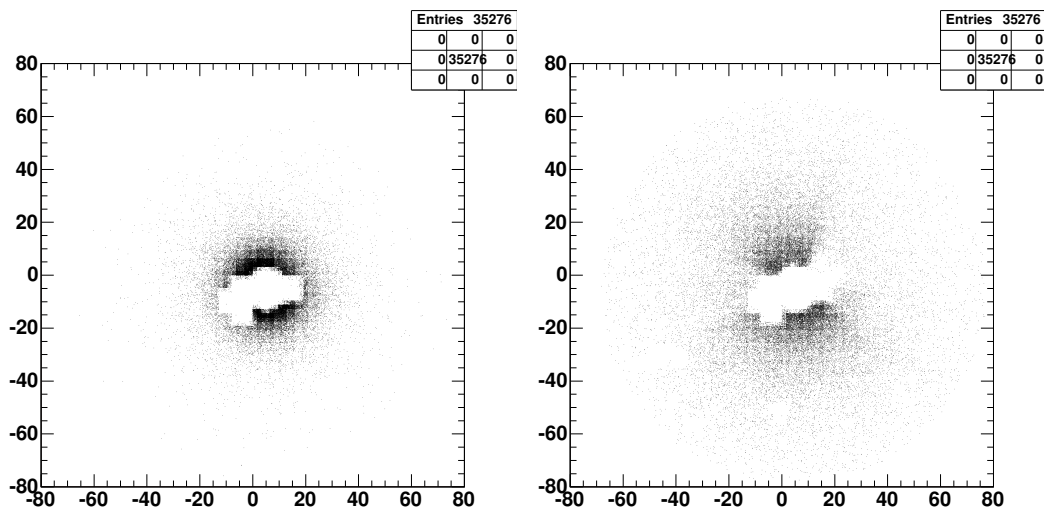


Abb. 5.5: Position der Cluster höchster und zweithöchster Energie im SpaCal, wenn Subtrigger 13 gefordert wird.

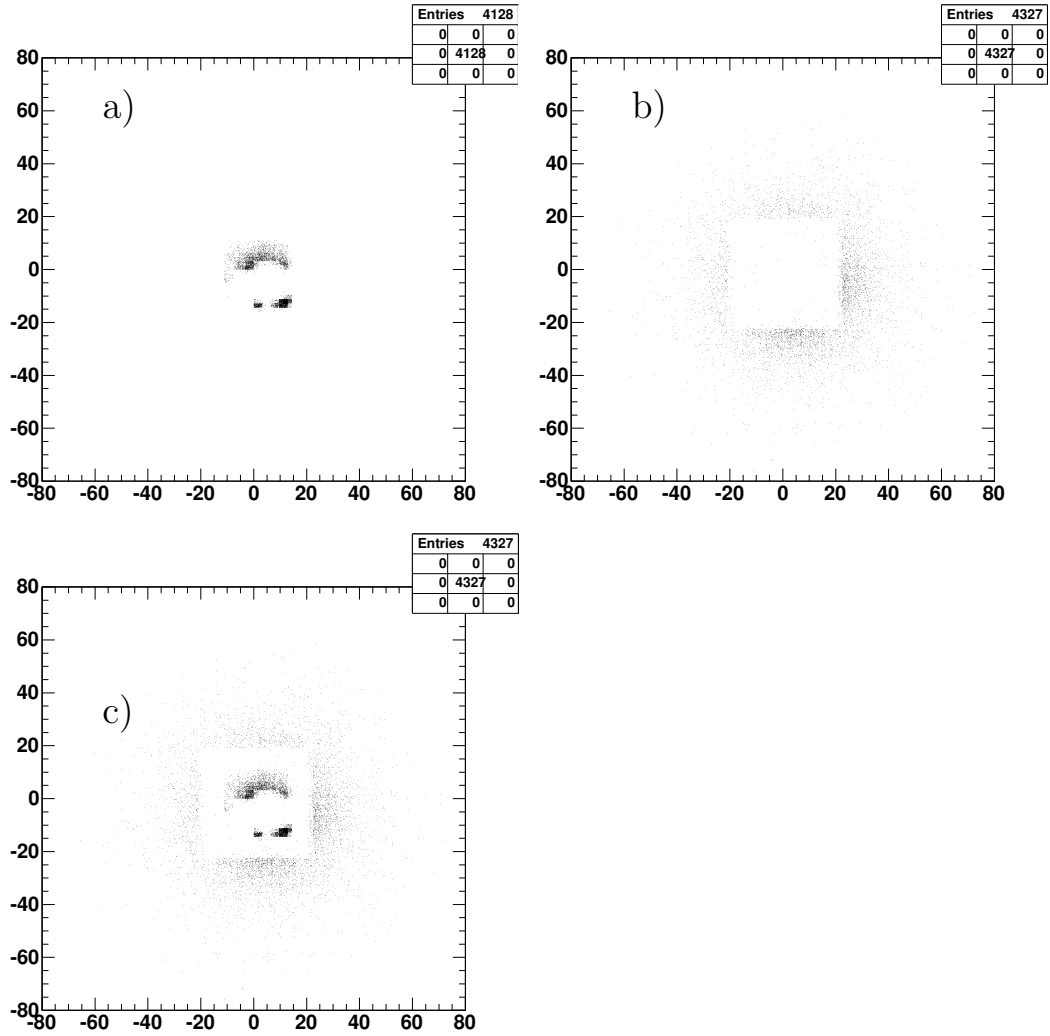


Abb. 5.6: Position des Clusters höchster Energie. a) nur das zentrale Modul wurde ausgelöst, b) nur das globale Modul wurde ausgelöst, c) Überlagerung von a und b

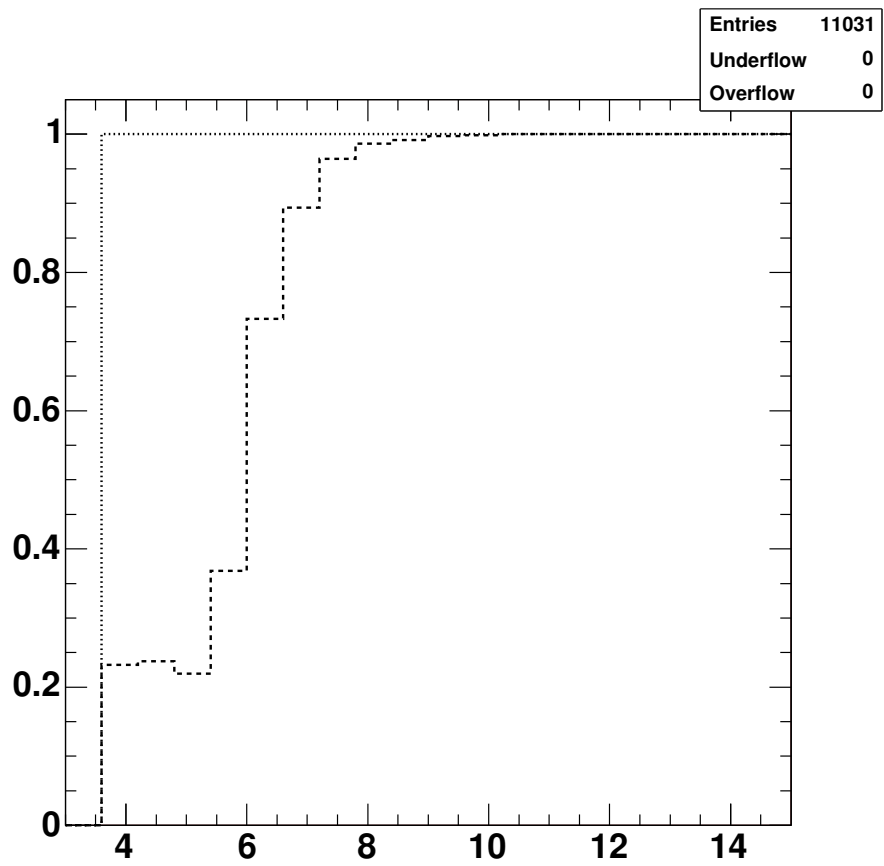


Abb. 5.7: Trigger-Effizienz des Elements SPCLe_IET für die zweite Schwelle (2 GeV, gepunktet) und die dritte Schwelle (6 GeV, gestrichelt).

5.2 Effizienz der Spur-Trigger-Elemente

Bis zum Anfang des Jahres 2005 wurde zur Erkennung von Spuren in der zentralen Spurkammer durch das Trigger-System der *Drift Chamber $r\phi$ Trigger* (DCr ϕ) verwendet.

Dieser verwendet 10 der 56 Drahtlagen der zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2. Die Signale dieser Drahtlagen werden digitalisiert und mit 10^4 vorberechneten Masken verglichen, um Spur-Kandidaten zu identifizieren. Es wird zwischen Masken für negativ und positiv geladene Teilchen sowie hohe ($p_t > 800$ MeV) und niedrige ($400 \text{ MeV} < p_t < 800$ MeV) Transversalimpulse unterschieden. Es werden nur solche Masken akzeptiert, bei denen der kleinste Abstand der Spur zur Strahlachse weniger als 2 cm beträgt, wodurch bereits die Mehrheit von Untergrundereignissen eliminiert werden kann.

Die Anzahl der passenden Masken wird für alle Kombinationen aus positiver bzw. negativer Ladung und hohem bzw. niedrigem Transversalimpuls in 45 ϕ -Bereichen gezählt. Aus der so gewonnenen Information werden auf der Trigger-Stufe 1 verschiedene Trigger-Elemente gebildet.

Der Subtrigger 33 verwendet das Trigger-Element DCRPh-Ta, das lediglich verlangt, dass mindestens eine beliebige Maske passt.

Anfang des Jahres 2005 mit dem *Run* Nummer 401617 wurde Subtrigger 33 auf die Verwendung des neuen *Fast Track Triggers* (FTT) umgestellt. Der FTT verarbeitet ebenso wie der DCr ϕ -Trigger Daten der zentralen Spurkammern. Es werden Signale von vier Triggergruppen bestehend aus je drei Drahtlagen ausgewertet. Drei der Triggergruppen befinden sich in der CJC1, eine in der CJC2. In jeder Triggergruppe wird nach Spursegmenten, bestehend aus drei *Hits*, gesucht, die in einem weiteren Schritt nach Möglichkeit zu Spuren verbunden werden.

Der FTT ermöglicht im Gegensatz zum DCr ϕ -Trigger eine Erkennung von Spuren mit deutlich niedrigerem Transversalimpuls, beginnend bei 100 MeV.

Für den Subtrigger 33 wird eine Kombination der Trigger-Elemente FTT_mul-Ta und FTT_mul-Tc verwendet. Diese Elemente stellen die Anzahl vom FTT gefundener Spuren oberhalb einer p_t -Schwelle zur Verfügung. Die Schwelle für das Element FTT_mul-Ta liegt bei 100 MeV, für das Element FTT_mul-Tc bei 400 MeV. Im Subtrigger 33 wird

gefordert, dass mindestens eine Spur mit einem Transversalimpuls $p_t > 400$ MeV und maximal 5 fünf Spuren mit einem Transversalimpuls $p_t > 100$ MeV gefunden wurden:

$$(\text{FTT_mul_Tc} > 0) \ \&\& \ (\text{FTT_mul_Ta} < 6)$$

Zur Bestimmung der Effizienz der verwendeten Trigger-Elemente bei der Erkennung von J/Ψ -Kandidaten werden in dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Datensatz die Ereignisse gezählt, bei denen der Monitor-Trigger ausgelöst wurde, und jene, bei denen zusätzlich das zu untersuchende Trigger-Element auslöst. Die letztere Zahl wird zur Bestimmung der Effizienz durch die erste geteilt.

Dieses Verhältnis ist für die Elemente DCRPh_Ta, $\text{FTT_mul_Ta} < 6$ und $\text{FTT_mul_Tc} > 0$ in Abhängigkeit von der Zeit in Abb. 5.8 a), b) und c) dargestellt. Auf der x-Achse ist die *Run*-Nummer aufgetragen, in der linken Hälfte sind Daten des Jahres 2004, in der rechten des Jahres 2005 zu sehen, dazwischen liegt die Zeit des *shutdown*, in der keine Daten genommen wurden. In Abb. 5.8 b) und c) ist zu erkennen, dass die Elemente des FTT in 2004 nur zeitweilig und testweise in Betrieb waren.

In Abb. 5.8 d) ist die Effizienz der zum jeweiligen Zeitpunkt vom Subtrigger 33 verwendeten Kombination von Trigger-Elementen dargestellt. Bis zur *Run*-Nummer 401617 ist dies das Element DCRPh_Ta, danach die Kombination $\text{FTT_mul_Tc} > 0$ und $\text{FTT_mul_Ta} < 6$.

Da in der Selektion eine Spur mit Transversalimpuls $p_t > 800$ MeV gefordert wird, erwartet man eine gute Erkennung der Spur durch das Spur-Trigger-System. Diese Erwartung wird von Abb. 5.8 erfüllt.

5.3 Effizienz des Subtriggers 33 auf Stufe 1

Nachdem die einzelnen Trigger-Elemente des Subtriggers 33 in den vorangegangenen Abschnitten betrachtet wurden, soll nun die Effizienz des Subtriggers selbst auf Stufe 1 untersucht werden. Diese Effizienz bestimmt sich nicht allein durch Multiplikation der Effizienzen der einzelnen Elemente, da auch der Einfluss des in Abschnitt 2.2.4 erläuterten *prescale*-Faktors berücksichtigt werden muss.

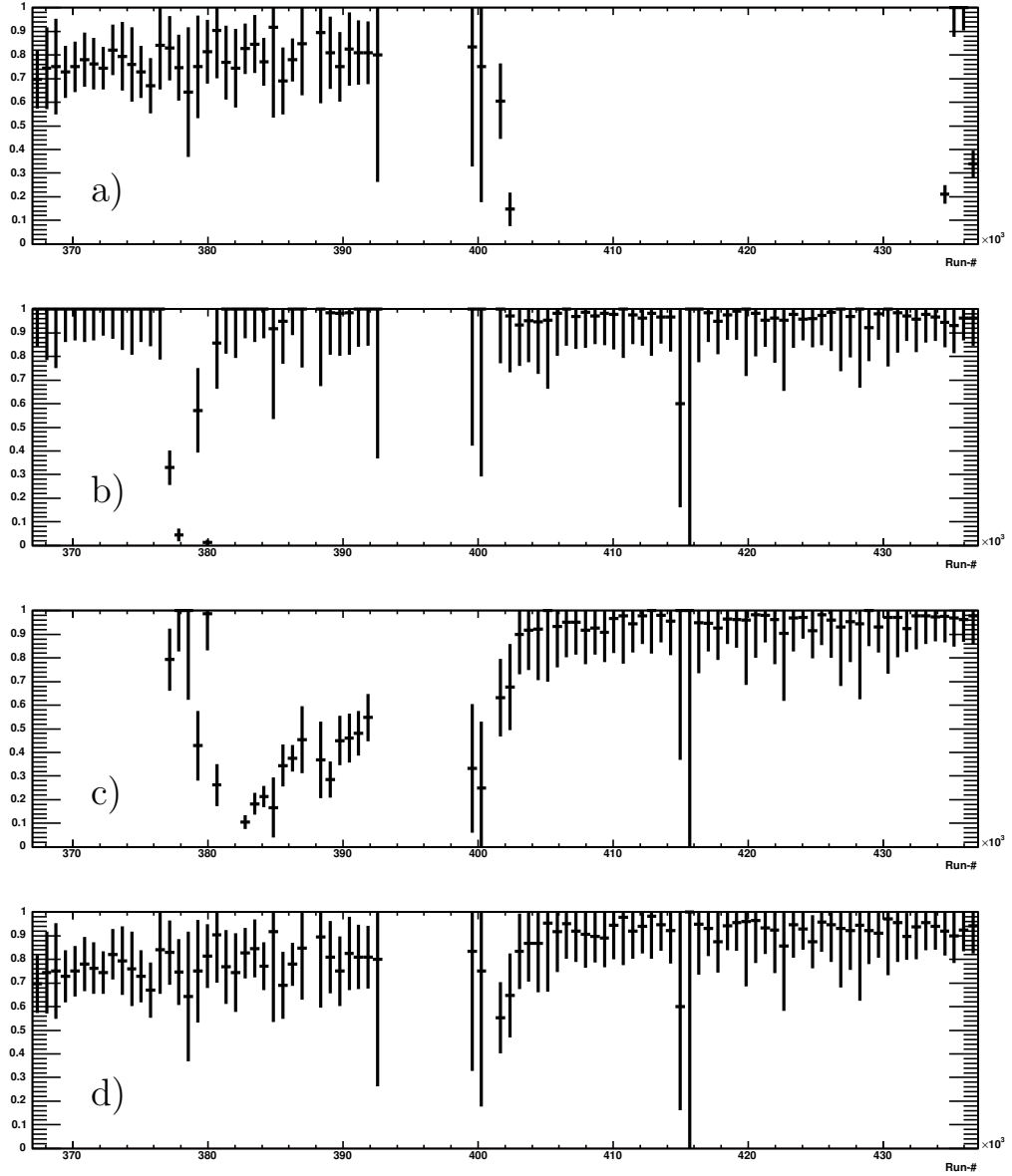


Abb. 5.8: Effizienz der Spur-Trigger-Elemente bei der Erkennung von J/ψ -Kandidaten. Dargestellte Elemente: a) DCRPh-Ta b) FTT_mul-Ta < 6 c) FTT_mul-Tc > 1. In d) ist die zum jeweiligen Zeitpunkt im Subtrigger 33 verwendete Kombination von Elementen dargestellt.

Es wird daher zwischen solchen Ereignissen, bei denen der Subtrigger das Ereignis auf Stufe 1 akzeptiert hat, diese Triggerentscheidung aber aufgrund des *prescale*-Faktors ignoriert wurde, und solchen Ereignissen, bei denen die Triggerentscheidung tatsächlich berücksichtigt wurde, unterschieden. Die Triggerentscheidung ohne Berücksichtigung des *prescale*-Faktors nennt man *L1 raw*, die tatsächliche Entscheidung *L1 actual*.

In Abb. 5.9 sind die Effizienzen des Subtriggers 33 auf Stufe 1 für beide Fälle in Abhängigkeit von der *Run*-Nummer dargestellt, Abb. 5.9 a zeigt die Entscheidung von *L1 raw*, Abb. 5.9 b jene von *L1 actual*. Es wurde der selbe Monitortrigger wie im vorangegangenen Abschnitt verwendet.

Wie man sieht, ist die Effizienz des Subtriggers für die selektierten Ereignisse hoch. Durch die Umstellung auf den *Fast Track Trigger* im Jahr 2005 konnte sie offensichtlich noch verbessert werden. Allerdings ist auch sichtbar, dass die Datennahme mit dem Subtrigger 33 durch den *prescale*-Faktor zeitweise stark reduziert wurde. Um dies zu verhindern, wird eine möglichst hohe Effizienz des Trigger-Elements auf der Stufe 2 benötigt, welches eine zu hohe Rate auf der Stufe 1 reduzieren kann, ohne dass ein allzu hoher *prescale*-Faktor benötigt wird. Gegen Ende des Jahres 2005 konnte die Situation deutlich verbessert werden, hier erreicht die Effizienz von *L1 actual* fast jene von *L1 raw*.

5.4 Effizienz des L2NN-Trigger-Elements

Wird ein Ereignis auf Trigger-Stufe 1 vom Subtrigger 33 akzeptiert, werden dessen Daten auf Trigger-Stufe 2 an ein neuronales Netz übergeben. Auf Trigger-Stufe 2 gibt es verschiedene *Level 2 Neural Net* (L2NN) Trigger-Elemente, die zur Erkennung verschiedener Ereignistypen trainiert wurden.

Eines der neuronalen Netze wurde zur Erkennung von J/Ψ -Zerfällen mit *track-cluster*-Geometrie trainiert. Nur wenn dieses Element ein Ereignis, das auf Trigger-Stufe 1 den Subtrigger 33 ausgelöst hat, akzeptiert, wird der Subtrigger 33 auch auf Trigger-Stufe 4 ausgelöst und das Ereignis permanent gespeichert.

Zur Bestimmung der Effizienz des L2NN-Elements wird die Anzahl der Ereignisse, bei denen der Monitor-Trigger, der Subtrigger 33 auf Stufe 1 und das L2NN-Element

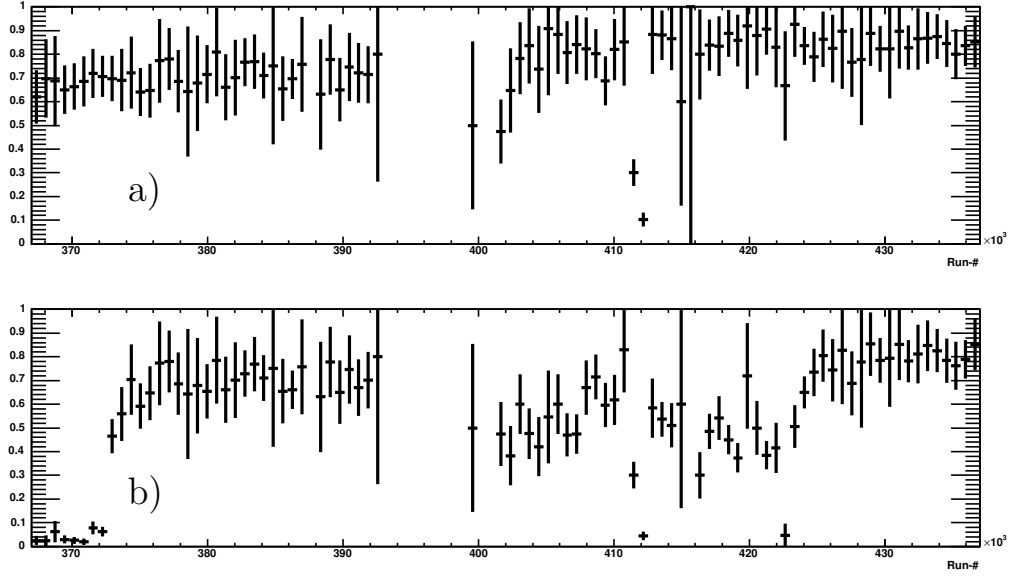


Abb. 5.9: Anteil der vom Subtrigger 33 auf Stufe 1 akzeptierten Ereignisse aus dem J/Ψ -Datensatz. a) ohne *prescale* (*raw*) b) mit *prescale* (*actual*). Auf der x-Achse ist die *Run*-Nummer aufgetragen.

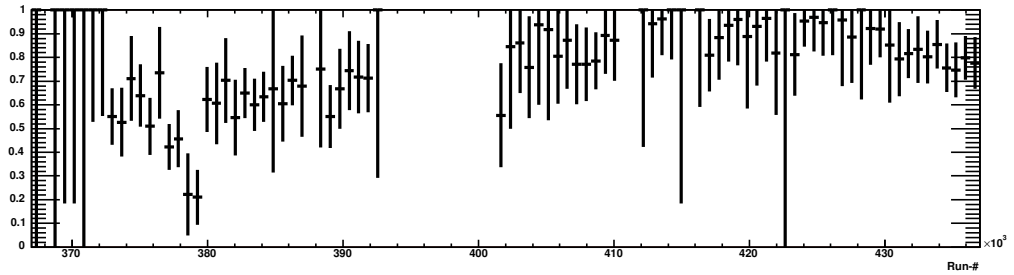


Abb. 5.10: Anteil der vom L2NN-Trigger-Element akzeptierten Ereignisse aus dem J/Ψ -Datensatz. Auf der x-Achse ist die *Run*-Nummer aufgetragen.

ausgelöst wurden, durch die Anzahl aller Ereignisse, bei denen der Monitor-Trigger und Subtrigger 33 auf Stufe 1 ausgelöst wurden, geteilt. Auch hier wird der in Abschnitt 3.2 beschriebene Datensatz verwendet, auf den alle Selektionsschnitte angewandt wurden.

Das Ergebnis ist in Abhängigkeit von der Zeit in Abb. 5.10 dargestellt. Für die Daten des gesamten Zeitraums ist das Ergebnis in Abhängigkeit von der Masse des J/Ψ -Kandidaten in Abb. 5.11 dargestellt.

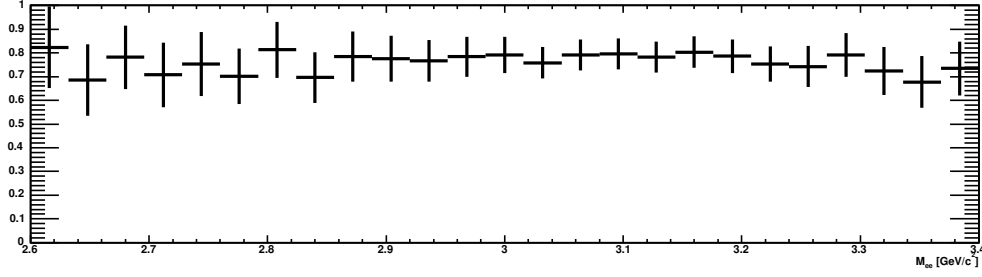


Abb. 5.11: Anteil der vom L2NN-Trigger-Element akzeptierten Ereignisse aus dem J/Ψ -Datensatz. Auf der x-Achse ist die Masse des J/Ψ -Kandidaten aufgetragen.

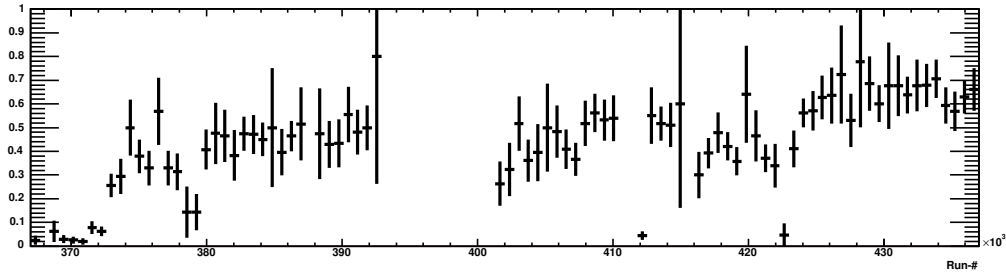


Abb. 5.12: Anteil der vom Subtrigger 33 auf allen Triggerstufen akzeptierten Ereignisse aus dem J/Ψ -Datensatz. Auf der x-Achse ist die *Run*-Nummer aufgetragen.

5.5 Effizienz des Subtriggers 33 auf Stufe 4

Nachdem alle Komponenten des Subtriggers 33 auf den Stufen 1 und 2 untersucht wurden, soll abschließend die Gesamteffizienz des Subtriggers nach Durchlaufen aller Triggerstufen gezeigt werden. In Abb. 5.12 ist der Anteil der Ereignisse, die vom Subtrigger 33 auf allen Triggerstufen inklusive Stufe 4 akzeptiert wurden, von der Gesamtzahl der Ereignisse im selektierten J/Ψ -Datensatz in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt, wobei wieder der oben beschriebene Monitortrigger verlangt wurde.

Die Effizienz konnte im Laufe der Zeit verbessert werden, gerade zum Ende der Datennahmeperiode zeigt sich eine deutliche Steigerung. Dies lässt sich auf die verbesserte Effizienz der Triggerelemente des FTT und des neuronalen Netzes und die Reduzierung des *prescale*-Faktors (die durch erstere ermöglicht wurde) zurückführen.

5.6 Effizienz des J/Ψ -Finders

Im Anschluss an die Datennahme werden die gespeicherten Daten rekonstruiert. Dies geschieht *offline*, also zeitlich unabhängig von der Messung. Im Rahmen der Rekonstruktion werden verschiedene *Finder* genannte Algorithmen ausgeführt, die die Daten nach Spuren, Teilchen oder bestimmten Ereignistypen durchsuchen. Im Gegensatz zum Trigger-System werden durch die Finder keine gespeicherten Daten verworfen, sie sollen lediglich die spätere Analyse der Daten erleichtern.

Der J/Ψ -Finder sucht nach Ereignissen, die J/Ψ -Kandidaten enthalten, wobei Ereignisse mit zwei Spuren (*track-track*), Ereignisse mit einer Spur und einer Energiedeposition im SpaCal (*track-cluster*) und auch Ereignisse mit zwei Clustern im SpaCal (*cluster-cluster*) erkannt werden. Bei *track-track*-Ereignissen werden Elektronen und Myonen als Zerfallsteilchen akzeptiert.

Die Selektionsschnitte für *track-cluster*-Ereignisse, die der J/Ψ -Finder verlangt, sind in Tab. 5.2 aufgelistet.

$20^\circ < \theta_{track} < 160^\circ$	Polarwinkel der Spur
$p_{t,track} > 0.7 \text{ GeV}/c$	Transversalimpuls der Spur
$p_{track} > 0.8 \text{ GeV}/c$	Impuls der Spur
$150^\circ < \theta_{cluster} < 176^\circ$	Polarwinkel des Clusters
$E_{cluster} > 4 \text{ GeV}$	Cluster-Energie
$1.5 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} < 15 \text{ GeV}/c^2$	invariante Masse

Tab. 5.2: Selektionsschnitte des J/Ψ -Finders für *track-cluster*-Ereignisse.

Der J/Ψ -Finder erleichtert die Analyse von Vektormeson-Zerfällen, da Ereignisse, in denen vom J/Ψ -Finder ein Vektormeson gefunden wurde, leicht selektiert werden können. Für die dieser Arbeit zugrunde liegende Selektion wurde der J/Ψ -Finder nicht verwendet, um auch die Effizienz desselben untersuchen zu können.

Da die Finder-Algorithmen unabhängig vom Trigger-System laufen, ist zur Bestimmung der Finder-Effizienz kein Monitor-Trigger nötig. Es kann daher der gesamte selektierte Datensatz darauf untersucht werden, ob die Ereignisse vom J/Ψ -Finder akzeptiert wurden.

Der Anteil der Ereignisse des J/Ψ -Datensatzes, der vom J/Ψ -Finder akzeptiert wurde,

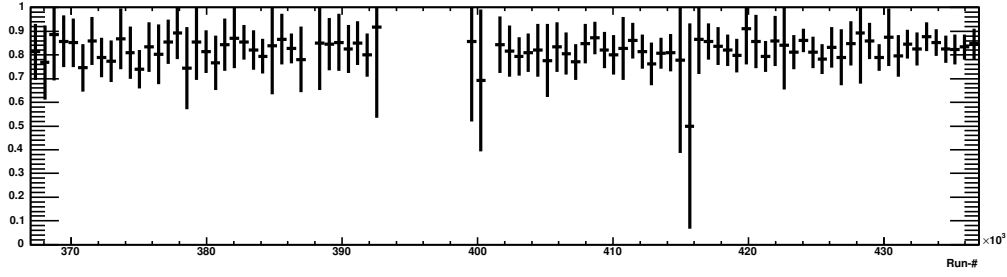


Abb. 5.13: Anteil der vom J/Ψ -Finder akzeptierten Ereignisse aus dem J/Ψ -Datensatz. Auf der x-Achse ist die *Run*-Nummer aufgetragen.

ist in Abb. 5.13 in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt.

Wie man sieht, beträgt die Effizienz des J/Ψ -Finders nicht 100%, obwohl die in Tab. 5.2 genannten Schnitte keine stärkere Einschränkung als die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Selektionsschnitte darstellen.

Für die Ereignisse, die vom J/Ψ -Finder nicht akzeptiert wurden ist in Abb. 5.14 die e^+e^- -Masse dargestellt. Die Massenresonanz ist deutlich zu erkennen, es handelt sich also nicht um reine Untergrundereignisse. Ein gewichtiger Grund, warum diese Ereignisse nicht vom J/Ψ -Finder akzeptiert werden, ist, dass dieser bei der Suche nach J/Ψ -Ereignissen mit *track-cluster*-Geometrie nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen genau ein Cluster im SpaCal und genau eine die in Tab. 5.2 genannten Schnitte erfüllende Spur detektiert wird. Es werden somit alle Ereignisse ausgeschlossen, bei denen zusätzlich zum Elektron aus dem J/Ψ -Zerfall auch das gestreute Elektron im SpaCal detektiert wird (Elektroproduktion), und auch solche Ereignisse, bei denen zu einem Cluster im äußeren Bereich des SpaCals eine Spur gefunden wird.

Für alle Ereignisse, auf die eines dieser Kriterien zutrifft, ist in Abb. 5.15 die e^+e^- -Masse dargestellt.

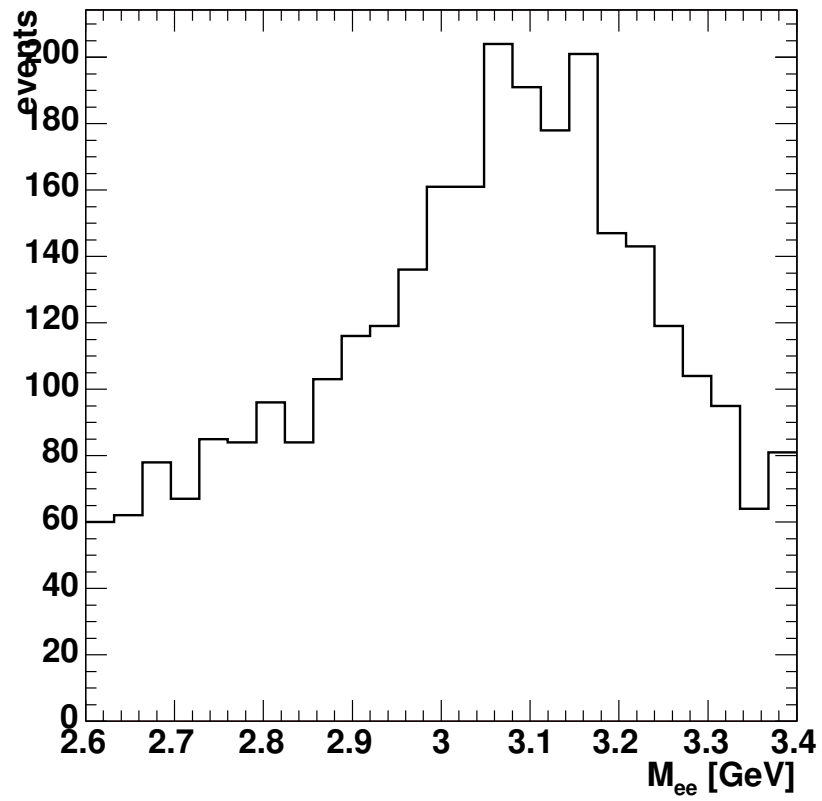


Abb. 5.14: e^+e^- -Masse der Ereignisse, die nicht vom J/Ψ -Finder gefunden wurden.

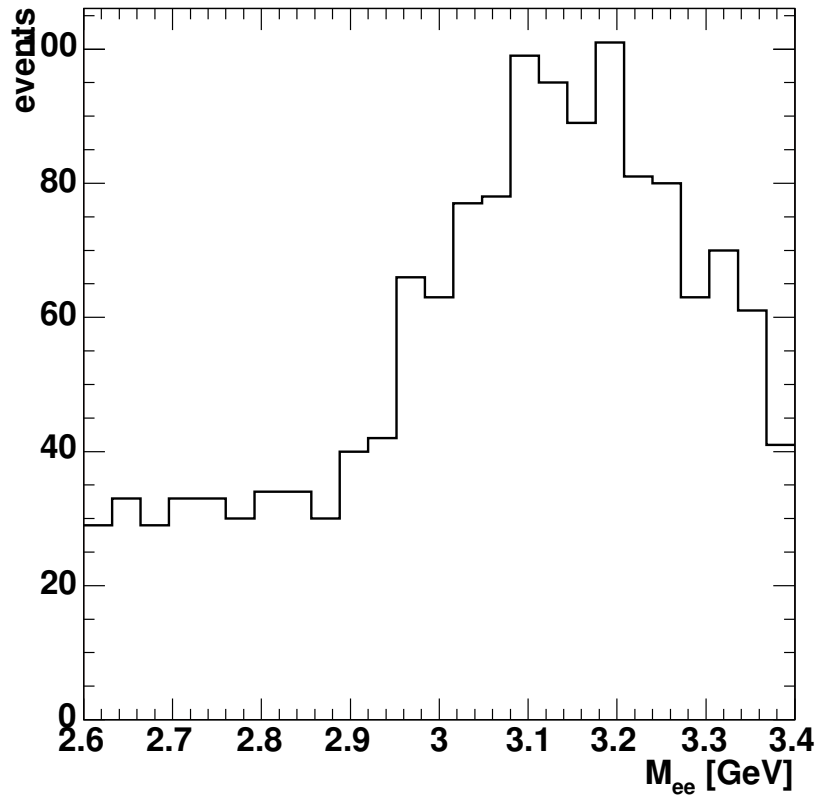


Abb. 5.15: e^+e^- -Masse der Ereignisse, die mehr als einen Cluster im SpaCal oder mehr als eine zentrale Spur enthalten.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Untersuchung der Triggerung von $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ Ereignissen mit *track-cluster*-Geometrie bei H1 kommt zu einem positiven Ergebnis. Durch Verwendung des neuen *Fast Track Triggers* auf Triggerstufe 1 sowie stetiger Optimierung des neuronalen Netzes auf Triggerstufe 2 konnte die Effizienz des Subtriggers 33 deutlich erhöht werden. Gerade gegen Ende des Jahres 2005 konnten durch die Kombination von hoher Triggereffizienz und hoher integrierter Luminosität eine große Zahl physikalisch interessanter Ereignisse aufgezeichnet werden. Sofern sich dieser Trend in den nächsten Jahren fortsetzt, wird ein großer Datensatz von $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ Ereignissen bei hohen Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ für die Analyse zur Verfügung stehen.

In Abschnitt 3.3 wurde gezeigt, dass auch Ereignisse des Typs $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$ mit *track-cluster*-Geometrie bei H1 beobachtet werden können. Bei weiterhin positiver Entwicklung von Luminosität und Triggereffizienz wäre eine quantitative Analyse des Wirkungsquerschnitts dieser Ereignisse bei hohen Werten von $W_{\gamma p}$ denkbar und von großem Interesse.

Bei der Untersuchung der Energie-Messung im SpaCal konnte festgestellt werden, dass die verwendete Kalibration im großen und ganzen weiterhin gute Resultate liefert und eine Verbesserung der Messung der J/Ψ -Masse ergibt. Es muss aber auch bemerkt werden, dass die Anwendung der Kalibration einen negativen Einfluss auf die Breite der beobachteten Massenresonanz hat. Es bleibt die Frage offen, ob sich die Energiemessung im SpaCal durch den seit der Erstellung der Kalibration durchgeführten Ausbau zu HERA-II verändert hat. Eine neue Durchführung der Kalibration mit aktuellen Daten ist daher wünschenswert. Diese könnte mit einem neuen Datensatz von QED-Compton-Ereignissen erfolgen. Es kann aber auch die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, eine Kalibration mit Hilfe eines Datensatzes von J/Ψ -Zerfällen mit

track-cluster-Geometrie durchzuführen, wobei die Masse als fest angenommen und so die Energie des Clusters im SpaCal rekonstruiert wird.

Literaturverzeichnis

- [Beh02] O. Behrendt. Entwicklung von Algorithmen zur Identifikation von Vektormeson-Ereignissen mit dem neuen H1-Spurtrigger, 2002.
- [Col97a] H1 Collaboration. The H1 detector at HERA, 1997.
- [Col97b] H1 Collaboration. The Tracking, calorimeter and muon detector of the H1 experiment at HERA, 1997.
- [Fle04] P. Fleischmann. Elastic J/Ψ production at HERA, 2004.
- [Jan05] L. Janauschek. Elastic Photoproduction of J/Ψ Vector Mesons at High Photon-Proton Centre-of-Mass Energy at the H1 Experiment at HERA, 2005.
- [Len01] V. Lenderman. Measurement of the QED Compton Scattering Cross Section with the H1 Detector at HERA, 2001.
- [Mer05] J. Merkel. Systematische Studien zur Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren von H1 für die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 , 2005.
- [Mic04] V. Michels. Diffraktive Photoproduktion von J/Ψ -Mesonen im H1-Detektor bei hohen Energien, 2004.
- [PDG04] Particle Data Group PDG. *Particle Physics Booklet*. Lawrence Berkeley Laboratory, 2004.
- [Sch94] G. Schmidt. Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter, 1994.

LITERATURVERZEICHNIS

- [Wes97] L. West. How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code ($H1PHAN \geq 3.00/00$). *Interne Veröffentlichung, H1*, 1997.

Tabellenverzeichnis

3.1	Vorselektion	14
3.2	Selektionsschnitte der Spur-Kandidaten	15
3.3	Selektionsschnitte der Cluster-Kandidaten	16
3.4	Selektionsschnitte des J/Ψ - und des Υ -Datensatz	17
3.5	Reduktion der Ereigniszahlen durch Anwendung einzelner Schnitte auf den J/Ψ -Datensatz	18
5.1	Selektionsschnitte des QED-Compton-Datensatzes	45
5.2	Selektionsschnitte des J/Ψ -Finders für <i>track-cluster</i> -Ereignisse.	56

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einfach diffraktiver Prozess	3
2.1	HERA und PETRA	6
2.2	H1-Detektor	7
2.3	Spurkammern	9
2.4	SpaCal	10
3.1	Ungeschnittene Kenngrößen nach der Vorselektion	20
3.2	Masse und $W_{\gamma p}$ nach der Vorselektion	21
3.3	Kenngrößen nach der J/Ψ -Selektion	22
3.4	Masse und $W_{\gamma p}$ nach der J/Ψ -Selektion	23
3.5	Reduktion der Ereigniszahlen durch Selektionsschnitte	24
3.6	Kenngrößen nach der Υ -Selektion	25
3.7	Masse und $W_{\gamma p}$ nach der Υ -Selektion	26
3.8	Υ -Masse mit verschobenen Bin-Grenzen	27
4.1	Feynman-Graphen QED-Compton	30
4.2	Relative Änderung Clusterenergie, Vorselektion	32
4.3	Relative Änderung Clusterenergie, J/Ψ -Selektion	32
4.4	Fit der Massenverteilung vor und nach Kalibration	36
4.5	Fit der Massenverteilung vor Kalibration in $W_{\gamma p}$ -Bins	37
4.6	Fit der Massenverteilung nach Kalibration in $W_{\gamma p}$ -Bins	38
4.7	Position der Massenresonanz in $W_{\gamma p}$ -Abhängigkeit	39

4.8	Breite der Massenresonanz in $W_{\gamma p}$ -Abhängigkeit	39
5.1	Ausgelöste Subtrigger für den J/Ψ -Datensatz	42
5.2	Aufbau der Analog-Summen und Trigger-Module aus SpaCal-Zellen . .	44
5.3	Aufteilung des SpaCals in SIET- und LIET-Module	44
5.4	Cluster-Energien QED-Compton	45
5.5	Clusterpositionen QED-Compton	47
5.6	Überlapp der Trigger-Module	48
5.7	Effizienz des Elements SPCLe_IET	49
5.8	Effizienz der Spur-Trigger-Elemente	52
5.9	S33-Effizienz auf Stufe 1	54
5.10	L2NN-Effizienz, zeitabhängig	54
5.11	L2NN-Effizienz, massenabhängig	55
5.12	S33-Effizienz auf Stufe 4	55
5.13	Effizienz des J/Ψ -Finders	57
5.14	Masse der Ereignisse, die nicht vom J/Ψ -Finder akzeptiert wurden . . .	58
5.15	Masse von Ereignissen mit mehr als einem Cluster oder einer Spur . . .	59