

**Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E
für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$
am CBELSA/TAPS-Experiment**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

vorgelegt von

Dipl. Phys. Manuela Gottschall

aus

Köln

Bonn, Dezember 2012

Angefertigt mit Genehmigung
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Erscheinungsjahr: 2013

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn unter
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online
elektronisch publiziert.

1. Referentin: Prof. Dr. U. Thoma
2. Referent: Prof. Dr. J. Dingfelder

Tag der Promotion: 09.04.2013

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der starken Wechselwirkung im störungstheoretisch nicht behandelbaren Bereich und für ein besseres Verständnis des Inneren Aufbaus der Nukleonen ist die Baryonenspektroskopie ein wichtiges Werkzeug. Im Gegensatz zur Atomspektroskopie, wo sehr schmale, gut separierbare Linien im Emissions- und Absorptionsspektrum auftreten, sind die Anregungszustände des Nukleons breit und überlappen einander stark. Zudem werden häufig schwach beitragende Resonanzen durch dominante Resonanzen überdeckt, so dass ein Zugang stark erschwert wird. Eine Möglichkeit, auch schwach beitragende Resonanzen zu entdecken und zu untersuchen, sind Polarisationsobservablen. Während der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt ausschließlich auf die Amplitudenquadrate der einzelnen Partialwellen sensitiv ist, treten in Polarisationsobservablen zusätzlich Interferenzterme zwischen verschiedenen Partialwellen auf, so dass auch schwach beitragende Resonanzen einen größeren Effekt zeigen können. Um alle Partialwellen modellunabhängig bestimmen zu können, benötigt man ein „vollständiges Experiment“. Um dies zu erreichen, werden mindestens 8 wohlgeählte Observablen benötigt. Dazu zählen neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und den drei Einfachpolarisationsobservablen auch Doppelpolarisationsobservablen.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde die Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ im Energiebereich von $E_\gamma = 600 - 2400$ MeV bestimmt. Dazu stand am CBELSA/TAPS-Experiment an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA ein zirkular polarisierter Photonenstrahl und ein longitudinal polarisiertes Butanoltarget zur Verfügung. Zusätzlich wurde zur Bestimmung des Dilution-Faktors, welcher den Anteil an Reaktionen am Wasserstoff des Butanols angibt, Daten an einem Wasserstofftarget und einem Kohlenstofftarget genommen.

Um die Doppelpolarisationsobservable E zu bestimmen, wurden zwei verschiedene Methoden entwickelt. Bei der ersten Methode wurden ausschließlich die Daten am Butanoltarget verwendet und die Doppelpolarisationsobservable E mit Hilfe des Dilution-Faktors bestimmt. Bei der zweiten Methode wurde die Summe aus den Wirkungsquerschnitten bei antiparalleler und paralleler Spinstellung, $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$, durch den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt 2σ ausgedrückt, welcher anhand der Daten am unpolarisierten Wasserstofftarget bestimmt wurde.

Die Ergebnisse der Doppelpolarisationsobservablen E wurden mit den Vorhersagen der drei derzeit gängigsten Partialwellenanalysen verglichen. Während der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt von allen drei Vorhersagen gut beschrieben werden kann, treten hier bereits bei niedrigen Energien große Unterschiede zwischen den Vorhersagen und den Daten auf, so dass mit der Extraktion dieser Observable neue Informationen für die Partialwellenanalysen zur Verfügung gestellt werden können.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
1.1	Quarkmodelle	3
2	Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen	11
2.1	Polarisationsobservablen	14
2.2	Doppelpolarisationsobservable E	17
2.3	SAID, MAID und die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse	19
3	Das CBELSA/TAPS-Experiment	23
3.1	Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	24
3.2	Radiatortargetsystem	25
3.3	Photonenmarkierungsanlage	26
3.4	Møllerpolarimeter	27
3.5	Elektronenstrahlvernichter	29
3.6	Polarisiertes Target	30
3.7	Flüssigwasserstofftarget	31
3.8	Kohlenstofftarget	31
3.9	Crystal-Barrel-Detektor	32
3.9.1	Crystal-Barrel-Kalorimeter	33
3.9.2	Vorwärtsdetektor	34
3.9.3	Innendetektor	35
3.10	Gas-Čerenkov-Detektor	36
3.11	MiniTAPS	38
3.12	Photonenintensitäts- und Flussmonitor	40
3.13	Photonenkamera	41
3.14	Trigger	41
4	Datenbasis und Polarisationsbestimmung	44
4.1	Datensituation	44
4.2	Monte-Carlo Simulation	48
4.3	Polarisationsbestimmung	50
4.3.1	Strahlpolarisation	50
4.3.2	Targetpolarisation	53
5	Kalibration	55
5.1	Energiekalibration	55
5.1.1	Energiekorrekturfunktion	56
5.1.2	Kalibration	58
5.2	Zeitkalibration	63
5.3	Eichung der Photonenmarkierungsanlage	67

6	Ereignisrekonstruktion	70
6.1	Ereignisrekonstruktion der Daten	70
6.1.1	Photonenmarkierungsanlage	71
6.1.2	Innendetektor	72
6.1.3	Crystal-Barrel-Detektor und Vorwärtsdetektor	73
6.1.4	MiniTAPS-Detektor	74
6.2	Markierung der geladenen Teilchen	75
7	Selektionskriterien	79
7.1	Reaktionszeit	82
7.2	Massenschnitte	89
7.2.1	Schnitt auf die Pionmasse	89
7.2.2	Schnitt auf die Protonenmasse	91
7.3	Koplanaritätsschnitt	94
7.4	Schnitt auf die berechnete Strahlphotonenenergie	96
7.5	Vergleich der Schnitte	100
8	Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E	106
8.1	Zählratendifferenz	106
8.2	Bestimmung von E über den Dilution-Faktor	110
8.2.1	Bestimmung des Dilution-Faktors	112
8.2.2	Dilution-Faktor mit den Kohlenstoffdaten vom Januar 2009	112
8.2.3	Dilution-Faktor mit den Kohlenstoffdaten vom November 2011	114
8.2.4	Dilution-Faktor ohne Wasserstoffdaten	117
8.2.5	Optimierung der Schnitte	120
8.2.6	Bestimmung von E	121
8.3	Bestimmung des systematischen Fehlers	133
8.4	Bestimmung von E mit Hilfe der Wasserstoffdaten	133
8.4.1	Targetflächendichte	135
8.4.2	Detektorakzeptanz	135
8.4.3	Photonenfluss	139
8.4.4	Bestimmung von E	141
8.5	Vergleich mit vorhandenen Daten	146
8.6	Kombinationsmöglichkeiten aus Strahl- und Targetpolarisation	146
9	Diskussion der Ergebnisse	154
9.1	$\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$	154
9.2	Spinabhängige Differenz der Wirkungsquerschnitte	160
9.2.1	GDH-Integral	162
9.3	Doppelpolarisationsobservable E	164
9.3.1	MAID-Vorhersage	164
9.3.2	Bestimmung der beteiligten Drehimpulse	165
9.3.3	Multipolanalyse	170
10	Zusammenfassung	173
A	Verwendetes XML zur Datenanalyse	175
B	Card-Datei für Monte-Carlo-Simulationen	176

C	Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt	177
D	Ladungsmarkierung	181
	D.1 Butanol-Strahlzeit im November 2007	181
	D.2 Flüssigwasserstofftarget	183
	D.3 Kohlenstofftarget	185
E	Zeitinformationen	187
	E.1 Butanol-Strahlzeit im November 2007	187
	E.2 Wasserstoff-Strahlzeit im November 2008	188
	E.3 Kohlenstoff-Strahlzeit im Januar 2009	188
F	Schnitte	189
	F.1 Zeitschnitt	189
	F.2 Schnitt auf die invariante Masse	191
	F.3 Schnitt auf die fehlende Masse der Reaktion	195
	F.4 Koplanaritätsschnitt	199
	F.5 Schnitt auf die berechnete Strahlenergie	201
	F.6 Vergleich der kinematischen Schnitte für November 2007	202
G	Spektren zur Zählratendifferenz	203
H	Photonenfluss für die Strahlzeit im November 2007	206
I	Dilution-Faktor	207
	I.1 Kohlenstoffdaten aus Jan. 2009	207
	I.2 Kohlenstoffdaten aus Nov. 2011	216
	I.2.1 Bestimmung über das Missing-Mass-Spektrum	216
	I.2.2 Bestimmung über das Koplanaritätsspektrum	225
	I.2.3 Bestimmung über das Missing-Mass-Spektrum ohne Verwendung der Wasserstoffdaten	234
	I.2.4 Bestimmung über das Koplanaritätsspektrum ohne Verwendung der Wasserstoffdaten	243
	I.2.5 Missing-Mass-Methode mit optimierten Schnitten	252
	I.2.6 Koplanaritätsmethode mit optimierten Schnitten	261
	I.2.7 Missing-Mass-Methode für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Gela- denentreffer	270
	I.2.8 Koplanaritätsmethode für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Gela- denentreffer	279
J	$\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$	288

1 Motivation

Ein wesentliches Ziel der Teilchenphysik ist die Beantwortung der Frage nach den kleinsten Bausteinen der Materie und ihren grundlegenden Wechselwirkungen. Am LHC¹, dem Beschleuniger mit den derzeit höchsten erreichbaren Energien, wurde erst kürzlich ein erster Beleg für das bereits 1964 vorhergesagte Higgs-Boson gefunden, mit dessen Existenz das Zustandekommen der Massen der Elementarteilchen erklärt werden kann. Bereits für Protonen und Neutronen, aus denen sämtliche den Menschen umgebende Materie aufgebaut ist und welche wiederum zusammengesetzte Systeme aus elementaren Bausteinen, den Quarks, sind, lässt sich ihre Masse jedoch nicht alleine aus der Masse dieser Elementarteilchen erklären. Sie macht lediglich etwa 1% ihrer Masse aus. Die Masse von Protonen und Neutronen kommt demnach hauptsächlich durch die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks zustande. Um diese Wechselwirkung genauer zu verstehen, ist die Spektroskopie ein sehr wichtiges Werkzeug.

Die Spektroskopie hat bereits in der Atomphysik stark zum heutigen Verständnis des Atomaufbaus und der damit verbundenen elektromagnetischen Wechselwirkung beigetragen. Zu Beginn des 19. Jahrhunderts entdeckten im Abstand von wenigen Jahren W. Wollaston und J. Fraunhofer unabhängig voneinander dunkle Linien im Spektrum der Sonne, ohne allerdings zunächst ihren Ursprung erklären zu können. J. Fraunhofer untersuchte dieses Spektrum genauer und bestimmte die Wellenlängen dieser Linien [Fra17]. 1859 fand R. Bunsen heraus, dass verschiedene chemische Elemente die Flamme eines Gasbrenners auf charakteristische Weise färben [Bun59]. Daraus schlossen G. Kirchhoff und er, dass jedes Element ein charakteristisches Emissions- und Absorptionsspektrum aufweist und entwickelten die chemische Spektralanalyse mit der Hoffnung, neue, in der Natur selten vorkommende Elemente leichter zu entdecken [KB60]. Mit diesen Erkenntnissen hatte man also eine Möglichkeit gefunden, auch Rückschlüsse über die chemische Zusammensetzung der Sonnenatmosphäre zu ziehen. So wurde etwa im Spektrum des Sonnenlichts das



Abbildung 1.1: Emissionsspektrum von Helium.

Element Helium gefunden [Loc69]. Sein charakteristisches Emissionsspektrum ist in Abbildung 1.1 zu sehen. Seine gelbe Spektrallinie, die ebenfalls zum Spektrum des Sonnenlichts beiträgt, konnte zunächst keiner bekannten chemischen Substanz zugeordnet werden, so dass es sich um ein neues Element handeln musste.

Kurz nach der Begründung der Spektralanalyse begann man, das Emissions- und Absorp-

¹LHC=Large Hadron Collider,CERN. Höchste derzeit erreichbare Energien: 7 TeV.

1. Motivation

tionsspektrum des leichtesten Elements, des Wasserstoffatoms zu untersuchen, was eine fundamentale Rolle bei der Entwicklung des Verständnisses über die Gesetzmäßigkeiten des Atomaufbaus und die Struktur von Materie gespielt hat. Grundlage zum Verständnis solcher Linienspektren war zu dieser Zeit das Bohr'sche Atommodell [Boh15]. Es basiert auf dem Rutherford'schen Atommodell, welches das Atom erstmals als ein aus einer Atomhülle und einem Kern zusammengesetztes System ansah. Mit Hilfe von Streuexperimenten an schweren Elementen wie Gold kam E. Rutherford zu dem Schluss [Rut11], dass sich die positive Ladung und die Masse nicht über das gesamte Atom verteilt, sondern dass das Atom einen Kern hat, in dem nahezu die gesamte Masse konzentriert ist, während die Masse der Atomhülle demgegenüber vernachlässigbar ist. Auf der anderen Seite ist die geometrische Ausdehnung eines Atoms, die in der Größenordnung von 10^{-8} cm liegt, durch die Elektronenhülle gegeben, während der Atomkern mit einem Durchmesser von $10^{-13} - 10^{-12}$ cm nur wenig zur Größe des Atoms beiträgt.

N. Bohr erweiterte dieses Modell und erklärte die Absorption und Emission von Photonen durch Übergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus eines Atoms. Strukturen im Spektrum geben demnach Hinweise darauf, welche Energiebeträge ein zusammengesetztes System aufnehmen oder abgeben kann.

Das Bohr'sche Atommodell war der Startpunkt zum heutigen Verständnis des Atomaufbaus. Mit immer präziseren Experimenten wurden mit der Zeit neue Effekte aufgedeckt, welche heute im Rahmen der Quantenelektrodynamik, der Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, sehr präzise beschrieben werden können. Die Entwicklung solcher Modelle hat demnach maßgeblich zum Verständnis der elektromagnetischen Wechselwirkung und ihrer theoretischen Beschreibung beigetragen.

Während E. Rutherford und N. Bohr in ihrem Modell noch von einem punktförmigen Atomkern ausgingen, wurde durch immer genauere Untersuchungen von chemischen Elementen und ihren radioaktiven Eigenschaften [Sod22] und schließlich mit der Entdeckung des bereits von E. Rutherford seit einigen Jahren vorhergesagten Neutrons 1932 durch J. Chadwick [Cha32] klar, dass der Atomkern aus positiv geladenen Protonen und neutralen Neutronen, den Nukleonen, zusammengesetzt ist. Da die positive Protonladung und die negative Elektronladung dem Betrag nach gleich sind, ist im elektrisch neutralen Atom die Anzahl der Protonen im Kern gleich der Anzahl der Elektronen in der Hülle, welche wiederum die chemischen Eigenschaften eines Elements bestimmt. Mit diesem Wissen konnte auch die Einsortierung der Elemente im Periodensystem erklärt werden, welches 1869 von D. Mendelejew aufgestellt wurde, um Gesetzmäßigkeiten in der zu seiner Zeit immer größer werdenden Zahl an „elementaren“ Atomen aufzudecken.

Eine Zeit lang nahm man an, dass Proton, Neutron und Elektron elementare, punktförmige Teilchen sind. Einen ersten Hinweis darauf, dass dies für Protonen und Neutronen nicht gilt, lieferte in den 30er Jahren ihr magnetisches Moment. Messungen ergaben für das magnetische Moment des Protons einen fast dreimal so großen Wert wie für ein punktförmiges Teilchen erwartet wurde [FS33]. Auch stellte man fest, dass das magnetische Moment des Neutrons nicht Null ist, wie es für ein neutrales, punktförmiges Teilchen der Fall sein sollte.

R. Hofstadter untersuchte in den 50er Jahren die Struktur des Protons, indem er niederenergetische Elektronen mit Energien von bis zu 550 MeV auf Protonen schoss und anschließend die Winkelverteilung der gestreuten Protonen maß. Die resultierende Intensitätsverteilung wird durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt beschrieben, der in der

1. Motivation

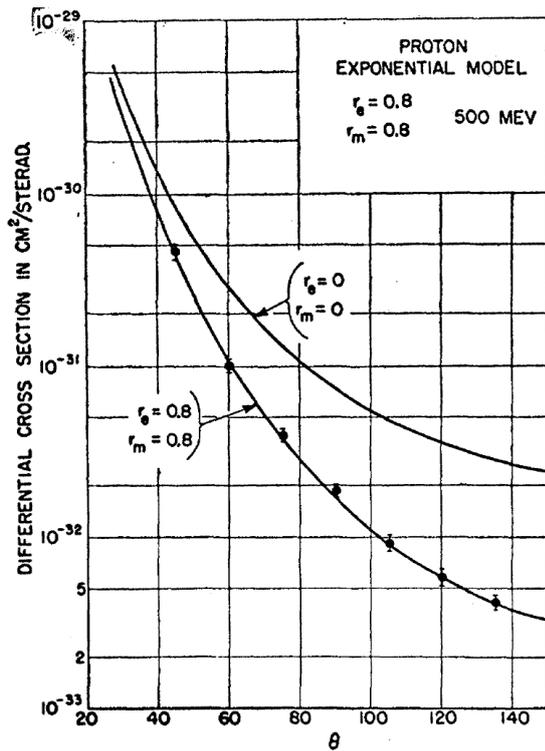


Abbildung links für eine Eingangsenergie von 500 MeV gegen den Streuwinkel θ aufgetragen ist [CH56]. Zusätzlich ist der theoretisch vorhergesagte Verlauf für ein punktförmiges Teilchen mit Radius $r_e = 0$ eingezeichnet. Dieser liegt deutlich oberhalb der gemessenen Datenpunkte. Berechnet man den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für ein Teilchen mit einem Radius von $r_e = 0,8$ fm und zeichnet ihn ebenfalls in das Spektrum, erhält man einen Verlauf, der die Datenpunkte deutlich besser beschreibt. Dies lieferte einen weiteren Hinweis dafür, dass es sich bei den Nukleonen im Gegensatz zum Elektron nicht um punktförmige Teilchen handelt.

Während Protonen und Neutronen demnach tatsächlich eine innere Struktur aufweisen, konnte für das Elektron innerhalb der Messgenauigkeit bisheriger Experimente keine räumliche Ausdehnung beobachtet

werden [Bou00]. Es wird daher nach wie vor als punktförmig angenommen.

1.1 Quarkmodelle

Mit der Zeit wurden zunächst in der kosmischen Höhenstrahlung und später an Beschleunigern immer mehr Teilchen gefunden, wie es für die Zeit von 1917 bis 1965 in Abbildung 1.2 zu sehen ist.

Ähnlich wie in der Atomphysik versuchte man daher zunächst, Ordnung in die immer größer werdende Zahl von Hadronen, den stark wechselwirkenden Teilchen, zu bringen, um mögliche Gesetzmäßigkeiten aufzudecken. Dies gelang 1961 erstmals M. Gell-Mann [GM62]. Er stellte fest, dass sich alle ihm bekannten Hadronen in Ordnungsschemata, sogenannte Multipletts, einsortieren lassen. Dabei unterscheidet er zwei Arten von Hadronen: die Mesonen mit ganzzahligem Spin und die Baryonen mit halbzahligem Spin.

Um eine mögliche Erklärung für das Auftreten solcher Multipletts zu liefern, postulierte er als mathematisches Konstrukt - und zur gleichen Zeit unabhängig von ihm G. Zweig - drei Quarks² (das Up-, Down- und Strange-Quark), aus denen die Hadronen zusammen-

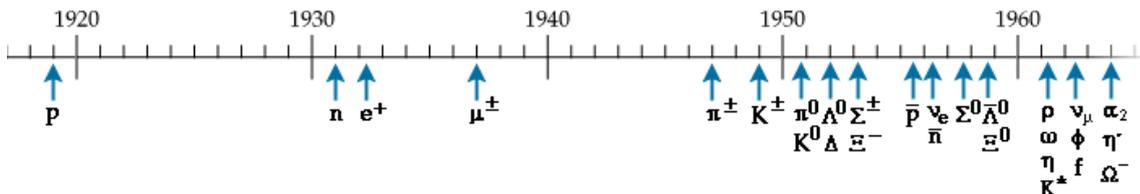


Abbildung 1.2: Entdeckung verschiedener Teilchen zwischen 1917 und 1965.

1. Motivation

gesetzt werden können [GM64]. Er nahm an, dass es sich dabei um Spin-1/2-Teilchen mit drittelzahliger elektrischer Ladung handelt. Alle Eigenschaften der Hadronen ergeben sich aus den Eigenschaften dieser Quarks und der entsprechenden Antiquarks. Mesonen sind in dieser Beschreibung aus einem Quark-Antiquark-Paar und Baryonen aus drei Quarks aufgebaut. Die drittelzahlige elektrische Ladung wird demnach benötigt, um die ganzzahlige elektrische Ladung der Baryonen erklären zu können.

Anfangs zweifelte man an diesem Quarkmodell, da es das Pauli-Prinzip zu verletzen scheint. Es besagt, dass zwei gleiche Fermionen, d.h. Teilchen mit halbzahligen Spin, nicht denselben Zustand besetzen können. Da Quarks Spin 1/2 tragen, muss demnach dieses Prinzip auch für sie gelten. Im Rahmen des Quarkmodells ergibt sich, dass das Δ^{++} -Baryon aus drei identischen Up-Quarks im gleichen Spinzustand besteht, was im Grundzustand zu einer symmetrischen Spin-, Flavour- und Ortswellenfunktion und damit zu einer symmetrischen Gesamtwellenfunktion

$$\Psi_{\text{total}}^{\text{sym}} = R(x) \cdot \phi_{\text{flavour}} \cdot \chi_{\text{spin}} \quad (1.1)$$

führt. Für Fermionen erwartet man jedoch eine antisymmetrische Wellenfunktion.

1964 schlug O. Greenberg [Gre64] vor, dass Quarks nicht nur in drei Flavour, sondern auch in jeweils drei Farben auftreten. Quarks tragen Farbladung, Antiquarks die entsprechende Antifarbe, analog zur elektrischen Ladung der elektromagnetischen Kraft. Bisher konnten experimentell nur farbneutrale Teilchen beobachtet werden. Die aus Quarks zusammengesetzten Teilchen müssen demnach ebenfalls farbneutral sein. Während im Meson ein Quark mit Farbe und ein Antiquark mit der entsprechenden Antifarbe zu einem farbneutralen Teilchen führt, erhält man dies im Baryon durch das Vorhandensein aller drei Farben.

Bei den drei Quarks im Δ^{++} handelt es sich damit also nicht mehr um identische Teilchen und man erhält über die Farbwellenfunktion einen antisymmetrischen Teil in der Gesamtwellenfunktion

$$\Psi_{\text{total}}^{\text{antisym}} = (R(x) \cdot \phi_{\text{flavour}} \cdot \chi_{\text{spin}})^{\text{sym}} \cdot \lambda_{\text{farbe}}^{\text{antisym}}, \quad (1.2)$$

wodurch sich das Problem der möglichen Verletzung des Pauli-Prinzips auflöste und erklärt werden konnte, warum bisher keine freien Quarks experimentell nachgewiesen werden konnten, sie also im Hadron eingeschlossen zu sein scheinen („Confinement“).

Weitere Hinweise auf die Richtigkeit des Modells lieferte die Vorhersage des Ω^- -Teilchens, welches kurz darauf am BNL³ entdeckt wurde [B⁺64]. Auch standen, im Gegensatz zu R. Hofstadters ersten, elastischen Streuexperimenten, mittlerweile Beschleuniger mit höheren Strahlenergien zur Verfügung. So wurde in der inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei Eingangsenergien von bis zu 6 GeV sichtbar, dass im differentiellen Wirkungsquerschnitt, aufgetragen gegen die Energie des gestreuten Elektrons E' , bzw. gegen die Schwerpunktsenergie W , wie in Abbildung 1.3 zu sehen [B⁺68], eine Reihe von Maxima auftreten. Diese lassen sich als inelastische Anregung des Protons interpretieren. Als punktförmiges Teilchen würde sich das Proton aber aufgrund von fehlenden inneren Freiheitsgraden nicht auf diese Weise anregen lassen.

Letztendlich wurde der erste experimentelle Beleg von Quarks als punktförmige Elementar-

²Während Gell-Mann in seinem Modell noch von drei Quarkflavour, also verschiedenen Arten von Quarks, und den entsprechenden Antiquarks ausging, sind heute tatsächlich sechs Quarkflavour (Up, Down, Strange, Charm, Bottom, Top) bekannt.

³BNL: Brookhaven National Laboratory, New York

1. Motivation

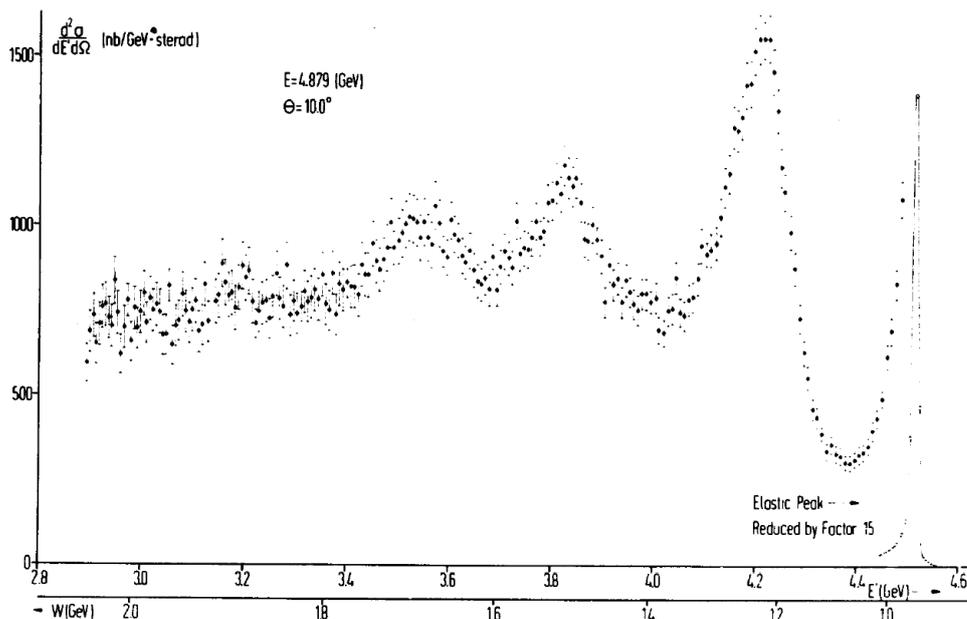


Abbildung 1.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt, aufgetragen gegen die Energie des gestreuten Elektrons E' bzw. gegen die Schwerpunktsenergie W , bei der Elektron-Protonstreuung [B⁺68].

teilchen in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung am SLAC⁴ gefunden, wo Strahlenergien von bis zu 17 GeV zur Verfügung standen. Dort fand man heraus, dass die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag viel kleiner ist als man erwartet hatte [B⁺69], was schließlich, zusammen mit weiteren Untersuchungen, als Streuung an punktförmigen Spin-1/2-Teilchen im Proton interpretiert wurde.

Bei dem Quarkmodell von M. Gell-Mann und G. Zweig handelt es sich um ein Konstituentenquarkmodell. Dabei wird die Existenz von Konstituentenquarks im Hadron angenommen. Sie haben die gleichen Eigenschaften wie die in Tabelle 1.1 aufgelisteten fundamentalen Quarks, die „Stromquarks“, besitzen jedoch eine größere Masse. Dabei nimmt man an, dass das Stromquark von einer Wolke aus Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen, den Austauschpartikeln der starken Wechselwirkung, umgeben ist, die ihm ihre Konstituentenquarkmasse gibt, welche deutlich größer als die eigentliche Stromquarkmasse ist. Sie sind ebenfalls in Tabelle 1.1 aufgelistet.

	Stromquarkmasse	Konstituentenquarkmasse	Ladung	Spin
Down	5 MeV	≈ 300 MeV	-1/3	1/2
Up	2,5 MeV	≈ 300 MeV	2/3	1/2
Strange	101 MeV	≈ 450 MeV	-1/3	1/2
Charm	1270 MeV	≈ 1500 MeV	2/3	1/2
Bottom	4190 MeV	≈ 5000 MeV	-1/3	1/2
Top	172 GeV	≈ 175 GeV	2/3	1/2

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Quarks [B⁺12].

⁴SLAC = Stanford Linear Accelerator Center, Kalifornien

1. Motivation

Während das Quarkmodell von M. Gell-Mann als statisches Modell den Aufbau der Hadronen aus Quarks beschreibt, versuchen dynamische Konstituentenquarkmodelle zusätzlich die Wechselwirkung zwischen den Quarks und ihre Dynamik zu beschreiben. Die Konstituentenquarks werden dabei durch ein Potential im Baryon gebunden, welches sowohl den Quarkeinschluss bei großen Abständen, als auch die Annahme von freien Quarks bei kleinen Abständen („Asymptotische Freiheit“) berücksichtigen muss. Dies alleine reicht aber nicht aus, um eine Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment zu erzielen. Derzeit gibt es verschiedene Ansätze, dieses Potential zu beschreiben. In dem nichtrelativistischen Modell von A. De Rujula, H. Georgi und S. Glashow besteht das Potential beispielsweise aus einer flavour- und spinunabhängigen langreichweitigen Kraft, die zum Quarkeinschluss führt, und einer spinabhängigen kurzreichweitigen Kraft, die durch den Austausch von einem Gluon zwischen den Quarks entsteht [RGG75]. Während hierbei sowohl Spin-Spin als auch Spin-Bahn-Wechselwirkungen berücksichtigt werden, vernachlässigt das Modell von N. Isgur und G. Karl die Spin-Bahn-Wechselwirkung [IK78]. Sie stellten fest, dass eine bessere Beschreibung der Hadronenmassen ohne diesen Term gelingt. Dieses Modell wurde später von N. Isgur und S. Capstick mit semirelativistischen Ansätzen erweitert, in denen die Spin-Bahn-Wechselwirkung wieder enthalten ist, da sie ihr Verschwinden auf die fehlende Berücksichtigung von relativistischen Effekten in den bisherigen Ansätzen zurückführen konnten. Demnach setzt sich die Spin-Bahn-Wechselwirkung aus zwei Anteilen zusammen, die sich teilweise kompensieren [CI86].

Ein relativistisches Modell wurde von U. Löring, B. Metsch und H. Petry entwickelt [LMP01]. Sie verwenden für die kurzreichweitige Kraft keinen Ein-Gluon-Austausch wie in

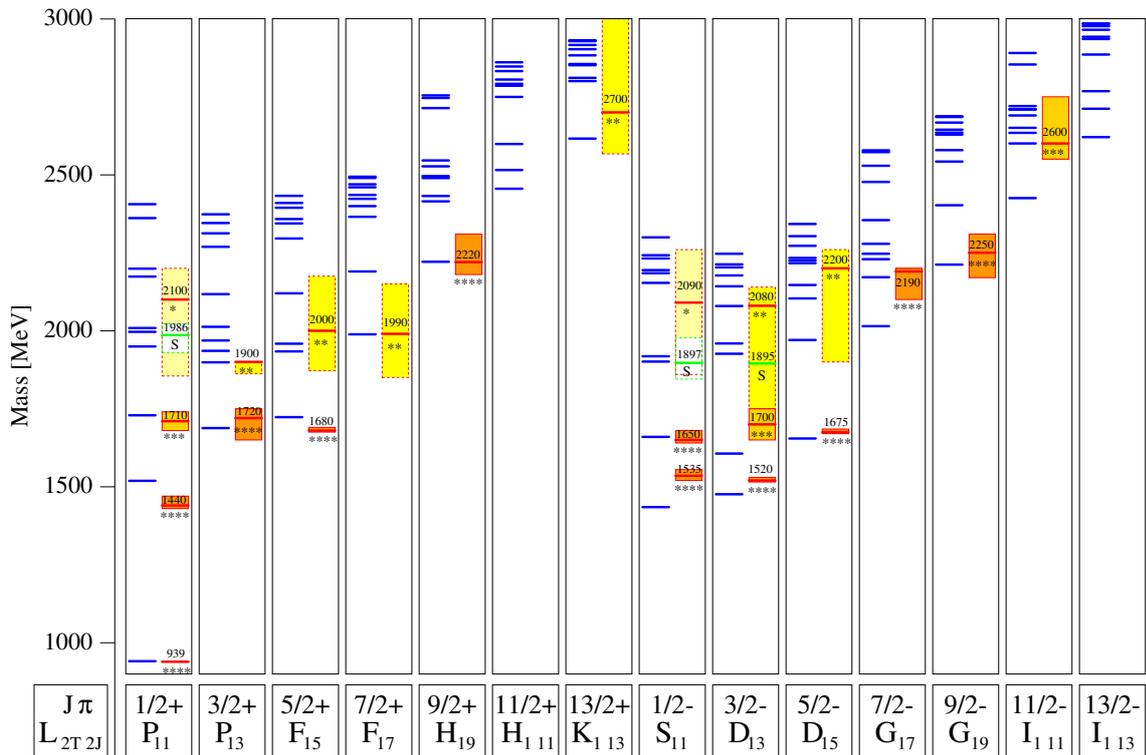


Abbildung 1.4: Spektrum der Nukleonresonanzen, rechts sieht man die experimentell beobachteten Zustände, links die vom Bonn-Modell vorhergesagten Zustände [LMP01].

1. Motivation

den vorher genannten Modellen, sondern gehen von instanton-induzierten Kräften aus. Ihre Vorhersagen für mögliche Nukleonzustände werden in Abbildung 1.4 mit den experimentell nachgewiesenen Nukleonzuständen verglichen. Die verschiedenen Zustände sind gemäß ihrer Massen und ihrer Quantenzahlen aufgetragen. Zur Charakterisierung wird hierzu der Gesamtdrehimpuls $J = |\vec{L} + \vec{S}|$ und die Parität⁵ verwendet. In den vorderen Spalten sind Zustände mit positiver Parität, in den hinteren Spalten Zustände mit negativer Parität enthalten. In jeder Spalte sind rechts die experimentell gemessenen Zustände mit ihrer Messunsicherheit und links die vorhergesagten Zustände eingetragen. Diese Zustände werden durch L_2T_2J gekennzeichnet. Hierbei ist L der Drehimpuls des πN -Systems⁶, J der Gesamtdrehimpuls und T der Isospin. Bei Letzterem handelt es sich um eine weitere Quantenzahl, die analog zum Spin definiert ist. Sie berücksichtigt die Tatsache, dass die starke Wechselwirkung z.B. nicht zwischen Proton und Neutron unterscheidet, sie also als zwei Zustände eines Teilchens, des Nukleons, betrachtet werden können.

Vergleicht man in diesem Spektrum die experimentell gefundenen Zustände mit den theoretisch Vorhergesagten, sieht man, dass dieses Modell die Zustände generell gut beschreibt. Es gibt jedoch bei manchen niedrig liegenden Zuständen, wie dem $P_{11}(1440)$ - oder dem $S_{11}(1535)$ -Zustand, deutliche Massenunterschiede zwischen der für diese Zustände vorhergesagten und der experimentell ermittelten Masse. Während bei den gemessenen Daten der $P_{11}(1440)$ -Zustand unterhalb des $S_{11}(1535)$ -Zustands liegt, wird dies im Quarkmodell genau umgekehrt vorhergesagt. Zudem fällt auf, dass bei höheren Massen deutlich mehr Zustände vorhergesagt werden, als bisher experimentell gefunden wurden.

Da bei kleinen Impulsüberträgen, d.h. großen Teilchenabständen, die Kopplungskonstan-

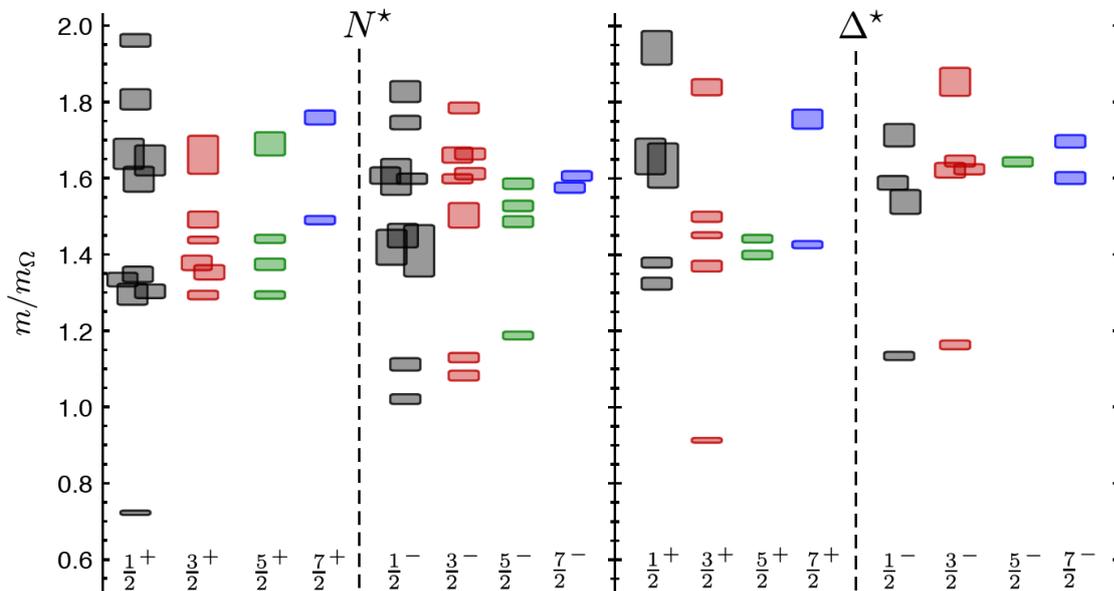


Abbildung 1.5: Vorhersage der Gitter-QCD zum Spektrum der Nukleonresonanzen bei einer Pionmasse von $m_\pi = 396$ MeV [EDRW11].

⁵Symmetrieeigenschaft eines physikalischen Systems. Sie beschreibt das Verhalten gegenüber einer Raumspiegelung und kann die Werte ± 1 annehmen.

⁶Diese Notation ist historisch bedingt und stammt aus der Zeit, als nahezu ausschliesslich Daten aus der πN -Streuung existierten.

1. Motivation

te der starken Wechselwirkung groß wird, ist es im Bereich der Nukleonresonanzen nicht möglich, störungstheoretische Rechnungen im Rahmen der Quantenchromodynamik durchzuführen. Eine der wenigen Möglichkeiten für nicht-störungstheoretische ab-initio Berechnungen liefert die Gittertheorie. Dabei handelt es sich um eine numerische Methode, mit der man Gleichungen der Quantenchromodynamik mit Hilfe von leistungsstarken Computern lösen kann. Dazu wird das Raum-Zeit-Kontinuum auf einem vierdimensionalen Gitter diskretisiert. Die Gitterpunkte entsprechen den Quarkfeldern und die Verbindung zwischen den Punkten den Gluonfeldern. Um im Rahmen der Quantenchromodynamik in der kontinuierlichen Raumzeit Vorhersagen machen zu können, muss der Abstand der Gitterpunkte gegen Null und das Volumen gegen unendlich extrapoliert werden. Da die benötigte Computerleistung mit sinkender Masse steigt, kann zur Berechnung des Anregungsspektrums des Nukleons die tatsächliche Pionmasse von 135 MeV derzeit noch nicht erreicht werden. In Abbildung 1.5 ist das Ergebnis einer solchen Gitter-Rechnung in Einheiten der berechneten Ω -Masse bei einer π -Masse von $m_\pi = 396$ MeV zu sehen [EDRW11]. Es ist derzeit nicht direkt mit den experimentell beobachteten Zuständen vergleichbar, da die vorhergesagten Massen noch nicht den physikalischen Massen entsprechen. Die Anzahl der niedrig liegenden Zustände ist jedoch vergleichbar mit der Anzahl an Zuständen in nichtrelativistischen Quarkmodellen. Auch hier werden bei hohen Energien sehr viele Zustände vorhergesagt.

Um solche fehlenden Zustände zu erklären, gibt es mehrere Ansätze. Eine Möglichkeit ist, dass sich zwei der drei Quarks im Baryon zu einem Diquark binden. Damit steht ein Freiheitsgrad weniger zur Verfügung, was zur Folge hat, dass auch weniger Zustände vorhergesagt werden. Eine andere Möglichkeit ist, dass diese fehlenden Resonanzen nicht in der elastischen πN -Streuung beobachtet werden können, welche die bisher am meisten untersuchte Reaktion ist. Modelle bestätigen für die fehlenden Zustände eine verschwindende oder eine kleine Kopplung an die elastische πN -Streuung und sagen dafür eine Kopplung an Photoproduktionsreaktionen wie zum Beispiel $\gamma p \rightarrow \eta N$, $\eta' N$ oder an Mehrteilchenendzustände voraus [CR00].

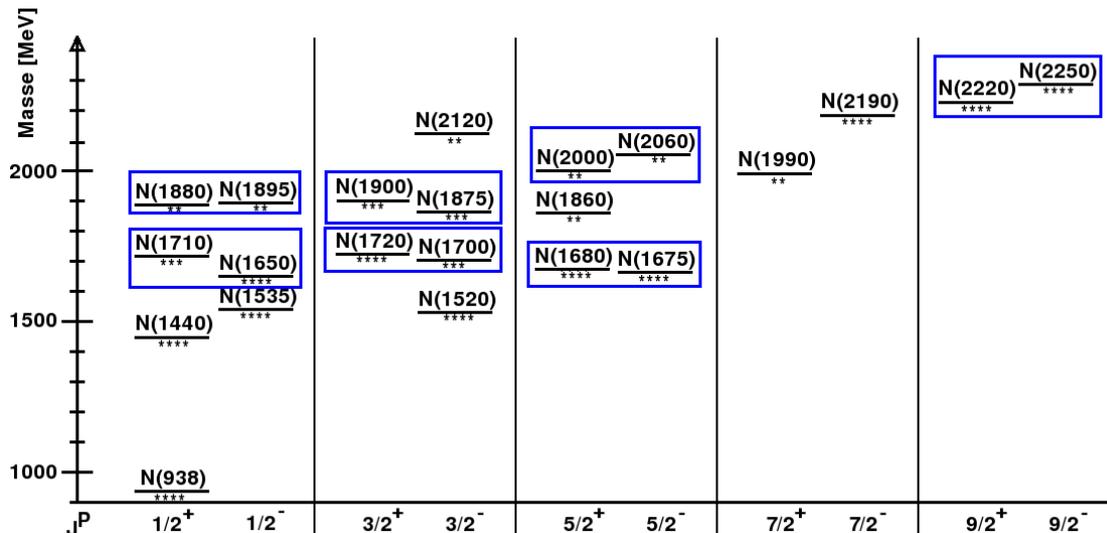


Abbildung 1.6: Spektrum der experimentell gefundenen Nukleonresonanzen [B⁺12]. Vergleicht man die verschiedenen Zustände bei gleichem J und entgegengesetzter Parität, findet man viele Paritäts-Doublets.

1. Motivation

Ein weiteres Phänomen, welches in den experimentell gemessenen Daten beobachtet werden kann, ist in Abbildung 1.6 zu sehen. Dort sind jeweils die Zustände mit gleichem Gesamtdrehimpuls J , aber unterschiedlicher Parität P für die in [B⁺12] gelisteten Nukleonresonanzen nebeneinander dargestellt. Dort erkennt man, dass viele Paare ähnlicher Masse, sogenannte Paritäts-Doublets, auftreten, dies jedoch nicht für die niedrigsten Zustände zutrifft. Solche Paritäts-Doublets können ebenfalls im relativistischen Quarkmodell beobachtet werden [LM01], nicht jedoch in den nichtrelativistischen Modellen oder dem Anregungsspektrum der Gittereichtheorie. Die Ursache für den dieses Phänomen verursachenden Mechanismus ist derzeit noch nicht genau verstanden. Zur weiteren Untersuchung ist eine genaue Kenntnis des Anregungsspektrums notwendig. Mit der Untersuchung dieses Nukleonanregungsspektrums und den Eigenschaften der Resonanzen beschäftigt man sich am CBELSA/TAPS-Experiment. Dazu werden neben vielen Einzelchenendzuständen, wie z.B. $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ oder $\gamma p \rightarrow p\eta$, auch Mehrteilchenendzustände untersucht.

Die am meisten untersuchte Photoproduktionsreaktion ist $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Für diese Reaktion ist in Abbildung 1.7 der differentielle Wirkungsquerschnitt gegen $\cos\theta$ im Schwerpunktsystem für Photonenenergien zwischen 600 und 1100 MeV aufgetragen. Zusätzlich zu den Datenpunkten sind die Vorhersagen der drei derzeit gängigsten Modelle eingezeichnet: in rot die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [A⁺12], in blau SAID [WBPS12] und in schwarz MAID [DKT07]. Sie werden im nächsten Kapitel kurz erläutert. Man erkennt, dass alle drei Modelle die Daten in diesem Energiebereich gut beschreiben und sie sich nur wenig voneinander unterscheiden. Wie im nächsten Kapitel erläutert wird, können solche Reaktionen durch Multipole beschrieben werden. Vergleicht man die Real- und Imaginärteile der von den verschiedenen Modellen extrahierten Multipole, wie es für zwei Beispiele

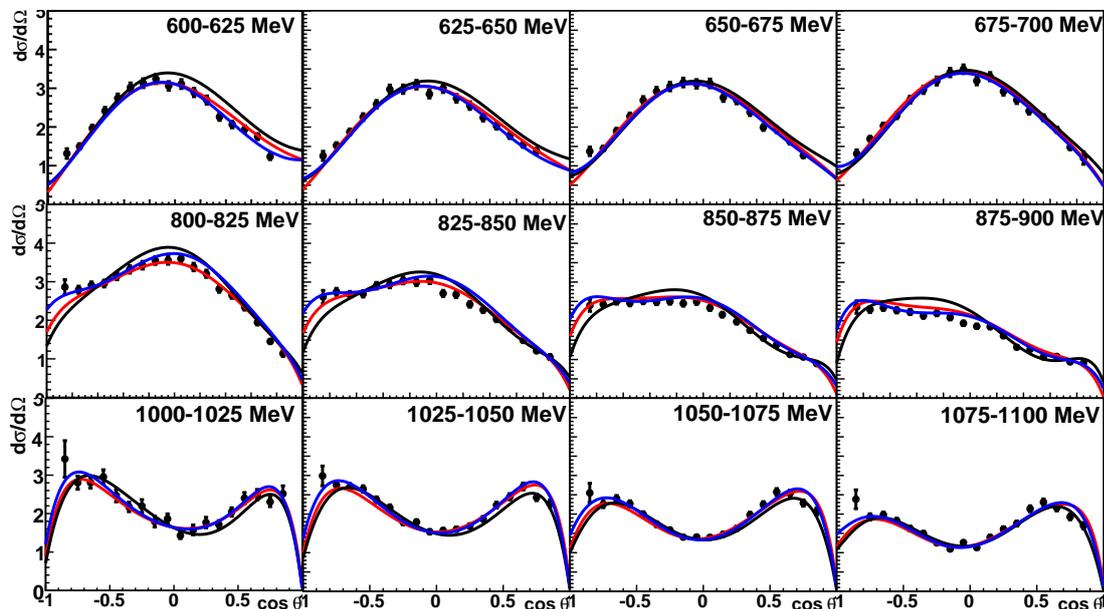


Abbildung 1.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ im Photonenenergiebereich von 600 bis 1100 MeV [vP07]. Zusätzlich sind die Vorhersagen der Bonn-Gatchina-PWA in rot, von SAID in blau und von MAID in schwarz eingezeichnet.

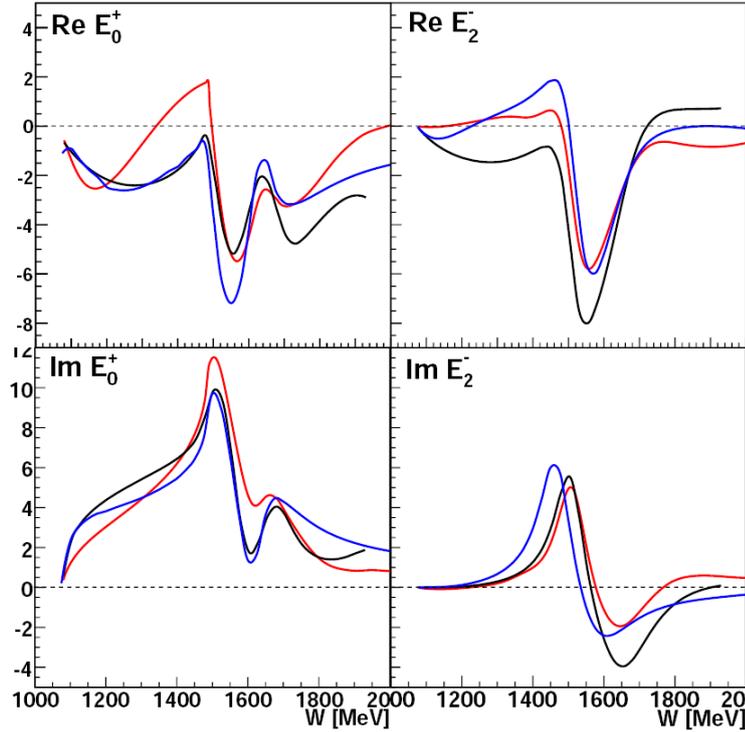


Abbildung 1.8: Vorhersagen der Bonn-Gatchina-PWA (rot), von SAID (blau) und von MAID (schwarz) für die Multipole E_{0+} und E_{2-} .

in Abbildung 1.8 dargestellt ist, erkennt man deutliche Unterschiede, obwohl sie den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt alle mit gleicher Präzision beschreiben. Die Untersuchung des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts reicht demnach nicht aus, um diese Multipole eindeutig zu bestimmen. Um solche Mehrdeutigkeiten zu eliminieren, ist die Messung von Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen notwendig, worauf im nächsten Kapitel näher eingegangen wird.

Aufbau der Arbeit

Im Rahmen dieser Dissertation wurde die Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmt. Auf die Beschreibung dieser Reaktion wird im folgenden Kapitel genauer eingegangen. Anschließend wird zunächst der Experimentaufbau in Kapitel 3 und die vorhandene Datenmenge in Kapitel 4 detailliert beschrieben. Da es sich um Daten mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target handelt, werden in Kapitel 4.3 die Methoden zur Polarisationsbestimmung und die erreichten Polarisationswerte gezeigt. Die unterschiedlichen Methoden zur Kalibrierung der verschiedenen Detektorkomponenten werden in Kapitel 5 erläutert. Die restlichen Kapitel beschäftigen sich mit den notwendigen Schritten der Datenanalyse, bis hin zur tatsächlichen Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E . Hier wird auf die Rekonstruktionsschritte und die Datenselektion eingegangen, bevor die möglichen Methoden zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert werden.

2 Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

Trägt man den totalen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion am Proton als Funktion der Anregungsenergie auf, erhält man den in Abbildung 2.1 in schwarz dargestellten Verlauf [N⁺10]. Ähnlich wie im Spektrum der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in Abbildung 1.3 treten auch hier bei bestimmten Energien Maxima auf, die mit Anregungszuständen des Protons in Verbindung gebracht werden können.

Betrachtet man speziell solche Reaktionen, wo der Anregungszustand in ein Proton und ein π^0 oder ein η zerfällt, erhält man in Abbildung 2.1 die in rot für das π^0 [vP07] und in blau für das η [B⁺05] dargestellten Spektren. Hierbei werden deutlichere Strukturen sichtbar. Im π^0 -Spektrum sind 3 Peaks, bei ≈ 320 MeV, ≈ 700 MeV und ≈ 1000 MeV erkennbar, während im η -Spektrum ein klarer Peak bei ≈ 700 MeV auftritt. Anregungszustände, die für das Auftreten dieser Peakstrukturen verantwortlich sind, tragen demnach mit unterschiedlicher Stärke zu verschiedenen Endzuständen bei. Eine systematische Analyse von π - oder η -Photoproduktionsdaten erlaubt demnach eine bessere Untersuchung dieser Peakstrukturen als der totale Photoabsorptionsquerschnitt. Trägt man mögliche Resonanzen, die zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ beitragen können, schematisch als Breit-Wigner-

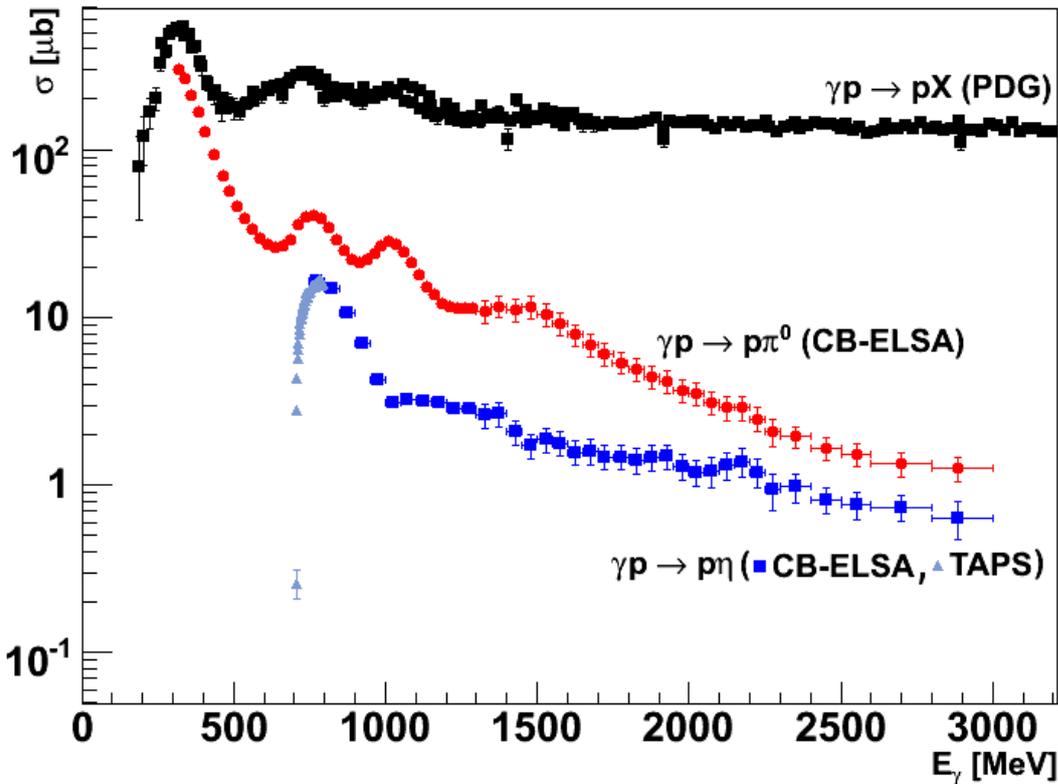


Abbildung 2.1: Schwarz: Totaler Photoabsorptionsquerschnitt am Proton [N⁺10], rot: $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [vP07], blau: $\gamma p \rightarrow p\eta$ [B⁺05].

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

Verteilungen der Form

$$f(E) = \frac{2J+1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{\pi}{k^2} \frac{B_{\text{in}}B_{\text{out}}\Gamma^2}{(E_0-E)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.1)$$

auf $[B^+12]$, wobei Γ die Halbwertsbreite, $S_1 = S_2 = 1/2$ die Spins des Photons und des Protons, $B_{\text{in/out}}$ die Verzweigungsverhältnisse für den Eingangs- und den Ausgangskanal, J der Gesamtdrehimpuls und E_0 die Masse der Resonanz und k der Phasenraum ist, erhält man das in Abbildung 2.2 dargestellte Spektrum. Dabei wurden die in $[B^+12]$ angegebenen Werte für die Massen und die Verzweigungsverhältnisse der beitragenden Resonanzen verwendet. Es ist deutlich erkennbar, dass die einzelnen Peaks, die im totalen Wirkungs-

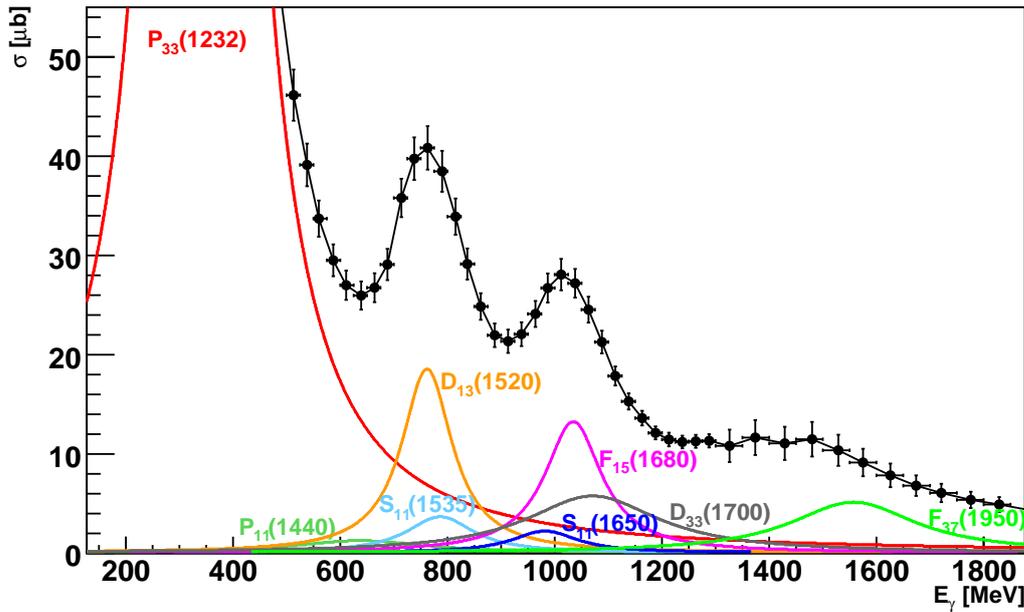


Abbildung 2.2: Breit-Wigner-Verteilungen von möglichen zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ beitragenden Resonanzen.

querschnitt auftreten, nicht durch einzelne Resonanzen sondern durch eine Überlagerung mehrerer Resonanzen (und nicht-resonantem Untergrund, welcher in der Abbildung nicht dargestellt ist) entstehen. Vergleicht man dieses Spektrum mit dem zu Beginn des Kapitels gezeigten Emissionsspektrum des Helium-Atoms in Abbildung 1.1, stellt man einen wesentlichen Unterschied fest: Während im Linienspektrum des Atoms schmale, gut separierbare Linien auftreten, sind im Anregungsspektrum des Nukleons die Resonanzen sehr breit und überlappen stark. Der Grund für diese breiten Resonanzen ist gemäß der Heisenberg'schen Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar$ ihre Lebensdauer. Diese ist mit $\approx 10^{-24}$ s typisch für Prozesse der starken Wechselwirkung und etwa 16 Größenordnungen kleiner als bei der elektromagnetischen Wechselwirkung. Da der Abstand der beitragenden Resonanzen oftmals nicht größer als einige 10 MeV ist, führt das zu einem Verlauf, in dem die Resonanzen stark überlappen und deswegen als einzelne Resonanz nicht mehr sichtbar sind. Nur beim niedrigsten Anregungszustand des Nukleons, der Δ -Resonanz $P_{33}(1232)$, erkennt man in Abbildung 2.1 einen eindeutigen Peak. Mit steigender Energie können jedoch immer mehr Zustände angeregt werden, die alle zum Spektrum beitragen. Zusätzlich zu den Resonanzen tritt zudem nicht-resonanter Untergrund auf, der ebenfalls in der Beschreibung von Wirkungsquerschnitten berücksichtigt werden muss.

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

Es fällt auf, dass es in verschiedenen Energiebereichen dominante Resonanzen gibt, die weniger stark zur Reaktion beitragende Resonanzen überdecken, so dass eine Extraktion dieser schwach beitragenden Resonanzen aus den Daten stark erschwert wird. Aus diesem Grund ist derzeit auch nicht genau bekannt, welche Resonanzen tatsächlich an dieser Reaktion beteiligt sind. Eine genaue Untersuchung der Resonanzeigenschaften und der Frage, welche Resonanzen mit welcher Stärke zur Reaktion beitragen, ist Aufgabe der Partialwellenanalyse.

Eine übliche Darstellung zur Beschreibung des Prozesses der Pionphotoproduktion ist die Multipoldarstellung. Sie lässt sich anhand Abbildung 2.3 verdeutlichen. Während es sich im Eingangszustand um einen elektromagnetischen Prozess handelt, wird im Endzustand das Pion über die starke Wechselwirkung erzeugt. Das einlaufende Photon mit dem Gesamtdrehimpuls $L = l_\gamma + S_\gamma$, wobei $S_\gamma = 1$ sein Spin und l_γ sein Bahndrehimpuls relativ zum Nukleon ist, wechselwirkt mit dem Nukleon mit Spin $S_N = 1/2$. Dabei entsteht ein Zwischenzustand mit Gesamtdrehimpuls J , Parität P und Isospin I . Dieser zerfällt nach kurzer Zeit in ein Pion mit Spin $S_\pi = 0$ und Bahndrehimpuls l_π und ein Nukleon. Der Übergang vom Grundzustand in den Anregungszustand kann hierbei entweder von elektrischer oder magnetischer Multipolstrahlung des Photons herrühren und wird entsprechend mit E oder M und dem Drehimpuls des Photons bezeichnet. Der Übergang zurück zum Grundzustand wird ebenfalls mit E oder M, dem Drehimpuls des Pions und der Angabe, ob der Gesamtdrehimpuls durch Addition oder Subtraktion des Nucleonspins erhalten wird, gekennzeichnet.

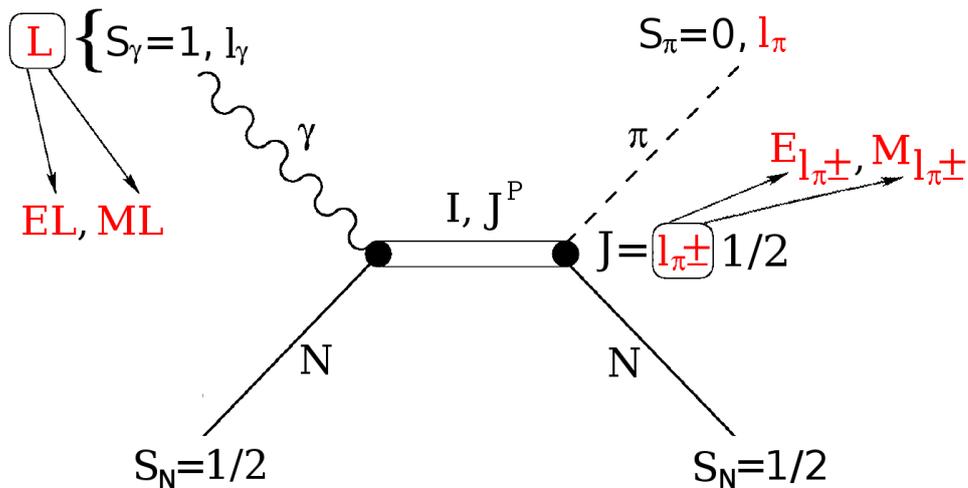


Abbildung 2.3: Multipoldarstellung der Pionphotoproduktion.

Die Eigenschaften des Eingangszustands hängen mit denen des Zwischenzustands und des Ausgangszustands aufgrund von Drehimpuls-

$$L \pm \frac{1}{2} = J = l_\pi \pm \frac{1}{2} \quad (2.2)$$

und Paritätserhaltung

$$EL : (-1)^L = (-1)^{l_\pi+1} \Rightarrow |L - l_\pi| = 1 \quad (2.3)$$

$$ML : (-1)^{L+1} = (-1)^{l_\pi+1} \Rightarrow L = l_\pi, \quad (2.4)$$

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

zusammen [KS03]. Betrachtet man den Fall für $L = 1$ und $L = 2$, erhält man die in Tabelle 2.1 dargestellten Ergebnisse, wobei die Drehimpulse im Endzustand, die aufgrund der genannten Erhaltungssätze nicht auftreten können, durchgestrichen sind.

L	Photon-Multipol	J^P	l_π	Pion-Multipol	Partialwellen	Resonanzen
1	$E1$	$\frac{1}{2}^-$	0, 1	E_{0+}	S_{11}, S_{31}	$S_{11}(1535)$
1	$E1$	$\frac{3}{2}^-$	0 , 2	E_{2-}	D_{13}, D_{33}	$D_{13}(1520)$
1	$M1$	$\frac{1}{2}^+$	0 , 1	M_{1-}	P_{11}, P_{31}	$P_{11}(1440)$
1	$M1$	$\frac{3}{2}^+$	1, 2	M_{1+}	P_{13}, P_{33}	$P_{13}(1720)$
2	$E2$	$\frac{3}{2}^+$	1, 2	E_{1+}	P_{13}, P_{33}	$P_{33}(1232)$
2	$E2$	$\frac{5}{2}^+$	0 , 3	E_{3-}	F_{15}, F_{35}	$F_{35}(1905)$
2	$M2$	$\frac{3}{2}^-$	0 , 2	M_{2-}	D_{13}, D_{33}	$D_{33}(1700)$
2	$M2$	$\frac{5}{2}^-$	2, 3	M_{2+}	D_{15}, D_{35}	$D_{15}(1675)$

Tabelle 2.1: Mögliche Multipole, Partialwellen und Beispiele für Resonanzen.

Für $L = 1$ erhält man $J = 1 \pm 1/2 = 1/2, 3/2$. Damit sind im Endzustand $l_\pi = 0, 1, 2$ möglich. Unter den oben genannten Bedingungen resultieren damit zwei Photon-Multipole und vier Pion-Multipole, die wiederum mit den erzeugten Partialwellen im Zwischenzustand in Verbindung gebracht werden können. Sie werden mit $l_{\pi 2I2J}$ gekennzeichnet, wobei I der Isospin und J der Gesamtdrehimpuls der Partialwelle ist. S, P, D, F steht dabei für $l_\pi = 0, 1, 2, 3$. Ein E_{0+} -Multipol im Endzustand kann demnach aus einer S_{11} - oder einer S_{31} -Partialwelle im Zwischenzustand entstanden sein. Diesen Partialwellen können neben nicht-resonanten Untergrundprozessen schließlich Resonanzen zugeordnet werden, welche zusätzlich durch die Angabe ihrer Masse gekennzeichnet werden. Einige Beispiele für Resonanzen sind in Tabelle 2.1 in der letzten Spalte aufgelistet. Bereits bei kleinen Drehimpulsen können viele Resonanzen auftreten. Ihre eindeutige Bestimmung ist daher keine einfache Aufgabe. Eine Möglichkeit, Zugriff zu den beitragenden Partialwellen zu erhalten, sind Polarisationsobservablen. Auf diese wird im Folgenden eingegangen.

2.1 Polarisationsobservablen

Der Prozess der Photoproduktion lässt sich im Rahmen der Streutheorie durch eine Streumatrix S_{fi} beschreiben. Betrachtet man den Übergang zwischen zwei Zuständen, lässt sich diese Streumatrix durch eine Übergangsmatrix $T_{fi} \ll f|F|i \gg$ ausdrücken. Hierbei wird F beschrieben durch die Summe aus 4 Funktionen [CGLN57]

$$F = i\vec{\sigma}\vec{\epsilon}F_1 + \frac{\vec{\sigma}\vec{q}\vec{\sigma}(\vec{k}\times\vec{\epsilon})}{kq}F_2 + \frac{i\vec{\sigma}\vec{k}\vec{q}\vec{\epsilon}}{kq}F_3 + \frac{i\vec{\sigma}\vec{q}\vec{q}\vec{\epsilon}}{q^2}F_4, \quad (2.5)$$

wobei \vec{k} und \vec{q} die Impulse des einlaufenden Photons und des auslaufenden Mesons, $\vec{\sigma}$ die Pauli-Spinmatrizen, $\vec{\epsilon}$ der Einheitsvektor in Polarisationsrichtung und die F_i die sogenannten CGLN¹-Amplituden sind

$$F_1 = \sum_{L=0} \{(LM_{L+} + E_{L+})P'_{L+1} + [(L+1)M_{L-} + E_{L-}]P'_{L-1}\}, \quad (2.6)$$

$$F_2 = \sum_{L=1} \{[(L+1)M_{L+} + LM_{L-}]P'_L\}, \quad (2.7)$$

¹CGLN = Chew, Goldberger, Low, Nambu

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

$$F_3 = \sum_{L=1} \{(E_{L+} - M_{L+})P''_{L+1} + (E_{L-} + M_{L-})P''_{L-1}\}, \quad (2.8)$$

$$F_4 = \sum_{L=1} \{[M_{L+} - E_{L+} - M_{L-} - E_{L-}]P''_{L-1}\}. \quad (2.9)$$

Sie werden in einen winkelabhängigen Teil, der durch die Legendre-Polynome P_L und ihre Ableitungen in Abhängigkeit des Drehimpulses L ausgedrückt wird, und einen energieabhängigen Teil, den die Multipole im Endzustand als komplexe Funktionen $E_{L\pm}$ und $M_{L\pm}$ darstellen, separiert.

Das Übergangsmatrixelement kann mit dem Wirkungsquerschnitt in Verbindung gebracht werden, so dass gilt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\langle f|F|i \rangle|^2 \quad (2.10)$$

Somit ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der CGLN-Amplituden, und damit durch die beitragenden Multipole, auszudrücken [FTS92]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &\propto \text{Re}\{|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2 \cos \theta F_2 F_1^*\} \\ &+ \frac{\sin^2 \theta}{2} (|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2F_4 F_1^* + 2F_3 F_2^* + 2 \cos \theta F_4 F_3^*). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Hier ist neben Interferenztermen der einzelnen Funktionen die Summe aller Funktionen in quadratischer Form enthalten. Der Wirkungsquerschnitt enthält somit die Amplituden aller beitragenden Multipole. Damit alleine ist es jedoch nicht möglich, die einzelnen komplexen Funktionen F_i zu bestimmen und man hat keinen Zugriff auf einzelne Multipole. Neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt lassen sich aber auch Polarisationsobservablen durch diese CGLN-Amplituden und damit durch die Multipole ausdrücken. Treten hierbei Interferenzterme zwischen stark und schwach beitragenden Multipolen auf, kann bei Kenntnis des großen Anteils, auch Empfindlichkeit für die kleine Amplitude resultieren. Misst man also einen bestimmten Satz verschiedener Polarisationsobservablen, können alle CGLN-Funktionen bestimmt werden und man erhält auch Zugriff auf schwach beitragende Partialwellen.

Es sind 3 Typen von Polarisationsexperimenten definiert, die sich durch die Art der gemessenen Größen unterscheiden. Für den Satz aus Polarisationsobservablen mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target ergibt sich [BDS75]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\text{unpol}} \left[1 - P_\gamma^l \Sigma \cos(2\phi) + P_T^x \left\{ -P_\gamma^l H \sin(2\phi) + P_\gamma^c F \right\} \right. \\ &\left. - P_T^y \left\{ -T + P_\gamma^l P \cos(2\phi) \right\} - P_T^z \left\{ -P_\gamma^l G \sin(2\phi) + P_\gamma^c E \right\} \right]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

P_T^x , P_T^y und P_T^z ist der Targetpolarisationsgrad in die entsprechende Richtung, P_γ^l der lineare Strahlpolarisationsgrad unter einem Winkel ϕ zur Reaktionsebene und P_γ^c ist der Zirkularpolarisationsgrad des Strahls. Zur Beschreibung der Reaktion wird dabei das Schwerpunktsystem verwendet, wie es in Abbildung 2.4 dargestellt ist.

Für einen polarisierten Strahl und gleichzeitige Bestimmung der Rückstoßpolarisation des auslaufenden Nukleons gilt

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\text{unpol}} \left[1 - P_\gamma^l \Sigma \cos(2\phi) + P_R^{x'} \left\{ -P_\gamma^l O_{x'} \sin(2\phi) - P_\gamma^c C_{x'} \right\} \right. \\ &\left. - P_R^{y'} \left\{ -P + P_\gamma^l T \cos(2\phi) \right\} - P_R^{z'} \left\{ P_\gamma^l O_{z'} \sin(2\phi) + P_\gamma^c C_{z'} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

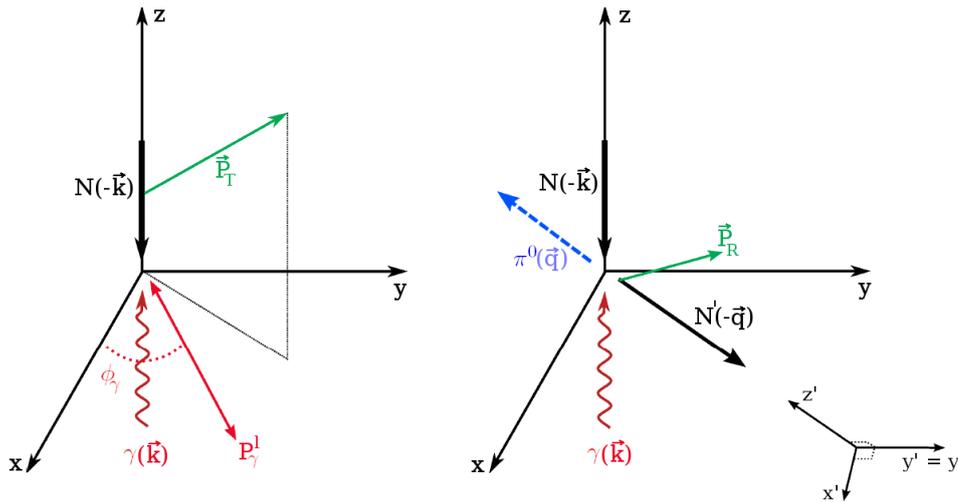


Abbildung 2.4: Zur Beschreibung der Reaktions- und Polarisations Ebenen für die Reaktion $\gamma(\vec{k}, \vec{P}_\gamma)N(-\vec{k}, \vec{P}_T) \rightarrow \pi^0(\vec{q})N(-\vec{q}, \vec{P}_R)$ wird als Koordinatensystem das Schwerpunktsystem verwendet.

Hier ist P_R^x , P_R^y und P_R^z der Rückstoßpolarisationsgrad des auslaufenden Nukleons. Für ein polarisiertes Target und gleichzeitiger Bestimmung der Rückstoßpolarisation des auslaufenden Nukleons erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\text{unpol}} [1 + P_R^y P + P_T^x (P_R^{x'} T_{x'} + P_R^z T_z) + P_T^y (T + P_R^y \Sigma) - P_T^z (P_R^{x'} L_{x'} - P_R^z L_{z'})]. \quad (2.14)$$

Insgesamt gibt es damit 16 Polarisationsobservablen, die aus Experimenten mit reellen polarisierten Photonen, polarisierten Nukleonen und der Messung der Rückstoßpolarisation der Nukleonen gewonnen werden können. Sie sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die 16

Photon		Target			Rückstoß			Target + Rückstoß			
		x	y	z	x'	y'	z'	x'	x'	z'	z'
unpolarisiert	σ_0	T			P			$T_{x'}$	$-L_{x'}$	$T_{z'}$	$L_{z'}$
lin. pol.	$-\Sigma$	H	$-P$	$-G$	$O_{x'}$	$-T$	$O_{z'}$	$-L_{z'}$	$T_{z'}$	$-L_{x'}$	$-T_{x'}$
zirk. pol.		F		$-E$	$-C_{x'}$		$-C_{z'}$				

Tabelle 2.2: Polarisationsobservablen bei verschiedenen Polarisationsmessungen für die Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen.

Observablen enthalten den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt σ_0 , die drei Einfachpolarisationsobservablen T , P und Σ und zwölf Doppelpolarisationsobservablen.

Wie bereits erwähnt, wird der Prozess der Pionphotoproduktion durch vier komplexe Amplituden beschrieben. Für eine vollständige Beschreibung wird jeweils ihr Betrag und ihre relative Phase zueinander benötigt. Damit ergeben sich vier Messungen für die Beträge und drei Messungen für die relativen Phasen. Um diskrete Mehrdeutigkeiten aufzulösen, benötigt man laut [CT97] eine weitere Observable. Somit braucht man insgesamt acht Polarisationsobservablen. Dazu müssen der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, die drei

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

Einfachpolarisationsobservablen und vier Doppelpolarisationsobservablen gehören. Letztere dürfen jedoch nicht alle vom selben Typ sein, um Doppeldeutigkeiten zu vermeiden. Ein möglicher Satz an Doppelpolarisationsobservablen ist in Tabelle 2.3 zu sehen. Für

G	H	E	F	O_x	O_z	C_x	C_z	T_x	T_z	L_x	L_z
X		X		X	0	0	0	0	0	0	0
X		X		0	X	0	0	0	0	0	0
X		X		0	0	X	0	0	0	0	0
X		X		0	0	0	X	0	0	0	0
X		X		0	0	0	0	X		0	
X		X		0	0	0	0		X		0
X		X		0	0	0	0	0		X	
X		X		0	0	0	0		0		X

Tabelle 2.3: Möglicher Satz an Doppelpolarisationsobservablen für ein vollständiges Experiment [CT97].

jede Zeile sind die zu messenden Observablen mit X gekennzeichnet. Mit 0 dargestellt sind die Möglichkeiten der vierten zu messenden Doppelpolarisationsobservable, um ein vollständiges Experiment zu erhalten. In diesem Satz werden für alle Möglichkeiten die Doppelpolarisationsobservablen E und G benötigt. Diese werden, wie in Tabelle 2.2 ersichtlich, mit einem polarisierten Strahl und einem polarisiertem Target gemessen. Diese Konfiguration steht am CBELSA/TAPS-Experiment zur Verfügung, so dass alle Observablen diesen Typs gemessen werden können. Das beinhaltet den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt, die drei Einfachpolarisationsobservablen Σ , T , P und die Doppelpolarisationsobservablen H , F , G und E . Bisher wurden bis auf F alle Observablen in diesem Satz gemessen. Sie werden aktuell im Rahmen verschiedener Doktorarbeiten ([Grü], [Har], [Mü], [Sei], [Thi12]) analysiert und liefern damit eine breite Basis an neuen Informationen für das Erreichen eines vollständigen Experiments. In dieser Arbeit wird die Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmt.

2.2 Doppelpolarisationsobservable E

Um die Doppelpolarisationsobservable E zu erhalten, benötigt man einen zirkular polarisierten Strahl und ein longitudinal polarisiertes Target. Mit derart polarisiertem Strahl und Target gibt es zwei mögliche Spinstellungen von einlaufendem Photon und Proton. Sie sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Spins können entweder parallel oder antiparallel zueinander ausgerichtet sein. $\sigma_{3/2}$ kennzeichnet dann den Wirkungsquerschnitt für die parallele Spinstellung und $\sigma_{1/2}$ den für die antiparallele Spinstellung von Proton und Photon.

Erstmalige Messungen mit entsprechenden Spin-Konfigurationen wurden zwischen 1998 und 2002 von der GDH-Kollaboration an den Beschleunigern ELSA in Bonn und MAMI in Mainz zur Bestimmung des GDH-Integrals und zur Bestätigung der GDH-Summenregel [DH66]

$$\int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{\sigma_{1/2}(\nu) - \sigma_{3/2}(\nu)}{\nu} = \frac{2\pi^2 \alpha \kappa_N^2}{m^2}. \quad (2.15)$$

durchgeführt. Hierbei ist ν die Photonenenergie und ν_0 die Schwellenenergie, ab der Photoproduktion stattfindet. Diese Summenregel verbindet die dynamischen Eigenschaften

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen



Abbildung 2.5: Mögliche Spinstellungen bei zirkular polarisiertem Strahl und longitudinal polarisiertem Target.

des Nucleons, d.h. die Spinabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, mit seinen statischen Eigenschaften, d.h. seinem magnetischen Moment κ_N und seiner Masse m . Diese Summenregel wurde bereits in den 60er Jahren von S. Drell, A. Hearn [DH66] und S. Gerasimov [Ger66] vorhergesagt, konnte aber aufgrund der technischen Möglichkeiten erst rund 30 Jahre später experimentell überprüft werden.

Die Bestimmung dieses Integrals erforderte die Messung totaler Photoabsorptionswirkungsquerschnitte, bei denen die Spins der einlaufenden Teilchen entweder parallel oder antiparallel zueinander stehen. Die Summenregel enthält alle inelastischen Reaktionskanäle, die an einem Protonentarget stattfinden können [WA92]. Wie bereits beschrieben, liefert jedoch gerade die Untersuchung einzelner Kanäle, wie etwa der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, wichtige Informationen, um die Eigenschaften der Nucleonresonanzen aus den Daten extrahieren zu können. Bereits in [WA92] wurde festgestellt, dass die Messung der Doppelpolarisationsobservablen E vor allem bei Photonenenergien oberhalb von 1 GeV neue Informationen über die zum GDH-Integral beitragenden Amplituden liefern würde. Sie ist definiert als

$$E = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2}}. \quad (2.16)$$

Zusätzlich zur spinabhängigen Differenz der differentiellen Wirkungsquerschnitte muss hier die Summe dieser Wirkungsquerschnitte bestimmt werden.

Die Doppelpolarisationsobservable E ergibt sich in der Formulierung über die im letzten Abschnitt genannten CGLN-Amplituden [FTS92] zu

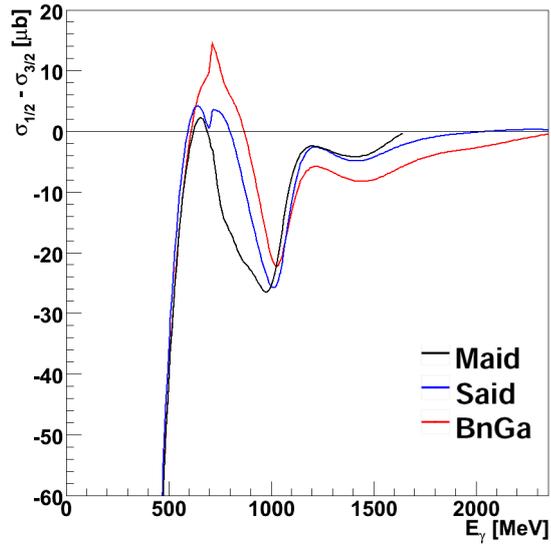
$$E \propto -Re\{|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2\cos\theta F_2 F_1^* + \sin^2\theta(F_1 F_4^* + F_2 F_3^*)\}. \quad (2.17)$$

Im Vergleich zum unpolarisierten Wirkungsquerschnitt in Formel 2.11 fallen demnach in dieser Observable drei Terme heraus. Dazu zählen die beiden quadratischen Terme von F_3 und F_4 , sowie der Interferenzterm dieser beiden Funktionen. Damit ist die Doppelpolarisationsobservable E hauptsächlich auf die beiden CGLN-Amplituden F_1 und F_2 und ihre Interferenzterme empfindlich. Mit der Bestimmung dieser Interferenzterme ist es also möglich, genauere Informationen über die beitragenden Multipole und Partialwellen zu erhalten.

In der Abbildung rechts auf der nächsten Seite ist die Vorhersage der Modelle SAID und MAID und der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse für die Differenz der Wirkungsquerschnitte mit paralleler und antiparalleler Spinstellung für die Pionphotoproduktion am Proton gegen die Energie des einlaufenden Photons aufgetragen. Unterhalb von

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

600 MeV ist die Δ -Resonanz $P_{33}(1232)$ dominant. Sie hat eine starke $\sigma_{3/2}$ -Komponente, weshalb bei diesen Energien die Differenz negativ ist. Während die Vorhersagen in diesem Bereich noch übereinstimmen, treten bei größer werdenden Energien schon in der integrierten Helizitätsdifferenz deutliche Unterschiede der Vorhersagen auf. Alle drei Modelle weisen einen positiven Peak bei etwa 700 MeV und anschließend zwei negative Strukturen im Spektrum auf, wobei die Form und die Stärke unterschiedlich vorhergesagt wird. Dies zeigt, dass derzeit noch nicht im Detail verstanden ist, welche Resonanzen mit welcher Stärke zum Spektrum beitragen und wie die entsprechenden Untergrundamplituden aussehen. Die Messung der mit dieser Differenz verbundenen Doppelpolarisationsobservable E liefert demnach entscheidende neue Informationen zur Festlegung der Partialwellen.



2.3 SAID, MAID und die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse

Im Analyseteil dieser Arbeit werden die für die Doppelpolarisationsobservable E erzielten Ergebnisse mit den bereits erwähnten derzeit gängigsten Partialwellenanalysen verglichen. Dies sind MAID, SAID und die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse. Im Gegensatz zu MAID und SAID ist die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse eine „Multi-Channel“-Analyse, d.h. sie verwendet eine Vielzahl unterschiedlicher Reaktionen gleichzeitig. Neue Daten für eine bestimmte Reaktion führen zu einer genaueren Festlegung der Parameter, wie etwa die Resonanzmasse und -breite, und kann demnach auch Auswirkungen auf die Beschreibung und die Vorhersage anderer Reaktionen haben.

SAID 2011

SAID² wurde an der George-Washington-Universität entwickelt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind im Internet verfügbar unter <http://gwdac.phys.gwu.edu>.

Für die Pionphotoproduktion werden zur Bestimmung der Resonanzbeiträge mit Massen bis zu 2,43 GeV ($E_\gamma = 2,7$ GeV) [WBPS12] folgende Reaktionen in unterschiedlichen Energiebereichen verwendet:

- $\pi^- p \rightarrow n\gamma$
- $\gamma p \rightarrow p\pi^0, n\pi^+$
- $\gamma n \rightarrow n\pi^0, p\pi^-$

Dabei stehen neben unpolarisierten Wirkungsquerschnitten teilweise auch Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen zur Verfügung. Datensätze, die vor 1960 genommen wurden, und Datenpunkte, die vor 1970 bei einzelnen Energien oder Winkeln genommen

²SAID = Scattering Analysis Interactive Dial-In program

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

wurden, werden dabei nicht berücksichtigt, da sie teilweise sehr große Fehler haben oder von neueren, präziseren Datensätzen abweichen [AFR85], [AWLR90]. Neben der Pionphotoproduktion untersuchen sie in separaten Analysen unter Anderem auch η und η' -Photoproduktion, πN , KN - und NN -Streuung.

Eine Beschreibung von Resonanzen durch Breit-Wigner-Verteilungen ist nur bei einzelnen, gut separierbaren Resonanzen geeignet. Um auch stark überlappende Resonanzen richtig beschreiben zu können, wurde der K-Matrix-Ansatz entwickelt, in dem sowohl die beitragenden Resonanzen als auch Untergrundterme berücksichtigt werden können. Bei SAID wird ein solcher Ansatz in erweiterter Form verwendet, welcher zusätzlich die Streuamplitude für elastische πN -Streuung enthält [WBPS12]. Der nichtresonante Untergrund wird dabei durch pseudoskalare und pseudovektorielle Born-Terme³ und ω -Austausch-Beiträge beschrieben [LARW93].

Die Lösung der SAID-Analyse wird zunächst für die elastische πN -Streuung bestimmt. Sie wird in einer iterativen Prozedur zwischen einer energieabhängigen Lösung und energieunabhängigen Fits an Daten in 20 MeV-Bins erreicht. Nach einem ersten Setzen der Parameter der energieabhängigen Lösung werden für jedes Energiebin die Beträge und Phasen aller Partialwellen aus dieser Lösung bestimmt. Die Beträge werden dann variiert, um die Daten in dem betrachteten Energiebin zu fitten. In jedem Energiebin wird dann ein „energieunabhängiger“ Fit an die Daten durchgeführt. Dabei wird die Energieabhängigkeit der gesuchten Parameter aus der energieabhängigen Lösung verwendet. Die energieunabhängige Lösung wird dann verwendet, um die energieabhängigen Parameter neu anzupassen und anschließend die energieabhängige Lösung neu zu bestimmen. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis eine zufriedenstellende Konsistenz beider Analysen erreicht wurde. Dabei erhält man schließlich einen energieabhängigen Fit und einen Satz an energieunabhängigen Lösungen für die verschiedenen Energiebins [AWLR90], [LARW93]. Ihre Analyse liefert zur Beschreibung der Photoproduktion insgesamt 7 Nukleon- und 5 Δ -Resonanzen [WBPS12]. Dabei werden die Resonanzeigenschaften aus der elastischen πN -Streuung bestimmt und aus der betrachteten Photoproduktionsreaktion lediglich die Photon-Kopplung an diese Reaktion bestimmt [Kle12]. Insgesamt enthält ihre Lösung 13 Nukleon- und 9 Δ -Resonanzen [A⁺06], so dass für einige Resonanzen demnach eine verschwindende Photon-Kopplung angenommen wird. Sie sind in Tabelle 2.4 angegeben. Dabei werden die zur Beschreibung der Photoproduktion verwendeten Resonanzen mit x und die in der elastischen πN -Streuung zusätzlich auftretenden Resonanzen mit o gekennzeichnet. Zum Vergleich sind dort auch die für die beiden anderen Partialwellenanalysen notwendigen Resonanzen eingetragen. Die Anzahl der * gibt an, wie gut diese Resonanz experimentell bestätigt ist. * bedeutet dabei, dass der Beleg für die Existenz dieser Resonanz lediglich sehr schwach ist, **** bedeutet, dass die Existenz sehr wahrscheinlich ist und die Eigenschaften gut untersucht sind [B⁺12].

MAID 2007

MAID wurde an der Universität Mainz entwickelt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind verfügbar unter <http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/MAID>.

Hierbei wird die Datenbasis für die Jahre 1960 bis 2000 von SAID benutzt und nach 2000 veröffentlichte Datensätze wurden für die Reaktionen $\pi^- p \rightarrow n\gamma$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0, n\pi^+$ und $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ hinzugefügt [DKT07]. Neben der Pionphotoproduktion untersuchen sie

³Nicht-resonante Beiträge, die bei der Berechnung der Streuamplitude berücksichtigt werden müssen.

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

in separaten Analysen auch η - und Kaon-Photo- und Elektroproduktion, η' - und 2-Pion-Photoproduktion.

Bei MAID wird die zur Beschreibung der Pionphotoproduktion verwendete T-Matrix zuerst in einen Untergrund- und einen Resonanzterm zerlegt. Beide Terme werden dann separat behandelt. Die Untergrundbeiträge werden als komplexe Funktionen in der K-Matrix-Theorie definiert. Die darin auftretende Streuamplitude der elastischen πN -Streuung wird dabei aus der SAID-Analyse übernommen. Der nichtresonante Untergrund wird neben Born-Termen durch Vektormesonaustausch (ρ , ω) im t-Kanal⁴ beschrieben [DHKT99], [DKT07]. Zur Beschreibung der Resonanzen wird eine Breit-Wigner-Verteilung mit einer energieabhängigen Partialbreite angenommen.

Resonanz		SA	MA	BG	Resonanz		SA	MA	BG
$P_{11}(1440)$	****	x	x	x	$P_{33}(1232)$	****	x	x	x
$D_{13}(1520)$	****	x	x	x	$P_{33}(1600)$	***			x
$S_{11}(1535)$	****	x	x	x	$S_{31}(1620)$	****	x	x	x
$S_{11}(1650)$	****	x	x	x	$D_{33}(1700)$	****	x	x	x
$D_{15}(1675)$	****	x	x	x	$P_{31}(1750)$	*			
$F_{15}(1680)$	****	x	x	x	$S_{31}(1900)$	**			x
$?_{??}(1685)$	*				$F_{35}(1905)$	****	x	x	x
$D_{13}(1700)$	***			x	$P_{31}(1910)$	****	o	x	x
$P_{11}(1710)$	***			x	$P_{33}(1920)$	***			x
$P_{13}(1720)$	****	x	x	x	$D_{35}(1930)$	***	o		
$F_{15}(1860)$	**			x	$D_{33}(1940)$	**			x
$D_{13}(1875)$	***			x	$F_{37}(1950)$	****	x	x	x
$P_{11}(1880)$	**			x	$F_{35}(2000)$	**			
$S_{11}(1895)$	**			x	$S_{31}(2150)$	*			
$P_{13}(1900)$	***			x	$G_{37}(2200)$	*			
$F_{17}(1990)$	**			x	$H_{39}(2300)$	**			
$F_{15}(2000)$	**	o		x	$D_{35}(2350)$	*			
$P_{13}(2040)$	*				$D_{33}(2360)$				o
$D_{15}(2060)$	**			x	$F_{37}(2390)$	*			
$P_{11}(2100)$	*				$G_{39}(2400)$	**	o		
$D_{13}(2150)$	**			x	$H_{3,11}(2420)$	****	o		
$G_{17}(2190)$	****	o		x	$I_{3,13}(2750)$	**			
$H_{19}(2220)$	****	o		x	$J_{3,15}(2950)$	**			
$H_{1,11}(2245)$		o							
$G_{19}(2250)$	****	o		x					
$I_{1,11}(2600)$	***	o							
$J_{1,13}(2700)$	**								

Tabelle 2.4: Von den verschiedenen Partialwellenanalysen verwendete Resonanzen im Vergleich (SA = SAID [WBPS12], MA = MAID [DKT07], BG = BnGa-PWA [A⁺12]). Aufgetragen sind alle in [B⁺12] gelisteten Nukleon- und Δ -Resonanzen.

⁴Beitrag zur Streuamplitude, der durch die entsprechende Mandelstam-Variable $t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2$ zustande kommt, wobei $p_{1,2}$ die Viererimpulse der einlaufenden und $p_{3,4}$ die der auslaufenden Teilchen sind.

2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

Ähnlich wie bei SAID wird die Lösung durch ein iteratives Verfahren erreicht. Zunächst wird eine energieabhängige Lösung durch Fitten aller Daten bestimmt. Anschließend werden Einzel-Energiefits in 10 ($E_\gamma \leq 460$ MeV) bzw. 20 MeV-Bins ($E_\gamma > 460$ MeV) mit variablen Absolutwerten der Multipole, aber fester Phase, welche beim energieabhängigen Fit bestimmt wurde, durchgeführt. Diese Prozedur wird dann solange wiederholt, bis beide Lösungen übereinstimmen [DKT07].

In der MAID-Lösung sind die in Tabelle 2.4 angegebenen Nukleon- und Δ -Resonanzen im Energiebereich von $E_\gamma = 140 - 1610$ MeV enthalten [DKT07].

Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse 2012

Die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse wurde an der Universität Bonn und am PNPI Gatchina entwickelt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind ebenfalls im Internet verfügbar unter <http://pwa.hiskp.uni-bonn.de>.

Von den drei genannten Partialwellenanalysen ist sie die einzige Multi-Channel-Analyse. Hier werden sowohl elastische und inelastische πN -Streuung, als auch verschiedene Ein- und Mehrmeson-Photoproduktionsreaktionen verwendet [A⁺12]:

- $\pi^- p \rightarrow n\eta, \pi^0\pi^0n, K^0\Lambda, K^0\Sigma^0$
- $\pi^+ p \rightarrow K^+\Sigma^+$
- $\gamma p \rightarrow p\pi^0, p\eta, n\pi^+$
- $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda, K^+\Sigma^0, K^0\Sigma^+$
- $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0, p\pi^0\eta$

Für die elastische πN -Streuung werden dabei die Ergebnisse der Streuamplituden von SAID oder der Karlsruhe-Helsinki-Analyse [HKKP79] genutzt. Auch hier stehen neben unpolarisierten Wirkungsquerschnitten teilweise Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen für die Partialwellenanalyse zur Verfügung.

Im Rahmen dieser Partialwellenanalyse werden die Partialwellen bei niedrigen Energien im K-Matrix/P-Vektor-Ansatz und bei hohen Energien (ab 2,2 GeV) durch relativistische Mehrkanal-Breit-Wigner-Amplituden beschrieben [A⁺10]. Dabei wird für Massen oberhalb von 1700 MeV eine konstante Zerfallsbreite angenommen, während darunter energieabhängige Zerfallsbreiten verwendet werden. Die $S_{11}(1535)$ - und die $S_{11}(1650)$ -Resonanz werden durch eine 4-Kanal K-Matrix ($N\pi, N\eta, K\Lambda, K\Sigma$) beschrieben [A⁺05]. Der γN -Kanal wird als P-Vektor geschrieben, eine Näherung, bei der man davon ausgeht, dass bei diesem Kanal die Produktion der Resonanzen nicht über die starke Wechselwirkung erfolgt und separiert behandelt werden kann.

Der nichtresonante Untergrund wird durch t-Kanal- ($\pi, \rho, \omega, K, K^*$) und u-Kanal-Austausch⁵ (N, Λ, Σ) beschrieben [A⁺05]. Insgesamt werden 21 Nukleon- und 10 Δ -Resonanzen mit Massen bis zu 2250 MeV, welche in Tabelle 2.4 aufgelistet sind, verwendet [A⁺12]. Die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalysen enthält damit deutlich mehr Resonanzen als die beiden anderen Analysen. Seit der letzten Lösung sind zudem weitere Resonanzen hinzugekommen, welche in der Tabelle in blau dargestellt sind. Die $D_{33}(2360)$ tritt als einzige Resonanz nun nicht mehr auf [A⁺10].

⁵Beitrag zur Streuamplitude, der durch die Mandelstam-Variable $u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^4$ zustande kommt.

3 Das CBELSA/TAPS-Experiment

Das CBELSA/TAPS-Experiment beschäftigt sich seit 2004 im Rahmen des Sonderforschungsbereichs Transregio 16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ mit der Anregung von Nukleonresonanzen und der Photoproduktion von Mesonen durch hochenergetische Photonen. Es befindet sich an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA in Bonn und ist schematisch in Abbildung 3.1 zu sehen.

ELSA liefert einen Elektronenstrahl mit Energien von bis zu 3,5 GeV. Diese Elektronen treffen im Goniometer auf ein Bremsstrahltarget, an dem Photonen erzeugt werden. Ihre Energie wird mit Hilfe der Photonenmarkierungsanlage durch die Bestimmung der Energie der gestreuten Elektronen und der bekannten Energie der Strahlelektronen aus ELSA berechnet. Elektronen, die keine Wechselwirkung mit dem Bremsstrahltarget erfahren haben, werden zum Elektronenstrahlvernichter abgelenkt. Die erzeugten Photonen fliegen weiter geradeaus und treffen auf das Produktionstarget im Inneren des Crystal-Barrel-Detektors. Zusammen mit dem MiniTAPS-Detektor weist er die Zerfallsprodukte aus der Reaktion zwischen den einlaufenden Photonen und dem Targetmaterial nach. Zwischen den beiden Kalorimetern befindet sich ein Gas-Čerenkov-Detektor zur Identifikation von Elektronen und Positronen, welche maßgeblich zum Untergrund beitragen. Photonen, die im Produktionstarget keine Reaktion verursacht haben, werden mit zwei weiteren Detektoren (GIM, FluMo) nachgewiesen.

Auf die Komponenten des CBELSA/TAPS-Experiments, die Beschleunigeranlage ELSA und die verwendeten Produktionstargets wird im Folgenden genauer eingegangen.

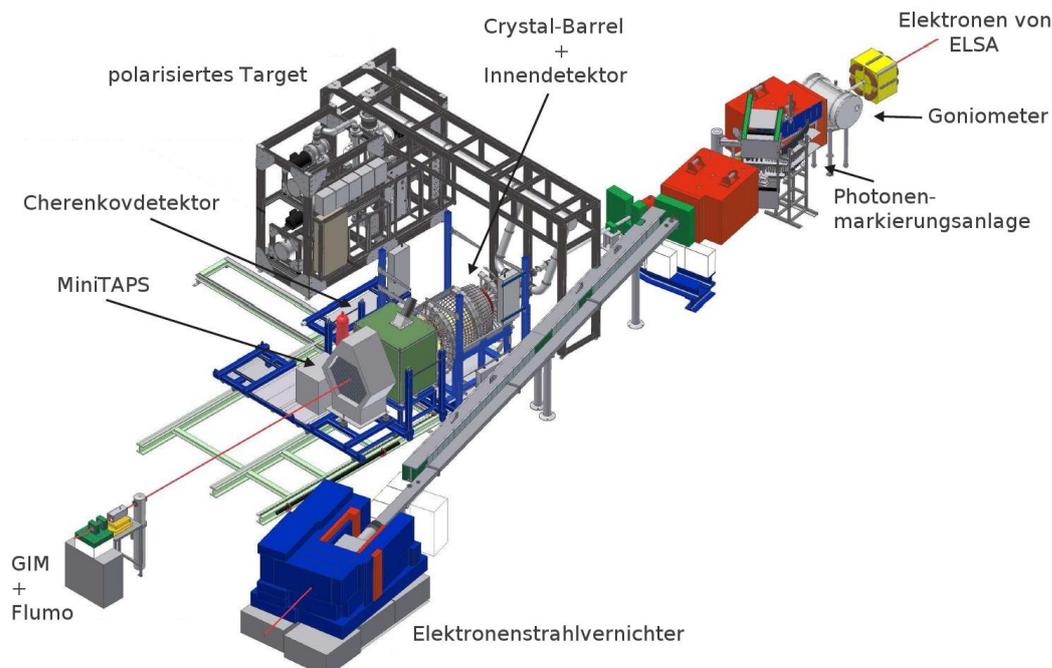


Abbildung 3.1: Aufbau des CBELSA/TAPS-Experiments.

3.1 Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

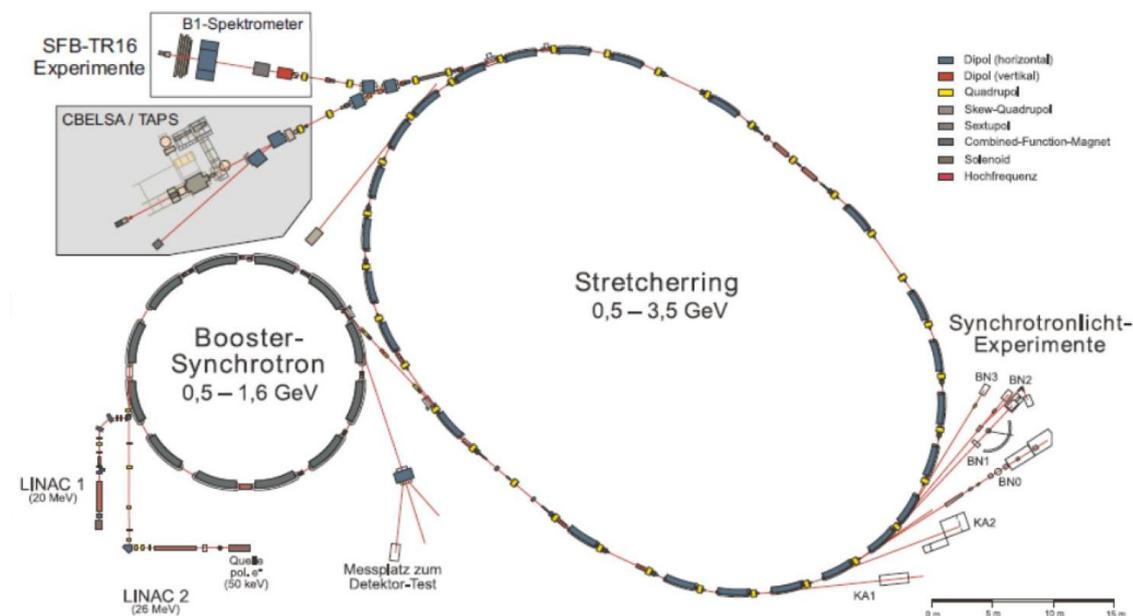


Abbildung 3.2: Aufbau der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA.

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA ist seit 1988 in Betrieb und dient zur Produktion und Beschleunigung von Elektronen bis zu einer Endenergie von 3,5 GeV. Der Aufbau ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Die gesamte Anlage besteht aus drei Komponenten: dem Linearbeschleuniger, dem Boostersynchrotron und dem 164 m langen Stretcherring. Vor dem Linearbeschleuniger befinden sich zwei Quellen, eine für unpolarisierte und eine für polarisierte Elektronen. Die unpolarisierten Elektronen werden in einer thermischen Elektronenquelle erzeugt, während die polarisierten Elektronen durch Beschuss eines Gallium-Arsenid-Kristalls mit zirkular polarisiertem Laserlicht entstehen. Dabei können Polarisationsgrade von bis zu 80 % erreicht werden.

Beide Quellen liefern einen Elektronenstrahl mit einer Pulslänge von ca. $1 \mu\text{s}$ und einer Stromstärke von $1 - 2 \text{ A}$ [Hil00]. Dieser wird in dem folgenden Linearbeschleuniger auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt. Anschließend wird das Boostersynchrotron über mehrere Umläufe durch Einschuss dieser Elektronen gefüllt. Hier werden die Elektronen auf eine Energie von bis zu 1,6 GeV weiterbeschleunigt.

Um eine weitere Erhöhung der Strahlenergie zu erreichen, wird der Strahl über einen Umlauf aus dem Boostersynchrotron extrahiert und in den Stretcherring injiziert, wo er auf Energien von bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt wird. Der dabei entstandene Strahl gelangt anschließend über die externe Strahlführung zum Experiment, wobei die Extraktionsphase, je nach angestrebter Stromstärke des externen Strahls, eine Länge von bis zu einer Minute erreichen kann [Hil00]. Am CBELSA/TAPS-Experiment wurden in den für diese Arbeit relevanten Strahlzeiten Daten bei Strahlströmen von 400-800 pA und Extraktionszeiten von 4-6 s genommen.

3.2 Radiatortargetsystem

Zur Erzeugung von Photonen treffen die von ELSA kommenden, hochenergetischen Elektronen am Experimentplatz auf ein Bremsstrahltarget. Ein Teil dieser Elektronen verliert beim Durchqueren des Targetmaterials Energie durch den Prozess der Bremsstrahlung. Im Coulombfeld eines Atomkerns werden hierbei Photonen emittiert, welche im Experiment genutzt werden.

Um sowohl linear als auch zirkular polarisierte Photonen zur Verfügung stellen zu können, werden unterschiedliche Bremsstrahltargets benötigt. Diese sind in einem Radiatortargetsystem untergebracht, welches in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Es befindet sich in einer Vakuumkammer ($p \approx 10^{-6}$ bar) direkt hinter dem letzten Element der Elektronenstrahlführung des Beschleunigers und ist in zwei Komponenten unterteilt: das aus Folie und Solenoiden aufgebaute magnetisierte Eisentarget („Møllertarget“, Abb. 3.3a) und das Goniometer (Abb. 3.3b), in dem sich verschiedene Targets befinden [Kam10].

Im Goniometer sind vier amorphe Targets (Kupferfolien) mit unterschiedlichen Dicken (12, 50, 150 und 300 μm) zur Erzeugung von unpolarisierten Photonen untergebracht. In der Mitte der Goniometerscheibe befindet sich ein beweglich gelagerter Diamantkristall (Dicke: 500 $\mu\text{m} \hat{=} 4 \cdot 10^{-3} X_0$ effektive Dicke in Strahlungslängen) zur Erzeugung linear polarisierter Photonen.

Zusätzlich zu den Bremsstrahltargets stehen neben einem Chromox-Schirm ein horizontal und ein vertikal orientierter Draht zur Bestimmung der Strahlposition und -breite zur Verfügung. Eine Leerstelle in der Scheibe kann für Referenzmessungen ohne Bremsstrahltarget genutzt werden.

Bei der Verwendung eines polarisierten Elektronenstrahls wird das Møllertarget als Bremsstrahltarget eingesetzt, da so parallel zur Datennahme die Bestimmung des Polarisationsgrades möglich ist. Es besteht aus einer 20 μm (effektive Dicke in Strahlungslängen: $3,61 \cdot 10^{-3} X_0$ ¹) dicken Vacoflux50²-Folie. Diese ist von einer Feldspule umgeben, die bei ei-

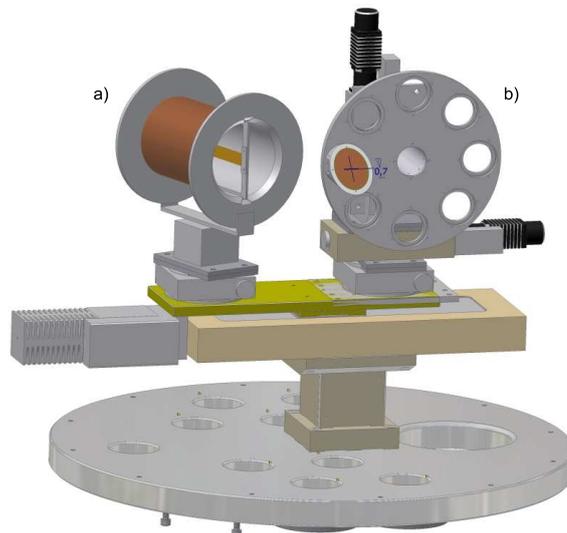


Abbildung 3.3: Das Radiatortargetsystem: a) Møllertarget, b) Goniometer [Wal07].

¹Das entspricht etwa der effektiven Dicke in Strahlungslängen der 50 μm dicken Kupferfolie, mit der die unpolarisierten Messungen durchgeführt werden.

²Vacoflux50: Legierung aus 49 % Eisen, 49 % Cobalt und 2 % Vanadium

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

ner Magnetfeldstärke von 80 Gauss betrieben wird. Ihre Sättigungsmagnetisierung beträgt $8,169 \pm 1,53\%$ [Ebe04]. Das Magnetfeld sorgt für eine Ausrichtung der Elektronenspins in der Folie, so dass die von ELSA kommenden polarisierten Elektronen an ebenfalls polarisierten Elektronen in dieser Folie streuen. Die bei dieser Møllerstreuung auslaufenden Elektronen können mit einem Møllerpolarimeter zur Polarisationsbestimmung nachgewiesen werden. Der Aufbau des Møllerpolarimeters wird in Kapitel 3.4 gezeigt. Die Methode der Polarisationsbestimmung ist in [Kam10] ausführlich beschrieben und wird in Kapitel 4.3 dieser Arbeit kurz erläutert.

3.3 Photonenmarkierungsanlage

Um die Energie der erzeugten Photonen berechnen zu können, wird die Elektronenenergie vor und nach dem Bremsstrahlprozess benötigt. Während die Energie der von ELSA kommenden Elektronen auf 1 MeV [Hil11] genau bekannt ist, wird die Energie der gestreuten Elektronen mit Hilfe einer Photonenmarkierungsanlage, wie sie in Abbildung 3.4 zu sehen ist, bestimmt.

Die Elektronen passieren nach dem Bremsstrahlprozess das Magnetfeld eines Dipolmagneten (in der Abbildung in rot dargestellt). Dort werden sie entsprechend ihrer Energieverluste mehr oder weniger stark abgelenkt und folgen aufgrund des Kräftegleichgewichts aus Lorentzkraft und Zentripetalkraft, wie im rechten Bild schematisch dargestellt, dem Verlauf einer Kreisbahn mit dem Radius

$$r = \frac{p_e \cdot \cos \alpha}{e \cdot B} \quad (3.1)$$

Hierbei ist p_e der Impuls des Elektrons, α der Ablenkwinkel, e die Ladung des Elektrons und B das angelegte Magnetfeld. Wenn das Elektron viel Energie abgegeben hat und selber nur noch einen kleinen Impuls besitzt, wird es stark abgelenkt, wohingegen ein Elektron, welches nur wenig Energie abgegeben hat und somit einen entsprechend hohen Impuls besitzt, nur wenig abgelenkt wird.

Mit Hilfe der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$E_e = \sqrt{m_0^2 c^4 + p_e^2 c^2} \quad (3.2)$$

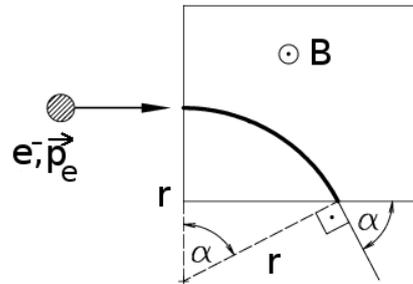
kann schließlich aus der Messung des Ablenkradius die Energie der Elektronen nach dem Bremsstrahlprozess bestimmt werden. Dabei wird der Ablenkradius bei sehr genau vermesenem Magnetfeld aus dem Auftreffort der Elektronen auf der Photonenmarkierungsanlage bestimmt.

Unter der Annahme, dass bei Atomkernen mit hoher Masse und hoher Kernladungszahl so gut wie keine Energie auf den Kern übertragen wird, erhält das Photon maximal die gesamte kinetische Energie des Elektrons. Dann kann über

$$E_\gamma = E_0 - E_e \quad (3.3)$$

aus der bekannten Elektronenenergie E_0 und der berechneten Energie des gestreuten Elektrons E_e die Photonenenergie bestimmt werden.

Um die Elektronen mit hoher Ortsauflösung detektieren zu können, sind bei der Photonenmarkierungsanlage, wie in Abbildung 3.4 zu sehen, zwei Detektorsysteme teilweise



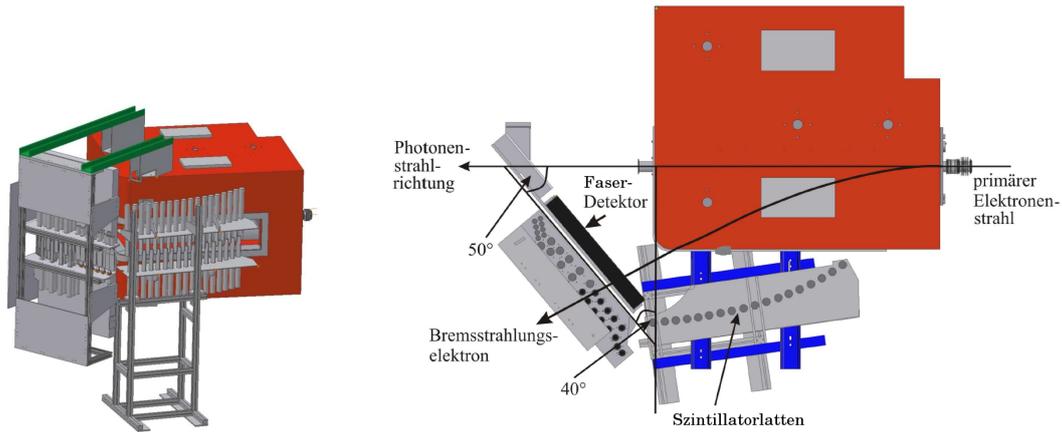


Abbildung 3.4: Die Photonenmarkierungsanlage [Wal07], [FP04].

überlappend um den Ablenkmagneten ($B = 1,2 \text{ T}$ bei $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$) so aufgebaut, dass der Ablenkbereich der Elektronen möglichst gut abgedeckt wird.

In der Abbildung vor dem Magneten befindet sich eine Anordnung aus 96 sich überlappenden, szintillierenden Detektoren. Sie decken einen Elektronenenergiebereich von $0,021 \cdot E_0$ bis $0,825 \cdot E_0$ mit einer Auflösung von $0,1 - 6\% E_\gamma$ ab.

Zur Verbesserung der Energieauflösung im Bereich der hohen Elektronenenergien, also bei niedrigen Photonenenergien, wird dieses Szintillatorrhodoskop bei Elektronenenergien von $0,166 \cdot E_0$ bis $0,871 \cdot E_0$ durch einen vorgelagerten Faserdetektor ergänzt, der in der Abbildung im linken Teil vor den Szintillatoren angebracht ist. Er besteht aus 480 szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von jeweils 2 mm und einer Länge von jeweils 6 cm. Die Fasern sind in 2 Lagen so angeordnet, dass Fasern der vorderen Lage in der Breite um $\frac{4}{3}$ mm mit Fasern der hinteren Lage überlappen, um Akzeptanzlücken zu vermeiden. Gemeinsam mit einer variierenden Szintillatorbreite bei dem Szintillatorrhodoskop von 1,4 cm im Bereich der hohen Elektronenenergien bis 5 cm bei niedrigen Energien wird hiermit gewährleistet, daß die Energieauflösung in einem Bereich von $0,1\% E_e$ für niederenergetische Elektronen bis $0,4\% E_e$ für hochenergetische Elektronen stabil bleibt. Sie liegt bei Primärelektronenenergien von 640 MeV bei 2,2% und bei 3070 MeV bei 0,2%. Das entspricht einer Energieauflösung von 15 MeV bei kleinen Primärelektronenenergien und von 7 MeV bei hohen Primärelektronenenergien [FP04].

Die einzelnen Komponenten beider Detektorsysteme werden mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen. Die analogen Signale werden an Multihit-TDCs³ zur Bestimmung der Zeitinformation weitergeleitet. Die Zeitauflösung beträgt 635 ps bei den Szintillatoren des Hodoskops und 1,694 ns bei den Fasern des Faserdetektors [Har08].

3.4 Møllerpolarimeter

Die Elektronenstrahlpolarisation wird mit Hilfe des Møllerpolarimeters bestimmt. Dieses befindet sich, wie in Abbildung 3.6 rechts zu sehen, direkt hinter der Photonenmarkierungsanlage. Es weist die bei der Møllerstreuung am Bremsstrahltarget auslaufenden Elektronen nach. Hierbei tritt im Laborsystem ein polarisiertes Elektron aus dem Elektronenstrahl der Energie E_0 in Wechselwirkung mit einem ruhenden, polarisierten Targetelektron, wie in

³TDC: Time-Digital-Converter

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

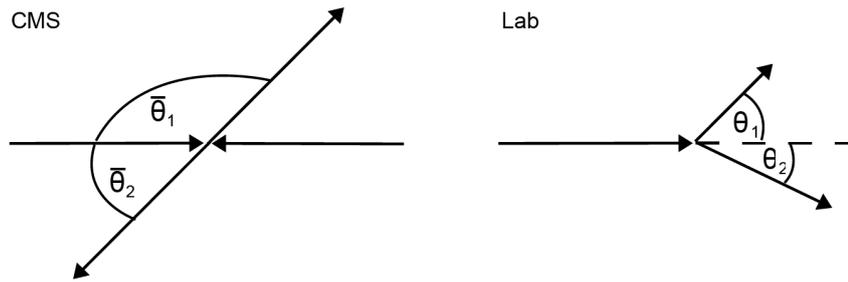


Abbildung 3.5: Kinematik der Møllerstreuung [Kam10].

Abbildung 3.5 rechts dargestellt. Nach dem Streuprozess entfernen sich die beiden Elektronen unter kleinen Vorwärtswinkeln vom Streuzentrum und werden in dem anschließenden Dipolmagneten der Photonenmarkierungsanlage impulsselektierend abgelenkt.

Für den Spezialfall der symmetrischen Møllerstreuung erhalten beide Elektronen nach der Streuung den gleichen Anteil der Gesamtenergie und bewegen sich unter gleichen Winkeln vom Streuzentrum fort:

$$E_1 = E_2 = \frac{E_0 + m}{2}, \quad \theta_1 = \theta_2 = \arctan \sqrt{\frac{2m}{E_0 + m}} \quad (3.4)$$

Dabei spannen sie, vom Streuzentrum ausgehend, Kegeloberflächen auf. Diese Kegel besitzen die Öffnungswinkel θ_1 und θ_2 für die beiden Elektronen und liegen im symmetrischen Fall aufeinander. Das Møllerpolarimeter ist so angeordnet, dass es einen Teil dieses Kegels überdeckt und so die Elektronen aus der symmetrischen Elektron-Elektron-Streuung detektieren kann. Es deckt einen Winkelbereich im Schwerpunktsystem von $73 - 107^\circ$ (im Schwerpunktsystem gilt $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$, wie in Abbildung 3.5 links dargestellt) ab und detektiert Elektronen mit Energien von $818 - 1521$ MeV bei einer Primärstrahlenergie von $E_0 = 2350$ MeV.

Da die Elektronen im Laborsystem in einen Kegel emittiert werden, können die Detektoren des Møllerpolarimeters außerhalb der Bremsstrahlungsebene angebracht werden. Dies ist von Vorteil, da hier fast keine Elektronen aus Bremsstrahlprozessen mehr anzutreffen sind und auch Untergrundprozesse vorwiegend in der Mittelebene des Dipolmagneten erwartet werden.

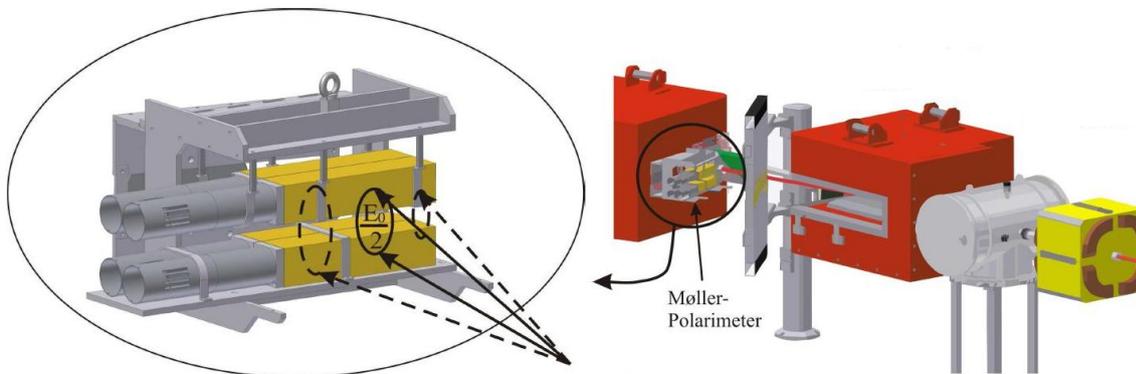


Abbildung 3.6: Das Møllerpolarimeter [FP08].

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Das Møllerpolarimeter ist aus vier $64 \times 64 \times 300 \text{ mm}^3$ großen Bleiglasblöcken aufgebaut, die im Abstand von 17,5 mm zur Mittelebene befestigt sind. Der Aufbau ist in Abbildung 3.6 links zu sehen. Trifft ein Elektron auf einen Bleiglasdetektor, erzeugt es in einem Schauerprozess Elektron-Positron-Paare. Bewegen sich die geladenen Teilchen mit einer Geschwindigkeit $v > c/n$ ($n(SF_5) = 1,67$) im Material, werden Čerenkov-Photonen emittiert. Diese werden mit Hilfe eines Photomultipliers detektiert, der an der Längsseite eines jeden Bleiglasblockes befestigt ist.

Ein Møllerereignis wird durch einen zeitgleichen Nachweis eines Teilchens im oberen und unteren Detektormodul nachgewiesen, wie schematisch in Abbildung 3.7 gezeigt. Zur Analyse und Selektion eines solchen Ereignisses wird das Photomultiplier-Signal auf einen TDC zur Zeitmessung gegeben [Kam10].

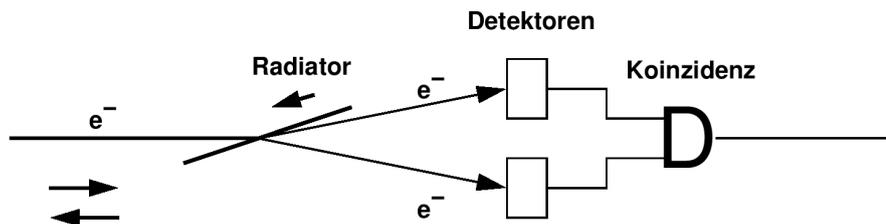


Abbildung 3.7: Aufbau der Koinzidenz aus zwei Detektormodulen [Win06].

Die Methode, um aus den Daten des Møllerpolarimeters die Polarisation des Elektronenstrahls zu bestimmen, um dann über den Helizitätstransfer auf die Polarisation des Strahlphotons schließen zu können, findet man ausführlich in [Kam10] und wird in Kapitel 4.3 dieser Arbeit kurz beschrieben.

3.5 Elektronenstrahlvernichter

Aufgrund der geringen Dicke des Bremsstrahltargets erzeugt nur etwa jedes Hundertste bis Tausendste eintreffende Elektron ein Photon. Elektronen, die keine Wechselwirkung mit dem Bremsstrahltarget erfahren haben, erzeugen kein Photon und behalten somit ihre gesamte Energie. Diese Elektronen werden von dem Dipolmagneten der Photonenmarkierungsanlage um 9° und von einem weiteren, dahinterstehenden Magneten um weitere $6,2^\circ$ abgelenkt. Um die Häufigkeit von Untergrundprozessen zu minimieren, werden sie durch ein vakuumiertes rechteckiges Aluminiumrohr bis zu einem Elektronenstrahlvernichter geführt. Er besteht aus einem 470 kg schweren und $50 \times 50 \text{ cm}^2$ großen Eisenblock. Die Elektronen verlieren dort durch Mehrfachstreuung ihre Energie, bis sie absorbiert werden. Da es sich um hochenergetische Elektronen handelt, sind sie in der Lage, durch Kernreaktionen schnelle Neutronen zu erzeugen. Aus diesem Grund ist der Elektronenstrahlvernichter zusätzlich von 70 t Stahl umgeben, so dass keine Neutronen oberhalb der vom Strahlenschutz erlaubten Grenzwerte nach außen dringen können. Zur Überwachung enthält der Elektronenstrahlvernichter einen isoliert aufgestellten Faraday-Becher, der eine Messung des einlaufenden Stroms im Bereich von $1 \text{ pA} - 500 \text{ nA}$ ermöglicht. Strahlströme bis zu 10 nA können sicher absorbiert werden [Wen09].

3.6 Polarisiertes Target

Mit dem CBELSA/TAPS-Experiment wird das Anregungsspektrum von Protonen mit Hilfe von Doppelpolarisationsexperimenten untersucht. Idealerweise würde man hierzu Wasserstoff als Targetmaterial verwenden, da dessen Kern zu 99,985 % aus einem Proton ohne Neutron besteht. Das freie, zweiatomige Wasserstoffmolekül ist aber nicht polarisierbar, weshalb man auf Kohlenwasserstoffverbindungen zurückgreifen muss. Es wird „TEMPO⁴“-dotiertes Butanol (C_4H_9OH , Dilution-Faktor⁵ $f = \frac{10}{74} = 0,135$) verwendet. Dieses Material zeichnet sich durch den nahezu spinlosen Untergrund aus. Neben den spinbehafteten und damit polarisierbaren Wasserstoffkernen tragen lediglich kleine Anteile der spinbehafteten Kerne aus der natürlichen Isotopenmischung von C und O zum polarisierbaren Untergrund bei. Den größten Beitrag liefert dabei mit einem natürlichen Vorkommen von 1,1 % der Spin-1/2-Kern ^{13}C . Mit einem Anteil von 0,04 % ^{17}O (Spin 5/2) in der natürlichen Mischung kann ein hiervon erzeugter Untergrund vernachlässigt werden [Har02].

Die Polarisation des Butanols erfolgt durch dynamische Nukleonpolarisation (DNP). Wegen der geringen Masse des Elektrons und dem damit verbundenen höheren magnetischen Moment im Vergleich zum Nukleon, sind die Elektronen schon bei einfach zu realisierenden Bedingungen ($B = 2,5 \text{ T}$, $T = 1 \text{ K}$) zu ca. 93 % polarisiert. Diese hohe Polarisation kann mit Hilfe von Mikrowelleneinstrahlung teilweise auf die Nukleonen übertragen werden. Dazu sind polarisierbare Elektronen notwendig, die über die Dotierung des Butanols mit TEMPO zur Verfügung gestellt werden. Auf diese Weise kann ein Polarisationsgrad der Protonen von bis zu 90 % erreicht werden. Um diese hohen Polarisationswerte zu erhalten, wird das Target von einem Polarisationsmagneten hoher Flussdichte ($B_{\text{max}}^{\text{Zentrum}} = 6,5 \text{ T}$, [Roh03]) umschlossen. Dies führt zu einer nicht akzeptablen Einschränkung des detektierbaren Raumwinkels während der Datennahme. Aus diesem Grund wird das polarisierte Target im „Frozen Spin Mode“ betrieben, in dem das Targetmaterial bei etwa 60 mK eingefroren wird und eine Trennung zwischen DNP und Datennahme ermöglicht. Das Abschalten der Mikrowellen führt zu einem Absinken der Targettemperatur und damit einem starken Anstieg der Relaxationszeiten der erzeugten Polarisation, was niedrigere Feldstärken möglich macht [Roh03]. Für die Datennahme wird das Polarisationsfeld daher



Abbildung 3.8: Strahlachsensymmetrischer Kryostat für das polarisierte Target [Wal07].

⁴TEMPO (TEtraMethyl-Piperidin-1-Oxyl, $C_9H_{18}NO$, $f = \frac{9}{141} = 0,0638$) ist ein Radikal, bei dem eine nicht-abgesättigte Stickstoff-Sauerstoff-Bindung ein quasifreies Elektron liefert.

⁵Der Dilution-Faktor ist definiert als das Verhältnis der polarisierbaren Nukleonen zur Gesamtzahl der Nukleonen im verwendeten Material.

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

durch das von einem Haltemagneten (Spule aus 4 Lagen, $B = 0,4 \text{ T}$, $700 \mu\text{m}$ dick) bereitgestellte Feld ersetzt. Während der Datennahme baut sich die Polarisation entsprechend der Relaxationszeit ab, so dass ein Aufpolarisieren nach einiger Zeit notwendig wird. Um hierfür genug Platz zur Verfügung zu stellen, befinden sich der Crystal-Barrel-Detektor und der MiniTAPS-Detektor auf einem Schienensystem und können bei Bedarf aus dem Bereich des Targets gefahren werden. Um systematische Effekte zu eliminieren, ist es möglich, den Polarisationsmagneten umzupolen und Messungen mit unterschiedlichen Polarisationsrichtungen, parallel oder antiparallel zum einlaufenden Strahl, durchzuführen [Roh03].

Das Butanol befindet sich in Form von kleinen Kügelchen in einem Teflonzylinder (Länge: $1,88 \text{ cm}$, Durchmesser: 2 cm). Mit einer effektiven Dichte⁶ von $\rho = 0,57 \text{ g/cm}^3$ und einer Massenzahl von $A = 74,1216 \text{ g/mol}$ erhält man für die Targetflächendichte der polarisierten Protonen

$$N_t = \frac{N_A \cdot \rho \cdot l_{eff}}{A} = 8,706 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}. \quad (3.5)$$

Der Teflonzylinder mit den Butanolkügelchen ist in einem Kryostaten untergebracht. Dieser ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Er besteht aus dem Probenhalter, dem ^4He -Verdampferkryostat und dem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat.

Im ^4He -Verdampferkryostat erhält man eine Temperaturerniedrigung durch eine Verringerung des Dampfdruckes von flüssigem Helium. Es wird eine Minimaltemperatur von etwa 850 mK erreicht.

Für den Temperaturbereich bis hinab zu etwa 60 mK wird der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat eingesetzt. Die Kühlung erfolgt hier durch einen Phasenübergang in der reversiblen Mischung von ^3He und ^4He .

3.7 Flüssigwasserstofftarget

Neben dem polarisierten Target werden für die Analyse Daten an einem Flüssigwasserstofftarget benötigt. Die Targetzelle besteht aus Kapton und hat einen Durchmesser von 3 cm und eine Länge von $5,1 \text{ cm}$. Aus dieser Länge und der Dichte von flüssigem Wasserstoff ($0,0708 \text{ g/cm}^3$) ergibt sich eine Targetflächendichte von

$$n_t = \frac{N_A \cdot \rho \cdot l_{eff}}{A} = 2,157 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}. \quad (3.6)$$

Die Targetzelle wird von einem Wärmetauscher über zwei Kaptonröhrchen mit einem Durchmesser von je 8 mm mit flüssigem Wasserstoff versorgt. Diese Röhrchen dienen gleichzeitig als Halterung der Targetzelle, welche in das Strahlrohr integriert ist. Die gesamte Aufhängung und Versorgung der Targetzelle ist so im Strahlrohr untergebracht, dass das Zentrum für den Photonenstrahl frei bleibt.

3.8 Kohlenstofftarget

Zur Beschreibung des Butanoltargets durch seine einzelnen Bestandteile werden zusätzlich zu den Messungen am unpolarisierten Wasserstofftarget Messungen an einem Kohlen-

⁶In massivem Zustand ist die Dichte von Butanol $\rho = 0,94 \text{ g/cm}^3$. Da es sich aber nicht um einen massiven Block, sondern um von Helium umspülte Kügelchen handelt, ist die effektive Dichte niedriger.

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

stofftarget benötigt. Damit erhält man in der Analyse die Möglichkeit, einen Verdünnungsfaktor für das Butanoltarget zu bestimmen. Dieser berücksichtigt die Tatsache, dass Reaktionen nicht nur am polarisierten Proton, sondern auch an unpolarisierten Nukleonen im Kohlenstoff erzeugt werden. Das Kohlenstofftarget hat einen Durchmesser von 30 mm und ist 15 mm lang [Wal11]. Mit einer Dichte von $2,26 \text{ g/cm}^3$ ergibt sich eine Targetflächendichte für die sechs Protonen im Kohlenstoff von

$$n_t = \frac{N_A \cdot \rho \cdot l}{A} = 1,02 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}. \quad (3.7)$$

Es befindet sich in einer Halterung, welche direkt im Strahlrohr befestigt werden kann.

Zusätzlich zu einer Messung mit diesem Kohlenstofftarget wurde im November 2011 eine weitere Messung mit einem Kohlenstofftarget durchgeführt, welches sich im Kryostaten des Butanoltargets befand. Dieses Target ist 20,5 mm lang und hat einen Durchmesser von 20 mm [Grü12]. Damit ergibt sich für die sechs Protonen im Target eine Targetflächendichte von $n_t = 3,08 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$.

3.9 Crystal-Barrel-Detektor

Zum Nachweis der verschiedenen Reaktionsprodukte wird das Produktionstarget vom Crystal-Barrel-Detektor umschlossen. Dieser besteht aus drei Komponenten: dem Innendetektor, dem namensgebenden Crystal-Barrel-Kalorimeter und dem Vorwärtsdetektor. Sein Aufbau ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Der Crystal-Barrel-Detektor ist spezialisiert auf die Messung von Photonen. Jedoch hinterlassen auch geladene Teilchen ein Signal in den Kristallen, so dass mit Hilfe des Innendetektors, welcher das Produktionstarget umschließt, auch geladene Teilchen identifiziert werden können.

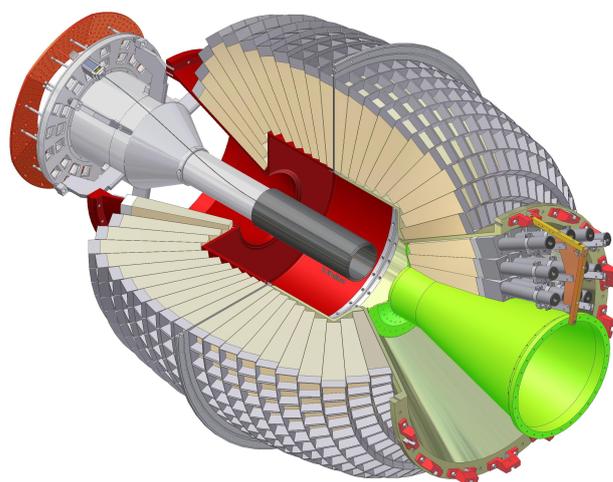


Abbildung 3.9: Der Crystal-Barrel-Detektor, bestehend aus dem namensgebenden Kalorimeter, dem Innendetektor und dem Vorwärtsdetektor [Wal07].

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Die äußersten drei Ringe des Crystal-Barrel-Detektors stellen den Vorwärtsdetektor dar. Da die meisten Reaktionsprodukte aufgrund des Lorentzboosts⁷ in Vorwärtsrichtung detektiert werden, wurde hier die vergleichsweise langsame Auslese mit Photodioden durch eine schnellere Auslese mit Photomultipliern ersetzt, so dass der Vorwärtsdetektor in der ersten Triggerstufe eingesetzt werden kann.

Der gesamte Crystal-Barrel-Detektor deckt einen Polarwinkelbereich von $11,18^\circ - 156^\circ$ und einen Azimutwinkelbereich von 360° ab. Man erhält damit eine Raumwinkelabdeckung von 96 %.

3.9.1 Crystal-Barrel-Kalorimeter

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter besteht aus 1230 Thallium-dotierten CsI-Kristallen. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von CsI(Tl) zusammengefasst.

Eigenschaften	CsI(Tl)
Dichte	4,53 g/cm ³
Strahlungslänge	1,86 cm
Molière-Radius	3,8 cm
dE/dx	5,6 MeV/cm
Emissionsspektrum	450 – 610 nm
maximale Emission	550 nm
Abklingzeiten	0,9 μ s und 7 μ s

Tabelle 3.1: Eigenschaften von CsI(Tl) [A⁺92].

Die Kristalle sind in 21 Ringen fassförmig um das Target herum angeordnet. Die ersten 20 Ringe bestehen aus jeweils 60 Kristallen und decken damit jeweils einen Polar- und Azimutwinkel von 6° ab, während Ring 21 aus 30 Kristallen besteht und einen Azimutwinkel von 12° abdeckt. Da Photonen ihre Energie in Form eines elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter abgeben, kann durch die Bestimmung des Schauerschwerpunkts eine bessere Auflösung erreicht werden als die Granularität des Kalorimeters. Damit können Photonen in einem Polarwinkelbereich von $30^\circ - 156^\circ$ mit einer Winkelauflösung von weniger als $1,5^\circ$ registriert werden. Die relative Energieauflösung ist energieabhängig ($\propto \frac{1}{\sqrt{E}}$) und liegt zwischen 5,5 % für niederenergetische Teilchen und 2,5 % für Teilchenenergien über 1 GeV [A⁺92].

Die einzelnen Kristalle sind 30 cm lang, was 16,22 Strahlungslängen entspricht. Photonenenergien von bis zu 2 GeV können somit vollständig im Kalorimeter deponiert werden [A⁺92]. Der Aufbau eines Kristalls ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Das vom Photon im Kristall erzeugte Szintillationslicht gelangt zunächst auf einen 3 mm dicken Wellenlängenschieber, der beinahe die gesamte Stirnfläche des Kristalls einnimmt und für eine homogene Lichtsammlung sorgt. Er ist mit einem organischen Farbstoff dotiert, dessen Absorptionsspektrum (520 – 590 nm) zum Emissionsspektrum des Kristalls passt. Das aus dem Kristall emittierte Licht wird vom Wellenlängenschieber absorbiert und im roten Spektralbereich (600 – 700 nm) reemittiert, auf den die Photodiode sensitiv ist. Diese ist an der Seite des Wellenlängenschiebers befestigt, $2 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ groß und erzeugt ein zur deponierten Energie proportionales Signal.

⁷Beim Lorentzboost handelt es sich um die Verschiebung des Schwerpunktes der Reaktion in Strahlrichtung bezüglich eines Beobachters im Laborsystem aufgrund der Energie- und Impulserhaltung.

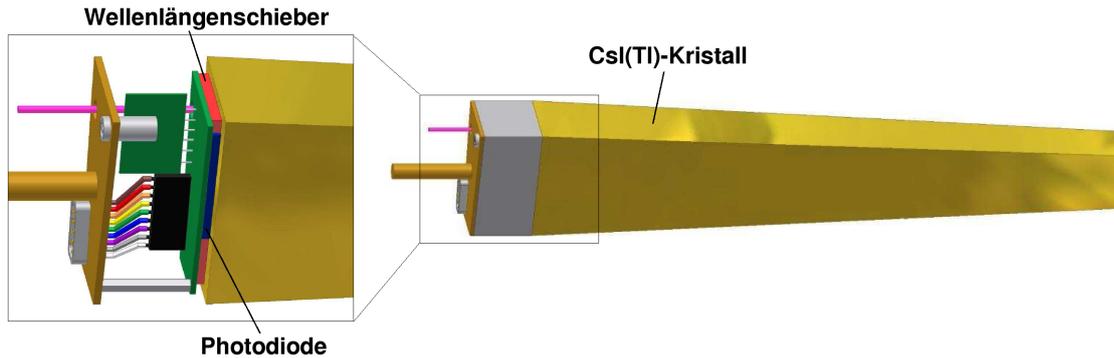


Abbildung 3.10: Aufbau eines Kristalls.

Das Signal der Photodiode wird auf einen Shaper geleitet und in einen $6 \mu\text{s}$ langen Puls umgewandelt. Von dort gelangt das Signal zu einem ADC⁸ zur Energiebestimmung und zum anderen an einen Diskriminator, der es an den FAst Cluster Encoder FACE übergibt, sobald eine Energieschwelle von 15 MeV überschritten wird.

FACE ist ein Zellularlogiktrigger, der zur Laufzeit die Anzahl der Cluster für ein Ereignis bestimmt. Seine Aufgabe ist es, die Cluster⁹ im Crystal-Barrel-Kalorimeter zu finden und die Anzahl der aufgetretenen Cluster an den Trigger weiterzugeben. Seine Arbeitsweise beruht auf dem Funktionsprinzip einer Zellularlogik. Hierbei wird jedem Kristall eine Logikzelle zugeordnet, deren Ein- und Ausgänge mit den Ein- und Ausgängen der benachbarten Zellen verbunden sind und so Informationen untereinander austauschen können. Tritt ein Ereignis auf, werden alle benachbarten Zellen zu einem Cluster zusammengefasst und die Anzahl der Cluster für das jeweilige Ereignis ausgegeben. Der Aufbau und die Funktionsweise ist in [Fle01] ausführlich beschrieben.

Der ADC verfügt über zwei dynamische Bereiche (Dual-Range-Modell). Der untere Bereich (Low-Range) deckt eine Energie von 0–130 MeV ab, während für den oberen Bereich (High-Range) nur ein Achtel des Signals verwendet wird, um den vollen Bereich abzudecken. Dieser beträgt beim Crystal-Barrel-Kalorimeter 1 GeV. Zur Überwachung der Langzeitstabilität und zur Eichung von High- und Low-Range des ADCs ist jeder Kristall über einen Lichtwellenleiter mit einem Lichtpulser verbunden. Im Lichtpulser werden mit einer Xenon-Blitzlampe Lichtsignale erzeugt, wobei sich die Intensität der Blitzlampe über Filter verändern lässt, so dass man Depositionen verschiedener Energien simulieren kann [Bö6].

3.9.2 Vorwärtsdetektor

Im CBELSA/TAPS-Experiment werden hochenergetische Photonen auf ein festes Target geschossen. Die meisten Reaktionsprodukte werden dabei aufgrund des Lorentzboosts unter kleinem Polarwinkel emittiert. Das hat zur Folge, dass die meisten Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung detektiert werden. Aus diesem Grund, und um den Vorwärtsdetektor in der ersten Triggerstufe einsetzen zu können, wurden die vordersten 3 Ringe (90 CsI(Tl)-Kristalle) des Crystal-Barrel-Detektors mit einer schnelleren Auslese versehen. Dieser Teil wird als Vorwärtsdetektor bezeichnet. Seine Kristalle decken jeweils einen Polarwinkel von

⁸ADC: Analog-Digital-Converter

⁹Die Energie eines elektromagnetischen Schauers wird i.A. nicht nur in einem Kristall deponiert, sondern in einer Gruppe von benachbarten Kristallen. So eine Gruppe von Kristallen bezeichnet man als Cluster.

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

6° und einen Azimutwinkel von 12° ab. Insgesamt können Teilchen somit in einem Polarwinkelbereich von $11,18^\circ - 27,54^\circ$ nachgewiesen werden [Fun08].

Die Kristallrückseiten sind über Lichtleiter an Photomultiplier angekoppelt. Die Digitalisierung ihrer Signale erfolgt über einen ladungssensitiven ADC, der ebenso wie der ADC im Crystal-Barrel-Detektor als Dual-Range-Modell ausgeführt ist. Hier deckt der High-Range einen Energiebereich von $0 - 2$ GeV ab. Die Zeitinformationen werden über TDCs aufgenommen. Die Zeitauflösung der Kristalle liegt bei $1,861 \pm 0,016$ ns¹⁰ [Har08].

Zur Ladungsidentifizierung sind vor den CsI(Tl)-Kristallen insgesamt 180 Szintillatoren angebracht. Sie bestehen aus 3 mm dickem szintillierendem Plastik und sind im Bezug auf den Winkelbereich so groß wie die Frontfläche der Kristalle. Zwei wellenlängenschiebende Fasern, an die sich jeweils eine klare Faser anschließt, leiten das Licht an einen Photomultiplier weiter [Wen09].

Die Szintillatorplättchen sind in zwei Lagen so angeordnet, dass in einer Lage jedes Plättchen je einen Kristall überdeckt und in der anderen Lage die Plättchen um 6° versetzt sind, so dass hier immer zwei Plättchen einen Kristall halb überdecken. Mit einer Koinzidenzschaltung erreicht man auf diese Weise eine höhere räumliche Auflösung und eine Unterdrückung von Rauschereignissen. Den Photomultipliern nachgeschaltet sind Diskriminatoren, die aus den Einzelsignalen Koinzidenzen für die Überlappbereiche der einzelnen Plättchen erzeugen. Von den Diskriminatoren gelangt das Signal an TDCs, um die Zeitinformation des Treffers aufzunehmen [Fun08]. Hier liegt die Zeitauflösung bei $4,434 \pm 0,013$ ns [Har08].

Damit sich die Lichtleiter für die Signalauslese möglichst weit weg vom Strahlengang befinden, wurden sie zwischen dem Vorwärtsdetektor und dem Crystal-Barrel-Kalorimeter verlegt. Um dazu einen 5 mm breiten Spalt (zusätzlich zu dem 10 mm dicken Aluminiumrahmen des Crystal-Barrel-Kalorimeters) zwischen den Detektorsystemen zu erhalten, mussten die Kristalle des Vorwärtsdetektors um 30 mm versetzt werden¹¹. Der tatsächliche Fokuspunkt der Kristalle ist demnach um 30 mm nach hinten verschoben. Sie bilden dabei jedoch weiterhin einen lückenlosen Sektor.

3.9.3 Innendetektor

Der Innendetektor wurde an der Universität Erlangen für das CBELSA-Experiment entwickelt und gebaut und ist seit 1999 im Einsatz. Er besteht aus 513 runden szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von 2 mm und einer Länge von 40 cm. Sie besitzen die Eigenschaft, auf geladene Teilchen anzusprechen, während sie von neutralen Teilchen nahezu ungehindert passiert werden. Er deckt einen Polarwinkelbereich von $24 - 166^\circ$ mit einer Winkelauflösung von $0,4^\circ$ für den Polarwinkel und $0,1^\circ$ für den Azimutwinkel ab und dient zum Nachweis von geladenen Teilchen.

Um das Signal zu verstärken, wurden die in Strahlrichtung zeigenden Enden der Fasern mit aluminisierter Mylarfolie verspiegelt. Am entgegengesetzten Ende sind an die Fasernenden 2 mm dicke Lichtwellenleiter angekoppelt, welche die Signale an das hintere Ende des Detektors zum Photomultiplier leiten. Von dort werden sie zur Aufnahme der Zeitinformation an Multihit-TDCs übergeben. Die Zeitauflösung liegt bei $2,093 \pm 0,013$ ns [Har08]. Desweiteren liefern Diskriminatoren ein Multiplizitätssignal, dessen Amplitude die Anzahl der Kanäle wiedergibt, die gleichzeitig ein Signal ausgelöst haben. Dies ermöglicht es,

¹⁰Zur Bestimmung der Zeitauflösung wurde das Szintillatorrhodoskop der Photonenmarkierungsanlage als Referenzdetektor verwendet.

¹¹Die Verschiebung eines 30° Kegels entlang seiner z-Achse entspricht, um 15 mm Manteldicke zu kompensieren, einer Strecke von $\Delta z = 15 \text{ mm} / \sin 30^\circ = 30 \text{ mm}$



Abbildung 3.11: Die drei Lagen der Fasern [Wal07].

den Innendetektor als Quelle für den Trigger zu verwenden und damit Totzeit durch den langsamen FACE zu vermeiden, da so bereits durch den Innendetektor ein Protonsignal vorliegt und nicht mehr auf die Entscheidung von FACE gewartet werden muss.

Die Fasern sind, wie in Abbildung 3.11 zu sehen, in 3 Lagen auf Kohlenstoffzylindern angebracht. Die äußere Lage hat einen Radius von 6,45 cm, die Mittlere von 6,14 cm und die Innere von 5,81 cm. Sie bestehen von außen nach innen aus 191, 165 und 157 Fasern. Diese Geometrie ermöglicht es, den Durchstoßpunkt eines geladenen Teilchens durch die Zylinderoberfläche des Innendetektors zu rekonstruieren. Während die Fasern der äußeren Lage parallel zur Photonenstrahlachse verlaufen, sind die der Mittleren um $25,7^\circ$ und die der Inneren um $-24,5^\circ$ schraubenförmig um die Strahlachse gedreht. Die Steigung einer Faser ist damit genau so gewählt, dass sich bei der vorgegebenen Detektorlänge von 40 cm bereits ein eindeutiger Schnittpunkt von 2 Fasern aus jeweils einer Lage ergibt. Das ist genau dann der Fall, wenn eine Faser genau eine halbe Umdrehung um die z -Achse beschreibt. So ist es möglich, sowohl den Azimutwinkel ϕ , als auch die z -Koordinate des Durchstoßpunktes zu ermitteln. Dieser kann mit einer Genauigkeit von 0,5 mm in x,y -Richtung und von 1,6 mm in z -Richtung bestimmt werden [Grü06].

Für den Trigger werden die Multiplizitäts-Ausgänge jeder Lage aufsummiert, womit Bedingungen an die Anzahl der Treffer innerhalb einer Lage gestellt werden können. In der Vergangenheit hat sich die Bedingung von mindestens 2 Treffern aus 3 Lagen bewährt (Nachweiswahrscheinlichkeit für minimalionisierende Teilchen: 98,25 %, [Fö00]), was insbesondere Ereignisse unterdrückt, die durch das thermische Rauschen der Photomultiplier entstehen.

3.10 Gas-Čerenkov-Detektor

Der Gas-Čerenkov-Detektor wurde in Belgien an der Universität Gent gebaut und für den Einsatz im CBELSA-Experiment modifiziert. Er wird zur Detektion von elektromagnetischen Signalen, insbesondere von Elektronen und Positronen in Vorwärtsrichtung, eingesetzt, da durch den Einsatz eines Butanol-Targets ein erhöhter elektromagnetischer Untergrund entsteht. Ein Großteil des elektromagnetischen Untergrunds wird wegen sei-

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

nes hochrelativistischen Impulses unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung emittiert, so dass in den Detektoren in Vorwärtsrichtung von etwa 100000 Ereignissen nur ein Ereignis durch hadronische Reaktionsprodukte ausgelöst wird. Die erste Triggerstufe, die sich aus den Vorwärtskomponenten und der Photonenmarkierungsanlage zusammensetzt, spricht somit vor allem auf elektromagnetischen Untergrund an.

Um diesen elektromagnetischen Untergrund schon auf Triggerebene zu reduzieren, befindet sich der Čerenkov-Detektor zwischen dem Vorwärtsdetektor und dem MiniTAPS-Detektor. Er weist die Elektronen und Positronen mit einer Effizienz von $99,72 \pm 0,45\%$ nach. Er besteht aus einer Kammer, die mit Kohlendioxid gefüllt ist. CO_2 erlaubt die Detektion von Elektronen ab einer Energie von $E_s = 17,4$ MeV, wohingegen für Pionen diese Schwellenenergie bei $E_s = 4,7$ GeV und damit oberhalb der maximal erreichbaren Energie des Beschleunigers liegt. Die im Experiment erzeugten Pionen erzeugen daher kein Signal im Čerenkov-Detektor.

Der Čerenkov-Detektor ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Er besteht aus einer $1 \times 1,2 \times 1,2$ m³ großen Aluminiumbox, in der das Gasvolumen eingeschlossen ist, einem Spiegel und einem Photomultiplier. Der Photomultiplier ist in einer Halterung an der Oberseite der Aluminiumbox befestigt. Um das Čerenkov-Licht auf den Photomultiplier zu fokussieren, ist der Spiegel elliptisch geformt. Damit der Photonenstrahl den Detektor ungehindert passieren kann, wurde in den Spiegel eine 5 cm große Öffnung geschnitten und mit einer dünnen, hochreflektierenden Folie verdeckt. Der Spiegel ist im Inneren des Gasvolumens an zwei Punkten drehbar befestigt, so dass sich der Neigungswinkel über eine Stange fest einstellen lässt. Über diesen Neigungswinkel und durch Verschieben der beiden Befestigungspunkte lässt sich der erste Brennpunkt auf die Targetposition und der Zweite auf den Photomultiplier richten.

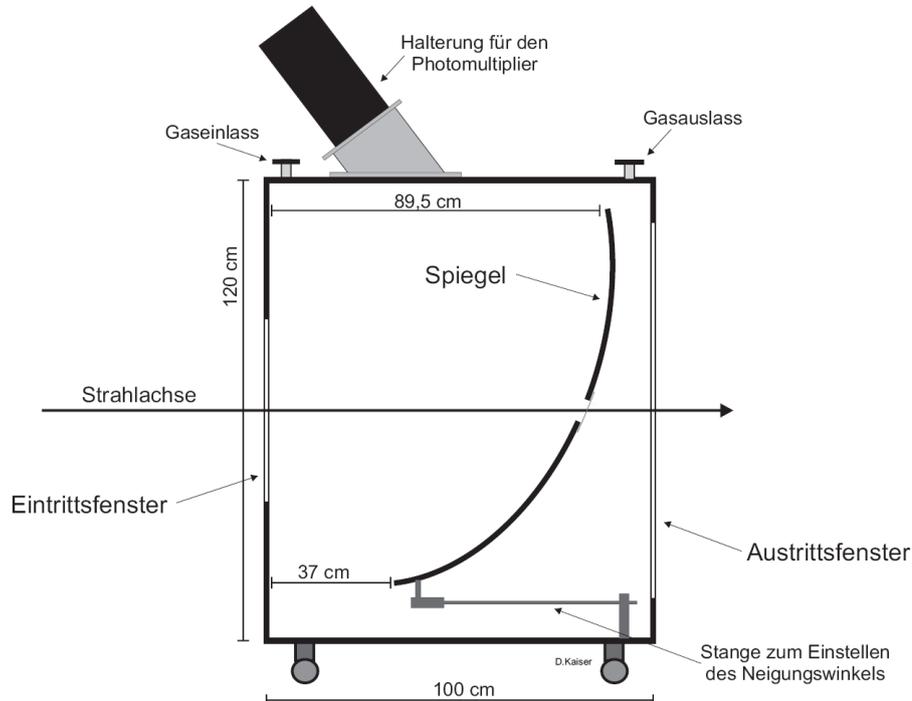


Abbildung 3.12: Der Čerenkov-Detektor [Kai07].

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Das verstärkte Signal des Photomultipliers wird auf einen Diskriminator gegeben. Von dort aus wird es einerseits zur Triggerelektronik weitergeleitet und andererseits über einen weiteren Diskriminator auf einen Multihit-TDC gegeben. Die erreichte Zeitauflösung beträgt $1,194 \pm 0,014$ ns [Har08].

Der Čerenkov-Detektor muss in jeder Aufpolarisierungsphase des Targets aus seiner Strahlposition heraus gehoben werden um genug Platz für den Polarisationsmagneten des Butanoltargets zu schaffen. Dazu ist der Detektor auf einer speziellen Halterung aufgebaut, so dass er mit Hilfe eines Krans leicht von seiner Position entfernt werden kann [Kai07].

3.11 MiniTAPS

Direkt hinter dem Čerenkov-Detektor befindet sich der MiniTAPS-Detektor. Er ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Er deckt einen Polarwinkelbereich von 1° bis 12° ab, und schließt damit die Öffnung des Vorwärtsdetektors, die mit $11,18^\circ$ etwas kleiner ist als der vom MiniTAPS-Detektor abgedeckte Bereich. Zerfallsprodukte unter extremen Vorwärtswinkeln können hier detektiert werden. Sein Abstand zum Targetmittelpunkt beträgt 210 cm. Im Gegensatz zum Crystal-Barrel-Detektor sind seine Kristalle nicht auf das Target ausgerichtet, sondern in einer flachen Anordnung übereinander angebracht. Er besteht aus insgesamt 216 hexagonalen Modulen.

Die schematische Zeichnung eines solchen Moduls ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Jedes Modul besteht aus einem 25 cm langen, hexagonalen BaF_2 -Kristall mit einer Schlüsselweite von 6 cm und einem Photomultiplier für die Auslese [Nov91]. Der 5 mm dicke Plastikszintillator zur Identifikation geladener Teilchen wird ebenfalls mit einem Photomultiplier ausgelesen und ist in einer separaten Box direkt vor dem BaF_2 -Kristall angebracht.

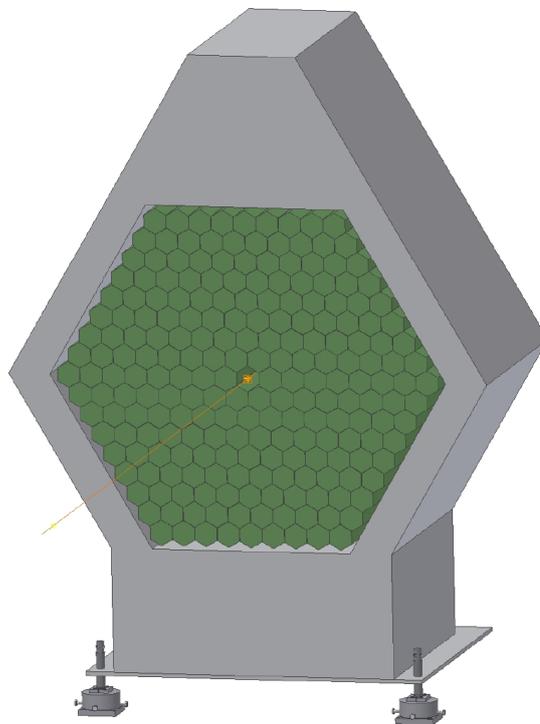


Abbildung 3.13: Der Mini-TAPS-Detektor [Wal07].

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

BaF_2 ist ein anorganischer Szintillator. Seine Eigenschaften sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Eigenschaften		BaF_2
Dichte		4.89 g/cm ³
Strahlungslänge		2.03 cm
Molière-Radius		3.1 cm
schnelle Komponente	Wellenlänge	220 nm
	Lebensdauer	0.9 ns
langsame Komponente	Wellenlänge	300 nm
	Lebensdauer	630 ns

Tabelle 3.2: Eigenschaften von BaF_2 [B⁺12].

Eine Kristalllänge von 25 cm entspricht insgesamt 12,3 Strahlungslängen. Er hat eine schnelle und eine langsame Zerfallskomponente. Die schnelle Zerfallskomponente hat eine Lebensdauer von 0,9 ns und ist damit deutlich schneller als die CsI(Tl)-Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters (Anstiegszeit: 150 ns [Wen09]). Da die Auslese aufgrund der Nutzung von Photomultipliern ebenfalls schneller ist, kann der MiniTAPS-Detektor somit zum einen als Trigger und zum anderen für Flugzeitmessungen genutzt werden. Die Quanteneffizienz dieser Komponente liegt bei lediglich 10 % der Gesamtintensität, so dass für die Energiemessungen beide Komponenten aufintegriert werden.

Bei einem kollimierten Strahl mit einem Durchmesser von etwa 1,3 cm wurde die Energieauflösung des MiniTAPS-Detektors zu $\frac{\sigma_E}{E} = 2,5\%$ bei 1 GeV für das gesamte Licht und $\frac{\sigma_E}{E} = 2,59\%$ für die schnelle Komponente bestimmt [G⁺94].

Das BaF_2 -Signal wird auf Diskriminatoren und von dort auf ADCs zur Energieauslese und auf TDCs zur Zeitauslese gegeben. Das Energiesignal wird über zwei verschiedene Zeitfenster integriert, ein Kurzes („shortgate“, 20 ns Breite) und ein Langes („longgate“, 2 μ s Breite), was eine Pulsform-Unterscheidung erlaubt. Die Zeitauflösung der Kristalle liegt bei $0,872 \pm 0,006$ ns, während sie für die Plastiksintillatoren $3,06 \pm 0,05$ ns beträgt [Har08].

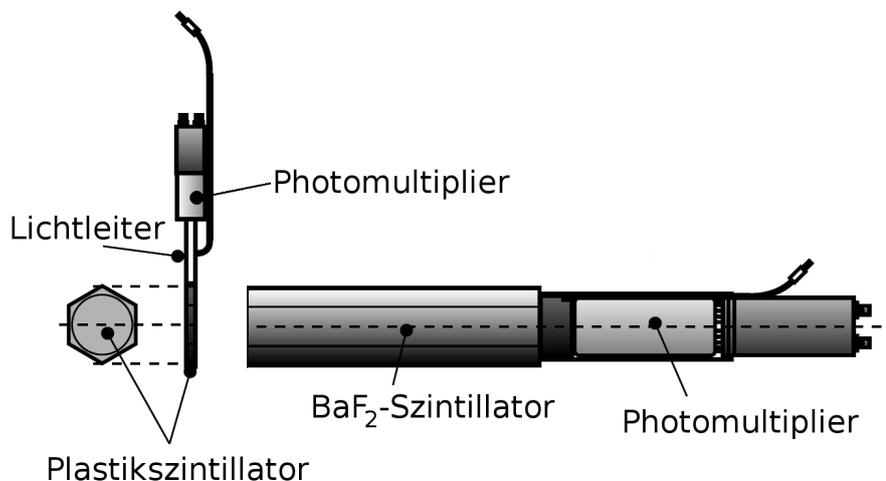


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung eines MiniTAPS Moduls.

3.12 Photonenintensitäts- und Flussmonitor

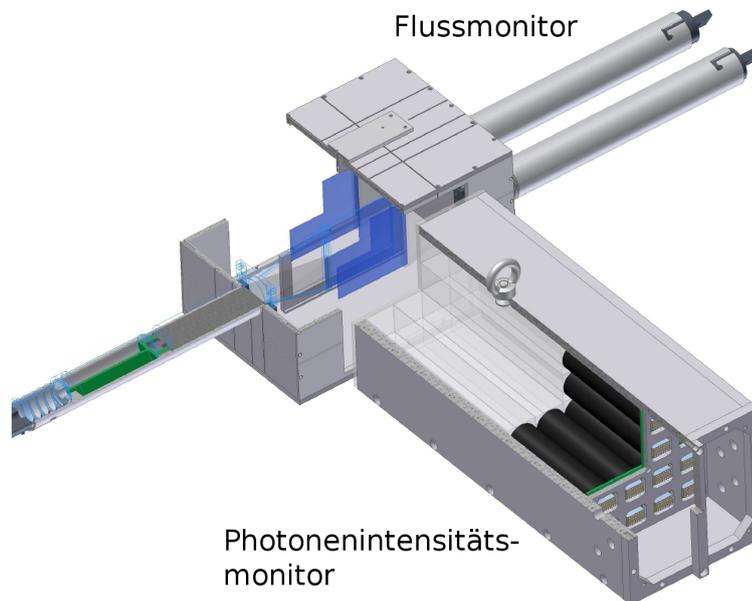


Abbildung 3.15: Der Photonenintensitäts- und Flussmonitor [Wal07].

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten muss der Photonenfluss bekannt sein. Er gibt die tatsächliche Anzahl von Photonen, die zu einer Reaktion geführt haben, an. Da der Photonenstrahl kollimiert wird, kommt nicht jedes Photon, welches über das zugehörige Elektron in der Photonenmarkierungsanlage energiemarkiert wurde, am Target an. Um das Verhältnis der an der Photonenmarkierungsanlage energiemarkierten Elektronen bzw. erzeugten Photonen zur Anzahl der am Ende des Experimentaufbaus ankommenden Photonen zu bestimmen, befinden sich hinter dem Detektoraufbau zwei Detektoren: der Photonenintensitätsmonitor und der Flussmonitor.

Der Photonenintensitätsmonitor ist in Abbildung 3.15 vorne zu sehen. Er besteht aus $200 \times 30 \times 30 \text{ mm}^3$ großen Bleifluoridkristallen, die in einer 4×4 -Matrix angeordnet sind. Ein Detektormodul besteht aus einem Bleifluoridkristall und einem Photomultiplier, der an dessen Rückseite geklebt ist [Kon01].

Eine Überprüfung der Ratenfestigkeit hat gezeigt, dass bereits bei jetzigen Photonenraten Sättigungseffekte in diesem Detektor auftreten. Deshalb wurde zu seiner Unterstützung ein Flussmonitor entwickelt, der in Abbildung 3.15 hinter dem Photonenintensitätsmonitor dargestellt ist. Er besteht aus einem Kupferkonverter und 3 Szintillationsdetektoren. Mit einer definierten Wahrscheinlichkeit erzeugen Photonen am Konverter ein Elektron-Positron-Paar, welches unter einem kleinen Winkel emittiert wird. Über zwei in Koinzidenz geschaltete Detektoren aus Plastiksintillatoren werden die Elektron-Positron-Paare nachgewiesen. Ein weiterer Szintillationsdetektor wird vor dem Konverter platziert, um ein Vetosignal für im Photonenstrahl mitgeführte, geladene Teilchen zu liefern. Das hierdurch erreichte Untersetzungsverhältnis der Ansprechrate liegt im Vergleich zum Photonenintensitätsmonitor bei 6%. Dies ermöglicht auch bei Elektronenstrahlströmen von 1 nA und daraus resultierenden Photonenzählraten oberhalb von 10 GHz eine Messung des Photonenstroms [Die08].

3.13 Photonenkamera

Zur genauen Bestimmung der Strahlage wird neben der Position auf den Bremsstrahlradiator eine Photonenkamera als weiterer Referenzpunkt verwendet. Diese befindet sich hinter dem Experimentaufbau und besteht aus einer dünnen, fluoreszierenden Folie, die unter einem Winkel von 45° in den Strahlengang eingebaut ist. Das vom Photonenstrahl darauf erzeugte Fluoreszenzlicht wird über einen Restlichtverstärker auf eine CCD-Kamera gegeben und ist somit jederzeit zugänglich. Über eine automatisierte Auswertung des Kamerabildes und eine darauf basierende Anpassung der Elektronenstrahl-optik wird die Photonenstrahlage auf 0,1 mm konstant gehalten [Wen09].

3.14 Trigger

Der Trigger untersucht die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten und entscheidet anschließend über Akzeptanz oder Ablehnung eines Ereignisses. Für eine effiziente Datennahme muss dabei die Auslese der gewünschten hadronischen Prozesse maximiert und gleichzeitig die der Untergrundprozesse minimiert werden.

Der Trigger des CBELSA/TAPS-Experiments ist als freilaufender Trigger implementiert, d.h. die einzelnen Subdetektoren geben ihre Signale asynchron an den Haupttrigger weiter. Will man verschiedene Subdetektoren in Triggerbedingungen verknüpfen, ist daher ein präziser Abgleich der Triggerlaufzeiten notwendig, was im Experiment innerhalb von $\Delta t \leq 2 \text{ ns}$ für alle Detektoren gewährleistet ist.

Der Aufbau des Triggers ist in Abbildung 3.16 zu sehen. Er ist in zwei Stufen unterteilt. In der ersten Stufe sind alle Detektoren enthalten, deren Triggerlogik eine Signalverarbeitungszeit von weniger als 250 ns aufweist. In der zweiten Stufe befindet sich der Fast Cluster Encoder FACE mit einer Reaktionszeit von bis zu $6 \mu\text{s}$.

Die Triggerelektronik der Photonenmarkierungsanlage erlaubt zwei verschiedene Triggerbedingungen, zum einen das ODER aus Koinzidenzen zweier benachbarter Szintillatorstreifen, zum anderen das Gesamt-ODER aller einzelnen Szintillatoren. Das Triggersignal aus den koinzidenten Signalen wird standardmäßig in das Triggersignal für die Datennahme eingebaut, während zur Bestimmung des Photonenflusses das Triggersignal aus dem Gesamt-ODER verwendet wird [Fun08].

Für den Innendetektor müssen zur Erfüllung der lokalen Triggerbedingung mindestens 2 aus 3 Lagen angesprochen haben.

Erfüllen die einzelnen Subdetektoren ihre jeweilige lokale Triggerbedingung, so wird dieses Signal an den Haupttrigger weitergeleitet. In der ersten Triggerstufe werden die vorliegenden Detektorsignale mit verschiedenen Triggerbedingungen verglichen und bei Erfüllung ein Auslesesignal sowie eine Referenzzeit für das Ereignis, bzw. bei Nichterfüllung ein Signal zum Zurücksetzen des Systems generiert. Als Referenzzeit wird der Entstehungszeitpunkt des Photons verwendet, der durch den Nachweis des Elektrons in der Photonenmarkierungsanlage genau festgelegt ist.

In der zeitlich späteren zweiten Triggerstufe wird entschieden, ob die von FACE gelieferte Anzahl der registrierten Cluster im Crystal-Barrel-Kalorimeter der gewünschten Multiplizität von Zerfallsphotonen entspricht. In Abhängigkeit von den erfüllten Triggerbedingungen in der ersten Stufe wird entweder direkt mit der Datenauslese begonnen oder auf ein Signal der FACE gewartet. Bei nicht erfüllten Triggerbedingungen wird die Elektronik (ADCs, TDCs, usw.) der Detektoren zurückgesetzt.

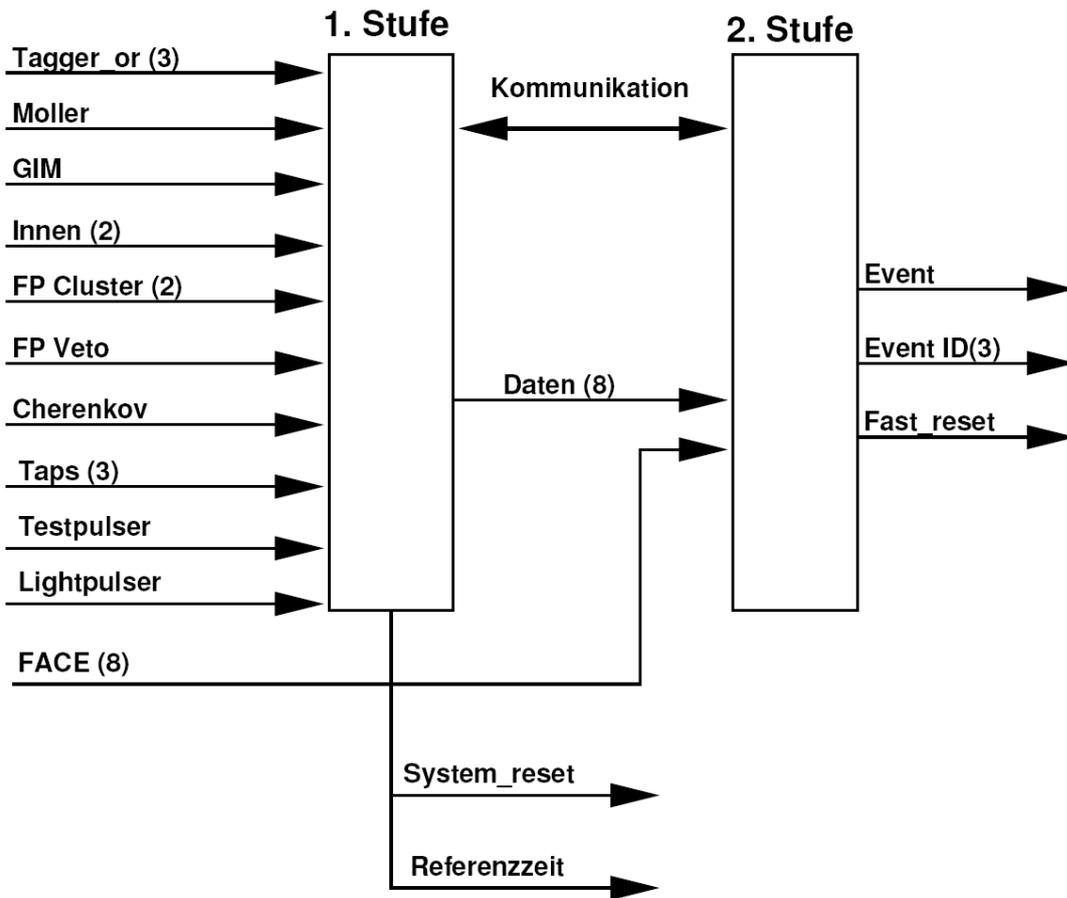


Abbildung 3.16: Der Trigger [Win06].

Für die im Rahmen dieser Doktorarbeit analysierten Strahlzeiten wurden die in Tabelle 3.3 aufgelisteten Triggerbedingungen verwendet. Sie ergeben sich, wenn man die Reaktion mit den wenigsten Endzustandsteilchen betrachtet: $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, wobei das π^0 in zwei Photonen zerfällt. Für jedes Ereignis wird immer ein zeitlich koinzidenter Treffer in der Photonenmarkierungsanlage sowie eine Antikoinzidenz mit dem Čerenkov-Detektor verlangt. Dies garantiert, dass nur Ereignisse aufgenommen werden, bei denen eine Energieinformation des Photons vorhanden ist. Zudem werden bereits auf dieser Ebene elektromagnetische Untergrundereignisse in Vorwärtsrichtung herausgefiltert. Um die Auslese zu starten, müssen entweder ein oder zwei Teilchen im Crystal-Barrel-Kalorimeter und ein Teilchen im Innen-

	1. Stufe	2. Stufe
1	Photonenmarkierungsanlage + !Cherenkov + Innen	≥ 2
2	Photonenmarkierungsanlage + !Cherenkov + Taps1	≥ 1
3	Photonenmarkierungsanlage + !Cherenkov + CF1	≥ 1
4	Photonenmarkierungsanlage + !Cherenkov + CF2	-
5	Photonenmarkierungsanlage + !Cherenkov + CF1 + Taps1	-
6	Photonenmarkierungsanlage + !Cherenkov + Taps3	-

Tabelle 3.3: Triggerbedingungen [Win06].

3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

detektor (1-2 Photonen und ein Proton, Bedingung 1) oder mindestens zwei Teilchen in den Kalorimetern (beide Photonen, Bedingung 2-6) registriert worden sein. Für letzteres gibt es 5 Möglichkeiten. Entweder ist ein Photon im Crystal-Barrel-Kalorimeter und eins im MiniTAPS-Detektor (Bedingung 2), beide Photonen sind im MiniTAPS-Detektor (Bedingung 6), ein Photon ist im Vorwärtsdetektor und eins im Crystal-Barrel-Kalorimeter (Bedingung 3) oder im MiniTAPS-Detektor (Bedingung 5) oder beide Photonen sind im Vorwärtsdetektor (Bedingung 4). Alle Reaktionen mit mehr Teilchen im Endzustand werden mit diesen Triggerbedingungen ebenfalls aufgenommen.

4 Datenbasis und Polarisationsbestimmung

4.1 Datensituation

Um die Doppelpolarisationsobservable E zu bestimmen, wird ein zirkular polarisierter Photonenstrahl und ein longitudinal polarisiertes Target benötigt. Wie bereits erwähnt, stand eine solche Konfiguration unter Verwendung anderer Detektorsysteme bereits für den experimentellen Test der GDH-Summenregel

$$\int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu)}{\nu} = \frac{2\pi^2 \alpha \kappa_N^2}{m^2}. \quad (4.1)$$

zur Verfügung. Hierbei ist α die elektromagnetische Kopplungskonstante, κ_N das anomale magnetische Moment, m die Masse des Nukleons, ν die einlaufende Photonenstrahlenergie und $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt bei paralleler und antiparalleler Spinstellung von einlaufendem Photon und Proton.

Messungen zur Bestimmung dieses Integrals wurden zwischen 1998 und 2002 von der GDH-

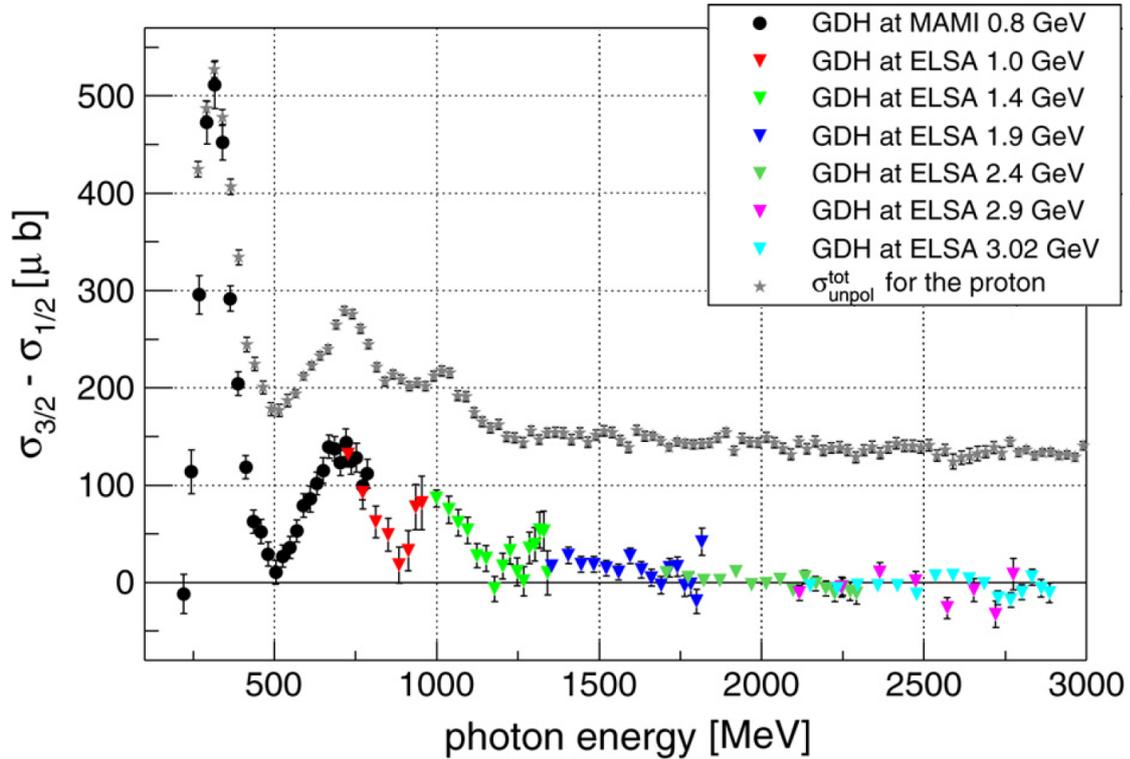


Abbildung 4.1: An MAMI und ELSA gemessene Differenz der Wirkungsquerschnitte mit parallelem und antiparallelem Spin von einlaufendem Photon und Proton [Gra04].

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

Kollaboration am Beschleuniger MAMI in Mainz bei Photonenergien von 200–800 MeV und an ELSA in Bonn bei 600–2900 MeV durchgeführt. Dabei war das Bonner Detektor-system darauf spezialisiert, einen integralen Wirkungsquerschnitt über alle Reaktionen, jedoch keine einzelnen Zerfallskanäle, zu messen, während in Mainz auch einzelne Zerfallskanäle untersucht werden konnten. Das Ergebnis der Differenz der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte ist in Abbildung 4.1 für den gesamten Energiebereich zu sehen [Gra04].

Da die Messpunkte diskret sind, wurde das GDH-Integral aus diesen Datenpunkten numerisch gemäß

$$\int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu)}{\nu} = \sum_i \frac{(\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu))|_{E_i}}{E_i} \cdot \frac{E_{i+1} - E_{i-1}}{2} \quad (4.2)$$

bestimmt [Hei00]. Hierbei entspricht $\frac{E_{i+1} - E_{i-1}}{2}$ der jeweils betrachteten Energiebinbreite. Trägt man dieses Integral gegen die jeweilige Maximalenergie auf, erhält man den in Abbildung 4.2 zu sehenden Verlauf. Für den Energiebereich unterhalb von 200 MeV sagt das MAID-Modell einen Wert von $-27,5 \mu\text{b}$ voraus [Tia03]. Die Parametrisierung von N. Bianchi und E. Thomas [BT99] liefert bei Energien oberhalb von 2900 MeV einen Beitrag von $-14 \mu\text{b}$, so dass man einen Wert von [Hel06]

$$I_{\text{run}}(\infty) = (212 \pm 6_{\text{stat}} \pm 16_{\text{syst}}) \mu\text{b} \quad (4.3)$$

erhält. Dieser Wert wird in Kapitel 9 mit dem im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Anteil der π^0 -Photoproduktion am GDH-Integral verglichen.

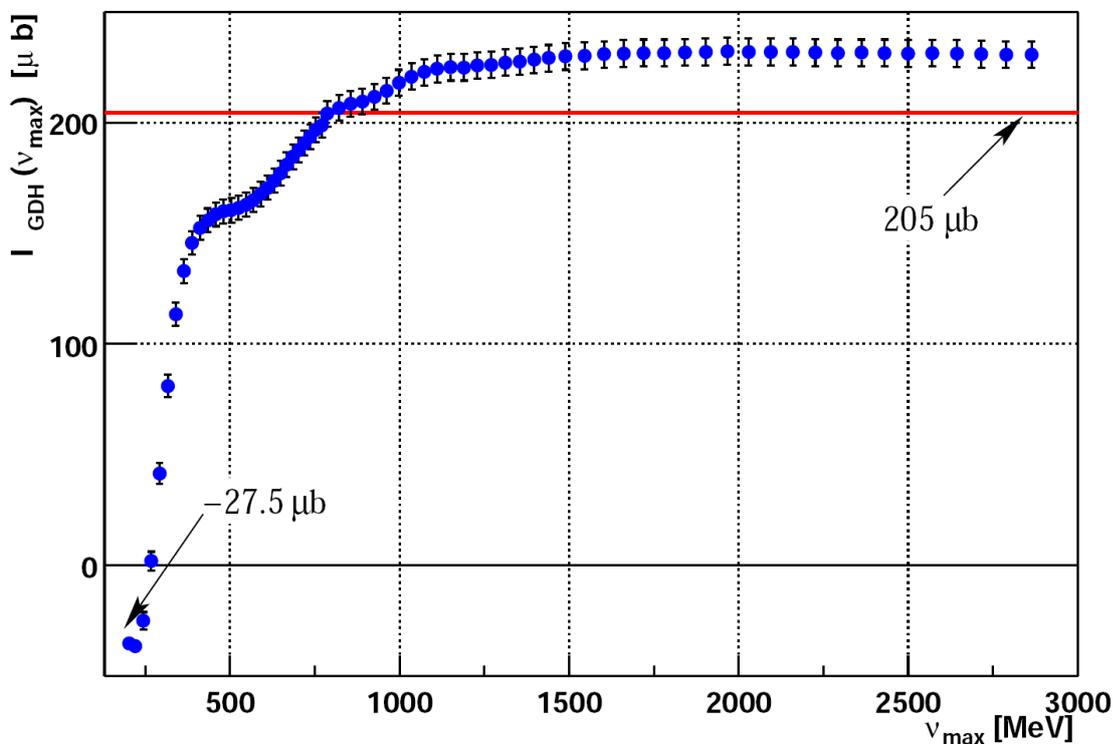


Abbildung 4.2: GDH-Integral als Funktion der oberen Integralgrenze [Kri04].

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

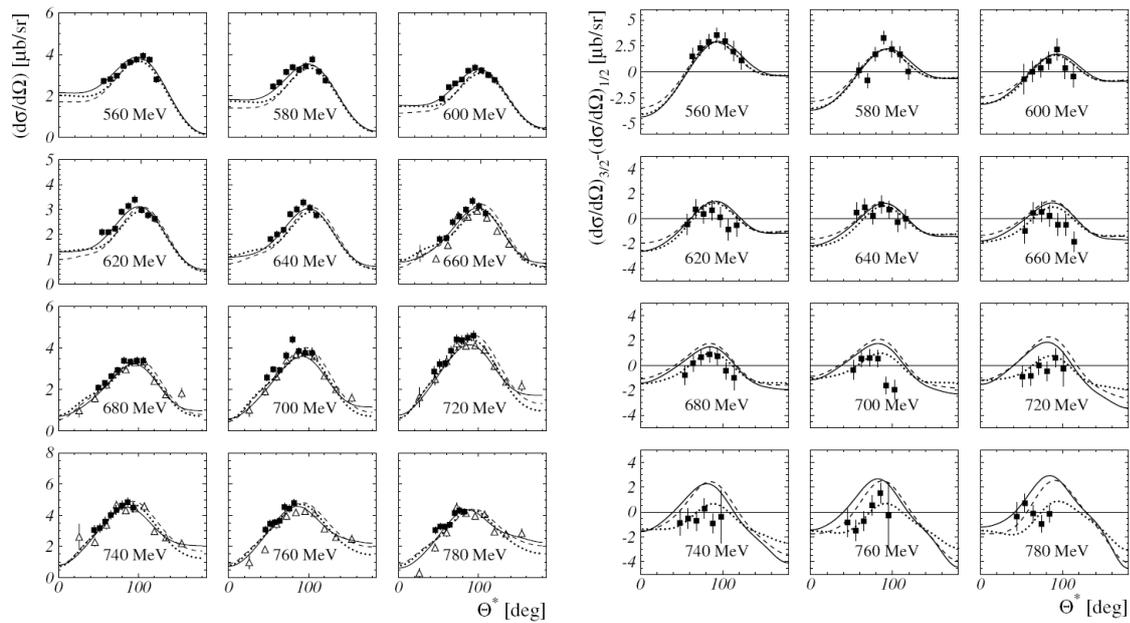


Abbildung 4.3: Links: der an MAMI an einem Flüssigwasserstofftarget gemessene unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p\pi^0$ im Energiebereich von 550 bis 790 MeV, rechts: die an einem Butanoltarget gemessene helizitätsabhängige Differenz der differentiellen Wirkungsquerschnitte in diesem Energiebereich [A^+02].

Zur Bestimmung des GDH-Integrals war es nicht notwendig, einzelne Reaktionskanäle zu separieren. Dennoch wurde im Rahmen der Doktorarbeit von I. Preobrajenski [Pre03] für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ im Energiebereich von 310 bis 780 MeV in einem Polariswinkelbereich von $\theta_{lab} = 21 - 159^\circ$ die helizitätsabhängige Differenz der differentiellen Wirkungsquerschnitte an einem Butanoltarget und der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt an einem Flüssigwasserstofftarget bestimmt, so dass sich die Doppelpolarisationsobservable E aus den Datenpunkten dieser beiden separaten Messungen gemäß

$$E = \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{2\sigma_{unpol}} \quad (4.4)$$

bestimmen lässt. In Abbildung 4.3 ist links der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt für $E_\gamma = 550 - 790$ MeV und rechts die helizitätsabhängige Differenz zu sehen. In Kapitel 8 werden aus diesen Daten die Doppelpolarisationsobservable E bestimmt und mit den in dieser Arbeit bestimmten Datenpunkten in diesem Energiebereich verglichen.

Um im Rahmen dieser Doktorarbeit die Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ mit hoher Statistik zu erhalten, wurden am CBELSA/TAPS-Experiment in Bonn in insgesamt drei Strahlzeiten in den Jahren 2007 und 2009 Daten mit einem zirkular polarisierten Strahl und einem longitudinal polarisierten Target bei einer Elektronenstrahlenergie von $E_e = 2,4$ GeV genommen. Die dabei aufgezeichnete Datenmenge ist in Tabelle 4.1 aufgelistet. Es wurden innerhalb jeder dieser drei Strahlzeiten abwechselnd Daten mit positiver und mit negativer Targetpolarisation genommen, um systematische Effekte zu eliminieren. Dabei wurden insgesamt etwa $918,9 \cdot 10^6$ Trigger bei positiver Targetpolarisation und etwa $919,1 \cdot 10^6$ Trigger bei negativer Targetpolarisation ausgelöst.

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

Strahlzeit	Target	E_e	Strahlpol.	Targetpol.	Files
24.11.2007 - 18.12.2007	Butanol	2,4 GeV	zirkular	positiv	1038
	Butanol	2,4 GeV	zirkular	negativ	816
22.09.2009 - 09.10.2009	Butanol	2,4 GeV	zirkular	positiv	683
	Butanol	2,4 GeV	zirkular	negativ	665
12.11.2009 - 18.12.2009	Butanol	2,4 GeV	zirkular	positiv	1628
	Butanol	2,4 GeV	zirkular	negativ	1614
Summe	Butanol	2,4 GeV	zirkular	positiv	3434
	Butanol	2,4 GeV	zirkular	negativ	3414
5.11.2008 - 27.11.2008	Wasserstoff	2,4 GeV	zirkular	unpolarisiert	689
25.02.2009 - 04.03.2009	Kohlenstoff	3,2 GeV	linear	unpolarisiert	487
28.11.2011 - 04.12.2011	Kohlenstoff	2,4 GeV	zirkular	unpolarisiert	478

Tabelle 4.1: Aufgenommene Datenmenge mit pos. und neg. Targetpolarisation im November 2007, September 2009 und November 2009. Die Strahlpolarisation wechselt dabei spillweise. Im November 2008 wurde an einem unpolarisierten Wasserstofftarget, im Januar 2009 und im November 2011 an einem unpolarisierten Kohlenstofftarget gemessen.

ELSA extrahiert für eine feste Zeitdauer ("Spill") von typischerweise 4 s^1 Elektronen mit einer definierten Polarisationsrichtung. In der anschließenden Strahlpause², in der das Synchrotron neu gefüllt wird, wird die Polarisationsrichtung der Elektronen gewechselt. Dies geschieht durch Auslösen der Elektronen aus der Quelle entweder mit rechts- oder linkszirkular polarisiertem Laserlicht. Die bei der Bremsstrahlung von longitudinal polarisierten Elektronen erzeugten zirkular polarisierten Photonen sind somit spillweise abwechselnd rechts- oder linkszirkular polarisiert.

Zusätzlich zu den polarisierten Daten wurden im November 2008 Daten an einem unpolarisierten Wasserstofftarget mit einem zirkular polarisierten Elektronenstrahl bei einer Elektronenstrahlenergie von $E_e = 2,4\text{ GeV}$ und im Januar 2009 an einem unpolarisierten Kohlenstofftarget mit einem linear polarisierten Elektronenstrahl bei $E_e = 3,2\text{ GeV}$ genommen. Dabei entstanden zusätzlich 184,5 Millionen getriggerte Ereignisse am Wasserstofftarget und 127,5 Millionen getriggerte Ereignisse am Kohlenstofftarget. Diese Daten werden benötigt, um einen effektiven Dilution-Faktor für die betrachtete Reaktion zu bestimmen. Da Butanol nicht aus reinem Wasserstoff besteht, muss zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E dieser Verdünnungsfaktor berücksichtigt werden. Die Definition und die Bestimmung dieses Faktors wird in Kapitel 8 beschrieben.

Da im Rahmen dieser Doktorarbeit festgestellt wurde, dass die Beschreibung des Butanols durch Messungen bei unterschiedlichen Elektronenstrahlenergien und mit einem Wasserstoff- und einem Kohlenstofftarget, welche durch den unterschiedlichen Aufbau von verschiedenen Mengen Material umgeben sind, erschwert wird, wurde zum Ende dieser Arbeit ein weiterer Datensatz an einem unpolarisierten Kohlenstofftarget aufgenommen. Hierbei befand sich das Kohlenstofftarget im Kryostaten des Butanoltargets, um Effekte

¹Dies gilt für die Strahlzeiten zwischen 2009 und 2011, für die Wasserstoffstrahlzeit 2008 betrug die Spilldauer 5 s, für die Butanoldaten 2007 lag sie bei 6 s.

²In den Strahlzeiten 2007, 2008 und Sep./Nov. 2009 betrug die Länge dieser Pausen 1,3 s und im Jan. 2009 und 2011 lag sie bei 1,7 s.

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

durch unterschiedliche Targetzellen zu eliminieren. Die Daten wurden mit einem zirkular polarisierten Elektronenstrahl bei $E_e = 2,4 \text{ GeV}$ aufgenommen. Dabei entstand eine Datenmenge von 227 Millionen ausgelösten Ereignissen.

Die Datenfiles wurden während der Datennahme aufsteigend nummeriert. Demnach kann man den verschiedenen Strahlzeiten folgende Filenummern zuordnen:

- November 2007: 106729 - 109609
- November 2008: 121557 - 122907
- Januar 2009: 127276 - 128251
- September 2009: 132373 - 134773
- November 2009: 134908 - 140086
- November 2011: 152948 - 153503

Sämtliche Daten wurden als Zebra-Files [zeb] gespeichert und können als solche von der verwendeten Software EXPLORA [S⁺] analysiert werden. EXPLORA wurde in Bonn für das CBELSA/TAPS-Experiment entwickelt. Es ist objektorientiert in C++ geschrieben und basiert auf dem am CERN entwickelten, ebenfalls objektorientierten Framework ROOT³ [root]. Durch einen modularen Aufbau ist eine ständige Weiterentwicklung und Erweiterung in Form von Plugins möglich. Gesteuert wird die Datenanalyse durch Dateien im XML-Format. Die zur Analyse dieser Arbeit verwendete XML-Datei befindet sich in Anhang A.

ROOT wird zur Analyse der Daten verwendet. Es ist ebenfalls in C++ geschrieben und beinhaltet zahlreiche Klassen wie Vektoren und Vierervektoren, Graphen und mehrdimensionale Histogramme zur graphischen Darstellung der analysierten Daten und häufig verwendete Fitfunktionen. Zur Datenspeicherung wird das eigene ROOT-Format verwendet.

4.2 Monte-Carlo Simulation

Um die Detektorakzeptanz für den CBELSA/TAPS-Aufbau zu bestimmen und die kinematischen Schnitte in der Analyse zu optimieren, werden simulierte Daten benötigt. Dazu wurde CBGEANT, ein auf GEANT 3 basierendes Monte-Carlo-Paket, verwendet [Cre01]. CBGEANT enthält die verschiedenen Subdetektoren des CBELSA/TAPS-Experiments. Den Startpunkt der Simulation stellt das Produktionstarget dar. Die einzige Bedingung, die an die einlaufenden Photonen in der Simulation gestellt wird, ist, dass ihre Energieverteilung einem $1/E_\gamma$ -Spektrum entspricht, um möglichst realistische Bedingungen an die Statistik zu stellen, da sich näherungsweise diese Verteilung durch die Erzeugung der Photonen durch Bremsstrahlung an einem Radiatortarget ergibt. Bremsstrahltarget und Photonenmarkierungsanlage werden aktuell in der Simulation nicht direkt simuliert. Die Auflösung der Photonenmarkierungsanlage wird jedoch später in der Analyse berücksichtigt.

Innerhalb des Produktionstargets wird der Wechselwirkungsort des einlaufenden Photons mit dem Targetproton, an dem die Endzustandsteilchen erzeugt werden, zufällig verwürfelt. Dabei wird die im Experiment verwendete Targetausdehnung berücksichtigt.

³Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Version ist ROOT 5.18.

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

Ihre Abmessung wurde so gewählt, wie es die Messungen am realen Target ergaben. Die drei bei der Datennahme verwendeten Targets (Flüssigwasserstoff, Butanol, Kohlenstoff) sind in der Simulation mit ihren unterschiedlichen Targetinfrastrukturen originalgetreu nachgebildet. Für das Kohlenstofftarget ist in vereinfachter Form die Fermibewegung implementiert [Mak11]. Diese kann bei Bedarf auch für den Kohlenstoffanteil im Butanol verwendet werden.

Die einzelnen Detektorkomponenten zur Teilchendetektion sind so exakt wie möglich in der Simulation enthalten. Einen Unterschied gibt es jedoch im Fall des Innendetektors. Die einzelnen Fasern mit ihren komplizierten Wicklungen lassen sich nicht einfach simulieren. Deswegen wird er als ein aus drei zylinderförmigen Schichten aus szintillierendem Material aufgebauter Detektor simuliert. Um eine dem Experiment vergleichbare Ortsauflösung der Ansprechere im Detektor zu erhalten, wird zusätzlich aus dem Satz von Koordinaten des Durchstoßpunktes in den drei Lagen die Nummer der zugehörigen Faser bestimmt. Mit Hilfe dieser Berechnung kann der Innendetektor in den Simulationen genauso behandelt werden wie in den Daten.

CBGEANT wird über eine Card-Datei gesteuert. Eine im Rahmen dieser Arbeit verwendete Card-Datei ist im Anhang B für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ an einem Butanoltarget mit einer Bremsstrahlverteilung bis 2,4 GeV zu finden. Die simulierten Daten werden, wie die Messdaten auch, im Zebra-Format gespeichert, so dass sie ebenfalls mit EXPLORA analysiert werden können.

Da verschiedene Datensätze mit drei unterschiedlichen Targets genommen wurden, wurden auch mit diesen Targets Simulationen durchgeführt. Die simulierte Datenmenge ist für die einzelnen Targets in Tabelle 4.2 aufgelistet.

	Files	generierte Ereignisse
Butanol ohne Fermibewegung	400	120 Mio
Wasserstoff	149	44,7 Mio
Kohlenstoff mit Fermibewegung	99	29,7 Mio

Tabelle 4.2: Simulierte Datenmenge für ein Butanol-, Flüssigwasserstoff- und ein Kohlenstofftarget.

Da die im Experiment aufgenommene Datenmenge für die Butanoldaten deutlich größer als für die Wasserstoff- und Kohlenstoffdaten ist, mussten auch entsprechend mehr Daten mit dem Butanoltarget simuliert werden, um den Einfluss der statistischen Fehler der simulierten Daten auf den statistischen Fehler der gemessenen Daten zu minimieren.

Wie in Kapitel 7 beschrieben, wurden zur Optimierung von Schnittgrenzen bei der Ereignisselektion die Wasserstoffdaten verwendet. Diese wurden jeweils mit simulierten Daten an den verschiedenen Targets verglichen, um zu überprüfen, dass sie bei allen Targets angewendet werden können und um sicherzustellen, dass keine großen Unterschiede in den Spektren auftreten.

Zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E wurde eine Akzeptanzbestimmung anhand der simulierten Daten mit dem Wasserstofftarget und dem Butanoltarget durchgeführt. Wie in Kapitel 8 beschrieben, kürzen sich in der Helizitätsabhängigen Differenz die Ereignisse an gebundenen, unpolarisierten Nukleonen heraus, so dass lediglich polarisierte Ereignisse an quasifreien Protonen des Wasserstoffs in Butanol enthalten sind. Somit ist keine Berücksichtigung der Fermibewegung der Kohlenstoffereignisse im Butanol notwendig.

4.3 Polarisationsbestimmung

Im Folgenden wird auf die Bestimmungsmethoden der Target- und Strahlpolarisation eingegangen und es werden die gemessenen Polarisationswerte für die Strahlzeiten im November 2007, September und November 2009 angegeben. Die Bestimmung der Strahlpolarisation wird ausführlich in [Kam10] erläutert, die Beschreibung der Targetpolarisationsbestimmung findet sich in [Kau10].

4.3.1 Strahlpolarisation

Da am CBELSA/TAPS-Experiment die Doppelpolarisationsobservable E bestimmt werden soll, wird neben einem polarisierten Target auch ein polarisierter Elektronenstrahl benötigt. Treffen longitudinal polarisierte Elektronen auf das Bremsstrahltarget, werden zirkular polarisierte Photonen emittiert. Der Helizitätstransfer vom Elektron auf das Photon kann in der QED eindeutig berechnet werden und ist gegeben durch [Ols59]:

$$\frac{P_\gamma}{P_e} = \frac{3 + (1 - x)}{3 + 3(1 - x)^2 - 2(1 - x)} \cdot x \quad (4.5)$$

wobei $x = \frac{E_\gamma}{E_0}$ der Anteil der auf das Photon übertragenen Energie, P_e der Polarisationsgrad der Elektronen und P_γ der Polarisationsgrad der Photonen ist. Sein Verlauf ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Dabei ist der Helizitätstransfer gegen x aufgetragen. Wird die gesamte Energie des Elektrons auf das Photon übertragen, beträgt auch der Heli-

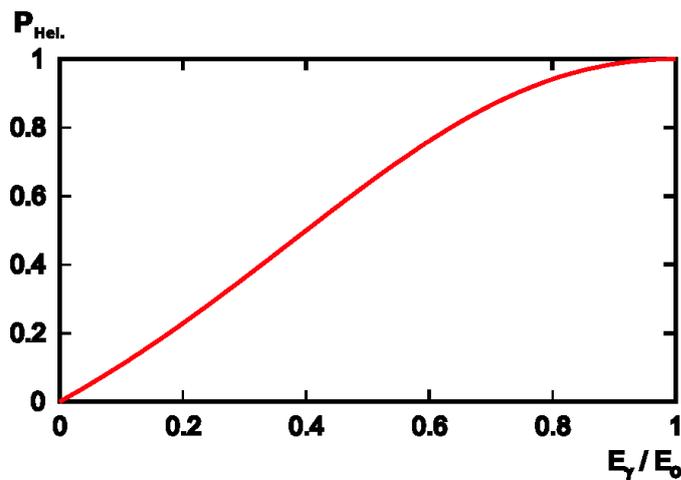


Abbildung 4.4: Helizitätstransfer.

zitätstransfer 100%. Je weniger Energie vom Elektron auf das Photon übertragen wird, umso kleiner wird auch der Helizitätstransfer, und damit die Polarisation des Photons.

Aufgrund der genauen Kenntnis dieses Helizitätstransfers kann somit der Polarisationsgrad der Photonen aus der Messung der Elektronenstrahlpolarisation und der Photonenenergie bestimmt werden. Die Messung der Elektronenpolarisation erfolgt über die spinabhängige Elektron-Elektron-Streuung mit Hilfe des in Kapitel 3 beschriebenen Møllerpolarimeters. Der Wirkungsquerschnitt der polarisierten Møllerstreuung hängt von der relativen Spinorientierung der beiden Elektronen ab:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \sum_{i,j} a_{ij} P_i^S P_j^T, \quad i, j = x, y, z \quad (4.6)$$

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

Hierbei ist $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_0$ der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt, $P^{T,S}$ die Polarisation des einlaufenden Elektronenstrahls und des Bremsstrahltargets und a_{ij} die θ_{cms} -abhängigen Analysierstärkekoeffizienten. Diese sind aus der QED genau bekannt. Für die diagonalen Komponenten ist $a_{xx} = -a_{yy} = -1/9$ und $a_{zz} = -7/9$, die nicht-diagonalen Koeffizienten sind aufgrund von Paritätserhaltung entweder 0 oder vernachlässigbar klein [ABFO92]. a_{xx} und a_{yy} entsprechen der transversalen Polarisation, a_{zz} der longitudinalen Polarisation. Aus der gemessenen Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \quad (4.7)$$

und bei bekannter Polarisation des Targetelektrons hat man damit die Möglichkeit, die Polarisation des Strahlelektrons zu bestimmen gemäß

$$P_i^S = \frac{A}{\sum_{i,j} a_{ij} P_j^T} = \frac{A}{a_{xx} P_x^T + a_{yy} P_y^T + a_{zz} P_z^T}. \quad (4.8)$$

Hier ist sowohl die transversale als auch die longitudinale Polarisationskomponente enthalten. Während des Beschleunigungsvorgangs sind die Elektronenspins in vertikaler Richtung ausgerichtet und werden erst kurz vor der Extraktion durch einen supraleitenden Solenoiden in die horizontale xz-Ebene gedreht. Dies funktioniert bei Strahlenergien von bis zu $E_e = 2,46$ MeV vollständig, während bei höheren Strahlenergien aufgrund der limitierten Feldstärke des Solenoiden eine vertikale Komponente übrig bleibt [Hof01].

Da alle Daten mit zirkular polarisiertem Photonenstrahl bei Elektronenstrahlenergien von 2,4 GeV genommen wurden, verschwindet die y-Komponente vollständig und die Polarisation lässt sich im Laborsystem schreiben als

$$\vec{P}'_T = (P'_T \sin \alpha, 0, P'_T \cos \alpha), \quad \vec{P}'_S = (P'_T \sin \beta, 0, P'_T \cos \beta). \quad (4.9)$$

Hierbei ist α der Winkel der Targetfolie zur Strahlrichtung und β der Winkel der Elektronenspins zur Strahlachse. Dabei lautet die Transformationsvorschrift aus dem Streusystem in das ruhende Laborsystem

$$\vec{P}^S = \begin{pmatrix} P'_{Sx} \cos \phi + P'_{Sy} \sin \phi \\ P'_{Sx} \sin \phi + P'_{Sy} \cos \phi \\ P'_{Sz} \end{pmatrix}, \quad \vec{P}^T = \begin{pmatrix} P'_{Tx} \cos \phi + P'_{Ty} \sin \phi \\ P'_{Tx} \sin \phi + P'_{Ty} \cos \phi \\ P'_{Tz} \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Die Zählratenasymmetrie lässt sich dann schreiben als

$$A(\alpha) = (a_{xx} \cos^2 \phi + a_{yy} \sin^2 \phi) P'_S P'_T \sin \alpha \sin \beta + a_{zz} P'_S P'_T \cos \alpha \cos \beta. \quad (4.11)$$

Nach dem Solenoiden werden die Elektronenspins mit Hilfe von Dipolmagneten aus der transversalen in die longitudinale Richtung gedreht. Da die Drehwinkel der Dipolmagnete durch die Ablenkung des Elektronenstrahls bestimmt werden, kann der Spin nur für eine Energie von $E = 1,732$ GeV vollständig [Hof01] gedreht werden, so dass bei den anderen Energien eine transversale Komponente übrig bleibt. Um diese Komponente herauszukürzen, bestimmt man die Zählratenasymmetrie unter einem Winkel α und einem Winkel $-\alpha$ der Targetfolie zur Strahlrichtung und bildet den Mittelwert

$$\frac{A(\alpha) + A(-\alpha)}{2} = a_{zz} P'_S P'_T \cos \alpha \cos \beta, \quad (4.12)$$

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

so dass die longitudinale Komponente der Elektronenstrahlpolarisation

$$P'_{S,z} = P'_S \cos \beta = \frac{A(\alpha) + A(-\alpha)}{2a_{zz}P_T \cos \alpha} \quad (4.13)$$

bestimmt werden kann.

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, werden die Spins der Targetelektronen mit Hilfe eines äußeren Magneten in der Folienebene ausgerichtet. Die Polarisation wurde in [Ebe04] zu 8,169% bestimmt.

Um die Polarisation der Strahlelektronen zu bestimmen, werden helizitätsabhängig die Ereignisse im Møllerpolarimeter gezählt. Da bei jedem Spill die Spinrichtung der einlaufenden Elektronen gedreht wird, steht dazu für jede Spinrichtung ein separater Zähler zur Verfügung. Sie liefern die Zählraten bei paralleler und antiparalleler Spinstellung der einlaufenden Elektronen zum Spin der Targetelektronen, aus denen die Zählratenasymmetrie gemäß Formel 4.7 gebildet werden kann [Kam10].

Die Polarisationswerte des Elektronenstrahls für die Strahlzeiten im November 2007 sind in Abbildung 4.5 oben links und für September und November 2009 oben rechts zu sehen. Aufgetragen ist die Runnummer gegen den Polarisationswert. Man sieht, dass im November 2007 mit einem negativen Strahlpolarisationsgrad begonnen wurde, die Differenz in Formel 4.7 also negativ ist. Es stellte sich heraus, dass ein stabilerer Betrieb des Beschleunigers bei einem Spinflip, welcher durch starke Korrekturfelder zur Erhaltung der Elektronenpolarisation erzeugt wird, möglich ist. Aus diesem Grund wurde nach kurzer

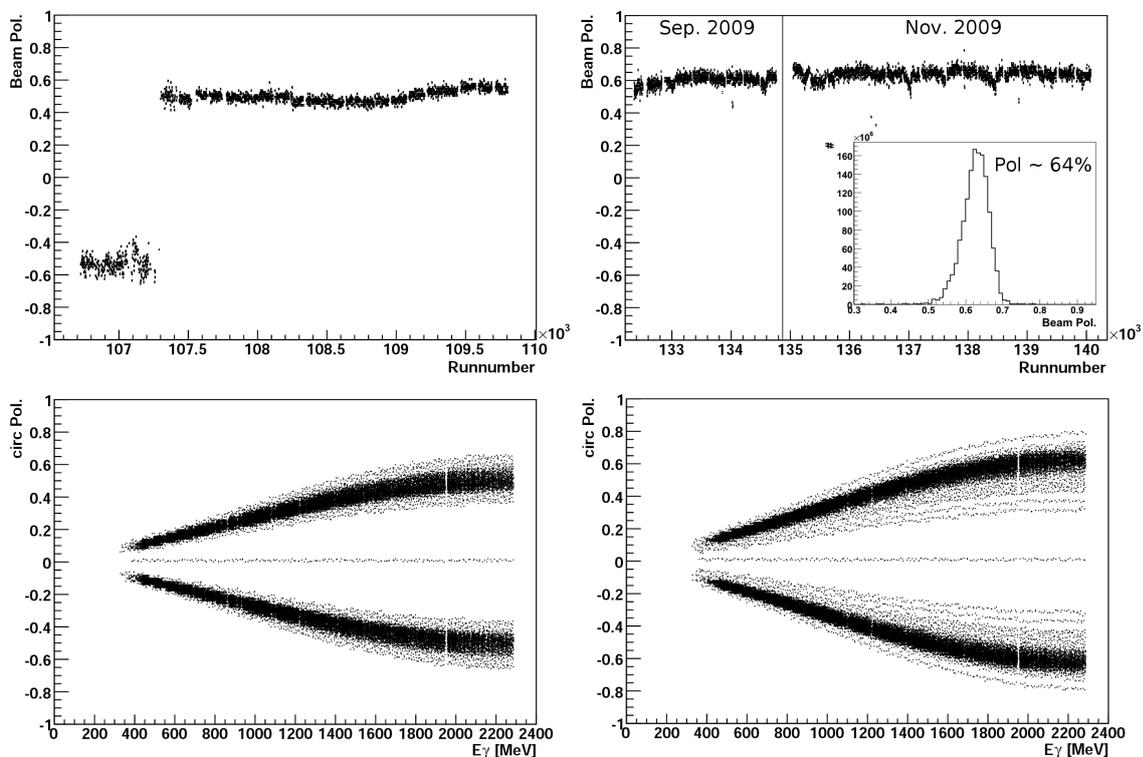


Abbildung 4.5: Strahlpolarisation bei der Strahlzeit im November 2007 (links) und bei den Strahlzeiten im September und November 2009 (rechts), oben ist die Elektronenstrahlpolarisation, unten die Photonenstrahlpolarisation zu sehen.

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

Zeit mit diesem Spinflip extrahiert, die Methode zur Polarisationsbestimmung wurde beibehalten, so dass die Zähler nun jeweils die umgekehrte Spinrichtung aufnehmen und die Zählratendifferenz und damit der Polarisationswert positiv wird.

Für die Strahlzeit im November 2007 wurde ein mittlerer Wert von 51 % für den Elektronenpolarisationsgrad erreicht. Für die Daten im September und November 2009 war der mittlere Elektronenpolarisationsgrad aufgrund einer Optimierung des Beschleunigers mit 64 % deutlich höher.

Berücksichtigt man den Helizitätstransfer, erhält man die in Abbildung 4.5 links unten dargestellte zirkulare Photonenstrahlpolarisation für die Strahlzeit im November 2007 und rechts unten die Werte für die Strahlzeiten im September und November 2009. Der Einfluss des Helizitätstransfers ist hier klar erkennbar. Je nachdem, ob das einlaufende Elektron eine positive (Spin in Strahlrichtung) oder negative (Spin entgegen der Strahlrichtung) Helizität hat, erhält das Photon entsprechend einen positiven bzw. negativen Polarisationswert. Während bei hohen Photonenenergien der Polarisationsgrad der Elektronen von $\approx 64\%$ (2009) erreicht wird, liegt er bei niedrigen Photonenenergien lediglich bei $\approx 19\%$.

4.3.2 Targetpolarisation

Das polarisierte Target kann als Ensemble von Nukleonen angesehen werden. Der Anteil der polarisierten Nukleonen an der Gesamtzahl der polarisierbaren Nukleonen im Target liefert den Polarisationsgrad. Er ist für Spin-1/2-Teilchen gegeben durch:

$$P_{1/2} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (4.14)$$

wobei $N_{-/ +}$ die Besetzungszahlen mit positiver und negativer Spinstellung darstellen. Sie wird mit Hilfe der kernmagnetischen Resonanz (NMR⁴) gemessen.

Bringt man ein Teilchenensemble in ein Magnetfeld, spalten sich die Energieniveaus dieses Ensembles durch den Zeeman-Effekt in $2s + 1$ Unterniveaus auf, wobei s der Spin der Teilchen ist. Zur Bestimmung der Targetpolarisation werden die Zeeman-Niveaus der Protonen betrachtet. Die Energieverschiebung beträgt $E = \hbar\omega_L^p$, wobei ω_L^p die Larmorfrequenz ist. Durch Einstrahlen eines Wechselfeldes mit dieser Frequenz senkrecht zum Magnetfeld können Übergänge zwischen den beiden Niveaus angeregt werden, so dass es durch das Umklappen einiger Spins zur Änderung der Besetzungszahlen kommt. Ziel der NMR-Messung ist es, diese Änderung zu bestimmen. Dazu wird senkrecht zum Polarisationsfeld eine Spule um das Targetmaterial gebracht. Ein Kondensator wird mit dieser Spule in Reihe geschaltet, so dass ein Schwingkreis entsteht. Mit jedem Umklappen eines Kernspins wird die zur Induktion eines Übergangs notwendige Energiedifferenz bei positiver Polarisierung dem Schwingkreis entzogen und bei negativer Polarisierung dem Schwingkreis hinzugefügt. Dies führt zu einer Änderung des Ohmschen Widerstands des Schwingkreises und es kommt zu einem Leistungsverlust bzw. einer Leistungserhöhung, was als Spannungsänderung in der Spule gemessen werden kann. Die Polarisierung ist proportional zur Besetzungszahldifferenz und zur Energiedifferenz, so dass auf diesem Weg eine Polarisationsbestimmung erfolgen kann.

Den Polarisationsgrad bestimmt man gemäß

$$P_{\text{dyn}} = A_{\text{dyn}} \frac{P_{\text{TE}}}{A_{\text{TE}}} \quad (4.15)$$

wobei A_{dyn} und A_{TE} die Flächen unter dem gemessenen Signal bei dynamischer Polari-

⁴NMR = Nuclear Magnetic Resonance

4. Datenbasis und Polarisationsbestimmung

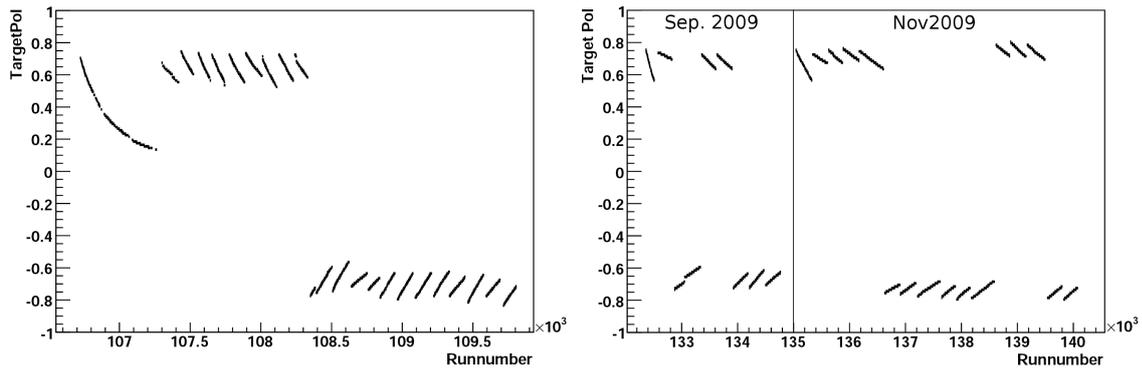


Abbildung 4.6: Targetpolarisation bei der Strahlzeit im November 2007 (links) und im September und November 2009 (rechts).

sation und im thermischen Gleichgewicht sind. P_{TE} ist der Polarisationsgrad im Gleichgewichtszustand. Er kann bei bekannter Temperatur und bekanntem Magnetfeld gemäß

$$P = \tanh \frac{\mu B}{2k_B T} \quad (4.16)$$

bestimmt werden. Genaue Informationen zur Bestimmung der Targetpolarisation findet man in [Kau10].

Die Polarisationswerte für die Strahlzeit im November 2007 sind in Abbildung 4.6 links und für September und November 2009 rechts dargestellt. Dabei ist die Runnummer gegen den Polarisationswert aufgetragen. Man sieht, dass im November 2007 jeweils ein Block Daten mit positiver und negativer Targetpolarisation genommen wurde. Die maximale Targetpolarisation, die in dieser Strahlzeit erreicht wurde, lag bei 74 %, bzw. -83 %. Im Mittel lag die Polarisation bei 65 %, bzw. -71 %. Die Relaxationszeit lag bei ungefähr 70-75 Stunden, d.h. um möglichst hohe Polarisationswerte während der gesamten Strahlzeit zu erhalten, wurde das Target jeden Tag aufpolarisiert. Dies erkennt man jeweils an den Unterbrechungen im Abfall der Polarisation und dem erneuten Messen bei einem höheren Polarisationswert. Auch erkennt man, dass zu Beginn der Strahlzeit 2007 ein langer Block Daten genommen wurde, bis das Target zum ersten Mal aufpolarisiert wurde. Gut erkennbar ist hier der exponentielle Abfall der Polarisation.

Betrachtet man den Verlauf der Polarisationswerte für die Strahlzeiten 2009, erkennt man, dass es hier im September und auch im November jeweils zwei Messperioden mit positiver und negativer Targetpolarisation gab. Der mittlere Polarisationswert von 70 % bzw. -74 % lag in dieser Strahlzeit etwas höher als im November 2007. Es wurde eine maximale Polarisation von $\pm 80\%$ erreicht. Die Relaxationszeit lag bei ungefähr 450 Stunden und es wurde etwa alle zwei Tage aufpolarisiert.

5 Kalibration

Die aufgenommenen Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden als ADC- und TDC-Werte gespeichert. Um die Daten analysieren zu können, müssen sie in Energie- und Zeitwerte umgewandelt werden. Dazu ist eine Kalibration notwendig. Im Folgenden werden zunächst die Methoden der Energie- und der Zeitkalibration der Kalorimeter beschrieben, bevor auf die Energieeichung der Photonenmarkierungsanlage eingegangen wird.

5.1 Energiekalibration

Um den Vierervektor des detektierten Mesons rekonstruieren zu können, müssen die Gesamtenergie und die Winkel θ und ϕ der elektromagnetischen Schauer, welche von den Photonen im Crystal-Barrel- oder im MiniTAPS-Detektor produziert werden, sehr präzise bestimmt werden.

Das Signal der Photodiode bzw. des Photomultipliers ist proportional zu der im Kristall deponierten Energie. Ihr Wert wird als elektronisches Signal (ADC-Wert) gespeichert. Um diesem Wert die richtige Energie zuzuordnen zu können, benötigt man eine Kalibrationskonstante und einen Pedestal-Wert. Bei Letzterem handelt es sich um einen Peak, der u.a. aufgrund von elektronischem Rauschen entsteht und einem Signal ohne Energieeintrag im Kristall entspricht. Da der Pedestalstrom von statistischen Prozessen herrührt, ist er im Mittel konstant. Seine Position ist für jeden ADC-Kanal unterschiedlich und muss entsprechend für jeden Kanal bestimmt werden.

Da Reaktionen mit neutralen Pionen im Endzustand im CBELSA/TAPS-Experiment häufig vorkommen, erfolgt die Bestimmung der Kalibrationskonstanten durch den Vergleich der rekonstruierten π^0 -Masse mit der tatsächlichen π^0 -Masse, die sehr genau bekannt ist ($134,9766 \pm 0,0006$ MeV, [B⁺12]).

Mögliche energie- und winkelabhängige Energieverluste können durch eine Energiekorrekturfunktion berücksichtigt werden. Um diese Funktion zu erhalten, werden alle Schauerverluste, die aufgrund von geometrischen und Materialeffekten auftreten, mit einer Monte-Carlo-Simulation simuliert und entsprechend winkel-, orts- und energieabhängig korrigiert. Im Folgenden werden die für die beiden Kalorimeter verwendeten Energiekorrekturfunktionen vorgestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Geometrie benötigt jedes Kalorimeter eine eigene Energiekorrekturfunktion. Ihre genaue Beschreibung findet sich in [Dah08] für den MiniTAPS-Detektor und in [Mü07] für den Crystal-Barrel-Detektor. Diese Energiekorrekturfunktionen werden vor der Kalibration auf die Daten angewandt und die korrigierten Werte werden dann kalibriert.

Anschließend wird auf die Energiekalibration eingegangen. Um Inkonsistenzen zu vermeiden, wird für beide Kalorimeter die gleiche Methode verwendet. Sie wird anhand des MiniTAPS-Detektors vorgestellt, dessen Energiekalibration im Rahmen dieser Arbeit für alle seit September 2007 genommenen Daten durchgeführt wurde. Eine Beschreibung der Kalibrationsmethode und der verwendeten Routinen und Makros befindet sich in [GW⁺].

5.1.1 Energiekorrekturfunktion

Um Mesonen über ihren Zerfall in Photonen messen zu können, müssen die Vierervektoren der Zerfallsprodukte mit hoher Präzision gemessen werden. Wie in Formel 5.6 zu sehen, ist neben der Bestimmung der ϕ - und θ -Winkel eine genaue Kenntnis der Energie notwendig. Es ist nicht immer möglich, die gesamte Energie eines elektromagnetischen Schauers nachzuweisen. Oftmals wird ein Teil der Energie in insensitiven Bereichen, wie Haltestrukturen oder Kristallumhüllungen, deponiert. Bei Randtreffern oder sehr hohen Energien kann es zudem vorkommen, dass sich der Schauer über die Detektorgrenzen hinaus ausbreitet. Auch treten Energieverluste aufgrund von eingestellten Energieschwellen¹ auf. In all diesen Fällen geht ein Teil der deponierten Energie für die Messung verloren und es ist keine vollständige Rekonstruktion mehr möglich. Solche Energieverluste können jedoch durch eine Energiekorrekturfunktion weitgehend korrigiert werden.

Die Korrekturfunktion hängt von der rekonstruierten Energie selber ab, da diese unter anderem die Schauergöße bestimmt. Die Wahrscheinlichkeit für Schauerverluste am Kristallende steigt mit steigender Energie. Bei mittleren Energien wird in den Nachbarkristallen weniger Energie deponiert, so dass öfter die Energieschwelle nicht überschritten wird und damit ihre Energiedeposition zur Bestimmung der Gesamtenergie verloren ist. Bei sehr niedrigen Energien ist der Schauer sehr klein und breitet sich nur über einen oder wenige Kristalle aus, weshalb es absolut gesehen weniger Verluste durch Schwellen und insensitive Bereiche gibt. Diese Effekte werden alle von der Energiekorrekturfunktion berücksichtigt.

Crystal-Barrel-Detektor

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, grenzen das Crystal-Barrel-Kalorimeter und der Vorwärtsdetektor nicht direkt aneinander, sondern sind 3 cm voneinander entfernt, um Haltestrukturen und Lichtleiter für die Szintillationsdetektoren des Vorwärtsdetektors unterbringen zu können. Wird dieser Bereich von Photonen getroffen, geht die dort deponierte Energie für die Messung verloren.

Weiterhin ist das Crystal-Barrel-Kalorimeter zu Wartungszwecken in zwei Teile aufgeteilt. Es kann in der Mitte getrennt und mit einem Schienensystem auseinander gefahren werden. Dazu sind jedoch Haltestrukturen notwendig, die in der Mitte des Kalorimeters in Form einer 2 mm dicken Aluminiumplatte realisiert wurden.

Der relative Energieverlust $E_{\text{loss}} = 1 - \frac{E_{\text{rek}}}{E_{\text{gen}}}$ am gesamten Kalorimeter ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Dazu wurden in [Mü07] für den in der Abbildung betrachteten Fall Photonen mit einer Energie von 100 MeV simuliert. Aufgetragen gegen den Winkel θ sieht man, dass es einen deutlichen Anstieg des Energieverlusts an den Rändern des Kalorimeters gibt. Außerdem kommt es, wie erwartet, in der Mitte des Detektors, dort wo sich die Aluminiumplatte befindet, und am Übergang zwischen Vorwärtsdetektor und dem Crystal-Barrel-Detektor, bei $25 - 35^\circ$, zu einem erhöhten Energieverlust. Desweiteren erkennt man eine Substruktur in den einzelnen Kristallringen. Jeweils zu den Kristallrändern hin wird der Energieverlust immer höher als in der Mitte eines Kristalls. Die dort ausgelösten Schauer deponieren also einen größeren Teil ihrer Energie in den Kristallumhüllungen als Schauer, die in der Mitte des Kristalls ausgelöst wurden.

Die genannten Effekte werden im Crystal-Barrel-Kalorimeter mit einer Energiekorrektur-

¹Beim MiniTAPS-Detektor liegen die Einzelkristallschwellen aufgrund der hohen Raten durch elektromagnetischen Untergrund bei 17 MeV an den beiden inneren Ringen und bei 13 MeV an den anderen Ringen, beim Crystal-Barrel-Detektor betragen sie zur Rauschunterdrückung 1 MeV.

5. Kalibration

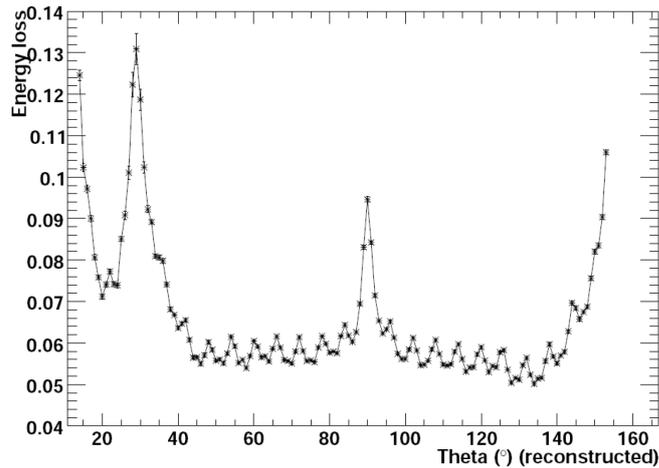


Abbildung 5.1: Energieverlust beim Crystal-Barrel-Detektor für Photonen mit $E = 100$ MeV [Mü07].

funktion korrigiert, die die folgende Form hat:

$$f(E) = f_{\text{Landau}}(E) + p_1(1 - e^{-Ep_2/p_3}) + p_4E. \quad (5.1)$$

$p_1 - p_4$ sind die für diese Korrektur in [Mü07] bestimmten variablen Parameter. Zusammen mit 3 Parametern der Landau-Verteilung wird die Energieabhängigkeit für die Energiekorrekturfunktion also über eine 7-parametrische Funktion beschrieben. Diese wurden aus der Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Energieverlusts von der rekonstruierten Energie für 133 verschiedene θ -Winkelbereiche bestimmt.

MiniTAPS-Detektor

Beim MiniTAPS-Detektor muss bei der Bestimmung der Energiekorrekturfunktion eine zusätzliche Eigenschaft berücksichtigt werden: Während der Crystal-Barrel-Detektor so aufgebaut ist, dass seine Kristalle direkt auf das Target zeigen, besteht der MiniTAPS-Detektor aus einer flachen Anordnung der hexagonalen Kristalle. Diese Geometrie macht eine Eindringtiefenkorrektur der θ -Winkel notwendig, da der an der Kristalloberfläche rekonstruierte Winkel je nach Größe und Eindringtiefe des Schauers mehr oder weniger stark von dem tatsächlichen Winkel abweicht, wie es in Abbildung 5.2 dargestellt ist.

Die Verschiebung des θ -Winkels ist zunächst abhängig vom Winkel selbst. Da die Eindringtiefe des Schauers von der Photonenenergie abhängig ist, hängt auch die Verschiebung des θ -Winkels von der Photonenenergie ab. Das nahezu senkrechte Auftreffen eines Photons auf die inneren Kristalle der MiniTAPS-Oberfläche erzeugt eine kleinere geometrische Abweichung des gemessenen vom tatsächlichen Winkel als ein schrägeres Auftreffen auf einem äußeren Ring. Wie beim Crystal-Barrel-Detektor macht es auch hier einen Unterschied, ob der Kristall in der Mitte oder am Rand getroffen wird. Zusätzlich muss die spezielle, hexagonale Form der Kristalle berücksichtigt werden [Dah08].

Um den genannten Abhängigkeiten und der speziellen Geometrie gerecht zu werden, wird die θ -Korrektur in zwei Schritten durchgeführt. Als Erstes findet eine lineare Basiskorrektur des θ -Winkels statt. Die verwendete Funktion hat folgende Form:

$$\Delta\theta_{\text{basis}} = b_0 + b_1E + b_2(1 + b_3e^{-\frac{E^{b_4}}{b_5}})\theta. \quad (5.2)$$

5. Kalibration

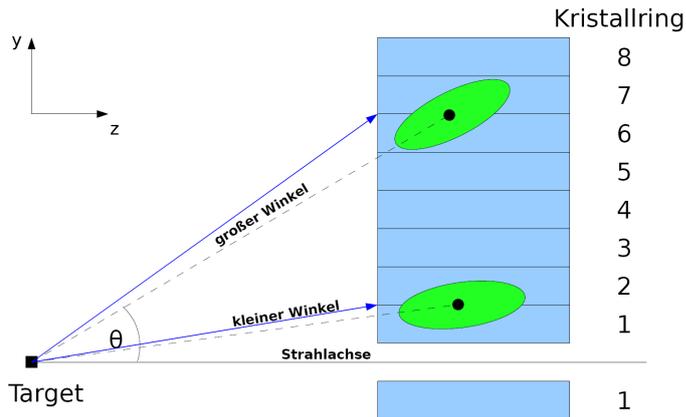


Abbildung 5.2: Die flache Anordnung der Kristalle des MiniTAPS-Detektors macht eine Eindringtiefenrekonstruktion nötig. Wird der θ -Winkel an der Oberfläche des Kristalls rekonstruiert, weicht er vom tatsächlichen θ -Winkel umso stärker ab, je größer der θ -Winkel und je größer die Eindringtiefe ist [Dah08].

$b_0 - b_5$ sind hierbei die in [Dah08] bestimmten Parameter für diese Korrektur. Sie ist abhängig von der unkorrigierten rekonstruierten Energie, da der Öffnungswinkel für die Energiekorrektur selber benötigt wird. Anschließend wird die Energiekorrekturfunktion

$$f_{\text{corr}}(E) = a_0 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{E - a_1}{a_2} \right)^2} - a_3 e^{-a_4 E^{a_5}} + a_6 E + a_7 \quad (5.3)$$

angewandt, bevor eine genauere Feinkorrektur des θ -Winkels mit der nun korrigierten Energie durchgeführt wird. Die dazu verwendete Funktion lautet:

$$\Delta\theta_{\text{fein}}(x, y) = (p_8 + p_0 y) \cos(p_1 y + p_2) + (p_3 + p_4 y) \cos(p_5 y + p_6) \cos(p_7 x) \quad (5.4)$$

Auch hier sind $p_0 - p_8$ und $a_0 - a_8$ in [Dah08] angepasste Parameter.

5.1.2 Kalibration

Die Energiekalibration geschieht in zwei Schritten: Für den MiniTAPS-Detektor wird vor jeder Strahlzeit eine vorläufige Kalibration durchgeführt, die auf dem Signal von kosmischen Myonen basiert. Dies erlaubt bereits während der Datennahme eine Onlineanalyse und zu Beginn der Strahlzeit die Einstellung der CFD-Schwellen. Für den Crystal-Barrel-Detektor wird die Kalibration der vorherigen Strahlzeit verwendet. Dies ist möglich, da sich die Parameter über die Zeit nur wenig ändern. Nach der Datennahme wird für beide Kalorimeter eine exakte Kalibration durch den Vergleich der rekonstruierten π^0 -Masse mit seiner tatsächlichen Masse ermittelt.

Die Beziehung zwischen deponierter Energie und einem ADC-Wert ist gegeben durch

$$E_{\text{dep}} = c \cdot (A - A_p), \quad (5.5)$$

wobei c die Kalibrationskonstante, A_p der Pedestalwert und A der ADC-Wert des Signals ist [Jun00]. Die Kalibrationskonstante ist abhängig von verschiedenen Einflüssen auf das Signal entlang des Signalweges: Kristall, Wellenlängenschieber, Photodiode, Vorverstärker,

5. Kalibration

Dämpfung durch Kabel, Shaper und dem ADC selbst. Um die rekonstruierte Energie zu erhalten, müssen Pedestalwert und Kalibrationskonstante ermittelt werden. Im Folgenden wird beschrieben, wie dies für den MiniTAPS-Detektor durchgeführt wird.

Kalibration mit kosmischen Myonen

Die erste Aufgabe im Kalibrationsprozess ist, dafür zu sorgen, dass jedes Modul auf das gleiche Ereignis ungefähr gleich reagiert. Dies wird beim MiniTAPS-Detektor für jedes einzelne Detektormodul individuell mit Hilfe von geladenen Myonen aus der kosmischen Strahlung erreicht. Sie wechselwirken mit dem Kristallmaterial über elektromagnetische Prozesse und durchdringen den gesamten Detektor. Dabei deponieren sie immer in etwa die gleiche Menge an Energie in den Kristallen. Sie beträgt für geladene Myonen beim Durchgang von 6 cm BaF_2 38,3 MeV ($\rho \frac{dE}{dx} = 6,376 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ [B⁺12]), so dass man im ADC-Spektrum eine Verteilung um diesen Wert erhält. Aus der Kenntnis dieses Werts und der Bestimmung der Peakposition im ADC-Spektrum kann dann eine erste Zuordnung von ADC-Kanal zum Energiewert durchgeführt werden. Abbildung 5.3 zeigt ein typisches Spektrum. Um die Peakposition der minimalionisierenden Teilchen zu erhalten, wird zunächst der Untergrund mit einer Exponentialfunktion angefitet und abgezogen. Anschließend wird der Peak durch eine Gauß-Funktion angefitet und daraus die Peakposition ermittelt [Mak11]. Bevor die Energiekalibration durchgeführt werden kann, muss zuerst die Position des Pedestalpeaks ermittelt und vom Spektrum abgezogen werden. Er ist in Abbildung 5.3 ebenso klar erkennbar wie der Peak von den geladenen Myonen und kann für jeden Kristall aus dem ADC-Spektrum extrahiert werden. Da nur Ereignisse oberhalb der CFD-Schwelle aufgenommen werden, ist bei einer Energie von etwa 185 a.u. eine scharfe Kante zu sehen. Der Pedestalpeak bei 180 a.u. wird über einen zusätzlichen Trigger durch einen 1-Hz-Pulser erzeugt.

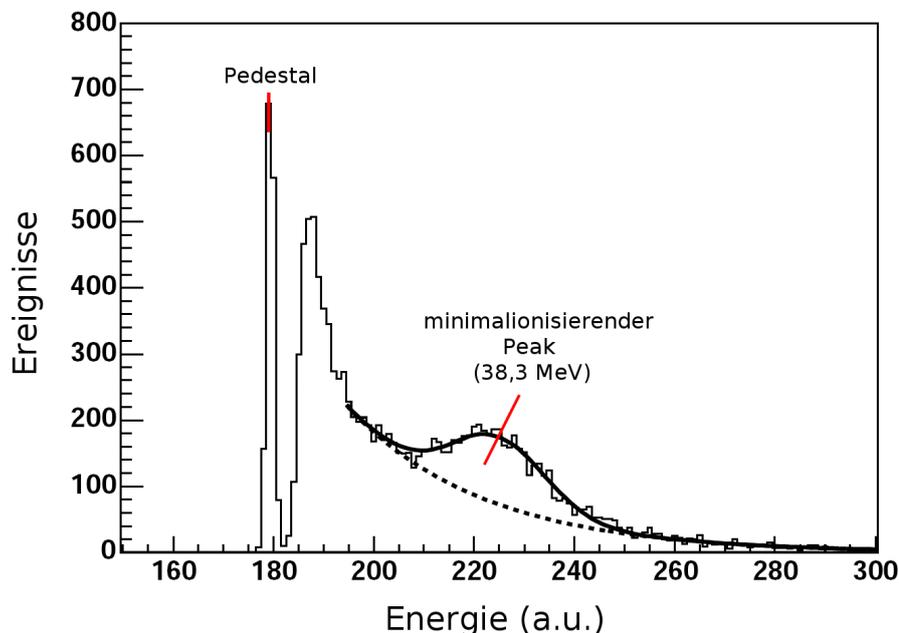


Abbildung 5.3: Energiespektrum der kosmischen Strahlung in einem MiniTAPS-Modul. Erkennbar sind der Pedestalpeak und der minimalionisierende Peak. [Cas06]

5. Kalibration

Pedestals

Beim Crystal-Barrel-Detektor wird das Pedestal durch einen einstellbaren Offset auf einen einheitlichen Wert für alle Kristalle eingestellt, so dass hier der Pedestalpeak nicht alleine durch das elektronische Rauschen, sondern auch durch diesen Offset-Strom entsteht. Um den nutzbaren Messbereich des ADCs möglichst wenig einzuschränken, wird der Offset-Strom so eingestellt, dass das Pedestal für alle Kristalle etwa bei Kanal 150 liegt, wodurch der Energiebereich des ADC-Low-Ranges lediglich um $\approx 4\%$ verkleinert wird [Jun00]. Der Pedestalwert für den Low-Range des ADCs wird bei jedem Datenrun aufgenommen, der für den High-Range des ADCs kann über Lichtpulser-Messungen, die während einer Strahlzeit nahezu täglich genommen wurden, bestimmt werden, wie in [B06] beschrieben wird.

Auch für den MiniTAPS-Detektor hat sich herausgestellt, dass es nicht ausreicht, die Pedestals für alle Kristalle zu einem Zeitpunkt der Strahlzeit zu bestimmen und diese dann für die gesamte Strahlzeit zu verwenden, da die Schwankungen zu groß sind.

In Abbildung 5.4 ist der zeitliche Verlauf der Pedestalwerte, aufgetragen gegen die Runnummer, exemplarisch für Kristall-Nummer 51 für die Strahlzeit im November 2007 links oben und für November 2009 links unten zu sehen. Rechts daneben sieht man den Temperaturverlauf im MiniTAPS-Detektor über die Zeit für die jeweilige Strahlzeit. Vergleicht man den Temperaturverlauf mit dem Verlauf der Pedestalwerte, stellt man fest, dass diese Werte offensichtlich temperaturabhängig sind. Im November 2007 sieht man z.B. zwei starke Temperaturanstiege, die zum gleichen Zeitpunkt auch im Verlauf der Pedestals auftreten. Auch in der Strahlzeit 2009 ist eine Struktur in den Pedestalwerten erkennbar, die mit dem Temperaturverlauf zu dieser Zeit vergleichbar ist.

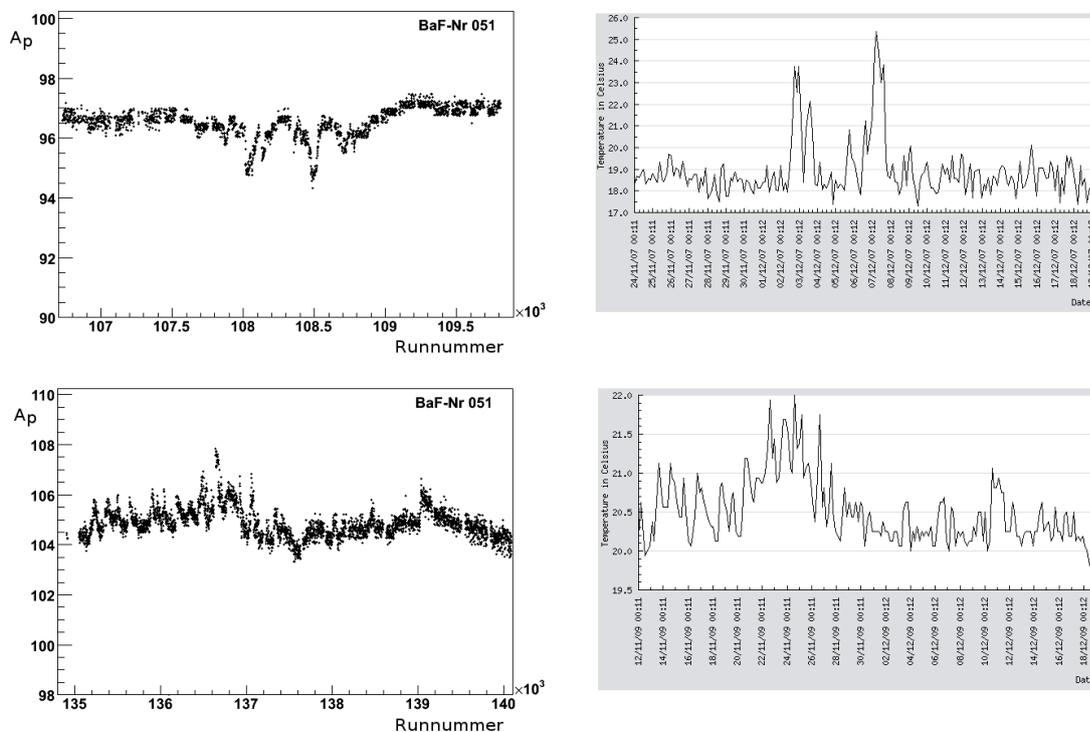


Abbildung 5.4: Pedestals und Temperaturverlauf für die Strahlzeiten im November 2007 (oben) und 2009 (unten) für Kristall-Nummer 51 des MiniTAPS-Detektors.

5. Kalibration

Diese Temperaturabhängigkeit ist der Grund dafür, dass die Pedestalwerte der einzelnen Kristalle für die gesamte Strahlzeit in jedem aufgenommenen File bestimmt werden, um so eine möglichst optimale Energiebestimmung zu erreichen.

π^0 -Kalibration

Myonen wechselwirken mit dem Detektormaterial anders als Photonen. Außerdem liefert der Peak von kosmischen Myonen nur einen Kalibrationspunkt am unteren Ende des am CBELSA/TAPS-Experiments relevanten Energiebereichs. Im Vorwärtswinkelbereich werden Photonen mit Energien von bis zu 2000 MeV detektiert. Das Signal der minimalionisierenden Teilchen ist also nicht ausreichend, um den gesamten ADC-Bereich zu justieren. Auch wenn diese Art der Kalibration für eine Onlineanalyse und zur Einstellung der CFD-Schwellen vor der Strahlzeit ausreichend ist, wird für die spätere Analyse eine genauere Kalibrationsmethode benötigt.

Um beim CBELSA/TAPS-Experiment die Kalibrationskonstante präzise zu bestimmen, wird die rekonstruierte π^0 -Masse mit seiner tatsächlichen Masse verglichen.

Das π^0 zerfällt zu 98,823% [B⁺12] in zwei Photonen, welche vom Crystal-Barrel- und vom MiniTAPS-Detektor detektiert werden. Mit Hilfe der Energie- und Impulsinformationen kann aus den beiden Photonen die invariante Masse des π^0 bestimmt werden:

$$m_{\text{inv}}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = 2E_n E_m - 2\vec{p}_n \vec{p}_m = 2E_n E_m \left(1 - \begin{pmatrix} \cos \phi_n \sin \theta_n \\ \sin \phi_n \sin \theta_n \\ \cos \theta_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_m \sin \theta_m \\ \sin \phi_m \sin \theta_m \\ \cos \theta_m \end{pmatrix} \right) \quad (5.6)$$

wobei E_n und E_m die Energien der Photonen sind.

Die rekonstruierte quadratische invariante Masse m_{inv}^2 kann unter der Annahme, dass die rekonstruierten Winkel genau bekannt sind, mit der tatsächlichen Masse des π^0 verglichen werden. Man erhält das Verhältnis

$$r = \frac{1}{k_n k_m} = \frac{m_{\text{rek}}^2}{m_{\pi^0}^2} = \frac{E_n E_m}{E_n^0 E_m^0} = \frac{c_n c_m}{c_n^0 c_m^0} \quad (5.7)$$

Hierbei sind E_n und E_m die rekonstruierten und E_n^0 und E_m^0 die wahren Photonenenergien, k_n und k_m die notwendigen Korrekturfaktoren, c_n und c_m die aktuellen und c_n^0 und c_m^0 die gesuchten Kalibrationskonstanten.

Im Rahmen von [Jun00] wurde für den Crystal-Barrel-Detektor festgestellt, dass bei über 80% der Ereignisse mehr als die Hälfte der Photonenenergie im Zentralkristall deponiert wird. Demnach wird der Korrekturfaktor durch den Einfluss der Kalibrationskonstanten des Zentralkristalls dominiert. Zusätzlich gehen die Kalibrationskonstanten vieler Nachbarkristalle ein. Unter der Annahme, dass sie statistisch um den richtigen Wert streuen und sich ihr Einfluss auf den Korrekturfaktor herausmittelt:

$$\frac{1}{r_k} = \frac{1}{N} \sum_{k_{\text{fest},n}} k_k k_n = \frac{1}{N} k_k \sum_{k_{\text{fest},n}} k_n \approx k_k \cdot 1, \quad (5.8)$$

erhält man für den Zentralkristall die Kalibrationskonstante

$$c_k^0 = c_k \frac{m_{\pi^0}^2}{m_{k,\text{rek}}^2}. \quad (5.9)$$

Um die gesuchte Kalibrationskonstante zu erhalten, wird die Peakposition des Pionpeaks bestimmt und eine neue Kalibrationskonstante berechnet, die den Peak zur gewünschten

5. Kalibration

Position hin verschiebt. Auf diese Weise wird für jeden Kristall eine neue Kalibrationskonstante bestimmt. Diese werden dann verwendet, um die Daten neu zu analysieren. Anschließend wird die Prozedur wiederholt. Die Kalibration ist also ein iterativer Prozess, der solange wiederholt wird, bis alle π^0 -Signale an der richtigen Stelle sind.

Die Kalibration wird unter Anwendung der Energiekorrekturfunktion durchgeführt. Diese wird vor der Kalibration auf die rekonstruierte Energie angewendet, welche dann für die Kalibration benutzt wird. Beim Crystal-Barrel-Detektor werden zur Kalibration nur Ereignisse verwendet, bei denen beide Photonen im Crystal-Barrel-Detektor detektiert wurden. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter und der Vorwärtsdetektor werden demnach zusammen kalibriert.

Beim MiniTAPS-Detektor ist es für die Kalibration nicht möglich, ebenfalls nur Photonen, welche im MiniTAPS-Detektor detektiert wurden, zu verwenden, da die Statistik für solche Ereignisse zu gering ist. Aus diesem Grund werden beim MiniTAPS-Detektor Ereignisse verwendet, bei denen ein Photon im Crystal-Barrel-Detektor und ein Photon in MiniTAPS-Detektor detektiert wurde. Eine Kalibration des MiniTAPS-Detektors kann daher immer erst durchgeführt werden, wenn die Kalibration des Crystal-Barrel-Detektors abgeschlossen ist. Die rekonstruierte Energie des Photons im MiniTAPS-Detektor wird auch hier mit der Energiekorrekturfunktion korrigiert, bevor sie zur Kalibration verwendet wird.

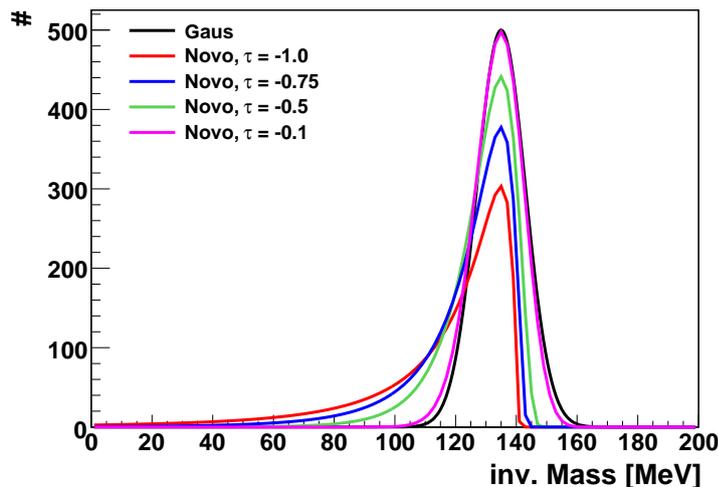


Abbildung 5.5: Novosibirsk-Funktion mit verschiedenen Tail-Parametern, verglichen mit dem Verlauf der Gauss-Funktion (schwarz).

Um das Spektrum zu beschreiben, wird eine Novosibirsk-Funktion der Form

$$f(m) = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\ln^2(1 + \Lambda \tau \cdot (m - m_0))}{\tau^2} + \tau^2 \right)} \quad (5.10)$$

für das π^0 Signal verwendet, wobei $\Lambda = \frac{\sinh(\tau \sqrt{\ln(4)})}{\sigma \tau \sqrt{\ln(4)}}$, A die Amplitude des Peaks, m_0 die Peakposition, σ die Breite und τ der Tail-Parameter ist. Die Novosibirsk-Funktion liefert eine Gauss-Funktion mit einem Tail-Parameter, der eine asymmetrische Form des Peaks berücksichtigt. Der Verlauf ist in Abbildung 5.5 für verschiedene Tail-Parameter dargestellt und mit dem Verlauf der Gauss-Funktion verglichen. Für $\tau \rightarrow 0$ nähert sich

5. Kalibration

die Funktion der Gauss-Funktion an.

Zur Beschreibung des Untergrunds kommt ein Chebychev-Polynom 3. Grades

$$P(x) = a + bx + c(2x^2 - 1) + d(4x^3 - 3x) \quad (5.11)$$

zum Einsatz.

Zur Bestimmung der Peakposition wurde bei der Kalibration beider Kalorimeter die quadratische Masse verwendet, da sich herausgestellt hat, dass so die Form der Peaks für alle Kristalle in den verschiedenen Strahlzeiten durch den Fit besser beschrieben werden kann. In Abbildung 5.6 ist exemplarisch für die Strahlzeit im November 2009 Kristall 75 des MiniTAPS-Detektors mit den zugehörigen Fits dargestellt. Im linken Bild sieht man den quadrierten Pionpeak in diesem Kristall, bevor ein Untergrundabzug gemacht wurde. Die gestrichelte blaue Linie entspricht der erwarteten quadratischen Masse des Pions. Der Verlauf der Untergrundfunktion ist als schwarze gestrichelte Linie dargestellt. Im rechten Bild ist der Untergrund abgezogen und man sieht in rot die Novosibirsk-Funktion zur Positionsbestimmung des Peaks.

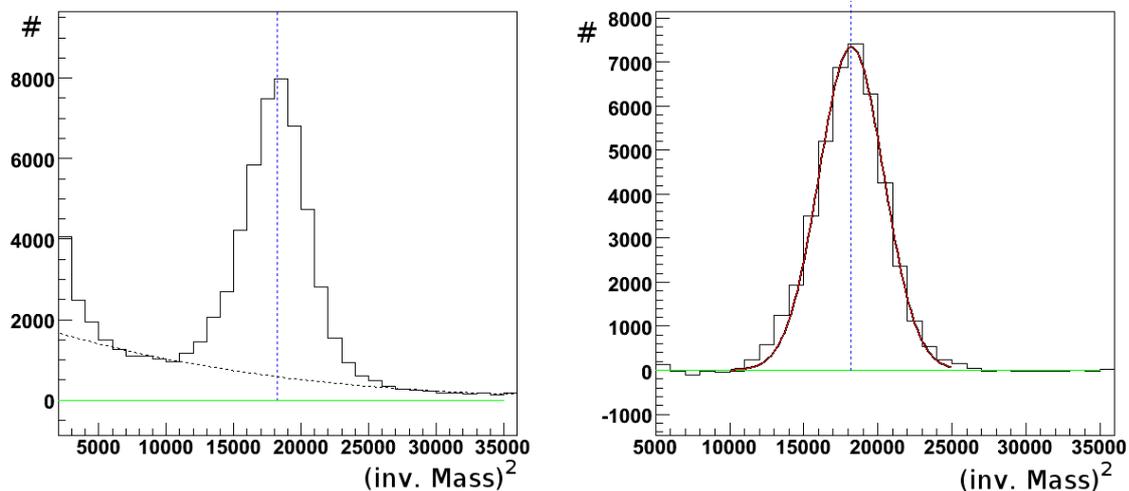


Abbildung 5.6: Kristall 75 des MiniTAPS-Detektors, nach der Kalibration der Strahlzeit im November 2009.

5.2 Zeitkalibration

Neben einer präzisen Energiebestimmung ist auch die genaue Kenntnis der Ereigniszeiten in den verschiedenen Subdetektoren notwendig, um in der Datenanalyse zeitlich korrelierte Ereignisse selektieren zu können. Die Zeitinformationen werden über TDCs oder Multihit-TDCs aufgenommen. Lediglich bei den Kristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters ist zur Zeit noch keine Zeitbestimmung möglich. Damit die gemessenen Werte in der Analyse verwendet werden können, müssen diese ebenfalls kalibriert werden. Dabei muss sichergestellt werden, dass alles, was gleichzeitig im Experiment stattfindet, auch zur gleichen Zeit rekonstruiert wird.

Ziel der Zeitkalibration ist die Umrechnung von TDC-Werten in Zeiten. Diese Umrechnung ist allgemein gegeben durch

$$t = a + gT + f(E) \quad (5.12)$$

5. Kalibration

wobei a der Offset, g der Kalibrationsfaktor, T der TDC-Wert und $f(E)$ die Korrektur des Timewalk-Verhaltens ist. Die Bestimmung dieser verschiedenen Faktoren ist ausführlich in [Har08] beschrieben und wird im Folgenden kurz erläutert.

Wie bei der Energiekalibration erfolgt auch die Zeitkalibration in mehreren Schritten. Im ersten Schritt wird zuerst für jeden TDC die einem TDC-Kanal entsprechende Breite in ns bestimmt. Daraus erhält man den Kalibrationsfaktor g , der die Umrechnung von TDC-Kanälen in ns ermöglicht. Ausser beim MiniTAPS-Detektor kommen bei allen Detektoren Multihit-TDCs zum Einsatz. Hier kann dieser Faktor aus den Einstellungen der TDCs bestimmt werden. Eine interne Schaltung sorgt dafür, dass die Kanalbreite bei jedem TDC-Kanal die Gleiche ist. Er beträgt $g = 0,11442$, bzw. im „high resolution mode“, welcher bei den Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage und beim GIM verwendet wird, $g = 0,05721$.

Da beim MiniTAPS-Detektor andere TDCs verwendet werden, ist die Bestimmung dieses Faktors komplizierter, da hier dieser Faktor für jeden TDC separat bestimmt werden muss. Zu Beginn der Kalibration wird ein mittlerer Kalibrationsfaktor g_{mean} für jeden TDC-Kanal verwendet. Eine Korrektur dieses mittleren Faktors für jeden Kanal erhält man, indem man die Zeitdifferenz zwischen der Zeit eines Detektors und der Referenzzeit (Zeit der Photonenmarkierungsanlage) gegen die Referenzzeit aufträgt, wie es in Abbildung 5.7 für den MiniTAPS-Detektor zu sehen ist. In diesem Spektrum sind zwei bandartige

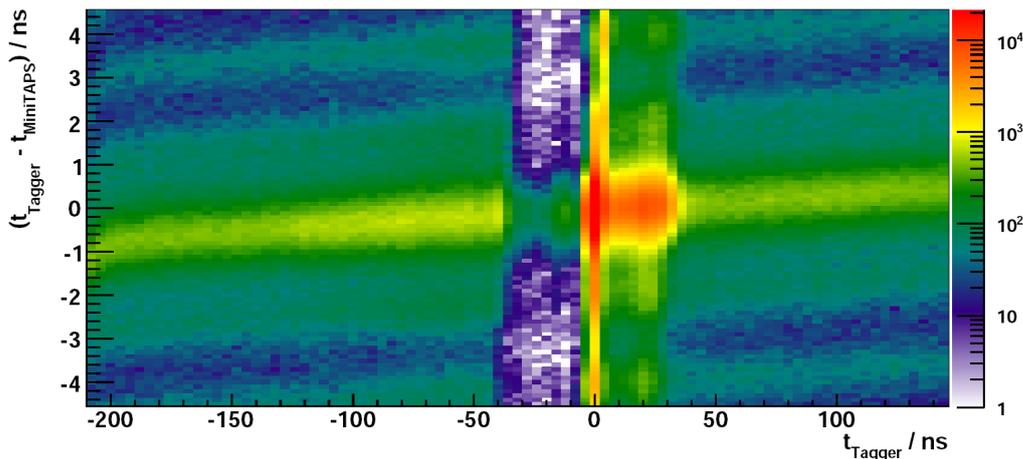


Abbildung 5.7: Zeit der Photonenmarkierungsanlage aufgetragen gegen die Zeitdifferenz zwischen Photonenmarkierungsanlage und MiniTAPS-Detektor [Har08].

Strukturen sichtbar: ein vertikales Band bei $t_{\text{tagger}} = 0$, das dem Signalpeak der Photonenmarkierungsanlage entspricht und ein horizontales Band bei $\Delta t = 0$, welches koinzidente Ereignisse zwischen der Photonenmarkierungsanlage und dem MiniTAPS-Detektor enthält. Für einen nicht exakten Kalibrationsfaktor ist letzteres Band nicht exakt horizontal, sondern weist eine geringe Steigung auf. Aus der Steigung kann der korrigierte Kalibrationsfaktor berechnet werden: $g = g_{\text{mean}}(1 + m)$.

Im nächsten Schritt wird der Kalibrationsoffset a für jeden TDC ermittelt. Dieser berücksichtigt die Tatsache, dass der gemessene Zeitpunkt bei jedem TDC durch verschiedene Signallaufzeiten, bedingt durch verschieden lange Kabel und unterschiedlich schnelle Elektronikkomponenten, immer etwas unterschiedlich ist, selbst wenn die Signale im Detektor gleichzeitig erzeugt werden. Um dies auszugleichen, wird für jeden TDC dieser Kalibrationsoffset zu jeder gemessenen Zeit hinzuaddiert. Um diesen Wert zu bestimmen, wird für

5. Kalibration

jeden TDC-Kanal die Position des Signalpeaks bestimmt und zu $t = 0$ ns verschoben. Da die Analyse auf die Detektion von Photonen optimiert ist, nimmt man an, dass im Rahmen der Zeitauflösung der Triggerzeitpunkt und der Zeitpunkt eines Signals im Detektor als zeitgleich angesehen werden kann. Als Kalibrationsoffset erhält man dann $a_{\text{grob}} = -t_0$. Die nach dieser Grobkalibration erreichte Zeitauflösung ist für eine präzise Analyse der Daten jedoch noch nicht ausreichend. Da die Zeitauflösung limitiert ist durch die zeitliche Unschärfe des Triggersignals, müssen für alle weiteren Kalibrationsschritte Zeitspektren betrachtet werden, welche unabhängig vom Triggersignal sind. Eine solche Unabhängigkeit lässt sich erreichen, indem Zeitdifferenzen anstelle von TDC-Spektren betrachtet werden:

$$(t_1 - t_{\text{trig}}) - (t_2 - t_{\text{trig}}) = t_1 - t_2 \quad (5.13)$$

Um einen TDC mittels eines Zeitdifferenzspektrums kalibrieren zu können, wird also ein Referenzdetektor benötigt. Dieser sollte eine möglichst gute Zeitauflösung haben und es sollte bei jedem Ereignis ein Eintrag im TDC dieses Detektors vorhanden sein. Diese Bedingungen werden von den Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage erfüllt. Allerdings ist, solange diese nicht kalibriert sind, deren Zeitauflösung nicht besser als die des Triggersignals. Sie müssen also erst genauer kalibriert werden, unter Verwendung eines anderen Referenzdetektors. Als Referenzdetektor wird ein einziger Detektorkanal benötigt, da nur so eine Verschlechterung der Zeitauflösung aufgrund unterschiedlicher Signallaufzeiten in verschiedenen Detektorkanälen vermieden werden kann. Der einzige Detektor, der diese Bedingung erfüllt, ist der Čerenkov-Detektor. Zur Kalibration wird für jeden der 96 Szintillatoren das Zeitdifferenzspektrum zum Čerenkov-Detektor erstellt und aus der Position des Koinzidenzpeaks t_0 ein neuer Kalibrationsoffset bestimmt: $a_{\text{fein}} = a_{\text{grob}} + t_0$. Die 480 szintillierenden Fasern können auf die gleiche Weise kalibriert werden. Zur Kalibration der anderen Detektoren werden dann die Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage verwendet.

Die erreichbare Zeitauflösung ist bei dieser Methode durch die Zeitauflösung des Čerenkov-Detektors limitiert. Insbesondere für die Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage und die MiniTAPS-Kristalle ist jedoch eine deutlich bessere Zeitauflösung erreichbar. Dies ist mit einer iterativen Kalibrationsprozedur möglich. Immer abwechselnd wird der MiniTAPS-Detektor als Referenzdetektor zur Kalibration der Photonenmarkierungsanlage und anschließend umgekehrt verwendet, bis keine Verbesserung der Zeitauflösung mehr erreicht wird.

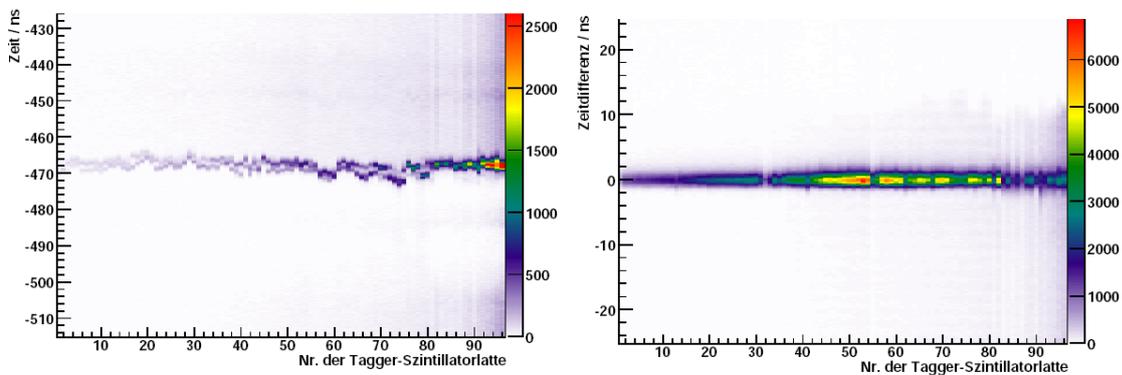


Abbildung 5.8: Zeitspektrum der Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage, aufgetragen gegen den Szintillatorindex vor (links) und nach (rechts) der Zeitkalibration.

5. Kalibration

Das Ergebnis einer Zeitkalibration ist in Abbildung 5.8 am Beispiel der Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage zu sehen. Im linken Bild dargestellt sind die unkalibrierten Zeitinformationen in TDC-Kanälen, aufgetragen gegen den Szintillatorindex. Im rechten Bild sieht man die Zeiten in ns nach der Kalibration. Man erkennt eine Anhäufung bei 0 ns und die Schwankungen, die im linken Bild noch deutlich erkennbar sind, sind hier verschwunden.

Zuletzt muss noch ein weiterer Effekt, wie er in Abbildung 5.9 zu sehen ist, berücksichtigt werden, um zu erreichen, dass zeitgleiche Ereignisse auch wirklich zur gleichen Zeit rekonstruiert werden. Das analoge Signal gelangt zunächst an einen Diskriminator, wo

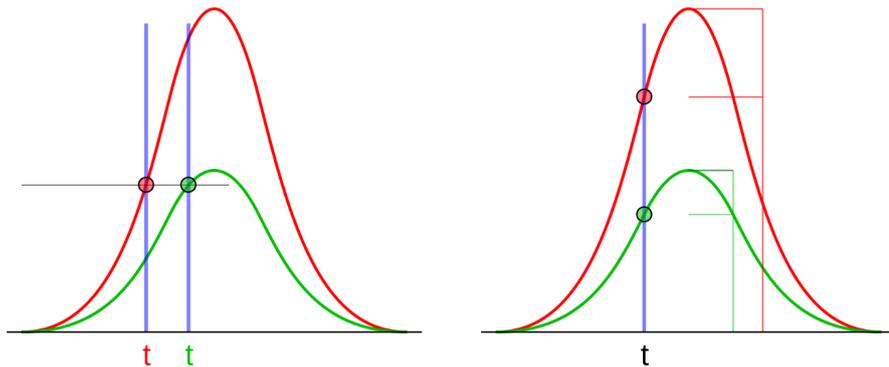


Abbildung 5.9: Timewalk, links bei einem Leading-Edge-Diskriminator, rechts bei einem Constant-Fraction-Diskriminator.

es in ein digitales Signal umgewandelt wird, bevor es an dem TDC ankommt. Dieses muss dort, zur Rauschunterdrückung, jedoch erst einen bestimmten, eingestellten Schwellenwert überschreiten. Dies wird in zwei unterschiedlichen Typen von Diskriminatoren unterschiedlich realisiert: Bei Leading-Edge-Diskriminatoren, links in der Abbildung, wird ein Signal erzeugt, sobald die Schwelle überschritten ist. Hierbei ist der entsprechende Zeitpunkt jedoch abhängig von der Signalthöhe, und damit abhängig von der Energie. Ein größerer Puls liefert ein früheres Signal als ein kleinerer Puls. Dieses Verhalten bezeichnet man auch als „Timewalk“. Bei Constant-Fraction-Diskriminatoren wird, wie in der Abbildung rechts dargestellt, immer bei einem eingestellten Bruchteil des Signals ein Puls erzeugt, so dass hier der Zeitpunkt unabhängig von der Signalthöhe ist. Dort, wo Leading-Edge-Diskriminatoren eingesetzt werden, muss daher eine energieabhängige Timewalk-Korrektur $f(E)$ durchgeführt werden, während diese Korrektur beim Einsatz von Constant-Fraction-Diskriminatoren nicht notwendig ist.

Im CBELSA/TAPS-Experiment muss eine solche Korrektur nur für den Vorwärtsdetektor angewandt werden, wie man in Abbildung 5.10 oben erkennen kann. Dort ist die Zeitdifferenz des Vorwärtsdetektors zur Photonenmarkierungsanlage gegen die Photonenenergie aufgetragen und man erkennt deutlich einen energieabhängigen Verlauf. Zur Bestimmung der Korrekturfunktion wird für mehrere Energien die Position des Koinzidenzpeaks ($t_{\text{tagger}} - t_{\text{CSI}}$) bestimmt und diese dann gegen die Energie aufgetragen. Die Energieabhängigkeit der gemessenen Zeit lässt sich durch eine Korrekturfunktion der Form

$$-t_{\text{timewalk}} = b + cE^\alpha \quad (5.14)$$

beschreiben. Die Faktoren wurden in [Har08] zu

$$b = 7,098 \pm 0,21 \text{ ns}, \quad c = -78,25 \pm 4,05 \text{ ns}, \quad \alpha = -0,4436 \pm 0,01503$$

5. Kalibration

bestimmt. Alle im Vorwärtsdetektor gemessenen Zeiten können nun korrigiert werden:

$$-t_{\text{korr}} = t - t_{\text{timewalk}} = t + b + cE^\alpha. \quad (5.15)$$

Der Effekt dieser Timewalk-Korrektur ist in Abbildung 5.10 unten dargestellt. Hier ist ein energieunabhängiger Peak bei 0 ns zu sehen.

Die nach der Zeitkalibration erreichte Zeitauflösung wird in Kapitel 3 für jeden Detektor angegeben. Zur Bestimmung wird das Spektrum der Zeitdifferenz zwischen der Zeit des betrachteten Detektors und der Zeit der Photonenmarkierungsanlage verwendet. Für jeden Detektor werden die Spektren aller Kanäle aufaddiert und die Halbwertsbreite des Peaks bestimmt. Die beste Zeitauflösung liefern die Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage mit $FWHM = 0,635 \pm 0,003$ ns und die Kristalle des MiniTAPS-Detektors mit $FWHM = 0,872 \pm 0,006$ ns [Har08].

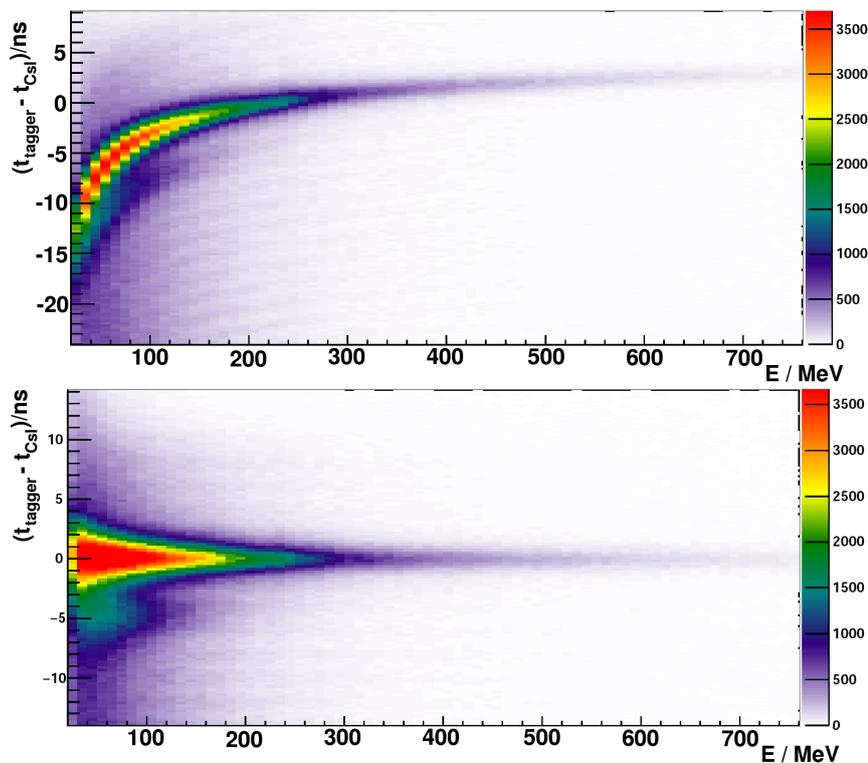


Abbildung 5.10: Zeitdifferenzspektrum des Vorwärtsdetektors zur Photonenmarkierungsanlage vor (oben) und nach (unten) der Timewalk-Korrektur [Har08].

5.3 Eichung der Photonenmarkierungsanlage

Die Photonenmarkierungsanlage liefert durch die Kenntnis der getroffenen Szintillatoren zunächst nur Auskunft über die Flugbahn der Elektronen. Es muss daher eine Kalibration erfolgen, die aus dieser Information die Energie des Elektrons ermittelt, so dass anschließend die Photonenenergie berechnet werden kann. Die verwendete Methode wird ausführlich in [FP08] beschrieben.

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, ist die Flugbahn eines Elektrons im Magnetfeld der

5. Kalibration

Photonenmarkierungsanlage abhängig vom Impuls des Elektrons und von der Feldstärke. Solange das Magnetfeld konstant bleibt, werden Elektronen mit gleicher Energie und gleicher Position auf dem Bremsstrahltarget also immer die gleiche Ablenkung erfahren und die Photonenmarkierungsanlage immer an der gleichen Stelle treffen.

Bei der Energiekalibration wurde diese Tatsache ausgenutzt und eine Funktion bestimmt, die den Szintillatorindizes, also dem Auftreffort der Elektronen, die richtige Elektronen- bzw. Photonenenergie zuordnet. Dazu wurde das Bremsstrahltarget entfernt und bei deutlich niedrigerer Rate als bei der Datennahme Elektronen mit bekannter Energie aus ELSA durch den Dipol der Photonenmarkierungsanlage direkt auf die Detektoren abgelenkt. Durch Verändern der Elektronenenergie konnten dabei einzelne Szintillatoren erreicht werden, was eine Zuordnung der eingeschossenen Elektronen bestimmter Energie zur Position ermöglicht.

Die Elektronenenergie lässt sich gemäß

$$E_{e^-} = \frac{B_0}{B_i} \cdot E_{ELSA}(E_i) \quad (5.16)$$

bestimmen, für die Photonenenergie gilt entsprechend

$$E_\gamma = E_{ELSA}(E_0) - \frac{B_0}{B_i} \cdot E_{ELSA}(E_i). \quad (5.17)$$

Hierbei ist B_0 der Standardwert der Magnetfeldstärke bei der Datennahme, B_i die variierte Magnetfeldstärke und $E_{ELSA}(E_i)$ die tatsächliche Elektronenenergie, die gemäß [Hof01]

$$E_{ELSA}(E_i) = 0,9902E_i + 7,5 \text{ MeV} \quad (5.18)$$

bestimmt wird. Da nur einzelne Energien vom Beschleuniger zur Verfügung gestellt werden konnten (600 MeV, 650 MeV, 800 MeV, 1270 MeV, 1800 MeV und 2400 MeV), wurde zusätzlich das Magnetfeld des Dipolmagneten variiert (0,39 – 1,75 T). So konnten weitere Messpunkte bestimmt werden. Szintillatoren mit niedrigen Indizes konnten mit dieser Methode jedoch nicht erreicht werden, da eine so niedrige Elektronenenergie (kleiner als 600 MeV) von ELSA nicht zur Verfügung gestellt werden konnte und es auch nicht möglich war, die Magnetfeldstärke weiter zu erhöhen. Für diesen nicht erfassten Bereich wurden deswegen Punkte aus einer Simulation der Photonenmarkierungsanlage hinzugenommen. Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung 5.11 für die Szintillatoren (links) und die Fasern (rechts) zu sehen. Man erkennt, dass sämtliche Datenpunkte aus den verschiedenen Datensätzen gut zusammen passen. Durch Anfitten dieser Messpunkte wurden Polynome bestimmt, die eine Zuordnung der Photonenenergie zu den Szintillatoren und Fasern angeben. Sie haben die folgende Form für die Szintillatoren:

$$E_\gamma(n) = \frac{E_0}{3176,14} \cdot \begin{cases} P_1(n) & \text{für } 1 \leq n \leq 34 \\ P_2(n) & \text{für } 35 \leq n \leq 81 \\ P_3(n) & \text{für } 82 \leq n \leq 96 \end{cases} \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned} P_1(n) &= 2340 - 6,383n + 0,1418n^2 - 0,01932n^3 + 0,0006776n^4 - 7,834 \cdot 10^{-6}n^5 \\ P_2(n) &= 178,4 + 168,1n - 5,318n^2 + 0,07679n^3 + 0,0005674n^4 - 1,637 \cdot 10^{-6}n^5 \\ P_3(n) &= -2859 + 121,2n - 0,907n^2 \end{aligned}$$

Für die szintillierenden Fasern genügt ein Polynom, da diese keinen so großen Energiebereich abdecken. Es lautet:

$$\begin{aligned} E_\gamma(n) &= \frac{E_0}{3176,14} \cdot (2651,61 - 1,57935n + 0,00247967n^2 - 4,60888 \cdot 10^{-5}n^3 \\ &\quad + 1,39496 \cdot 10^{-7}n^4 - 1,71282 \cdot 10^{-10}n^5) \end{aligned} \quad (5.20)$$

5. Kalibration

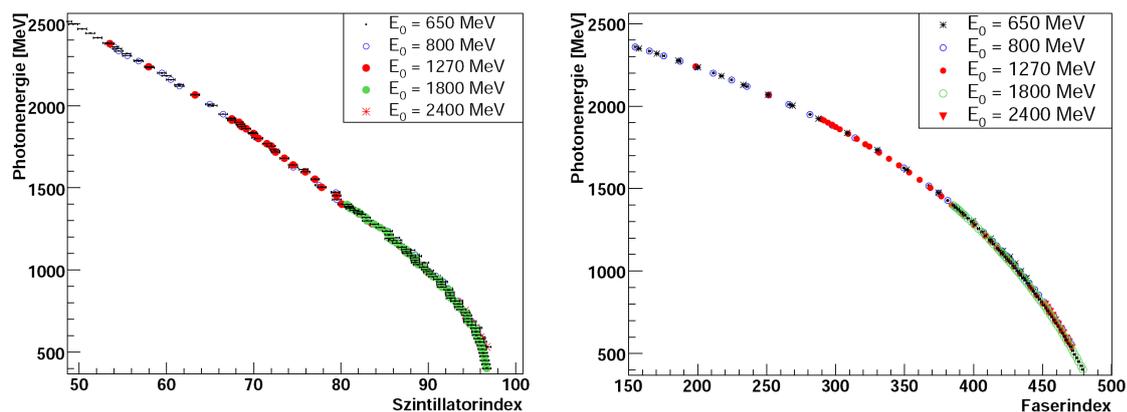


Abbildung 5.11: Einschusseichung: Datenpunkte der Szintillatoren (links) und der Fasern (rechts) [FP08].

Hierbei bezeichnet n den Szintillator- bzw. Faserindex und E_0 die tatsächliche Elektronenstrahlenergie. Für eine Sollenergie von 2400 MeV erhält man gemäß Formel 5.18 einen Wert von 2383,98 MeV. Bei einer Sollenergie von 3200 MeV ist der Wert der tatsächlichen Strahlenergie 3176,14 MeV.

6 Ereignisrekonstruktion

6.1 Ereignisrekonstruktion der Daten

Photonen, die auf die Kristalle der Kalorimeter treffen, geben ihre Energie dort in Form eines elektromagnetischen Schauers ab. Dabei wandelt sich das Photon bei genügend hoher Energie in ein Elektron-Positron-Paar um. Diese können wiederum Photonen durch Bremsstrahlprozesse abstrahlen. Dieser Prozess wird so lange fortgeführt, bis nicht mehr genug Energie zur Bildung eines Elektron-Positron-Paares vorhanden ist.

Die Schauerausbreitung ist in der Regel nicht auf einen einzelnen Kristall beschränkt. Sie erfolgt über einen größeren Bereich, der von mehreren benachbarten Kristallen abgedeckt wird und den man als Cluster bezeichnet. Als erster Schritt der Analyse müssen alle Signale, die zu einem Cluster gehören, d.h. vom gleichen Teilchen erzeugt wurden, gefunden werden. Anschaulich ist dies in Abbildung 6.1 in einem fiktiven Beispiel zu sehen. Zunächst

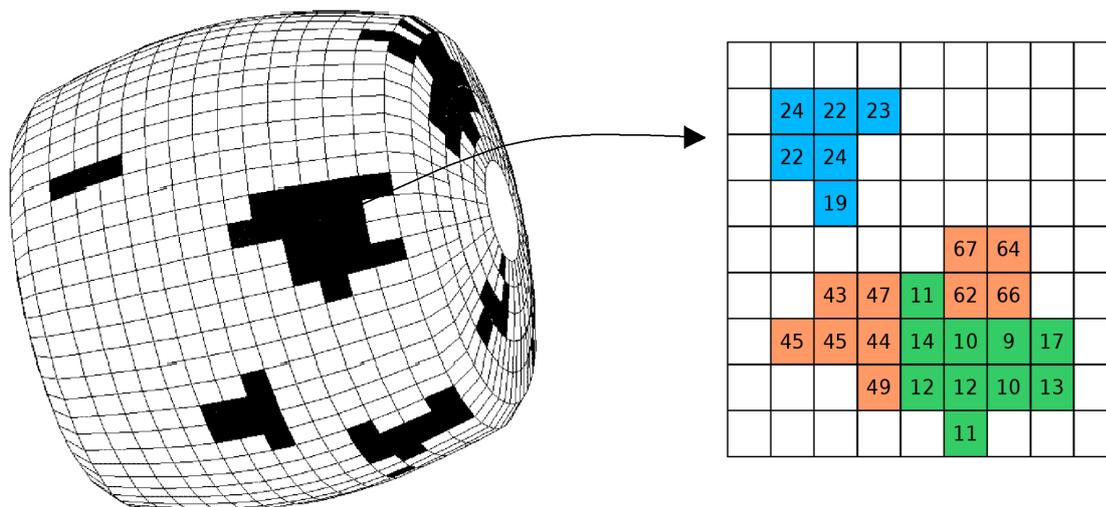


Abbildung 6.1: Schema der Clusterbildung anhand des Crystal-Barrel-Kalorimeters, welches zur Anschauung in diesem Beispiel Zeitinformationen zur Verfügung stellt. Links sieht man mehrere Energiedepositionen auf mehrere Kristalle verteilt. Betrachtet man einen solchen Cluster genauer, kann man diesen ggf. in mehreren Rekonstruktionsschritten weiter unterteilen, wenn er z.B. durch zwei Photonen erzeugt wurde, die zwei lokale Energiemaxima im Cluster erzeugt haben.

hat man für ein Ereignis eine beliebige Anzahl von Treffern in einem Detektor (siehe Abbildung 6.1 links). In einem ersten Schritt werden diese Treffer räumlich untersucht und alle direkt beieinander liegenden Signale werden zu einem Cluster zusammengefasst. Viele Detektorkomponenten des CBELSA/TAPS-Experiments liefern sowohl Energie- als auch Zeitinformationen. Demnach ist es möglich, eine solche Anhäufung von beieinander liegenden Signalen weiter zu untersuchen. Sind Zeitinformationen vorhanden, werden im

6. Ereignisrekonstruktion

nächsten Schritt die Zeiten der einzelnen Detektorkomponenten, die zu dieser Anhäufung beitragen, miteinander vergleichen. Stimmen die Zeiten innerhalb eines vorgegebenen Zeitintervalls nicht überein (in Abbildung 6.1 rechts: Die grünen und orangenen Flächen - innerhalb dieser Flächen stehen exemplarisch Zeiten in ns - haben jeweils unterschiedliche Zeiten), so werden diese in zwei verschiedene Cluster aufgesplittet. Zuletzt wird noch einmal räumlich überprüft, ob diese neuen Cluster immer noch zusammenhängen. Betrachtet man im Bild die orangenen Flächen, sieht man, dass diese durch das zeitliche Clustern nicht mehr zusammen gehören, sondern zwei Cluster bilden. Dies wird durch die erneute räumliche Untersuchung des Clusters berücksichtigt, so dass man aus ursprünglich einem Cluster (grün + orange), 3 Cluster erhält.

Diese drei Rekonstruktionsschritte der Clusterbildung werden bei den verschiedenen Detektoren des CBELSA/TAPS-Experiments angewandt. Für jeden Detektor sind jedoch zusätzliche, auf seine individuelle Geometrie abgestimmte Bedingungen nötig. Auf diese wird im Folgenden separat eingegangen.

6.1.1 Photonenmarkierungsanlage

Die Photonenmarkierungsanlage besteht, wie in Kapitel 3.3 beschrieben, aus zwei unterschiedlichen Detektoren, dem Szintillatorrhodoskop und dem Faserdetektor, die sich teilweise überlappen. Ein einzelnes Elektron spricht, bedingt durch die Geometrie des Detektors, in der Regel 2-3 Szintillatoren sowie zusätzlich bis zu 3 Fasern an. Durch in den Szintillatoren erzeugte Sekundärteilchen können darüber hinaus noch weitere Detektoren ansprechen. Ziel der Strahlphotonenrekonstruktion ist es, sämtliche von einem Elektron erzeugten Detektortreffer zu erkennen, zusammenzufassen und daraus ein Strahlphoton der Energie E_γ zum Zeitpunkt t zu rekonstruieren. Gleichzeitig sollen die von unterschiedlichen Elektronen erzeugten Detektortreffer getrennt werden. Dazu werden zunächst für die Fasern und die Szintillatoren unabhängig voneinander die Cluster nach der oben beschriebenen Methode gebildet. Hierbei darf die Zeitdifferenz aller Signale in einem Cluster aus Szintillatoren nicht größer als 6 ns und aus Fasern nicht größer als 7 ns sein. Zusätzlich wird für die Szintillatoren innerhalb eines Clusters verlangt, dass die Zeitdifferenz zwischen zwei benachbarten Signalen kleiner als 4 ns sein muss. Dies ist schematisch in Abbildung 6.2 dargestellt.

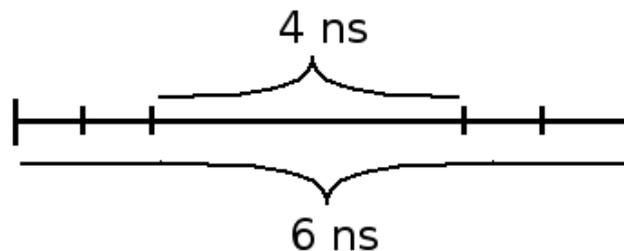


Abbildung 6.2: Zeitdifferenzen von Signalen innerhalb eines Clusters der Szintillatoren.

Bei der räumlichen Überprüfung der Fasern ist ein maximaler Abstand von einer nicht angesprochenen Faser zwischen zwei Fasern erlaubt, um noch zum gleichen Cluster zu gehören. Aufgrund von Ineffizienzen einzelner Fasern ist es wichtig, diese Lücke zuzulassen, da ansonsten zwei zu einem Primärelektron gehörende Cluster rekonstruiert werden können [Har08].

Die Fasern überdecken einen Teil der Szintillatoren. Es müssen also die jeweils zusammengehörigen Fasern und Szintillatoren gefunden und kombiniert werden. Ein Überlapp aus

6. Ereignisrekonstruktion

Fasern mit Szintillatoren ist gegeben, wenn mindestens eine Faser mit dem Szintillatorcluster überlappt und ihre Zeitdifferenz kleiner als 4 ns ist. Räumlich und zeitlich überlappende Cluster werden zusammengefügt, Cluster ohne Überlapp werden unverändert beibehalten. Dieser Fall ist einerseits aufgrund von Ineffizienzen denkbar, andererseits decken die Szintillatoren einen größeren Energiebereich als die Fasern ab.

Um aus den kombinierten Clustern Strahlphotonen zu rekonstruieren, müssen zusätzlich die Triggerbedingungen der Photonenmarkierungsanlage berücksichtigt werden. Ein Triggersignal liegt dann vor, wenn ein Signal an einem der 16 primärstrahl nächsten Szintillatoren oder der Koinzidenz aus zwei benachbarten Szintillatoren der übrigen 80 Detektoren anliegt. Reine Fasertreffer liefern kein Triggersignal und müssen deswegen verworfen werden. Nur wenn diese Bedingungen erfüllt sind, wird aus dem betrachteten Cluster ein Strahlphoton rekonstruiert.

Wenn vorhanden, wird die Energie des Strahlphotons aus den Fasertreffern berechnet, andernfalls werden die Szintillatoren dazu verwendet. Mit Hilfe des in Kapitel 5.3 angegebenen Eichpolynoms wird für jede angesprochene Faser bzw. jeden angesprochenen Szintillator die zugehörige Energie berechnet. Die rekonstruierte Energie des Strahlphotons ist dann der Mittelwert dieser Energien.

Die Zeit des rekonstruierten Strahlphotons ist der Mittelwert der Zeiten aller angesprochenen Fasern und Szintillatoren, gewichtet mit ihrer gemittelten Zeitauflösung:

$$t^{rek} = \frac{w_{Faser} \cdot \sum_{i=1}^{N_{Faser}} t_i + w_{Szintillator} \cdot \sum_{j=1}^{N_{Szintillator}} t_j}{w_{Faser} N_{Faser} + w_{Szintillator} N_{Szintillator}}, \quad (6.1)$$

wobei der Wichtungsfaktor $w = (\frac{1}{FWHM})^2$ die über alle Fasern bzw. Szintillatoren gemittelte Zeitauflösung ist.

Handelt es sich um polarisierte Photonen, wird ihnen zusätzlich der in Kapitel 4.3 angegebene Polarisationswert zugeordnet. Um den richtigen Polarisationswert zu erhalten, steht in einer Datenbank der Elektronenpolarisationsgrad für jedes Datenfile zur Verfügung. Gemäß Formel 4.5 kann dann der Polarisationsgrad der Photonen berechnet werden und liegt somit für jedes Photon vor.

6.1.2 Innendetektor

Beim Innendetektor werden die Ereignisse zunächst lagenweise zusammengefasst. Dabei darf innerhalb eines Clusters eine Lücke zwischen zwei Fasern von einer Faserbreite und eine Zeitdifferenz von 14 ns nicht überschritten werden.

Da der Innendetektor aus 3 Lagen aufgebaut ist, müssen im nächsten Schritt die in den 3 Lagen zusammengehörigen Cluster bestimmt werden. Dazu betrachtet man für ein Ereignis jeweils einen Cluster aus einer bestimmten Lage und vergleicht seine Position mit einem Cluster aus einer benachbarten Lage. Dabei darf die Zeitdifferenz nicht größer als 14 ns sein. Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, ist die Verdrehung der Lagen zueinander so gewählt, dass ein eindeutiger Durchstoßpunkt bereits durch zwei Lagen resultiert. Befinden sich zwei Cluster aus zwei Lagen an der gleichen Stelle im Innendetektor, wie es in Abbildung 6.3 links für einen 3-Lagen-Treffer und rechts für einen 2-Lagen-Treffer zu sehen ist, wird für den resultierenden Kreuzungspunkt die Richtung (Winkel θ und ϕ) des Innendetektor-Treffers zur Targetposition bestimmt. Die Zeit dieses Treffers ist dabei die mittlere Zeit der beteiligten Cluster.

Die resultierenden lagenübergreifenden Cluster werden zum Schluss noch einmal miteinander verglichen. Im Idealfall sollte es für jedes geladene Teilchen drei Cluster aus je zwei

6. Ereignisrekonstruktion

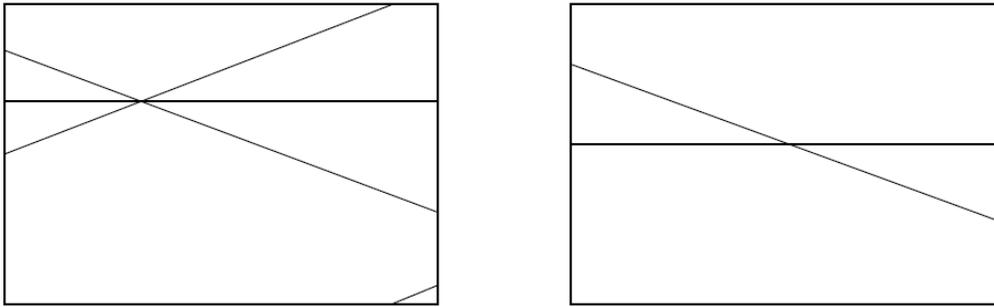


Abbildung 6.3: Rekonstruktion des Kreuzungspunktes der Cluster aus den 3 Lagen (links). Durch die Faseranordnung liefert auch ein Cluster aus 2 Lagen einen exakten Durchstoßpunkt (rechts) [Grü06].

Lagen geben: ein Cluster aus Lage 1 und 2, ein Cluster aus Lage 2 und 3 und ein Cluster aus Lage 1 und 3. Ist ihre Winkeldifferenz maximal 10° und die Zeitdifferenz maximal 14 ns, werden sie zu einem Treffer zusammengefasst. Das geladene Teilchen erhält dann die mittlere Richtung und die mittlere Zeit aller enthaltenen Fasern.

6.1.3 Crystal-Barrel-Detektor und Vorwärtsdetektor

Die Kristalle des Crystal-Barrel-Detektors und des Vorwärtsdetektors werden in der Rekonstruktion als ein Detektor behandelt. Da die Kristalle des Crystal-Barrel-Detektors keine Zeitinformationen liefern, wird im gesamten Kalorimeter nur räumlich geclustert, d.h. alle zusammenhängenden Kristalle, die in einem Ereignis eine Energiedeposition von mindestens 1 MeV enthalten, werden zu einem Cluster zusammengefasst. Diese untere Grenze wurde gewählt, um Signale, die durch elektronisches Rauschen der Detektorkomponenten erzeugt wurden, zu verwerfen. Summiert man alle Energiedepositionen der in einem Cluster enthaltenen Kristalle auf, muss diese Summe ebenfalls größer sein als 20 MeV, um als Cluster weiter betrachtet zu werden. Diese Energieschwelle ist notwendig, da es aufgrund von statistischen Fluktuationen in der Schauerausbreitung zu mehr als einem lokalen Maximum kommen kann. Es treten sogenannte „Split-Offs“ auf, die in der Regel nur wenig Energie besitzen.

Ein Cluster entspricht nicht notwendigerweise nur einem Teilchen. Deshalb werden die Energieeinträge in den einzelnen Kristallen miteinander verglichen, um lokale Maxima innerhalb eines Clusters zu finden. Den Kristall mit dem höchsten Energieeintrag bezeichnet man als Zentralkristall. Dieser muss eine Energiedeposition von mindestens 20 MeV enthalten, um als Teilchen identifiziert zu werden. Zusätzlich wird die Bedingung gestellt, dass es innerhalb eines Clusters höchstens zwei PEDs¹ geben darf.

Enthält ein Cluster nur ein PED, ergibt sich die Energie des PED aus der Summe der in allen am Cluster beteiligten Kristallen deponierten Energie unter Verwendung der Energiekorrekturfunktion. Besteht ein Cluster aus zwei PEDs, muss die Clusterenergie aufgeteilt werden. Dazu wird zunächst die Energie des Zentralkristalls und der Kristalle, welche nur zu diesem Zentralkristall benachbart sind, komplett der entsprechenden PED-Energie zugeordnet. Die Energie der Kristalle, welche zu beiden Zentralkristallen benachbart sind, wird mit einem vom Molière-Radius abhängigen Faktor gewichtet und entsprechend die-

¹PED = Particle Energy Deposit, Energieeintrag eines Teilchens im Kalorimeter

6. Ereignisrekonstruktion

sem Anteil der jeweiligen PED-Energie zugeordnet [Sei09].

Um den Auftreffort des Photons genauer als durch die Kristallgröße gegeben zu bestimmen, werden die Positionen aller zu einem PED gehörenden Kristalle verwendet. Dabei wird für jeden Kristall ein von der im Kristall deponierten Energie abhängiger Wichtungsfaktor bestimmt und anschließend ein energiegewichtetes Mittel der Positionen aller Kristalle gebildet und daraus die Winkel

$$\theta = \sum_i w_i \theta_i, \quad \phi = \sum_i w_i \phi_i \quad (6.2)$$

des Photons bestimmt. Aus dem Auftreffort des Photons lässt sich schließlich der Richtungsvektor ausgehend vom Targetmittelpunkt rekonstruieren [Jun00].

Im Vorwärtsdetektor sind den Kristallen zur Ladungsidentifikation Szintillationsdetektoren vorgelagert. Diese werden bei der Rekonstruktion als separater Detektor betrachtet. Hier werden die Treffer auch wieder zunächst räumlich geclustert. Da die Szintillationsdetektoren, wie bereits beschrieben, in zwei Lagen übereinander so angeordnet sind, dass je in einer Lage ein Szintillationsdetektor den gesamten Kristall und in der anderen Lage ein Szintillationsdetektor zwei Kristalle halb überdeckt, wird anschließend nach Treffern in mindestens zwei beieinander liegenden Szintillationsdetektoren gesucht. So erhält man eine bessere Auflösung für die tatsächliche Richtung des geladenen Teilchens. Die Zeitdifferenz zwischen den betrachteten Szintillationsdetektoren darf hierbei 20 ns nicht überschreiten. Nach dem erneuten räumlichen Clustern wird für diese Treffer anschließend die mittlere Richtung und die Zeit ermittelt und an das geladene Teilchen übergeben.

6.1.4 MiniTAPS-Detektor

Die Rekonstruktion des MiniTAPS-Detektors funktioniert analog zur Rekonstruktion des Crystal-Barrel-Detektors. Ein Unterschied ist, dass hier sowohl die Szintillationsdetektoren als auch die Kristalle eine Zeitinformation haben, so dass auch die Kristalle gemäß der zu Beginn beschriebenen Cluster-Methode behandelt werden können.

Da niederenergetischer Untergrund aufgrund des Lorentzboosts bevorzugt unter kleinen Vorwärtswinkeln auftritt, reicht es hier nicht, wie im Crystal-Barrel-Detektor, eine Einzelkristallschwelle von 1 MeV zu verwenden. Wie in der Experimentbeschreibung bereits erwähnt, werden Constant-Fraction-Diskriminatoren dazu verwendet, Signale, die durch das elektronische Rauschen erzeugt werden, zu reduzieren. Diese können zusätzlich dazu genutzt werden, auch den niederenergetischen Untergrund in den Daten zu unterdrücken. Um Zählratenasymmetrien zu vermeiden, sollte die CFD-Schwelle für alle Kristalle auf den gleichen, möglichst niedrigen Wert eingestellt sein. Um sicherzustellen, dass für die Analyse in allen Kristallen der gleiche Wert für die minimale Energiedeposition in einem Kristall verwendet wird, wurde zunächst untersucht, wie hoch die höchsten CFD-Schwellen während der Datennahme waren, um diese dann für alle Kristalle zu übernehmen. Sie entsprechen für die Kristalle der beiden inneren Ringe einem Wert von 17 MeV, während der Wert für die restlichen Kristalle mit 13 MeV etwas niedriger ist. Die höheren CFD-Schwellen für die innersten Kristalle begründen sich in der deutlich höheren Rate der innersten Ringe aufgrund der geringen Entfernung zum Photonenstrahl. Beim räumlichen Clustern werden daher nur Kristalle betrachtet, deren Energiedeposition oberhalb dieser Werte liegt. Zudem werden, ähnlich wie beim Crystal-Barrel-Detektor, nur Cluster betrachtet, deren Energiesumme aus allen beteiligten Kristallen mindestens 25 MeV beträgt, um auch hier „Split-Offs“ zu verwerfen. Nur wenn der Zentralkristall eines PEDs mindestens 20 MeV enthält, wird er für die spätere Analyse weiter verwendet.

6. Ereignisrekonstruktion

Die maximale Zeitdifferenz für das zeitliche Clustern liegt für die Kristalle bei 5 ns und für die Szintillationsdetektoren bei 10 ns. Wie bei allen Detektoren mit Zeitinformation wird anschließend nochmals zusätzlich räumlich geclustert.

Für die Kristalle wird anschließend, mit Hilfe der Energiekorrekturfunktion aus Kapitel 5.1.1, die richtige Energie ermittelt. Für die geladenen Teilchen, die zu einem Signal in den Szintillationsdetektoren geführt haben, wird aus diesen Detektoren die Richtung des Teilchens bestimmt.

6.2 Markierung der geladenen Teilchen

Nachdem in allen Detektoren die Teilchen rekonstruiert wurden, muss untersucht werden, ob es sich jeweils um ein geladenes oder ein ungeladenes Teilchen handelt. Sowohl geladene als auch ungeladene Teilchen hinterlassen ein Signal in den Kalorimetern, wohingegen nur die geladenen Teilchen ein Signal in den jeweiligen Szintillationsdetektoren bzw. dem Innendetektor erzeugen. Somit ist es möglich - unter der Annahme, dass alle Teilchen im Targetzentrum erzeugt wurden - über einen Richtungsvergleich der Treffer in den Kalorimetern und den Szintillationsdetektoren geladene Teilchen zu identifizieren. Dazu werden die Winkeldifferenzen $d\phi$ und $d\theta$ zwischen den Szintillationsdetektoren und dem entsprechenden Treffer im Kalorimeter gebildet und, wenn vorhanden, die gemessenen Zeiten verglichen.

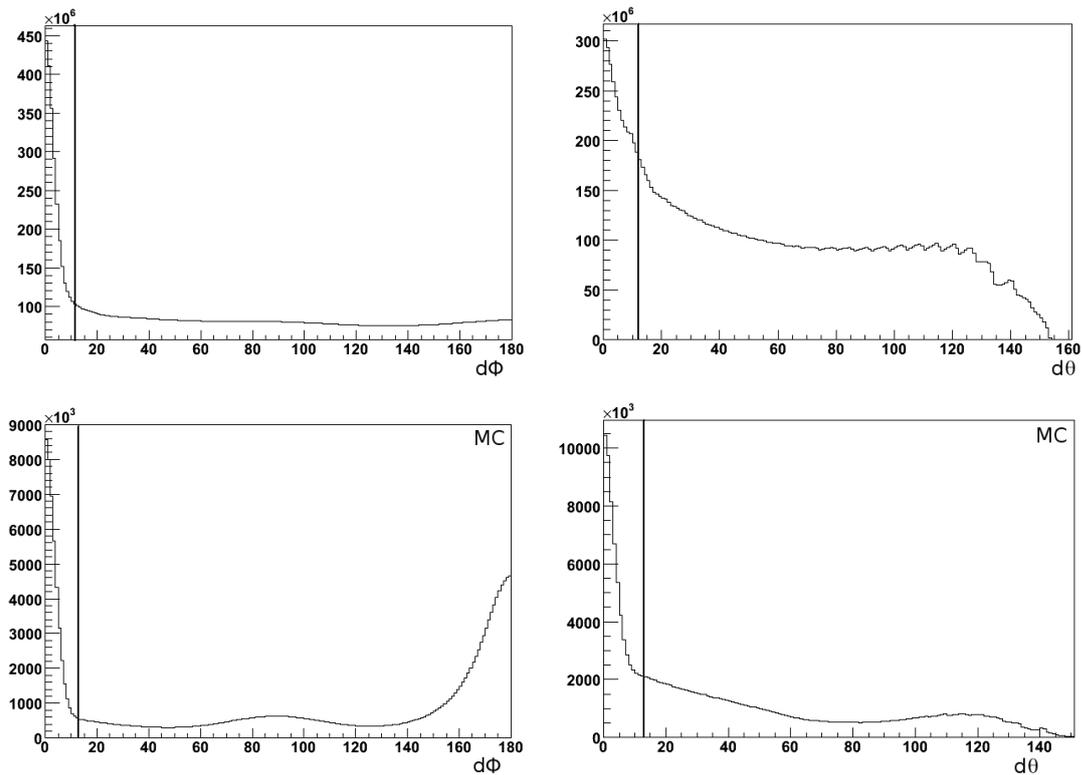


Abbildung 6.4: Winkelschnitte für die Markierung geladener Teilchen beim Crystal-Barrel-Detektor mit dem Innendetektor für Rohdaten (oben) und für Monte-Carlo-Simulationen (unten) der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ am Butanoltarget.

6. Ereignisrekonstruktion

Um geladene Teilchen im Crystal-Barrel-Detektor zu identifizieren, wird der Innendetektor verwendet. Ist die Winkeldifferenz in ϕ und θ zwischen einem Treffer im Innendetektor und einem Treffer im Crystal-Barrel-Detektor kleiner als 12° , wird dieses Teilchen als geladenes Teilchen markiert. Die Spektren für diese Schnitte sind in Abbildung 6.4 oben für Daten und unten für Monte-Carlo-Simulationen mit einem Butanoltarget zu sehen. Die entsprechenden Spektren für das Kohlenstoff- und das Wasserstofftarget sind in Anhang D.2 und D.3 zu finden.

In den Spektren der Daten ist erkennbar, dass die Winkelauflösung in ϕ besser ist als in θ . Grund hierfür ist die Geometrie des Innendetektors. Die Fasern sind entlang der ϕ -Richtung nebeneinander angeordnet, so dass hier gut zwischen benachbarten Treffern unterschieden werden kann. Die Fasern verlaufen entlang der θ -Richtung. Innerhalb einer Faser ist der tatsächliche Durchstoßpunkt jedoch deutlich schwieriger zu bestimmen, was zu einer schlechteren Auflösung in θ führt. Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, hat der Innendetektor eine Auflösung von $0,1^\circ$ in ϕ -Richtung und von $0,4^\circ$ in θ -Richtung.

Betrachtet man die ϕ -Differenz von Innendetektor und Crystal-Barrel-Detektor in der Monte-Carlo-Simulation, fällt auf, dass es zusätzlich zum Peak bei etwa 0° noch eine kleine Überhöhung bei 90° und bei 180° gibt. Wie in Monte-Carlo-Simulationen festgestellt wurde, tritt die Überhöhung bei 90° durch Konversion eines Photons in e^+e^- -Paare auf. Der Peak bei 180° wird durch die Photonen aus dem π^0 -Zerfall erzeugt. Das π^0 fliegt im Schwerpunktsystem aufgrund von Energie- und Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtung zum Proton. Dies liefert später in der Analyse eine gute Möglichkeit, auf diese gewünschten Ereignisse einen weiteren Schnitt zu machen, um Untergrundereignisse zu reduzieren. Diese Strukturen lassen sich in den Daten nicht so eindeutig erkennen, da es sich hier um Rohdaten handelt und sie deswegen durch mehr Untergrund überdeckt werden.

Da der Innendetektor einen Teil der Kristalle des Vorwärtsdetektors überdeckt, ist es hier möglich die Zeiten zwischen einem Treffer im Innendetektor und in den Kristallen des Vorwärtsdetektors zu vergleichen. Da die Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters keine Zeitinformationen liefern, ist hier kein solcher Vergleich möglich. Die Zeitdifferenz ist in Abbildung 6.5 links zu sehen. Alle Teilchen, deren Zeitdifferenz kleiner als 15 ns ist, werden als geladen markiert.

Beim Vorwärtsdetektor sind vor jedem Kristall Szintillationsdetektoren vorgelagert, die zur Ladungsidentifizierung verwendet werden. Hier werden Teilchen als geladen markiert,

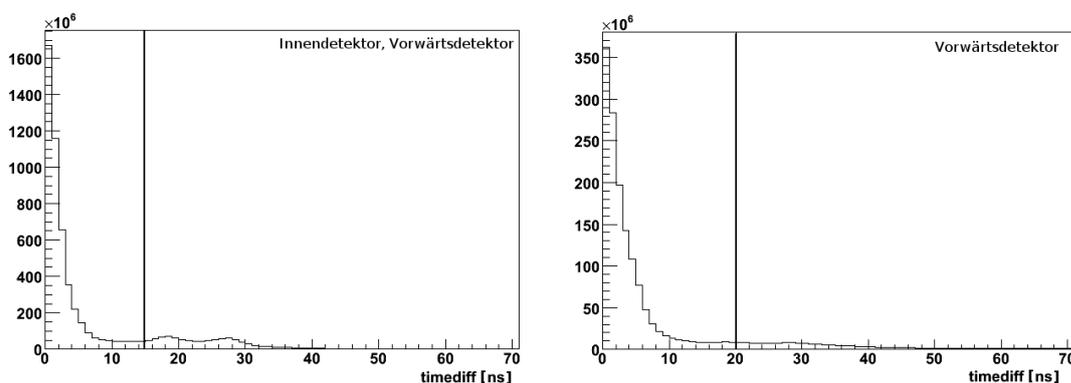


Abbildung 6.5: Zeitdifferenzen beim Vorwärtsdetektor zwischen den Kristallen und ihren Szintillationsdetektoren zur Ladungsidentifizierung (Rohdaten).

6. Ereignisrekonstruktion

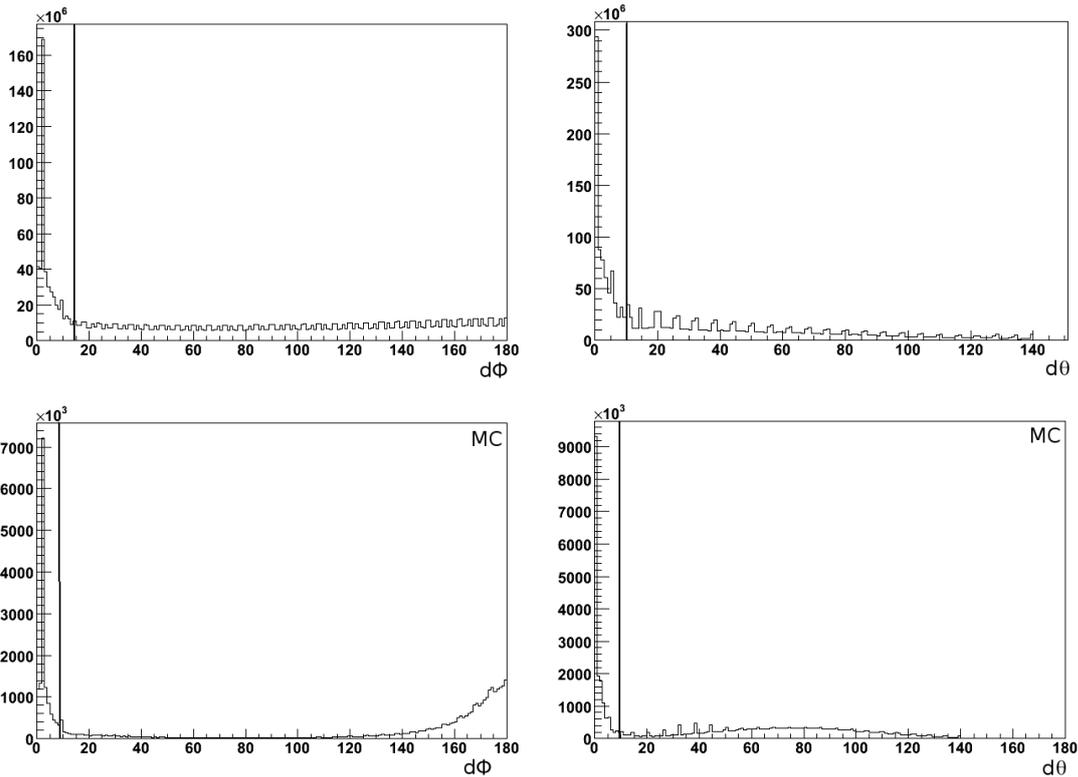


Abbildung 6.6: Winkelschnitte für die Markierung geladener Teilchen beim Vorwärtsdetektor für Rohdaten und für Monte-Carlo-Simulationen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ am Butanoltarget.

wenn die Zeitdifferenz eines Treffers im Kristall und im Szintillationsdetektor kleiner als 20 ns, die ϕ -Winkeldifferenz kleiner als 14° und die θ -Winkeldifferenz kleiner als 10° ist. Die entsprechenden Spektren sind in Abbildung 6.6 für die Winkeldifferenzen für Daten und Monte-Carlo-Simulationen und in Abbildung 6.5 rechts für die Zeitdifferenz am Butanoltarget zu sehen. Auch hier ist wieder im $d\phi$ -Spektrum in der Simulation ein zusätzlicher Peak bei 180° zu erkennen, der von den Photonen aus dem Zerfall des π^0 stammt. Außerdem erkennt man eine regelmäßige Struktur in den Daten in beiden Spektren, die von der Ringstruktur des Detektors herrührt. Der Abstand zwischen den einzelnen kleinen Peaks beträgt 6° in θ , was dem Abstand zwischen zwei Kristallen entspricht, und 3° in ϕ . Der Abstand ist in ϕ -Richtung nur halb so breit, weil in dieser Richtung immer zwei Szintillationsdetektoren übereinander angeordnet sind, wodurch die Genauigkeit erhöht wird.

Der MiniTAPS-Detektor stellt eine senkrechte Fläche zur Strahlrichtung dar. Hier sind die Kristalle und die Szintillationsdetektoren hintereinander angeordnet. Dadurch ist der Winkelbereich, den die einzelnen Kristalle abdecken, insbesondere in ϕ , sehr stark von der Position der Kristalle in θ abhängig. Aus diesem Grund erfolgt die Identifikation geladener Teilchen über den Abstand zwischen dem Eintrittspunkt des Teilchens in den Kristall und dem Ort der angesprochenen Plastikszintillatoren, wie es in Abbildung 6.7 veranschaulicht ist. Der Abstand zwischen zwei Kristallmitten beträgt 6.51 cm. Wenn ein geladenes Teilchen auf den MiniTAPS-Detektor trifft, kann es passieren, dass nicht der Szintillationsdetektor, der direkt vor dem Kristall angebracht ist, getroffen wird, sondern

6. Ereignisrekonstruktion

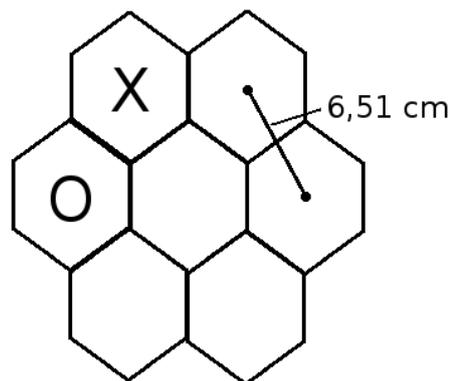


Abbildung 6.7: Der Abstand zwischen Kristall und Szintillationsdetektor darf maximal eine Kristallbreite von 6.51 cm betragen.

der benachbarte Szintillationsdetektor. Aus diesem Grund werden Teilchen als geladen markiert, wenn der Abstand 6.51 cm und die Zeitdifferenz zwischen dem Treffer im Szintillationsdetektor und im Kristall maximal 15 ns beträgt. Die entsprechenden Spektren sind in Abbildung 6.8 zu sehen.

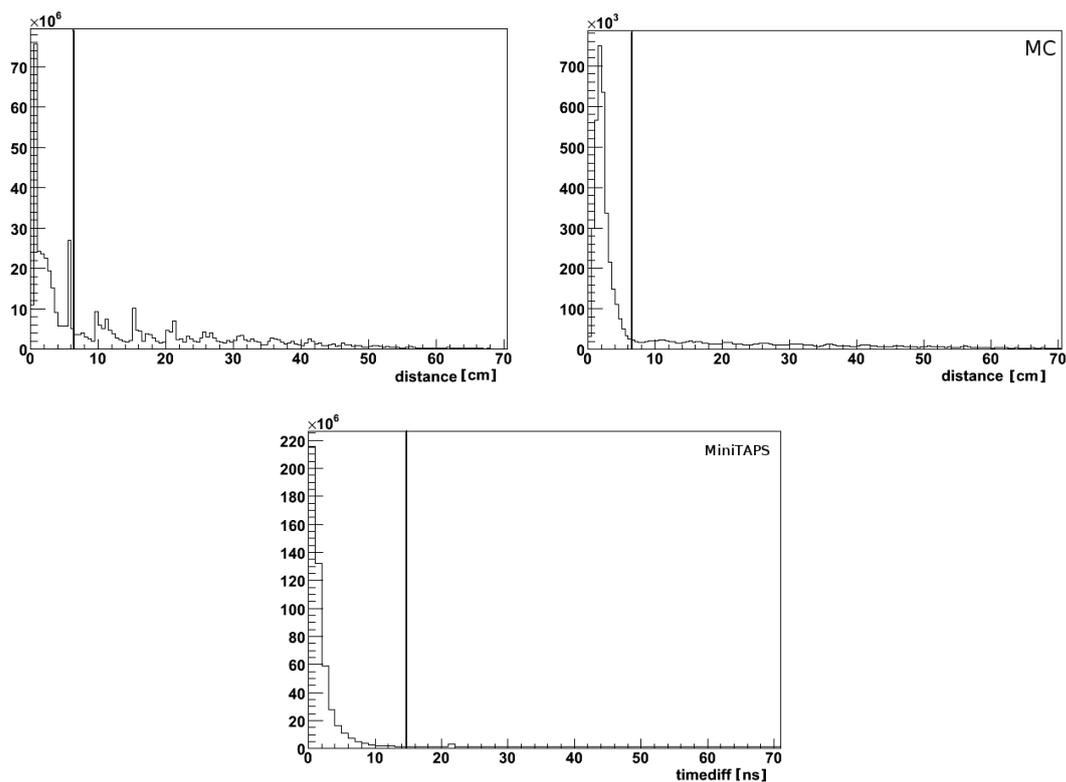


Abbildung 6.8: Abstandsschnitt für die Markierung geladener Teilchen beim MiniTAPS-Detektor. Links: Rohdaten, rechts: Monte-Carlo-Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$.

7 Selektionskriterien

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmt werden. In dieser Reaktion zerfällt das π^0 zu 98,823% [B⁺12] in 2 Photonen. Im Idealfall werden demnach in den Detektoren 3 Endzustandsteilchen detektiert: das Proton und die beiden Photonen.

In der im letzten Kapitel beschriebenen Rekonstruktion wurden aus Detektortreffern Teilchen gebildet, die durch die Kalibrierungen die korrekten Energie- und Zeitinformationen erhielten, sofern diese für die Teilchen zur Verfügung standen. Außerdem erhielten sie eine Ladungsmarkierung, also die Information, ob es sich um ein geladenes oder ein ungeladenes Teilchen handelt.

Für jedes Ereignis muss im nächsten Schritt aus den vorhandenen Teilchen die dazugehörige Reaktion bestimmt werden. Dazu werden die Teilchen in drei Gruppen eingeteilt: Strahlphotonen, geladene und ungeladene Teilchen. Es werden nur solche geladenen oder ungeladenen Teilchen weiter betrachtet, die innerhalb eines Zeitfensters von -20 bis 50 ns um den Promptpeak, welcher durch Signale entsteht, die Zeitgleich zum Trigger aufgetreten sind, liegen, um von vorneherein den Untergrund zu reduzieren und dafür zu sorgen, dass die in einem Ereignis betrachteten Teilchen keine großen Zeitdifferenzen aufweisen. Die Zeitspektren dieser Teilchen sind in Abbildung 7.1 in logarithmischer Darstellung zu sehen, links für geladene, rechts für ungeladene Teilchen. Vor dem Peak sieht man bei etwa -30 ns einen Einbruch, der von der Totzeit der Detektoren herrührt. In dieser Zeit ist ein Detektor nicht zur Auslese bereit und kann ein möglicherweise auftretendes Signal nicht aufnehmen. Zusätzlich wurden die Schnittgrenzen eingezeichnet. Sie wurden so gewählt, dass alle Ereignisse im Peak verwendet werden.

Für die Strahlphotonen wird an dieser Stelle kein solcher Zeitschnitt gemacht. Ihr gesamtes Zeitspektrum wird für einen Zeituntergrundabzug benötigt, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird.

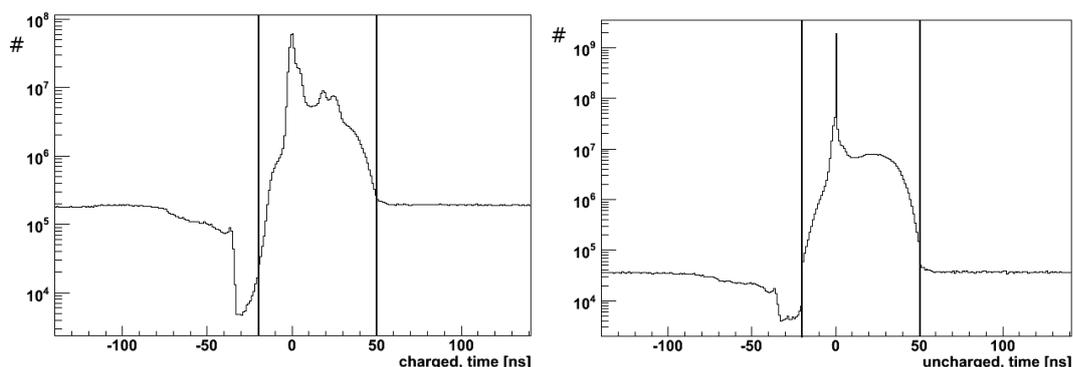


Abbildung 7.1: Zeitspektren nach der Ladungsmarkierung, logarithmisch dargestellt, für geladene (links) und ungeladene (rechts) Teilchen in der Strahlzeit November 2009. Zusätzlich sind die verwendeten Schnittgrenzen für einen Zeitschnitt eingezeichnet. Es wurden noch keine weiteren Selektionsschnitte angewandt.

7. Selektionskriterien

Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ werden zwei Fälle von Ereignissen berücksichtigt: Ereignisse mit zwei oder drei detektierten Teilchen (2 oder 3 PED Ereignisse) in den Kalorimetern. Bei 3 PED Ereignissen werden zwei ungeladene und ein geladenes Teilchen, zusammen mit einem Strahlphoton, zu einer Reaktion kombiniert. Während die Photonen ihre gesamte Energie in Form eines elektromagnetischen Schauers in den Kristallen deponieren, hinterlassen die Protonen in der Regel nur in 1-2 Kristallen ein Signal, welches nicht ihrer gesamten kinetischen Energie entspricht. Demnach kann für das Proton lediglich die Richtung gemessen werden, während eine vollständige Bestimmung des Vierervektors der Photonen möglich ist. Die nicht detektierte Masse der Reaktion kann über die „Missing-Mass“-Methode, wie in Abschnitt 7.2.2 gezeigt wird, berechnet werden.

In Abbildung 7.2 ist ein 3 PED Ereignis schematisch dargestellt. Hier trifft das von rechts einfliegende Strahlphoton auf das Target im Inneren des Crystal-Barrel-Detektors, wo es mit dem Proton wechselwirkt. Die Endzustandsteilchen, die beiden Photonen und das Proton, werden anschließend in den Kalorimetern detektiert. Das Proton erzeugt neben dem Signal in den Kristallen der Kalorimeter ein Signal im Innendetektor oder den Szintillationsdetektoren des Vorwärts- oder des MiniTAPS-Detektors, während die Photonen lediglich in den Kristallen der beiden Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Die Informationen der Szintillationsdetektoren werden, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, zur Ladungsidentifizierung genutzt.

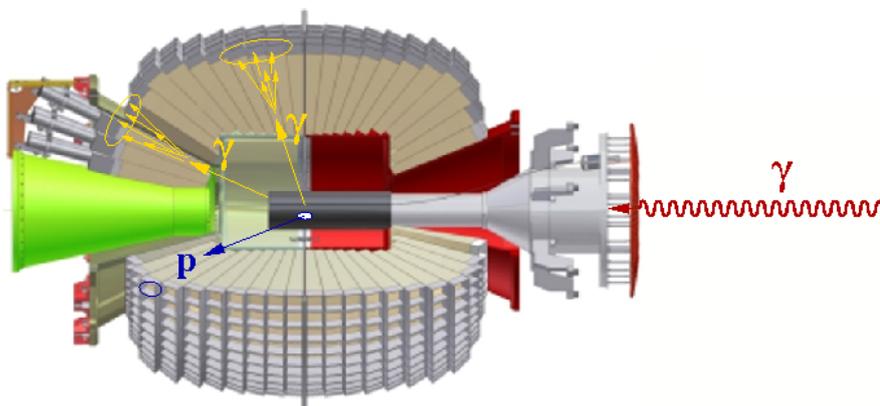


Abbildung 7.2: Bei einem 3 PED Ereignis werden die beiden Photonen und das Proton nachgewiesen.

Neben dem Fall, dass alle drei Teilchen nachgewiesen werden, wird in der Analyse auch der Fall berücksichtigt, in dem nur die beiden Photonen detektiert werden. Dieser Fall ist schematisch in Abbildung 7.3 zu sehen. Hier werden die beiden Photonen wieder über ihren elektromagnetischen Schauer in den Kristallen der Kalorimeter nachgewiesen. Das Proton hinterlässt jedoch in keinem Kalorimeter ein Signal, sondern bleibt in der Abbildung im Material vor den Kristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters stecken, da es nicht genug Energie hat, um dieses Material zu durchdringen oder die im letzten Kapitel erwähnte Energieschwelle der Kristalle zu überschreiten. Ein solcher Fall kann auch vorkommen, wenn das Proton durch insensitive Bereiche wie die Haltestrukturen zwischen Crystal-Barrel-Kalorimeter und Vorwärtsdetektor oder in Vorwärtsrichtung unter so kleinen Winkeln geradeaus fliegt, dass es vom MiniTAPS-Detektor nicht mehr detektiert werden kann. Oftmals hinterlässt das Proton trotzdem ein Signal im Innendetektor

7. Selektionskriterien

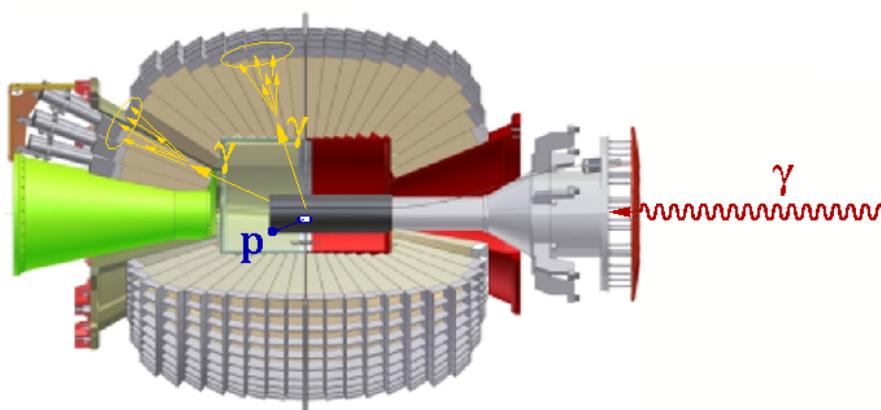


Abbildung 7.3: Die beiden Photonen werden in den Detektoren nachgewiesen, das Proton bleibt im insensitiven Material vor den Kristallen stecken.

oder den Szintillationsdetektoren des Vorwärtsdetektors oder des MiniTAPS-Detektors, so dass diese Information in der Analyse genutzt werden kann. In Vorwärtsrichtung haben die Protonen meistens genug Energie, um ein Signal in den Kristallen des Vorwärtsdetektors und des MiniTAPS-Detektors zu erzeugen. Auch gibt es dort weniger insensitives Material, so dass solche Ereignisse hauptsächlich im Innendetektor auftreten. 2 PED Ereignisse werden für die Analyse demnach in zwei Klassen unterteilt: 2 PED Ereignisse, bei denen ein Treffer im Innendetektor oder den Szintillationsdetektoren des Vorwärtsdetektors und des MiniTAPS-Detektors existiert (im folgenden als „Geladenentreffer“ bezeichnet) und solche ohne Geladenentreffer.

In Abbildung 7.4 ist die berechnete kinetische Energie des Protons im Laborsystem für 2 und 3 PED Ereignisse bei Nutzung eines Butanoltargets (links) und eines Wasserstofftargetts (rechts) aufgetragen. Hierbei wurden ein Zeituntergrundabzug und verschiedene kinematische Schnitte (Missing-Mass, Pionmasse, berechnete Strahlenergie, bei den 3 PED und 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer ein Koplanaritätsschnitt) durchgeführt. Wie diese zustände kommen und wie breit sie gewählt sind, wird in den nächsten Abschnitten dieses Kapitels beschrieben.

In blau sieht man die 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer, in rot 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer. Letztere treten hauptsächlich bei niedrigen Energien auf. Hier besitzt das Proton zu wenig Energie, um selbst im Ladungsdetektor ein Signal auszulösen. Der Verlauf der 3 PED Ereignisse in grün setzt erst bei höheren Energien ein. Hier ist die Energie des Protons hoch genug, um bis in die Kristalle zu gelangen und die in den Kristallen der Kalorimeter gesetzten Schwellen zu überschreiten. Bei 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer kommen ebenfalls Protonen mit Energien vor, die hoch genug wären, um die Kristallschwellen zu überschreiten. Bei diesen Ereignissen fliegt das Proton zwischen Crystal-Barrel- und Vorwärtsdetektor hindurch, hinterlässt aber trotzdem ein Signal im Innendetektor, da dieser den Bereich zwischen den beiden Detektoren abdeckt.

Vergleicht man die Spektren am Wasserstoff- und am Butanoltarget, fällt auf, dass am Butanoltarget deutlich mehr 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer vorhanden sind als beim Wasserstofftarget. Hierbei handelt es sich hauptsächlich um Ereignisse, bei denen die Reaktion am Neutron des Kohlenstoff- oder Sauerstoffatoms, die ebenfalls im Butanol (C_4H_9OH) enthalten sind, stattgefunden hat. Als neutrales Teilchen erzeugt das Neutron

7. Selektionskriterien

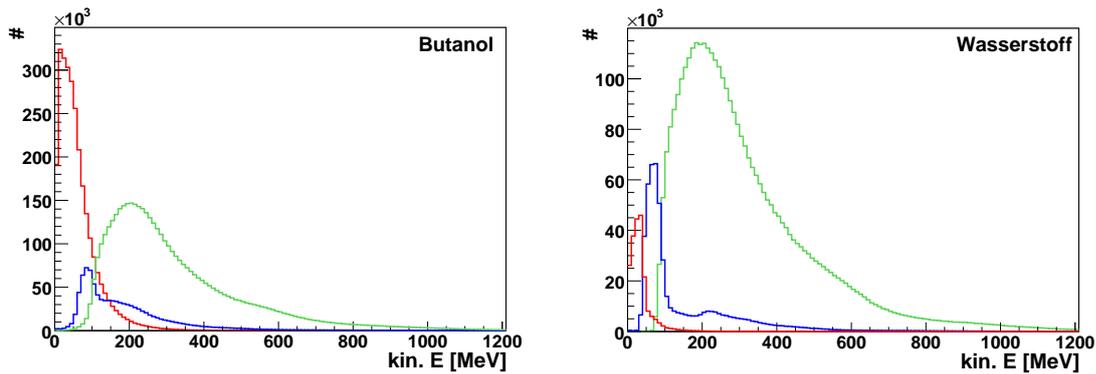


Abbildung 7.4: Links: Butanoltarget, rechts: Wasserstofftarget. Aufgetragen ist die berechnete kinetische Energie des Protons im Laborsystem für die verschiedenen Ereignisklassen nach einem Zeituntergrundabzug und Schnitten auf die Pionmasse, Missing-Mass, berechnete Strahlenergie und bei 3 PED und 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer auf die Koplanarität. Grün: 3 PED, blau: 2 PED mit Geladenentreffer, rot: 2 PED ohne Geladenentreffer.

kein Signal in den Ladungsdetektoren, so dass es als 2 PED Ereignis ohne Geladenentreffer rekonstruiert wird. Da das Butanoltarget zudem aus mehr Material als das Wasserstofftarget besteht, verlieren die Protonen hier bereits mehr Energie, so dass manche nicht genug Energie haben, um in den Ladungsdetektoren nachgewiesen zu werden, so dass es sich auch hierbei um ein 2 PED Ereignis ohne Geladenentreffer handelt.

Wie bereits angedeutet, werden verschiedene kinematische Schnitte angewandt, um Untergrundereignisse zu reduzieren. In den folgenden Abschnitten wird zuerst eine Reaktionszeit definiert und Zeitschnitte für einen Zeituntergrundabzug diskutiert, bevor auf diese kinematischen Schnitte eingegangen wird. Die in diesem Kapitel gezeigten Spektren wurden für den gesamten betrachteten Energiebereich von 600 – 2300 MeV für die Strahlzeit im November 2009 erzeugt¹. Die in den einzelnen Abschnitten genannten Schnittgrenzen wurden anhand der Wasserstoffdaten bestimmt und anhand der Monte-Carlo-Simulationen am Butanoltarget überprüft. Unter der Annahme einer gaußförmigen Verteilung der Spektren, handelt es sich dabei um 3σ breite Schnitte, so dass möglichst wenige Ereignisse im Signalebereich weggeschnitten werden. Da in der Analyse neben den Daten am Butanoltarget sowohl Daten am Wasserstoff- als auch am Kohlenstofftarget verwendet werden, werden im Folgenden ebenfalls die bei Nutzung dieser Targets resultierenden Spektren gezeigt.

7.1 Reaktionszeit

Aufgrund der hohen Raten in der Photonenmarkierungsanlage ($\approx 8,5$ MHz) existieren in der Regel neben dem Strahlphoton, welches die Reaktion erzeugt hat, zusätzlich mehrere unkorrelierte Strahlphotonen, die zufällig zur gleichen Zeit (Zeitfenster: $1 \mu\text{s}$) energiemarkiert wurden. In Abbildung 7.8 links ist in schwarz die Anzahl der Strahlphotonen pro Ereignis nach allen kinematischen Schnitten² für 3 PED Ereignisse aufgetragen. Man sieht,

¹Die Spektren für die Strahlzeit im November 2007 befinden sich im Anhang.

²Im Folgenden sind damit immer Schnitte auf die Pionmasse, die fehlende Masse der Reaktion, die Koplanarität und die berechnete Strahlphotonenenergie gemeint.

7. Selektionskriterien

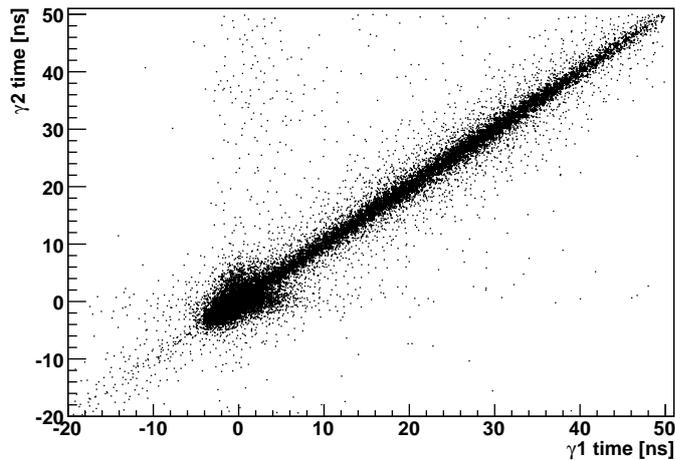


Abbildung 7.5: Zeiten der beiden Photonen aus dem Pionzerfall, gegeneinander aufgetragen.

dass bis zu 17 Strahlphotonen pro Ereignis registriert werden. Jedes dieser Strahlphotonen wird mit den Reaktionsprodukten in den anderen Detektoren zu einer Reaktion zusammengefasst. Eine Möglichkeit, die Anzahl an vorhandenen Strahlphotonen zu reduzieren, ist die Berücksichtigung der Zeitinformationen der verschiedenen Teilchen. Ein Strahlphoton ist nur dann mit den übrigen Reaktionsteilchen korreliert, wenn es zur gleichen Zeit erzeugt wurde. Um zeitlich unkorrelierte Strahlphotonen nicht weiter zu berücksichtigen und damit die Multiplizität und den Untergrund zu reduzieren, wird eine Reaktionszeit benötigt, so dass nur solche Reaktionen weiter betrachtet werden, bei denen die Zeiten aller Reaktionsteilchen innerhalb eines bestimmten Zeitfensters beieinander liegen.

Um für die Reaktionszeit ein möglichst genaues Zeitsignal zu erhalten, verwendet man die Teilchen mit der schärfsten Zeitinformation. Dies sind in der betrachteten Reaktion die Photonen aus dem Pionzerfall, da sie sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, während das Proton bis zu den verschiedenen Detektoren je nach Energie unterschiedlich lange Flugzeiten hat. Die Zeit der Photonen wird dann dem Pion wie unten beschrieben zugeordnet. Aus diesem Grund wurde untersucht, wie oft der Fall auftritt, dass dem Pion eine Zeitinformation zugeordnet werden kann. Für das Pion gibt es drei verschiedene Fälle, die auftreten können:

- Beide Photonen werden im Crystal-Barrel-Kalorimeter detektiert
- Ein Photon wird im Crystal-Barrel-Kalorimeter, eins im Vorwärtsdetektor oder im MiniTAPS-Detektor detektiert
- Beide Photonen fliegen in Vorwärtsrichtung und werden im Vorwärtsdetektor oder im MiniTAPS-Detektor detektiert

Im ersten Fall besitzt keines der Photonen eine Zeit, so dass man ein Pion ohne Zeitinformation erhält. Wird ein Photon im Vorwärtsdetektor oder im MiniTAPS-Detektor detektiert, erhält dieses Photon die in diesem Detektor gemessene Zeitinformation. Dabei handelt es sich in der Regel um die Zeit des Zentralkristalls. Wird das zweite Photon im Crystal-Barrel-Kalorimeter detektiert, erhält das Pion die Zeit des ersten Photons. Wird das zweite Photon ebenfalls im Vorwärtsdetektor oder im MiniTAPS-Detektor detektiert,

7. Selektionskriterien

haben beide Photonen eine Zeit. Ihre Zeiten sind in Abbildung 7.5 gegeneinander aufgetragen. Man erkennt, dass die meisten Ereignisse auf einer Diagonalen liegen, sie demnach zur gleichen Zeit erzeugt wurden. Ein großer Teil der Ereignisse tritt zum Triggerzeitpunkt auf, so dass eine Anhäufung der beiden Zeiten um 0 ns entsteht. Mit dem bereits erwähnten Zeitschnitt von -20 bis 50 ns wird zudem sichergestellt, dass die Zeiten der beiden Photonen nicht zu weit auseinander liegen. Somit ist es möglich, für die Zeit des Pions den Mittelwert aus den Zeiten der beiden Photonen zu verwenden.

Es wurde anhand der Strahlzeit im November 2009 untersucht, wie oft die verschiedenen Fälle auftreten. Das Ergebnis ist in Tabelle 7.1 für 2 und 3 PED Ereignisse nach allen Schnitten eingetragen³.

3 PED	Proton mit Zeit	100%	Innendetektor:	67,4%
			Vorwärtsdet.:	30,4%
	Proton mit Zeit, Pion ohne Zeit	90,3%	MiniTAPS:	2,1%
			Innendetektor:	65,6%
			Vorwärtsdet.:	32,3%
			MiniTAPS:	2,1%
	Pion mit Zeit	9,7%		
	davon, ein γ mit Zeit	79,4%	Vorwärtsdet.:	91,6%
			MiniTAPS:	8,4%
	davon, beide γ s mit Zeit	20,6%		
2+ PED	Pion mit Zeit	14,8%		
	davon, ein γ mit Zeit	82,1%	Vorwärtsdet.:	92,9%
			MiniTAPS:	7,1%
	davon, beide γ s mit Zeit	17,9%		
2- PED	Pion mit Zeit	82,8%		
	davon, ein γ mit Zeit	75,8%	Vorwärtsdet.:	88,9%
			MiniTAPS:	11,1%
	davon, beide γ s mit Zeit	24,2%		

Tabelle 7.1: Anzahl der Pionen und Protonen mit Zeit bei 3 PED und 2 PED Ereignissen mit (2+ PED) und ohne (2- PED) Geladenentreffer nach allen Schnitten für die Strahlzeit im November 2009.

Es stellte sich heraus, dass bei einem 3 PED Ereignis beide Photonen zu 90,3 % im Crystal-Barrel-Kalorimeter detektiert werden, das Pion also keine Zeitinformation erhält. Hingegen hat jedes Proton eine Zeit. Grund dafür ist, dass alle Detektoren zur Identifikation geladener Teilchen Zeitinformationen zur Verfügung stellen, die dem Proton zugeordnet werden, wenn es dort detektiert wird. Das Proton wird in etwa 2/3 der Fälle im Innendetektor nachgewiesen. Man sieht auch, dass für den Fall, in dem dem Pion eine Zeit zugeordnet werden konnte, hauptsächlich Fall 2 auftritt, d.h. nur eines der beiden Photonen hat eine Zeit. Nur bei 20,6 % der Pionen mit Zeit fliegen beide Photonen in Vorwärtsrichtung.

Bei 2 PED Ereignissen wurde kein Proton in den Kalorimetern nachgewiesen. Betrachtet man 2 PED Ereignisse mit und ohne Geladenentreffer gemeinsam, erhält man nur in 65,1 % der Fälle eine Zeitinformation über das Pion. Mit einem Zeitschnitt auf die Pionzeit würde man etwa ein Drittel der gewünschten Ereignisse verwerfen. Untersucht man die

³Für die anderen Strahlzeiten ist jeweils eine solche Tabelle in Anhang E zu finden.

7. Selektionskriterien

beiden 2 PED Klassen separat, stellt man fest, dass mit 82,8% die meisten 2 PED Ereignissen ohne Geladenentreffer eine Zeitinformation haben, da hier das Pion hauptsächlich in Vorwärtsrichtung fliegt und somit über den MiniTAPS- und den Vorwärtsdetektor eine Zeitinformation erhält. Der Anteil der 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer an der Gesamtzahl der 2 PED Ereignisse beträgt am Butanoltarget 26,1%. Für diese Ereignisse ist es möglich, die Zeit des Ladungsdetektors, welcher das Proton detektiert hat, bevor es stecken geblieben ist, zu verwenden. Insgesamt kann auf diese Weise die Zahl aller 2 PED Ereignisse mit Zeitinformation auf 87,3% erhöht werden.

Am Wasserstofftarget haben 75,1% der Ereignisse einen Geladenentreffer. Hier haben insgesamt 98,7% aller 2 PED Ereignisse eine Zeitinformation.

Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, stellen alle Detektoren der ersten Triggerstufe Zeitinformationen zur Verfügung, so dass immer eine Zeitinformation für mindestens ein Teilchen vorhanden sein müsste. Die Frage, warum es trotzdem Ereignisse ohne Zeitinformationen gibt, wurde daraufhin untersucht. In Abbildung 7.6 ist der θ -Winkel der Photonen aus dem Pionzerfall im Laborsystem mit und ohne Zeit aufgetragen. Zusätzlich sind die Übergänge zwischen den Detektoren eingezeichnet. Es fällt auf, dass es einige Ereignisse im Vorwärtsdetektor gibt, die keine Zeitinformationen haben. Dies begründet sich in der Totzeit des TDCs [Fun11]. Hat der Vorwärtsdetektor einen Trigger ausgelöst, kann es vorkommen, dass der TDC noch nicht wieder zur Auslese bereit ist und deswegen für dieses Ereignis

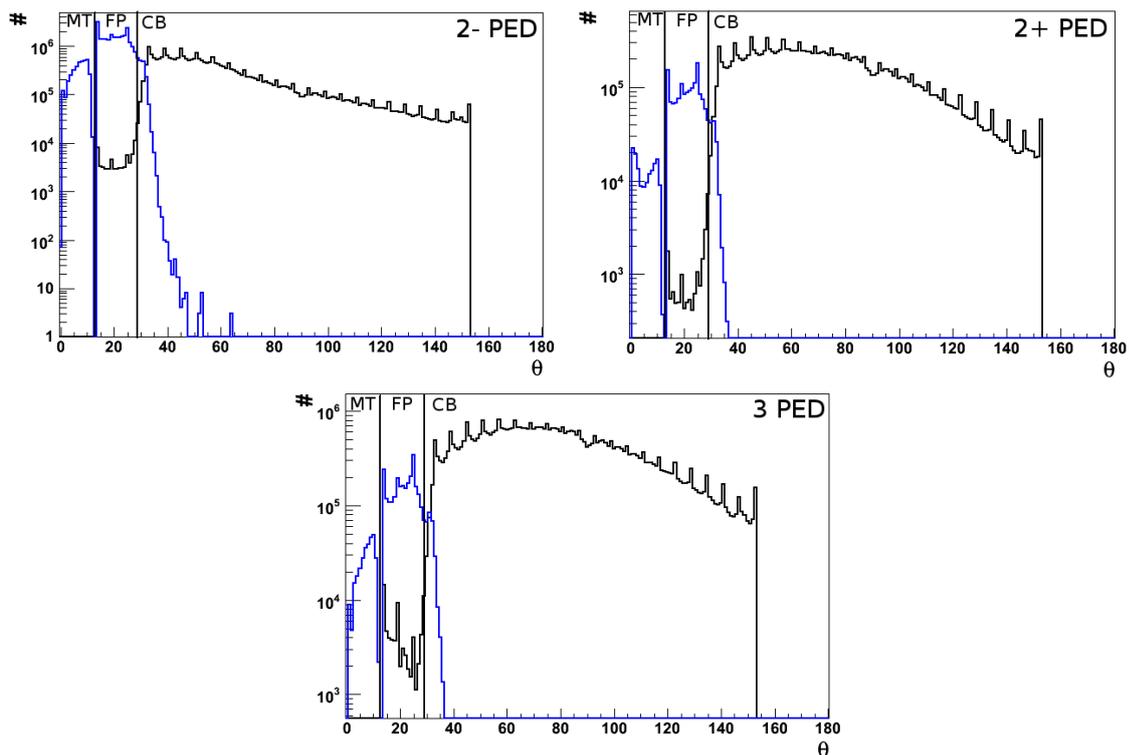


Abbildung 7.6: θ -Winkel der Zerfallsphotonen des Pions im Laborsystem für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit (2+ PED) und ohne (2- PED) Geladenentreffer nach allen kinematischen Schnitten, ohne Zeitschnitt, mit (blau) und ohne (schwarz) Zeitinformation. MT: MiniTAPS-Detektor, FP: Vorwärtsdetektor, CB: Crystal-Barrel-Detektor.

7. Selektionskriterien

keine Zeitinformation zur Verfügung stellt.

Beim Übergang zwischen Vorwärtsdetektor und Crystal-Barrel-Kalorimeter erkennt man, dass es einige Ereignisse mit Zeit im Crystal-Barrel-Kalorimeter zu geben scheint. Diese kommen durch detektorübergreifende Cluster zustande. In der Regel erhält der Cluster die Zeitinformation des Zentralkristalls. Befindet sich dieser Kristall jedoch im Crystal-Barrel-Kalorimeter, besitzt er keine Zeitinformation. Ist an einem solchen Cluster ein Kristall mit Zeitinformation aus dem Vorwärtsdetektor beteiligt, erhält der gesamte Cluster diese Zeitinformation, wird jedoch räumlich nach wie vor im Crystal-Barrel-Kalorimeter rekonstruiert. Auf diese Weise stellt der Übergang zwischen Vorwärtsdetektor und Crystal-Barrel-Kalorimeter keine scharfe Grenze dar.

Ergebnis der Untersuchungen ist die folgende Definition der Reaktionszeit:

$$\text{Reaktionszeit} = \begin{cases} t_{\gamma_{\text{in}}} - t_{\pi^0} & \text{falls Pionzeit vorhanden} \\ t_{\gamma_{\text{in}}} - t_{\text{proton}} & \text{falls keine Pionzeit vorhanden} \\ t_{\gamma_{\text{in}}} - t_{\text{veto}} & \text{falls weder Pion- noch Protonzeit vorhanden} \end{cases} \quad (7.1)$$

Dabei wird die Zeitdifferenz zwischen der Zeit des einlaufenden Photons, die durch die Photonenmarkierungsanlage gegeben ist, und der Zeit des entsprechenden Teilchens ver-

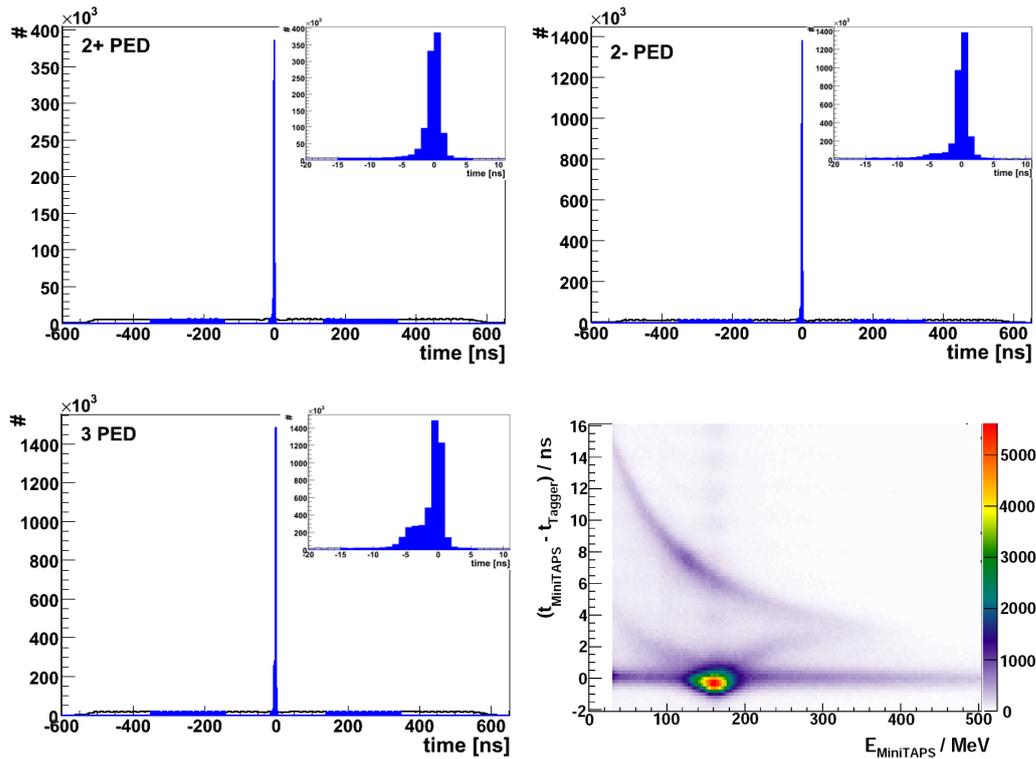


Abbildung 7.7: Reaktionszeit und die verwendeten Zeitschnitte nach allen kinematischen Schnitten für 2 und 3 PED Ereignisse. Oben rechts in der Ecke ist jeweils der Promptpeak vergrößert dargestellt. Rechts unten ist die Zeitdifferenz der geladenen Teilchen im MiniTAPS-Detektor und der Zeit in der Photonenmarkierungsanlage gegen die im MiniTAPS-Detektor deponierte Energie aufgetragen [Har08].

7. Selektionskriterien

wendet. Auf diese Weise ist man nicht mehr empfindlich auf den Zeitpunkt des ursprünglichen Triggersignals. Da im TDC immer die Zeitdifferenz zwischen dem Triggersignal als Start und dem eigentlichen Detektorsignal als Stop bestimmt wird, gilt demnach:

$$(t_{\gamma_{\text{in}}} - t_{\text{trig}}) - (t_{\text{teilchen}} - t_{\text{trig}}) = t_{\gamma_{\text{in}}} - t_{\text{teilchen}} \quad (7.2)$$

Für die Reaktionszeit wird die Pionzeit verwendet, wenn sie vorhanden ist. Hat das Pion keine Zeit, wird bei 3 PED Ereignissen die Zeit des Protons verwendet. Bei 2 PED Ereignissen verwendet man für die Reaktionszeit die Zeit des Innendetektors, des Szintillationsdetektors des Vorwärtsdetektors oder des MiniTAPS-Detektors, falls für das Pion keine Zeitinformaton zur Verfügung steht.

Die resultierende Reaktionszeit und die verwendeten Zeitschnitte sind in Abbildung 7.7 für 2 und 3 PED Ereignisse zu sehen⁴. Man erkennt einen Promptpeak um den Zeitnullpunkt auf einem gleichverteilten Untergrund. Das Zeitspektrum der 3 PED Ereignisse weist einen kleinen Seitenpeak bei 5 ns auf. Dieser stammt von Protonen aus dem Vorwärtsdetektor. Die Kristalle des Vorwärtsdetektors zeigen ein anderes Ansprechverhalten bei Protonen als bei Photonen, was dazu führt, dass die Signale der Protonen etwas später an den TDCs registriert werden [Fun11]. Bei den 2 PED Ereignissen hat man keinen solchen Seitenpeak, da hier nur die Zeiten der Photonen und die Zeit der Ladungsdetektoren verwendet wird. Die Promptpeaks der 3 PED und der 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer sind leicht asymmetrisch. Diese Form kommt daher, dass nicht nur die Zeit der schnellen Photonen, sondern auch die Zeit der langsameren Protonen eine Rolle spielt. Man erhält demnach eine Überlagerung mehrerer Zeiten, die zu einem leicht asymmetrischen Peak führt. Bei den 2 PED Ereignissen ohne Geladenentreffer treten keine Flugzeiten des Protons im Spektrum auf, so dass kein asymmetrischer Peak entsteht.

Der blau eingefärbte Bereich um den Zeitnullpunkt zeigt den Schnitt auf die Reaktionszeit. Bei der Wahl der Zeitschnitte wurde die Flugzeit der Protonen bis zum MiniTAPS-Detektor berücksichtigt. In Abbildung 7.7 rechts unten ist die Zeitdifferenz der gela-

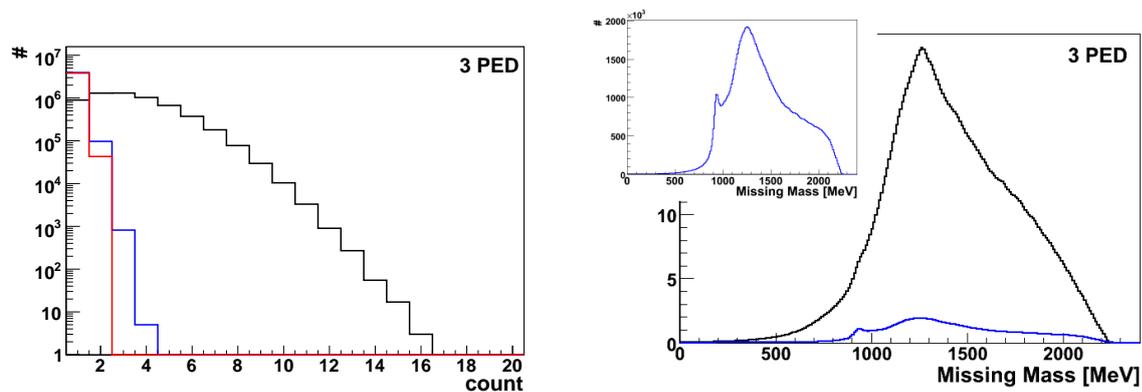


Abbildung 7.8: Links: Anzahl der Strahlphotonen pro 3 PED Ereignis nach allen kinematischen Schnitten am Butanoltarget. Schwarz: ohne Zeitschnitt und ohne Zeituntergrundabzug, blau: mit Zeitschnitt, rot: mit Zeitschnitt und mit Zeituntergrundabzug. Rechts: Missing-Mass-Spektrum der 3 PED Ereignisse mit und ohne Zeitschnitt ohne kinematische Schnitte. Links oben ist das Spektrum mit Zeitschnitt vergrößert dargestellt.

⁴Die entsprechenden Spektren für die Strahlzeiten im November 2007, für die Kohlenstoff- und die Wasserstoffdaten befinden sich in Anhang F.1.

7. Selektionskriterien

denen Teilchen im MiniTAPS-Detektor und der Photonenmarkierungsanlage gegen die im MiniTAPS-Detektor detektierte Energie aufgetragen [Har08]. Neben einem Band bei $\Delta t = 0$, das hauptsächlich von Elektronen herrührt, ist ein Band der Protonen erkennbar, welches bis zu einer Zeitdifferenz von 15 ns reicht. Aus diesem Grund werden Ereignisse in einem Zeitfenster von -16 ns bis 6 ns um den Promptpeak berücksichtigt. Der Zeituntergrund unterhalb des Promptpeaks wird mit Hilfe der blau markierten Seitenbänder vom Signal abgezogen. Dies ist unter der Annahme möglich, dass der Untergrund unter dem Promptpeak flach ist und den gleichen Verlauf hat wie in den verwendeten Seitenbändern. Der Schnittbereich liegt bei $[-360$ ns, -140 ns] und $[140$ ns, 360 ns]. Der Zeituntergrund wird auf beiden Seiten des Promptpeaks verwendet, um systematische Effekte zu eliminieren.

In Abbildung 7.8 links ist für 3 PED Ereignisse dargestellt, wie sich die Anzahl der Strahlphotonen mit Hilfe des genannten Zeitschnitts reduziert. In schwarz ist die Anzahl der Strahlphotonen ohne Zeitschnitt und ohne Zeituntergrundabzug aufgetragen. Hier treten bis zu 17 Strahlphotonen pro Ereignis auf. Mit einem Zeitschnitt erhält man den blauen Verlauf. Man erkennt, dass sich die Multiplizität mit bis zu 4 Strahlphotonen pro Ereignis deutlich reduziert. Nur noch in 2,4 % der Fälle sind mehr als ein Strahlphoton pro Ereignis vorhanden. Diese Zahl lässt sich durch einen Zeituntergrundabzug weiter reduzieren. Das Ergebnis ist in rot dargestellt. Hier treten lediglich in 1,1 % der Fälle maximal zwei Strahlphotonen pro Ereignis auf. Mit einem Zeituntergrundabzug dieser Art kann demnach die Multiplizität der Strahlphotonen auf meist eins eingeschränkt werden. Nach Anwen-

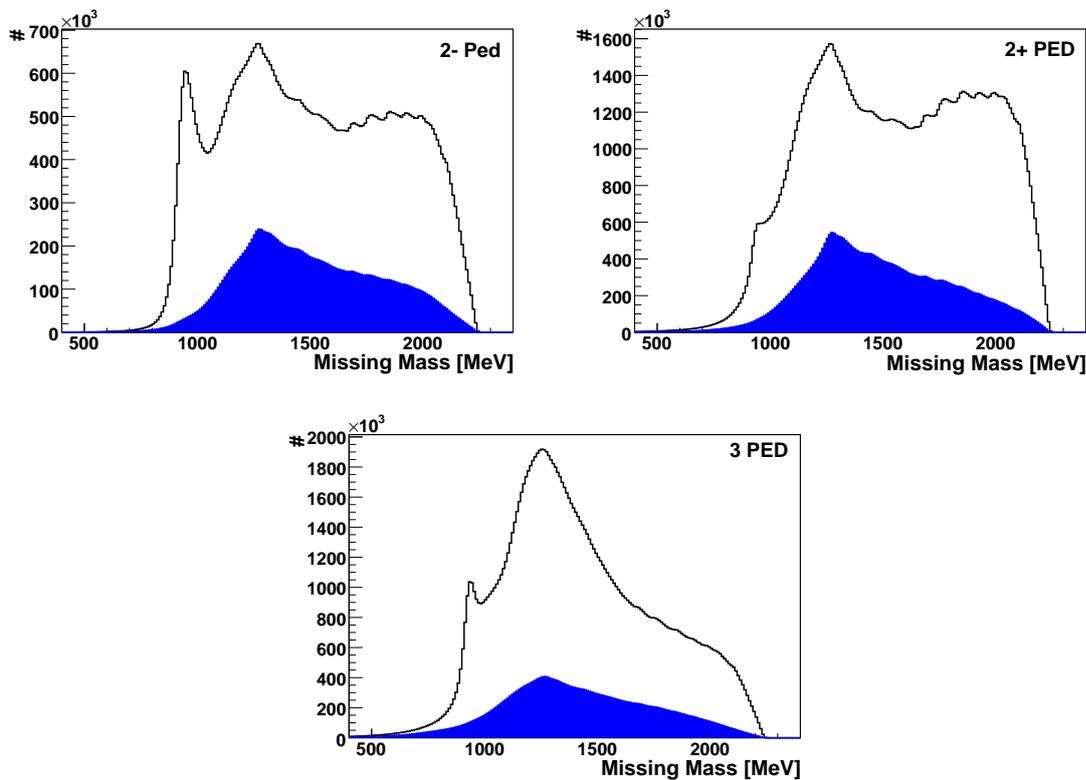


Abbildung 7.9: Missing-Mass-Spektrum ohne kinematische Schnitte für 2 und 3 PED Ereignisse bei einem Schnitt auf den Promptpeak (schwarz) und einem Schnitt auf den Zeituntergrund (blau).

7. Selektionskriterien

derung kinematischer Schnitte, wie sie in den nächsten Abschnitten beschrieben werden, kann diese Zahl noch weiter reduziert werden. Der Effekt wird in Abbildung 7.8 rechts anhand des Missing-Mass-Spektrums für 3 PED Ereignisse ohne kinematische Schnitte verdeutlicht. Wie man ein solches Spektrum erhält, wird in Kapitel 7.2.2 beschrieben. Man erkennt, dass sich ohne kinematische Schnitte erst nach einem Zeitschnitt ein Signal bei der Masse des Protons erahnen lässt.

Der Zeituntergrundabzug erfolgt über zwei verschiedene Histogramme: ein Histogramm wird mit Ereignissen aus dem Promptpeak gefüllt, ein weiteres mit Ereignissen aus den Seitenbändern. Letzteres wird so skaliert, dass diese Untergrundereignisse vom Signalspektrum abgezogen werden können. Die Skalierung ist notwendig, da der Schnitt auf die Seitenbänder breiter ist als auf den Promptpeak, um den statistischen Fehler möglichst gering zu halten. Die Anzahl der abgezogenen Ereignisse muss entsprechend angepasst werden. Bei einem Schnittverhältnis von 22/440 zwischen Signal und Untergrund erhält man für die genannten Schnittbereiche einen Skalierungsfaktor von 0,05.

In Abbildung 7.9 sind die resultierenden Missing-Mass-Spektren für 2 und 3 PED Ereignisse ohne kinematische Schnitte dargestellt. In schwarz ist das Signal bei einem Schnitt auf den Promptpeak im Zeitspektrum dargestellt. In blau sieht man das Signal bei einem Schnitt auf den Zeituntergrund. Man erkennt, dass durch einen Zeituntergrundabzug das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis deutlich verbessert werden kann. In den im Folgenden gezeigten Spektren wurde dieser Zeituntergrund immer vom Signal abgezogen.

7.2 Massenschnitte

7.2.1 Schnitt auf die Pionmasse

Das Pion zerfällt zu 98,8 % [B^+12] in zwei Photonen, die im Experiment nachgewiesen werden. Seine invariante Masse kann demnach über diese beiden Photonen berechnet werden gemäß

$$\begin{aligned} m_{\gamma\gamma} &= \sqrt{((E_1, \vec{p}_1) + (E_2, \vec{p}_2))^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \\ &= \sqrt{2E_1E_2 \left(1 - \begin{pmatrix} \cos \phi_1 \sin \theta_1 \\ \sin \phi_1 \sin \theta_1 \\ \cos \theta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_2 \sin \theta_2 \\ \sin \phi_2 \sin \theta_2 \\ \cos \theta_2 \end{pmatrix} \right)}. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Hierbei ist $m_{\gamma\gamma}$ die invariante Masse und (E_1, \vec{p}_1) bzw. (E_2, \vec{p}_2) sind die Vierervektoren der beiden Photonen. Berechnet man damit die invariante Masse aus den beiden ungeladenen Teilchen in der Reaktion und trägt das Ergebnis auf, erhält man das in Abbildung 7.11 dargestellte Spektrum für 3 PED Ereignisse und in Abbildung 7.10 für die 2 PED Ereignisse mit und ohne Geladenentreffer für die verschiedenen Targets und die Monte-Carlo-Simulation am Butanoltarget⁵.

Deutlich erkennbar ist ein Peak bei der Masse des Pions von 135 MeV. Zusätzlich tritt ein Peak bei der Masse des η von 548 MeV (zerfällt zu 39,3% in 2 Photonen [B^+12]), des ω von 782 MeV (zerfällt zu 8,3% in $\pi^0\gamma$ [B^+12]) und des η' von 958 MeV (zerfällt zu 2,2% in 2 Photonen [B^+12]) auf. Mit einem Schnitt auf die Masse des betrachteten Teilchens kann demnach die gewünschte Reaktion selektiert werden. Um möglichst wenige Ereignisse im Peak zu verwerfen, wurden 3σ breite Schnitte verwendet. Die Schnittbreite wurde dabei

⁵Zweidimensionale Spektren, in denen die invariante Masse gegen die Strahlenergie aufgetragen wurde, und die Spektren für die Daten im November 2007 sind in Anhang F.2 zu finden.

7. Selektionskriterien

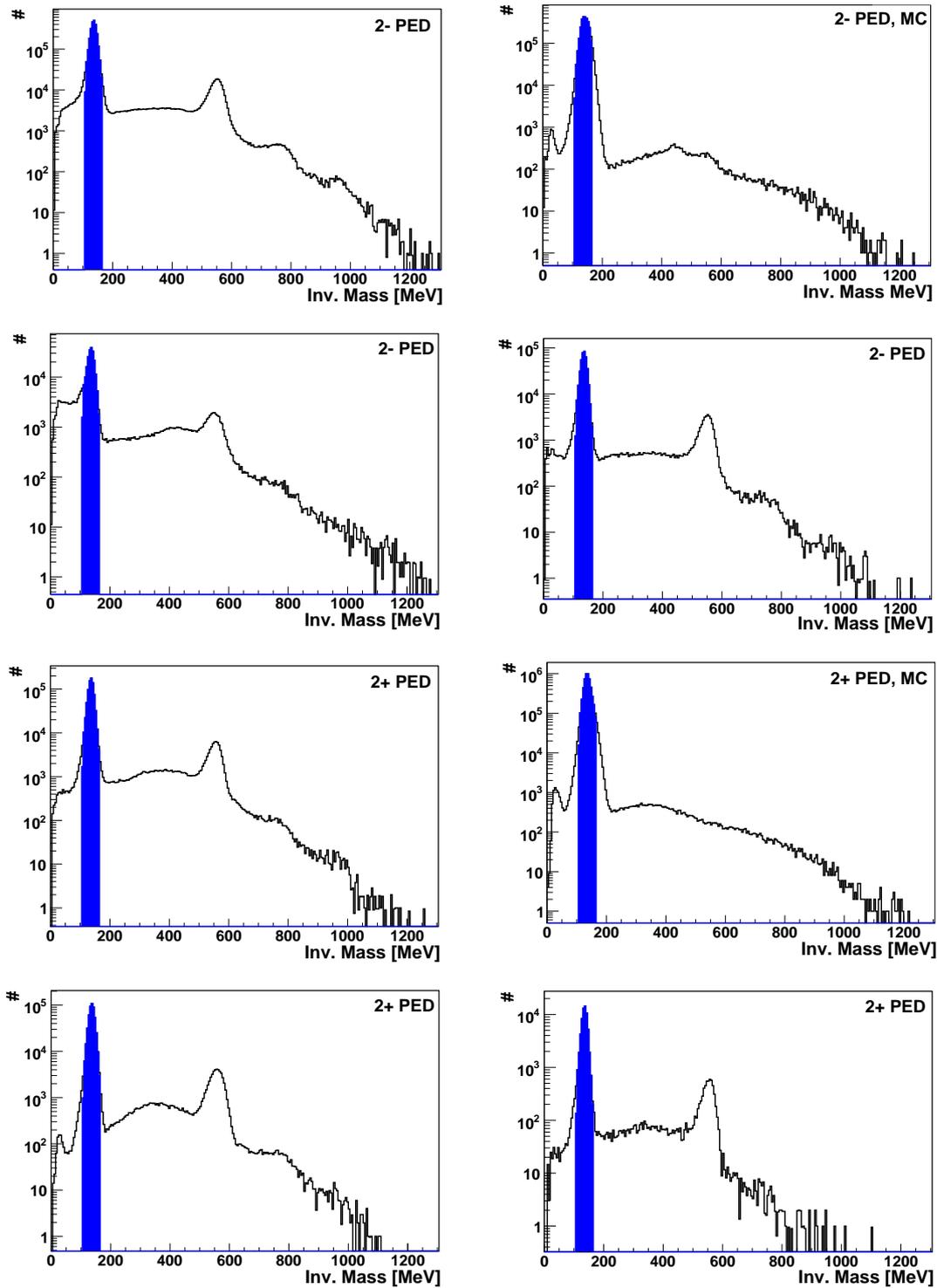


Abbildung 7.10: Invariante Masse nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 PED Ereignissen an den verschiedenen Targets (jeweils links oben Butanol, rechts oben Butanol in der Monte-Carlo-Simulation, links unten Wasserstoff und rechts unten Kohlenstoff). Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

7. Selektionskriterien

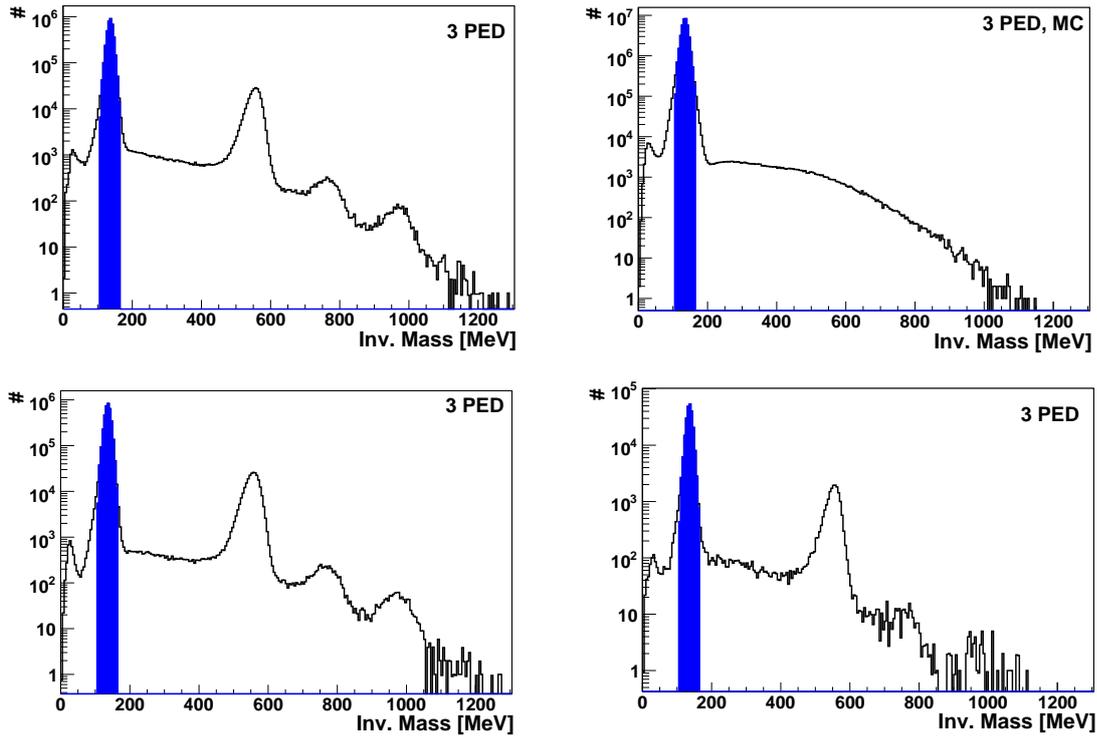


Abbildung 7.11: Invariante Masse bei 3 PED Ereignissen nach allen anderen kinematischen Schnitten für Butanoldaten (links oben), Monte-Carlo-Simulation (rechts oben), Wasserstoffdaten (links unten) und Kohlenstoffdaten (rechts unten). Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

an die Wasserstoffdaten angepasst, um lediglich den Anteil der freien Protonen aus dem Wasserstoff im Butanol zu berücksichtigen. Für die Pionmasse ergibt sich ein Schnitt von $108,66 - 163,74 \text{ MeV}$. Der verwendete Bereich ist in blau eingezeichnet.

7.2.2 Schnitt auf die Protonenmasse

Die Messung des Viererimpulses des π^0 sowie die Kenntnis der Viererimpulse von einlaufendem Photon und Proton, wobei sich das Proton vor der Reaktion in Ruhe befindet, reichen zur vollständigen Beschreibung der Reaktion aus. Aus diesem Grund lässt sich die fehlende Masse der Reaktion mit Hilfe der Reaktionskinematik berechnen. Es gilt

$$(E_\gamma, \vec{p}_\gamma) + (E_{p_{in}}, \vec{p}_{p_{in}}) = (E_{miss}, \vec{p}_{miss}) + (E_\pi, \vec{p}_\pi). \quad (7.4)$$

Hierbei sind $(E_\gamma, \vec{p}_\gamma)$, $(E_{p_{in}}, \vec{p}_{p_{in}})$ und (E_π, \vec{p}_π) die Vierervektoren der Anfangszustände und des auslaufenden Pions. Damit erhält man für die fehlende Masse

$$m_{miss} = \sqrt{(E_{miss}, \vec{p}_{miss})^2} = \sqrt{((E_\gamma, \vec{p}_\gamma) + (E_{p_{in}}, \vec{p}_{p_{in}}) - (E_\pi, \vec{p}_\pi))^2}. \quad (7.5)$$

Mit

$$(E_\gamma, \vec{p}_\gamma) = (E_\gamma, 0, 0, E_\gamma) \quad \text{und} \quad (E_{p_{in}}, \vec{p}_{p_{in}}) = (m_p, 0, 0, 0)$$

7. Selektionskriterien

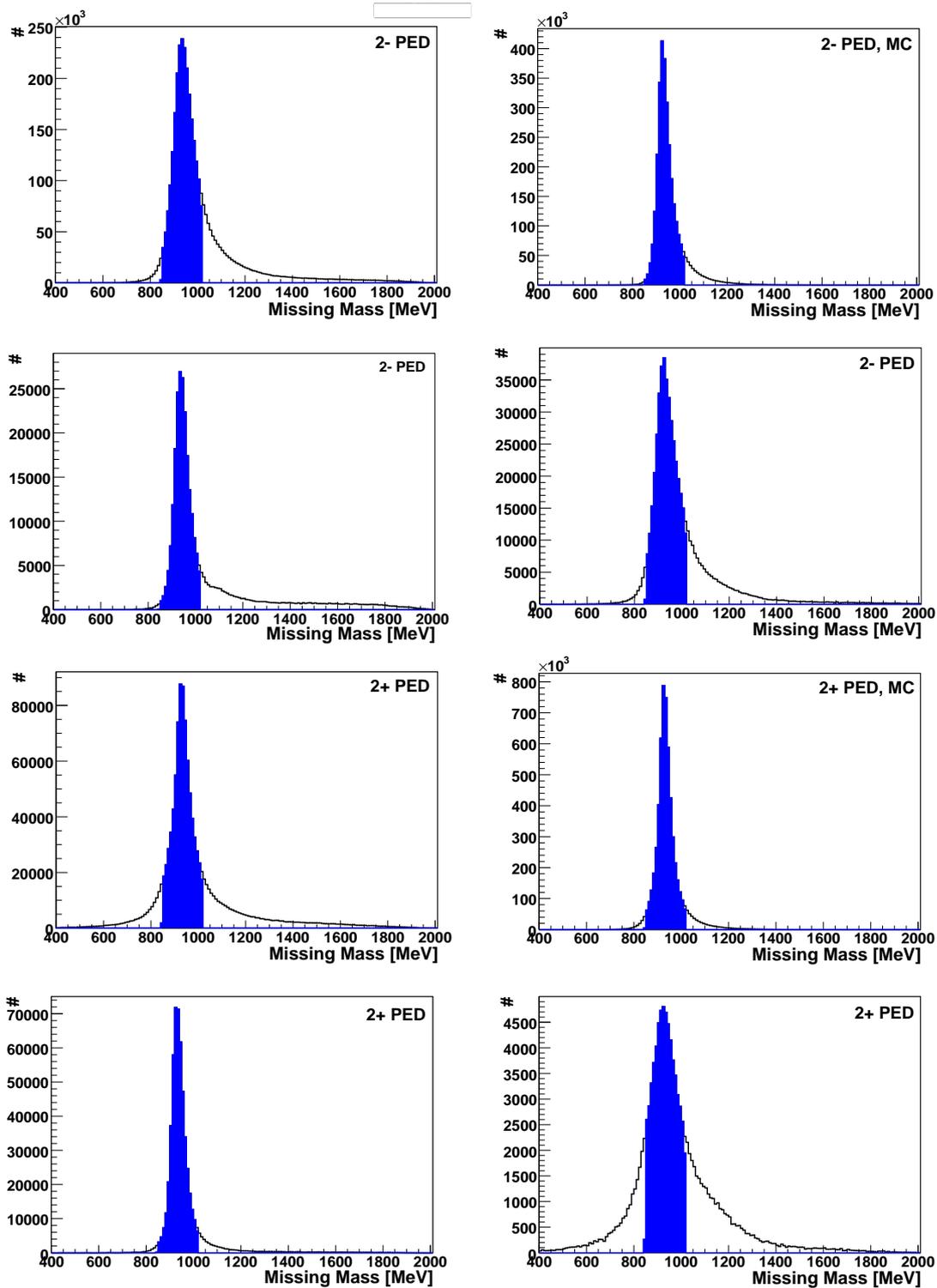


Abbildung 7.12: Fehlende Masse der Reaktion nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 PED Ereignissen an den verschiedenen Targets (jeweils links oben Butanol, rechts oben Butanol in der Monte-Carlo-Simulation, links unten Wasserstoff und rechts unten Kohlenstoff). Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

7. Selektionskriterien

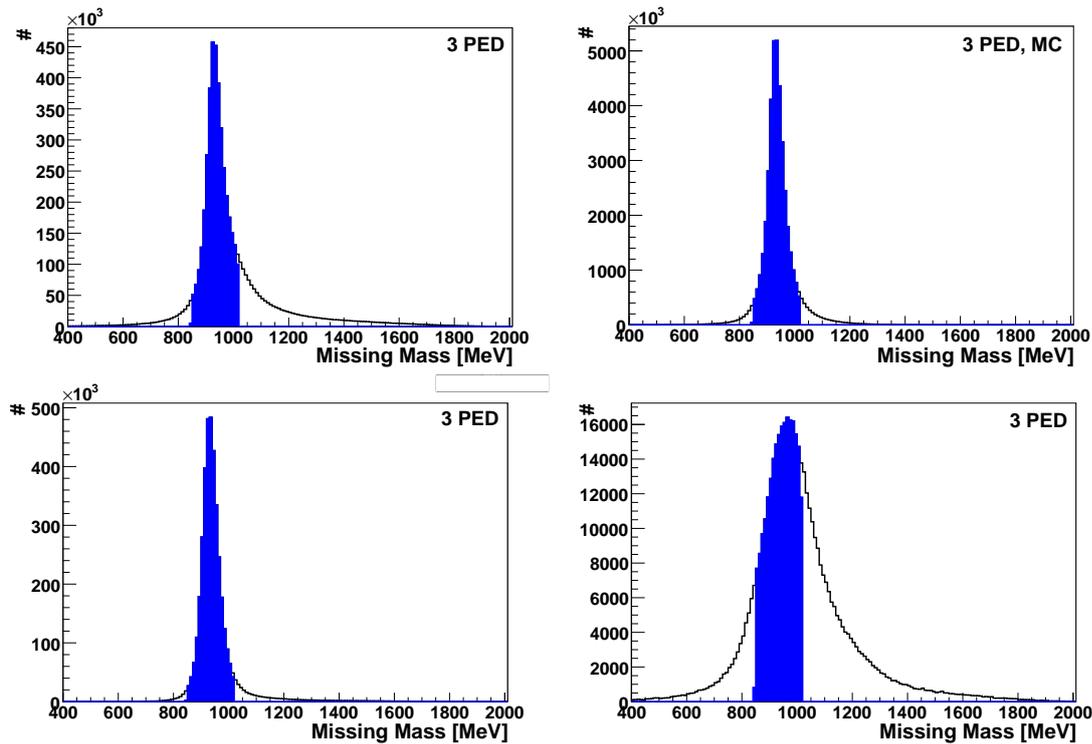


Abbildung 7.13: Fehlende Masse der Reaktion nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 3 PED Ereignissen für Butanoldaten (links oben), Monte-Carlo-Simulation (rechts oben), Wasserstoffdaten (links unten) und Kohlenstoffdaten (rechts unten). Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

ergibt sich demnach die Masse des fehlenden Reaktionsteilchens

$$m_{miss} = \sqrt{(E_\gamma + m_p - E_\pi)^2 + p_{x,\pi}^2 + p_{y,\pi}^2 - (E_\gamma - p_{z,\pi})^2} \quad (7.6)$$

aus der Bestimmung des Vierervektors des Pions, der Energie des einlaufenden Photons und der Masse Protons. Für die betrachtete Reaktion muss diese fehlende Masse der Protonenmasse entsprechen. Man erwartet demnach einen Peak bei 938 MeV.

Die resultierenden Spektren nach allen anderen kinematischen Schnitten sind in Abbildung 7.13 für 3 PED Ereignisse und in Abbildung 7.12 für 2 PED Ereignisse mit und ohne Geladenentreffer für die verschiedenen Targets und die Simulation am Butanoltarget zu sehen⁶. Deutlich erkennbar ist der Peak bei der Protonenmasse. Für das Proton folgt ein Schnitt von 848,86 – 1018,54 MeV. Der verwendete Bereich ist blau dargestellt.

Vergleicht man das Missing-Mass-Spektrum am Butanoltarget mit dem am Wasserstofftarget, fällt auf, dass der Peak am Wasserstoff schmaler ist und weniger Untergrund enthält. Betrachtet man dagegen das Spektrum am Kohlenstofftarget, sieht man, dass der Peak deutlich breiter wird. Dies begründet sich in der Fermibewegung der im Kohlenstoff gebundenen Nukleonen. Durch den zusätzlichen Fermiimpuls verschiebt sich die Masse zudem leicht zu höheren Massen hin. Da im Butanol sowohl Kohlenstoff als auch Wasserstoff enthalten sind, erhält man durch die Ereignisse am Kohlenstoff eine breitere Verteilung

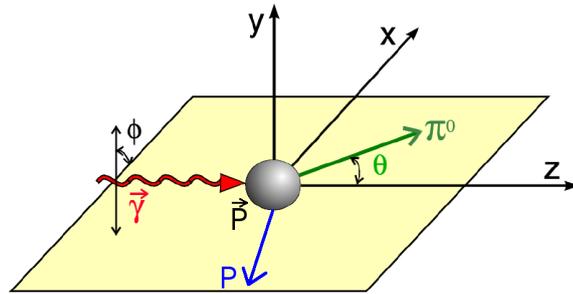
⁶Zweidimensionale Histogramme, bei denen die fehlende Masse der Reaktion gegen die Strahlenergie aufgetragen ist, und die Spektren für die Strahlzeit im November 2007 sind in Anhang F.3 zu finden.

7. Selektionskriterien

als am Wasserstoff und eine Verschiebung der Peakposition zu höheren Massen hin. Das Missing-Mass-Spektrum am Butanoltarget in der Simulation ist schmaler als das der Butanoldaten, da in der Simulation für das Butanoltarget keine Fermibewegung berücksichtigt wird.

7.3 Koplanaritätsschnitt

In der Abbildung rechts ist die Kinematik der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ zu sehen. Das einlaufende Photon trifft auf das ruhende Proton. Das erzeugte Pion im Endzustand fliegt unter einem Winkel θ zur Flugrichtung des Photons vom Reaktionsort weg. Neben der Energieerhaltung muss in der betrachteten Reaktion auch die Impulserhaltung erfüllt sein. Da der Anfangszustand über keinen Transversalimpuls verfügt, muss dies auch für den Endzustand gelten. Die Impulsvektoren der Teilchen im Endzustand liegen demnach in einer Ebene. Die ϕ -Winkeldifferenz zwischen auslaufendem Proton und Pion muss demnach 180° ergeben.



$$\phi_{coplan} = (\phi_p - \phi_{\pi^0} + 360^\circ) \mod 360^\circ = 180^\circ \quad (7.7)$$

Bei 3 PED Ereignissen ist es möglich, einen Schnitt auf diese ϕ -Winkeldifferenz zu machen, da hier beide Teilchen nachgewiesen und ihre Richtungen bestimmt wurden. Die Richtung des Protons wird dabei aus der Position des Durchstoßpunkts im Innendetektor oder den Szintillationsdetektoren des Vorwärtsdetektors oder des MiniTAPS-Detektors und der Position in den Kalorimetern bestimmt.

Bei 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer ist es ebenfalls möglich, einen Schnitt auf die Winkeldifferenz zu machen, da hier für die Richtung des Protons die Information über die Position des Durchstoßpunktes des getroffenen Ladungsdetektors zur Verfügung steht. Dies ist nicht der Fall bei 2 PED Ereignissen ohne Geladenentreffer, da hier das Proton weder in den Kalorimetern noch in den Ladungsdetektoren nachgewiesen wurde und damit keine Richtungsinformation für das Proton zur Verfügung steht.

Das Ergebnis des Koplanaritätsschnitts bei 3 PED und 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer sieht man in Abbildung 7.14 für die verschiedenen Targets und die Simulation am Butanoltarget⁷. Dort ist die ϕ -Winkeldifferenz der beiden Teilchen aufgetragen. Sowohl bei 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer als auch bei 3 PED Ereignissen ist ein Peak bei 180° zu sehen. Der verwendete Schnittbereich ist blau dargestellt und liegt für 2 PED Ereignisse bei $169,91 - 190,09^\circ$ und für 3 PED Ereignisse bei $171,27 - 188,73^\circ$. Ein etwas breiterer Peak bei den 2 PED Ereignissen kommt dadurch zustande, dass hier die Auflösung in der Bestimmung eines Punktes im Innendetektor ungenauer ist als die Richtungsbestimmung des Protons aus Innendetektor und Crystal-Barrel-Detektor. Der Innendetektor befindet sich zudem näher am Target, welches durch seine Größe (1,88 cm beim Butanoltarget) ebenfalls zur Unsicherheit in der Richtungsbestimmung beiträgt. Deutlich

⁷Die Spektren für die Strahlzeit im November 2007 sind in Anhang F.4 zu finden.

7. Selektionskriterien

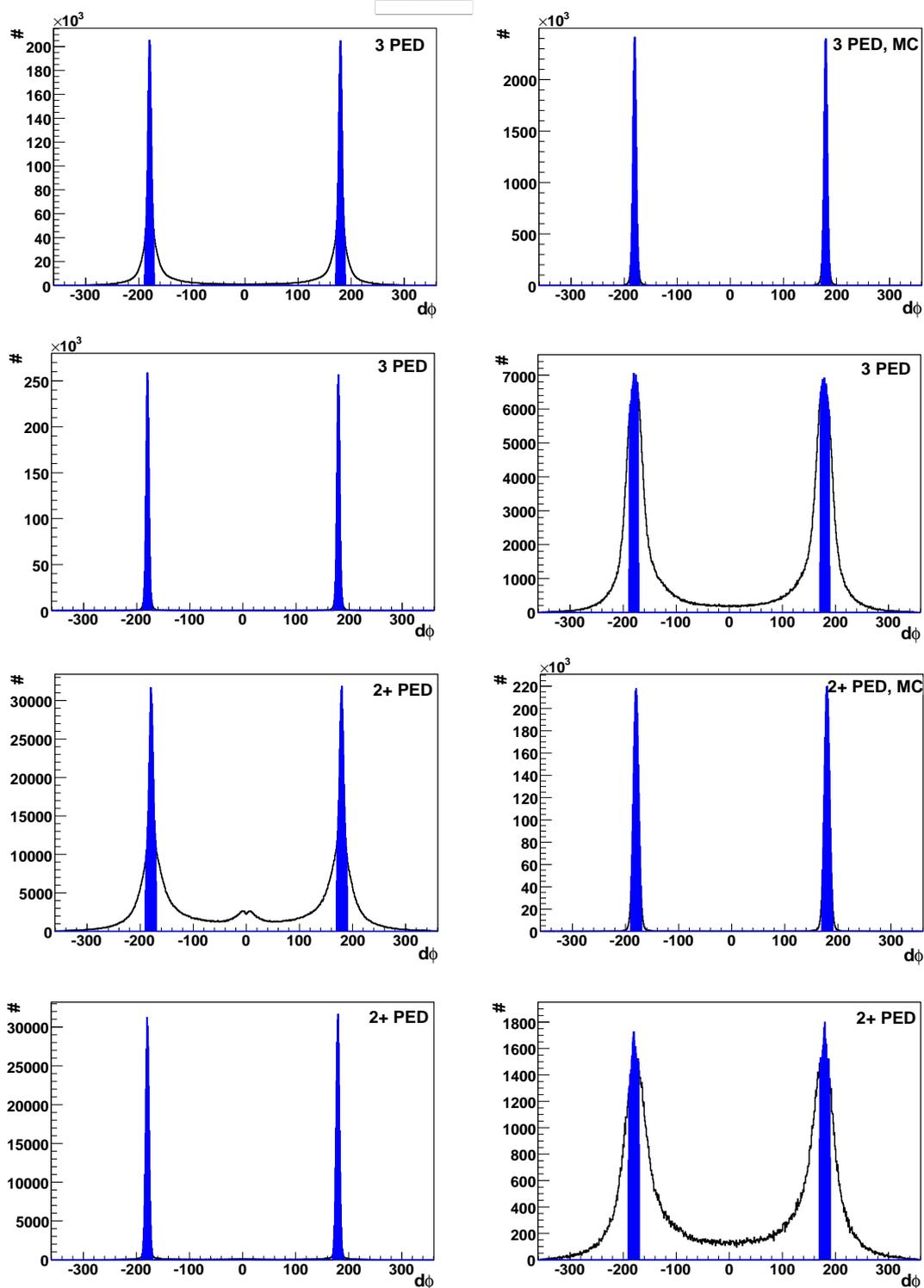


Abbildung 7.14: Koplanaritätsschnitt nach allen anderen kinematischen Schnitten für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer für Butanoldaten (jeweils links oben), Simulation am Butanoltarget (jeweils oben rechts), Wasserstoffdaten (jeweils unten links) und Kohlenstoffdaten (jeweils unten rechts).

7. Selektionskriterien

sichtbar ist der höhere Untergrund bei 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffern im Vergleich zu den 3 PED Ereignissen. Grund hierfür ist, dass aufgrund der fehlenden Information aus dem Kalorimeter und der hohen Rate im Innendetektor öfter Fehlidentifikationen auftreten.

Bei den 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer ist ein kleiner zusätzlicher Peak bei 0° erkennbar, der bei den 3 PED Ereignissen und in der Monte-Carlo-Simulation nicht vorhanden ist. Vergleicht man in Abbildung 7.15 links diesen Bereich bei den verschiedenen Targets, erkennt man, dass dieser Peak besonders ausgeprägt ist im Butanoltarget (schwarz). Am Kohlenstofftarget (rot) tritt er gar nicht auf, am Wasserstofftarget (blau) ist er auch vorhanden, jedoch nicht so stark ausgeprägt. In grün ist die Summe aus Wasserstoff und Kohlenstoff aufgetragen. Sie beschreibt den Peak bei $\Delta\phi = 0$ jedoch nicht. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der Peak durch Untergründereignisse, die am Material der Targetummantelung erzeugt werden, entsteht. Während das Kohlenstofftarget nahezu keine weitere Infrastruktur benötigt, wird das Butanol durch den Kryostaten, und damit mit dem meisten Material, umhüllt. Dieses Verhalten spiegelt sich auch in diesem Spektrum wieder. Trägt man die ϕ -Winkeldifferenz gegen die berechnete kinetische Energie des Protons auf, wie es in Abbildung 7.15 rechts zu sehen ist, erkennt man, dass die Ereignisse bei $\Delta\phi = 0$ nur eine geringe kinetische Energie aufweisen, was ebenfalls auf Untergründereignisse hinweist⁸. Aufgrund des Koplanaritätsschnitts um 180° wird dieser Teil weg geschnitten und spielt daher für die weitere Analyse keine Rolle.

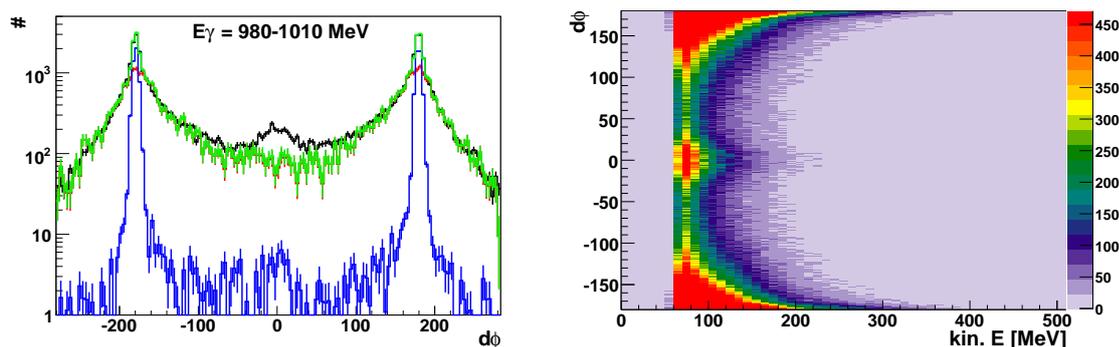


Abbildung 7.15: Links: Vergleich des Koplanaritätsspektrums von 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffern für verschiedene Targets bei einer Strahlphotonenenergie von 1000 MeV. Blau: Wasserstoff, schwarz: Butanol, rot: Kohlenstoff, grün: Summe aus Kohlenstoff und Wasserstoff. Rechts: berechnete kinetische Energie des Protons aufgetragen gegen die ϕ -Winkeldifferenz zwischen Pion und Innendetektortreffer am Butanoltarget.

7.4 Schnitt auf die berechnete Strahlphotonenenergie

In Abbildung 7.16 ist die Erzeugung eines Photons durch ein Elektron über den Prozess der Bremsstrahlung schematisch dargestellt. Hier treffen die Elektronen von links auf das Bremsstrahltarget, geben einen Teil ihrer Energie in Form eines Photons ab und werden anschließend im Magneten der Photonenmarkierungsanlage abgelenkt. Der Energiebereich, den die Photonenmarkierungsanlage abdeckt, beginnt bei einer maximalen Strahlphotonen-

⁸Bei Verwendung des Kohlenstofftargets im Kryostaten, d.h. bei gleicher umgebender Materialmenge, tritt dieser Peak ebenfalls auf.

7. Selektionskriterien

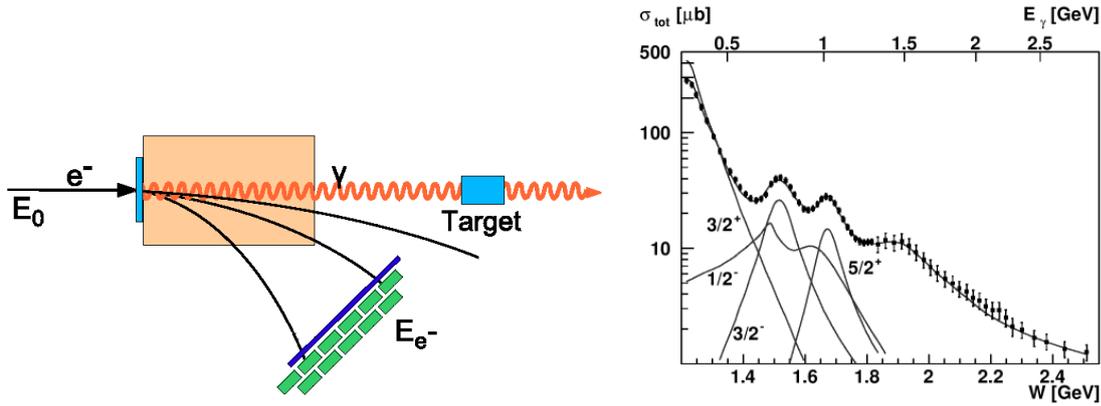


Abbildung 7.16: Links: Flugbahnen der Elektronen in der Photonenmarkierungsanlage. Rechts: totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [B⁺05].

nenenergie von 3,2 GeV bei etwa 500 MeV und bei etwa 380 MeV bei einer Strahlphotonenenergie von 2,4 GeV. Elektronen mit kleinerem Energieverlust werden von der Photonenmarkierungsanlage nicht detektiert, da diese Elektronen nicht weit genug abgelenkt werden. Das produzierte, niederenergetische Photon kann jedoch eine Reaktion im Target erzeugen, die Reaktionsprodukte werden nachgewiesen und der Trigger ausgelöst. Normalerweise wird ein Trigger nur dann ausgelöst, wenn es ein zugehöriges Elektron in der Photonenmarkierungsanlage gibt. Gibt es dort zum richtigen Triggerzeitpunkt ein zufälliges Elektron, führt dieses Elektron dazu, dass das Ereignis trotzdem aufgenommen wird, jedoch eine falsche Energie für das einlaufende Photon liefert, da das zufällige Elektron einen größeren Energieverlust und damit das Photon eine höhere Energie hat als das nicht detektierte Elektron, dessen Photon die Reaktion ausgelöst hat. Da man die Photonenenergie benötigt, um die fehlende Masse der Reaktion zu bestimmen, führt dies zu einer falsch berechneten Masse und damit zu mehr Untergrund im Missing-Mass-Spektrum zu höheren Massen hin.

Betrachtet man den totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ in Abbildung 7.16 rechts, sieht man, dass bei diesen niedrigen Strahlphotonenenergien der Wirkungsquerschnitt besonders groß ist. Die dominante Resonanz bei den von der Photonenmarkierungsanlage nicht detektierten Energien ist die $\Delta^+(1232)$. Da die höchste Statistik durch die $1/E_\gamma$ -Abhängigkeit des Bremsstrahlspektrums bei niedrigen Energien auftritt, erhält man durch diese Ereignisse einen nicht zu vernachlässigenden Untergrundanteil.

Um Ereignisse mit falsch zugeordneter Strahlphotonenenergie in der Analyse nicht weiter zu berücksichtigen, kann man die einlaufende Strahlphotonenenergie bei bekannter Protonenmasse aus den gemessenen Energie- und Impulsinformationen der Pions berechnen und auf diese Energie schneiden, so dass nur Ereignisse in einem Energiebereich, der von der Photonenmarkierungsanlage abgedeckt wird, berücksichtigt werden. Dazu quadriert man Formel 7.4 und erhält

$$(E_\gamma + m_p)^2 - E_\gamma^2 = (E_p + E_\pi)^2 - (p_{p,x} + p_{\pi,x})^2 - (p_{p,y} + p_{\pi,y})^2 - (p_{p,z} + p_{\pi,z})^2. \quad (7.8)$$

Wie bereits erwähnt, muss zur Impulserhaltung die Summe der Transversalimpulse im Ausgangszustand verschwinden. Löst man die Klammern auf, erhält man

$$2E_\gamma m_p + m_p^2 = E_p^2 + 2E_p E_\pi + E_\pi^2 - p_{p,z}^2 - 2p_{p,z} p_{\pi,z} - p_{\pi,z}^2. \quad (7.9)$$

7. Selektionskriterien

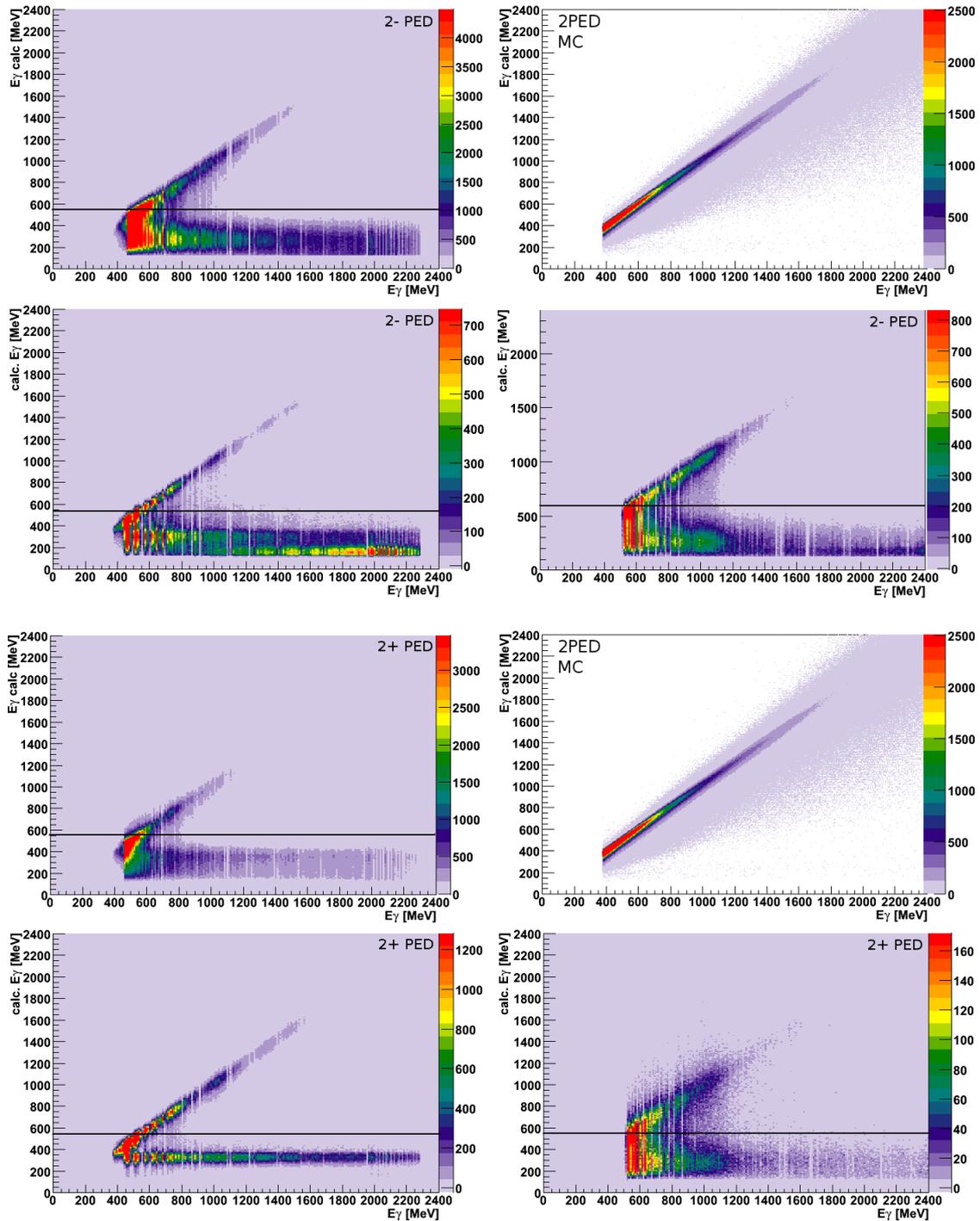


Abbildung 7.17: Aufgetragen ist die gemessene gegen die berechnete Strahlphotonenenergie für 2 PED Ereignisse mit und ohne Geladenentreffer für Butanoldaten (oben links), Simulation am Butanoltarget (oben rechts), Wasserstoffdaten (unten links) und Kohlenstoffdaten (unten rechts).

7. Selektionskriterien

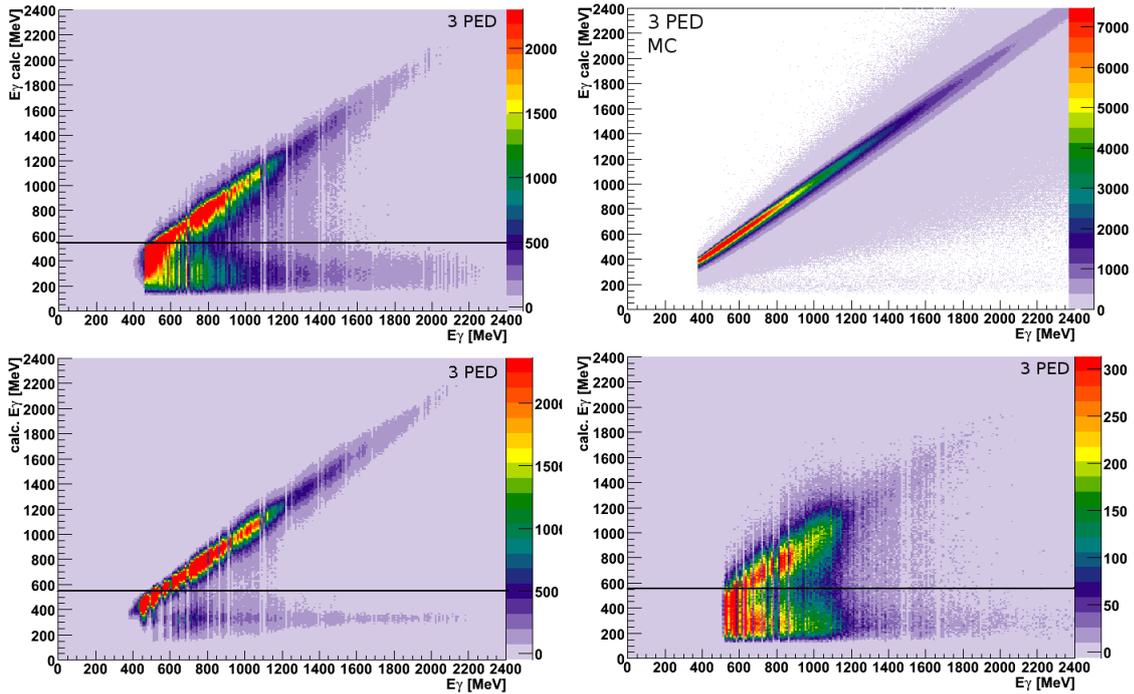


Abbildung 7.18: Aufgetragen ist die gemessene gegen die berechnete Strahlphotonenenergie für 3 PED Ereignisse für Butanoldaten (oben links), Simulation am Butanoltarget (oben rechts), Wasserstoffdaten (unten links) und Kohlenstoffdaten (unten rechts).

Mit $E_p^2 - p_{p,z}^2 = m_p^2$ und $E_\pi^2 - p_{\pi,z}^2 = m_\pi^2$ folgt schließlich nach einigen Umformungen

$$E_\gamma^{calc} = \frac{E_\pi m_p - \frac{1}{2} m_\pi^2}{m_p - E_\pi + p_\pi^z}. \quad (7.10)$$

Trägt man die auf diesem Weg berechnete gegen die gemessene Strahlphotonenenergie nach allen anderen kinematischen Schnitten auf, wie in Abbildung 7.18 für 3 PED Ereignisse, in Abbildung 7.17 für 2 PED Ereignisse mit und ohne Geladenentreffer dargestellt, sieht man neben der gewünschten Diagonalen auch ein entlang der x-Achse verlaufendes Band in den Daten bei niedriger berechneter Strahlphotonenenergie⁹. Die Ereignisse im Band entlang der x-Achse stammen aus dem Zerfall der Δ -Resonanz im 1. Resonanzbereich des Wirkungsquerschnitts. Betrachtet man das gleiche Spektrum in der Simulation, wo jedem Ereignis die richtige Energie zugeordnet wird, stellt man fest, dass dort dieses horizontale Band nicht existiert. Lediglich das erwartete Diagonalband ist hier vorhanden. Um diese Untergrundereignisse nicht weiter zu berücksichtigen, wird ein Schnitt auf Energien oberhalb von 550 MeV durchgeführt.

In Abbildung 7.19 sind Missing-Mass-Spektren für zwei Energiebins mit und ohne diesen Schnitt für 2 und 3 PED Ereignisse dargestellt. In schwarz sieht man das Spektrum ohne den Schnitt, in blau das Spektrum mit dem Schnitt auf die berechnete Strahlphotonenenergie. Man erkennt, dass, wie erwartet, mit diesem Schnitt nur Ereignisse bei größeren Massen weggeschnitten werden. Der Peak bei der tatsächlichen Protonenmasse bleibt vollständig erhalten.

⁹Die Spektren für die Strahlzeit im November 2007 sind in Anhang F.5 zu finden.

7. Selektionskriterien

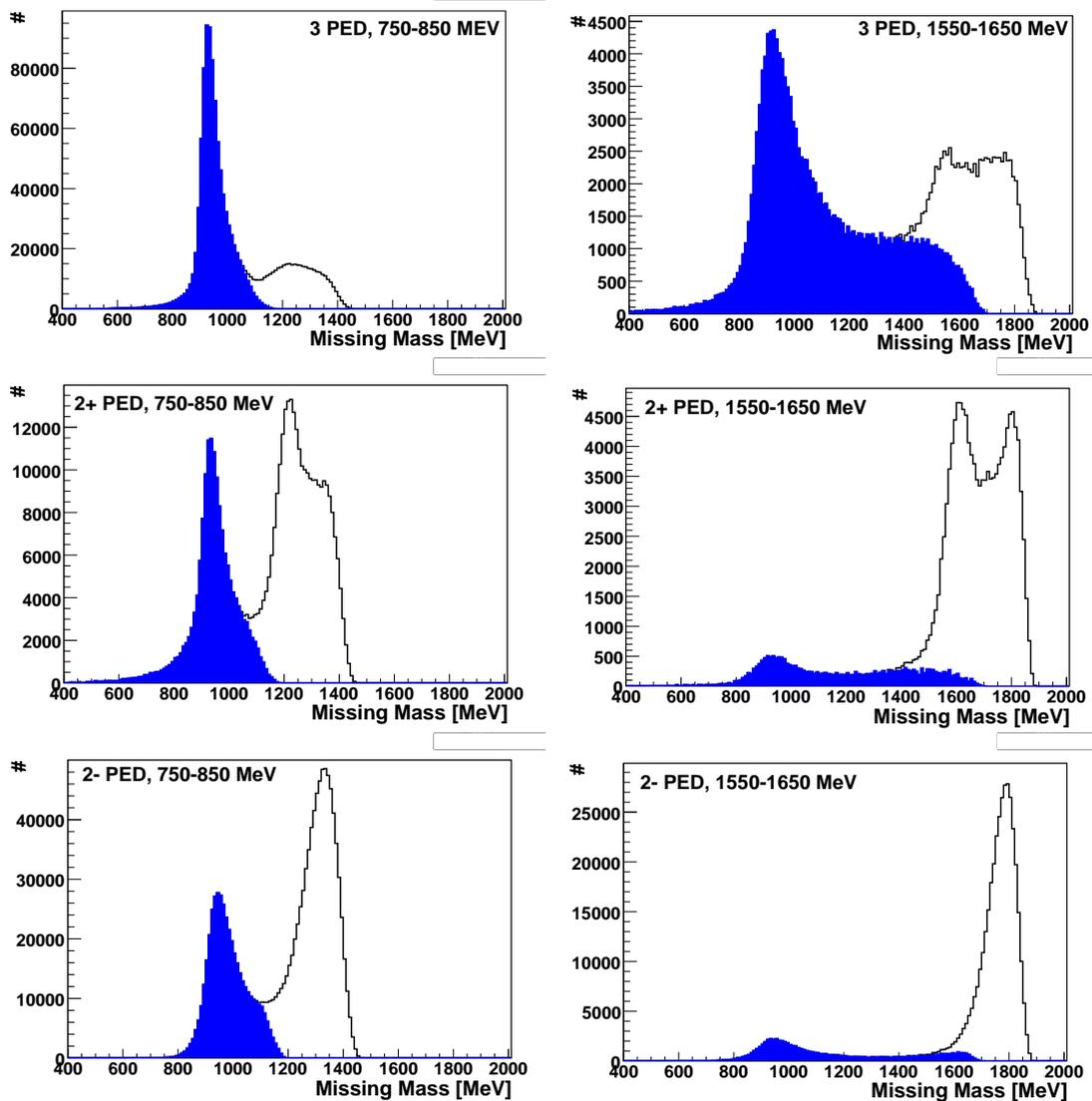


Abbildung 7.19: Missing-Mass-Spektrum für 2 und 3 PED Ereignisse in zwei Energiebins nach einem Schnitt auf die berechnete Strahlphotonenenergie, zusätzlich zu den Schnitten auf die Pionmasse, die Missing-Mass und die Koplana-rität.

7.5 Vergleich der Schnitte

In Tabelle 7.2 sind alle angewandten Schnitte und Schnittgrenzen für 2 und 3 PED Ereignisse noch einmal zusammengefasst. Wie bereits erwähnt, wurden 3σ breite Schnitte gewählt, die anhand des Wasserstoffspektrums bestimmt wurden. Vergleicht man die verschiedenen Schnitte im Spektrum der invarianten Masse und der fehlenden Masse der Reaktion, erhält man nach einem Zeituntergrundabzug das in Abbildung 7.21 gezeigte Ergebnis für 3 PED Ereignisse, in Abbildung 7.22 für 2 PED Ereignisse mit und in Abbildung 7.23 ohne Geladenentreffer. Links ist die invariante Masse, logarithmisch aufgetragen, rechts die fehlende Masse der Reaktion zu sehen. In schwarz sieht man das Spektrum, lediglich nach dem Zeitschnitt. In blau kommt ein Schnitt auf die berechnete Strahlpho-

7. Selektionskriterien

Schnitt	Schnittgrenzen
Zeitsignal	$[-16 \text{ ns}, -6 \text{ ns}]$
Zeituntergrund	$[-360 \text{ ns}, -140 \text{ ns}]$, $[140 \text{ ns}, 360 \text{ ns}]$
Pionmasse	$108,7 - 163,7 \text{ MeV}$
Protonenmasse	$848,9 - 1018,5 \text{ MeV}$
Koplanarität	$169,9 - 190,1^\circ$ (2 PED)
	$171,3 - 188,7^\circ$ (3 PED)
Berechnete Strahlphotonenenergie	550 MeV

Tabelle 7.2: Verwendete Schnitte und Schnittgrenzen.

tonenenergie hinzu. Vor allem im Missing-Mass-Spektrum erkennt man, dass mit diesem Schnitt ein Großteil des Untergrunds weggeschnitten wird. Deutlich zu erkennen ist, dass dieser Schnitt auf den Massenbereich des Pions bis zu Massen von etwa 420 MeV noch einen großen Effekt zeigt, während bei höheren Massen kein Unterschied mehr auftritt. Dies liegt daran, dass der Wirkungsquerschnitt des η erst bei höheren Energien beginnt. Die Produktionsschwelle für das η liegt bei 707 MeV und damit innerhalb des von der Photonenmarkierungsanlage abgedeckten Bereichs. In rot dargestellt ist der zusätzliche Effekt des Koplanaritätsschnitts und in grün des Schnitts auf die Protonenmasse, bzw. der Pionmasse.

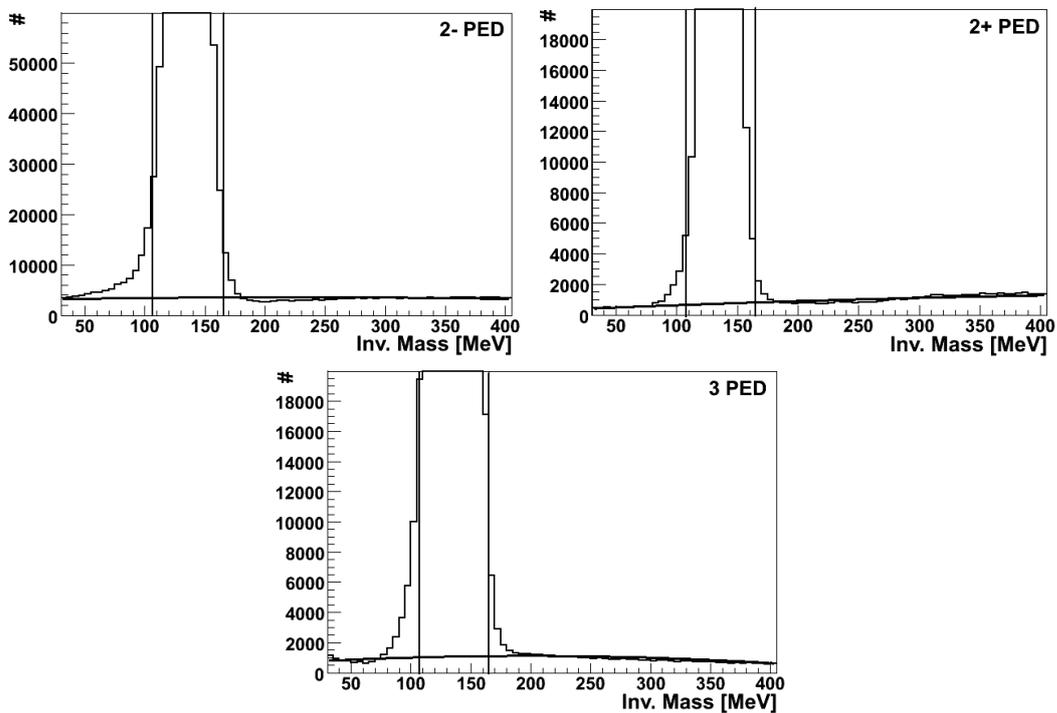


Abbildung 7.20: Untergrundfit für einen Untergrundabzug bei 2 und 3 PED Ereignissen zur Bestimmung der Anzahl an Ereignissen im Pionpeak nach allen kinematischen Schnitten.

7. Selektionskriterien

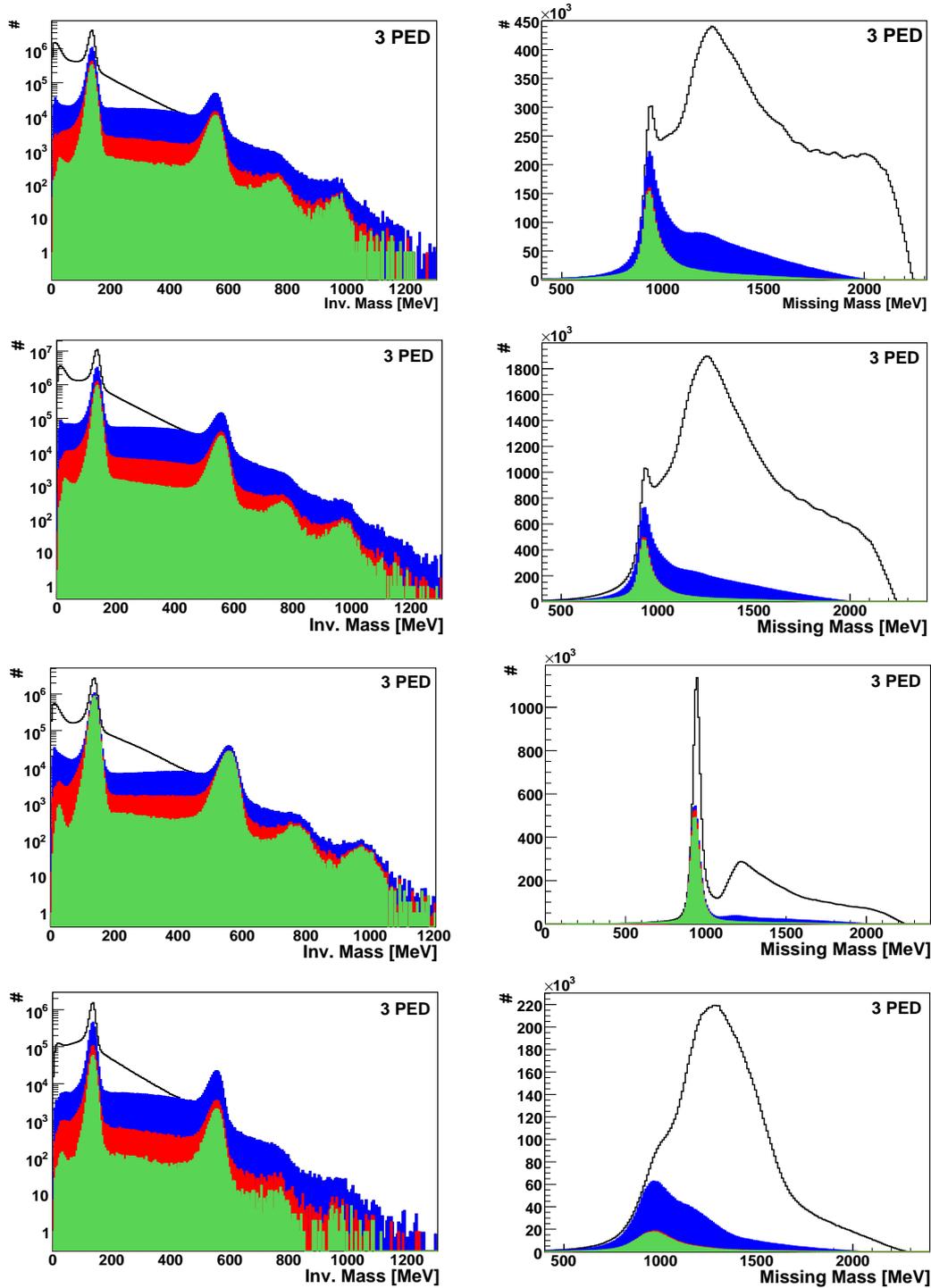


Abbildung 7.21: Vergleich der Spektren nach verschiedenen Schnitten für 3 PED Ereignisse. Links: Invariante Masse, Rechts: fehlende Masse der Reaktion, Zeile 1: Butanol Nov. 2007, 2: Butanol Nov. 2009, 3: Wasserstoffdaten, 4: Kohlenstoffdaten. Farbwahl: siehe Text.

7. Selektionskriterien

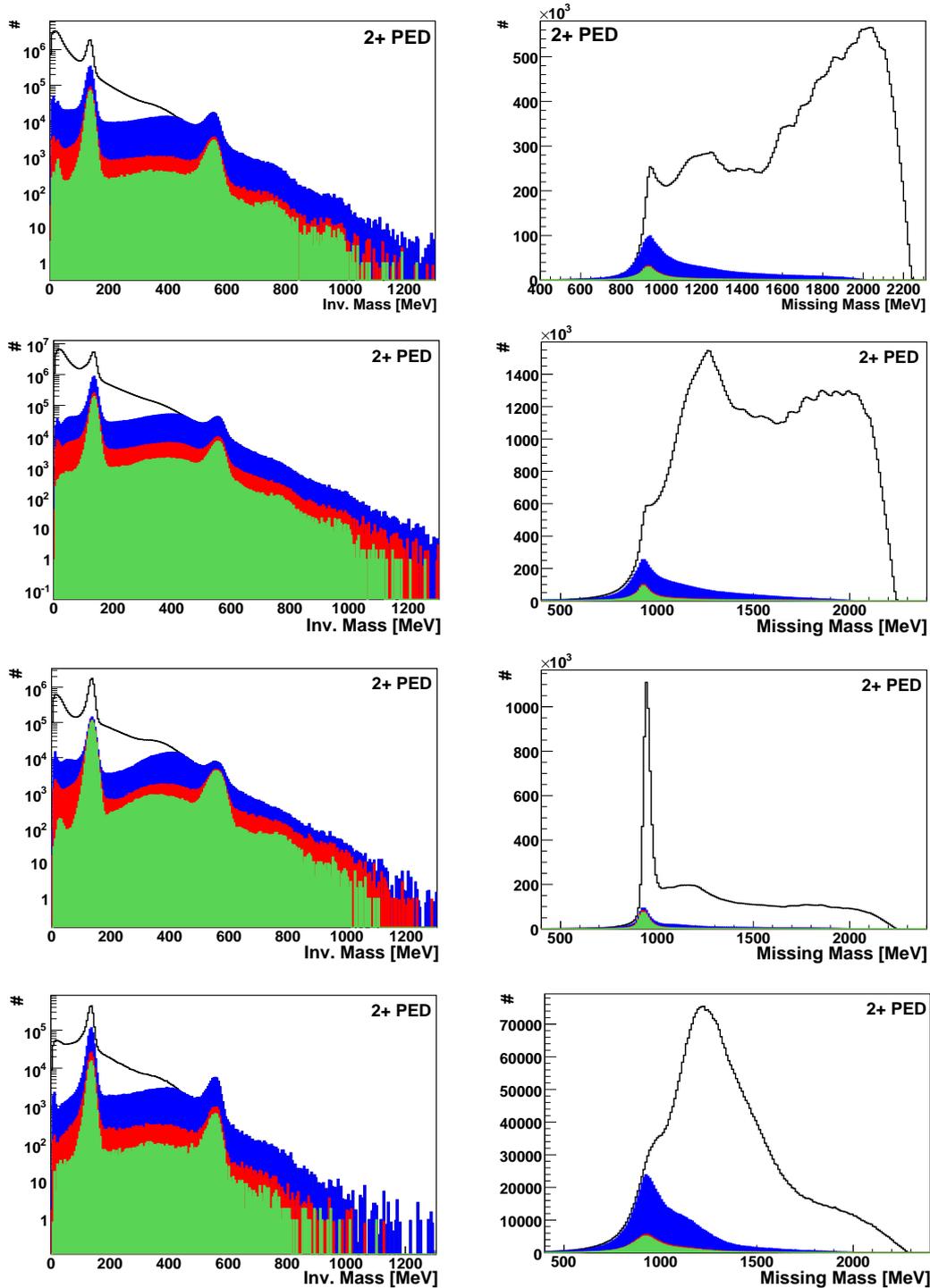


Abbildung 7.22: Vergleich der Spektren nach verschiedenen Schnitten für 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer. Links: Invariante Masse, Rechts: fehlende Masse der Reaktion, Zeile 1: Butanol Nov. 2007, 2: Butanol Nov. 2009, 3: Wasserstoffdaten, 4: Kohlenstoffdaten. Farbwahl: siehe Text.

7. Selektionskriterien

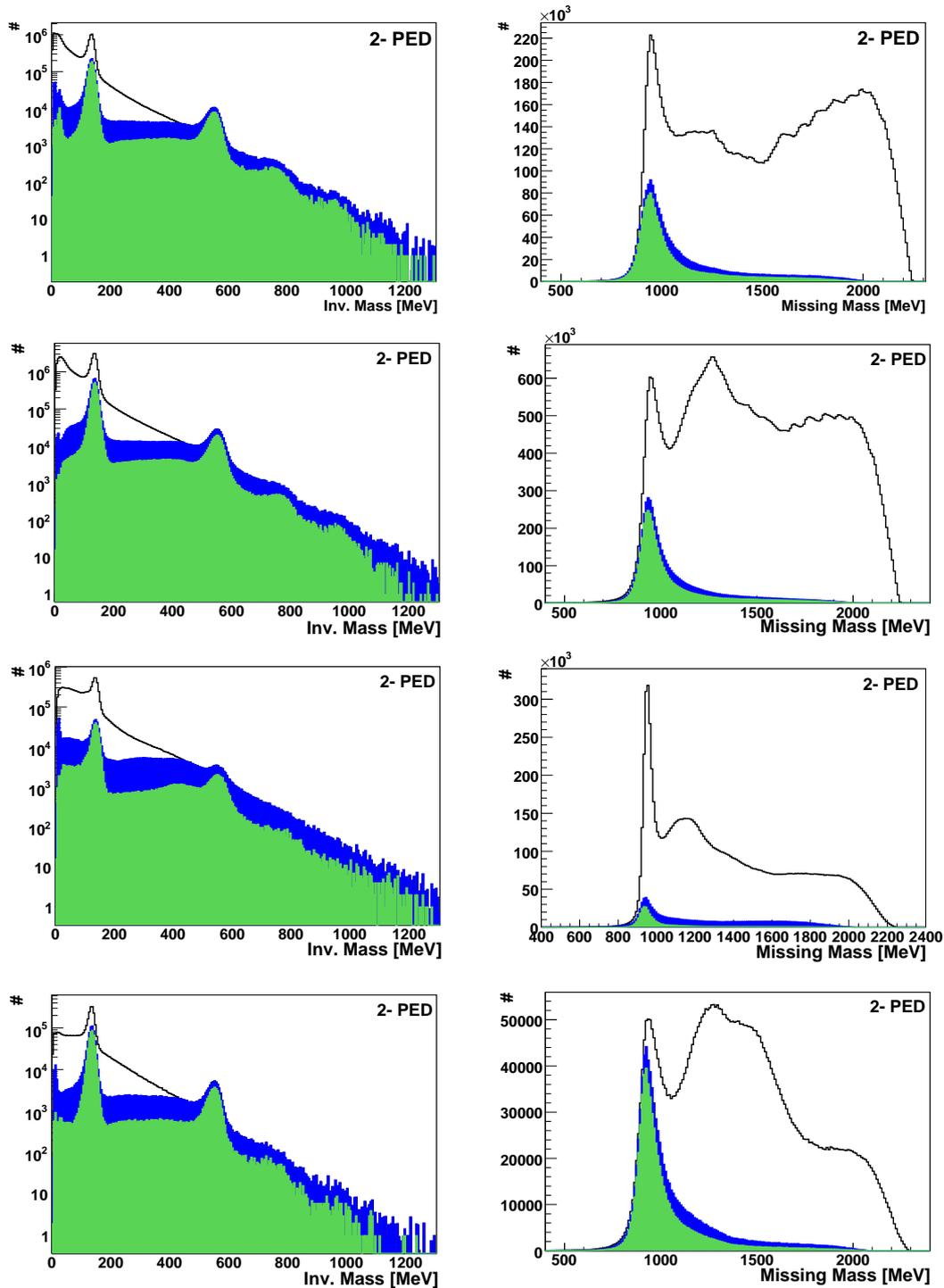


Abbildung 7.23: Vergleich der Spektren nach verschiedenen Schnitte für 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer. Links: Invariante Masse, Rechts: fehlende Masse der Reaktion, Zeile 1: Butanol Nov. 2007, 2: Butanol Nov. 2009, 3: Wasserstoffdaten, 4: Kohlenstoffdaten. Farbwahl: siehe Text.

7. Selektionskriterien

Strahlzeit	3 PED	2+ PED	2- PED	2+3 PED
Butanol, 2007	989900 (291/1)	188200 (99/1)	653400 (50/1)	1831500 (100/1)
Butanol, 2009	3835000 (295/1)	772400 (89/1)	2422600 (55/1)	7030000 (107/1)
Wasserstoff	358300 (717/1)	500000 (208/1)	196700 (12/1)	1055000 (56/1)
Kohlenstoff	229000 (208/1)	61580 (108/1)	394200 (64/1)	684780 (87/1)

Tabelle 7.3: Anzahl der Ereignisse der einzelnen Strahlzeiten und der verschiedenen Ereignisklassen. In Klammern ist jeweils das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis angegeben.

Nach all diesen Schnitten ist ein deutlicher Peak sowohl bei der Pionmasse, als auch im Missing-Mass-Spektrum auf einem sehr niedrigen Untergrundniveau, sowohl bei 2, als auch bei 3 PED Ereignissen, zu sehen. Auch der Peak bei der Masse des η ist nach allen Schnitten deutlich sichtbar.

Insgesamt erhält man damit nach allen kinematischen Schnitten und nach einem Zeituntergrundabzug im Spektrum der invarianten Masse im Bereich des Pions insgesamt 7030000 2 und 3 PED Ereignisse für die Strahlzeit im September/November 2009 und 1831500 2 und 3 PED Ereignisse für die Strahlzeit im November 2007 auf einem sehr niedrigen Untergrundniveau. Die Anzahl der Ereignisse und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für alle Strahlzeiten und alle Ereignisklassen sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Zur Bestimmung der Anzahl an Ereignissen im Peak der invarianten Masse wurde der Untergrund mit Hilfe eines Chebyshev-Polynoms 2. Grades angefitet. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.20 für die Strahlzeit 2009 zu sehen. Zusätzlich werden die Schnittgrenzen des Schnitts auf die Pionmasse angezeigt, da nur die Ereignisse in diesem Bereich gezählt wurden.

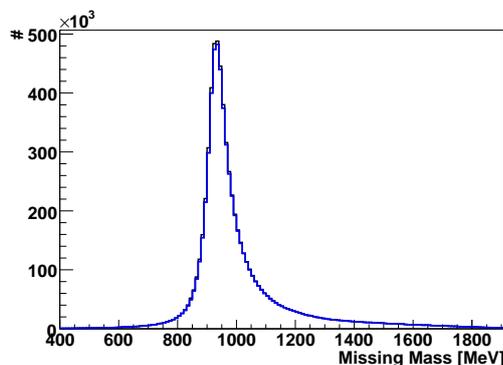
8 Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

Nachdem in den letzten Kapiteln die verschiedenen Rekonstruktions- und Selektionsschritte für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ausführlich beschrieben wurden, wird nun im Folgenden auf die einzelnen Schritte zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E für diese Reaktion eingegangen. Dazu wird zuerst die Zählratendifferenz aus paralleler und antiparalleler Spinstellung von einlaufendem Photon und Proton für das Missing-Mass-Spektrum und die Strahlenergie genauer betrachtet. Anschließend werden die zwei Möglichkeiten, mit denen diese Observable bestimmt werden kann, erläutert und die entsprechenden Ergebnisse gezeigt und miteinander verglichen. Soweit nicht anders vermerkt wurden alle Spektren mit der gesamten Statistik aus den Strahlzeiten 2007 und 2009 erstellt und enthalten 3 PED und 2 PED Ereignisse mit und ohne Geladenentreffer.

8.1 Zählratendifferenz

Um die Zählratendifferenz für das Missing-Mass-Spektrum zu erhalten, benötigt man die Missing-Mass-Spektren bei paralleler und antiparalleler Spinstellung von einlaufendem Photon und Proton. Wie in Kapitel 4.3 gezeigt, stehen am CBELSA/TAPS-Experiment Photonen und Protonen mit positiver und negativer Polarisation zur Verfügung. Demnach gibt es jeweils zwei Möglichkeiten für die parallele und die antiparallele Spinstellung:

- parallel:
pos. Targetpolarisation, pos. Strahlpolarisation
neg. Targetpolarisation, neg. Strahlpolarisation
- antiparallel:
pos. Targetpolarisation, neg. Strahlpolarisation
neg. Targetpolarisation, pos. Strahlpolarisation



Um Spektren mit paralleler und antiparalleler Spinstellung zu erhalten, werden die jeweils genannten Kombinationen aufaddiert. In der rechten Abbildung sieht man das Missing-Mass-Spektrum für parallele Spinstellung in schwarz und für antiparallele Spinstellung in blau ¹. Bildet man aus diesen Spektren die Differenz $N_{1/2} - N_{3/2}$, erhält man das in Abbildung 8.1 links oben gezeigte Ergebnis für das Missing-Mass-Spektrum und rechts oben

¹Die Missing-Mass-Spektren für die einzelnen Kombinationen sind für beide Butanol-Strahlzeiten in Anhang G zu finden. Ebenso sind dort die in diesem Abschnitt gezeigten Spektren zur Zählratendifferenz für die einzelnen Strahlzeiten gezeigt.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

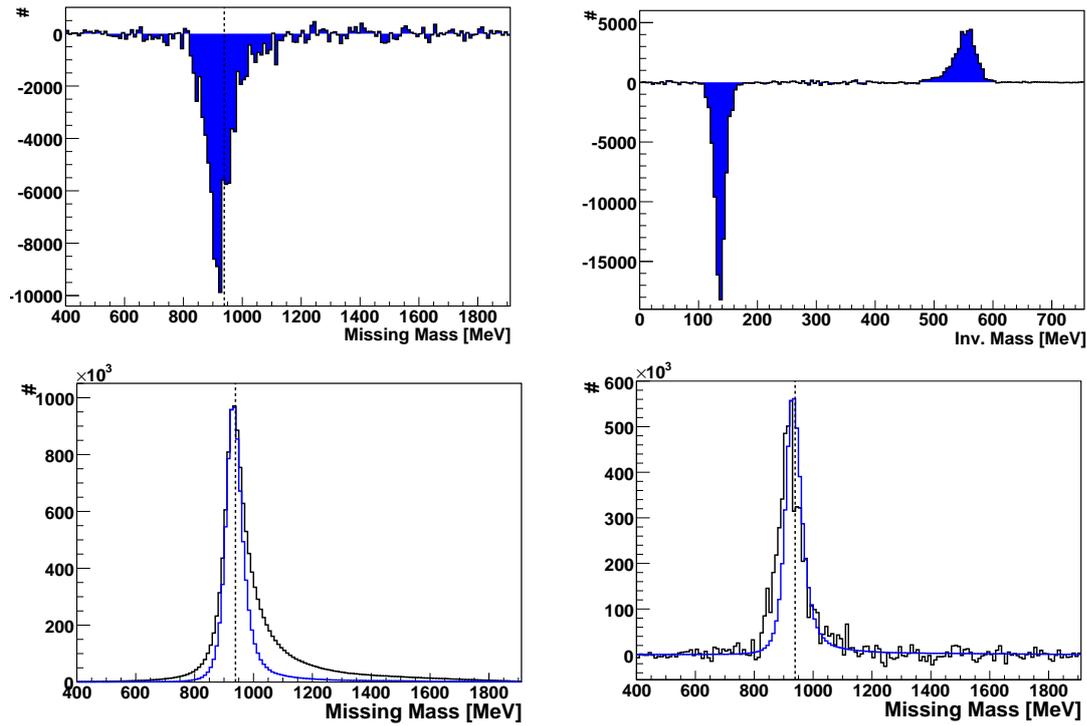


Abbildung 8.1: Links oben: Zählratendifferenz des Missing-Mass-Spektrums für alle selektierten $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ -Ereignisse. Rechts oben: Zählratendifferenz der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse. Links unten: Vergleich des Missing-Mass-Spektrums am Butanoltarget (schwarz) mit dem Spektrum am Wasserstofftarget (blau). Rechts unten: Vergleich der Zählratendifferenz des Missing-Mass-Spektrums mit dem Missing-Mass-Spektrum am Wasserstofftarget.

für das Spektrum der invarianten Masse. Man erkennt in beiden Spektren nahezu untergrundfreie Peaks bei der Protonen-, der π^0 - und der η -Masse. Vergleicht man den Verlauf der Zählratendifferenz in der Abbildung links oben mit dem Verlauf der Missing-Mass-Spektren am Butanoltarget, sieht man, dass der Peak der Zählratendifferenz schmäler ist. Grund hierfür ist die erhöhte Anzahl an Untergrundereignissen am Butanol, da neben den Reaktionen am Wasserstoff auch Reaktionen am unpolarisierten Kohlenstoff und Sauerstoff stattfinden. Solche Untergrundereignisse verschwinden, da sie gemäß

$$(N_{1/2} + \frac{1}{2}N_U) - (N_{3/2} + \frac{1}{2}N_U) = N_{1/2} - N_{3/2} \quad (8.1)$$

zu gleichen Teilen in beiden Termen der Differenz enthalten sind, so dass nur Ereignisse am polarisierten Proton des Wasserstoffatoms übrig bleiben. Die Form dieser Zählratendifferenz sollte also der Form des Missing-Mass-Spektrums am Wasserstofftarget entsprechen. Um dies zu überprüfen, ist in Abbildung 8.1 links unten zunächst das Missing-Mass-Spektrum am Wasserstofftarget und am Butanoltarget zu sehen. Um die beiden Spektren besser vergleichen zu können, wurde das Wasserstoffspektrum auf die gleiche Peakhöhe skaliert wie das Butanolspektrum. Man erkennt, dass der Peak am Wasserstofftarget schmäler und symmetrischer als der am Butanoltarget ist.

Um die Ähnlichkeit des Missing-Mass-Spektrums am Wasserstofftarget und der Zählratendifferenz am Butanoltarget erkennen zu können, wurden sie in Abbildung 8.1 rechts

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

unten zusammen in ein Histogramm eingetragen. Zur besseren Vergleichsmöglichkeit wurde hier die umgekehrte Zählratendifferenz $N_{3/2} - N_{1/2}$ gebildet und auf die Höhe des Missing-Mass-Peaks am Wasserstofftarget skaliert. Man erkennt, dass die Form der Peaks wie erwartet vergleichbar ist. Es handelt sich demnach in der Zählratendifferenz um Ereignisse an polarisierten Protonen.

Vergleicht man in Abbildung 8.1 rechts unten die Protonenmasse, welche durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet ist, mit der Peakposition, stellt man fest, dass sie nicht exakt bei der richtigen Protonenmasse liegt. Grund hierfür ist die Energiebestimmung der einlaufenden Photonen, deren Energie zur Berechnung der Protonenmasse notwendig ist. Wie bereits in Kapitel 5.3 beschrieben, wird zur Bestimmung der Photonenergie aus der Position des Szintillatortreffers der Photonenmarkierungsanlage ein Polynom benötigt. Zum Ende dieser Arbeit wurde festgestellt, dass ein leicht modifiziertes Polynom die zur Eichung der Photonenmarkierungsanlage genommenen Datenpunkte besser beschreibt [Sch12]. Der genannte Effekt liegt innerhalb des in [FP08] angegebenen systematischen Fehlers für die Energiebestimmung. Derzeit wird ein verbessertes Polynom erstellt, um diese Energieverschiebung zu beheben, wodurch ebenfalls der systematische Fehler der Photonenergiebestimmung reduziert werden kann.

Trägt man die polarisationsgewichtete Strahlphotonenenergie für die parallele und die antiparallele Spinstellung auf, erhält man die in Abbildung 8.2 oben links dargestellten Verläufe. Rechts sieht man die Absolutwerte der Polarisationsfaktoren $P_\gamma \cdot P_T$, mit denen die Spektren links gewichtet wurden. Hierbei ist P_γ der Strahlpolarisationsgrad und P_T der Targetpolarisationsgrad. Man sieht, dass die Polarisationsfaktoren für parallele und antiparallele Spinstellung identisch sind. Unterschiede in diesen Verläufen würden zu verfälschten Ergebnissen in der Zählratendifferenz führen. Dies wird in Kapitel 8.6 ausführlich untersucht.

Trägt man die Zählratendifferenz $N_{1/2} - N_{3/2}$ und die mit $1/P_\gamma P_T$ gewichtete Zählratendifferenz $\tilde{N}_{1/2} - \tilde{N}_{3/2}$ für die Strahlphotonenenergie auf, erhält man die in Abbildung 8.2 unten dargestellten Verläufe. Das polarisationsgewichtete Spektrum wird zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E benötigt, wie im nächsten Kapitel erläutert wird. Vergleicht man die Zählratendifferenz mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ in Abbildung 2.1, stellt man fest, dass in beiden Spektren Resonanzstrukturen erkennbar sind, sie jedoch in der Zählratendifferenz deutlich stärker ausgeprägt sind und eine andere Form aufweisen.

Bei etwa 700 MeV ist ein positiver Peak zu erkennen. Dies entspricht dem 2. Resonanzbereich im unpolarisierten totalen Wirkungsquerschnitt. In diesem Bereich dominiert nach [B⁺05] die Nukleonresonanz $S_{11}(1535)$, wodurch ein $\sigma_{1/2}$ dominierter Verlauf resultiert. Anschließend folgt ein negativer Peak bei etwa 1000 MeV, der mit dem 3. Resonanzbereich in Verbindung gebracht werden kann. Hier tragen dominant die $D_{33}(1700)$ - und die $F_{15}(1680)$ -Resonanz bei. Bei 1200 MeV folgt ein weiterer negativer Peak, dessen Verlauf bei 2400 MeV gegen Null geht. Hier dominiert die Δ -Resonanz $F_{37}(1950)$ den Verlauf.

In Abbildung 8.2 in klein neben den Daten sind die Vorhersagen für $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ von drei verschiedenen Partialwellenanalysen dargestellt: der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse, der MAID- und der SAID-Analyse. Ein direkter Vergleich der Daten mit den Analysen ist an dieser Stelle nicht möglich, da dazu eine genaue Bestimmung der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte notwendig ist. In Kapitel 9.2 wird gezeigt, dass die Differenz der Wirkungsquerschnitte mit paralleler und antiparalleler Spinstellung auch aus dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und der Doppelpolarisationsobservable E bestimmt werden

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

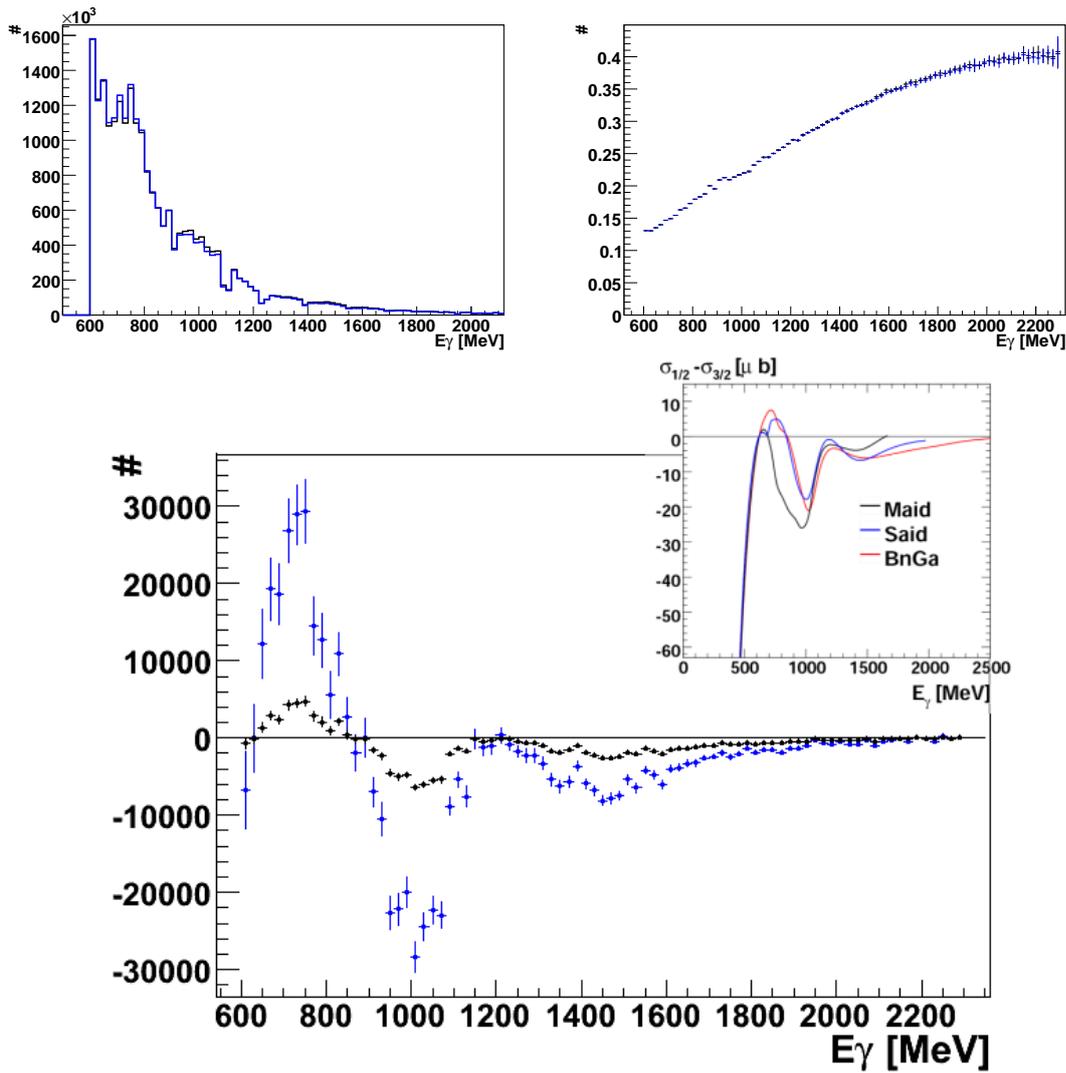


Abbildung 8.2: Oben links: Photonenenergie bei paralleler (schwarz) und antiparalleler (blau) Spinstellung von Proton und Photon, oben rechts: Polarisationswerte $P_\gamma \cdot P_T$ für parallele (schwarz) und antiparallele (blau) Spinstellung. Unten: Zählratendifferenz $N_{1/2} - N_{3/2}$ (schwarz) und polarisationsgewichtete Zählratendifferenz $\tilde{N}_{1/2} - \tilde{N}_{3/2}$ (blau) für die Strahlphotonenenergie für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$. Zusätzlich sind die Vorhersagen von MAID [DKT07], SAID [WBPS12] und der Bonn-Gatchina-PWA [A⁺12] oben rechts dargestellt.

kann. Man kann jedoch bereits hier den Verlauf der Daten mit der Vorhersage vergleichen. Dabei erkennt man, dass die verschiedenen Analysen die Daten an unterschiedlichen Stellen unterschiedlich gut beschreiben. Der Verlauf um 700 MeV wird beispielsweise von der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse gut beschrieben, während der Bereich um 1200 MeV mehr Ähnlichkeit zu SAID aufweist. Demnach ist zu erwarten, dass mit der Bestimmung der Polarisationsobservablen E im nächsten Schritt neue Informationen für die verschiedenen Analysen zur Verfügung stehen werden.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

Die Doppelpolarisationsobservable E kann auf zwei verschiedene Arten bestimmt werden. Beide Methoden werden im Folgenden vorgestellt.

8.2 Bestimmung von E über den Dilution-Faktor

Butanol hat die Summenformel C_4H_9OH , d.h. es besteht nicht nur aus polarisiertem Wasserstoff, sondern auch aus unpolarisiertem Kohlenstoff und Sauerstoff. In Abbildung 8.3 ist der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt pro Nukleon für verschiedene Elemente aufgetragen [Mac97], links für $A > 4$, rechts für $A \leq 4$. Man erkennt, dass sie in der

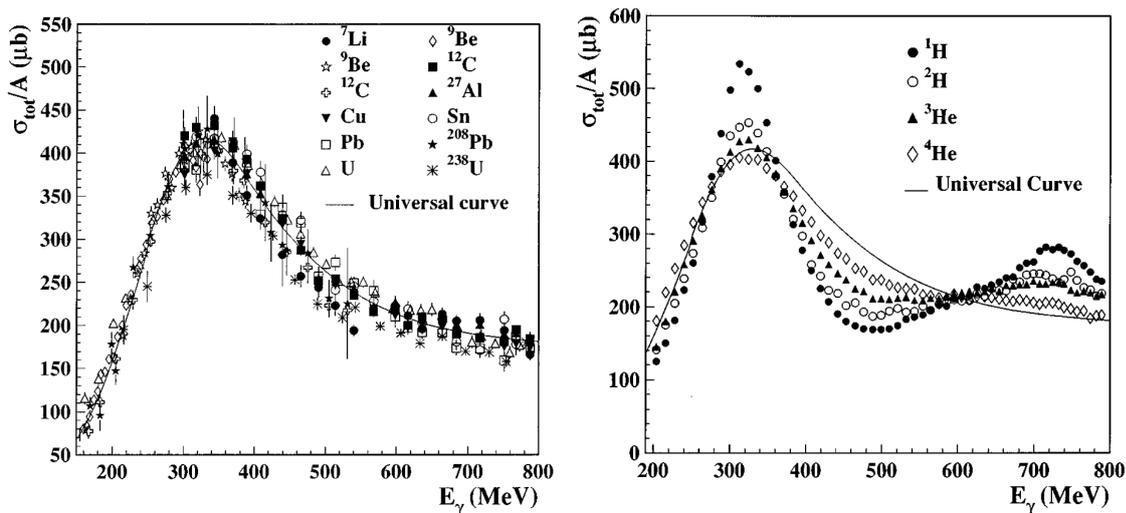


Abbildung 8.3: Totaler Photoabsorptionswirkungsquerschnitt pro Nukleon für verschiedene Elemente im Energiebereich von 200 bis 800 MeV, links für Elemente mit $A > 4$, rechts für $A \leq 4$ [Mac97].

Abbildung links alle den gleichen Verlauf aufweisen, welcher als durchgezogene Linie eingezeichnet ist. Demnach kann man für den unpolarisierten Untergrund von Kohlenstoff und Sauerstoff in diesem Zusammenhang den gleichen Verlauf annehmen. Das Butanoltarget ist im Dilution-Betrieb zusätzlich von ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ umgeben. Man sieht in der rechten Abbildung, dass auch der Wirkungsquerschnitt von ${}^4\text{He}$ grob noch dem allgemeinen Verlauf folgt. Der Wirkungsquerschnitt von ${}^3\text{He}$ nähert sich jedoch mehr dem Verlauf von Wasserstoff und Deuterium. Unter der Annahme, dass die Grenzschicht zwischen ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ außerhalb des Strahls liegt, ist die Menge an Untergrundereignissen am ${}^3\text{He}$ im Vergleich zur Menge an ${}^4\text{He}$, Kohlenstoff und Sauerstoff vernachlässigbar und es ist ausreichend, dass zur Beschreibung dieses Untergrunds zusätzliche Daten an einem Kohlenstofftarget genommen wurden, um den gesamten Untergrund aus Kohlenstoff, Sauerstoff und Helium zu beschreiben. Im Folgenden wird daher nur noch von Kohlenstoffuntergrund gesprochen. Damit gilt

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_H}(\theta) &= \frac{d\sigma}{d\Omega_H}(\theta) \cdot [1 - P_T P_\gamma E(\theta)], \\ \frac{d\sigma}{d\Omega_C}(\theta) &= \frac{d\sigma}{d\Omega_C}(\theta). \end{aligned} \quad (8.2)$$

Hierbei sind P_T und P_γ die Target- bzw. Strahlpolarisation. Da die Nukleonen im Kohlenstoff unpolarisiert sind, wird hier der Term, der die Doppelpolarisationsobservable E

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

enthält, Null. Damit ergibt sich für das Butanoltarget:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{1/2}}{d\Omega_B}(\theta) &= \frac{d\sigma}{d\Omega_H}(\theta) \cdot [1 + P_T P_\gamma E(\theta)] + \frac{d\sigma}{d\Omega_C}(\theta), \\ \frac{d\sigma^{3/2}}{d\Omega_B}(\theta) &= \frac{d\sigma}{d\Omega_H}(\theta) \cdot [1 - P_T P_\gamma E(\theta)] + \frac{d\sigma}{d\Omega_C}(\theta).\end{aligned}\quad (8.3)$$

Hierbei sind $\frac{d\sigma^{1/2}}{d\Omega_B}$ und $\frac{d\sigma^{3/2}}{d\Omega_B}$ die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei antiparalleler und paralleler Spinstellung von einlaufendem Photon und Proton. Bildet man hieraus jeweils die Differenz und die Summe, erhält man für die Doppelpolarisationsobservable E

$$E = \frac{\frac{d\sigma^{1/2}}{d\Omega_B} - \frac{d\sigma^{3/2}}{d\Omega_B}}{\frac{d\sigma^{1/2}}{d\Omega_B} + \frac{d\sigma^{3/2}}{d\Omega_B}} \cdot \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_H} + \frac{d\sigma}{d\Omega_C}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_H}} \cdot \frac{1}{P_T P_\gamma}.\quad (8.4)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist definiert als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{A} \frac{1}{n_\gamma n_T} \frac{1}{\Delta\Omega} \frac{1}{\Gamma}.\quad (8.5)$$

Hierbei ist N die Anzahl der registrierten Ereignisse, A die Akzeptanz, n_γ der Photonenfluss, n_T die Targetflächendichte, $\Delta\Omega$ das Raumwinkelelement $\Delta\Omega = 2\pi\Delta \cos(\theta_{cms})$ und Γ das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des Pions in zwei Photonen. Die Akzeptanz liefert die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein erzeugtes Ereignis auch detektiert und rekonstruiert wird. Ihre Bestimmung und die resultierenden Spektren werden in Kapitel 8.4.2 gezeigt. Der Photonenfluss liefert die Anzahl an Photonen, die am Target eine Reaktion auslösen. Seine Bestimmung und die entsprechenden Spektren sind in Kapitel 8.4.3 zu finden.

Setzt man Formel 8.5 in Formel 8.4 ein, kürzen sich zunächst $\Delta\Omega$ und Γ heraus und man erhält

$$E = \frac{\frac{N_B^{1/2}}{A_B n_\gamma^{1/2} n_T^B} - \frac{N_B^{3/2}}{A_B n_\gamma^{3/2} n_T^B}}{\frac{N_B^{1/2}}{A_B n_\gamma^{1/2} n_T^B} + \frac{N_B^{3/2}}{A_B n_\gamma^{3/2} n_T^B}} \cdot \frac{\frac{N_H}{A_H n_\gamma^H n_T^H} + \frac{N_C}{A_C n_\gamma^C n_T^C}}{\frac{N_H}{A_H n_\gamma^H n_T^H}} \cdot \frac{1}{P_T P_\gamma}.\quad (8.6)$$

Hier kürzen sich im ersten Term A_B und n_T^B heraus. Unter der Annahme, dass $n_\gamma^{1/2} + n_\gamma^{3/2} = n_\gamma^B$ und $n_\gamma^{1/2} = n_\gamma^{3/2} = \frac{1}{2}n_\gamma^B$ ist, erhält man

$$E = \frac{N_{1/2} - N_{3/2}}{N_{1/2} + N_{3/2}} \cdot \frac{\frac{H}{A_H} N_H + \frac{C}{A_C} N_C}{\frac{H}{A_H} N_H} \cdot \frac{1}{P_T P_\gamma} = \frac{N_{1/2} - N_{3/2}}{N_{1/2} + N_{3/2}} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{P_T P_\gamma}.\quad (8.7)$$

Hierbei sind $H = (n_\gamma^H n_T^H)^{-1}$ und $C = (n_\gamma^C n_T^C)^{-1}$ zwei Skalierungsfaktoren, die sämtliche Unterschiede in den Flüssen und Targetflächendichten der Strahlzeiten mit den verschiedenen Targets enthalten, d ist der Dilution-Faktor. Die Akzeptanz ist $\cos\theta$ -abhängig und wird in diesen Korrekturfaktoren nicht berücksichtigt. Unter der Annahme, dass die Akzeptanzen an den verschiedenen Targets vergleichbar sind und keinen großen Einfluss auf den Dilution-Faktor haben, können sie vernachlässigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit stellte sich jedoch heraus, dass diese Annahme nur bedingt gültig ist, da auch der Targetaufbau mit seinem umgebenden Material einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

die Akzeptanz hat. Aus diesem Grund wurde zum Ende dieser Arbeit eine weitere Kohlenstoffmessung mit gleichem Targetaufbau wie bei den Butanoldaten durchgeführt, so dass der Dilution-Faktor über Datensätze mit gleicher Akzeptanz bestimmt werden konnte.

Um E auf diese Weise zu bestimmen, benötigt man demnach die Zählraten an den verschiedenen Targets, die Polarisationswerte und den Dilution-Faktor d , also das Verhältnis von Ereignissen am Wasserstoff zur Gesamtzahl der Ereignisse am Butanol, skaliert mit den entsprechenden Skalierungsfaktoren H und C der verschiedenen Targets. Die Bestimmung der Polarisationswerte wurde bereits in Kapitel 4.3 vorgestellt. Im Folgenden wird zunächst die Bestimmung des Dilution-Faktors beschrieben, bevor die verschiedenen Schritte zur Extraktion von E vorgestellt werden.

8.2.1 Bestimmung des Dilution-Faktors

In Kapitel 3 wurde bereits ein Dilution-Faktor für das Butanoltarget von $f = \frac{10}{74} = 0,135$ angegeben. Da jedoch aufgrund der zur Selektion der betrachteten Reaktion angewandten Schnitte viele unerwünschte Ereignisse verworfen werden, wird ein Großteil des unpolarisierbaren Untergrunds weggeschnitten, so dass das Verhältnis von polarisierten zu unpolarisierten Ereignissen deutlich größer wird, wodurch sich der Dilution-Faktor vergrößert. Aus diesem Grund wird für die betrachtete Reaktion nach allen Schnitten ein effektiver energie- und winkelabhängiger Dilution-Faktor für die Reaktion bestimmt. Er ist definiert als

$$d = \frac{HN_H}{HN_H + CN_C} = \frac{HN_H}{N_B} = \frac{N_B - CN_C}{N_B}, \quad (8.8)$$

wobei $N_{C,H,B}$ die Zählraten an den verschiedenen Targets sind.

Unter der Annahme, dass man Sauerstoff und Kohlenstoff gleich behandeln kann, sollte demnach die Summe aus Wasserstoff- und Kohlenstoffdaten, skaliert mit dem entsprechenden Faktor, die Butanoldaten beschreiben. Eine Methode, um die verschiedenen Skalierungsfaktoren zu bestimmen, ist die Skalierung des Missing-Mass-Spektrums aus den Kohlenstoff- und Wasserstoffdaten. Sie erfolgt mit Hilfe der Fitfunktion

$$F = H \cdot N_H + C \cdot N_C. \quad (8.9)$$

Dabei liefern die beiden Parameter H und C den Skalierungsfaktor für die Wasserstoff- und die Kohlenstoffdaten.

Es werden also zusätzliche Daten an einem Kohlenstoff- und einem Wasserstofftarget benötigt. Dazu wurden, wie bereits beschrieben, in drei Strahlzeiten Daten genommen. Im November 2008 wurden Daten an einem Wasserstofftarget bei $E_\gamma = 2,4 \text{ GeV}$ genommen. Bei der Messung im Januar 2009 wurde ein Kohlenstofftarget verwendet, welches keine Halterung benötigte. Die Daten wurden bei einer Strahlenergie von $E_\gamma = 3,2 \text{ GeV}$ genommen. Im November 2011 wurde ein Kohlenstofftarget in den Kryostaten des Butanoltargets eingebaut und Daten bei einer Strahlenergie von $E_\gamma = 2,4 \text{ GeV}$ genommen. Beide Datensätze wurden zur Bestimmung des Dilution-Faktors untersucht und die Ergebnisse werden im Folgenden beschrieben.

8.2.2 Dilution-Faktor mit den Kohlenstoffdaten vom Januar 2009

Die Skalierungsfaktoren werden mit der oben genannten Fitfunktion anhand des Missing-Mass-Spektrums, welches man unter Verwendung der verschiedenen Targets erhält, be-

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

stimmt. Das Ergebnis einer solchen Skalierung ist in Abbildung 8.4 oben für eine Strahlphotonenenergie von 690–720 MeV und 1110–1140 MeV für 2 und 3 PED Ereignisse zu sehen. Dabei wurden für den Kohlenstoffanteil die Daten aus der Strahlzeit im Januar 2009 verwendet². Man erkennt, dass die Höhe und die Form des Summenpeaks mit dem Peak am Butanoltarget vergleichbar ist. Vor allem bei niedrigen Energien treten jedoch Unterschiede auf, so dass das Spektrum am Butanoltarget unter Verwendung der Strahlzeit im Januar 2009 nicht vollständig beschrieben werden kann.

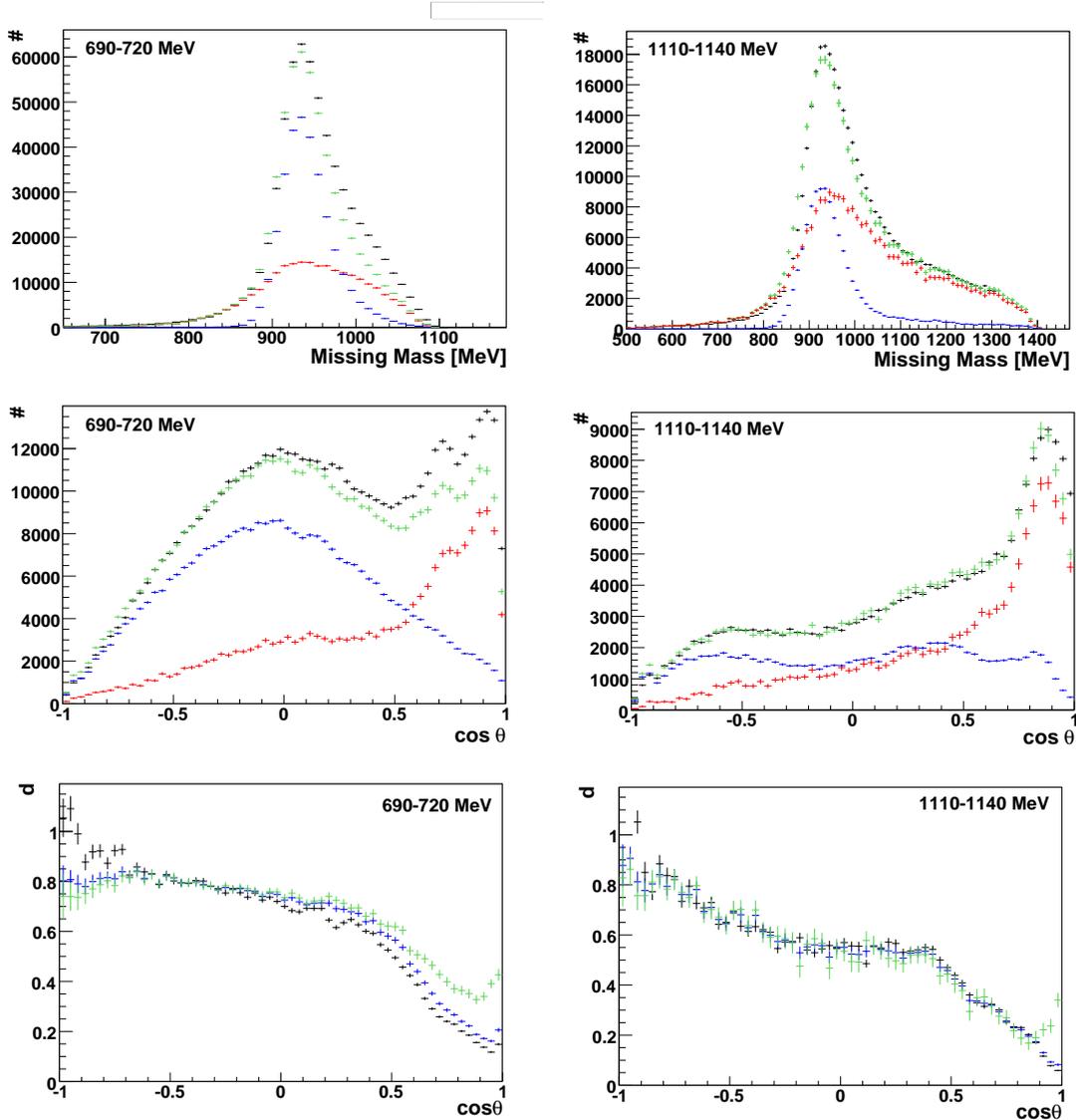


Abbildung 8.4: Oben: Missing-Mass-Spektren zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren bei $E_\gamma = 690 - 720$ MeV und $E_\gamma = 1110 - 1140$ MeV für 2 und 3 PED Ereignisse. Schwarz: Butanol, blau: Wasserstoff, rot: Kohlenstoff aus der Strahlzeit im Januar 2009, grün: Summe aus Kohlenstoff und Wasserstoff. Mitte: skalierte $\cos \theta$ -Spektren an den verschiedenen Targets. Unten: Dilution-Faktor. Schwarz: $d = \frac{HN_H}{N_B}$, blau: $d = \frac{HN_H}{HN_H + CN_C}$, grün: $d = \frac{N_B - CN_C}{N_B}$.

²Für alle betrachteten Energiebins sind die entsprechenden Spektren in Anhang I.1 zu finden.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

Da die Doppelpolarisationsobservable E als Funktion von $\cos\theta_{\pi^0}$ im Schwerpunktsystem bestimmt wird, wird der Dilution-Faktor ebenfalls $\cos\theta$ -abhängig bestimmt. Dazu werden die aus dem Missing-Mass-Spektrum erhaltenen Skalierungsfaktoren auf die $\cos\theta_{\pi^0}$ -Spektren der verschiedenen Datensätze angewandt. Für diese wurde im Gegensatz zu den Spektren zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren ein zusätzlicher Schnitt auf die Protonenmasse durchgeführt. Er entspricht den im letzten Kapitel angegebenen Schnittgrenzen. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.4 in der Mitte dargestellt. Auch hier wird bei der niedrigen Energie die Form des Butanolspektrums von der Summe aus Kohlenstoff und Wasserstoff nicht vollständig beschrieben, während bei der höheren Energie das Summenspektrum und das Butanolspektrum gut übereinander liegen.

Mit Formel 8.8 lässt sich der effektive Dilution-Faktor auf drei Arten bestimmen. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.4 unten zu sehen. Wie erwartet, ist der effektive Dilution-Faktor für diese Energiebins nicht konstant und über den gesamten Winkelbereich größer als $f = \frac{10}{74} = 0,135$. Die Verläufe der Methoden für den Dilution-Faktor sollten das gleiche Ergebnis liefern. Man sieht, dass dies für das höhere Energiebin innerhalb der Fehler in den meisten $\cos\theta$ -Bins der Fall ist, jedoch treten vor allem bei dem niedrigeren Energiebin unter Verwendung der Kohlenstoffdaten aus der Strahlzeit im Januar 2009 Abweichungen zwischen den Methoden auf.

Um den Dilution-Faktor zu bestimmen, werden verschiedene Strahlzeiten an verschiedenen Targets verwendet, die jeweils unterschiedliche Targetinfrastrukturen und unterschiedliche Targetgrößen aufweisen. Außerdem wurden die Kohlenstoffdaten im Januar 2009 bei einer Elektronenstrahlenergie von 3,2 GeV aufgenommen, während sowohl die Wasserstoff- als auch die Butanoldaten bei einer Elektronenstrahlenergie von 2,4 GeV aufgenommen wurden. Es wurde festgestellt, dass es bei gleichem Status der Kalibration und gleicher Analyse eine Photonenenergieverschiebung zwischen den Datensätzen mit unterschiedlicher Elektronenstrahlenergie gibt. Bisher wurde für alle Strahlzeiten bei der Energiemarkierung der Photonen das gleiche Polynom verwendet, wie es in Kapitel 5.3 beschrieben wurde. Es stellte sich am Ende dieser Doktorarbeit jedoch heraus, dass das Polynom bei einer Elektronenstrahlenergie von 3,2 GeV leicht anders aussehen muss, da bei diesen Energien und den dafür benötigten Einstellungen am Magneten der Photonenmarkierungsanlage der Magnet bereits in Sättigung geht und daher kein linearer Verlauf mehr für den Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Strahlenergie angenommen werden kann [Sch12].

8.2.3 Dilution-Faktor mit den Kohlenstoffdaten vom November 2011

Um die genannten Effekte und die daraus resultierenden Auswirkungen auf die Bestimmung des Dilution-Faktors zu eliminieren, wurde im November 2011 eine weitere Kohlenstoffmessung durchgeführt. Das dabei verwendete Target besitzt nahezu die gleiche Targetflächenbelegung wie der Kohlenstoffanteil im Butanol. Um Effekte durch unterschiedliche das Target umgebende Materialmengen zu reduzieren, wurde ein Kohlenstofftarget gefertigt, welches in den Kryostaten des Butanoltargets passt. Außerdem wurden Daten bei einer Elektronenstrahlenergie von 2,4 GeV genommen, um mögliche Unsicherheiten durch die Verwendung unterschiedlicher Polynome bei der Energiebestimmung der Strahlphotonen zu eliminieren. Das Ergebnis der Spektren mit diesen neuen Kohlenstoffdaten ist für $E_\gamma = 690 - 720$ MeV und $E_\gamma = 1110 - 1140$ MeV in Abbildung 8.5 zu sehen³. Mit den neuen Kohlenstoffdaten werden die Butanolspektren, sowohl im Missing-Mass-Spektrum als

³Die Spektren für die anderen betrachteten Energiebins befinden sich in Anhang I.2.1.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

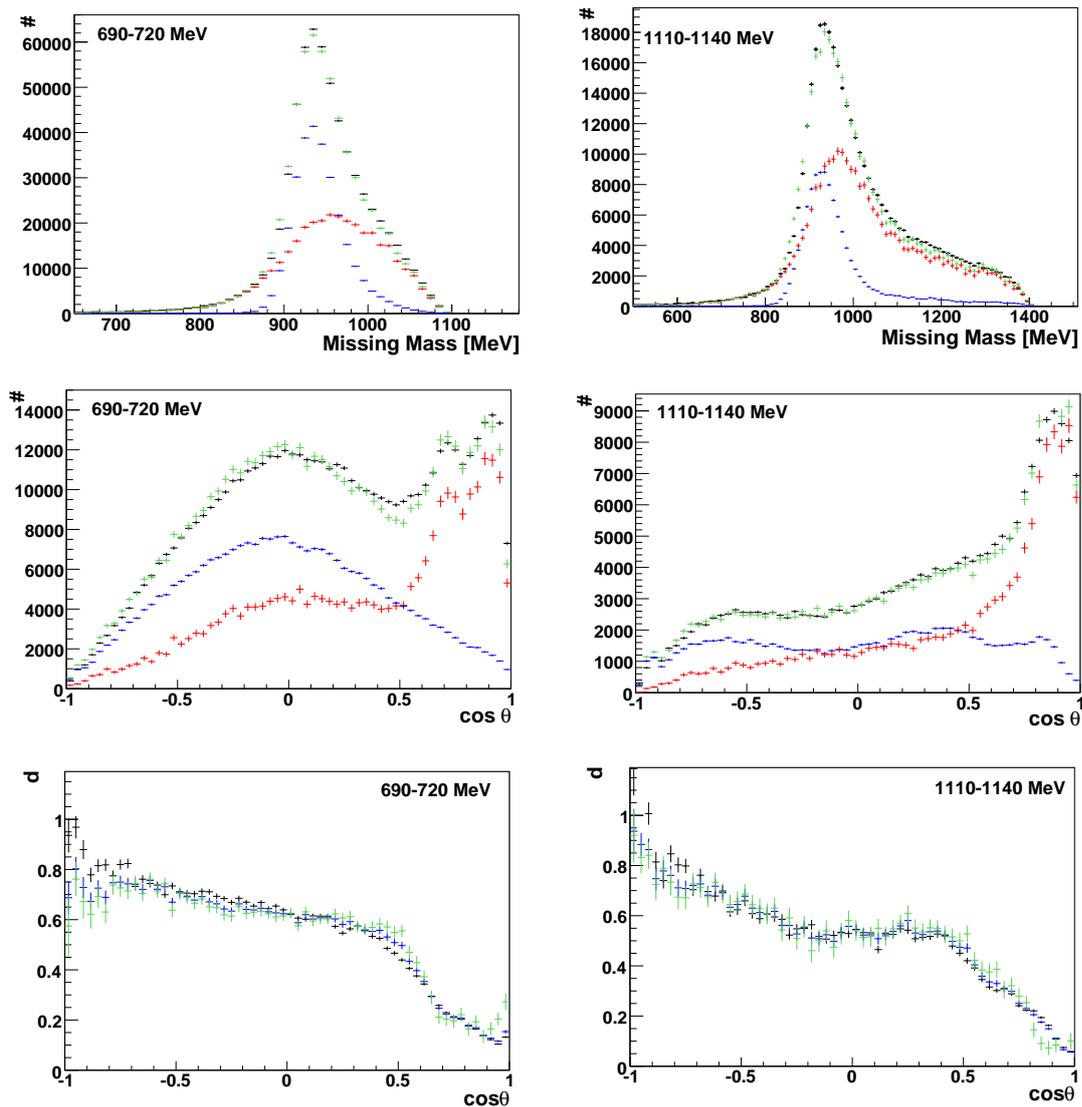


Abbildung 8.5: Oben: Missing-Mass-Spektren zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren bei $E_\gamma = 690\text{--}720$ MeV und $E_\gamma = 1110\text{--}1140$ MeV für 2 und 3 PED Ereignisse unter Verwendung der Kohlenstoffdaten aus 2011. Mitte: skalierte $\cos\theta$ -Spektren an den verschiedenen Targets. Unten: Dilution-Faktor. Farbwahl wie in Abbildung 8.4.

auch im $\cos\theta$ -Spektrum, deutlich besser beschrieben. Auch bei niedrigen Energien stimmen jetzt die Dilution-Faktoren aus den 3 Methoden besser überein.

Im $\cos\theta$ -Spektrum bei der niedrigen Energie sieht man bei $\cos\theta = 0,4$ eine Abweichung des Summenspektrums vom Butanolspektrum. Dies rührt von der immer noch unterschiedlichen Targetinfrastruktur des Wasserstofftargets her.

Eine weitere Methode, den Dilution-Faktor zu erhalten, ist die Verwendung des Koplanaritätsspektrums für die Bestimmung der Skalierungsfaktoren anstelle des Missing-Mass-Spektrums. Hierbei können jedoch zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren nur die 3 PED und die 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer verwendet werden, da für die 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer kein Proton zur Verfügung steht, um die Koplanarität zu

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

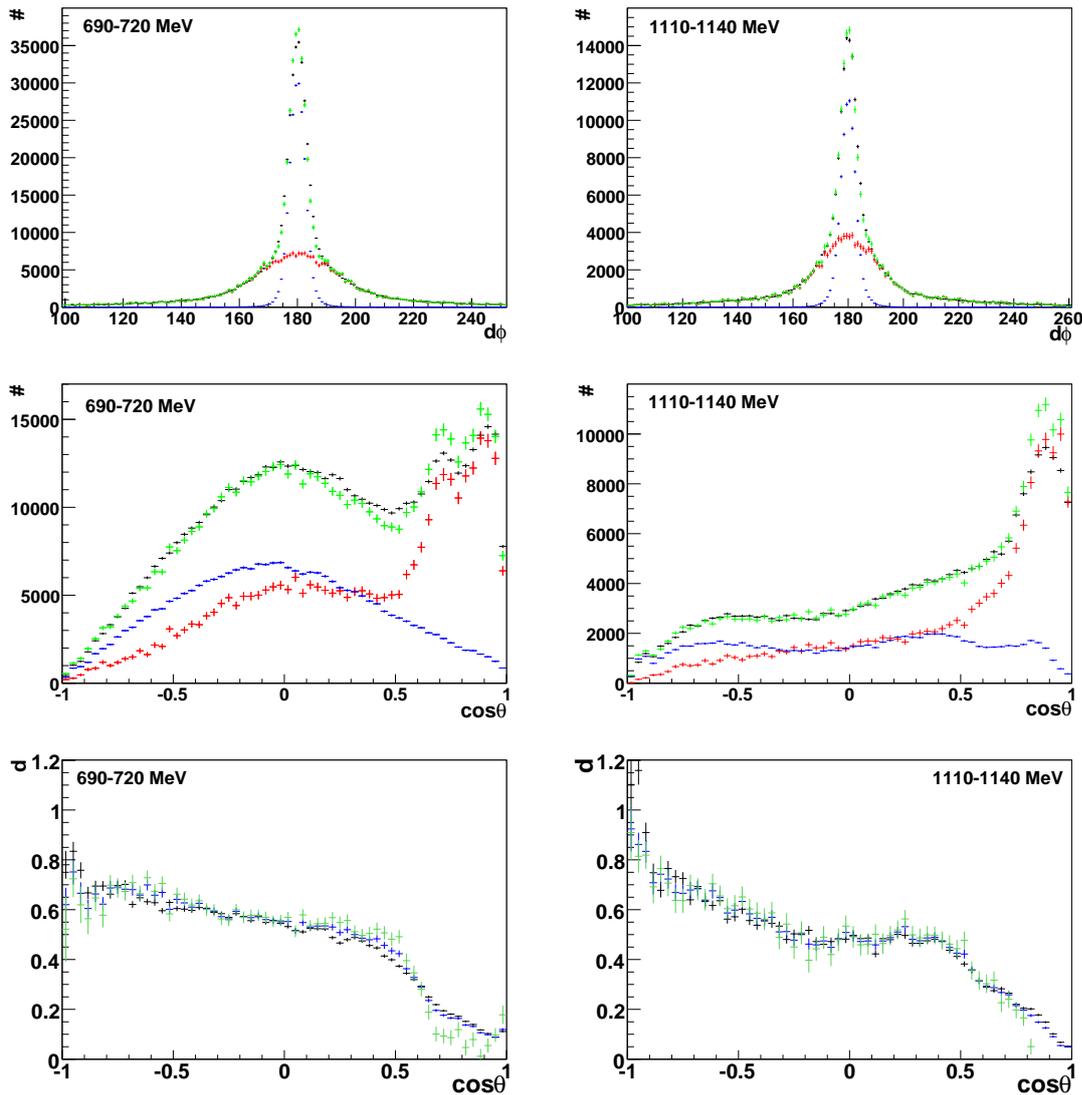


Abbildung 8.6: Oben: skalierte Koplanaritätsspektren, mitte: skalierte $\cos\theta$ -Spektren, unten: Dilution-Faktor mit der Skalierung über Koplanaritätsspektren. Farbwahl wie in Abbildung 8.4.

bestimmen. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.6 zu sehen⁴. In der Abbildung ist oben das Koplanaritätshistogramm für die betrachteten Energiebins gezeigt. Auch hier kann das Butanolspektrum gut vom Summenspektrum aus Kohlenstoff und Wasserstoff beschrieben werden. In der Mitte ist das $\cos\theta$ -Spektrum dargestellt. Hier sind nun auch die 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer enthalten. Man erkennt, dass auch hier die Beschreibung des Butanolspektrums gut funktioniert, jedoch sind vor allem bei $\cos\theta > 0,7$ Abweichungen sichtbar. In der Abbildung ist unten der Dilution-Faktor gezeigt. Auch hier sind die Abweichungen zwischen den verschiedenen Möglichkeiten vor allem bei $\cos\theta > 0,7$ größer als bei der Missing-Mass-Methode, bei der alle Ereignisse zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren verwendet werden können.

⁴Für die anderen betrachteten Energiebins sind die Spektren in Anhang I.2.2 zu finden.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

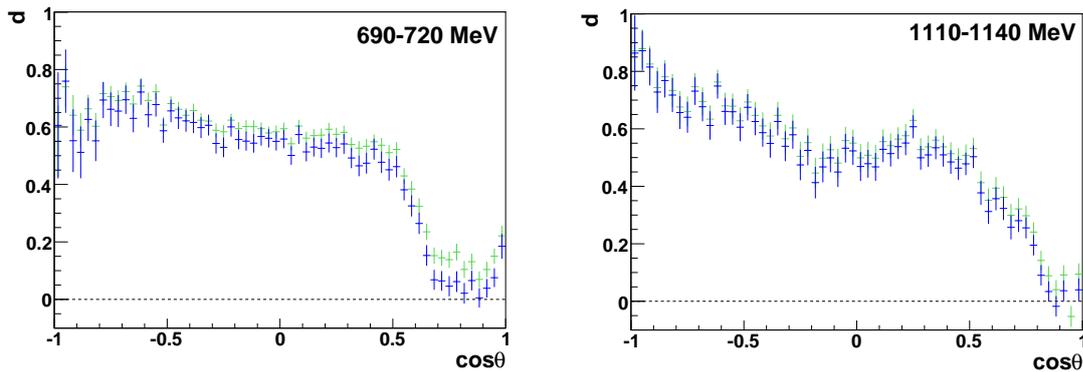


Abbildung 8.7: Vergleich des Dilution-Faktors über die Missing-Mass- (grün) und über die Koplanaritätsmethode (blau).

Verwendet man das Wasserstofftarget lediglich zur Skalierung, kann der Dilution-Faktor aus $d = \frac{N_B - CN_C}{N_B}$ bestimmt werden. Vergleicht man in Abbildung 8.7 den Verlauf des Dilution-Faktors, bei dem die Skalierungsfaktoren über das Missing-Mass-Spektrum bestimmt werden (grün), mit dem Dilution-Faktor, bei dem die Skalierungsfaktoren über das Koplanaritätsspektrum bestimmt wurden (blau), erkennt man, dass der Dilution-Faktor über das Koplanaritätsspektrum systematisch immer etwas tiefer liegt. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass auch bei der Bestimmung des Skalierungsfaktors bei der Verwendung der Wasserstoffdaten die unterschiedliche Targetinfrastruktur und die unterschiedliche Targetgröße eine Rolle spielt. Simulationen haben gezeigt, dass durch das längere Target mehr Vielfachstreuung des Protons auftritt, was zu einer breiteren Missing-Mass-Verteilung führt. Die größere Menge an das Target umgebende Material beim Butanoltarget sorgt für eine breitere Koplanaritätsverteilung [Har12]. Dadurch werden leicht unterschiedliche Skalierungsfaktoren bei den beiden Methoden bestimmt. Betrachtet man die Missing-Mass- und Koplanaritätsspektren in den Abbildungen 8.5 und 8.6 genauer, erkennt man, dass das Summenspektrum aus Kohlenstoff- und Wasserstoffdaten im Missing-Mass-Spektrum systematisch immer etwas tiefer und im Koplanaritätsspektrum immer etwas höher liegt als beim Butanoltarget.

8.2.4 Dilution-Faktor ohne Wasserstoffdaten

Um zu untersuchen, ob der Grund für die Unterschiede der beiden Methoden die unterschiedliche Targetinfrastruktur ist, wurde der Dilution-Faktor ohne Verwendung des Wasserstofftargets bestimmt. Der Skalierungsfaktor für die Kohlenstoffdaten wurde so bestimmt, dass das Kohlenstoffspektrum den breiten Verlauf des Butanolspektrums beschreibt. Dazu wurde für jedes Energiebin der größtmögliche Fitbereich verwendet. Der Wasserstoffpeak ist sehr viel schmaler als der Kohlenstoffpeak mit einer Breite von maximal $180^\circ \pm 10^\circ$. Daraus ergab sich, dass der Fit zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren von $191 - 260^\circ$ durchgeführt wurde, da hier lediglich Kohlenstoff-Ereignisse auftreten. Beim Missing-Mass-Spektrum unterscheidet sich die Signalbreite in jedem Energiebin, so dass hier kein globaler Fitbereich angenommen werden konnte, sondern er für jedes Energiebin angepasst werden musste. Um die Fitgrenzen zu bestimmen, wurde in jedem Energiebereich untersucht, ab welcher Missing-Mass der Wasserstoff-Peak beginnt. Dies entspricht dann der Obergrenze des Fits. Die Untergrenze ergibt sich aus der Breite des Kohlenstoff-

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

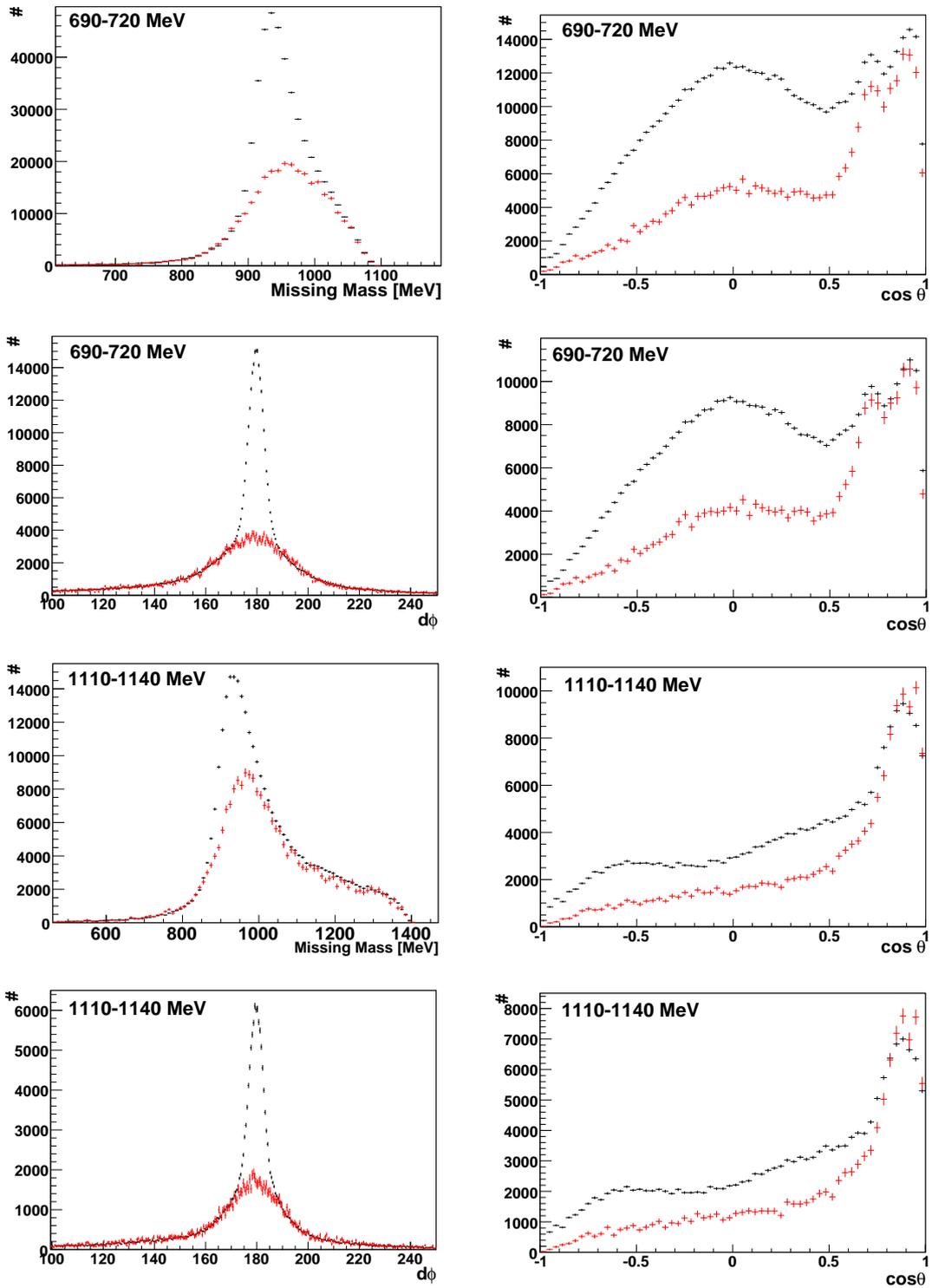


Abbildung 8.8: Missing-Mass- (1. und 3. Reihe links) und Koplanaritätsspektren (2. und 4. Reihe links) zur Bestimmung des Skalierungsfaktors für die Kohlenstoffereignisse. Rechts sind die entsprechenden $\cos \theta$ -Spektren dargestellt. In rot sieht man die skalierten Kohlenstoffdaten, in schwarz die Butanol Daten.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

$E_\gamma [MeV]$	Fitbereich [MeV]	$E_\gamma [MeV]$	Fitbereich [MeV]
600-630	600-885	1110-1140	100-825
630-660	500-875	1140-1170	100-825
660-690	450-875	1170-1200	100-825
690-720	400-875	1200-1230	100-815
720-750	350-855	1230-1290	100-815
750-780	350-845	1290-1350	100-805
780-810	300-855	1350-1410	100-795
810-840	250-860	1410-1470	100-795
840-870	250-855	1470-1530	100-785
870-900	200-865	1530-1590	100-775
900-930	150-860	1590-1710	100-765
930-960	150-855	1710-1830	100-755
960-990	100-835	1830-1950	100-755
990-1020	100-835	1950-2070	100-745
1020-1050	100-835	2070-2190	100-735
1050-1080	100-835	2190-2310	100-735
1080-1110	100-825		

Tabelle 8.1: Fitbereiche für die einzelnen Energiebins zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren über das Missing-Mass-Spektrum.

spektrums, d.h. der Fitbereich beginnt dort, wo auch der Missing-Mass-Peak Ereignisse aufweist. Die Fitgrenzen sind in Tabelle 8.1 für alle Energiebins aufgelistet.

Verwendet man die genannten Fitbereiche zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren, erhält man die in Abbildung 8.8 dargestellten Spektren⁵.

In Abbildung 8.9 sieht man die resultierenden Dilution-Faktoren für die beiden betrachteten Energiebins. Man sieht, dass der Verlauf, welcher über die Koplanarität bestimmt wurde, nach wie vor systematisch etwas niedriger liegt, auch wenn der Unterschied etwas kleiner geworden ist. Er lässt sich demnach nicht alleine aus der unterschiedlichen Target-

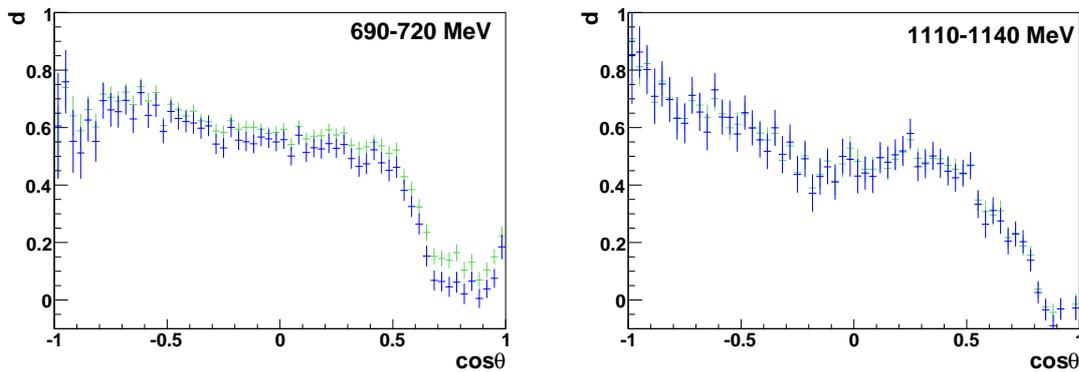


Abbildung 8.9: Vergleich des Dilution-Faktors $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ über die Missing-Mass- (grün) und über die Koplanaritätsmethode (blau).

⁵Die Spektren für die anderen Energiebins sind in Anhang I.2.3 für die Skalierung über die Missing Mass und in Anhang I.2.4 für die Skalierung über die Koplanarität zu finden.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

infrastruktur erklären. Ausserdem sieht man, dass der Dilution-Faktor bei dem höheren Energiebin bei $\cos\theta > 0,8$ negativ wird. Bereits in Abbildung 8.8 ist zu erkennen, dass in diesem Bereich mehr Kohlenstoffereignisse als Butanolereignisse vorhanden sind.

8.2.5 Optimierung der Schnitte

Unter der Annahme, dass die Spektren am Wasserstofftarget den Verlauf der Wasserstoffereignisse im Butanoltarget gut wiedergeben, wurden die Schnittgrenzen im letzten Abschnitt anhand der Daten am Wasserstofftarget global für alle Photonenenergien bestimmt. Da jedoch festgestellt wurde, dass die unterschiedliche Targetgröße und -infrastruktur Auswirkungen auf die Spektren haben, wurde überprüft, ob die gewählten Schnittgrenzen auch den Spektren für die Wasserstoffereignisse im Butanol entsprechen oder gegebenenfalls optimiert werden können, um ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erhalten.

Es wurde für jedes Energiebin die Koplanarität, die Missing Mass und die invariante Masse aus $N_B - CN_C$ gebildet, wobei zur Bestimmung des Skalierungsfaktors die Missing-Mass-Methode verwendet wurde. Für $E_\gamma = 690 - 720$ MeV und $E_\gamma = 1110 - 1140$ MeV sind diese Spektren exemplarisch in Abbildung 8.11 zu sehen. Zusätzlich sind die bisher angewandten Schnitte eingezeichnet. Man erkennt, dass sie leicht asymmetrisch um den Peak liegen und deutlich breiter als die eigentliche Signalbreite des Wasserstoffanteils im Butanol sind.

Demnach wurde anhand dieser Spektren die Peakposition und die neue Breite σ für die Missing Mass, die Koplanarität und die invariante Masse für jedes Energiebin für den Wasserstoffanteil $N_H = N_B - CN_C$ im Butanol bestimmt. Untersuchungen haben gezeigt, dass ein optimales Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei 2σ breiten Schnitten erreicht wird. Die neuen Schnittgrenzen sind in Abbildung 8.11 in rot eingezeichnet und in Tabelle 8.2 zu finden. Bei der Koplanarität und der invarianten Masse bleiben die Schnittgrenzen über den gesamten Energiebereich konstant, während sie sich bei der Missing Mass deutlich ändern, da die Verteilung mit zunehmender Photonenenergie immer breiter wird.

Unter Anwendung dieser optimierten kinematischen Schnitte erhält man den in Abbildung 8.10 gezeigten Verlauf für die Bestimmung über die Missing Mass und über die Koplanarität⁶. Man sieht, dass jetzt auch bei niedrigen Energien innerhalb der statistischen Fehler keine Unterschiede mehr zwischen beiden Methoden auftreten. Ausserdem wird der Verlauf insgesamt etwas flacher und liegt bei höheren Werten, was bei schmaleren Schnitten auch zu erwarten ist, da mehr Kohlenstoffuntergrund weggeschnitten wird. Man sieht jedoch nach wie vor bei dem höheren Energiebin, dass der Dilution-Faktor auch nach Optimierung der Schnitte bei $\cos\theta > 0,8$ nach wie vor negativ wird.

Untergrundbetrachtung

Um zu untersuchen, ob in den verschiedenen Ereignisklassen in bestimmten $\cos\theta$ -Bereichen Untergrund vorhanden ist, wurde in Abbildung 8.12 die invariante Masse am Butanoltarget gegen $\cos\theta$ aufgetragen, ohne Anwendung eines Schnitts auf die invariante Masse. Man erkennt, dass bei 3 PED und 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer im Bereich des Pionpeaks nahezu kein Untergrund zu sehen ist. Bei 2 PED Ereignissen ohne Geladenentreffer tritt jedoch vor allem bei $\cos\theta > 0,7$ eine erhöhte Menge an Untergrund auf, welcher auch unterhalb des Pionpeaks verläuft. Der Untergrund bei $\cos\theta < -0,5$ liegt bei invarianten

⁶Die resultierenden Missing-Mass- und $\cos\theta$ -Verteilungen sowie die Dilution-Faktoren sind für alle Energiebins in Anhang I.2.5 für die Bestimmung über die Missing Mass und in Anhang I.2.6 für die Bestimmung über die Koplanarität zu finden.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

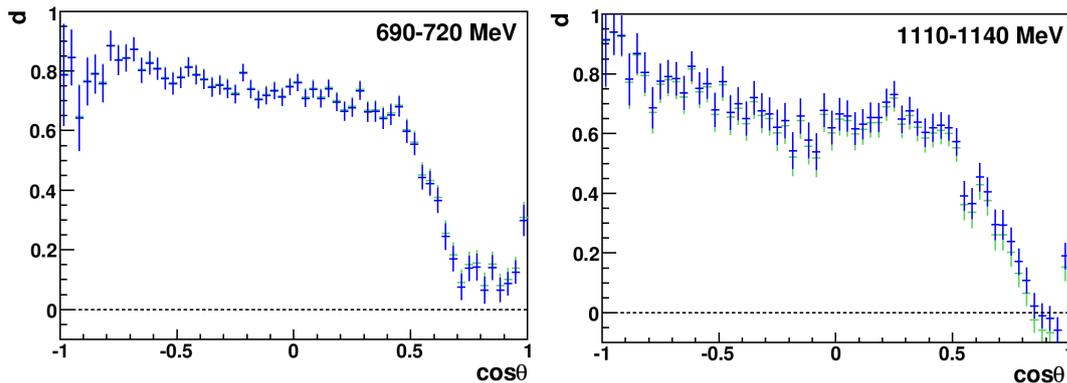


Abbildung 8.10: Dilution-Faktor bei $E_\gamma = 690 - 720$ MeV und $E_\gamma = 1110 - 1140$ MeV nach Optimierung der Schnittgrenzen, bestimmt über die Missing Mass (grün) und die Koplanarität (blau).

Massen von $200 - 500$ MeV und wird durch den Schnitt auf die invariante Masse des Pions weggeschnitten.

Es stellte sich heraus, dass sich dieser Untergrund nicht durch weitere kinematische Schnitte eliminieren lässt. Aus diesem Grund wurde der Dilution-Faktor ohne Verwendung der 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer bestimmt. Die dafür benötigten Spektren sind in Abbildung 8.13 gezeigt⁷. In der $\cos\theta$ -Verteilung sieht man, dass der starke Anstieg bei $\cos\theta > 0,7$ verschwunden ist. Hier sind nun nahezu keine Ereignisse mehr vorhanden. Da bei 2 PED Ereignissen kein Proton detektiert wurde, tragen zu dieser Ereignisklasse auch Reaktionen an Neutronen bei, welche ebenfalls nicht in den Ladungsdetektoren nachgewiesen werden, was zu einer Erhöhung der Statistik führt.

Betrachtet man den Dilution-Faktor in Abbildung 8.14 für die beiden Energiebins, sieht man, dass in beiden Fällen der Verlauf viel flacher ist. Bei $\cos\theta > 0,8$ ist nahezu keine Statistik vorhanden, weshalb in diesem Bereich die Fehlerbalken sehr groß werden.

Bei der Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E stellte sich heraus, dass es besser ist, die 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer nicht zu verwenden. Dies wird im folgenden Abschnitt genauer erläutert. Aus diesem Grund werden im Folgenden alle Spektren zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer gezeigt.

8.2.6 Bestimmung von E

Mit Hilfe des Dilution-Faktors ist es nun möglich, die Doppelpolarisationsobservable E gemäß Formel 8.6 zu bestimmen. Um E in Abhängigkeit von $\cos\theta$ zu erhalten, wird zunächst die Zählratendifferenz über $\cos\theta$ benötigt. Wie bereits in Abschnitt 8.1 dargelegt, werden dazu die Spektren mit paralleler und antiparalleler Spinstellung von Proton und einlaufendem Photon benötigt. Sie sind in Abbildung 8.15 oben links für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer zu sehen. Oben rechts sieht man die polarisationsgewichtete Verteilung. Der Polarisationsfaktor ist in diesem Energiebin $P_\gamma P_T = 0,23$. Um die polarisationsgewichtete $\cos\theta$ -Verteilung zu erhalten, wird das ungewichtete Spektrum durch diesen Polarisationsfaktor geteilt.

⁷Die Spektren für alle Energiebins befinden sich in Anhang I.2.7 für die Bestimmung der Skalierungsfaktoren über die Missing Mass und in Anhang I.2.8 für die Bestimmung über die Koplanarität.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

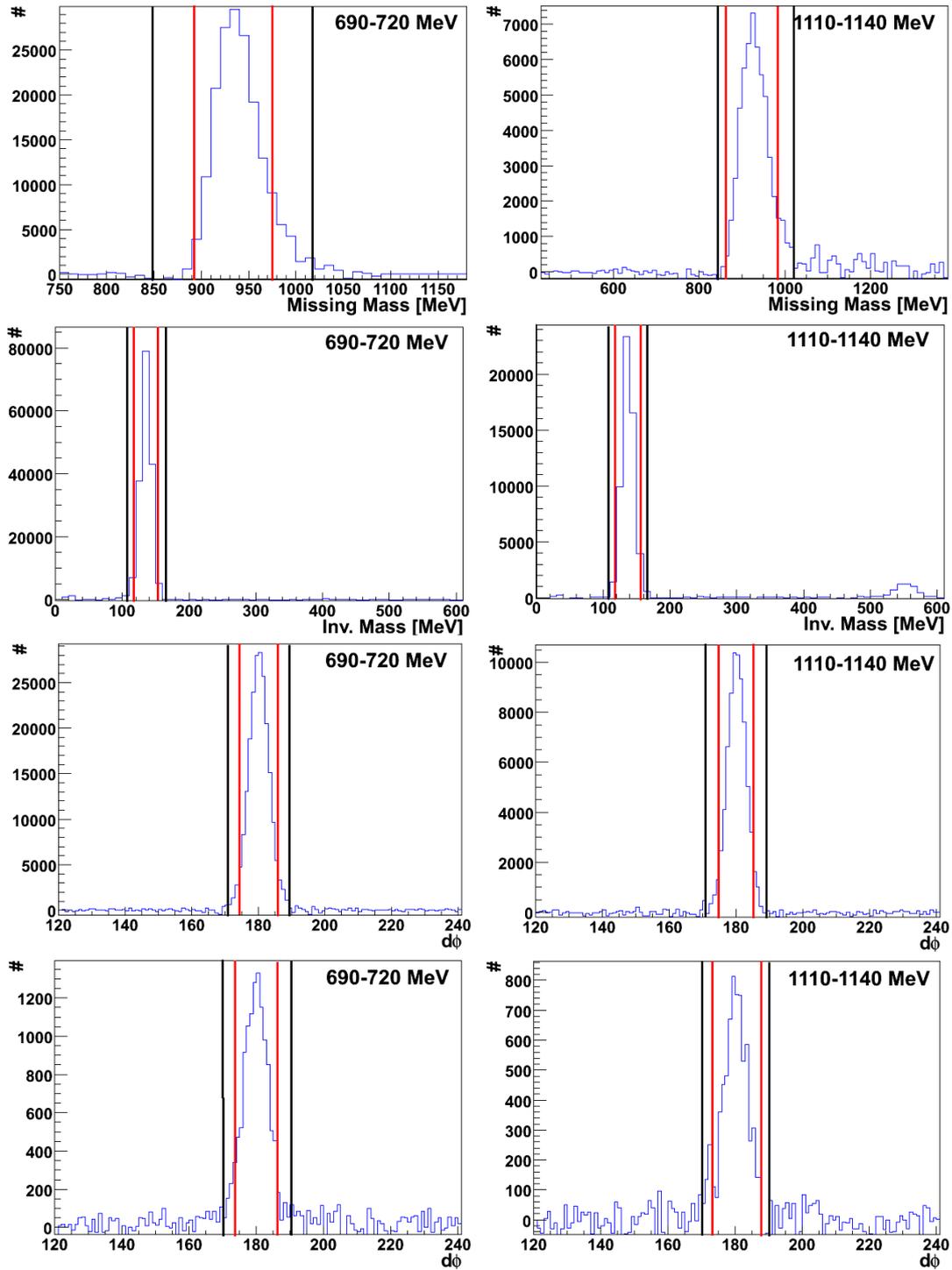


Abbildung 8.11: $N_B - CN_C$ für Missing Mass (oben), invariante Masse (2. Reihe) und Koplanarität bei 3 PED (3. Reihe) und 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer (unten) für $E_\gamma = 690 - 720$ MeV und $E_\gamma = 1110 - 1140$ MeV. Zusätzlich sind die anhand der Daten am Wasserstofftarget bestimmten Schnittgrenzen in schwarz und die neuen Schnittgrenzen in rot eingezeichnet.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

E_γ [MeV]	M. M. [MeV]	Inv. M. [MeV]	Koplan., 3PED	Koplan., 2+PED
600-630	901,1 – 970,3	120,4 – 151,0	173,8 – 186,2°	172,8 – 187,2°
630-660	898,2 – 973,8	119,3 – 151,3	174,0 – 186,0°	173,4 – 186,6°
660-690	895,2 – 975,6	118,0 – 152,6	174,0 – 186,0°	172,6 – 187,4°
690-720	891,1 – 975,1	118,3 – 152,7	174,0 – 186,0°	173,6 – 186,4°
720-750	891,0 – 975,8	117,9 – 153,1	174,2 – 185,8°	173,2 – 186,8°
750-780	888,3 – 976,7	117,8 – 153,4	174,2 – 185,8°	173,0 – 187,0°
780-810	886,1 – 974,1	117,9 – 153,5	174,2 – 185,8°	172,6 – 187,4°
810-840	885,9 – 974,7	118,4 – 153,2	174,2 – 185,8°	173,0 – 187,0°
840-870	884,0 – 973,8	119,0 – 152,4	174,2 – 185,8°	173,0 – 187,0°
870-900	881,7 – 973,7	117,7 – 153,7	174,2 – 185,8°	173,0 – 187,0°
900-930	877,6 – 978,4	118,6 – 152,8	174,2 – 185,8°	173,0 – 187,0°
930-960	876,2 – 979,0	118,8 – 154,0	174,0 – 186,0°	172,4 – 187,6°
960-990	876,0 – 977,0	118,5 – 153,3	174,0 – 186,0°	172,6 – 187,4°
990-1020	873,2 – 979,4	118,8 – 153,6	174,0 – 186,0°	172,6 – 187,4°
1020-1050	870,0 – 981,6	119,2 – 153,4	174,2 – 185,8°	172,8 – 187,2°
1050-1080	867,8 – 980,8	118,0 – 154,6	174,4 – 185,6°	172,4 – 187,6°
1080-1110	866,3 – 984,3	119,2 – 153,8	174,6 – 185,4°	173,2 – 186,8°
1110-1140	859,5 – 985,3	118,3 – 155,7	174,4 – 185,4°	173,0 – 187,0°
1140-1170	864,5 – 980,9	118,9 – 155,3	174,6 – 185,4°	173,0 – 187,0°
1170-1200	859,6 – 977,2	119,4 – 155,0	174,6 – 185,4°	172,8 – 187,2°
1200-1230	857,8 – 985,8	120,5 – 154,3	174,6 – 185,4°	173,8 – 186,2°
1230-1290	851,9 – 989,3	118,0 – 155,0	174,4 – 185,6°	172,8 – 187,2°
1290-1350	849,1 – 991,3	118,1 – 155,9	174,4 – 185,6°	173,4 – 186,6°
1350-1410	844,9 – 984,5	117,7 – 155,5	174,2 – 185,8°	172,0 – 188,0°
1410-1470	838,6 – 989,4	118,3 – 156,3	174,4 – 185,6°	172,0 – 188,0°
1470-1530	830,8 – 992,6	117,3 – 155,3	174,4 – 185,6°	172,2 – 187,8°
1530-1590	832,0 – 981,2	117,4 – 156,6	174,6 – 185,4°	172,6 – 187,4°
1590-1710	821,5 – 996,9	117,4 – 156,4	174,8 – 185,2°	172,8 – 187,2°
1710-1830	814,0 – 1000,0	115,0 – 158,6	174,6 – 185,4°	172,4 – 187,6°
1830-1950	798,9 – 1011,7	112,1 – 160,3	174,6 – 185,4°	173,6 – 186,4°
1950-2070	803,2 – 996,0	114,1 – 161,3	175,0 – 185,0°	174,2 – 185,8°
2070-2190	786,0 – 999,8	107,6 – 161,8	174,8 – 185,2°	172,6 – 187,4°
2190-2310	803,5 – 980,7	110,5 – 163,5	174,2 – 185,8°	172,2 – 187,8°

Tabelle 8.2: 2σ -Schnittgrenzen für den Wasserstoffanteil $N_H = N_B - CN_C$ im Butanol für die Missing Mass, die invariante Masse und die Koplanarität.

Zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E wird die Differenz aus der polarisationsgewichteten und die Summe aus der ungewichteten $\cos\theta$ -Verteilung von paralleler und antiparalleler Spinstellung am Proton benötigt. Sie sind für das betrachtete Energiebin in Abbildung 8.15 unten zu sehen, links ist die polarisationsgewichtete Differenz, rechts die ungewichtete Summe, welche allerdings noch den Anteil der unpolarisierten Nukleonen aus dem Kohlenstoffanteil des Butanols enthält, dargestellt.

Teilt man die polarisationsgewichtete Differenz durch die ungewichtete Summe, erhält man den in Abbildung 8.16 links in blau gezeigten Verlauf. Um E zu erhalten, muss dieser durch den im letzten Abschnitt bestimmten Dilution-Faktor dividiert werden. Er

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

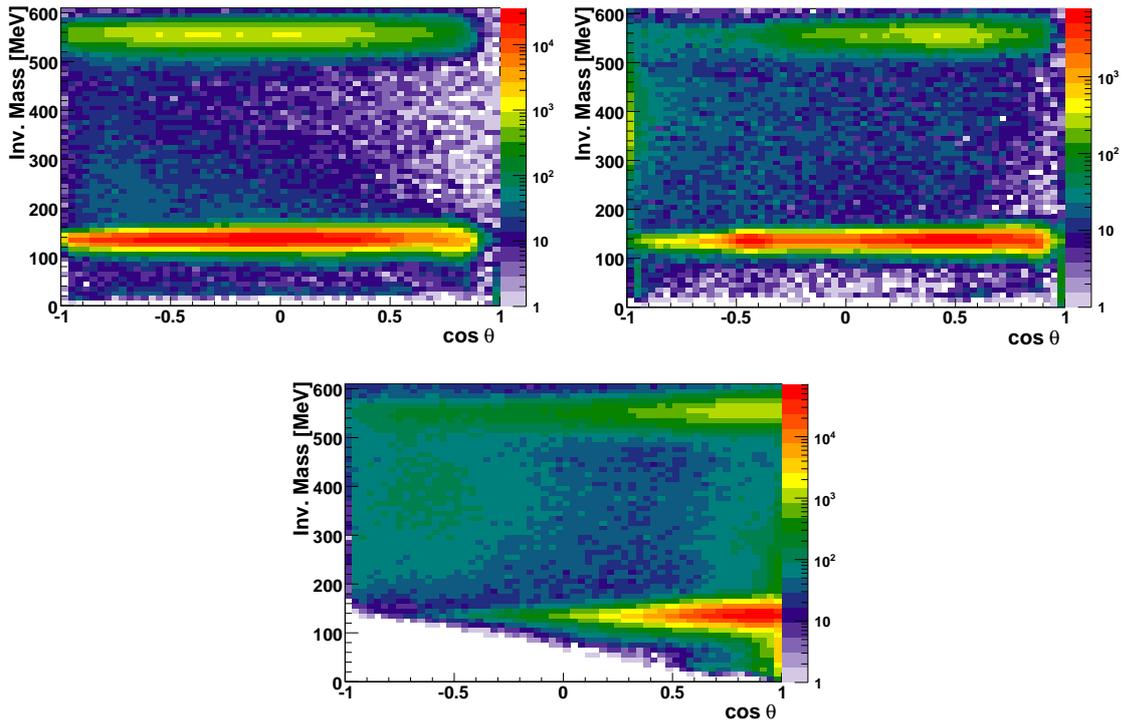


Abbildung 8.12: Invariante Masse am Butanoltarget ist links gegen $\cos \theta$ für 3 PED Ereignisse (oben links), 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer (oben rechts) und 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer (unten) aufgetragen.

ist für das betrachtete Energiebin für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer in der Abbildung rechts gezeigt. Hierbei wird als Dilution-Faktor der Mittelwert aus beiden, im letzten Abschnitt beschriebenen Methoden verwendet. Teilt man die blaue Verteilung in der linken Abbildung durch diesen Dilution-Faktor, erhält man die Doppelpolarisationsobservable E ohne Verwendung der 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer für das betrachtete Energiebin in schwarz und mit Verwendung dieser Ereignisklasse in rot. Vergleicht man den Verlauf von E mit und ohne Verwendung der 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer, erkennt man, dass es lediglich in den letzten beiden $\cos \theta$ -Bins Unterschiede gibt. Man sieht, dass der statistische Fehler hier durch die Verwendung der 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer deutlich größer wird. Dadurch, dass im letzten $\cos \theta$ -Bin der Dilution-Faktor negativ wird, kann dieser Punkt nicht verwendet werden, während der Dilution-Faktor ohne Verwendung der 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer zwar einen großen statistischen Fehler hat, aber positiv ist. Dadurch kann hier auch die Doppelpolarisationsobservable E bestimmt werden, so dass ohne Verwendung der 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer in diesem Energiebin mehr Datenpunkte mit kleinerem statistischen Fehler zur Verfügung stehen.

Das Ergebnis ist für alle Energien in den Abbildungen 8.18 bis 8.20 zu sehen. Dabei ist die $\cos \theta_{\pi^0}$ -Verteilung im Schwerpunktsystem für die Energiebins zwischen 600 und 2310 MeV aufgetragen. Zusätzlich sind die Vorhersagen von SAID, MAID und der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse eingezeichnet.

Man erkennt bei allen Energiebins Strukturen, die sich über den gesamten Energiebereich stark verändern. Vergleicht man die verschiedenen Analysen mit den Datenpunkten,

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

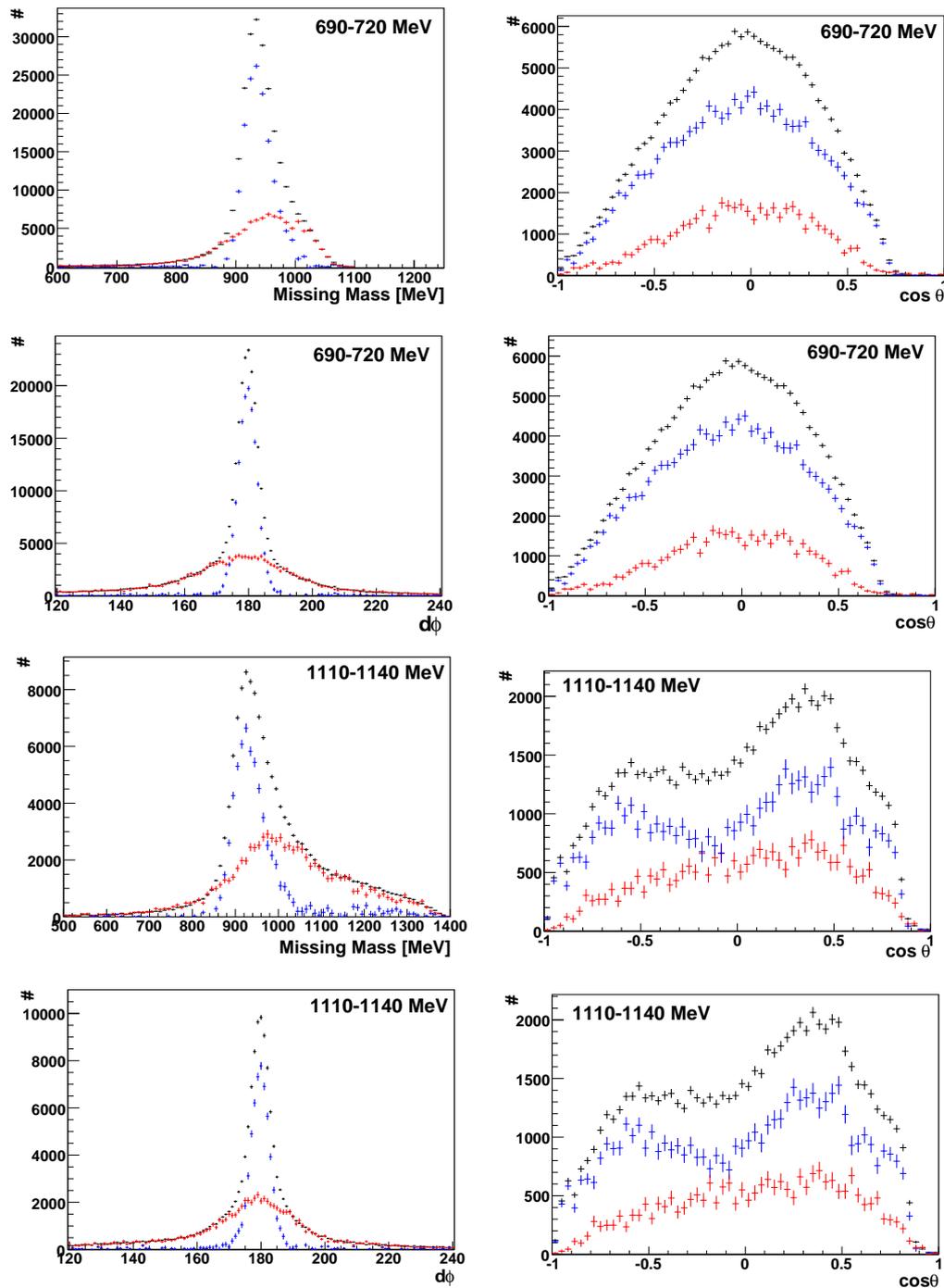


Abbildung 8.13: Missing-Mass- (1. und 3. Reihe links) und Koplanaritätsspektren (2. und 4. Reihe links) zur Bestimmung des Skalierungsfaktors für die Kohlenstoffereignisse ohne 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer. Rechts sind die entsprechenden $\cos \theta$ -Spektren dargestellt. In rot sieht man die skalierten Kohlenstoffdaten, in schwarz die Butanoldaten, in blau die berechneten Wasserstoffdaten aus $N_B - CN_C$.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

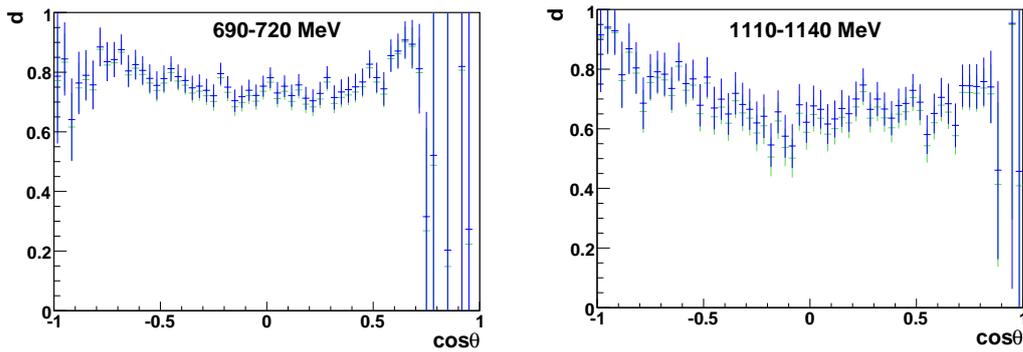


Abbildung 8.14: Dilution-Faktor bei $E_\gamma = 690 - 720$ MeV und $E_\gamma = 1110 - 1140$ MeV nach Optimierung der Schnittgrenzen ohne 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer, bestimmt über die Missing Mass (grün) und die Koplanarität (blau).

sieht man, dass es einige Energiebins gibt, bei denen die Unterschiede zwischen den Analysen nicht sehr groß sind, etwa bei $660 - 690$ MeV und $1050 - 1080$ MeV. Hier liegen die Datenpunkte und die Vorhersagen nah beieinander. In anderen Energiebins, etwa bei $870 - 900$ MeV und vor allem bei hohen Energien, sind die Unterschiede zwischen den Vorhersagen groß. Es ist erstaunlich, dass selbst bei kleinen Energien bereits Unterschiede zwischen den Vorhersagen und den Daten auftreten, da man erwartet, dass hier die beitragenden Partialwellen gut bekannt sind. Eine genauere Untersuchung der auftretenden Strukturen über den gesamten Energiebereich liefern demnach interessante neue Informationen über die beitragenden Resonanzen und Partialwellen. Eine erste Interpretation der Daten wird im folgenden Kapitel gegeben.

Um die Doppelpolarisationsobservable E über den gesamten Winkelbereich integriert zu erhalten, kann sie gemäß

$$E = \frac{\sum_i \left(\frac{N_{1/2}^i}{A^i} - \frac{N_{3/2}^i}{A^i} \right)}{\sum_i \left(\frac{N_{1/2}^i}{A^i} + \frac{N_{3/2}^i}{A^i} \right) d^i} \cdot \frac{1}{P_T P_\gamma} \quad (8.10)$$

bestimmt werden. Hierbei kann die Akzeptanz A nicht mehr vernachlässigt werden, da sie nicht über den gesamten Winkelbereich flach ist und nicht vor die Summe gezogen werden kann. Sie kürzt sich demnach an dieser Stelle nicht raus. Ihre Bestimmung wird in Kapitel 8.4.2 dargelegt.

Die Doppelpolarisationsobservable E ist in Abbildung 8.17 gegen die Strahlenergie aufgetragen. Zusätzlich sind auch hier die Vorhersagen eingezeichnet. Man erkennt, dass die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse (rot) die Daten bis zu einer Energie von etwa 1000 MeV gut beschreibt, während MAID (schwarz) und SAID (blau) den Bereich zwischen 1050 und 1250 MeV besser beschreibt. Zwischen 1200 MeV und 1700 MeV werden die Daten wieder besser von der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse beschrieben, während bei den höchsten Energien SAID besser zu den Datenpunkten passt.

Um die Doppelpolarisationsobservable E auch energieabhängig in den einzelnen $\cos \theta$ -Bins zu betrachten, wurde sie in Abbildung 8.21 für einzelne $\cos \theta$ -Bins gegen die Strahlenergie aufgetragen. Auch hier wurden die verschiedenen Vorhersagen zusätzlich eingezeichnet. Man sieht auch hier, dass der Verlauf der Daten vor allem bei hohen Energien von den

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

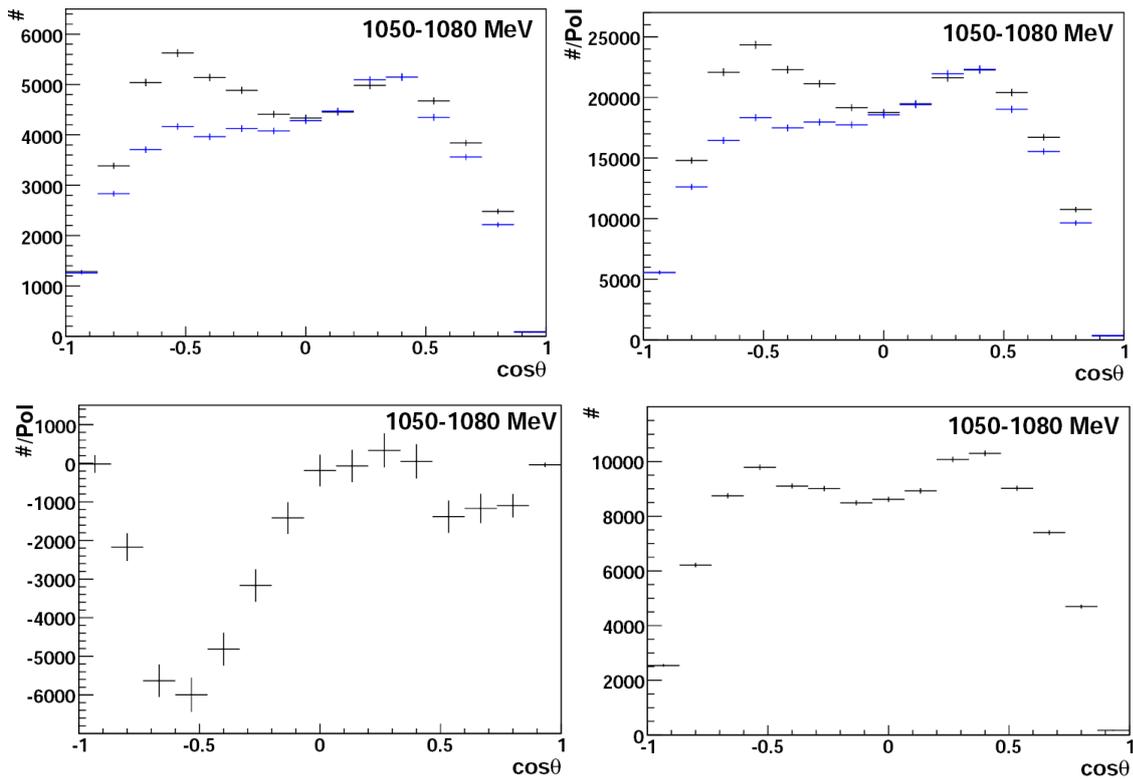


Abbildung 8.15: Oben links: ungewichtete $\cos\theta$ -Verteilung bei paralleler (schwarz) und antiparalleler (blau) Spinstellung von Proton und einlaufendem Photon für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer, oben rechts: polarisationsgewichtete $\cos\theta$ -Verteilung bei einer Strahlenergie von 1050-1080 MeV. Unten links: polarisationsgewichtete Differenz $\tilde{N}_{1/2} - \tilde{N}_{3/2}$ der $\cos\theta$ -Verteilung aus antiparalleler und paralleler Spinstellung bei $E_\gamma = 1050 - 1080$ MeV. Unten rechts: ungewichtete Summe aus beiden Verteilungen. Hier sind die unpolarisierten Nukleonen aus dem Kohlenstoffanteil des Butanols noch enthalten.

Vorhersagen nicht beschrieben werden kann. Bei $\cos\theta = -0,92$ kann die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse die Daten nahezu vollständig gut beschreiben. SAID weist ebenfalls keine großen Unterschiede auf und MAID liegt bei dem Peak bei 1200 MeV etwas zu niedrig. Bei $\cos\theta = -0,75$ beschreibt MAID die Daten zwischen 1000 MeV und 1600 MeV am Besten, während die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse in diesem Bereich eine andere Form ausweist, dafür aber die Tendenz der Datenpunkte bei hohen Energien richtig beschreibt. Auch in den $\cos\theta$ -Bins von $-0,08$ bis $0,75$ kann MAID diesen Bereich am Besten beschreiben. Bei kleinen Energien bis 900 MeV beschreibt in den meisten Fällen die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse die Daten gut. Bei hohen Energien beschreibt in den Bins von $\cos\theta = -0,42$ bis $0,25$ die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse die Datenpunkte besser, während SAID zunächst zu hoch liegt und sich dann zu größeren $\cos\theta$ immer mehr den Datenpunkten annähert und bei den letzten Bins die Datenpunkte schließlich besser beschreibt, während die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse hier etwas zu niedrig liegt.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

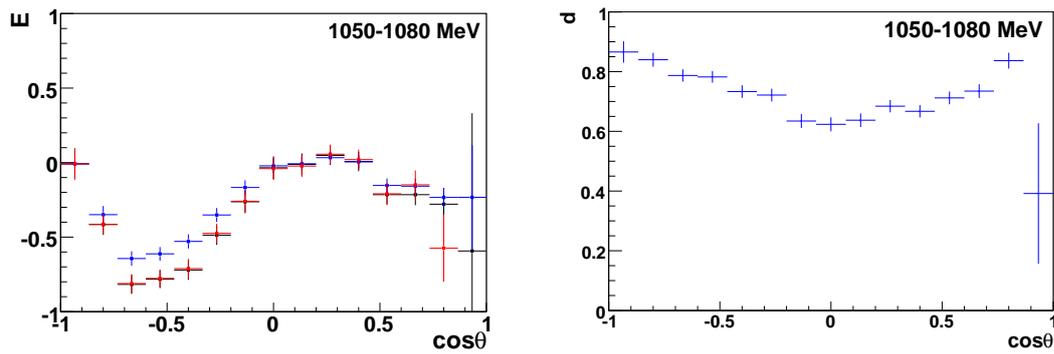


Abbildung 8.16: Links, blau: polarisationsgewichtete Differenz der $\cos\theta$ Verteilung geteilt durch die unpolarisierte Summe für $E_\gamma = 1050 - 1080$ MeV ohne 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer, schwarz: Doppelpolarisationsobservable E ohne 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer, rot: Doppelpolarisationsobservable E mit 2 PED Ereignissen ohne Geladenentreffer. Rechts: Dilution-Faktor ohne 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer.

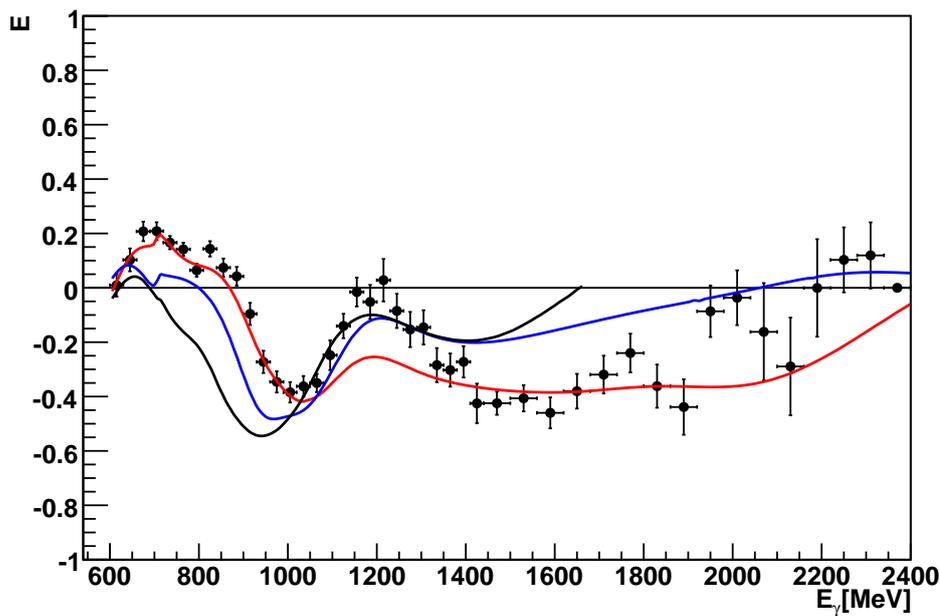


Abbildung 8.17: Doppelpolarisationsobservable E als Funktion der Strahlphotonenenergie. Zusätzlich sind die Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [A⁺12] in rot, der MAID-Analyse [DKT07] in schwarz und der SAID-Analyse [WBPS12] in blau eingezeichnet.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

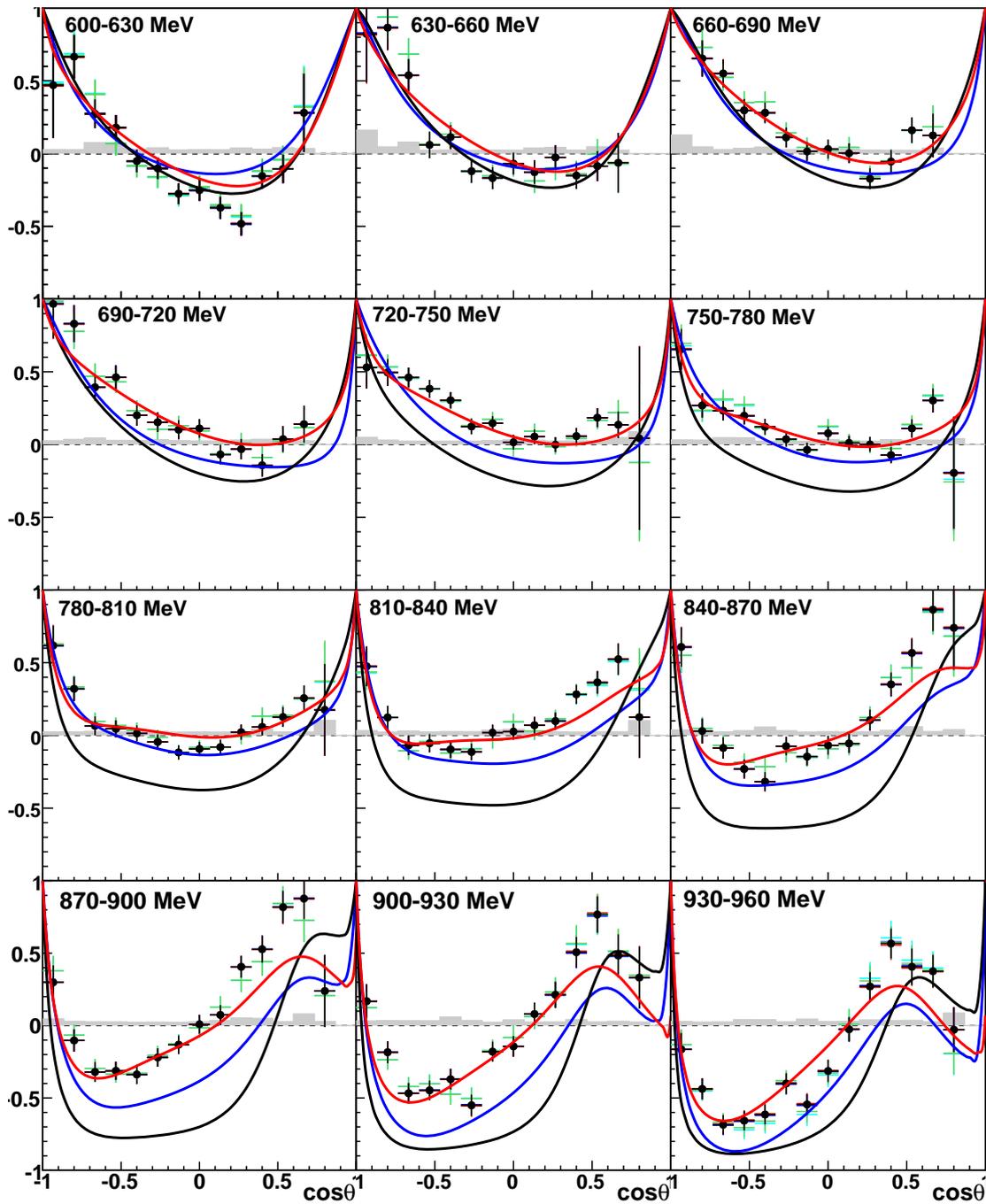


Abbildung 8.18: Doppelpolarisationsobservable E als Funktion von $\cos \theta_{\pi^0}$ für die im Bild angegebenen Energiebins. 2σ -breite Schnitte: dunkelblau: Dilution-Faktor über Missing-Mass-Methode, rot: über Koplanaritäts-Methode, schwarz: Mittelwert aus beiden Methoden, 3σ -breite Schnitte: hellblau: Dilution-Faktor über Missing-Mass-Methode, grün: über Koplanaritäts-Methode. In grau ist der systematische Fehler dargestellt. Die Farbwahl der Vorhersagen entspricht der in Abbildung 8.17.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

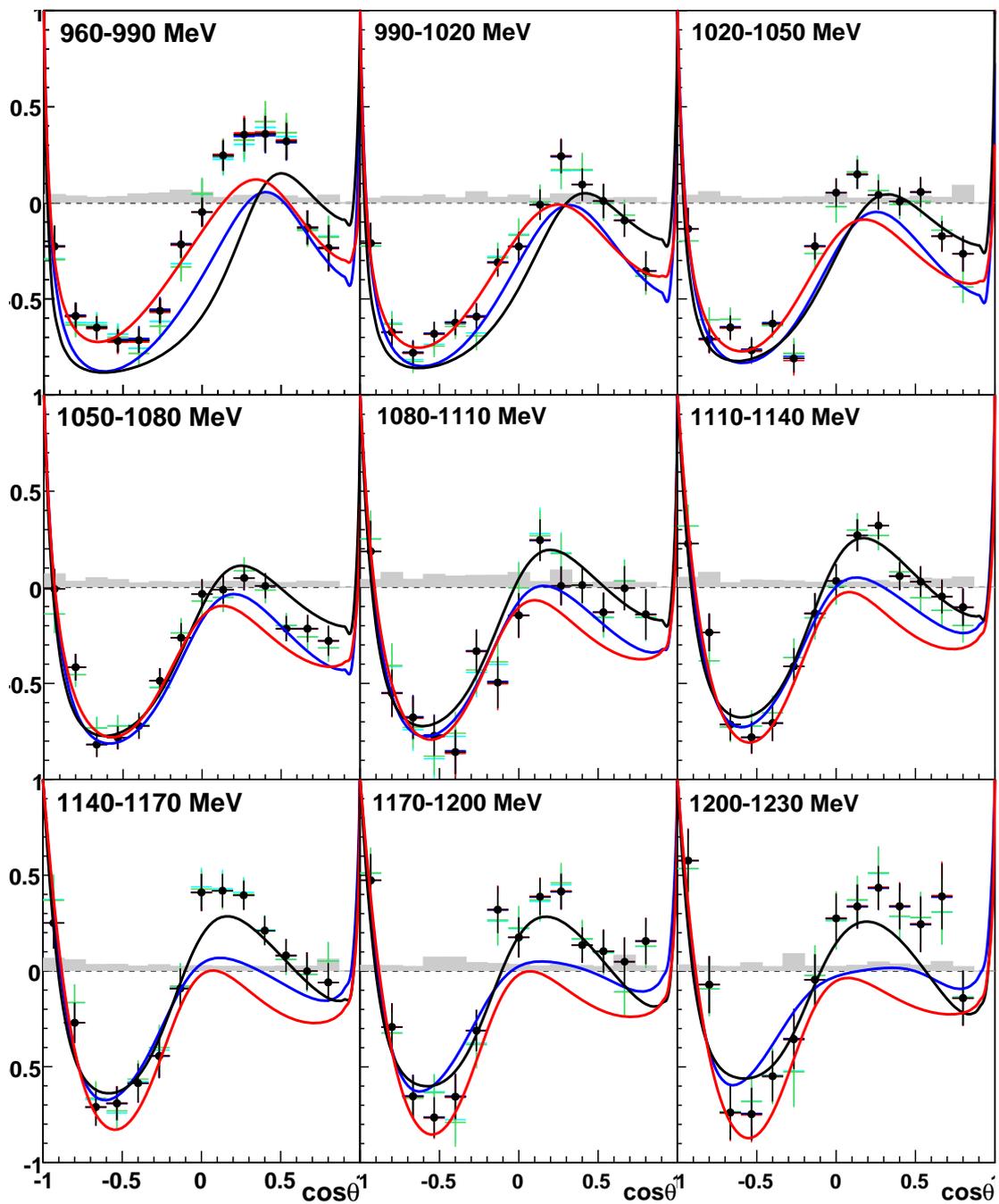


Abbildung 8.19: Doppelpolarisationsobservable E als Funktion von $\cos\theta_{\pi^0}$ für die im Bild angegebenen Energiebins. Die Farbwahl der Vorhersagen entspricht der in Abbildung 8.17, die restliche Farbwahl ist wie in Abbildung 8.18.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

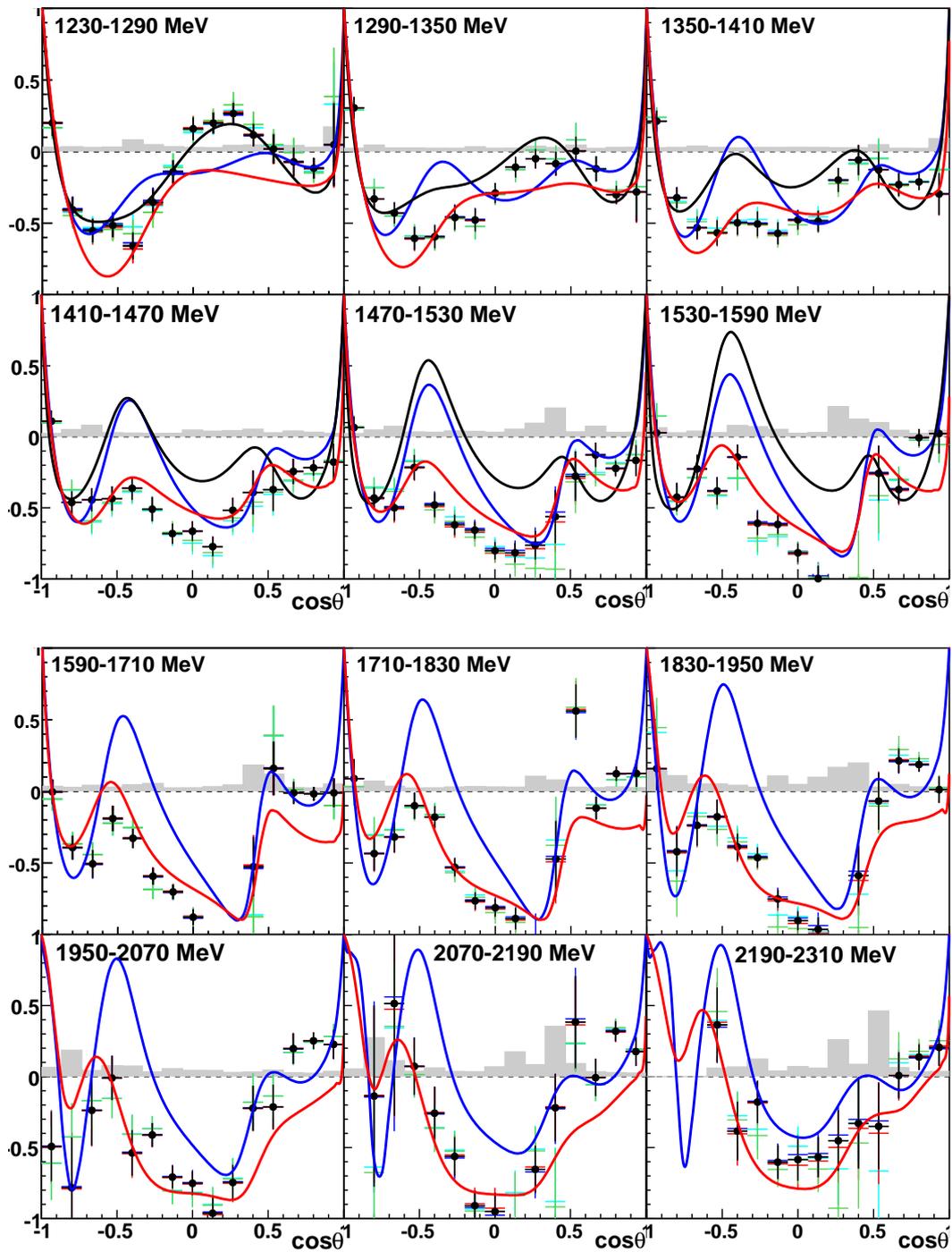


Abbildung 8.20: Doppelpolarisationsobservable E als Funktion von $\cos \theta_{\pi^0}$ für die im Bild angegebenen Energiebins. Die Farbwahl der Vorhersagen entspricht der in Abbildung 8.17.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

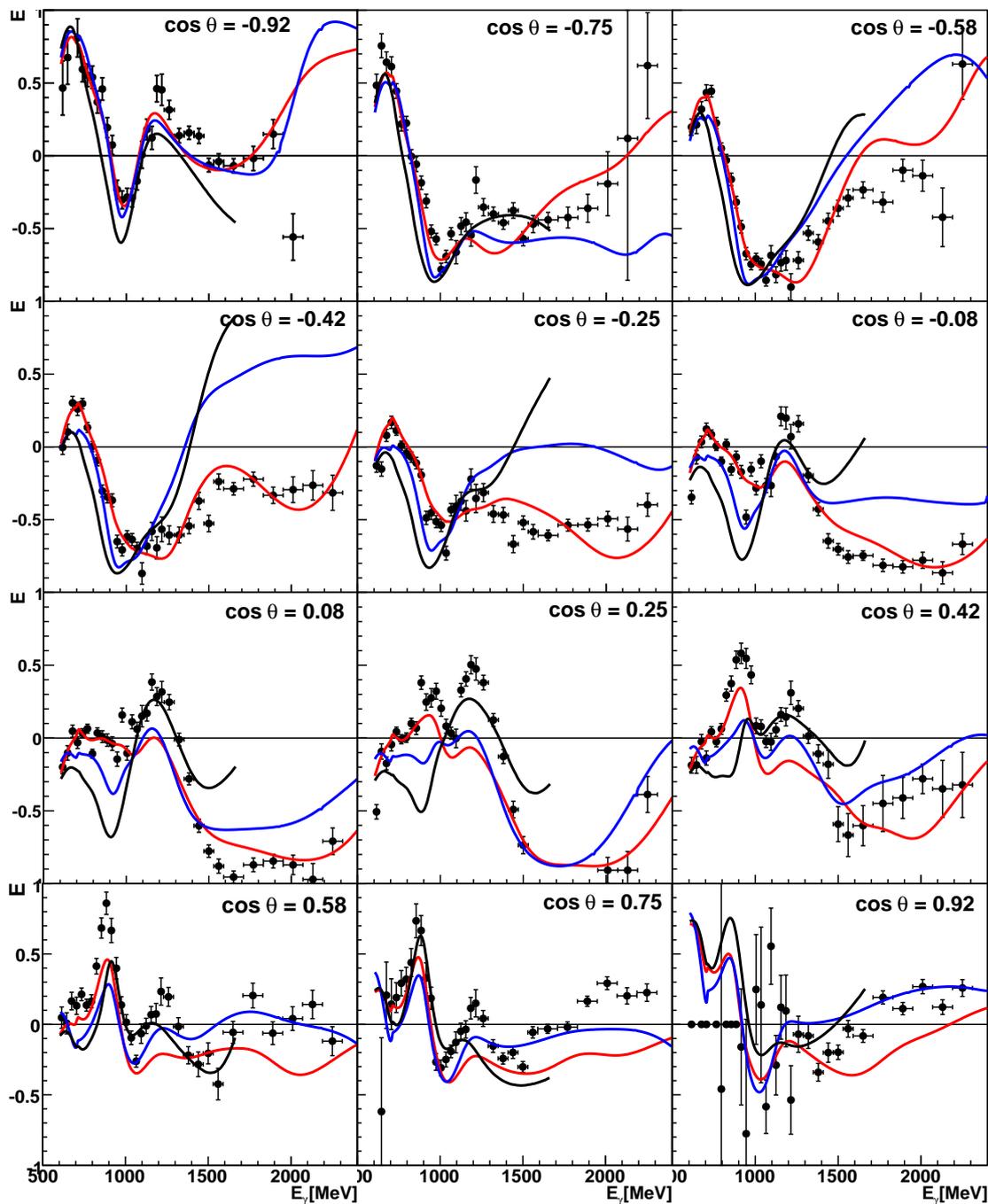


Abbildung 8.21: Doppelpolarisationsobservable E als Funktion der Strahlphotonenenergie für $\cos \theta$ -Bins von -1 bis 1.

8.3 Bestimmung des systematischen Fehlers

Um den systematischen Fehler für die Doppelpolarisationsobservable E zu erhalten, wurde untersucht, wie sich die verschiedenen Methoden zur Bestimmung von E unterscheiden. In den letzten Abschnitten wurden zwei Methoden der Dilution-Faktor-Bestimmung diskutiert. Für den systematischen Fehler wurden beide Methoden angewendet und untersucht, wie stark die Unterschiede in den Ergebnissen für die Doppelpolarisationsobservable E sind.

Um mögliche Abhängigkeiten der Ergebnisse von der Breite der kinematischen Schnitte im systematischen Fehler zu berücksichtigen, wurde zudem die Doppelpolarisationsobservable E bei 2σ und bei 3σ breiten Schnitten bestimmt.

Das Ergebnis ist in den Abbildungen 8.18-8.20 zu sehen. In schwarz sieht man die Doppelpolarisationsobservable E über die 2σ breiten Schnitte, unter Verwendung des Mittelwerts beider Methoden zur Dilution-Faktor-Bestimmung. In dunkelblau sieht man E bei 2σ breiten Schnitten über die Missing-Mass-Methode, in rot über die Koplanaritätsmethode. E bei 3σ breiten Schnitten ist in hellblau für die Missing-Mass-Methode und in grün für die Koplanaritätsmethode dargestellt.

Der systematische Fehler ergibt sich aus der jeweils größten Abweichung der Datenpunkte von E zwischen den beiden Methoden der Dilution-Faktor-Bestimmung und der verschiedenen Schnittbreiten:

$$f = \frac{Y_{Max} - Y_{Min}}{2} \quad (8.11)$$

Man sieht, dass alle Methoden im Rahmen des statistischen Fehlers übereinstimmen. Der systematische Fehler liegt in den meisten Bins unter 1%.

Zusätzlich zu diesem systematischen Fehler muss der systematische Fehler der Polarisationsbestimmung berücksichtigt werden. Er wird für die Photonenstrahlpolarisation in [Kam10] als $\frac{\Delta P_B}{P_B} = 1\%$ angegeben. Für die Targetpolarisation wird ein relativer systematischer Fehler von $\frac{\Delta P_T}{P_T} = 2\%$ angenommen [Dut11].

Der systematische Fehler ergibt sich damit als quadratische Summe der genannten Komponenten und ist in den Abbildungen 8.18-8.20 in grau eingezeichnet.

Zur Überprüfung der Dilution-Faktor-Methode wurde die Doppelpolarisationsobservable E zusätzlich über eine weitere Methode bestimmt, welche im Folgenden beschrieben wird.

8.4 Bestimmung von E mit Hilfe der Wasserstoffdaten

Betrachtet man die beiden unterschiedlichen Spinstellungen von Proton und einlaufendem Photon, erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0}(\theta) \cdot [1 + P_T P_\gamma \cdot E(\theta)], \\ \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0}(\theta) \cdot [1 - P_T P_\gamma \cdot E(\theta)]. \end{aligned} \quad (8.12)$$

Bildet man die Differenz, folgt daraus für die Doppelpolarisationsobservable E

$$E = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} - \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}}}{2 \frac{d\sigma}{d\Omega_0}} \cdot \frac{1}{P_T P_\gamma}. \quad (8.13)$$

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

Wie bereits erwähnt, stehen unterschiedliche Möglichkeiten zur Verfügung, um die parallele und die antiparallele Spinstellung von einlaufendem Photon und Proton zu erhalten. Da für jede Möglichkeit eine eigene Flussnormierung durchgeführt werden muss, werden die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Terme bestimmt. Damit setzt sich der Wirkungsquerschnitt der parallelen und der antiparallelen Spinstellung aus den folgenden Termen zusammen:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma'}{d\Omega_{1/2}} &= \frac{d\sigma^{np,07}}{d\Omega_{1/2}} + \frac{d\sigma^{pn,07}}{d\Omega_{1/2}} + \frac{d\sigma^{np,09}}{d\Omega_{1/2}} + \frac{d\sigma^{pn,09}}{d\Omega_{1/2}}, \\ \frac{d\sigma'}{d\Omega_{3/2}} &= \frac{d\sigma^{pp,07}}{d\Omega_{3/2}} + \frac{d\sigma^{nn,07}}{d\Omega_{3/2}} + \frac{d\sigma^{pp,09}}{d\Omega_{3/2}} + \frac{d\sigma^{nn,09}}{d\Omega_{3/2}}.\end{aligned}\quad (8.14)$$

Hierbei ist $\frac{d\sigma^{np/pn,07/09}}{d\Omega}$ der jeweilige Wirkungsquerschnitt für negative/positive Target- und positive/negative Strahlpolarisation und $\frac{d\sigma^{pp/nn,07/09}}{d\Omega}$ für positive/negative Target- und Strahlpolarisation für die Strahlzeiten im November 2007 und im September/November 2009. Setzt man hier Formel 8.12 ein, erhält man für die Doppelpolarisationsobservable E

$$E = \frac{\frac{d\sigma'}{d\Omega_{1/2}} - \frac{d\sigma'}{d\Omega_{3/2}}}{8\frac{d\sigma}{d\Omega_0}} \cdot \frac{1}{P_T P_\gamma}.\quad (8.15)$$

Hier kürzen sich im differentiellen Wirkungsquerschnitt das Raumwinkelement $\Delta\Omega$ und das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des Pions in zwei Photonen Γ heraus und man erhält:

$$E = \frac{N_{1/2}^* - N_{3/2}^*}{8N_0^*} \cdot \frac{(n_T^B A^B)^{-1}}{(n_T^0 A^0)^{-1}} \frac{1}{P_\gamma P_z}.\quad (8.16)$$

Hierbei sind:

- $N_{1/2}^* = \frac{N_{1/2}^{np,07}}{n_{\gamma,np,07}^{1/2}} + \frac{N_{1/2}^{np,09}}{n_{\gamma,np,09}^{1/2}} + \frac{N_{1/2}^{pn,07}}{n_{\gamma,pn,07}^{1/2}} + \frac{N_{1/2}^{pn,09}}{n_{\gamma,pn,09}^{1/2}},$
- $N_{3/2}^* = \frac{N_{3/2}^{pp,07}}{n_{\gamma,pp,07}^{3/2}} + \frac{N_{3/2}^{pp,09}}{n_{\gamma,pp,09}^{3/2}} + \frac{N_{3/2}^{nn,07}}{n_{\gamma,nn,07}^{3/2}} + \frac{N_{3/2}^{nn,09}}{n_{\gamma,nn,09}^{3/2}},$
- $N_{1/2}^{np}, N_{3/2}^{pp}, N_{1/2}^{pn}, N_{3/2}^{nn}$: Zählrate bei parallelem und antiparallelem Spin für die verschiedenen Möglichkeiten von Strahl- und Targetpolarisation,
- $n_{\gamma,np}^{1/2}, n_{\gamma,pn}^{1/2}, n_{\gamma,pp}^{3/2}, n_{\gamma,nn}^{3/2}$: Photonenfluss für die Daten mit parallelem und antiparallelem Spin für die verschiedenen Möglichkeiten aus Strahl- und Targetpolarisation für die beiden Strahlzeiten,
- n_T^B, n_T^0 : Targetflächendichte für das Butanol- und das Wasserstofftarget,
- $N_0^* = \frac{N_0}{n_\gamma^0},$
- N_0 : Zählrate am unpolarisierten Wasserstofftarget,
- n_γ^0 : Photonenfluss für die unpolarisierten Daten am Wasserstofftarget,
- A^B, A^0 : Akzeptanz am Butanol- und am Wasserstofftarget.

Bei dieser Methode fallen der Fluss, die Targetflächendichte und die Akzeptanz beider Targets nicht heraus und müssen berücksichtigt werden. Ihre Bestimmung wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

8.4.1 Targetflächendichte

Die Targetflächendichte ist für beide Targets unterschiedlich und muss berücksichtigt werden. Sie ist definiert als $n_T = \frac{N_a \rho l}{M}$. Hierbei ist N_a die Avogadrozahl, ρ die Targetdichte, l die Targetlänge und M die molare Masse. Die entsprechenden Werte für Wasserstoff und Butanol sind in Tabelle 8.3 zusammengefasst.

	Wasserstoff	Butanol
ρ	0,0708 g/cm ³	0,57 g/cm ³
M	1,00794 g/mol	74,1216 g/mol
l	5,1 cm	1,88 cm
n_T	$2,157 \cdot 10^{23}$ 1/cm ²	$0,8706 \cdot 10^{23}$ 1/cm ²

Tabelle 8.3: Werte zur Bestimmung der Targetflächendichte für das Wasserstoff- und das Butanoltarget.

Die Dichte von Butanol beträgt in massivem Zustand 0,94 g/cm³. Da es sich beim Butanoltarget aber um von Helium umspülte Butanolkügelchen handelt, reduziert sich die effektive Dichte auf den angegebenen Wert. Setzt man diese Werte ein, erhält man eine Targetflächendichte von $n_T = 2,157 \cdot 10^{23}$ 1/cm² für Wasserstoff.

Für die Targetflächendichte von Butanol sind nur polarisierte Protonen von Interesse, da sich, wie bereits erläutert, die unpolarisierten Protonen in der Differenz $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ herauskürzen. Da es in Butanol 10 polarisierbare Protonen (die aus dem Wasserstoff) gibt, erhält man für die Targetflächendichte $n_T = 0,8706 \cdot 10^{23}$ 1/cm².

8.4.2 Detektorakzeptanz

Die Akzeptanz gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein Ereignis, welches stattgefunden hat, auch rekonstruiert wird. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der rekonstruierten Ereignisse zu den generierten Ereignissen:

$$A(\cos \theta, E_\gamma) = \frac{N_{rek}(\cos \theta, E_\gamma)}{N_{gen}}$$

Sie ist energie- und winkelabhängig und wird durch mehrere Effekte beeinflusst. Dazu zählen die geometrische Anordnung des Detektorsystems, die Nachweiswahrscheinlichkeit für bestimmte Teilchen in den einzelnen Detektorkomponenten, sowie die Analyseakzeptanz. Letzteres ist stark abhängig von den angewandten kinematischen Schnitten. Aus diesem Grund werden für die simulierten Ereignisse die gleichen Rekonstruktions- und Analyseschritte durchgeführt wie für die Daten.

Die generierten Ereignisse an einem Butanoltarget sind in Abbildung 8.22 links oben zu sehen. Dabei wurde der $\cos \theta$ des Pions gegen die einlaufende Strahlphotonenenergie im Schwerpunktsystem aufgetragen. Man erkennt eine gleichmäßige Verteilung über den gesamten $\cos \theta$ -Bereich und einen abfallenden Verlauf für die Strahlphotonenenergie. Letzterer entspricht einer $1/E_\gamma$ -Verteilung, wie sie durch Bremsstrahlung entsteht. Das gleiche Spektrum ist für die rekonstruierten 2 und 3 PED Ereignisse aufgetragen. Betrachtet man das Spektrum für die 3 PED Ereignisse, sieht man, dass sie einen Großteil des Winkel- und Energiebereichs abdecken. Bei $\cos \theta = -0.4$ erkennt man einen Einbruch, der sich über den gesamten Energiebereich erstreckt. Dies ist der Bereich, bei dem das Proton zwischen Crystal-Barrel-Kalorimeter und Vorwärtsdetektor hindurchfliegt und in keinem der beiden

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

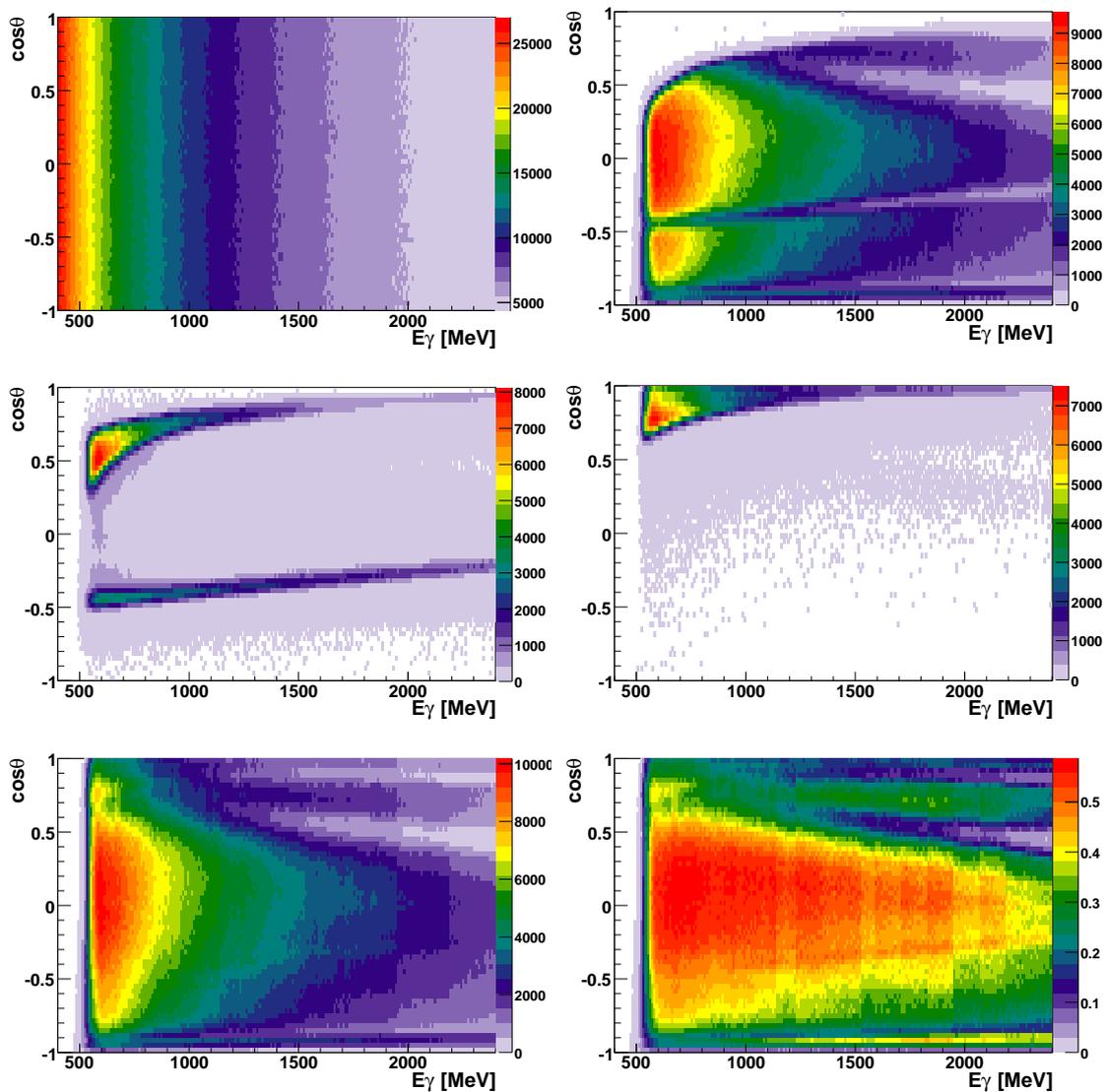


Abbildung 8.22: Oben links: generierte $p\pi^0$ -Ereignisse unter Verwendung des Butanoltargets, oben rechts: rekonstruierte 3 PED Ereignisse, Mitte: rekonstruierte 2 PED Ereignisse, links mit Geladenentreffer, rechts ohne Geladenentreffer. Unten links: Summe aus 2 und 3 PED Ereignissen, Unten rechts: Akzeptanz am Butanoltarget.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

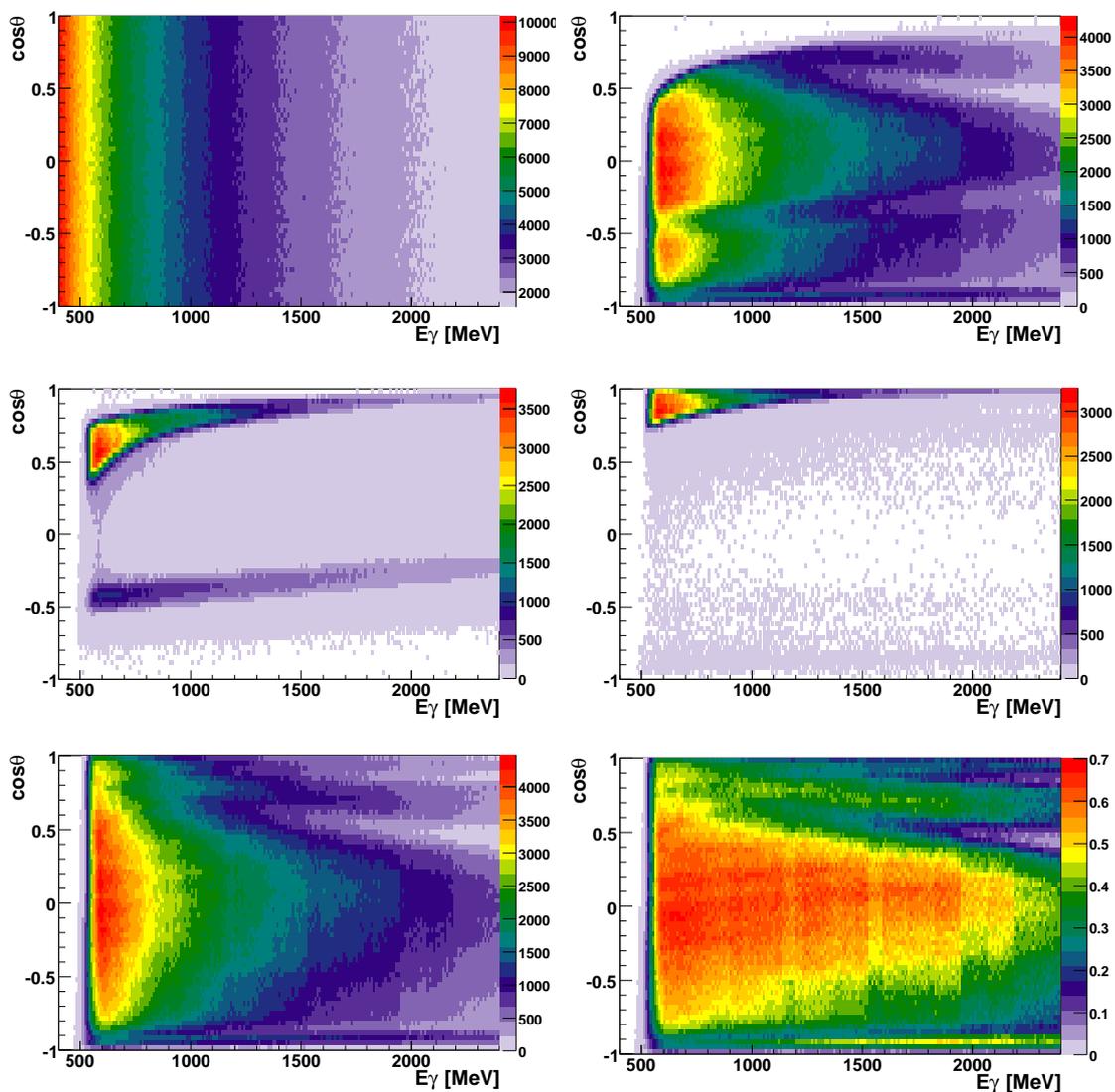


Abbildung 8.23: Oben links: generierte Ereignisse, oben rechts: rekonstruierte 3 Ped Ereignisse, Mitte: rekonstruierte 2 PED Ereignisse, links mit Geladenentreffer, rechts ohne Geladenentreffer. Unten links: Summe aus 2 und 3 PED Ereignissen, rechts: Akzeptanz am Wasserstofftarget.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

Detektoren ein Signal hinterlässt. Da aber beide Photonen in so einem Fall nachgewiesen werden, wird dieser Bereich von den 2 PED Ereignissen mit Geladenentreffer (in diesem Fall mit Innendetektortreffer) abgedeckt, wie man in dem entsprechenden Spektrum in Abbildung 8.22 gut erkennen kann. Desweiteren decken sie in Vorwärtsrichtung einen Teil des Energie- und Winkelbereichs ab und erweitern damit insgesamt den Akzeptanzbereich. Die 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer decken hauptsächlich den Bereich bei sehr kleinen Vorwärtswinkeln ab. Hier sind solche Ereignisse enthalten, bei denen das Proton zu wenig Energie hatte, um in irgendeinem Detektor nachgewiesen zu werden. Der Einbruch bei $\cos\theta = 0,5$ bei Energien ab etwa 1200 MeV kommt dadurch zustande, dass eines der beiden Photonen aus dem Pion-Zerfall zwischen Crystal-Barrel-Kalorimeter und Vorwärtsdetektor hindurchfliegt und nicht detektiert wird. Da in der Analyse immer beide Photonen verlangt werden, um die invariante Masse ausrechnen zu können, wird dieser Bereich durch keine Ereignisklasse aufgefüllt. Die Strukturen bei $\cos\theta < -0,8$ ergeben sich durch detektierte Protonen, bzw. bei $\cos\theta > 0,8$ durch detektierte Photonen aus dem Pionzerfall im MiniTAPS-Detektor.

In Abbildung 8.24 ist die Impulsverteilung der verschiedenen Ereignisklassen links für die Wasserstoffdaten und rechts für die Simulation dargestellt. Unterschiede in den Verteilungen kommen daher, dass im Gegensatz zu den Daten in der Simulation eine reine Phasenraumverteilung angenommen wird. Betrachtet man die Übergänge der jeweiligen Ereignisklassen, stellt man fest, dass die Grenzen in den Daten und der Simulation leicht unterschiedlich sind. In den Daten liegt der Übergang zwischen 2 PED Ereignissen mit und ohne Geladenentreffer bei einem Impuls von etwa 290 MeV und in der Simulation bei etwa 260 MeV. Die Simulation entspricht an dieser Stelle demnach nicht vollständig den Daten. Aus diesem Grund müssen bei der gleichzeitigen Verwendung von gemessenen und simulierten Daten alle Ereignisklassen verwendet werden.

Betrachtet man das aufsummierte Spektrum aus 2 und 3 PED Ereignissen in Abbildung 8.22 unten links, erkennt man einen gleichmäßigen Verlauf über einen weiten Winkel- und Energiebereich. Der Einbruch in der Zählrate bei $\cos\theta = -0,4$ ist verschwunden. Bei $\cos\theta = 0,6$ sieht man bei Energien ab 1200 MeV eine geringer werdende Anzahl an Ereig-

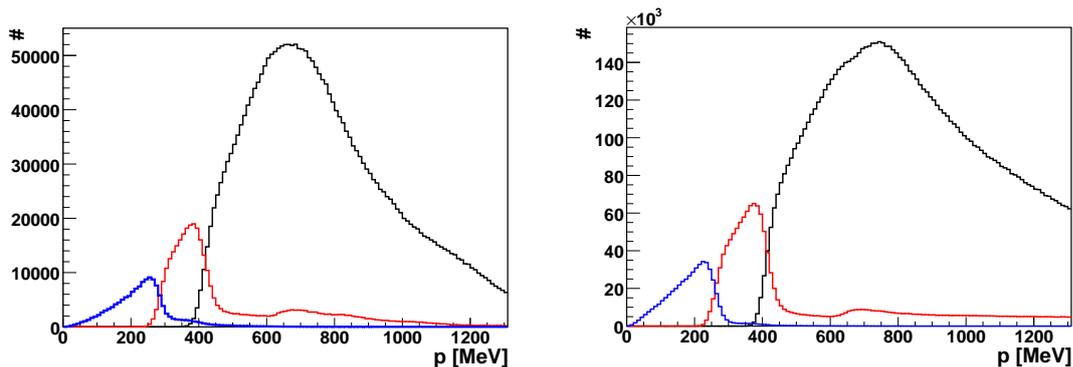


Abbildung 8.24: Impulsverteilung am Wasserstofftarget der verschiedenen Ereignisklassen in den Daten (links) und in der Simulation (rechts). Schwarz: 3 PED Ereignisse, rot: 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer, blau: 2 PED Ereignisse ohne Geladenentreffer.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

nissen. Dies kommt durch Ereignisse zustande, bei denen eins der beiden Photonen nicht detektiert wurde. In der Analyse werden nur Reaktionen betrachtet, bei denen beide Photonen detektiert wurden, um die invariante Masse richtig bestimmen und die Masse des fehlenden Reaktionsteilchens aus den Vierervektoren von Pion und einlaufendem Photon berechnen zu können.

Teilt man das rekonstruierte durch das generierte Spektrum, erhält man das Akzeptanzspektrum in Abbildung 8.22. Die entsprechenden Spektren der Akzeptanz und der rekonstruierten Ereignisse für das Wasserstofftarget sind in Abbildung 8.23 zu sehen. Wie bereits erwähnt, werden die Akzeptanzen für beide Targets zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable E benötigt.

In weiten Winkel- und Energiebereichen liegt die Akzeptanz am Butanoltarget zwischen 50 und 60%, während sie am Wasserstoff aufgrund der geringeren Targetdichte und der geringeren Menge an Stößen innerhalb des Targets mit 60 – 70% etwas höher ist. Erst bei großen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln und zu höheren Energien hin wird sie etwas geringer.

8.4.3 Photonenfluss

Zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E mit der in diesem Abschnitt verwendeten Methode wird neben der Akzeptanz auch der Photonenfluss, d. h. die Anzahl an Photonen, die das Produktionstarget erreichen, benötigt. Eine genaue Beschreibung der Photonenflussbestimmung wird in [Har08] gegeben und wird hier nur kurz erläutert.

Um die Photonen, die das Target erreichen, zu zählen, müssen zwei Effekte beachtet werden:

- Bereits auf Triggerebene wird der Nachweis eines Elektrons in der Photonenmarkierungsanlage zur Auslese eines Ereignisses gefordert.
- Ein hadronisches Ereignis kann nur aufgenommen werden, wenn die Datenauslese zur Aufnahme bereit ist, d.h. während der „Lifetime“.

Der Photonenfluss wird demnach anhand der rekonstruierten Strahlphotonen, die von der Photonenmarkierungsanlage energiemarkiert und während der Lifetime aufgenommen wurden, energieabhängig bestimmt. Die verwendeten Energieintervalle entsprechen hierbei denen, die auch in der Analyse verwendet werden.

Die tatsächliche Anzahl der Photonen im Target ist aus 2 Gründen kleiner als die Zahl der rekonstruierten Photonen. Zum einen wird der Photonenstrahl kollimiert, d. h. nicht alle erzeugten Bremsstrahlphotonen erreichen das Target, und zum anderen wird von der Photonenmarkierungsanlage auch Untergrund detektiert, welcher fälschlicherweise als Strahlphoton interpretiert werden kann. Um von der Anzahl der rekonstruierten Strahlphotonen N_{γ}^{rek} auf die tatsächliche Anzahl N_{γ}^{real} schließen zu können, wird die Photonendefinitionswahrscheinlichkeit P_{γ} benötigt. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass es zu einem in der Photonenmarkierungsanlage detektierten Elektron ein Strahlphoton gibt und wird mit Hilfe des GIM bestimmt. Die Anzahl der Photonen, die den GIM erreichen, entspricht in guter Näherung der Anzahl der Photonen im Target, da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonen im Target sehr klein ist. Damit ergibt sich im Idealfall

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

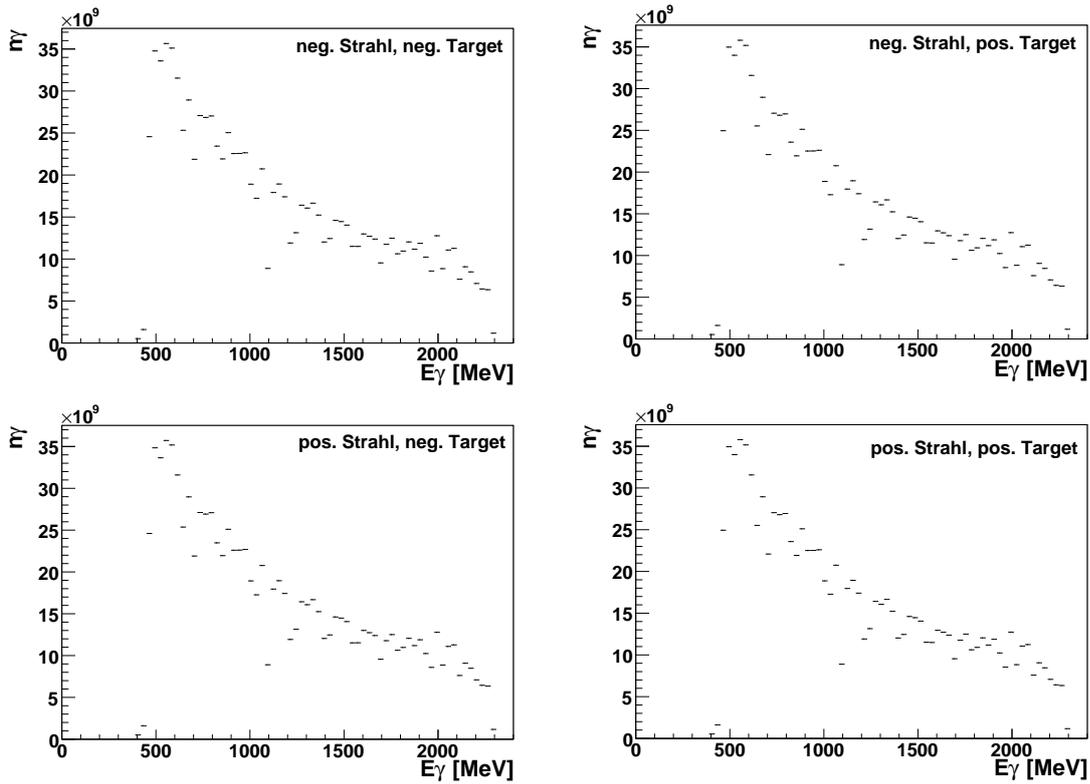


Abbildung 8.25: Photonenfluss für die Strahlzeiten 2009 für die verschiedenen Einstellungen von Target- und Strahlpolarisation.

für P_γ

$$P_\gamma = \frac{N_{tag} \wedge N_{GIM}}{N_{tag}}.$$

Der Zähler entspricht hierbei der Anzahl an koinzidenten Ereignissen, die gleichzeitig in der Photonenmarkierungsanlage und im GIM detektiert wurden, während der Nenner die Anzahl der Photonen mit zugehörigem in der Photonenmarkierungsanlage detektiertem Elektron angibt.

Um die tatsächliche Anzahl an koinzidenten Treffern zu erhalten, müssen jedoch von diesem Wert noch die zufällig koinzidenten Treffer abgezogen werden. Tatsächlich erhält man also für P_γ

$$P_\gamma = \frac{(N_{tag} \wedge N_{GIM})^{Gesamt} - (N_{tag} \wedge N_{GIM})^{Zufall}}{N_{tag}}.$$

Die Anzahl der Strahlphotonen wird zunächst für jedes aufgenommene Ereignis in einem willkürlich gewählten Zeitintervall bestimmt. Um einen über die Lifetime integrierten Fluss zu bekommen, wird ein Skalierungsfaktor c zur Umrechnung der verschiedenen Zeitintervalle benötigt. Die Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage werden neben TDCs auch über Koinzidenzzähler ausgelesen. Letztere nehmen ein Ereignis nur auf, wenn zwei hintereinander liegende Szintillatoren ein Signal zeitgleich registrieren und wenn es

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

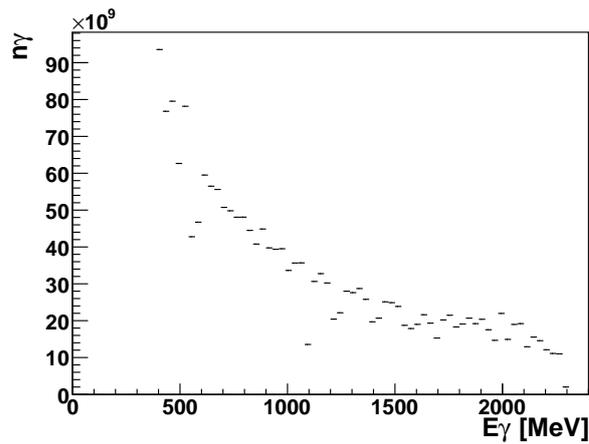


Abbildung 8.26: Photonfluss für die Strahlzeit am Wasserstofftarget.

während der Lifetime stattfindet. Bestimmt man anhand der TDCs die Zahl der koinzidenten Treffer innerhalb des willkürlichen Zeitintervalls, erhält man als Skalierungsfaktor

$$c_{\Delta t \rightarrow t_{life}} = \frac{N_{Scaler}(t_{life})}{N_{TDC}(\Delta t)}.$$

Insgesamt ergibt sich damit der integrierte Photonfluss in einem gegebenen Photonenenergieintervall zu [Har08]

$$N_{\gamma}(\Delta E_{\gamma}, t_{life}) = N_{\gamma}^{rek}(\Delta E_{\gamma}, \Delta t) P_{\gamma}(\Delta E_{\gamma}) c_{\Delta t \rightarrow t_{life}}.$$

In Abbildung 8.25 ist der Photonfluss für die Butanolstrahlzeiten 2009 zu sehen. Für jede mögliche Polarisierungseinstellung von Strahl und Target wurde der Photonfluss separat bestimmt⁸. Bei der Datennahme am Wasserstofftarget handelt es sich um eine unpolarisierte Messung, so dass hier nur ein Spektrum benötigt wird. Es ist in Abbildung 8.26 zu sehen.

In der Abbildung ist der $1/E_{\gamma}$ -Abfall des Spektrums deutlich zu erkennen. Die Schwankungen erklären sich durch unterschiedliche Effizienzen der einzelnen Szintillatoren und Fasern der Photonemarkierungsanlage. Man erkennt, dass der Photonfluss, wie erwartet, für alle 4 Kombinationen nahezu den gleichen Verlauf über alle Energien hat. Die gleiche Anzahl an Ereignissen für den Photonfluss in allen 4 Kombinationen von Strahl- und Targetpolarisation weist darauf hin, dass für alle Kombinationen die gleiche Menge an Daten genommen wurde.

8.4.4 Bestimmung von E

Um die Doppelpolarisationsobservable E gemäß Formel 8.16 zu erhalten, muss neben der Polarisierung zusätzlich die Targetflächendichte, die Akzeptanz und der Photonfluss berücksichtigt werden. Das polarisationsgewichtete Spektrum für parallele und antiparallele Spinstellung und das unpolarisierte Spektrum der Wasserstoffdaten werden durch den jeweiligen Wert der Targetflächendichte, wie sie in Kapitel 8.4.1 angegeben ist, des Flusses und der Akzeptanz, geteilt, so dass man den in Abbildung 8.30 rechts oben zu sehenden

⁸Die entsprechenden Spektren für die Strahlzeit im November 2007 befinden sich in Anhang H.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

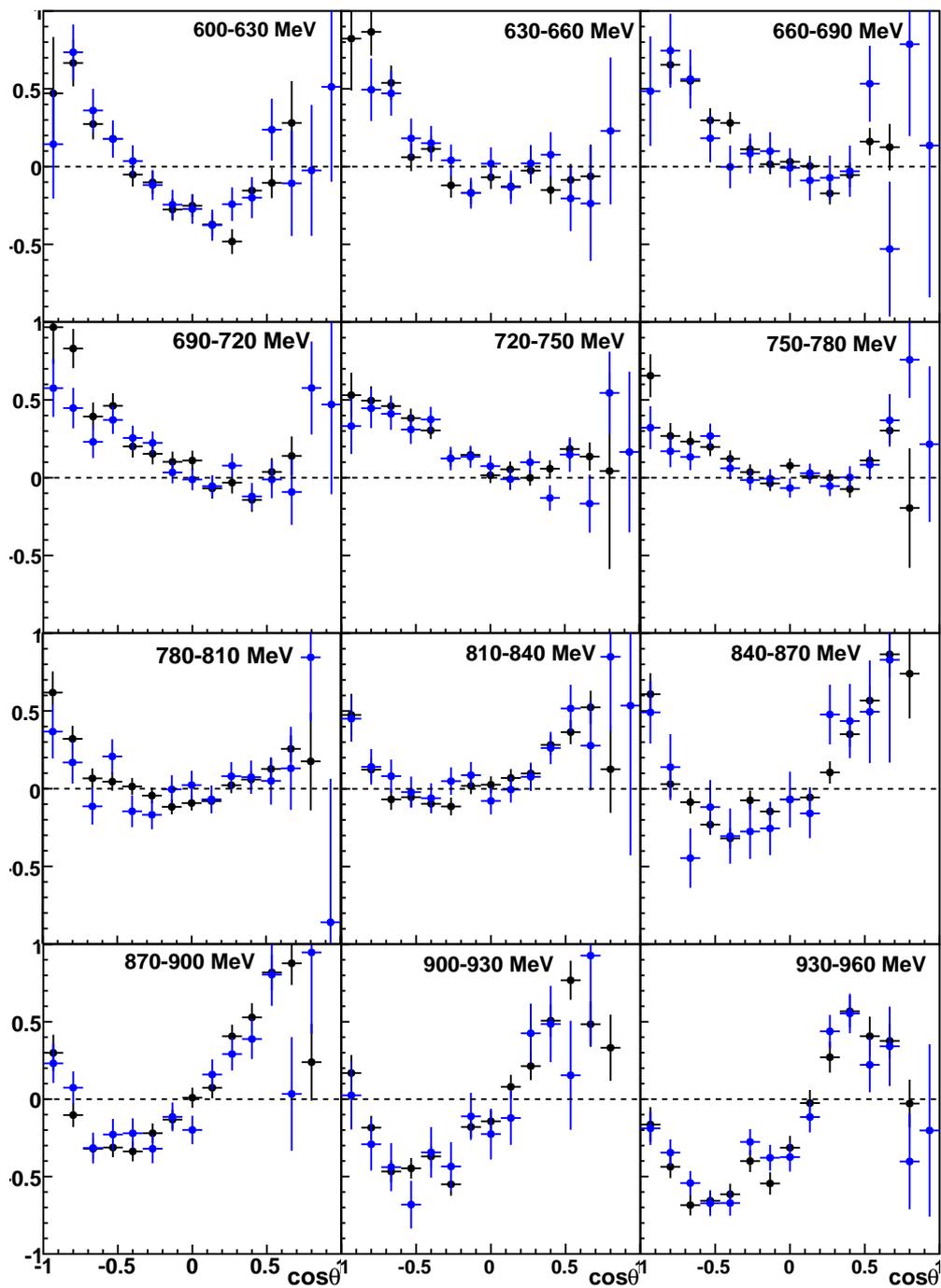


Abbildung 8.27: Vergleich der Doppelpolarisationsobservablen E über die Dilution-Faktor-Methode (schwarz) und die Wasserstoffnormierung (blau) für 2 und 3 PED Ereignisse.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

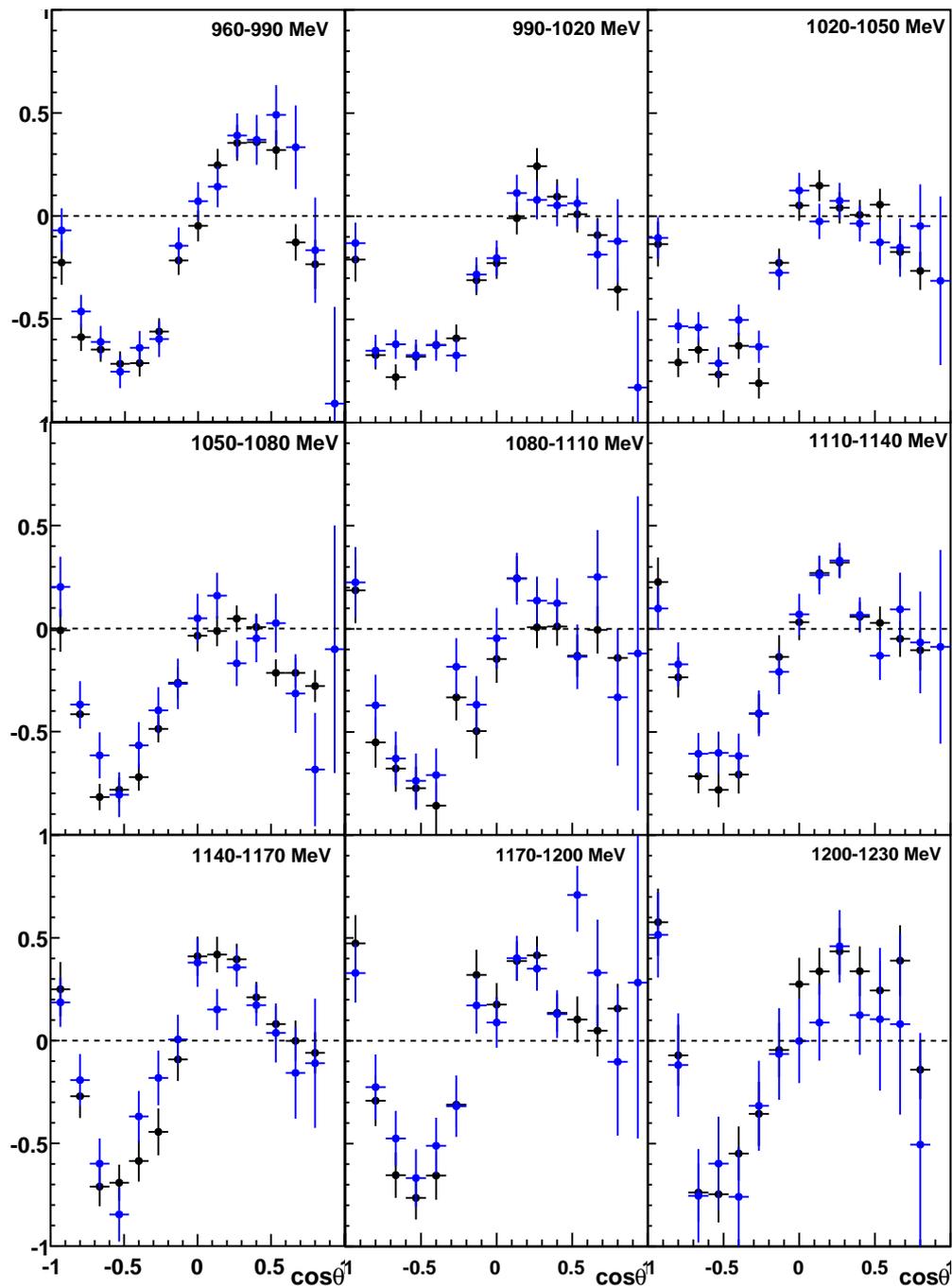


Abbildung 8.28: Vergleich der Doppelpolarisationsobservablen E über die Dilution-Faktor-Methode (schwarz) und die Wasserstoffnormierung (blau) für 2 und 3 PED Ereignisse.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

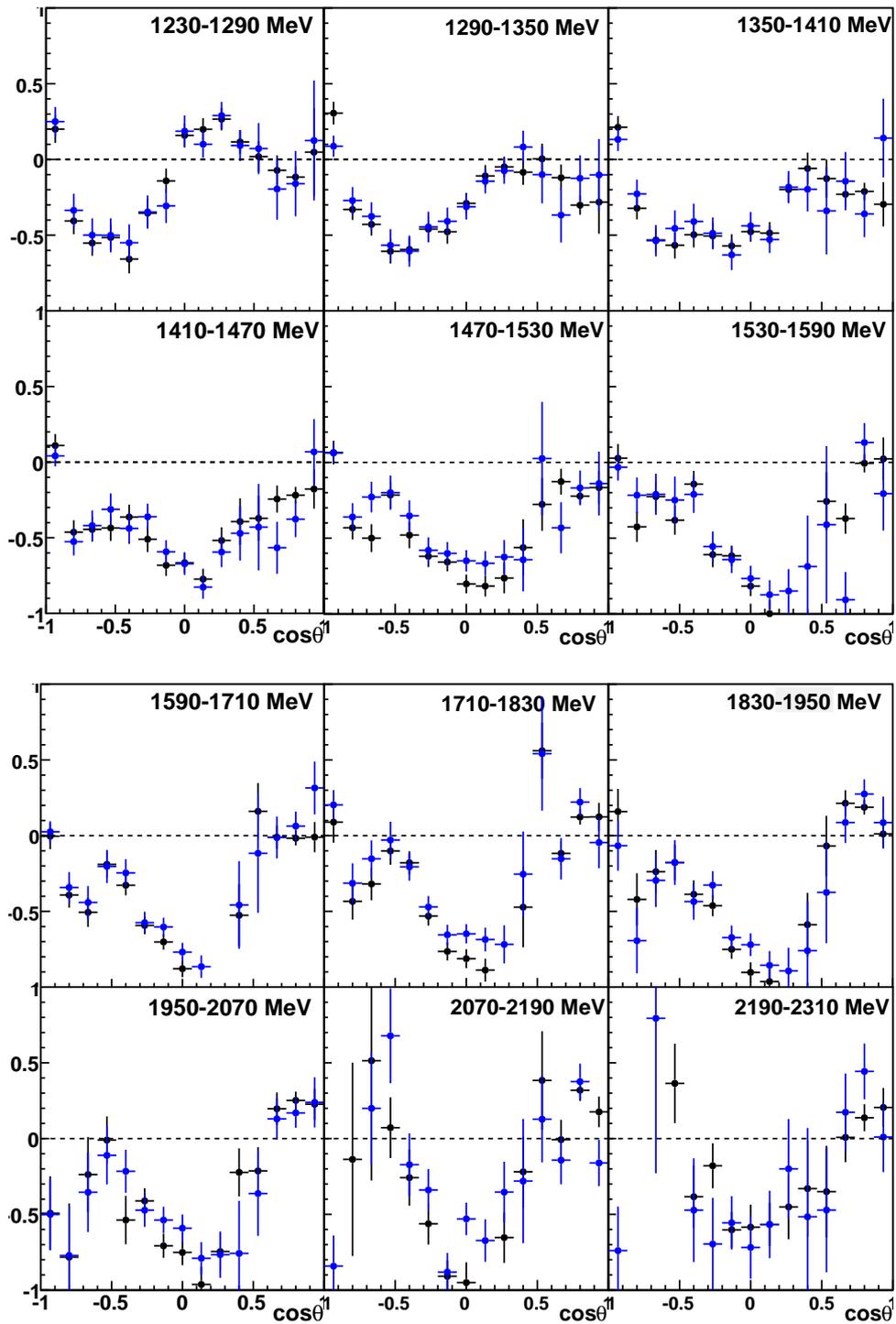


Abbildung 8.29: Vergleich der Doppelpolarisationsobservablen E über die Dilution-Faktor-Methode (schwarz) und die Wasserstoffnormierung (blau) für 2 und 3 PED Ereignisse.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

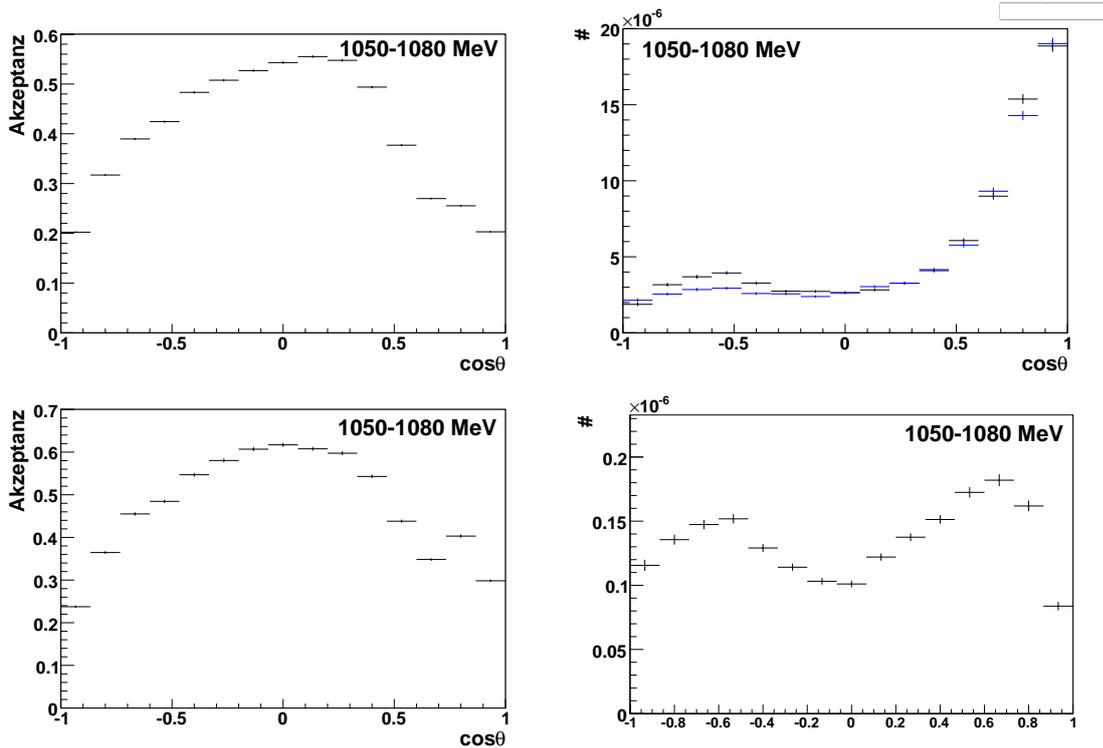


Abbildung 8.30: Links: Verlauf der Akzeptanz am Butanoltarget (oben) und am Wasserstofftarget (unten) für das betrachtete Energiebin. Rechts oben: $\cos\theta$ -Verlauf bei $E_\gamma = 1050 - 1080$ MeV für parallele (schwarz) und antiparallele (blau) Spinstellung, rechts unten für die Wasserstoffdaten unter Berücksichtigung der Targetflächendichte, des Photonennflusses, des Polarisationsgrades und der Akzeptanz.

Verlauf für die parallele und die antiparallele Spinstellung am Butanoltarget und rechts unten für die Wasserstoffdaten erhält. Links ist jeweils die Akzeptanz für das betrachtete Energiebin gezeigt.

Um die Doppelpolarisationsobservable E zu erhalten, wird zunächst die Differenz aus paralleler und antiparalleler Spinstellung benötigt. Sie ist in Abbildung 8.31 links zu sehen. Teilt man diese durch das Wasserstoffspektrum gemäß Formel 8.16, erhält man die Doppelpolarisationsobservable E für das betrachtete Energiebin in Abbildung 8.31 rechts. In den Abbildungen 8.27 - 8.29 ist die Doppelpolarisationsobservable E im Vergleich zur Doppelpolarisationsobservablen E gemäß der in diesem Abschnitt beschriebenen Methode dargestellt. Die größeren Fehlerbalken bei der in diesem Kapitel beschriebenen Methode kommen dadurch zustande, dass hierbei zusätzliche statistische Fehler durch die Fluss- und Akzeptanzbestimmung auftreten. Man erkennt, dass es keine großen Unterschiede zwischen den beiden Methoden gibt. Innerhalb der Fehler stimmen die beiden Verläufe gut miteinander überein. Die Unterschiede in Photonennfluss und Targetflächendichte der verschiedenen Datensätze werden vom Dilution-Faktor gut berücksichtigt. Diese gehen bei der Dilution-Faktor-Methode in die Skalierungsfaktoren ein, welche benötigt werden, um die separat gemessenen Kohlenstoffdaten auf den Kohlenstoffanteil im Butanol richtig zu skalieren. Demnach wird der Kohlenstoffanteil im Butanol richtig behandelt.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

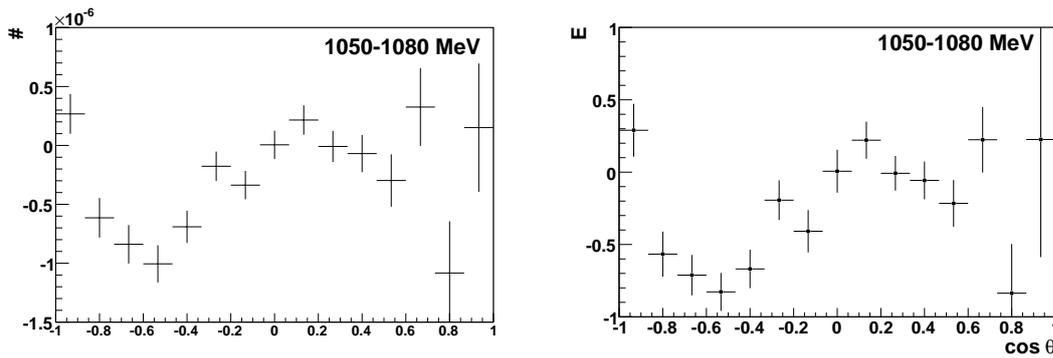


Abbildung 8.31: Links: Differenz aus paralleler und antiparalleler Spinstellung unter Berücksichtigung der Akzeptanz, der Photonendichte und der Targetflächendichte des Butanoltargets, rechts: Doppelpolarisationsobservable E für $E_\gamma = 1050 - 1080$ MeV.

8.5 Vergleich mit vorhandenen Daten

Wie in Kapitel 4.2 bereits gezeigt, wurde in der Doktorarbeit von I. Preobrajenski [Pre03] der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt und die Differenz der Wirkungsquerschnitte mit paralleler und antiparalleler Spinstellung $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmt, so dass sich daraus die Doppelpolarisationsobservable E gemäß Formel 8.13 berechnen lässt. Um diese Datenpunkte mit den in dieser Arbeit bestimmten Datenpunkten zu vergleichen, wurden sie in Abbildung 8.32 für den in [Pre03] zugänglichen und mit dem in dieser Arbeit überlappenden Energiebereich von 600 MeV bis 780 MeV zusammen in ein Histogramm eingetragen. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen die Messungen gut überein.

8.6 Kombinationsmöglichkeiten aus Strahl- und Targetpolarisation

Aus den vorhandenen Datensätzen ergeben sich verschiedene Möglichkeiten, E zu bilden. Um herauszufinden, ob auch die Polarisationswerte richtig behandelt werden, kann man diese verschiedenen Kombinationen miteinander vergleichen.

Man hat jeweils zwei Möglichkeiten, die parallele und antiparallele Spinstellung zu erhalten. Daraus ergeben sich insgesamt 4 Kombinationen für die Zählratendifferenz:

- Wechsel der Strahlpolarisation:
 1. $\sigma_{+-}([P_T(+), P_\gamma(-)]) - \sigma_{++}([P_T(+), P_\gamma(+)])$
 2. $\sigma_{-+}([P_T(-), P_\gamma(+)]) - \sigma_{--}([P_T(-), P_\gamma(-)])$
- Wechsel der Targetpolarisation:
 3. $\sigma_{+-}([P_T(+), P_\gamma(-)]) - \sigma_{--}([P_T(-), P_\gamma(-)])$
 4. $\sigma_{-+}([P_T(-), P_\gamma(+)]) - \sigma_{++}([P_T(+), P_\gamma(+)])$
- Wechsel von Strahl- und Targetpolarisation:
 5. $\sigma_{--}([P_T(-), P_\gamma(-)]) - \sigma_{++}([P_T(+), P_\gamma(+)])$
 6. $\sigma_{-+}([P_T(-), P_\gamma(+)]) - \sigma_{+-}([P_T(+), P_\gamma(-)])$

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

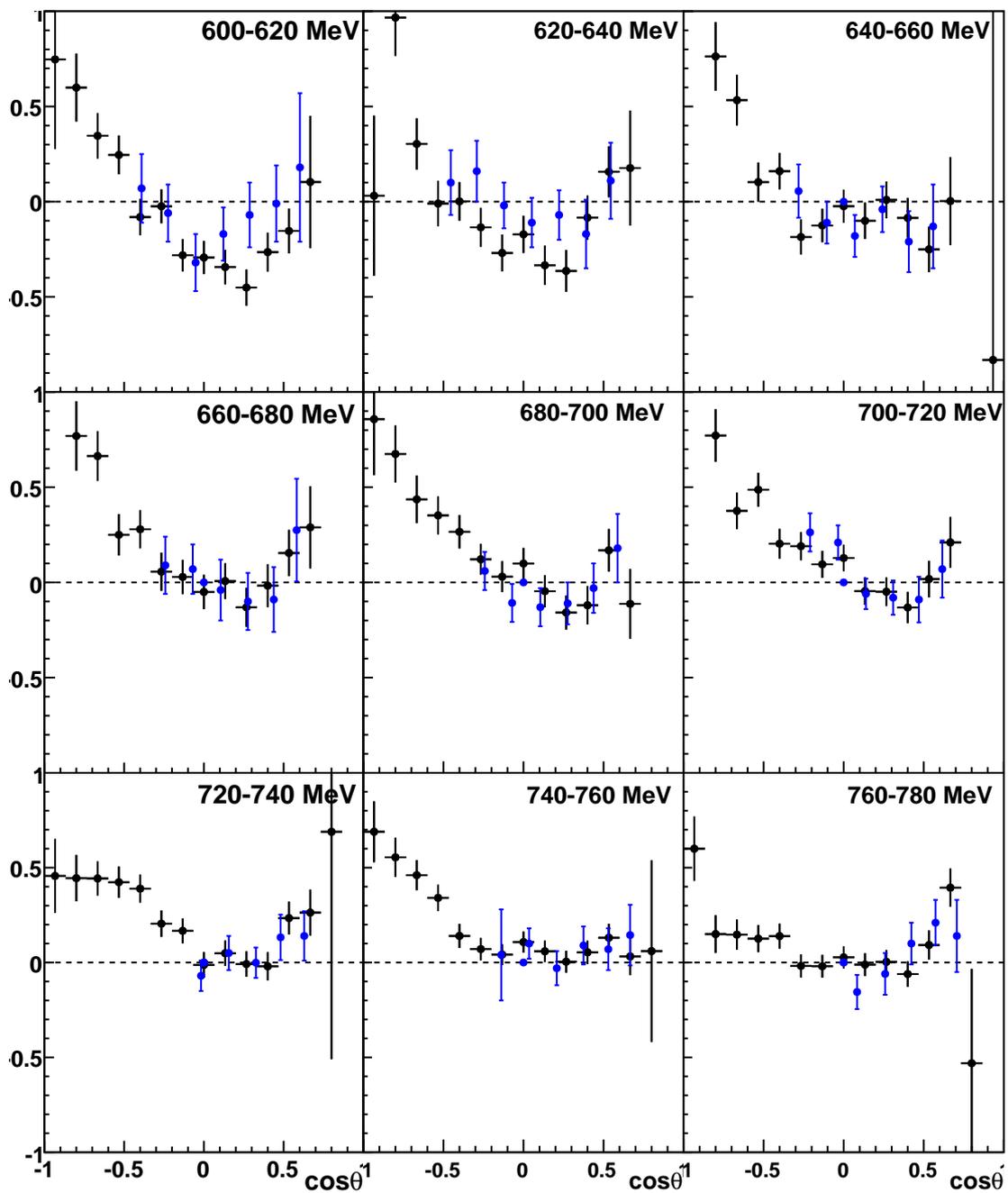


Abbildung 8.32: Vergleich der in dieser Arbeit über die Dilution-Faktor-Methode bestimmten Datenpunkte (schwarz) mit GDH-Daten (blau) [Pre03].

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

Unter der Annahme, dass die Werte der Target- und der Strahlpolarisation in allen Kombinationen gleich ist, sollten die oberen vier Möglichkeiten das gleiche Ergebnis liefern und die letzten beiden Möglichkeiten null werden. In Abbildung 8.34 sind die oberen vier Möglichkeiten aufgetragen. Werden alle Daten zusammen verwendet, liegt der Verlauf ge-

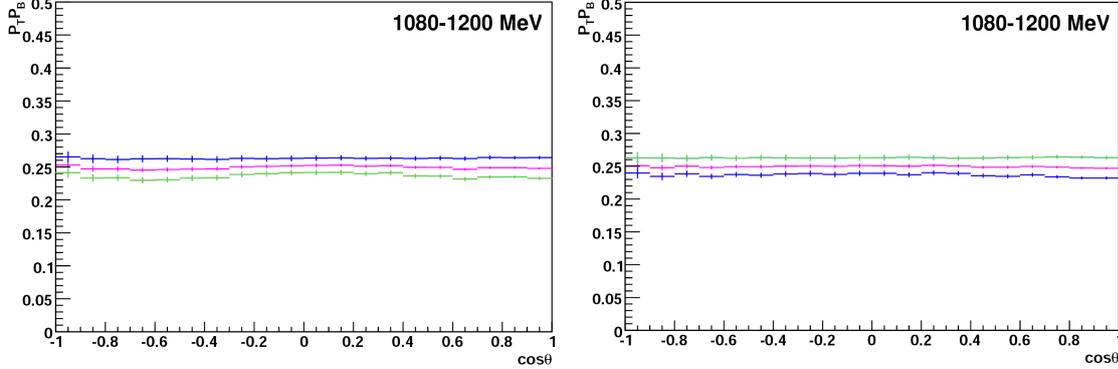


Abbildung 8.33: Polarisationswerte $P_T P_B$ für die antiparallele (links) und die parallele (rechts) Spinstellung für die verschiedenen Kombinationen. Links, blau: $P_T(-)P_\gamma(-)$, grün: $P_T(+),P_\gamma(+)$. Rechts, grün: $P_T(+),P_\gamma(-)$, blau: $P_T(-),P_\gamma(+)$. In pink sind jeweils alle Kombinationen enthalten.

nau zwischen allen Kombinationen. Vor allem bei niedrigen Energien unterscheiden sich die verschiedenen Möglichkeiten stark. Kombination 1 und 2 liegen zwar sehr nah beieinander, 3 und 4 weichen jedoch in jeweils entgegengesetzte Richtung davon ab. Grund für diese Abweichung ist der in Kapitel 4.3 bereits erwähnte Unterschied in den Polarisationswerten.

In Abbildung 8.33 sind die Polarisationswerte $P_T P_B$ für die parallele (links) und die antiparallele (rechts) Spinstellung der einzelnen Kombinationen dargestellt. Man erkennt, dass die beiden Kombinationen jeweils nicht den gleichen Wert haben. Der Unterschied kommt durch unterschiedliche Targetpolarisationswerte zustande. Die Strahlpolarisation wird pro Datenfile für positive und negative Helizität gleichzeitig ermittelt, da wie bereits erwähnt der Elektronenspin bei jedem Spill von ELSA gedreht wird, der Polarisationswert dabei also gleich bleibt und sich nur die Spinrichtung ändert. Im Gegensatz dazu gibt es während einer Strahlzeit unterschiedliche Messperioden mit positiver oder negativer Strahlpolarisation. Während also die Strahlpolarisation für beide Helizitäten immer den gleichen Wert hat, können bei der Targetpolarisation kleine Unterschiede auftreten.

Dieser Unterschied der Polarisationswerte kann auch in der Formel für E berücksichtigt werden. Dazu schreibt man für die jeweiligen Möglichkeiten für die parallelen und die antiparallelen Spinstellungen:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega_{++}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 - aP_T^+ P_B^+ E) \\
 \frac{d\sigma}{d\Omega_{--}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 - bP_T^- P_B^- E) \\
 \frac{d\sigma}{d\Omega_{+-}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 + cP_T^+ P_B^- E) \\
 \frac{d\sigma}{d\Omega_{-+}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 + dP_T^- P_B^+ E)
 \end{aligned} \tag{8.17}$$

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

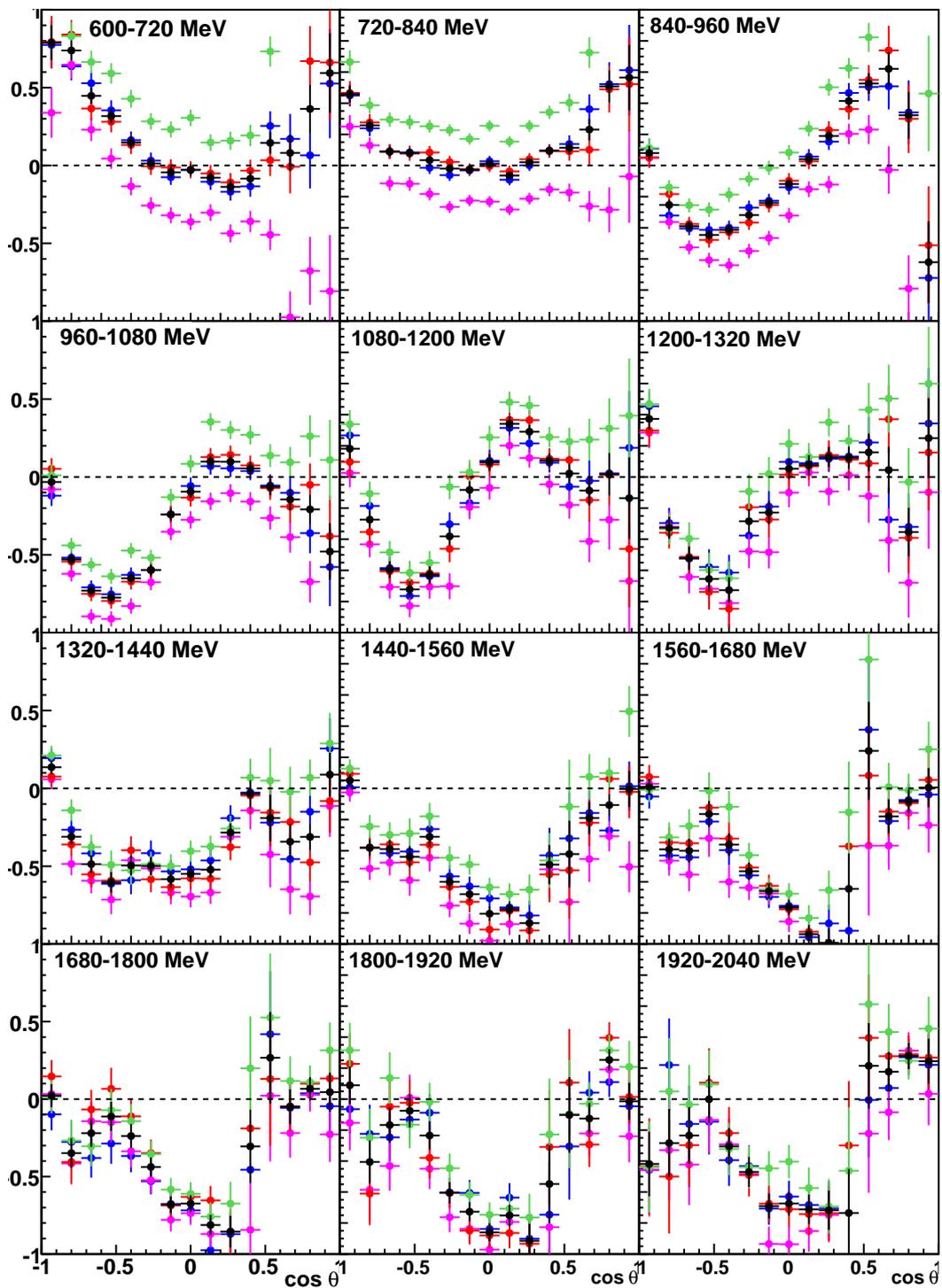


Abbildung 8.34: Vergleich der verschiedenen Kombinationen. Rot: E für Kombination 1, blau: Kombination 2, grün: Kombination 3, pink: Kombination 4, schwarz: alle Daten zusammen.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

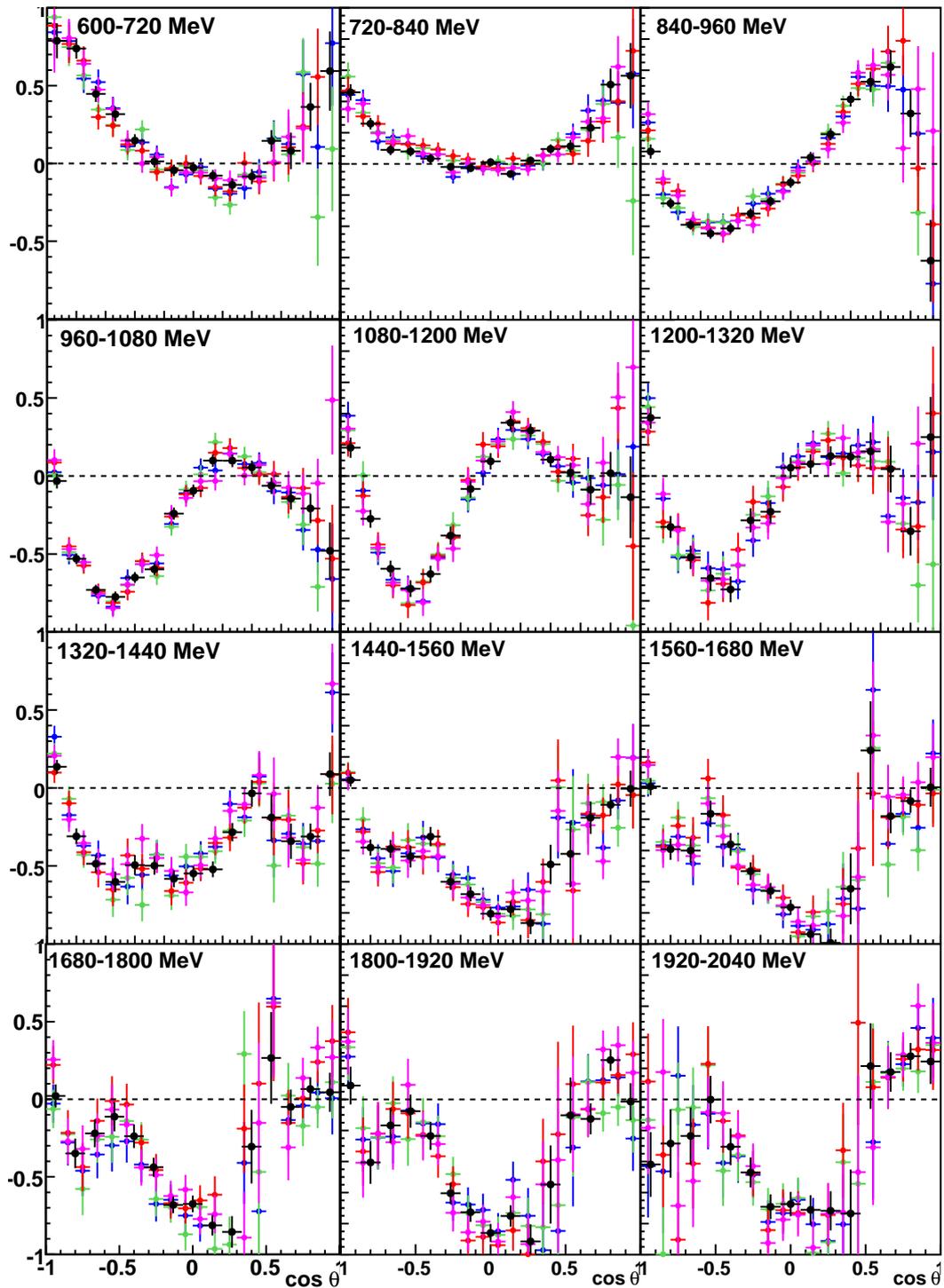


Abbildung 8.35: Vergleich der verschiedenen Kombinationen mit Berücksichtigung der verschiedenen Polarisationswerte. Farbwahl wie in Abbildung 8.34.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

Hierbei ist $P_T^{-/+}$ die Targetpolarisation und $P_B^{-/+}$ die Strahlpolarisation. a, b, c, d sind Korrekturfaktoren, welche die unterschiedlichen Polarisationswerte berücksichtigen. Damit ergibt sich für die parallele und die antiparallele Spinstellung:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 + cP_T^+ P_B^- E) + \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 + dP_T^- P_B^+ E) \\ \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 - aP_T^+ P_B^+ E) + \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (1 - bP_T^- P_B^- E)\end{aligned}\quad (8.18)$$

Für die Differenz und die Summe aus Beidem gilt dann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} - \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (aP_T^+ P_B^+ E + bP_T^- P_B^- E + cP_T^+ P_B^- E + dP_T^- P_B^+ E) \quad (8.19)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} + \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_0} (4 - aP_T^+ P_B^+ E - bP_T^- P_B^- E + cP_T^+ P_B^- E + dP_T^- P_B^+ E) \quad (8.20)$$

Sind die jeweiligen Polarisationswerte gleich, ergibt sich für die Korrekturfaktoren aus Formel 8.19 die Bedingung:

$$a + b + c + d = 4 \quad (8.21)$$

Da man mit jeder beliebigen Kombination aus Target- und Strahlpolarisation das gleiche Ergebnis für E erhalten muss, gilt desweiteren für die einzelnen Terme, in denen die Polarisation enthalten ist:

$$aP_T^+ P_B^+ = bP_T^- P_B^- = cP_T^+ P_B^- = dP_T^- P_B^+ \quad (8.22)$$

Damit lassen sich die einzelnen Faktoren beispielsweise durch den Faktor c ausdrücken als:

$$a = \frac{P_B^-}{P_B^+} c, \quad b = \frac{P_T^+}{P_T^-} c, \quad d = \frac{P_T^+ P_B^-}{P_T^- P_B^+} c \quad (8.23)$$

Setzt man diese Werte in Formel 8.21 ein, erhält man für c :

$$c = \frac{4P_T^- P_B^+}{(P_T^- + P_T^+)(P_B^- + P_B^+)} \quad (8.24)$$

Auf dem gleichen Weg erhält man für a, b und d :

$$a = \frac{4P_T^- P_B^-}{(P_T^- + P_T^+)(P_B^- + P_B^+)} \quad (8.25)$$

$$b = \frac{4P_T^+ P_B^+}{(P_T^- + P_T^+)(P_B^- + P_B^+)} \quad (8.26)$$

$$d = \frac{4P_T^+ P_B^-}{(P_T^- + P_T^+)(P_B^- + P_B^+)} \quad (8.27)$$

Setzt man diese Faktoren ein, erhält man gemäß Formel 8.20 für die Summe:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} + \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} = 4 \frac{d\sigma}{d\Omega_0} \quad (8.28)$$

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

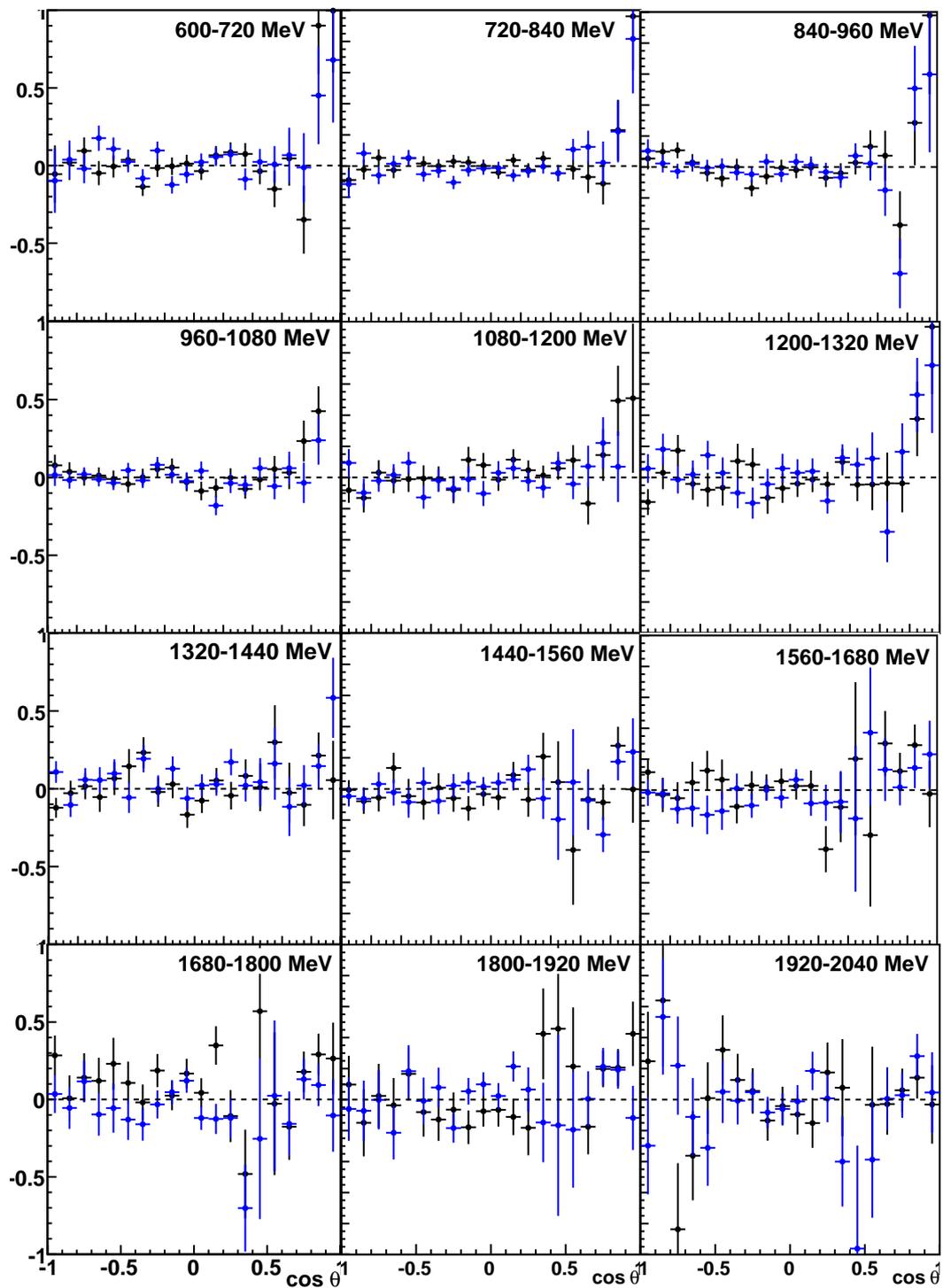


Abbildung 8.36: Schwarz: E über die Differenz $\sigma(P_T(-)P_\gamma(-)) - \sigma(P_T(+)P_\gamma(+))$, blau: E über die Differenz $\sigma(P_T(-)P_\gamma(+)) - \sigma(P_T(+)P_\gamma(-))$.

8. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E

und gemäß Formel 8.19 für die Differenz

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} - \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} = 4 \frac{d\sigma}{d\Omega_0} \frac{4P_T^- P_T^+ P_B^- P_B^+ E}{(P_T^- + P_T^+)(P_B^- + P_B^+)}. \quad (8.29)$$

Daraus folgt für die Doppelpolarisationsobservable E unter Berücksichtigung der Polarisationswerte

$$\begin{aligned} \Rightarrow E &= \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} - \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} (P_T^- + P_T^+)(P_B^- + P_B^+)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} + \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}} \quad 4P_T^- P_T^+ P_B^- P_B^+} \\ &= \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} - \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{1/2}} + \frac{d\sigma}{d\Omega_{3/2}}} \frac{1}{\overline{P_T P_B}} \end{aligned} \quad (8.30)$$

Verwendet man diese Formel für die einzelnen Kombinationen, erhält man die Verläufe, welche in Abbildung 8.35 zu sehen sind. Man sieht, dass die einzelnen Kombinationen nun innerhalb der Fehler aufeinander liegen. Verwendet man für parallele und antiparallele Spinstellung jeweils beide Kombinationen zusammen, sind alle vier Polarisationswerte in beiden Termen enthalten. Somit erhält man in beiden Termen eine mittlere Polarisation, die sich aus allen Werten ergibt. Dadurch treten auch ohne Formel 8.30 keine Differenzen in den Polarisationswerten auf, solange alle Daten zusammen betrachtet werden, weshalb bereits in Abbildung 8.34 ohne Verwendung dieser Formel die Datenpunkte bereits richtig liegen. Für die einzelnen Kombinationen wird gemäß Formel 8.30 die mittlere Polarisation und die Differenzen der einzelnen Polarisationswerte berücksichtigt, so dass auch hier keine Effekte mehr durch unterschiedliche Polarisationswerte auftauchen.

In Abbildung 8.36 sind die beiden Kombinationen gezeigt, bei denen die Target- und die Strahlpolarisation gleichzeitig gewechselt wurde (Kombinationen 5 und 6). In schwarz ist die Doppelpolarisationsobservable E aus $\sigma(P_T(-)P_\gamma(-))$ und $\sigma(P_T(+), P_\gamma(+))$, in blau aus $\sigma(P_T(-)P_\gamma(+))$ und $\sigma(P_T(+), P_\gamma(-))$ dargestellt. Die Differenz bei diesen beiden Möglichkeiten sollten unter Benutzung von Formel 8.30 null ergeben, da jeweils die Differenz aus den beiden antiparallelen bzw. parallelen Kombinationen gebildet werden. Wie man sieht, ist dies innerhalb der Fehler der Fall.

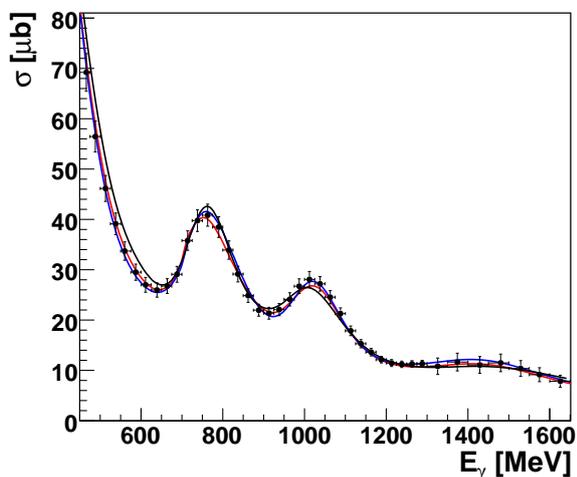
9 Diskussion der Ergebnisse

9.1 $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$

Mit Hilfe der Doppelpolarisationsobservablen E und dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt σ_0 lassen sich die Wirkungsquerschnitte mit paralleler und antiparalleler Spinstellung gemäß Formel 8.13 einzeln berechnen über

$$\sigma_{1/2} = \sigma_0 + \sigma_0 EP_T P_\gamma, \quad \sigma_{3/2} = \sigma_0 - \sigma_0 EP_T P_\gamma. \quad (9.1)$$

Um $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ auszurechnen, wurde die Doppelpolarisationsobservable E aus Abbildung 8.17 und der Verlauf der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse für σ_0 ¹ verwendet.



Letzterer ist in der Abbildung links in rot zusammen mit den Vorhersagen von MAID (schwarz), SAID (blau) und den Datenpunkten aus [vP07] dargestellt. Man sieht, dass alle drei Analysen die Daten gut beschreiben, sie jedoch alle eine leicht zueinander verschobene Peakposition aufweisen.

Die Wirkungsquerschnitte für antiparallele und parallele Spinstellung, $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$, sind zusammen mit $2\sigma_0$ in Abbildung 9.1 unten zu sehen. Im Peak bei 750 MeV ist bei beiden Verläufen eine Peakstruktur sichtbar, wobei der $\sigma_{1/2}$ -Anteil etwas stärker als der $\sigma_{3/2}$ -Anteil

ist. Bei Energien zwischen 900 MeV und 1200 MeV (3. Resonanzbereich) dominiert jedoch der $\sigma_{3/2}$ -Anteil und bei noch höheren Energien erkennt man ausschließlich im $\sigma_{3/2}$ -Anteil eine Peakstruktur. Es wird demnach eine klare Dominanz der Helizitäts-3/2-Komponente bei höheren Energien beobachtet.

Um zu veranschaulichen, welche Resonanzen in den entsprechenden Energiebereichen dominant auftreten, wurde für verschiedene Nukleon- und Δ -Resonanzen anhand der in [B⁺12] angegebenen Eigenschaften die Breit-Wigner-Verteilung gemäß Formel 2.1 für die Helizitäts-1/2- und die Helizitäts-3/2-Beiträge separat berechnet. Die verwendeten Werte sind in Tabelle 9.1 aufgelistet. Die stärksten Resonanzen sind in Abbildung 9.1 oben zu sehen. Der zweite Resonanzbereich ($E_\gamma = 650 - 900$ MeV) wird demnach durch die beiden Nukleonresonanzen $S_{11}(1535)$ und $D_{13}(1520)$ dominiert, wobei die $S_{11}(1535)$ nur zu $\sigma_{1/2}$ beiträgt. Im dritten Resonanzbereich trägt die $F_{15}(1680)$ dominant zu $\sigma_{3/2}$ bei, während die Nukleonresonanzen $D_{33}(1700)$ und $S_{11}(1650)$ den Peak im $\sigma_{1/2}$ -Verlauf dominieren. Der vierte Resonanzbereich ($E_\gamma = 1200 - 2000$ MeV) wird sowohl bei $\sigma_{1/2}$ als auch bei $\sigma_{3/2}$ von der Δ -Resonanz $F_{37}(1950)$ dominiert.

¹Dabei wurde zur Fehlerberechnung kein systematischer Fehler für die Kurven der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse verwendet.

9. Diskussion der Ergebnisse

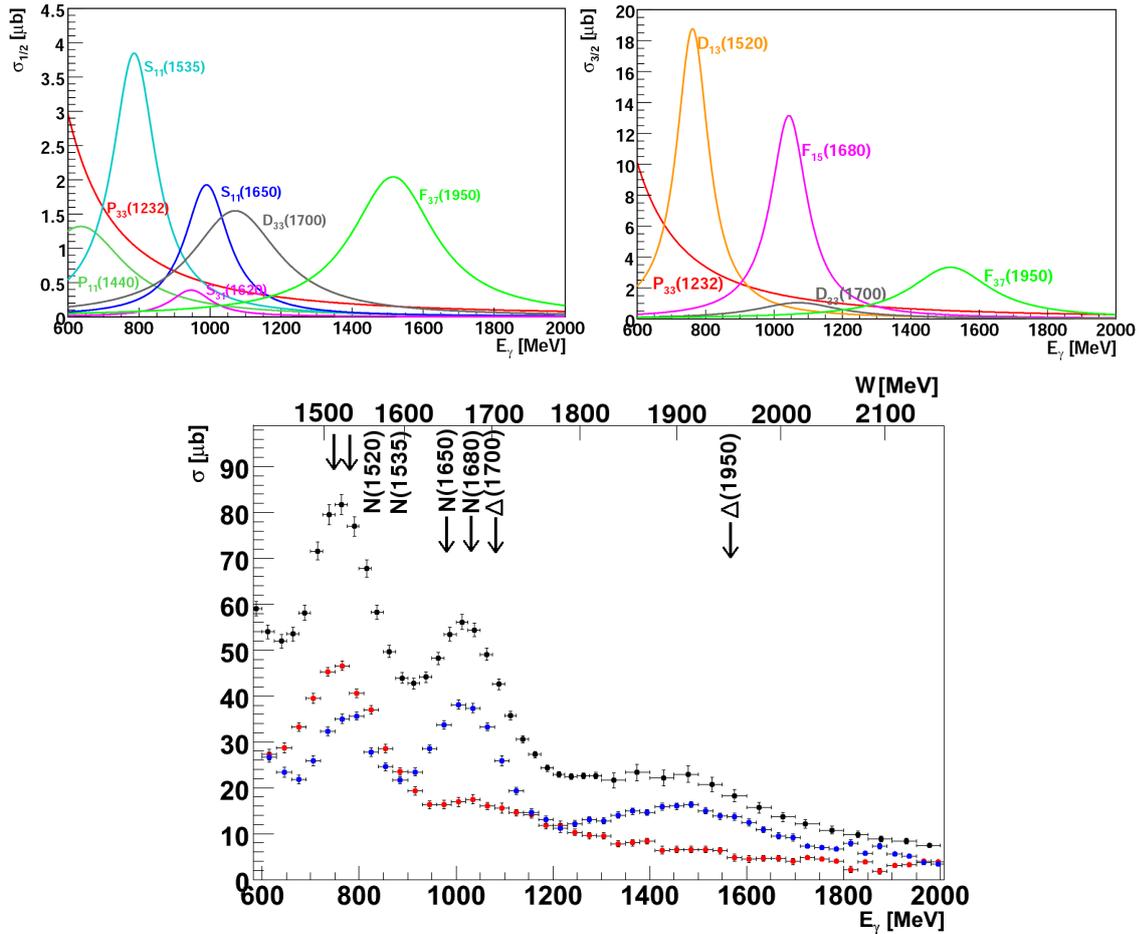


Abbildung 9.1: Breit-Wigner-Verteilungen für die Helizitäts-1/2- (oben links) und Helizitäts-3/2-Beiträge (oben rechts) einzelner Resonanzen anhand der in [B⁺12] angegebenen Werte. Unten: Totaler Wirkungsquerschnitt für parallele (blau) und antiparallele (rot) Spinstellung von einlaufendem Photon und Proton. Zusätzlich ist in schwarz $2\sigma_0$ eingezeichnet [vP07].

In Abbildung 9.2 sind links die totalen Wirkungsquerschnitte für parallele und antiparallele Spinstellung im Vergleich zu den Vorhersagen gezeigt². Man erkennt, dass die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse die Daten gut beschreibt. Sie weicht bei $\sigma_{1/2}$ und bei $\sigma_{3/2}$ lediglich bei $E_\gamma = 1000 - 1300$ MeV deutlich sichtbar von den Datenpunkten ab, wobei die Abweichung jeweils in die andere Richtung geht: bei ersterem liegen sie unterhalb der Datenpunkte, bei letzterem etwas darüber. MAID und SAID dagegen beschreiben zwar insgesamt die Peakstruktur, bei $\sigma_{1/2}$ liegen sie jedoch beide bis etwa 1300 MeV unterhalb der Datenpunkte, danach etwas oberhalb. MAID kann den Bereich zwischen 1050 MeV und 1400 MeV am besten beschreiben, weist jedoch in dem restlichen Energiebereich signifikante Diskrepanzen auf. Bei $\sigma_{3/2}$ liegen MAID und SAID im Bereich des ersten Peaks oberhalb der Daten, beschreiben dann den zweiten Peak ab der Peakspitze gut, und liegen ab etwa 1300 MeV etwas unterhalb der Datenpunkte. Dort, wo die Vorhersagen bei $\sigma_{1/2}$ unterhalb der Datenpunkte liegen, befinden sie sich bei $\sigma_{3/2}$ oberhalb der Datenpunkte, so dass sie in der Summe den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt gut beschreiben.

²Die entsprechenden Spektren für einzelne $\cos\theta$ -Bins sind in Anhang J zu finden.

9. Diskussion der Ergebnisse

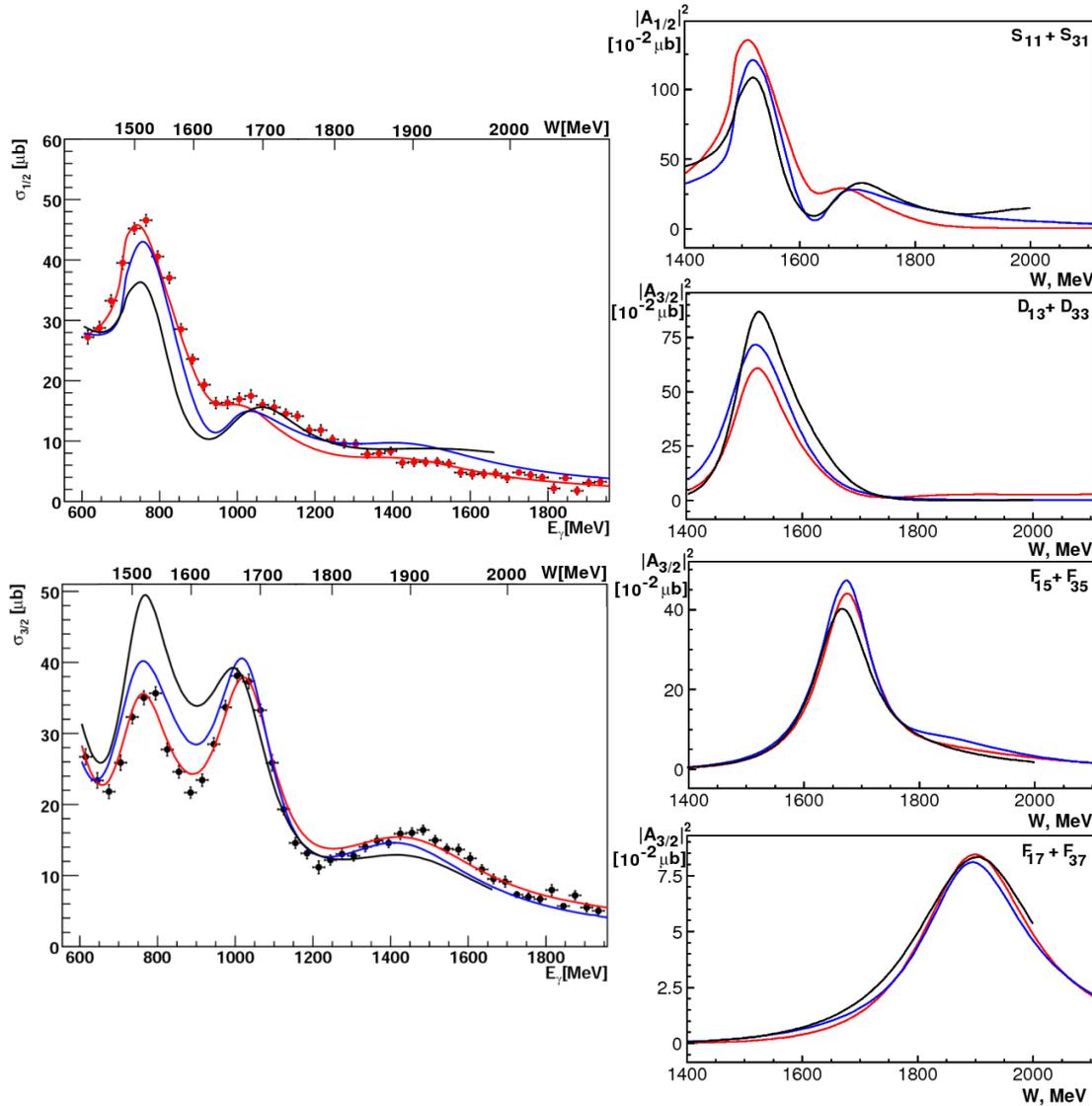


Abbildung 9.2: Totaler Wirkungsquerschnitt für parallele (links oben) und antiparallele (links unten) Spinstellung von einlaufendem Photon und Proton. Rechts oben ist das Amplitudenquadrat der $A_{1/2}$ -Amplitude für die $S_{11} + S_{31}$ Partialwellen in rot von der BnGa-PWA, in blau von SAID und in schwarz von MAID eingezeichnet. Rechts unten sind die Amplitudenquadrate der dominanten Partialwellen für $\sigma_{3/2}$ dargestellt.

Betrachtet man den Verlauf der Amplitudenquadrate³ $|A_{1/2}|^2$ und $|A_{3/2}|^2$ für Partialwellen bei bestimmten Drehimpulsen, stellt man fest, dass $\sigma_{1/2}$ durch $(S_{11} + S_{31})$, d.h. von Partialwellen mit $J = 1/2, L = 0$, dessen Verlauf in Abbildung 9.2 rechts oben dargestellt ist [Nik12], bereits sehr gut wiedergegeben werden kann. Insgesamt wird demnach

³Der Zusammenhang von Wirkungsquerschnitt und Amplitudenquadrat lautet:

$$\sigma = A^2 \frac{4\pi(2J+1)}{100} \frac{\sqrt{(s - (m_p + m_\pi)^2)(s - (m_p - m_\pi)^2)}}{s - m_p^2} \quad (9.2)$$

9. Diskussion der Ergebnisse

Resonanz		M [MeV]	Γ [MeV]	$\Gamma_{N\pi}/\Gamma$	$A_{1/2}[\sqrt{GeV}]$	$A_{3/2}[\sqrt{GeV}]$
$P_{11}(1440)$	BnGa	1430	365	0,62	-0,061	-
	MAID	1440	350	0,7	-0,061	-
	SAID	1485	284	0,79	-0,058	-
	PDG	1440	300	0,55-0,75	-0,06	-
$D_{13}(1520)$	BnGa	1517	114	0,62	-0,022	0,131
	MAID	1530	130	0,6	-0,027	0,161
	SAID	1515	104	0,63	-0,016	0,156
	PDG	1520	115	0,55-0,65	-0,024	0,150
$S_{11}(1535)$	BnGa	1519	128	0,54	0,105	-
	MAID	1535	100	0,4	0,066	-
	SAID	1547	188	0,36	0,099	-
	PDG	1535	150	0,35-0,55	0,09	-
$S_{31}(1620)$	BnGa	1600	130	0,28	0,052	-
	MAID	1620	150	0,25	0,066	-
	SAID	1615	147	0,32	0,064	-
	PDG	1630	140	0,2-0,3	0,027	-
$S_{11}(1650)$	BnGa	1651	104	0,51	0,033	-
	MAID	1690	100	0,85	0,066	-
	SAID	1635	115	1,0	0,065	-
	PDG	1655	150	0,5-0,9	0,053	-
$F_{15}(1680)$	BnGa	1689	118	0,64	-0,013	0,135
	MAID	1680	135	0,7	-0,025	0,134
	SAID	1680	128	0,7	-0,013	0,141
	PDG	1685	130	0,65-0,7	-0,015	0,133
$D_{33}(1700)$	BnGa	1715	310	0,22	0,16	0,165
	MAID	1740	450	0,15	0,226	0,21
	SAID	1695	376	0,16	0,109	0,084
	PDG	1700	300	0,1-0,2	0,104	0,085
$P_{13}(1720)$	BnGa	1690	420	0,1	0,11	0,15
	MAID	1740	250	0,2	0,073	-0,011
	SAID	1764	210	0,09	0,099	-0,043
	PDG	1720	250	0,11	-0,01	-0,019
$F_{35}(1905)$	BnGa	1861	335	0,13	0,025	-0,049
	MAID	1905	350	0,1	0,018	-0,028
	SAID	1858	321	0,12	0,009	-0,046
	PDG	1880	330	0,09-0,15	0,026	-0,045
$F_{37}(1950)$	BnGa	1915	246	0,45	-0,071	-0,094
	MAID	1945	280	0,4	-0,094	-0,121
	SAID	1921	271	0,47	-0,071	-0,092
	PDG	1930	285	0,35-0,45	-0,076	-0,097

Tabelle 9.1: Vergleich einiger von der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [A⁺12], MAID [DKT07] und SAID [WBPS12] erhaltenen Resonanzeigenschaften. Zusätzlich sind die jeweiligen Werte aus [B⁺12] angegeben.

9. Diskussion der Ergebnisse

der Verlauf durch Partialwellen mit $L = 0$ dominiert. Zusätzlich können Beiträge der $P_{11}(1440)$ bei 600 – 800 MeV, der $D_{33}(1700)$ bei 900 – 1200 MeV und der $F_{37}(1950)$ bei 1400 – 1800 MeV den Verlauf vervollständigen.

In Tabelle 9.1 sind die Eigenschaften einiger dominanter Resonanzen, wie sie die verschiedenen Partialwellenanalysen angeben, aufgelistet. Man sieht, dass teilweise große Unterschiede in den verschiedenen Eigenschaften auftreten. Bei der $S_{11}(1535)$ führen die Unterschiede in den verschiedenen Partialbreiten $\Gamma_{N\pi}$ und der $A_{1/2}$ -Amplitude dazu, dass der Verlauf der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse in diesem Bereich am höchsten, und der Verlauf von MAID am niedrigsten liegt. Auch ist eine leichte Verschiebung des Peaks zu erkennen, die von den unterschiedlichen Massen herrühren kann. Bei der $S_{11}(1650)$ liegt die Masse bei MAID deutlich höher als bei den anderen beiden Analysen, was zu einem deutlichen Versatz des Peaks führt. Der differierende Verlauf kann durch die verschiedenen Resonanzeigenschaften, durch unterschiedliche Resonanz- oder Untergrundbeiträge verursacht werden. Genauere Informationen liefert erst ein Fit der verschiedenen Partialwellenanalysen an diese neuen Daten.

Bei $\sigma_{3/2}$ lassen sich die Unterschiede in den verschiedenen Energiebereichen möglicherweise dominant auf die drei stärksten Beiträge zurückführen, der $D_{13}(1520)$ -Resonanz im ersten, der $F_{15}(1680)$ im zweiten und der $F_{37}(1950)$ im dritten Peak. Die entsprechenden Amplitudenquadrate der Partialwellen sind in Abbildung 9.2 rechts dargestellt. Vergleicht man die Verläufe dieser Amplitudenquadrate mit dem Verlauf der Vorhersagen von $\sigma_{3/2}$, erkennt man, dass sie sich jeweils in dem entsprechenden Energiebereich sehr ähnlich sehen. Im ersten Peak sieht man, dass die Unterschiede bei $(D_{13} + D_{33})$ zwischen den Vorhersagen groß sind. Bei höheren Energien liegt die Bonn-Gatchina-Vorhersage etwas oberhalb von MAID und SAID. Dies trägt möglicherweise zu dem Unterschied bei, der auch in den $\sigma_{3/2}$ -Vorhersagen bei höheren Energien sichtbar ist. Demnach beschreiben die Eigenschaften der $D_{13}(1520)$ aus der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse die Daten am besten. Betrachtet man die Unterschiede der Vorhersagen bei der $(F_{15} + F_{35})$ - und der $(F_{17} + F_{37})$ -Amplitude, scheinen die Unterschiede der Vorhersagen für $\sigma_{3/2}$ bei höheren Energien hauptsächlich durch den Ausläufer der $(F_{15} + F_{35})$ -Amplitude und den Peak der $(F_{17} + F_{37})$ -Amplitude verursacht zu werden. Auch hier kann erst ein Fit an die Daten genauere Informationen liefern, da auch nicht-resonanter Untergrund stark zum Verlauf beitragen kann.

Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt, lassen sich die Wirkungsquerschnitte durch CGLN-Amplituden und damit durch Multipole ausdrücken [CGLN57]. Dabei enthält der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt alle Amplituden quadratisch. Eine Zuordnung von Multipolen, Partialwellen und Resonanzen ist in Tabelle 2.1 zu finden. Für $L \leq 3$ ist er gegeben durch [Wun12a]

$$\begin{aligned} \sigma = 4\pi \{ & |E_{0+}|^2 + 6|E_{1+}|^2 + 2|M_{1+}|^2 + |M_{1-}|^2 + 18|E_{2+}|^2 + 9|M_{2+}|^2 + 2|E_{2-}|^2 \\ & + 6|M_{2-}|^2 + 40|E_{3+}|^2 + 24|M_{3+}|^2 + 18|M_{3-}|^2 + 9|E_{3-}|^2 \}. \end{aligned} \quad (9.3)$$

Beschreibt man auch $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ durch Multipole, haben sie für $L = 3$ die folgende Form [Wun12a]

$$\begin{aligned} \sigma_{1/2} = 4\pi \{ & 2|E_{0+}|^2 + 9|E_{1+}|^2 + |M_{1+}|^2 + 2|M_{1-}|^2 + 24|E_{2+}|^2 + 6|M_{2+}|^2 + |E_{2-}|^2 \\ & + 9|M_{2-}|^2 + 50|E_{3+}|^2 + 18|M_{3+}|^2 + 6|E_{3-}|^2 + 24|M_{3-}|^2 + \text{Re}[6M_{1+}^* E_{1+} \\ & + 24M_{2+}^* E_{2+} - 6E_{2-}^* M_{2-} + 60M_{3+}^* E_{3+} - 24M_{3-}^* E_{3-}] \}, \end{aligned} \quad (9.4)$$

9. Diskussion der Ergebnisse

$$\begin{aligned} \sigma_{3/2} = 4\pi \{ & 3|E_{1+}|^2 + 3|M_{1+}|^2 + 12|E_{2+}|^2 + 12|M_{2+}|^2 + 3|E_{2-}|^2 + 3|M_{2-}|^2 \\ & + 30|E_{3+}|^2 + 30|M_{3+}|^2 + 12|E_{3-}|^2 + 12|M_{3-}|^2 + \text{Re}[-6E_{1+}^*M_{1+} \\ & - 24E_{2+}^*M_{2+} + 6M_{2-}^*E_{2-} - 60E_{3+}^*M_{3+} + 24M_{3-}^*E_{3-}] \}. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Man sieht, dass hier neben den quadratischen Termen jetzt auch Interferenzterme auftreten, die zu verschiedenen starken Beiträgen der Multipole zu $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ führen. Da die Multipole E_{0+} und M_{1-} bei $J = 1/2$ auftreten, tragen sie lediglich zu $\sigma_{1/2}$ bei. Zusätzlich besitzen die quadratischen Terme der Multipole unterschiedliche Vorfaktoren und tragen damit unterschiedlich stark bei, wodurch sich die differierende Form der beiden Wirkungsquerschnitte erklären lässt. In Abbildung 9.3 sind für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ die stärksten Terme, die bei $L = 3$ auftreten, entsprechend ihrer Vorfaktoren und ihrer Vorzeichen einzeln aufgetragen. Es wurden dabei die Multipole der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse in die entsprechenden Formeln eingesetzt [A⁺12]. Man sieht, dass sowohl in $\sigma_{1/2}$ als auch in $\sigma_{3/2}$ drei der fünf Interferenzterme stark zum Verlauf beitragen, jedoch jeweils mit umgekehrtem Vorzeichen. Während bei $\sigma_{1/2}$ der Beitrag von $|M_{2-}|^2$ und $|E_{2-}|^2$ durch den Interferenzterm $E_{2-}^*M_{2-}$ und von $|M_{3-}|^2$ und $|E_{3-}|^2$ durch $M_{3-}^*E_{3-}$ reduziert wird, wird er in $\sigma_{3/2}$ verstärkt. Demnach wird bei $\sigma_{1/2}$ der zweite Resonanzbereich stark von $|E_{0+}|^2$ dominiert, im Gegensatz zum unpolarisier-

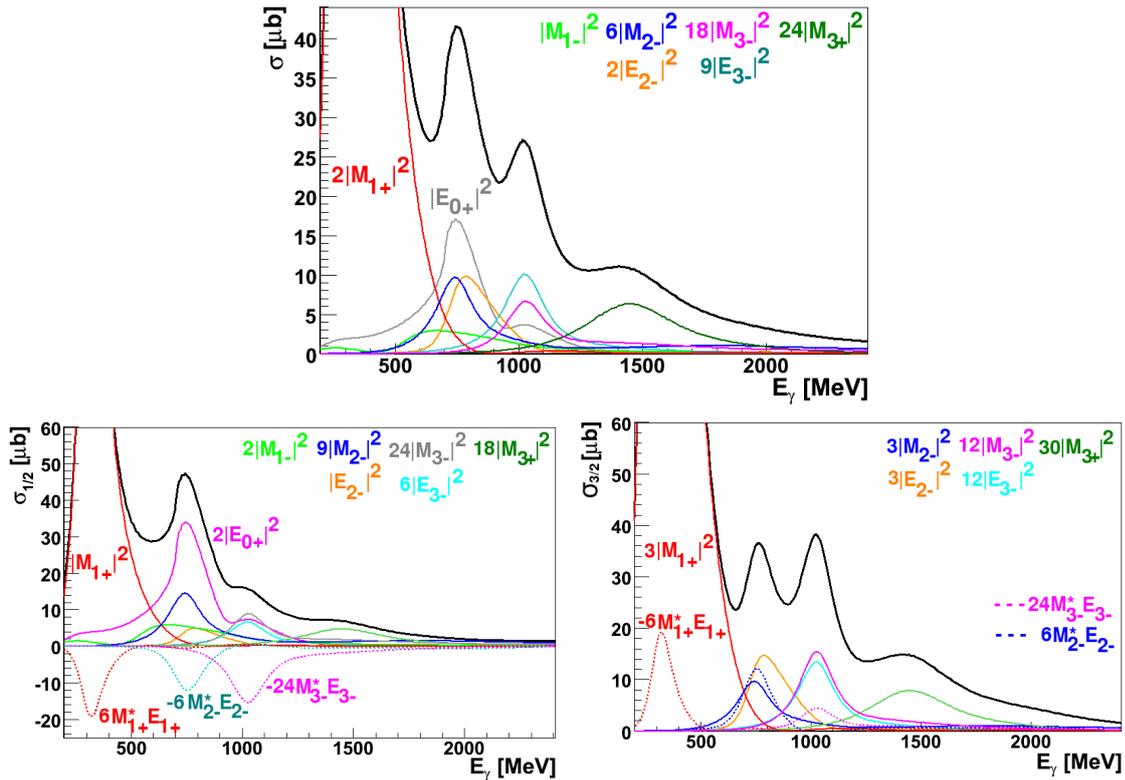


Abbildung 9.3: Multipolbeiträge im unpolarisierten totalen Wirkungsquerschnitt (oben), in $\sigma_{1/2}$ (unten links) und in $\sigma_{3/2}$ (unten rechts). Alle Terme wurden mit 4π multipliziert. Bei den Interferenztermen handelt es sich immer um die Realteile (zB. $\text{Re}\{24M_{3-}^*E_{3-}\}$). Es wurden die Multipole von [A⁺12] verwendet. In schwarz ist der resultierende Verlauf der Vorhersage bei $L = 3$ für den jeweiligen Wirkungsquerschnitt dargestellt.

9. Diskussion der Ergebnisse

ten Wirkungsquerschnitt, wo $|M_{2-}|^2$ und $|E_{2-}|^2$ ebenfalls noch einen großen Beitrag zum Verlauf liefern. Im dritten Resonanzbereich sind die Multipole M_{3-} und E_{3-} dominant. Hier erhält man in diesem Energiebereich einen nahezu flachen Verlauf bei $\sigma_{1/2}$, da die quadratischen Beiträge $|M_{3-}|^2$ und $|E_{3-}|^2$ durch ihren Interferenzterm nahezu kompensiert werden. Demnach dominiert der $|E_{0+}|^2$ -Beitrag den Verlauf bei Energien von etwa 600 – 1300 MeV. Zum Verlauf des E_{0+} -Multipols tragen gemäß Tabelle 2.1 die S_{11} - und S_{31} -Resonanzen bei, so dass die Annahme, dass der $\sigma_{1/2}$ -Verlauf durch diese Resonanzen dominiert wird, bestätigt wird. Im Gegensatz dazu wird bei $\sigma_{3/2}$ der Beitrag von $|M_{3-}|^2$ und $|E_{3-}|^2$ durch den entsprechenden Interferenzterm noch verstärkt. Zu diesen Multipolen trägt beispielsweise die $F_{15}(1680)$ -Resonanz bei, welche bereits in Abbildung 9.2 als dominante Resonanz im dritten Resonanzbereich identifiziert werden konnte. Ihre Eigenschaften können demnach hier sehr gut untersucht werden, während sie nur sehr wenig zu $\sigma_{1/2}$ beiträgt. $\sigma_{1/2}$ liefert hingegen Informationen über die E_{0+} - und M_{1-} -Multipole, da sie keine Spin-3/2-Komponente besitzen und demnach ausschließlich in $\sigma_{1/2}$ untersucht werden können.

9.2 Spinabhängige Differenz der Wirkungsquerschnitte

Mit Hilfe der Doppelpolarisationsobservablen E und dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt lässt sich auch die Differenz der spinabhängigen Wirkungsquerschnitte gemäß Formel 8.13 über

$$E \cdot 2\sigma_0 \cdot P_T P_\gamma = \sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} \quad (9.6)$$

bestimmen. Unter Verwendung des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts aus [vP07] und der Doppelpolarisationsobservablen E aus Abbildung 8.17 erhält man das in Abbildung 9.4 dargestellte Ergebnis. Hierbei wird die unterschiedliche Verteilung der Spin-1/2- und Spin-3/2-Komponenten deutlich, welche bereits im letzten Abschnitt zu erkennen war.

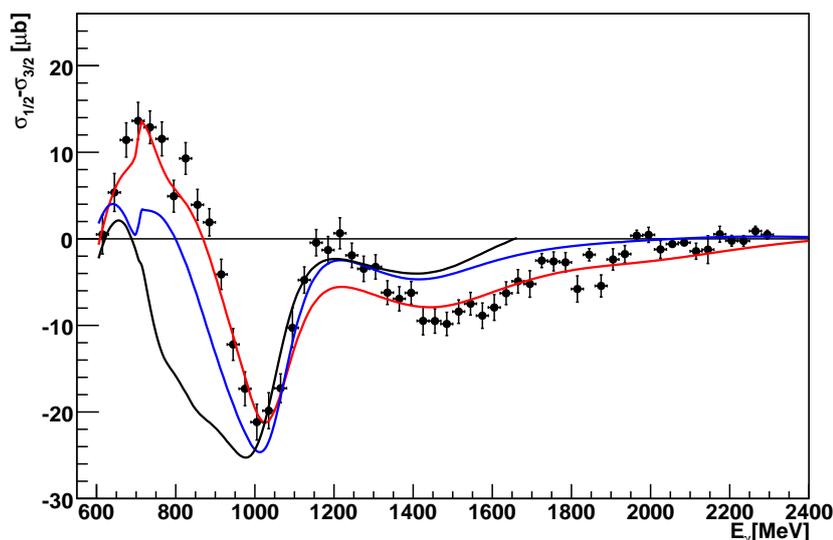


Abbildung 9.4: Mit Hilfe der Doppelpolarisationsobservablen E bestimmte Differenz der spinabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$. Farbwahl der Vorhersagen wie in Abbildung 8.17.

9. Diskussion der Ergebnisse

Während im zweiten Resonanzbereich $\sigma_{1/2}$ stärker beiträgt und deswegen zu einem positiven Peak in der Differenz führt, werden der dritte und vierte Resonanzbereich durch $\sigma_{3/2}$ dominiert, so dass ein negativer Verlauf resultiert.

Zusätzlich zu den Datenpunkten sind die Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen eingezeichnet. Man sieht, dass bei Energien bis 1000 MeV die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse (rot) den zweiten und den Abfall des dritten Resonanzbereichs gut beschreibt, während MAID (schwarz) und SAID (blau) zu tief liegen. Zwischen 1000 MeV und 1300 MeV beschreiben MAID und SAID den Anstieg des Peaks und den Bereich zwischen dem dritten und vierten Resonanzbereich besser, während die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse den Energiebereich oberhalb von 1300 MeV wieder besser beschreibt. Oberhalb von etwa 1900 MeV liegt die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse etwas unterhalb der Datenpunkte, während SAID wie die Datenpunkte gegen Null geht. Insgesamt liefert demnach die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse die beste Beschreibung dieser Daten.

Vor allem bei niedrigen Energien fällt auf, dass MAID und SAID sehr stark von den Daten abweichen. Um zu untersuchen, woher dieser große Unterschied kommt, wurden in der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse, welche die Daten an dieser Stelle sehr gut beschreibt, einzelne Multipole durch die Multipole der MAID- und der SAID-Analyse ausgetauscht. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.5 zu sehen. Man erkennt, dass durch Austausch der E_{0+} - und E_{2-} -Multipole zwar der Verlauf von MAID schon gut reproduziert werden kann, dieser jedoch noch deutlich zu hoch liegt. Durch den zusätzlichen Austausch des M_{2-} -Multipols entsteht ein zusätzlicher Versatz im Vergleich zum alleinigen Austausch des E_{2-} -Multipols. Zu beiden Multipolen trägt die $D_{13}(1520)$ -Resonanz bei, welche in diesem Energiebereich dominant ist. Werden diese beiden Multipole und zusätzlich der E_{0+} -Multipol, zu dem die in diesem Energiebereich ebenfalls dominante $S_{11}(1535)$ -Resonanz beiträgt, ausgetauscht, kann zwar ein Großteil des Unterschieds zwischen MAID und der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse beschrieben werden, er kann jedoch nicht vollständig erklärt werden. Ein zusätzlicher Austausch des M_{1+} -Multipols führt zu keinem großen

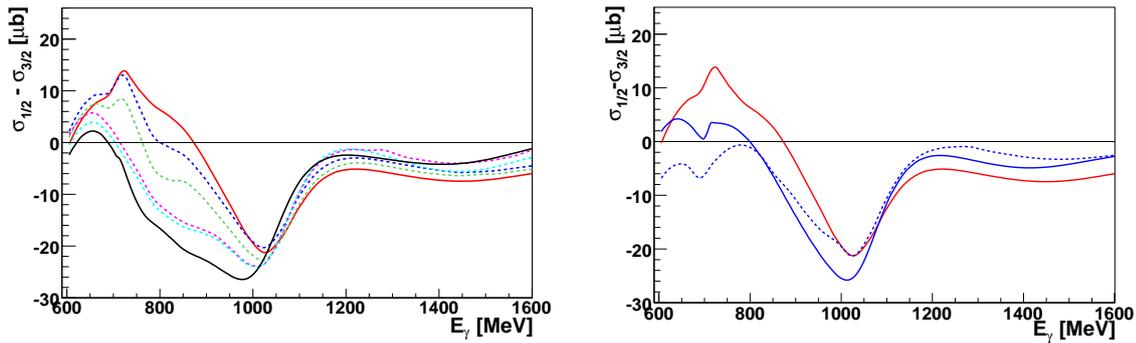


Abbildung 9.5: Austausch von Multipolen in der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse durch MAID- und SAID-Multipole. Rot: ursprüngliche Vorhersage der BnGa-PWA, schwarz durchgezogen (links): MAID-Vorhersage, blau durchgezogen (rechts): SAID-Vorhersage. BnGa-PWA mit E_{2-} (blau gestrichelt), E_{2-} und M_{2-} (grün gestrichelt), E_{2-} , M_{2-} und E_{0+} -Multipol (pink gestrichelt) und E_{2-} , M_{2-} , M_{1+} und E_{0+} -Multipol (hellblau gestrichelt) von MAID. Rechts: BnGa-PWA mit E_{2-} und E_{0+} -Multipol (blau gestrichelt) von SAID.

9. Diskussion der Ergebnisse

Unterschied. Dieser Multipol enthält die $\Delta(1232)$ -Resonanz, deren Eigenschaften bereits sehr gut bekannt sind.

Tauscht man in der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse die E_{0+} - und E_{2-} -Multipole durch die Multipole von SAID aus, kann der Verlauf in weiten Energiebereichen ebenfalls nicht beschrieben werden. Hier wird der Verlauf bis 800 MeV zu stark negativ und oberhalb von 1200 MeV liegt er höher als die Vorhersage von SAID. Während hier der Effekt durch die ausgetauschten Multipole zu stark ist, ist er zwischen 850 und 1050 MeV nicht stark genug, um den Verlauf von SAID wiederzugeben.

Die Unterschiede in den Vorhersagen lassen sich an dieser Stelle also nicht einfach auf einzelne Multipole zurückführen. Erst eine genaue Untersuchung dieser Daten von den einzelnen Partialwellenanalysen kann die Ursachen für die Unterschiede erklären.

9.2.1 GDH-Integral

Mit Hilfe der Differenz $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ ist es möglich, das in Kapitel 4.2 bereits diskutierte GDH-Integral für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ zu bestimmen. Es ist definiert als

$$I_{GDH} = \int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) = \frac{2\pi^2 \alpha \kappa^2}{m^2}. \quad (9.7)$$

Hierbei ist ν die Photonenstrahlenergie, κ das magnetische Moment des Protons, α die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, m die Masse des Protons und $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ sind die Absorptionswirkungsquerschnitte mit paralleler und antiparalleler Spinstellung von Proton und Meson.

Die zur Bestimmung des GDH-Integrals notwendige Differenz $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ ist in Abbildung 4.1 für die an MAMI und ELSA von der GDH-Kollaboration gemessenen Daten zu sehen [Gra04]. Da die Messpunkte diskret sind, muss das Integral gemäß

$$\int_{\nu_{\text{thres}}}^{E_\gamma} \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) = \sum_i \frac{\sigma_{1/2}(E_i) - \sigma_{3/2}(E_i)}{E_i} \cdot \frac{E_{i+1} - E_{i-1}}{2}. \quad (9.8)$$

bestimmt werden. Das Integral läuft hierbei von der Produktionsschwelle der Pionphoto-Produktion bis zur höchsten gemessenen Energie. Es lässt sich als Summe der Datenpunkte in den einzelnen Energiebins schreiben. Der letzte Term liefert die Energiebinbreite.

Bestimmt man auf diese Weise das GDH-Integral anhand der Messpunkte, welche von der GDH-Kollaboration für das totale Integral bestimmt wurden, erhält man den in Abbildung 9.6 in grün dargestellten Verlauf. Dort ist das Integral gegen E_γ^{max} aufgetragen. Dieses Integral besitzt den Wert [Hel06]:

$$I(2, 9 \text{ GeV}) = -226 \pm 5_{\text{stat}} \pm 12_{\text{syst}} \mu\text{b}. \quad (9.9)$$

Hierbei wird bei niedrigen Strahlenergien von der Pionproduktionsschwelle bis 200 MeV, bei denen keine Datenpunkte existieren, ein Beitrag von $-27, 5 \mu\text{b}$ [Tia03] berücksichtigt. Bestimmt man dieses Integral auf die gleiche Weise für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$, erhält man den Anteil der neutralen Pionphotoproduktion am GDH-Integral. Sein Verlauf ist ebenfalls in Abbildung 9.6 dargestellt. Hierbei muss der MAID-Beitrag [Tia03] nicht berücksichtigt werden, da dieser von der π^+n -Reaktion herrührt, die ebenfalls zum totalen Integral beiträgt. Im Energiebereich zwischen 500 und 600 MeV gibt es keine Datenpunkte, so dass dieser Bereich extrapoliert wurde, was durch die pinken Punkte dargestellt ist. Der Wert dieses Integrals liegt bei

$$I_{\gamma p \rightarrow p\pi^0}(2, 3 \text{ GeV}) = -158 \pm 6 \mu\text{b}. \quad (9.10)$$

9. Diskussion der Ergebnisse

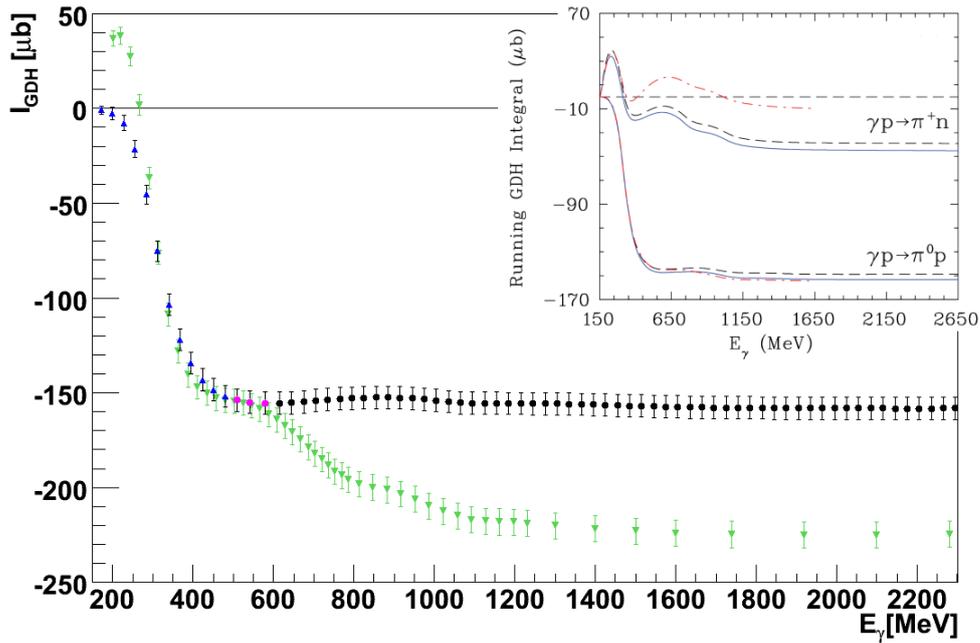
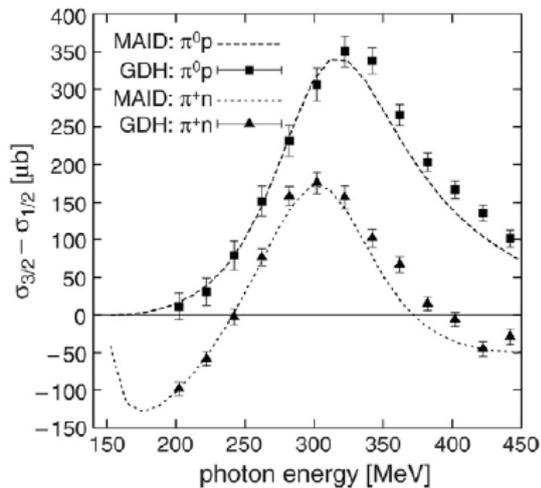


Abbildung 9.6: In grün ist das totale Integral von der Schwelle der Pionphotoproduktion bis 2,4 GeV, welches aus den Datenpunkten von [Gra04] und der MAID-Vorhersage bei Energien unterhalb von 200 MeV bestimmt wurde, dargestellt, in blau und schwarz das Integral der neutralen Pionphotoproduktion unter Verwendung der an MAMI ([Pre03]) und der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Datenpunkte. Oben rechts sieht man die Vorhersage von MAID in rot und von SAID in schwarz (SP09) und blau (SN11) [WBPS12].

Man erkennt, dass der Verlauf bei Energien unterhalb von 300 MeV deutlich niedriger beginnt als der Verlauf des totalen Integrals. Zwischen 300 und 500 MeV stimmen beide Verläufe überein. Betrachtet man den



Verlauf der Differenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ in der linken Abbildung [Hel06], sieht man, dass die neutrale Pionphotoproduktion bei sehr kleinen Energien Null ist und dann einen positiven Peak aufweist (entspricht einem negativen Peak nach heutiger Konvention), während die π^+ -Photoproduktion mit einem negativen Verlauf startet und erst ab etwa 250 MeV positiv wird. Hier dominiert die $P_{33}(1232)$ -Resonanz. Dies spiegelt sich auch im Integral wieder: Die Unterschiede bei sehr kleinen Energien kommen durch die π^+ -Photoproduktion, welche ebenfalls zum totalen Integral beiträgt.

Ab 250 MeV wird die Differenz positiv, so dass in diesem Bereich das Integral für die π^+ -Photoproduktion Null wird, während die π^0 -Photoproduktion positiv ist und somit das Integral immer weiter ansteigt, so dass der Verlauf des totalen Integrals und des Integrals für die neutrale Pionphotoproduktion nahezu aufeinander liegen. Bei Energien ab 600 MeV

9. Diskussion der Ergebnisse

bleibt das Integral bei einem konstanten Wert. Hier tragen andere Zerfallskanäle, wie beispielsweise $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, dominant bei.

In Abbildung 9.6 ist oben rechts in rot die MAID-Vorhersage und in blau (SN11) und schwarz (SP09) die SAID-Vorhersage dieses Integrals für die betrachtete Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ eingezeichnet [WBPS12]. Man sieht, dass für die in dieser Arbeit betrachtete Reaktion beide Vorhersagen nahezu aufeinander liegen. Sie beschreiben die Daten sehr gut.

9.3 Doppelpolarisationsobservable E

9.3.1 MAID-Vorhersage

Vergleicht man die Datenpunkte der Doppelpolarisationsobservablen E in den Abbildungen 8.18 - 8.20 mit den Vorhersagen, stellt man fest, dass die Abweichungen der Vorhersagen untereinander und von den Datenpunkten bei Energien um 900 MeV und um 1500 MeV besonders groß sind. Die Unterschiede bei kleinen Energien wurden bereits im letzten Abschnitt diskutiert.

Auf der MAID-Homepage ist es unter anderem möglich, die Vorhersage für die Polarisationsobservablen für verschiedene Reaktionen auszugeben. Zusätzlich hat man die Möglichkeit, sowohl die Untergrundterme als auch einzelne Resonanzen auszuschalten und den dann resultierenden Verlauf für eine bestimmte Observable auszugeben. Dies wurde zur Untersuchung der in der MAID-Vorhersage für die Doppelpolarisationsobservable E auftretenden Peakstruktur bei höheren Energien genutzt. Das Ergebnis ist für eine Energie von $E_\gamma = 1450 - 1500$ MeV in Abbildung 9.7 zu sehen. Zusätzlich wurden die Datenpunkte für diese Observable eingezeichnet. Wie bereits im letzten Abschnitt festgestellt wurde, ist

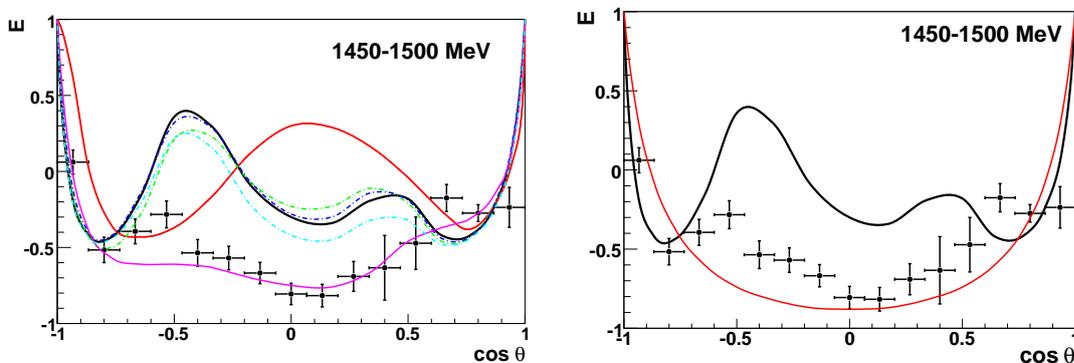


Abbildung 9.7: MAID-Vorhersage für die Doppelpolarisationsobservable E bei $E_\gamma = 1450 - 1500$ MeV. Schwarz: ursprüngliche Vorhersage. Links, rot: $F_{37}(1950)$ ausgeschaltet, pink: $D_{13}(1520)$ ausgeschaltet, hellblau: $S_{11}(1535)$ ausgeschaltet, dunkelblau: $F_{35}(1905)$ ausgeschaltet, grün: $P_{31}(1910)$ ausgeschaltet. Rechts, rot: nur $D_{13}(1520)$, alle anderen Resonanzen und Untergrundbeiträge ausgeschaltet.

in diesem Energiebereich die $F_{37}(1950)$ -Resonanz dominant und man erkennt einen großen Effekt durch das Ausschalten dieser Resonanz auf die Vorhersage. Schaltet man andere Resonanzen aus, wie etwa die $F_{35}(1905)$, die $P_{31}(1910)$ oder die $S_{11}(1535)$, sieht man, dass sie keinen großen Effekt aufweisen. Schaltet man hingegen die $D_{13}(1520)$ aus, welche

9. Diskussion der Ergebnisse

in diesem Energiebereich eigentlich nicht mehr dominant ist, sieht man, dass durch das Ausschalten dieser Resonanz der Verlauf der Daten viel besser beschrieben werden kann und die ausgeprägten Peakstrukturen in der Winkelverteilung verschwinden. Anscheinend führt also ein Interferenzterm der $D_{13}(1520)$ mit einer in diesem Energiebereich dominanten Resonanz zu einem großen Beitrag, der durch Ausschalten der $D_{13}(1520)$ wegfällt. In Abbildung 9.7 rechts ist der Verlauf dargestellt, der sich ergibt, wenn nur die $D_{13}(1520)$ eingeschaltet ist. Man erkennt, dass alleine diese Resonanz in diesem Energiebereich einen sehr großen Effekt hat. Bereits im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass Unterschiede in den Vorhersagen zumindest teilweise auf die E_{2-} - und M_{2-} -Multipole, zu denen die $D_{13}(1520)$ -Resonanz beiträgt, zurückgeführt werden können. Diese Probleme in der $3/2^-$ -Partialwelle werden durch die Daten der Doppelpolarisationsobservablen E in dem hier betrachteten Energiebereich weiter untermauert.

9.3.2 Bestimmung der beteiligten Drehimpulse

In Kapitel 2.1 wurde bereits gezeigt, dass sich Polarisationsobservablen in Abhängigkeit des Drehimpulses durch CGLN-Amplituden darstellen lassen. Damit lässt sich gemäß [FTS92] für Drehimpulse $L \leq 3$ schreiben

- $L = 1$: $\hat{E} = E \cdot I = \text{Re}\{\text{const} + A \cos \theta + B \cos^2 \theta\}$
- $L = 2$: $\hat{E} = \text{Re}\{\text{const} + A \cos \theta + B \cos^2 \theta + C \cos^3 \theta + D \cos^4 \theta\}$
- $L = 3$: $\hat{E} = \text{Re}\{\text{const} + A \cos \theta + B \cos^2 \theta + C \cos^3 \theta + D \cos^4 \theta + E \cos^5 \theta + F \cos^6 \theta\}$

Hierbei ist $I = \frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}$. Je größere Drehimpulse betrachtet werden, umso höhere Ordnungen von $\cos \theta$ treten auf. Die Koeffizienten $A - F$ setzen sich dabei aus den Interferenztermen der beitragenden Multipole zusammen. Für $L \leq 3$ ist die vollständige Darstellung von \hat{E} mit allen Multipolen explizit in Formel 9.11 aufgezeigt [Wun11]. Multipol-Terme mit $L = 1$ sind in rot, $L = 2$ in blau und $L = 3$ in schwarz geschrieben.

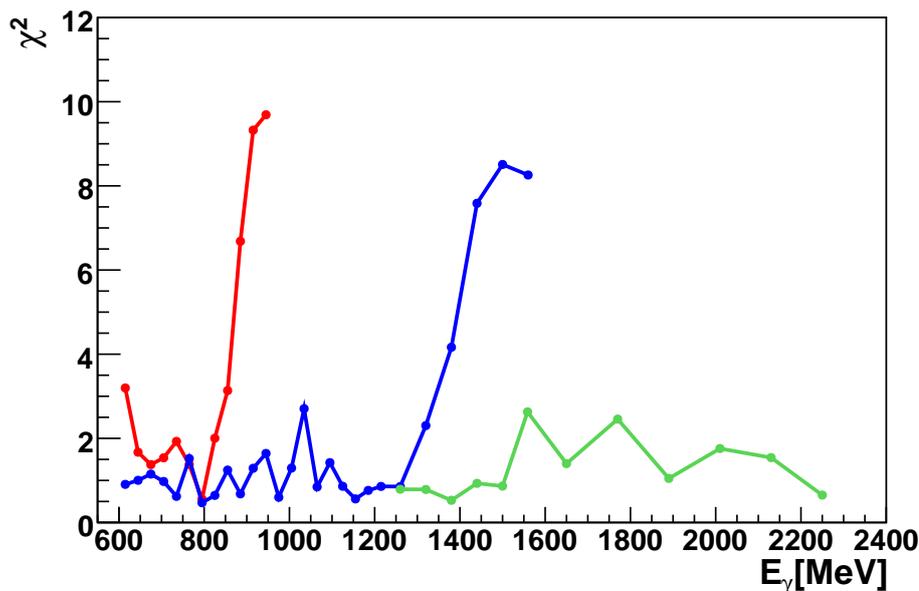


Abbildung 9.8: χ^2/NDF -Verteilung der Fits, rot: $L=1$, blau: $L=2$, grün: $L=3$.

9. Diskussion der Ergebnisse

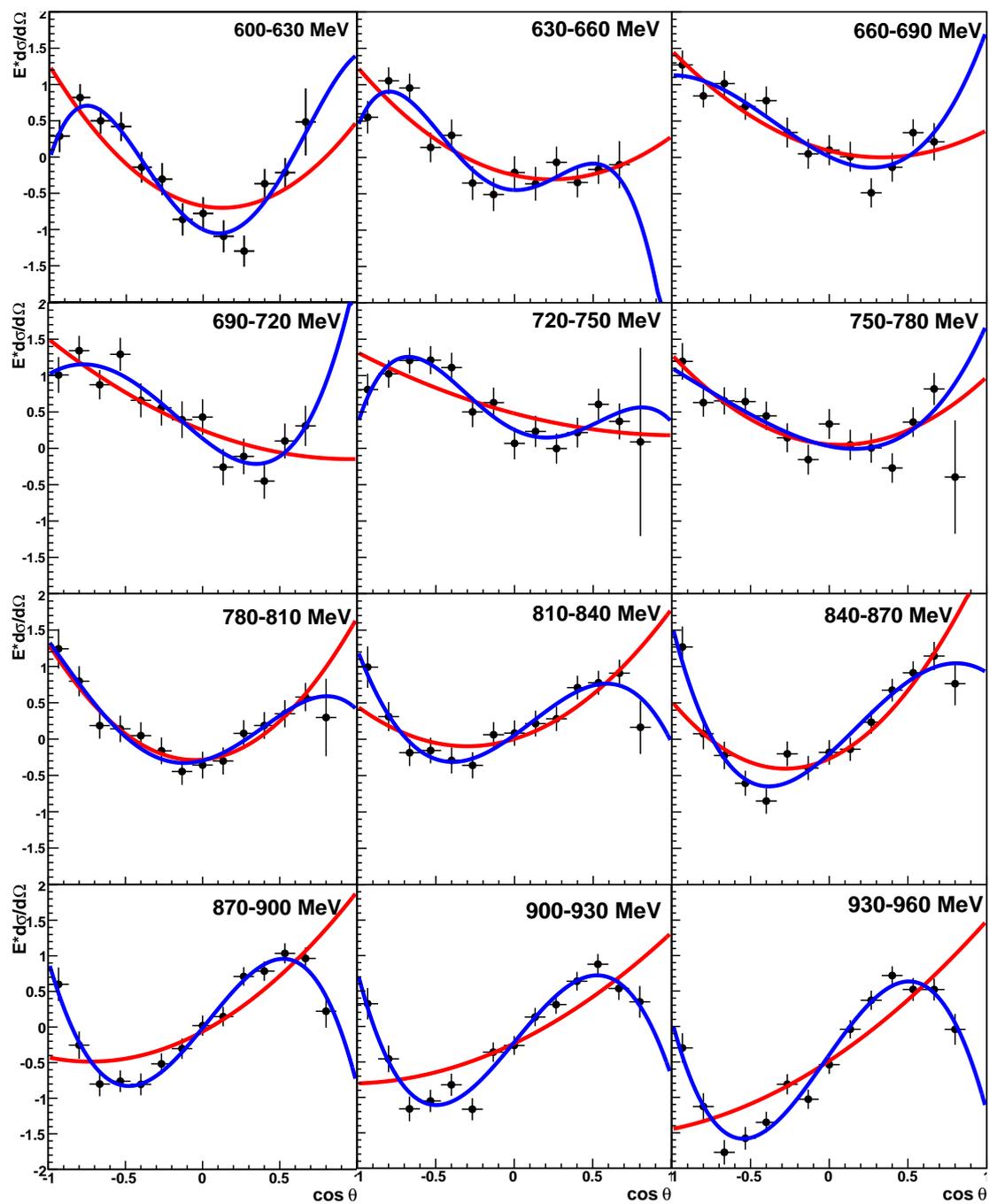


Abbildung 9.9: \hat{E} für $E_\gamma = 600 - 960$ MeV mit Polynomfit für $L = 1$ in rot und $L = 2$ in blau.

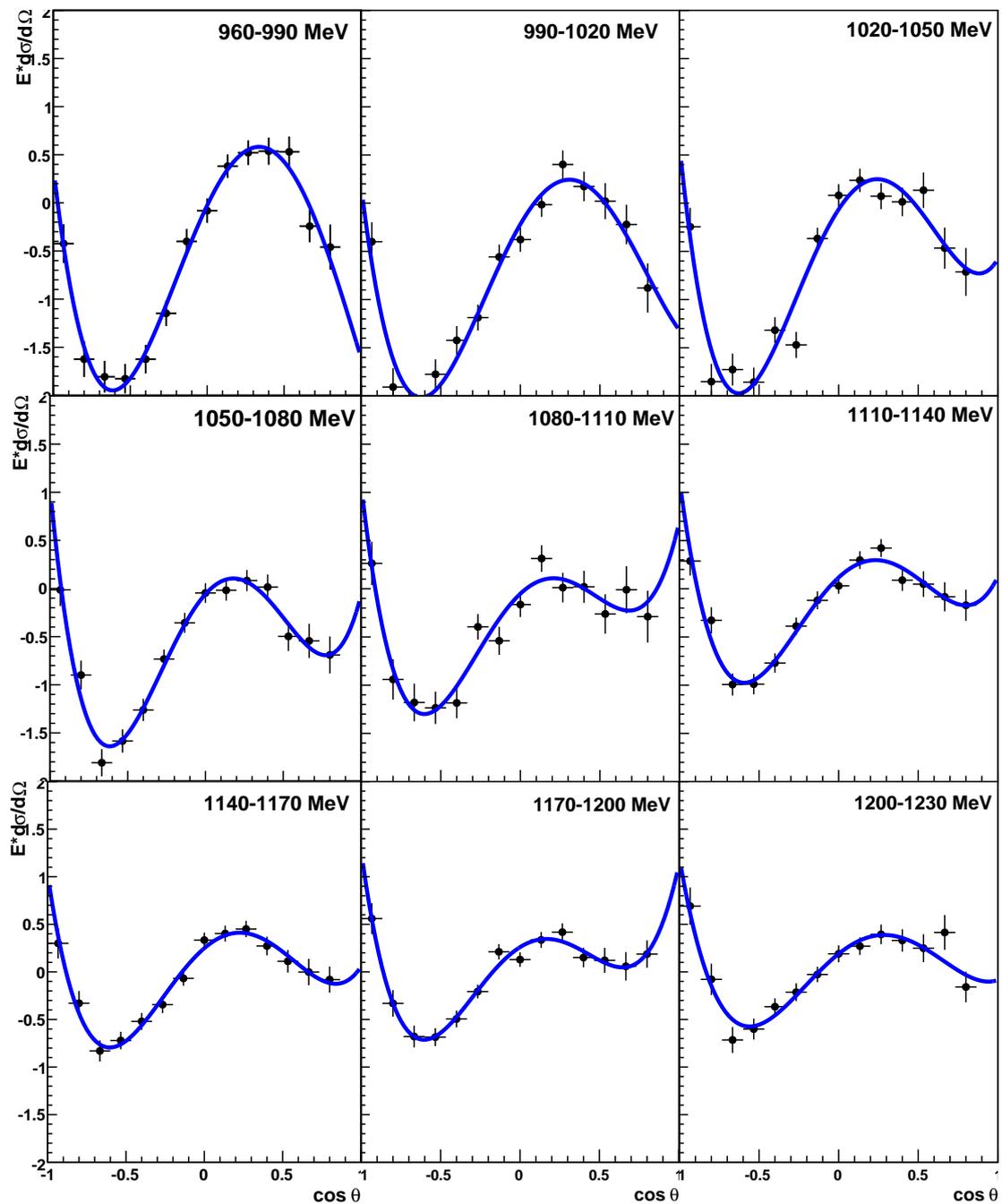


Abbildung 9.10: \hat{E} für $E_\gamma = 960 - 1230$ MeV mit Polynomfit für $L = 2$.

9. Diskussion der Ergebnisse

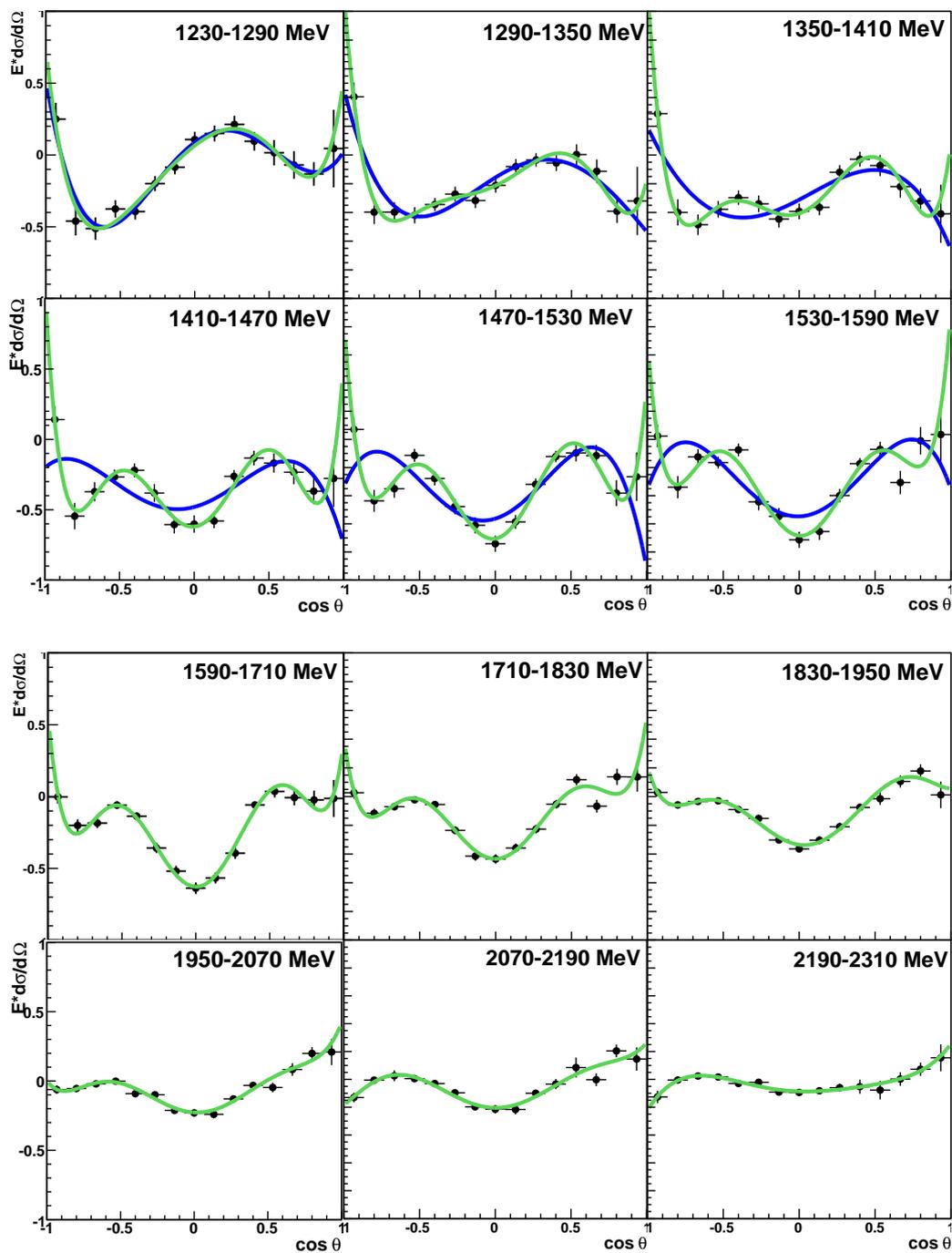


Abbildung 9.11: \hat{E} für $E_\gamma = 1230 - 1590$ MeV und für $E_\gamma = 1590 - 2310$ MeV mit Polynomfit für $L = 2$ in blau und für $L = 3$ in grün.

9. Diskussion der Ergebnisse

$$\begin{aligned}
\hat{E} = & \operatorname{Re} \{ 2M_1^{*+}M_1^+ - E_0^{*+}E_0^+ - 3E_1^{*+}M_1^- - M_1^{*-}M_1^- - M_1^{*+}M_1^- - 6E_1^{*+}M_1^+ \\
& + 2E_2^{*-}E_2^- + 1,5E_2^{*+}E_2^- + E_2^-E_0^+ + 6E_2^{*+}E_0^+ - 6,75E_2^{*+}E_2^+ + 6E_2^{*-}M_2^- \\
& - 3E_0^{*+}M_2^- + 13,5E_2^{*+}M_2^- - 6E_2^{*-}M_2^+ + 3E_0^{*+}M_2^+ - 13,5E_2^{*+}M_2^+ - 3E_3^{*-}M_1^- \\
& + 7,5E_3^{*+}M_1^- + 6M_3^{*-}M_1^- + 4,5M_3^{*+}M_1^- + 13,5E_3^{*-}M_3^- + 13,5E_1^{*+}M_3^- \\
& - 33,75E_3^{*+}M_3^- - 6,75M_3^{*-}M_3^- - 1,5M_1^{*+}M_3^- - 2,25M_3^{*+}M_3^- - 6E_3^{*-}M_1^+ \\
& - 9M_3^{*+}M_1^+ + 15E_3^{*+}M_1^+ + 18E_3^{*-}M_3^+ + 18E_1^{*+}M_3^+ - 45E_3^{*+}M_3^+ + 9M_3^{*+}M_3^+ \\
& + \cos \theta (2E_0^{*+}M_1^- - 2M_1^{*+}E_0^+ - 6E_1^{*+}E_0^+ + 3E_1^{*+}E_2^- + 7M_1^{*+}E_2^- + 18E_2^{*+}E_1^+ \\
& - 18M_1^{*+}E_2^+ + 2E_2^{*-}M_1^- - 18E_2^{*+}M_1^- - 27E_1^{*+}M_2^- - 6M_1^{*-}M_2^- - 3M_1^{*+}M_2^- \\
& - 9M_1^{*-}M_2^+ + 18M_1^{*+}M_2^+ - 18E_1^{*+}M_2^+ + 30E_3^{*+}E_0^+ + 18E_3^{*-}E_2^- + 7,5E_3^{*+}E_2^- \\
& + 18M_3^{*-}E_2^- - 49,5M_3^{*+}E_2^- + 9E_0^{*+}E_3^- - 4,5E_2^{*+}E_3^- - 18M_3^{*-}E_0^+ + 18M_3^{*+}E_0^+ \\
& - 67,5E_3^{*+}E_2^+ + 130,5M_3^{*-}E_2^+ - 4,5M_3^{*+}E_2^+ + 18E_3^{*-}M_2^- - 63E_3^{*-}M_2^+ \\
& - 36M_3^{*+}M_2^+ + 18M_3^{*-}M_2^- + 112,5E_3^{*+}M_2^- + 13,5M_3^{*+}M_2^- + 4,5M_3^{*-}M_2^+) \\
& + \cos^2 \theta (9E_1^{*+}M_1^- + 3M_1^{*+}M_1^- - 3M_1^{*+}M_1^+ - 9E_1^{*+}E_1^+ - 3E_2^{*-}E_2^- + 9E_2^{*+}E_2^- \\
& + 45M_2^{*+}E_2^- - 9M_2^{*+}E_0^+ - 3E_2^{*-}E_0^+ - 18E_2^{*+}E_0^+ - 135M_2^{*-}E_2^+ - 45M_2^{*+}E_2^+ \\
& + 9M_2^{*-}E_0^+ + 49,5E_2^{*+}E_2^+ - 9M_2^{*-}M_2^- - 27M_2^{*+}M_2^- + 36M_2^{*+}M_2^+ - 22,5E_3^{*+}E_3^- \\
& + 45M_3^{*-}E_3^- + 45M_1^{*+}E_3^- - 391,5M_3^{*+}E_3^- + 36E_3^{*-}E_3^- + 27E_1^{*+}E_3^- \\
& - 123,75M_3^{*+}M_3^- - 168,75E_3^{*+}E_3^+ + 753,75M_3^{*-}E_3^+ + 90E_3^{*+}E_1^+ - 135M_3^{*-}E_1^+ \\
& - 54M_3^{*+}E_1^+ - 60M_1^{*+}E_3^+ + 112,5M_3^{*+}E_3^+ + 9E_3^{*-}M_1^- - 75E_3^{*+}M_1^- - 18M_3^{*-}M_1^- \\
& - 45M_3^{*+}M_1^- + 49,5M_3^{*-}M_3^- - 9M_1^{*+}M_3^- + 74,25M_3^{*+}M_3^- + 72M_3^{*+}M_1^+) \\
& + \cos^3 \theta (45M_2^{*-}E_1^+ - 9E_2^{*-}E_1^+ + 6M_1^{*+}E_2^+ + 15M_2^{*+}M_1^- - 24M_2^{*+}M_1^+ - 54E_2^{*+}E_1^+ \\
& + 30E_2^{*+}M_1^- + 9M_1^{*+}M_2^- - 9E_2^{*-}M_1^+ - 24E_3^{*-}E_2^- + 25E_3^{*+}E_2^- - 6M_3^{*-}E_2^- \\
& + 195M_3^{*+}E_2^- + 81E_2^{*+}E_3^- - 15E_3^{*-}E_0^+ - 50E_3^{*+}E_0^+ + 30M_3^{*-}E_0^+ - 30M_3^{*+}E_0^+ \\
& + 270M_2^{*+}E_3^- + 375E_3^{*+}E_2^+ - 621M_3^{*-}E_2^+ - 135M_3^{*+}E_2^+ - 81M_2^{*+}M_3^- \\
& + 270M_3^{*+}M_2^+ - 525M_2^{*-}E_3^+ - 150M_2^{*+}E_3^+ - 54M_3^{*-}M_2^- - 135M_3^{*+}M_2^-) \\
& + \cos^4 \theta (45M_2^{*+}M_2^- - 22,5E_2^{*-}E_2^+ - 78,75E_2^{*+}E_2^+ + 157,5M_2^{*-}E_2^+ - 45E_2^{*-}M_2^+ \\
& + 22,5M_2^{*+}E_2^+ - 45M_2^{*+}M_2^+ - 45E_3^{*-}E_3^- + 225E_3^{*+}E_3^- - 22,5M_3^{*-}E_3^- \\
& + 1125M_3^{*+}E_3^- - 150E_3^{*+}E_1^+ + 637,5E_3^{*+}E_3^+ - 2306,25M_3^{*-}E_3^+ + 25M_1^{*+}E_3^+ \\
& - 450M_3^{*+}E_3^+ + 87,5E_3^{*+}M_1^- + 52,5M_3^{*+}M_1^- - 78,75M_3^{*-}M_3^- + 22,5M_1^{*+}M_3^- \\
& + 157,5M_3^{*-}E_1^+ - 393,75M_3^{*+}M_3^- - 45E_3^{*-}M_1^+ - 75M_3^{*+}M_1^+ + 472,5M_3^{*+}M_3^+ \\
& - 45E_3^{*-}E_1^+) \\
& + \cos^5 \theta (-112,5E_3^{*-}E_2^+ - 427,5E_3^{*+}E_2^+ + 562,5M_3^{*-}E_2^+ + 67,5M_3^{*+}E_2^+ \\
& - 52,5E_2^{*-}E_3^+ + 472,5E_3^{*+}M_2^- + 157,5M_3^{*+}M_2^- + 112,5M_2^{*+}M_3^- - 225E_3^{*-}M_2^+ \\
& + 90E_3^{*+}M_2^+ - 270M_3^{*+}M_2^+ - 157,5E_2^{*-}M_3^+) \\
& + \cos^6 \theta (-262,5E_3^{*-}E_3^+ - 568,75E_3^{*+}E_3^+ + 1706,25M_3^{*-}E_3^+ + 262,5M_3^{*+}E_3^+ \\
& + 393,75M_3^{*+}M_3^- - 787,5E_3^{*-}M_3^+ - 393,75M_3^{*+}M_3^+) \} \quad (9.11)
\end{aligned}$$

9. Diskussion der Ergebnisse

Um zu untersuchen, welche Drehimpulse im zur Verfügung stehenden Energiebereich dominant beitragen, wurde \hat{E} unter Verwendung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse bestimmt und mit einem Polynom der entsprechenden Ordnung für die verschiedenen Drehimpulse angefitet. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 9.9 bis 9.11 für alle betrachteten Energiebins zu sehen. Man erkennt, dass bereits bei niedrigen Energien von 600 MeV der Fit für $L = 1$ die Daten nicht mehr beschreiben kann. Mit $L = 2$ lassen sich die Daten im Bereich von 600 bis etwa 1230 MeV beschreiben, während bei höheren Energien mindestens $L = 3$ benötigt wird. Dies wird im nächsten Abschnitt weiter untersucht.

In Abbildung 9.8 ist das χ^2/NDF^4 für die einzelnen Fits bei den verschiedenen Energien aufgetragen. Auch hier erkennt man klare Grenzen für die einzelnen Drehimpulsbeiträge. Für $L = 1$ steigt das χ^2/NDF bereits bei den niedrigsten gemessenen Energien an, während das χ^2/NDF für $L = 2$ bis etwa 1230 MeV um 1 schwankt und dann stark ansteigt. Für $L = 3$ ist keine so starke Zunahme des χ^2/NDF mehr sichtbar, es tritt lediglich ein leichter Anstieg bis 2300 MeV auf.

Im Rahmen der Diplomarbeit von Y. Wunderlich [Wun12b] wurde, basierend auf [Gru89] untersucht, wie viele Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen bei verschiedenen maximalen Drehimpulsen für ein vollständiges Experiment notwendig sind. Dabei zeigte sich, dass für $L_{max} = 1$ insgesamt 5 Observablen, für $L_{max} = 2$ mindestens 6 Observablen benötigt werden. Dabei kann man ein vollständiges Experiment bereits durch Messung des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts, der Einfachpolarisationsobservablen und ausgewählter Doppelpolarisationsobservablen aus dem Satz mit polarisiertem Target und polarisiertem Strahl erreichen. Demnach könnte für $L_{max} = 2$ mit den am CBELSA/TAPS-Experiment gemessenen Observablen E , G und H bereits ein vollständiges Experiment zur Verfügung stehen. Wie in diesem Abschnitt gezeigt wurde, gilt dies jedoch nur für Energien bis 1230 MeV, da für höhere Energien Beiträge von $L = 3$ eine signifikante Rolle spielen.

9.3.3 Multipolanalyse

Anhand Formel 9.11 kann unter Verwendung der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse für $L = 3$ untersucht werden, welche der in den einzelnen $\cos\theta$ -Termen und dem konstanten Term enthaltenen Multipol-Termen in \hat{E} dominant sind. Dazu wurden die Multipole der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse in Formel 9.11 eingesetzt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abbildung 9.12 zu sehen. Dort sind einzelne Interferenzterme gegen die Strahlenergie aufgetragen. In schwarz sieht man jeweils den Verlauf, der sich durch alle Multipolbeiträge ergibt. Dieser ist in Abbildung 9.13 für alle Terme gegen die Strahlenergie aufgetragen. Man sieht, dass bei niedrigen Energien bis 500 MeV der konstante und der $\cos^2\theta$ -Term dominant sind. Bei Energien ab 1230 MeV tragen der $\cos^4\theta$ - und der $\cos^6\theta$ -Term am stärksten bei.

Betrachtet man die Interferenzterme in den einzelnen Beiträgen, erkennt man, dass bei Energien unterhalb von 500 MeV der Verlauf vollständig durch den M_1^+ -Multipol im konstanten und im $\cos^2\theta$ -Term dominiert wird. Hierfür ist die $P_{33}(1232)$ -Resonanz verantwortlich⁵. Dieser Bereich kann demnach durch Drehimpulsbeiträge mit $L \leq 1$ beschrieben werden.

⁴NDF=Anzahl der Freiheitsgrade

⁵Eine Zuordnung von Multipolen und Resonanzen befindet sich in Tabelle 2.1.

9. Diskussion der Ergebnisse

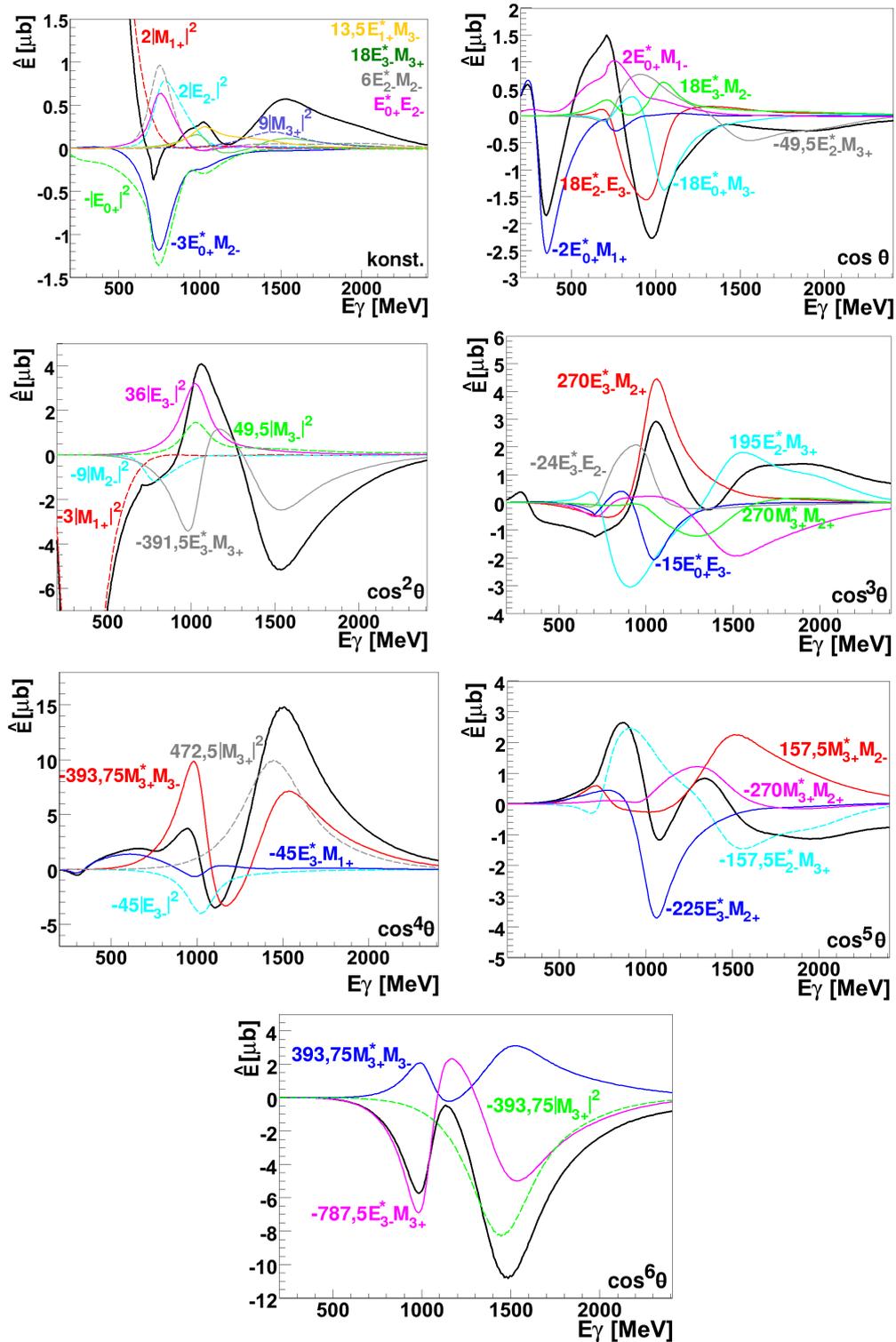
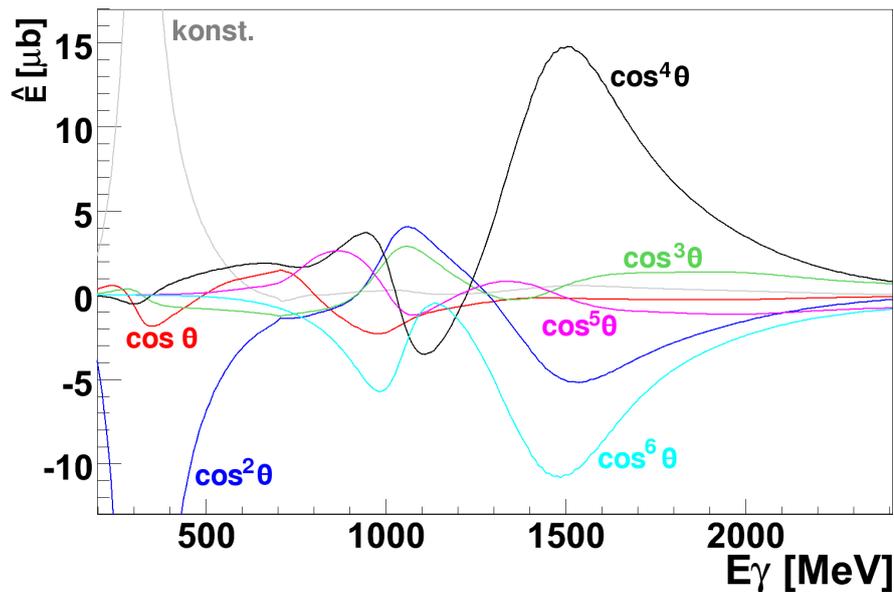


Abbildung 9.12: Dominante Multipole von \hat{E} in den einzelnen Termen. Dabei handelt es sich jeweils um die Realteile (zB. $Re\{24M_{3,-}^*E_{3,-}\}$).


 Abbildung 9.13: Terme in \hat{E} für $L=3$.

Zwischen 500 MeV und 1230 MeV tragen die verschiedenen $\cos\theta$ -Terme mit vergleichbarer Stärke bei. Lediglich der konstante Term wird hier sehr klein. Hier lässt sich der Verlauf nicht einfach auf einzelne Multipolbeiträge zurückführen. Bereits in den letzten Abschnitten wurde gezeigt, dass in diesem Energiebereich unter anderem die $D_{13}(1520)$ -Resonanz, welche zu den Multipolen E_2^- und M_2^- beiträgt, dominant ist. Dies erklärt, warum zum Anfitzen der Daten in Abbildung 9.9 das Polynom für $L = 2$ notwendig ist, um die Daten gut zu beschreiben.

Ab etwa 1000 MeV tragen im $\cos^3\theta$ - und $\cos^5\theta$ -Term Interferenzterme mit dem M_2^+ -Multipol dominant bei. Dieser Multipol hat alleine eine kleine Amplitude, die durch die Interferenz mit einem stärkeren Multipol einen größeren Beitrag liefert, so dass diese kleine Amplitude in der Doppelpolarisationsobservablen E besser zugänglich wird. In diesem Energiebereich treten die $D_{15}(1675)$ und die $F_{15}(1680)$ auf, die für den Peak, der durch die Interferenz des E_3^- - und des M_2^+ -Multipols verursacht wird, verantwortlich sein können. Im Bereich oberhalb von 1200 MeV ist der M_3^+ -Multipol entscheidend, weshalb hier die Daten in Abbildung 9.11 nur mit einem Fit für $L = 3$ gut beschrieben werden können. Dieser ist in allen dominanten Interferenztermen in allen Ordnungen von $\cos\theta$ enthalten. Wie bereits in den letzten Abschnitten gezeigt wurde, hat in diesem Energiebereich vor allem die $F_{37}(1950)$ -Resonanz einen starken Einfluss. Auch hier können durch Interferenzterme mit dieser Resonanz nur schwach zur Reaktion beitragende Resonanzen besser untersucht werden. Ein Fit der verschiedenen Partialwellenanalysen an diese neuen Daten liefert damit nicht nur neue Informationen über die dominanten Resonanzen, sondern über die Doppelpolarisationsobservable E auch über schwach beitragende Resonanzen, die aufgrund von Interferenztermen an stark beitragende Resonanzen große Effekte haben können.

10 Zusammenfassung

Ein wesentliches Ziel der Teilchenphysik ist die Beantwortung der Frage nach den kleinsten Bausteinen der Materie und ihren grundlegenden Wechselwirkungen. Eine Möglichkeit, die Quantenchromodynamik im störungstheoretisch nicht behandelbaren Bereich zu untersuchen und zu verstehen liefert ein genaues Verständnis des Anregungsspektrums des Nukleons. Die Vermessung dieses Spektrums erweist sich jedoch als sehr schwierig, da die Anregungszustände teilweise sehr nah beieinander liegen und aufgrund ihrer großen Breite stark überlappen. Zudem werden häufig nur schwach zu einer Reaktion beitragende Resonanzen von dominanten Resonanzen überdeckt, so dass ein Zugang stark erschwert wird. Während der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt ausschließlich auf Amplitudenquadrate der einzelnen Partialwellen sensitiv ist, sind Polarisationsobservablen zusätzlich auf Interferenzterme zwischen verschiedenen Partialwellen empfindlich. Auf diese Weise erhält man auch Zugang zu nur schwach zu einer Reaktion beitragenden Resonanzen. Um alle Partialwellen modellunabhängig bestimmen zu können, benötigt man ein sogenanntes vollständiges Experiment. Um dies zu erreichen, werden mindestens 8 wohlausgewählte Observablen benötigt. Dazu zählen neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und den drei Einfachpolarisationsobservablen auch Doppelpolarisationsobservablen.

Im Rahmen dieser Dissertation wurde die Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ im Energiebereich von $E_\gamma = 600 - 2400$ MeV bestimmt. Dazu stand am CBELSA/TAPS-Experiment an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA ein zirkular polarisierter Photonenstrahl und ein longitudinal polarisiertes Butanoltarget zur Verfügung. Zusätzlich wurden Daten an einem Wasserstofftarget und einem Kohlenstofftarget aufgenommen. Letzteres wurde in den Kryostaten des Butanoltargets eingebaut und besaß näherungsweise die gleiche Targetflächenbelegung wie der Kohlenstoffanteil im Butanol, um mögliche Effekte durch unterschiedliche Akzeptanzen und Targetflächenbelegungen bei der Bestimmung des Dilution-Faktors zu minimieren.

Um die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ aus den Daten zu extrahieren, wurden die entsprechend notwendigen Schnitte optimiert und angewandt. Der Dilution-Faktor wurde ermittelt, um den Anteil der Reaktionen am Kohlenstoff- und Sauerstoff im Butanoltarget zu berücksichtigen. Die Doppelpolarisationsobservable E wurde über zwei verschiedene Methoden, einmal mit Hilfe des Dilution-Faktors und einmal über eine Flussnormierung, bestimmt, welche innerhalb der statistischen Fehler konsistente Ergebnisse lieferten.

Die Ergebnisse der Doppelpolarisationsobservablen E wurden sowohl in den differentiellen als auch in den totalen Verteilungen mit den Vorhersagen der drei derzeit gängigsten Partialwellenanalysen verglichen. Während der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt von allen drei Vorhersagen gut beschrieben werden kann, treten hier bereits bei niedrigen Energien große Unterschiede zwischen den Vorhersagen und den Daten auf. Bisher wurde angenommen, dass die beitragenden Amplituden im ersten und zweiten Resonanzbereich bereits gut verstanden sind. Dies liefert einen ersten Beweis für die Sensitivität dieser Daten. Die Peakstruktur, die bei MAID und SAID bei Energien ab $E_\gamma = 1300$ MeV in der differentiellen Verteilungen von E bei $\cos\theta = -0,5$ auftritt, ist in den Daten nicht sichtbar. Sie steht im Zusammenhang mit der $D_{13}(1520)$ -Resonanz, welche zwar in diesem Energiebereich nicht mehr dominant ist, jedoch über den Interferenzterm mit einer in diesem Energiebe-

reich dominanten Resonanz einen starken Effekt aufweisen kann.

In den totalen Wirkungsquerschnitten bei paralleler und antiparalleler Spinstellung konnte überraschend gezeigt werden, dass insbesondere der dritte und vierte Resonanzbereich dominant durch die Verteilung mit paralleler Spinstellung $\sigma_{3/2}$ beschrieben werden kann, während $\sigma_{1/2}$ lediglich zum zweiten Resonanzbereich stark beiträgt und im vierten Resonanzbereich keine Peakstruktur mehr aufweist. Es treten demnach stark spinabhängige Effekte auf.

Auch in der Differenz der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ konnten über den gesamten Energiebereich starke Abweichungen der Vorhersagen von den Daten beobachtet werden. MAID und SAID weichen vor allem bei niedrigen Energien stark von den Daten ab. Um eine mögliche Ursache zu finden, wurden in der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse verschiedene Multipole durch die Multipole von MAID und SAID ausgetauscht. Dabei konnte festgestellt werden, dass bei MAID ein großer Teil der Abweichungen durch Unterschiede in den Multipolen E_{0+} , E_{2-} und M_{2-} zustande kommen.

Gleichzeitig konnte diese Differenz genutzt werden, um das GDH-Integral für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ zu bestimmen. Das totale GDH-Integral wird bei niedrigen Energien bis $E_\gamma = 600$ MeV durch diese Reaktion dominiert, während sie bei höheren Energien keinen Beitrag mehr liefert und das GDH-Integral für diese Reaktion hier nahezu konstant ist.

Die erstmalige Messung der Doppelpolarisationsobservablen E in einem weiten Energiebereich liefert demnach neue Informationen für die Partialwellenanalysen, so dass neben den Eigenschaften von dominanten Resonanzen, welche sich in den Partialwellenanalysen teilweise stark unterscheiden, auch schwach beitragenden Resonanzen genauer untersucht werden können. Eine Veröffentlichung dieser Daten wird derzeit vorbereitet.

A Verwendetes XML zur Datenanalyse

```
<explora>
  <CBTIncludeXML file="./DataSource/RawData_AnalyseDB.xml"/>

  <CBTIncludeXML file="../../../ReactionSelection/ProtonPi0_mp.xml"/>

  <CBTHistogrammer show="on" onlinemode="off">
    <CBTIncludeXML file="./Histograms/Scaling_histos.xml"
      defineflag="PREFIX=allheli;MESON=pi0" />
    <CBTHClonesArrayData type="TH2F" name="circpol" title="circpol"
      xlabel="E_#gamma [MeV]" ylabel="circ Pol."
      Xbinmin="0" Xbinmax="2400" Xbins="240"
      ybinmin="-1.0" ybinmax="1.0" ynbins="100"
      objectname="BeamPhotons" Xeval="Energy()"
      Yeval="fGetPolarisationDegree()"/>

    <CBTHData type="TH2F" name="targetpol" title="targetpol"
      xlabel="Runnumber" ylabel="TargetPol"
      Xbinmin="107600" Xbinmax="141000" Xbins="10000"
      ybinmin="-1" ybinmax="1" ynbins="200"
      objectname="runinfo" Xeval="fGetRunNumber()"
      Yeval="fGetTargetPolarisation()"/>

  </CBTHistogrammer>

  <CBTConditionalProcess objectname="eventinfo" condition=
    "fGetBeamPolarisation()==CBTEventInfo::kBEAM_CIRCPOL_POS">
    <CBTHistogrammer show="on" onlinemode="off">
      <CBTIncludeXML file="./Histograms/Scaling_histos.xml"
        defineflag="PREFIX=posheli;MESON=pi0" />
    </CBTHistogrammer>
  </CBTConditionalProcess>

  <CBTConditionalProcess objectname="eventinfo" condition=
    "fGetBeamPolarisation()==CBTEventInfo::kBEAM_CIRCPOL_NEG">
    <CBTHistogrammer show="on" onlinemode="off">
      <CBTIncludeXML file="./Histograms/Scaling_histos.xml"
        defineflag="PREFIX=negheli;MESON=pi0" />
    </CBTHistogrammer>
  </CBTConditionalProcess>
</explora>
```

B Card-Datei für Monte-Carlo-Simulationen

```
LIST
RUNG      1000
TIME      2=100. 3=1
TRIG      300010
RNDM      589315 965482

PRINT     'VERT' 'KINE'
DEBUG     1 10 100

KINE      3 1. -2.8 2. 14. 67.
BRMS      0 0.38 2.4

GEOM      'BC05' 'FP ' 'LUZY' 'TFSP' 'MTAP' 'CHER'
SETS      'BC05' 'FP ' 'LUZY' 'TFSP' 'MTAP'
DIGI      'BC05' 'FP ' 'LUZY' 'TFSP' 'TAG ' 'MTAP'
RAWD      20 'TAPE' 'EXCH' 'ALL ' 'EVHD' 'RMCB'

LUTF      'mcfera.lut'
LUT2      'mc2282.lut'

SETV      92 0. 0. 0.0
BWID      0.4 0.4 1.0
AUTO      0

END

STOP
```

C Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt

Neben der Doppelpolarisationsobservablen E ist es mit den vorhandenen Datensätzen zur Überprüfung möglich, einen unpolarisierten Wirkungsquerschnitt sowohl am Butanoltarget, als auch am Wasserstofftarget zu bestimmen. Dies wurde für beide Targets auf etwas unterschiedliche Weise durchgeführt.

Wie bereits im letzten Kapitel beschrieben, gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt nach Formel 8.5

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{A} \frac{1}{n_\gamma n_T} \frac{1}{\Delta\Omega} \frac{1}{\Gamma}. \quad (\text{C.1})$$

Man benötigt demnach eine Akzeptanzkorrektur A und eine Flussnormierung n_γ . Ihre Bestimmung wurde in Kapitel 8.4.2 und 8.4.3 bereits beschrieben.

Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des Pions in zwei Photonen beträgt $\Gamma = 98,823\%$ [B⁺12] und das Raumwinkelement $d\Omega = 2 \cdot \pi \cdot \Delta \cos\theta = 0,13 \cdot \pi$.

Die Targetflächendichte n_T am Wasserstofftarget wurde bereits in Kapitel 3.7 mit $n_T = 2,157 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ angegeben, für die Protonen des Wasserstoffanteils im Butanol mit $n_T = 0,8706 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$.

Am Butanoltarget muss zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts zusätzlich der Dilution-Faktor bestimmt werden, um nur den Anteil der freien Protonen im Butanol zu berücksichtigen. Dieser wird wie in Kapitel 8.2.1 beschrieben bestimmt. Dabei wird die Methode verwendet, bei welcher der Skalierungsfaktor für Kohlenstoff zur Bestimmung des Dilution-Faktors über das Missing-Mass-Spektrum bestimmt wird. Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt für den Wasserstoffanteil im Butanol ergibt sich dann aus $\frac{d\sigma}{d\Omega_H} = \frac{d\sigma}{d\Omega_B} \cdot d$.

Damit erhält man schließlich den differentiellen Wirkungsquerschnitt in den Abbildungen C.1 - C.3 am Wasserstofftarget in blau und am Butanoltarget in schwarz. Vergleicht man die differentiellen Wirkungsquerschnitte am Wasserstoff- und am Butanoltarget mit der Vorhersage der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse, die in rot eingezeichnet ist, erkennt man, dass beide Ergebnisse mit der Vorhersage vergleichbar sind, jedoch nicht immer innerhalb der Fehler dem Verlauf entsprechen. Grund für die Abweichungen von den Vorhersagen und untereinander ist die Flussnormierung, die derzeit noch keinen finalen Status erreicht hat.

Vergleicht man den differentiellen Wirkungsquerschnitt am Wasserstofftarget mit dem am Butanoltarget, erkennt man, dass sie zwar in den meisten Energiebins nah beieinander liegen und den gleichen Verlauf aufweisen, die Unterschiede jedoch ausserhalb der statistischen Fehler liegen. Die etwas größeren Unterschiede bei $\cos\theta > 0,7$ rühren von Untergrundereignissen in den 2 PED Ereignissen ohne Geladenentreffer her, welche die Statistik in diesem Bereich dominieren und die Dilution-Faktor-Bestimmung beeinflussen, wie es im letzten Kapitel erläutert wurde.

C. Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt

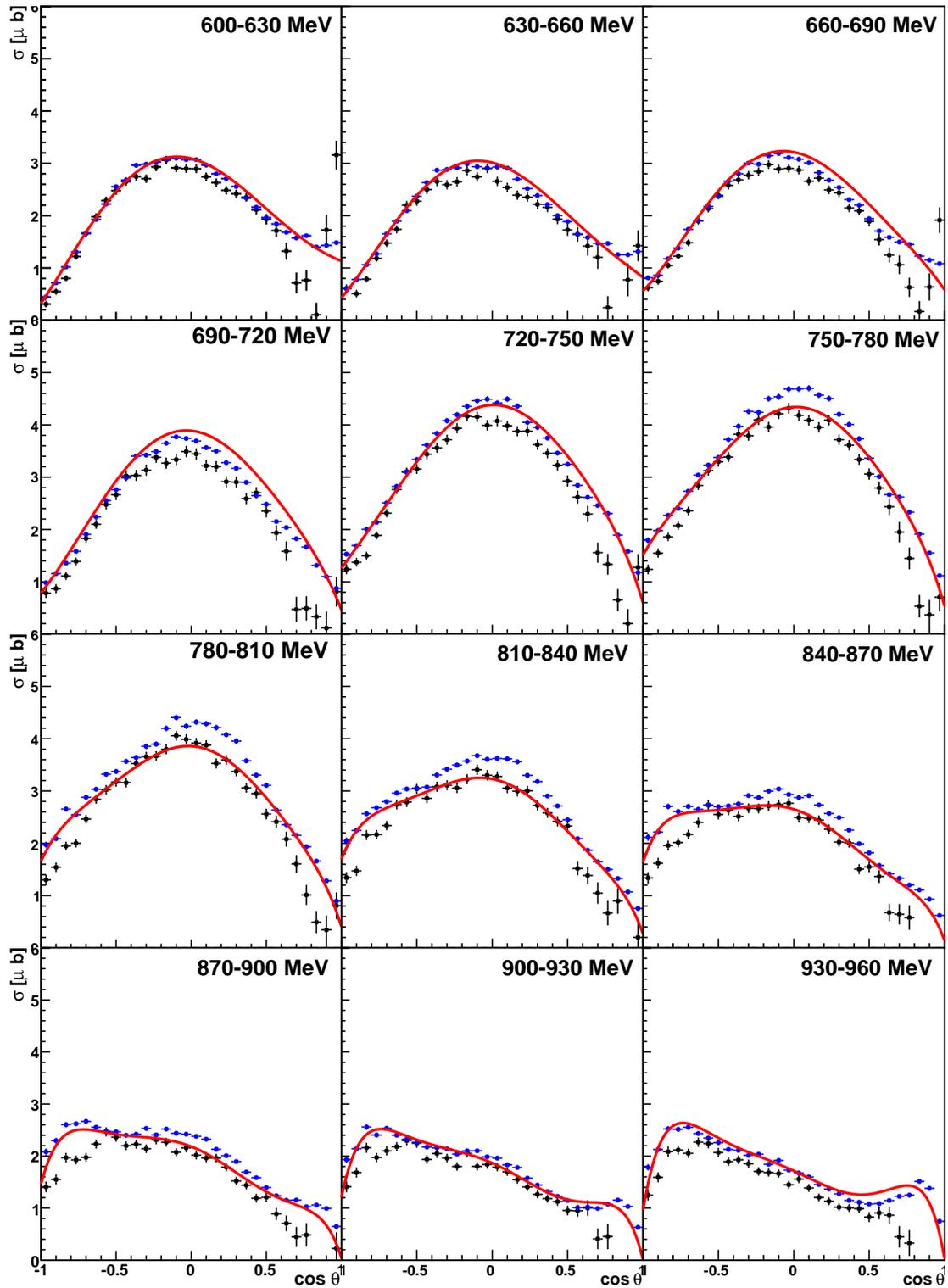


Abbildung C.1: Differenzieller Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget (schwarz) und am Wasserstofftarget (blau) für $E_\gamma = 600 - 960$ MeV in 30-MeV-Schritten.

C. Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt

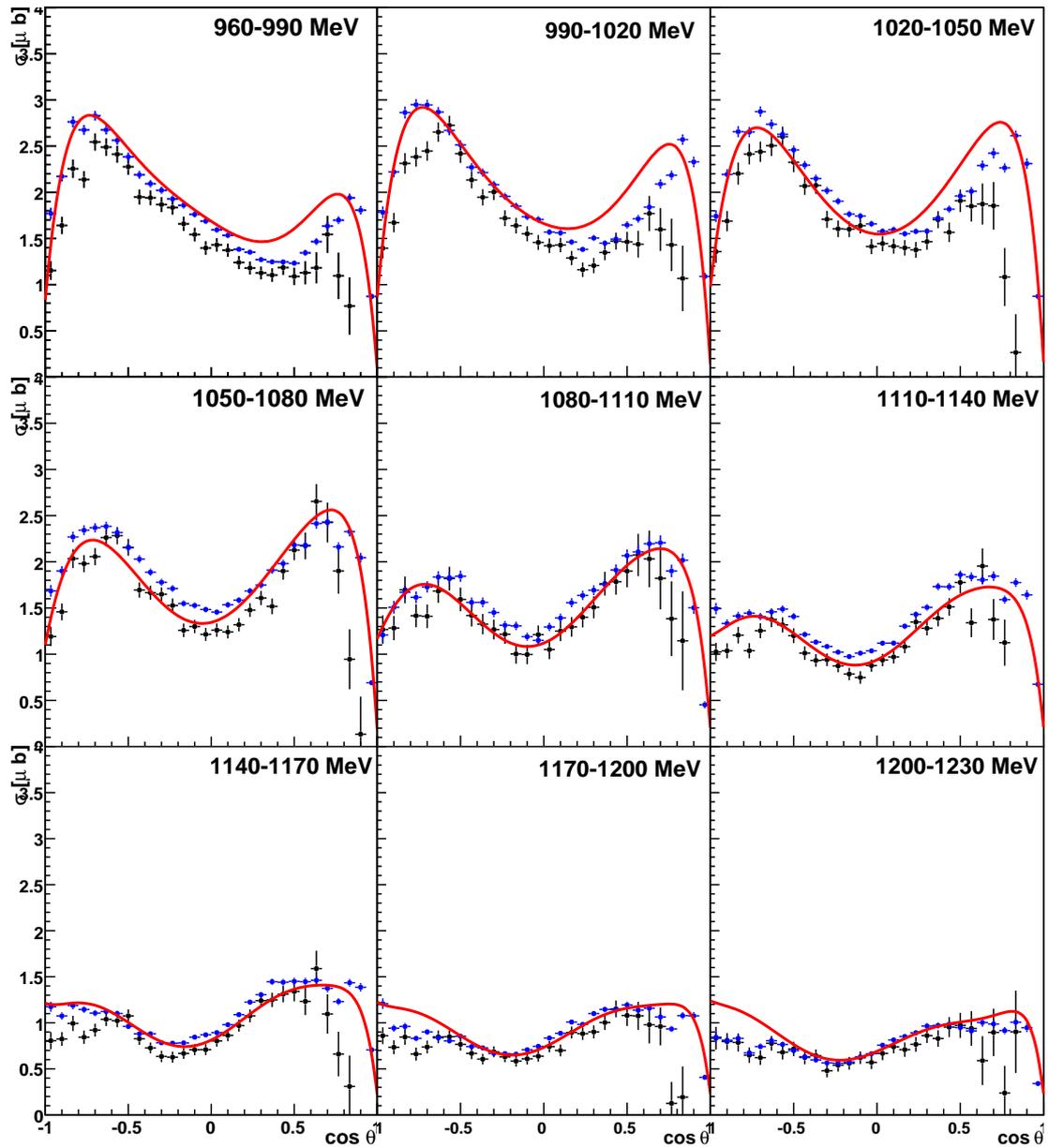


Abbildung C.2: Differenzieller Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget (schwarz) und am Wasserstofftarget (blau) für $E_\gamma = 960 - 1230$ MeV in 30-MeV-Schritten.

C. Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt

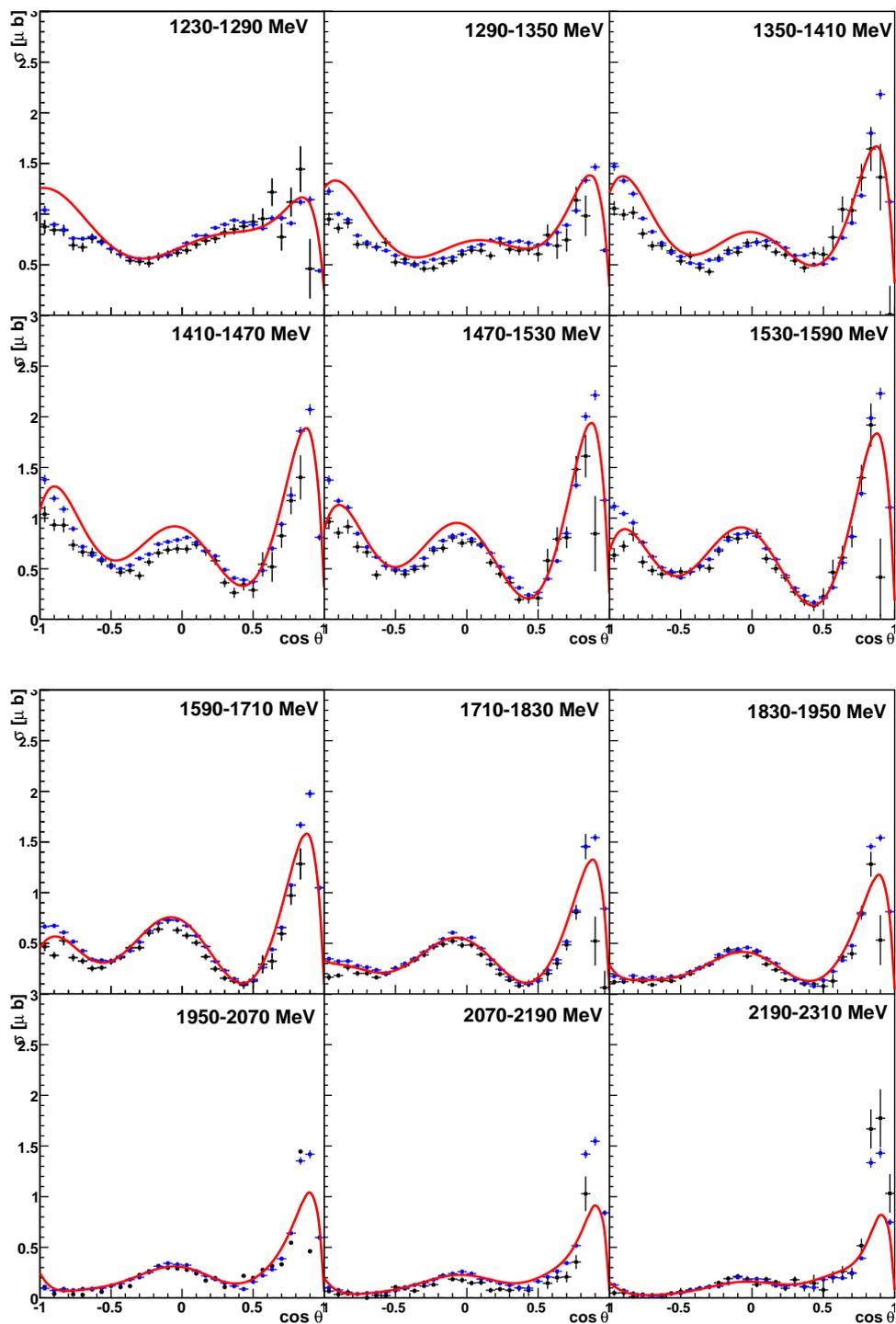


Abbildung C.3: Differenzieller Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget (schwarz) und am Wasserstofftarget (blau) für $E_\gamma = 1230 - 1590$ MeV in 60-MeV-Schritten und für $E_\gamma = 1590 - 2310$ MeV in 120-MeV-Schritten.

D Ladungsmarkierung

D.1 Butanol-Strahlzeit im November 2007

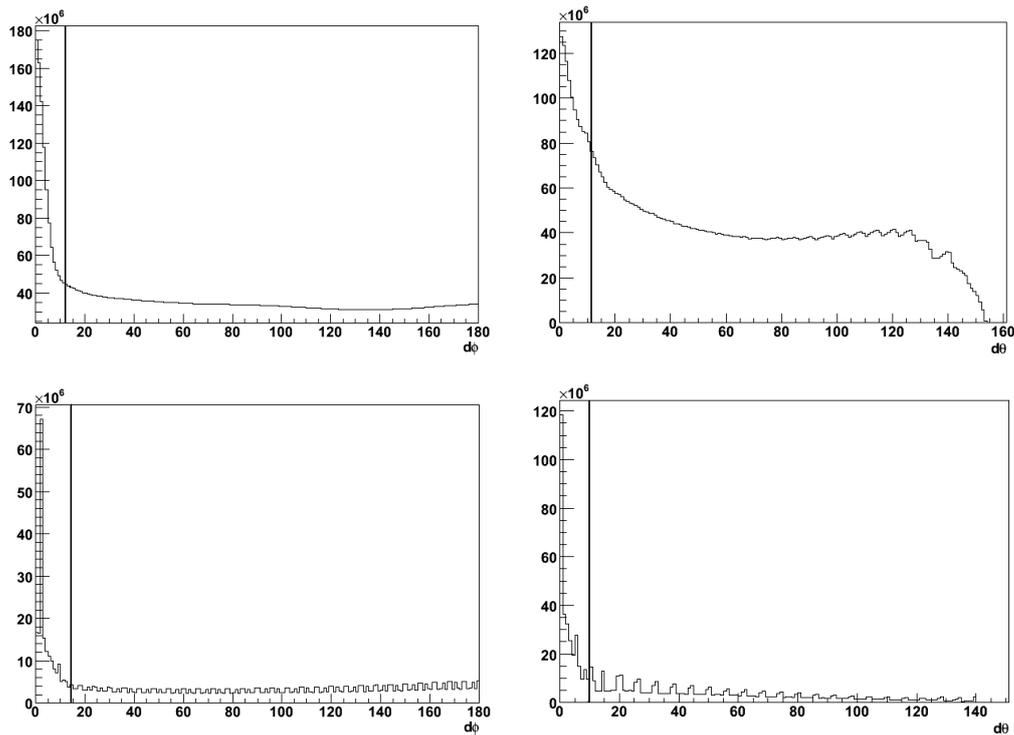


Abbildung D.1: Schnitte auf die ϕ - und θ -Differenz für die Ladungsmarkierung beim Innendetektor mit dem Crystal-Barrel-Detektor (oben) und beim Vorwärtsdetektor (unten) direkt nach der Rekonstruktion (d.h. ohne kinematische Schnitte und Selektion nach Ereignisklassen).

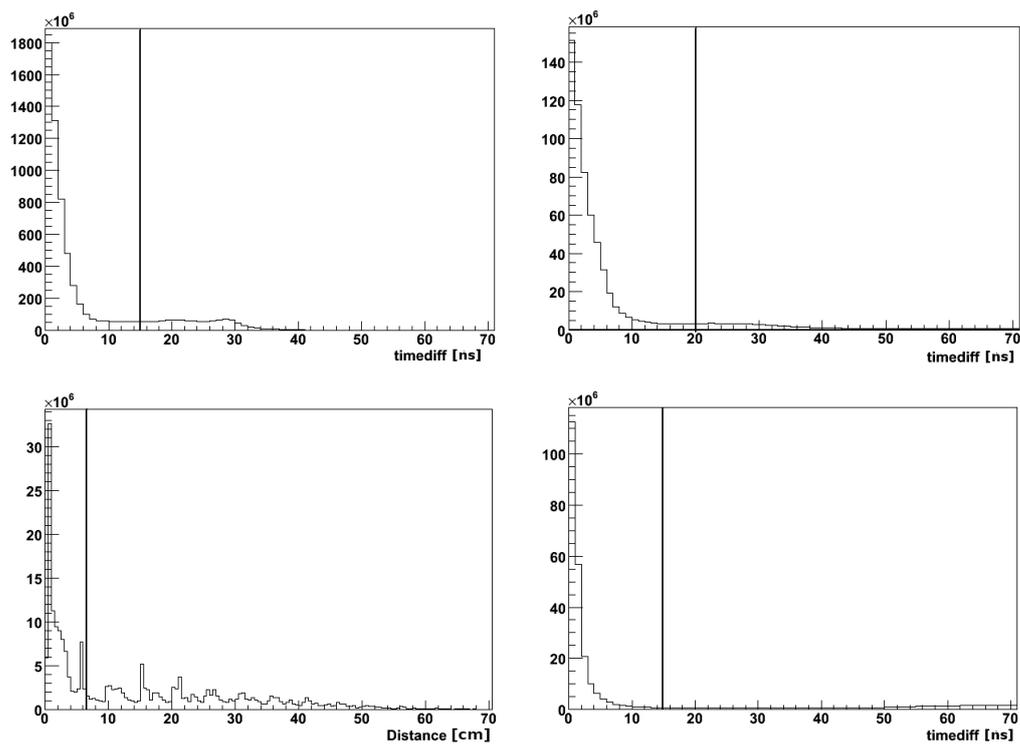


Abbildung D.2: Schnitt auf die Zeitdifferenz für die Kristalle mit den Szintillatoren des Vorwärtsdetektors (oben links) und für den Innendetektor mit den Kristallen des Vorwärtsdetektors (oben rechts), Abstands- und Zeitschnitt für die Ladungsmarkierung beim MiniTAPS-Detektor (unten) direkt nach der Rekonstruktion (d.h. ohne kinematische Schnitte und Selektion nach Ereignisklassen).

D.2 Flüssigwasserstofftarget

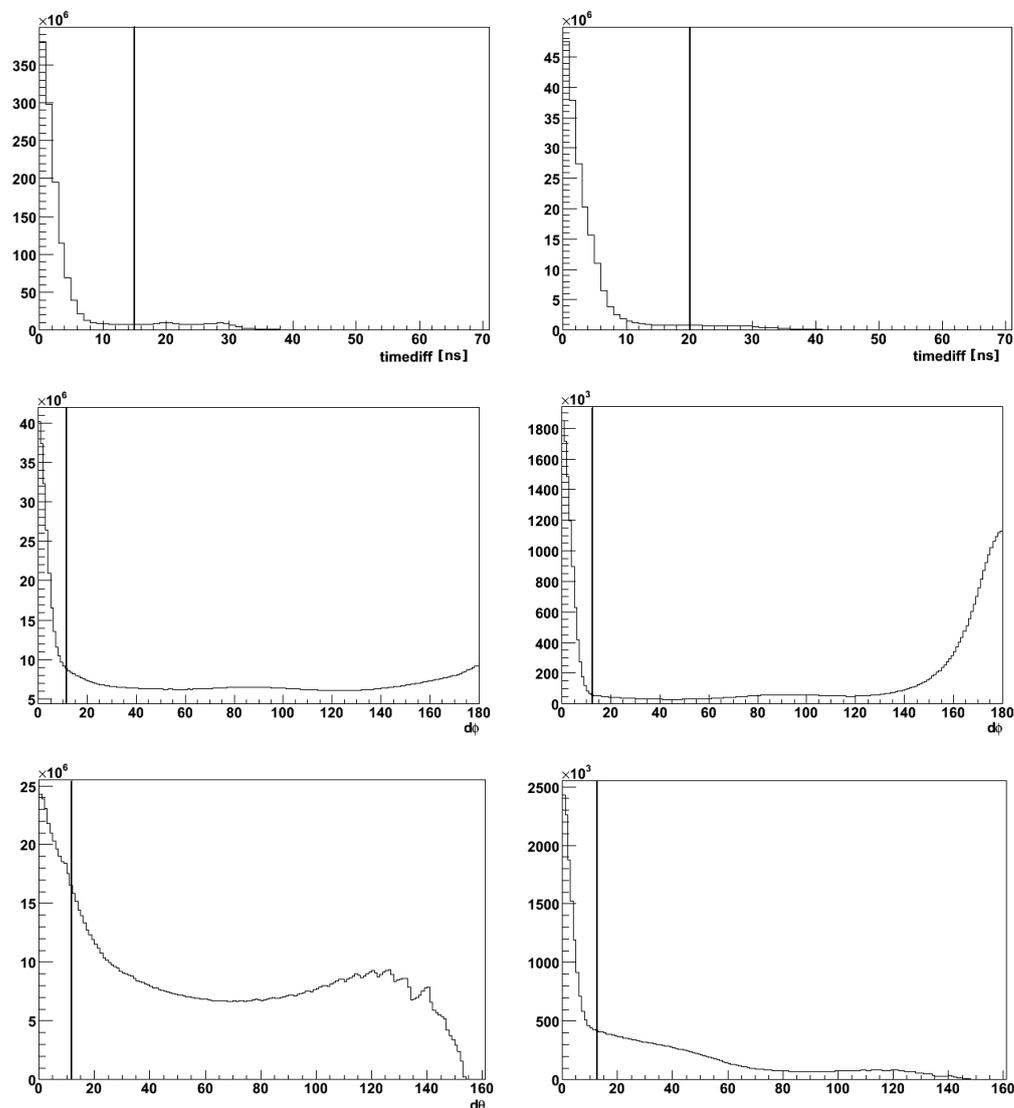


Abbildung D.3: Schnitt auf die Zeitdifferenz beim Innendetektor mit den Kristallen des Vorwärtsdetektors (oben links) und bei den Szintillatoren mit den Kristallen des Vorwärtsdetektors (oben rechts), Schnitte auf ϕ - und θ -Differenz beim Innendetektor mit dem Crystal-Barrel-Detektor (Daten: links, MC: rechts).

D. Ladungsmarkierung

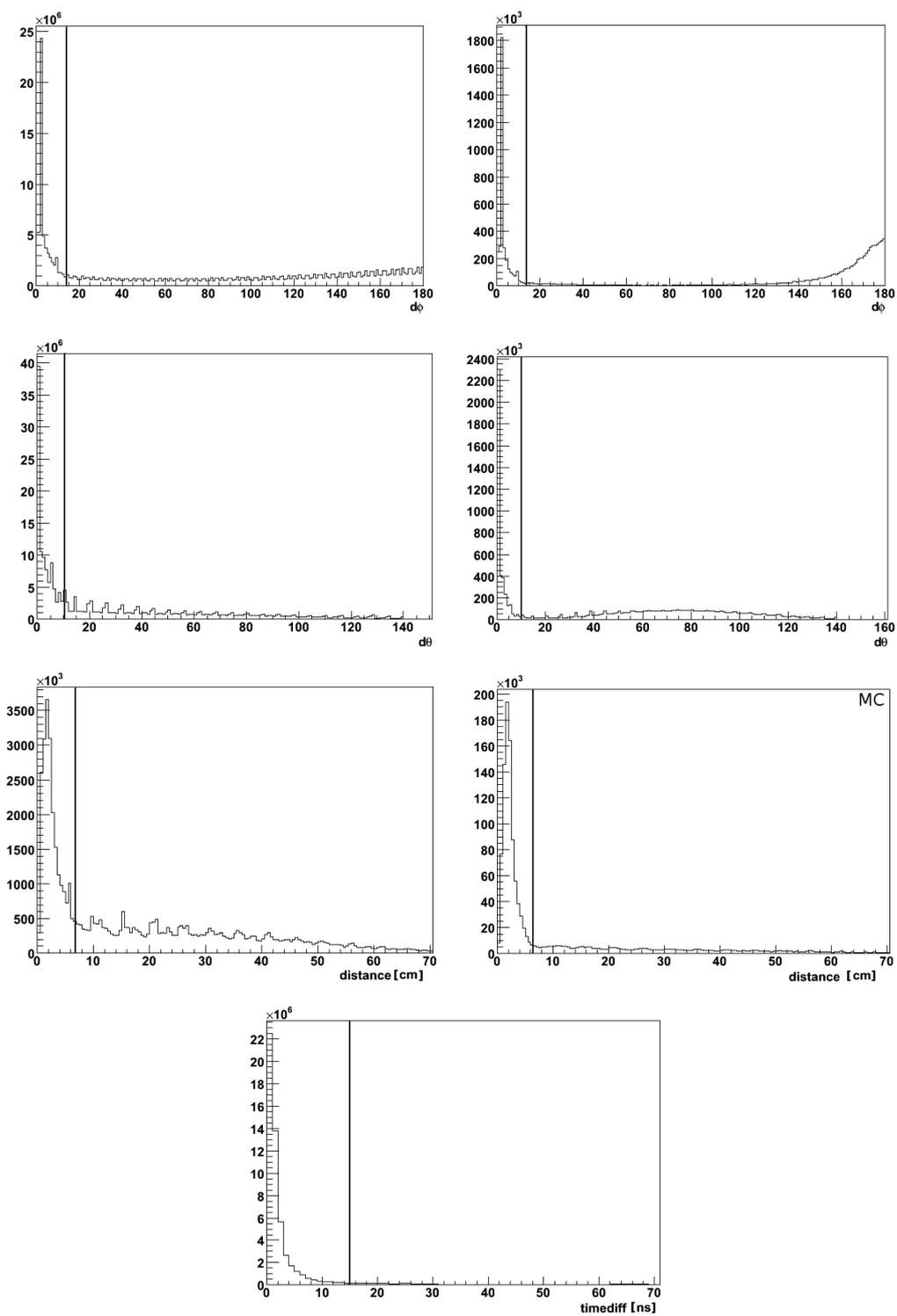


Abbildung D.4: Schnitte auf ϕ - und θ -Differenz beim Vorwärtsdetektor, Abstands- und Zeitschnitt für die Ladungsmarkierung beim MiniTAPS-Detektor (Daten: links, MC: rechts).

D.3 Kohlenstofftarget

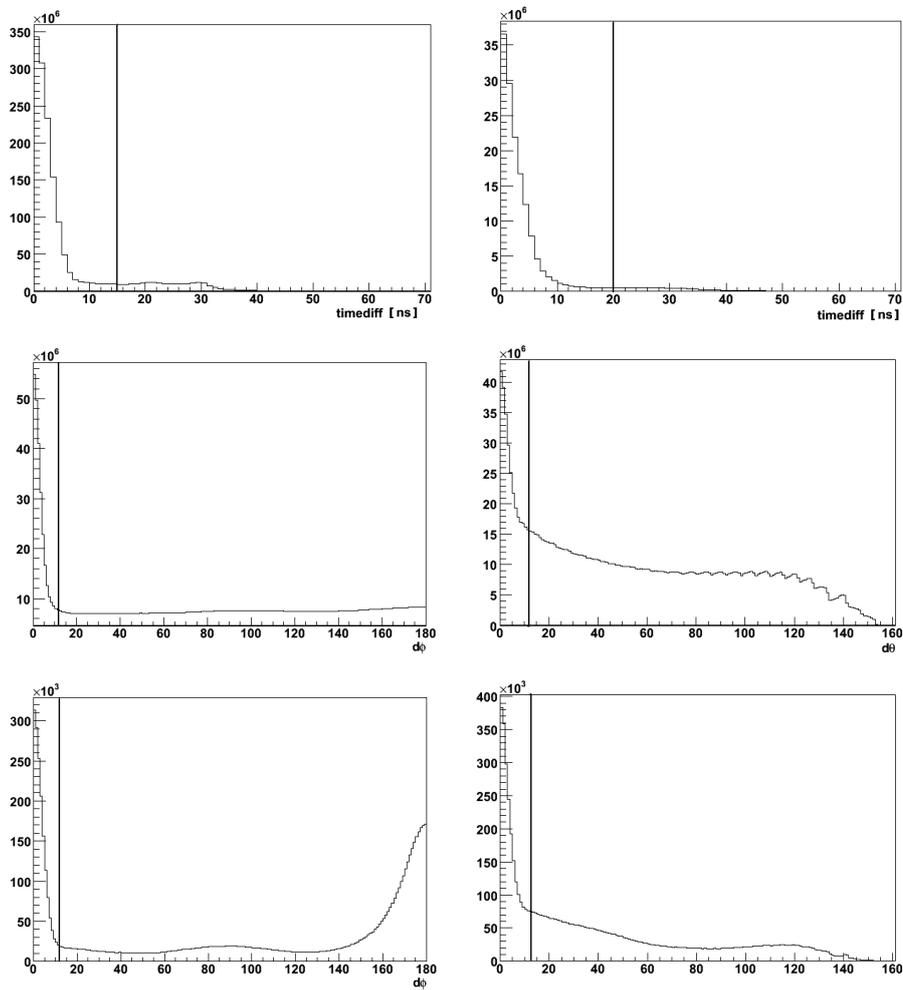


Abbildung D.5: Schnitt auf die Zeitdifferenz beim Innendetektor mit den Kristallen des Vorwärtsdetektors (oben links) und bei den Szintillatoren mit den Kristallen des Vorwärtsdetektor (oben rechts), ϕ - und θ -Differenz vom Innendetektor mit dem Crystal-Barrel-Detektor (Daten: links, MC: rechts).

D. Ladungsmarkierung

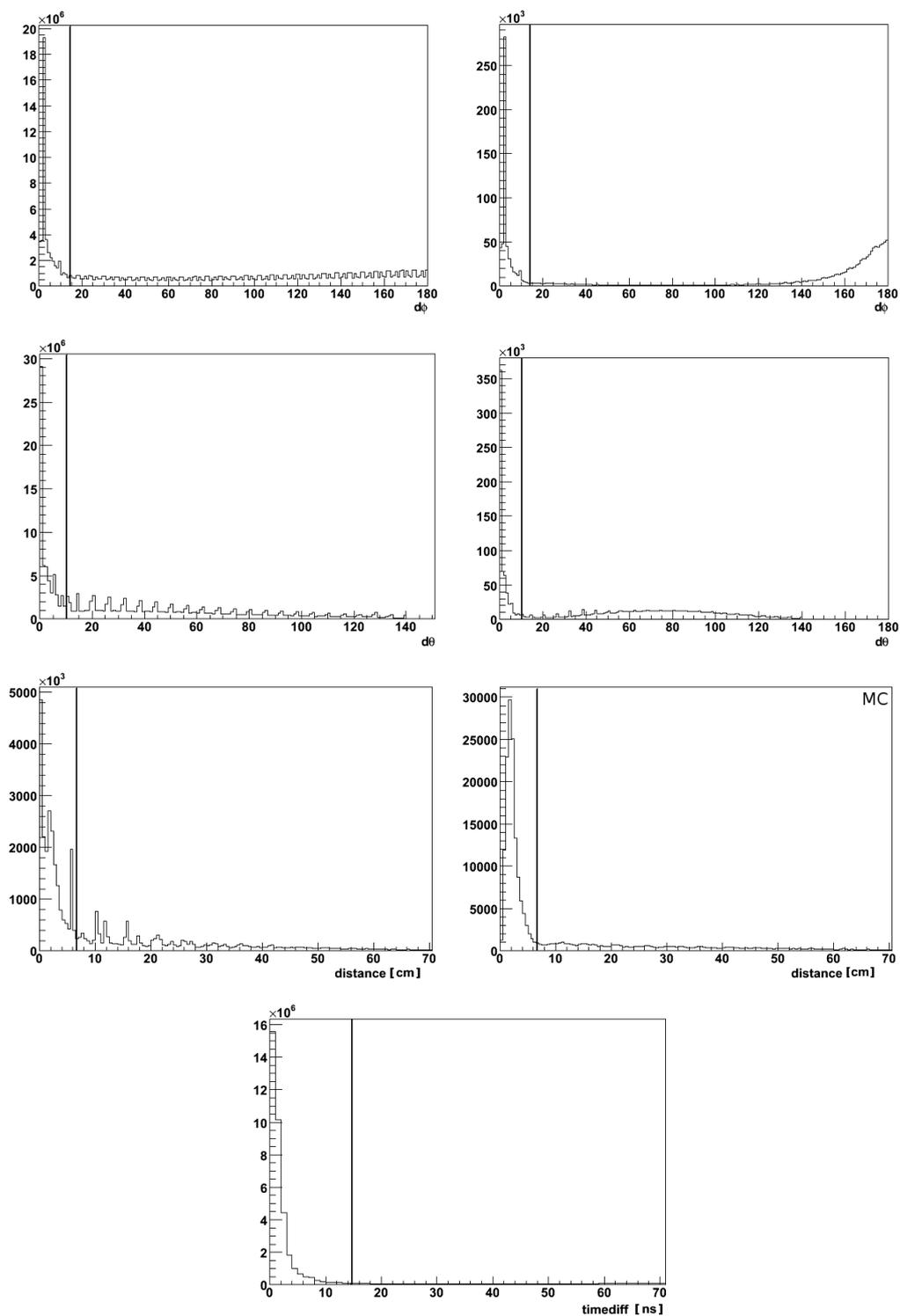


Abbildung D.6: Schnitte auf ϕ - und θ -Differenz beim Vorwärtsdetektor, Abstands- und Zeitschnitt für die Ladungsmarkierung beim MiniTAPS-Detektor (Daten: links, MC: rechts).

E Zeitinformationen

E.1 Butanol-Strahlzeit im November 2007

3 PED	Proton mit Zeit	100%	Crystal-Barrel:	65,1%
			Vorwärtsdet.:	32,9%
			MiniTAPS:	2,0%
	Proton mit Zeit, Pion ohne Zeit	90,1%	Crystal-Barrel:	62,9%
			Vorwärtsdet.:	35,1%
			MiniTAPS:	2,0%
	Pion mit Zeit	9,9%		
	Ein γ mit Zeit	78,0%	Vorwärtsdet.:	91,2%
			MiniTAPS:	8,8%
	Beide γ s mit Zeit	22,0%		
2+ PED	Pion mit Zeit	13,1%		
	Ein γ mit Zeit	82,9%	Vorwärtsdet.:	92,6%
			MiniTAPS:	7,4%
	Beide γ s mit Zeit	17,1%		
2- PED	Pion mit Zeit	87,5%		
	Ein γ mit Zeit	79,7%	Vorwärtsdet.:	89,6%
			MiniTAPS:	10,4%
	Beide γ s mit Zeit	20,3%		

Tabelle E.1: Anzahl der Pionen und Protonen mit Zeit bei 2 und 3 PED Ereignissen.

E.2 Wasserstoff-Strahlzeit im November 2008

3 PED	Proton mit Zeit	100%	Crystal-Barrel:	60,5%
			Vorwärtsdet.:	37,3%
			MiniTAPS:	2,2%
	Proton mit Zeit, Pion ohne Zeit	94,8%	Crystal-Barrel:	58,8%
		Vorwärtsdet.:	39,0%	
		MiniTAPS:	2,2%	
	Pion mit Zeit	5,2%		
	Ein γ mit Zeit	84,9%	Vorwärtsdet.:	92,6%
			MiniTAPS:	7,4%
	Beide γ s mit Zeit	15,1%		
2+ PED	Pion mit Zeit	10,8%		
	Ein γ mit Zeit	91,0%	Vorwärtsdet.:	98,4%
			MiniTAPS:	1,6%
	Beide γ s mit Zeit	9,0%		
2- PED	Pion mit Zeit	94,9%		
	Ein γ mit Zeit	84,3%	Vorwärtsdet.:	86,8%
			MiniTAPS:	13,2%
	Beide γ s mit Zeit	15,6%		

Tabelle E.2: Anzahl der Pionen und Protonen mit Zeit bei 2 und 3 PED Ereignissen.

E.3 Kohlenstoff-Strahlzeit im Januar 2009

3 PED	Proton mit Zeit	100%	Crystal-Barrel:	72,6%
			Vorwärtsdet.:	25,5%
			MiniTAPS:	1,9%
	Proton mit Zeit, Pion ohne Zeit	86,8%	Crystal-Barrel:	70,8%
			Vorwärtsdet.:	27,4%
			MiniTAPS:	1,8%
	Pion mit Zeit	13,2%		
	Ein γ mit Zeit	80,8%	Vorwärtsdet.:	92,9%
			MiniTAPS:	7,1%
	Beide γ s mit Zeit	19,2%		
2+ PED	Pion mit Zeit	19,0%		
	Ein γ mit Zeit	77,7%	Vorwärtsdet.:	95,6%
			MiniTAPS:	4,4%
	Beide γ s mit Zeit	22,3%		
2- PED	Pion mit Zeit	90,8%		
	Ein γ mit Zeit	63,3%	Vorwärtsdet.:	88,2%
			MiniTAPS:	11,8%
	Beide γ s mit Zeit	36,7%		

Tabelle E.3: Anzahl der Pionen und Protonen mit Zeit bei 2 und 3 PED Ereignissen.

F Schnitte

F.1 Zeitschnitt

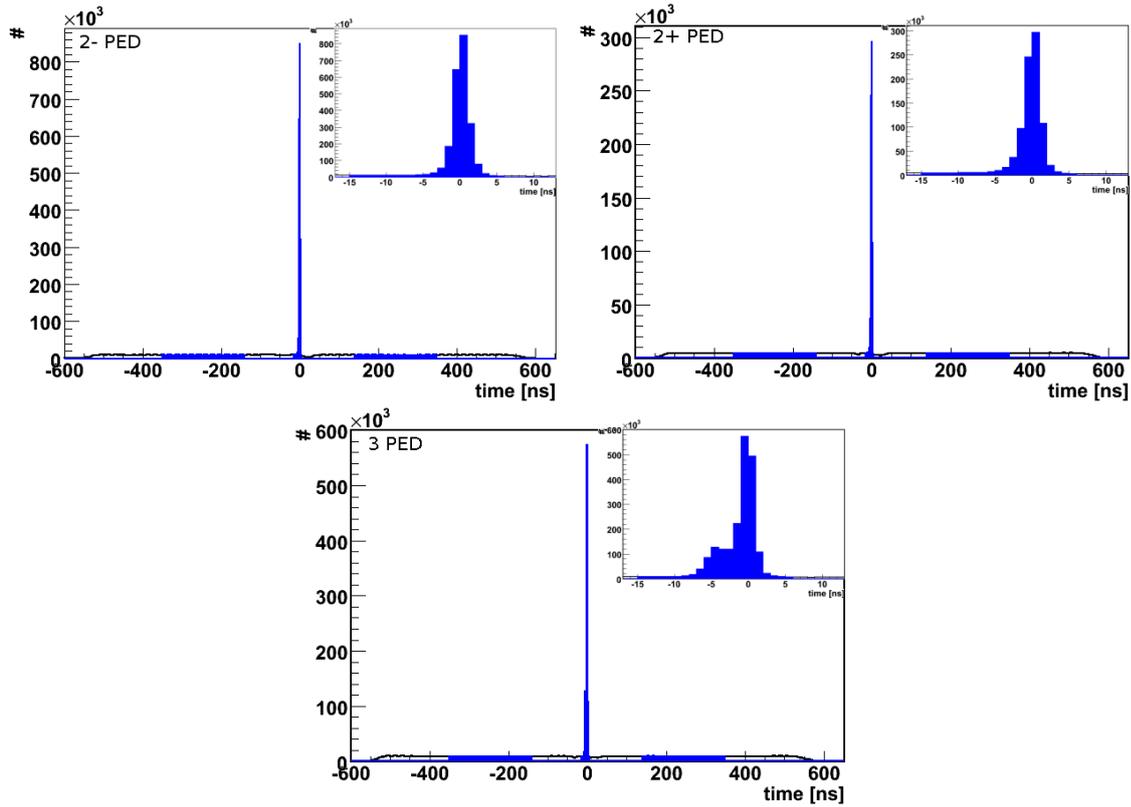


Abbildung F.1: Reaktionszeit und Zeitschnitte nach allen kinematischen Schnitten für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit und ohne Ladungstreffer beim Butanol-target in der Strahlzeit November 2007.

F. Schnitte

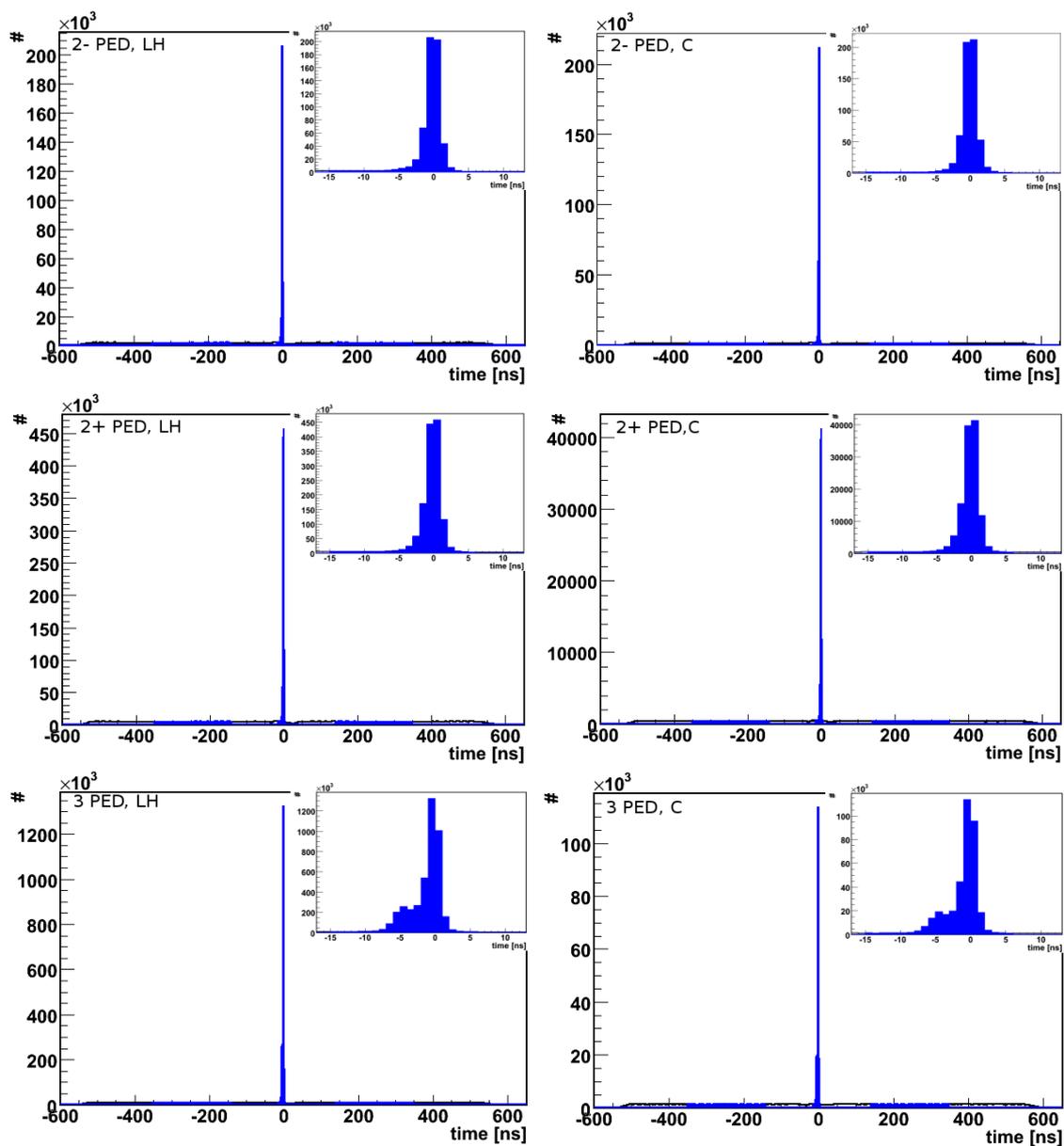


Abbildung F.2: Reaktionszeit und Zeitschnitte nach allen kinematischen Schnitten für 2 und 3 PED Ereignisse beim Wasserstoff- (links) und beim Kohlenstofftarget (rechts).

F.2 Schnitt auf die invariante Masse

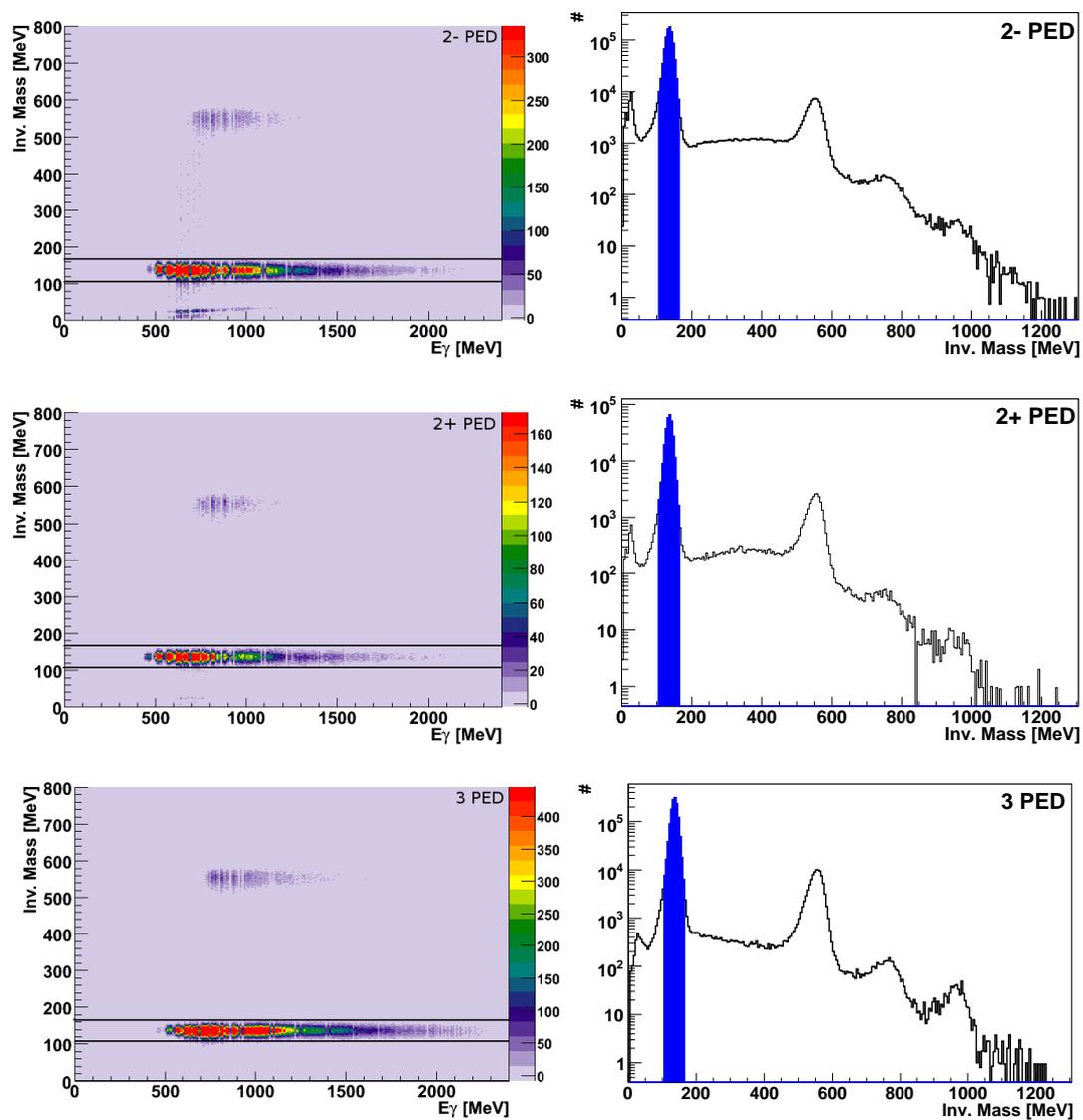


Abbildung F.3: Invariante Masse nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 und 3 PED Ereignissen für die Butanoldaten im November 2007. Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

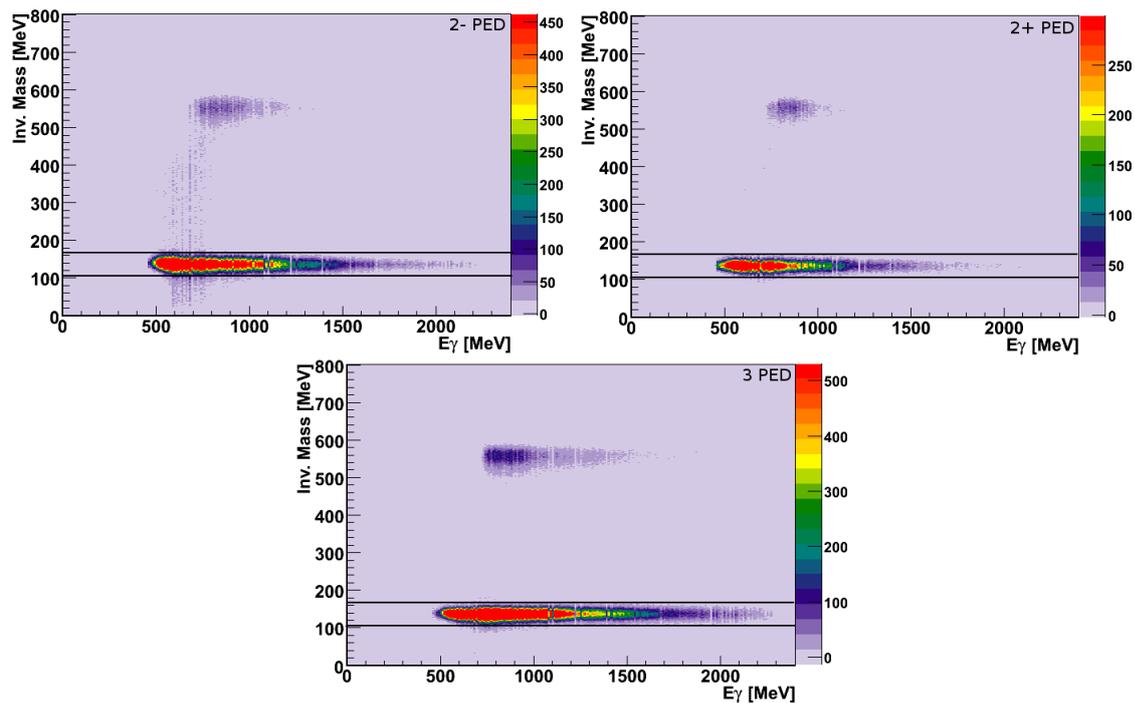


Abbildung F.4: Invariante Masse aufgetragen gegen die Strahlenergie nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 und 3 PED Ereignissen für die Butanoldaten im November 2009. Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

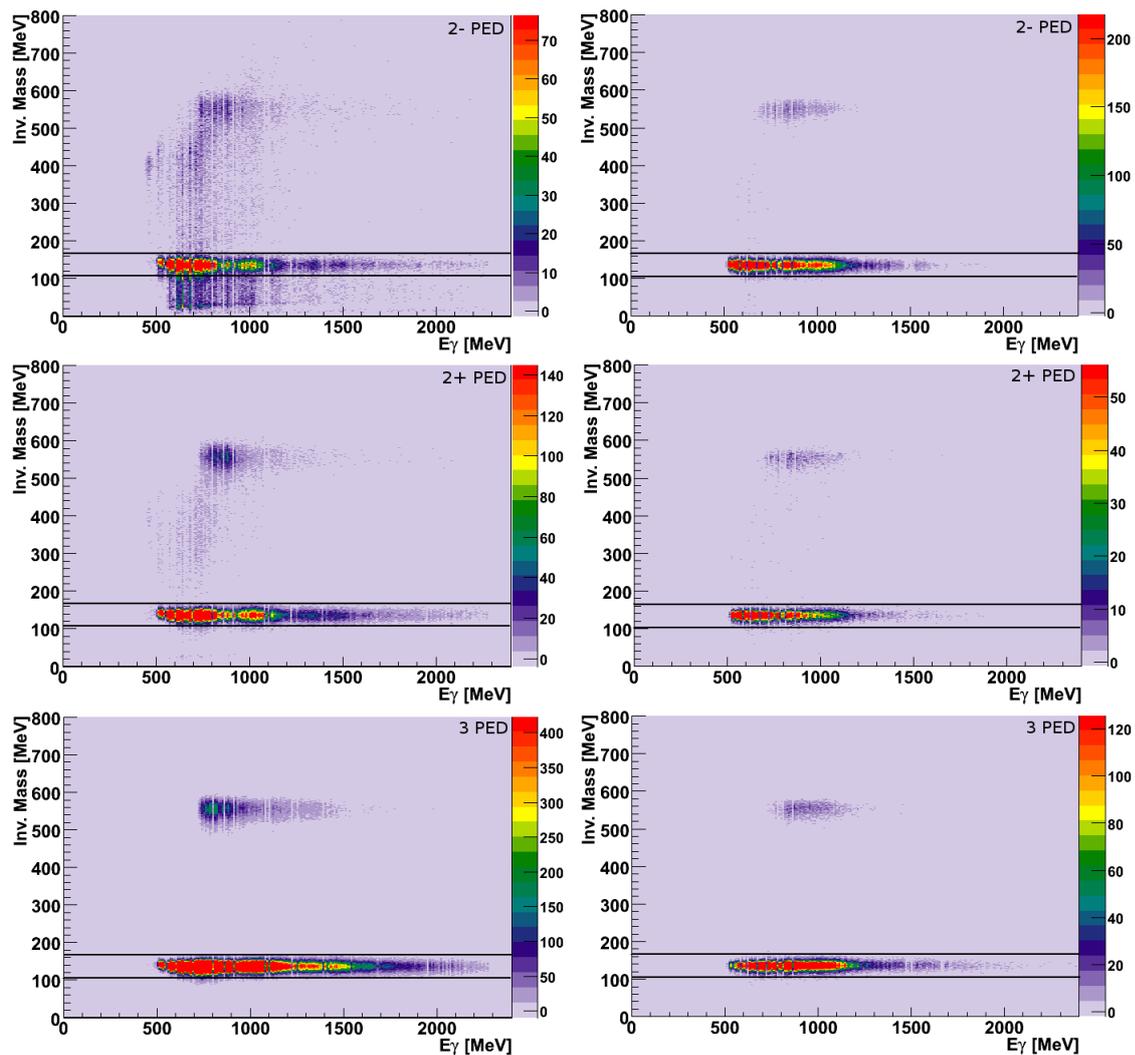


Abbildung F.5: Invariante Masse aufgetragen gegen die Strahlenergie nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 und 3 PED Ereignissen für die Wasserstoff- (links) und die Kohlenstoffdaten (rechts). Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

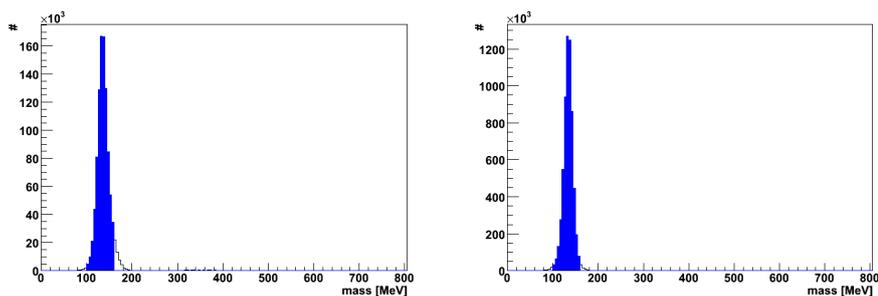


Abbildung F.6: Invariante Masse nach allen anderen kinematischen Schnitten und Schnittgrenzen bei 2 und 3 PED Ereignissen für Simulationen am Wasserstofftarget.

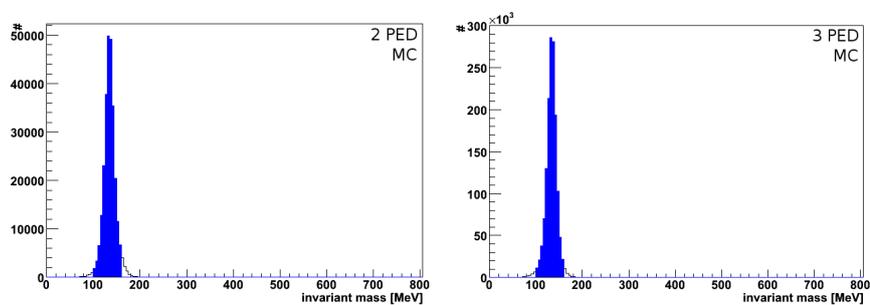


Abbildung F.7: Invariante Masse nach allen anderen kinematischen Schnitten und Schnittgrenzen bei 2 und 3 PED Ereignissen für Simulationen am Kohlenstofftarget.

F.3 Schnitt auf die fehlende Masse der Reaktion

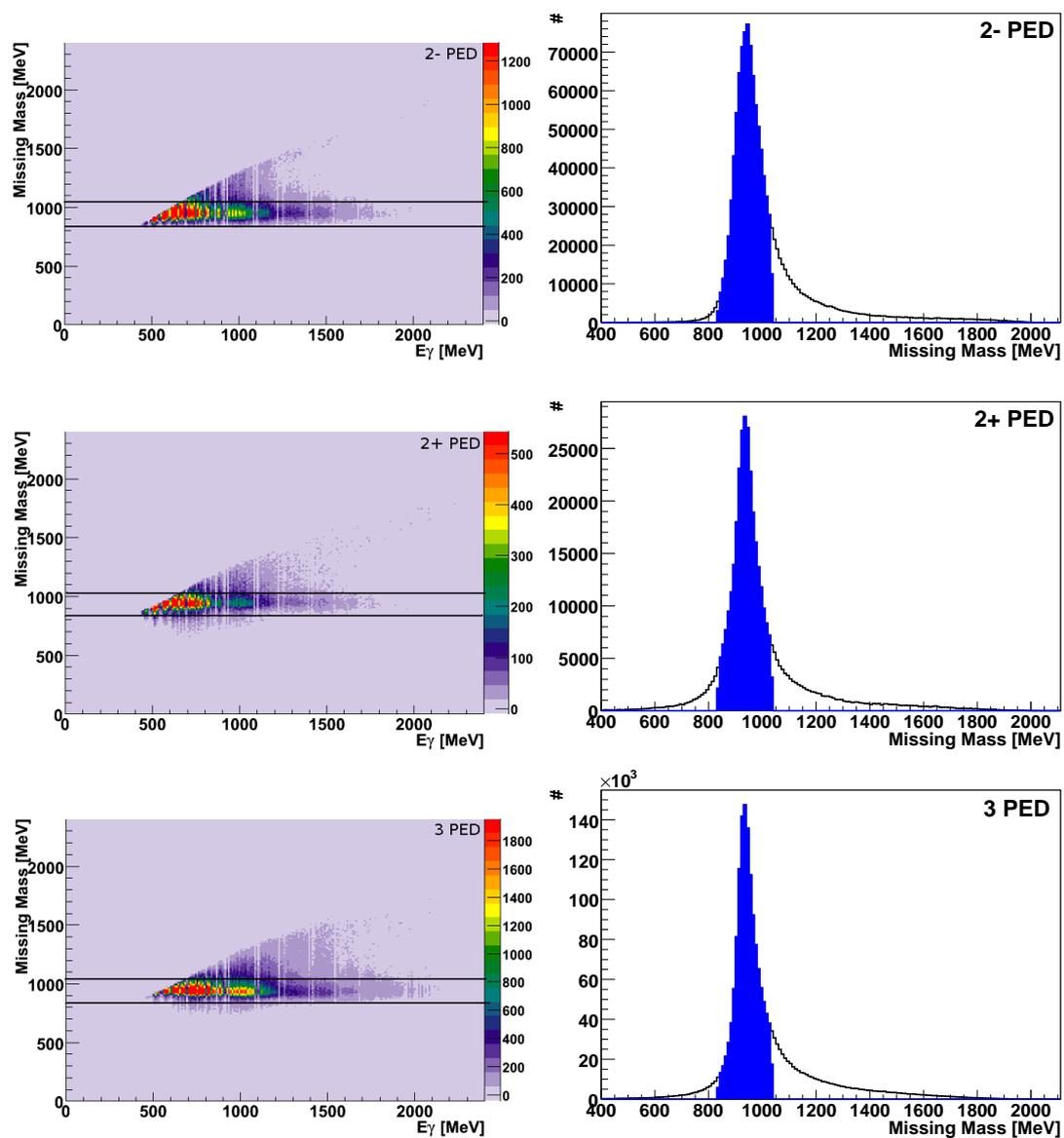


Abbildung F.8: Fehlende Masse der Reaktion nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 und 3 PED Ereignissen für die Butanoldaten im November 2007. Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

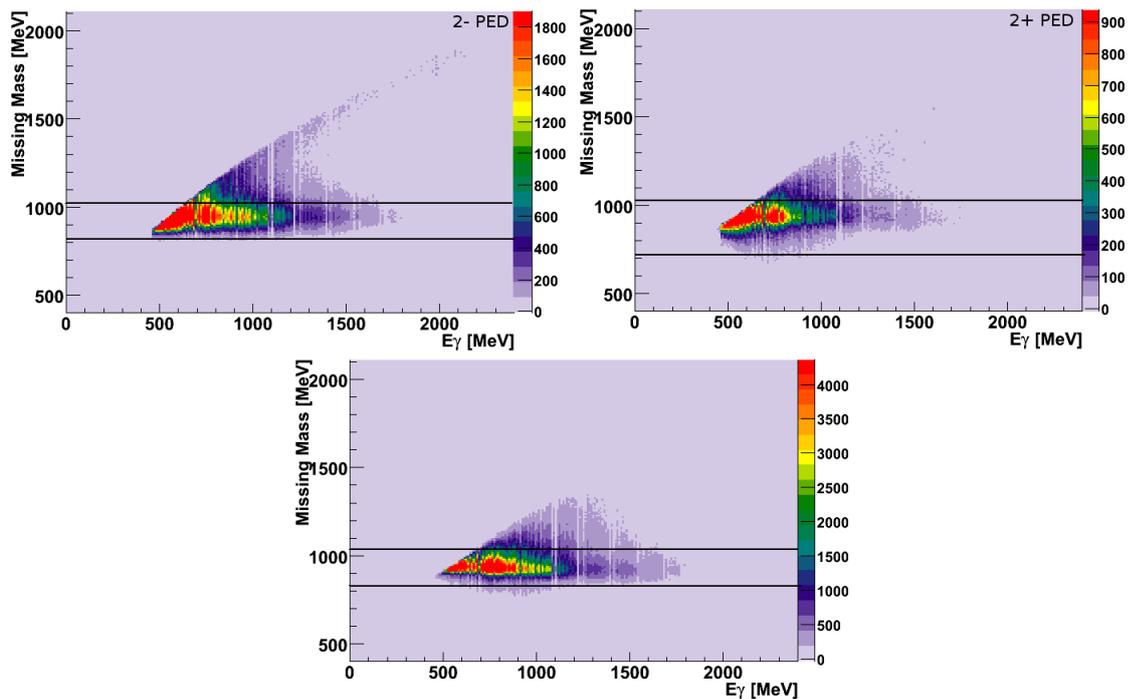


Abbildung F.9: Fehlende Masse der Reaktion aufgetragen gegen die Strahlenergie nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 und 3 PED Ereignissen für die Butanoldaten im November 2009. Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

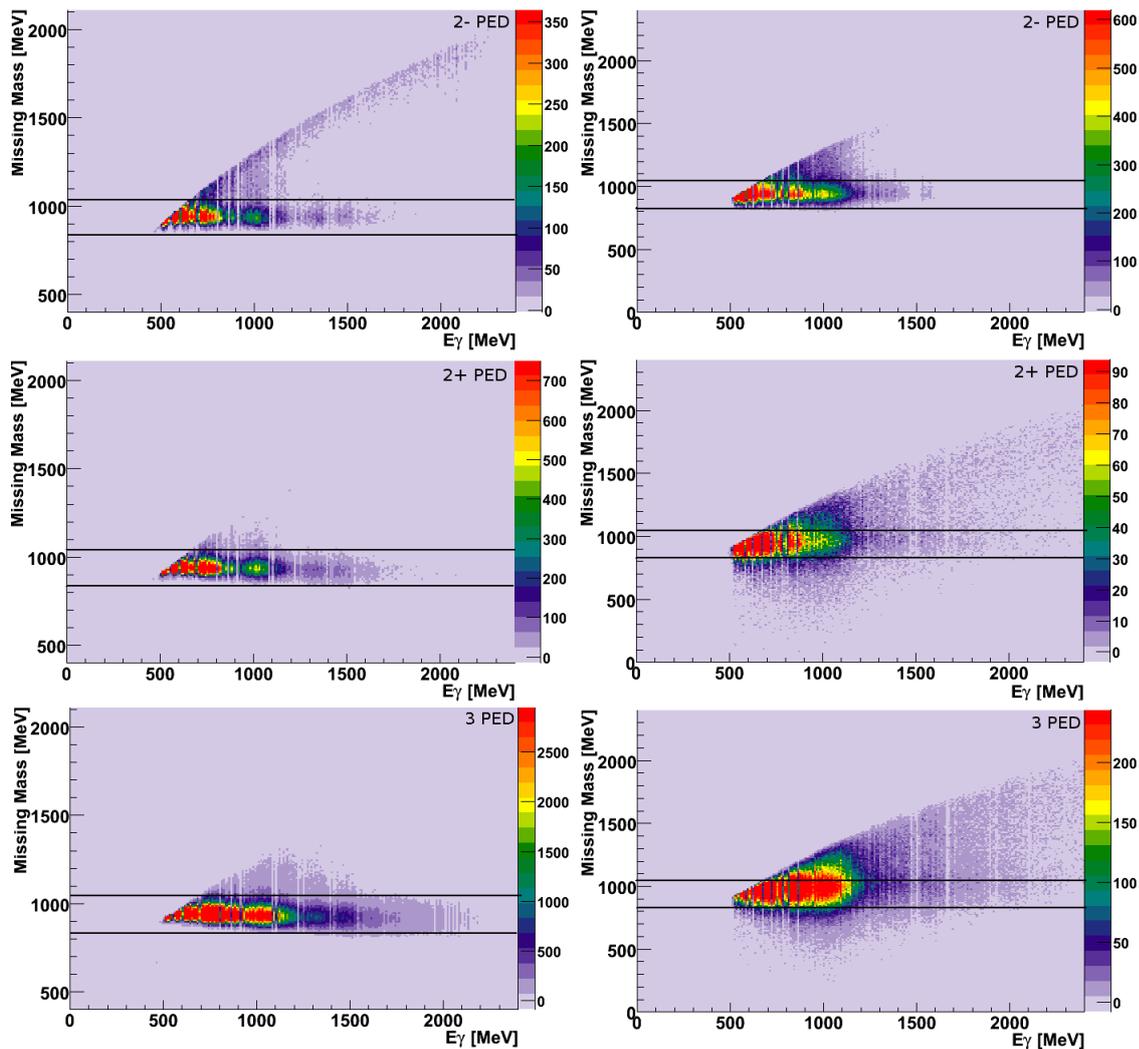


Abbildung F.10: Fehlende Masse der Reaktion aufgetragen gegen die Strahlenergie nach allen anderen kinematischen Schnitten bei 2 und 3 PED Ereignissen für die Wasserstoff- (links) und die Kohlenstoffdaten (rechts). Zusätzlich sind die angewandten Schnittgrenzen eingezeichnet.

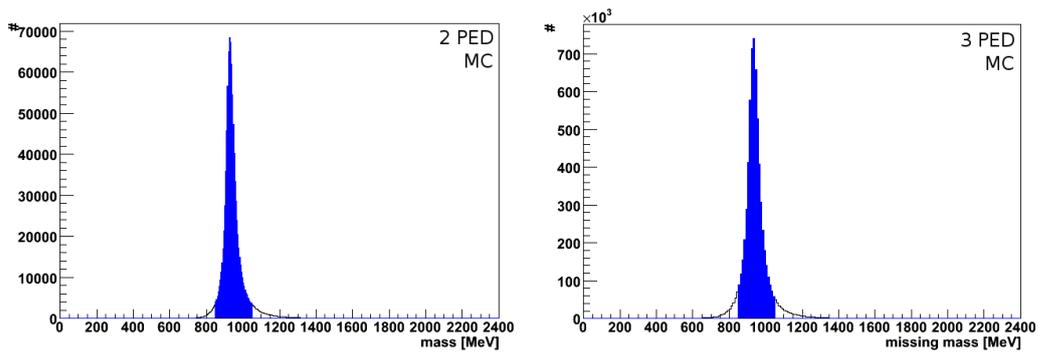


Abbildung F.11: Fehlende Masse der Reaktion nach allen anderen kinematischen Schnitten und Schnittgrenzen bei 2 und 3 PED Ereignissen für Simulationen am Wasserstofftarget.

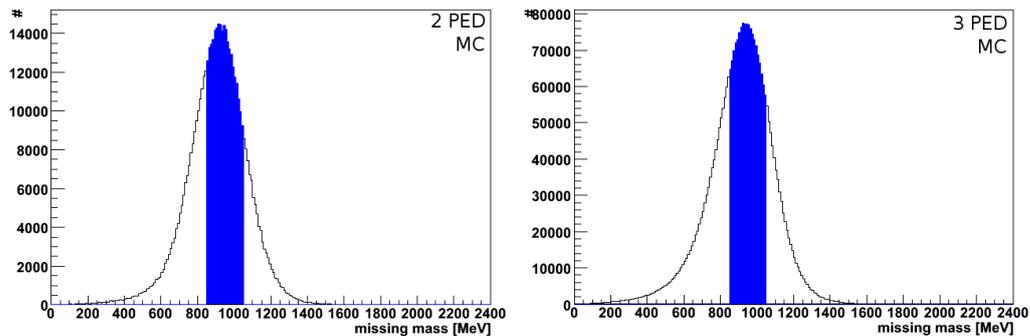


Abbildung F.12: Fehlende Masse der Reaktion nach allen anderen kinematischen Schnitten und Schnittgrenzen bei 2 und 3 PED Ereignissen für Simulationen am Kohlenstofftarget.

F.4 Koplanaritätsschnitt

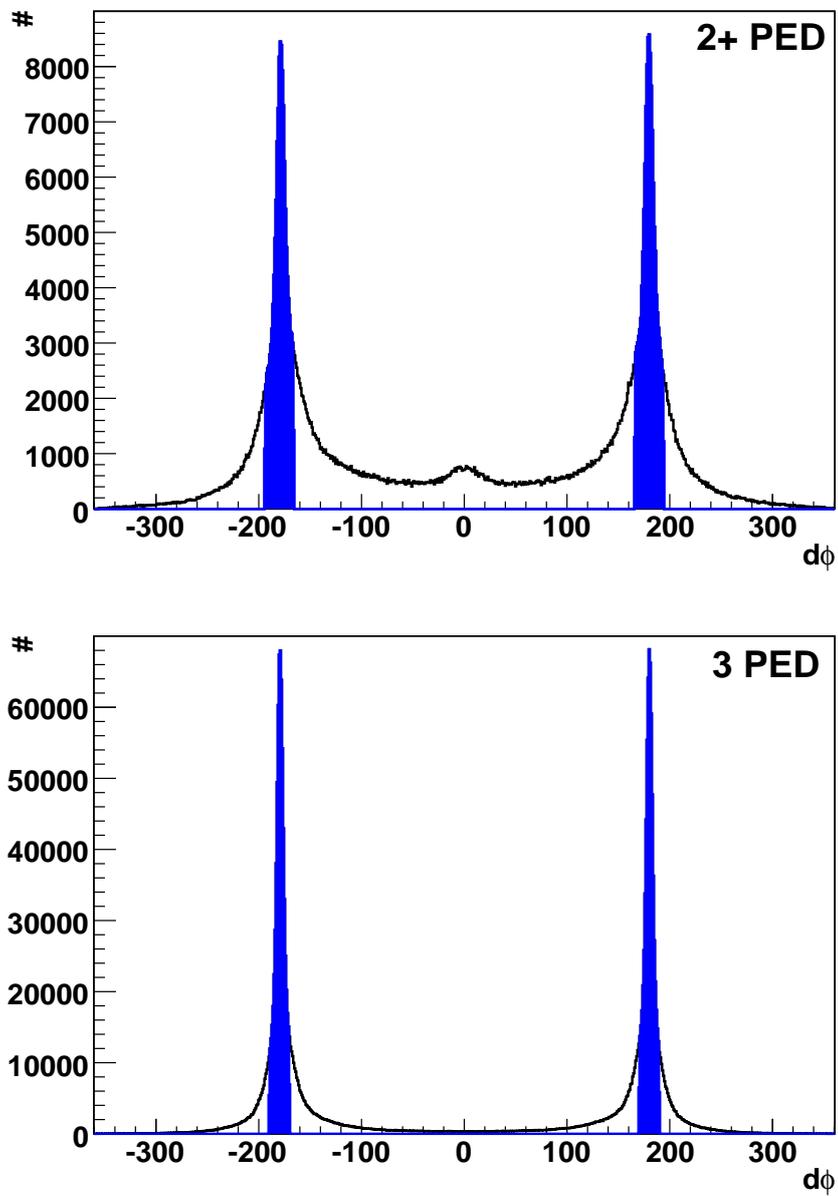


Abbildung F.13: Koplanaritätsschnitt nach allen anderen kinematischen Schnitten für 2 und 3 PED Ereignisse für die Strahlzeit im November 2007.

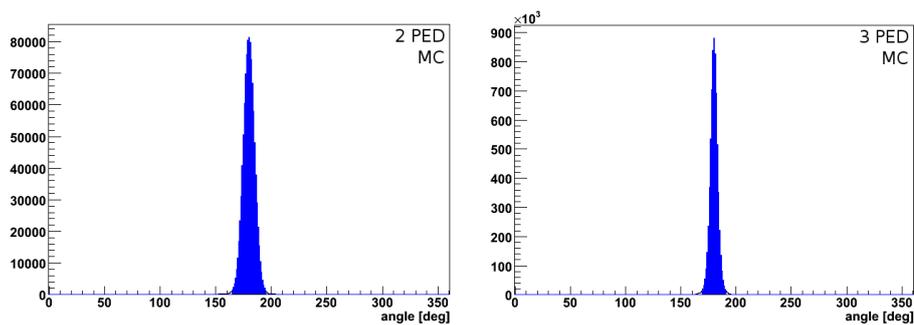


Abbildung F.14: Koplanaritätsschnitt nach allen anderen kinematischen Schnitten für 2 und 3 PED Ereignisse für Daten (unten) und Simulation (oben) am Wasserstofftarget.

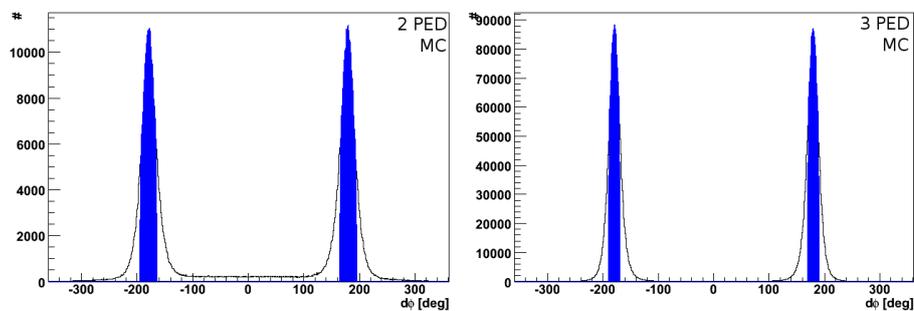


Abbildung F.15: Koplanaritätsschnitt nach allen anderen kinematischen Schnitten für 2 und 3 PED Ereignisse für Daten (unten) und Simulation (oben) am Kohlenstofftarget.

F.5 Schnitt auf die berechnete Strahlenergie

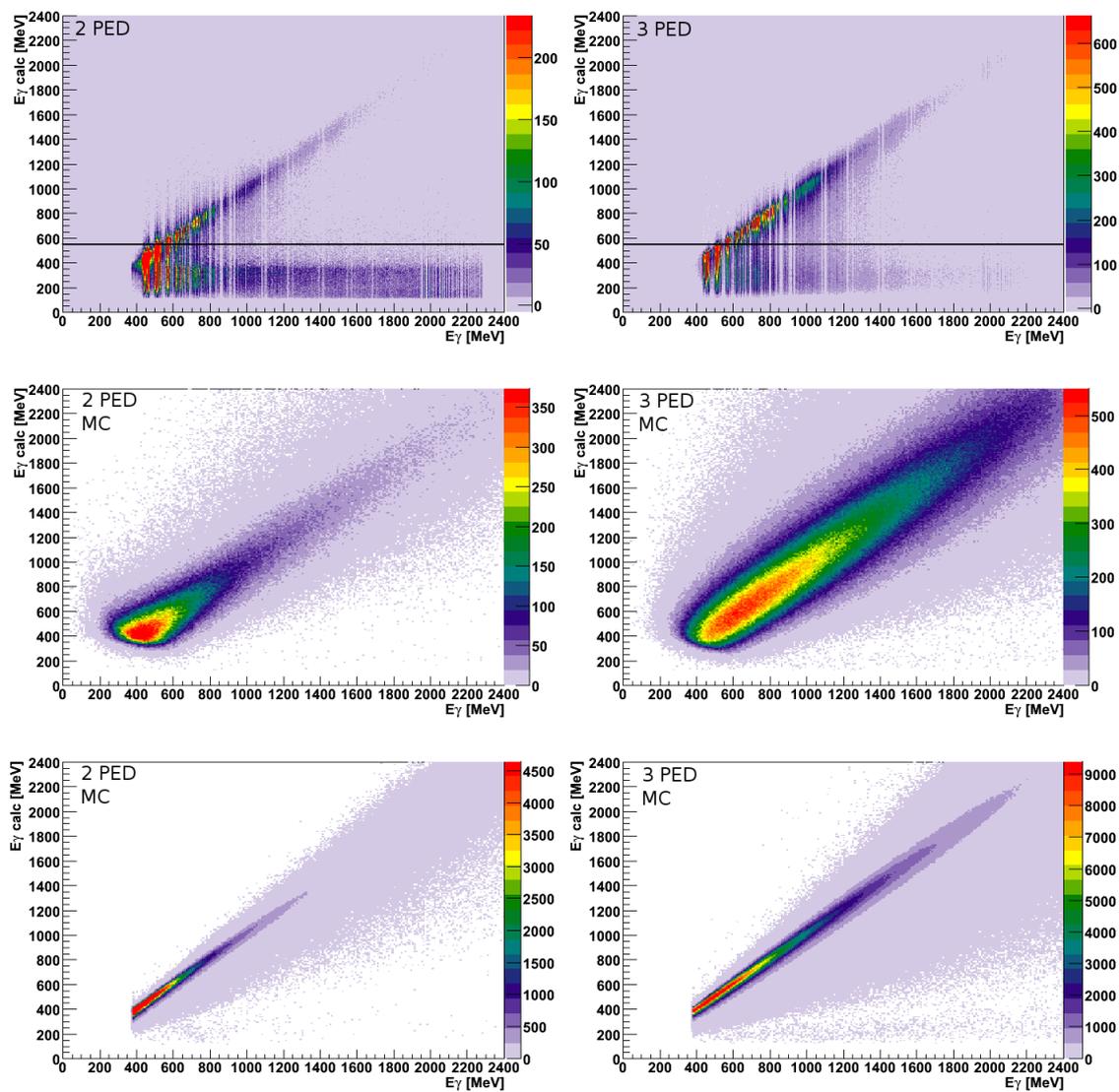


Abbildung F.16: Aufgetragen ist die gemessene gegen die berechnete Strahlphotonenenergie für 2 und 3 PED Ereignisse für die Butanol-Daten 2007 (oben), die Simulation am Kohlenstofftarget (mitte) und am Wasserstofftarget (unten).

F.6 Vergleich der kinematischen Schnitte für November 2007

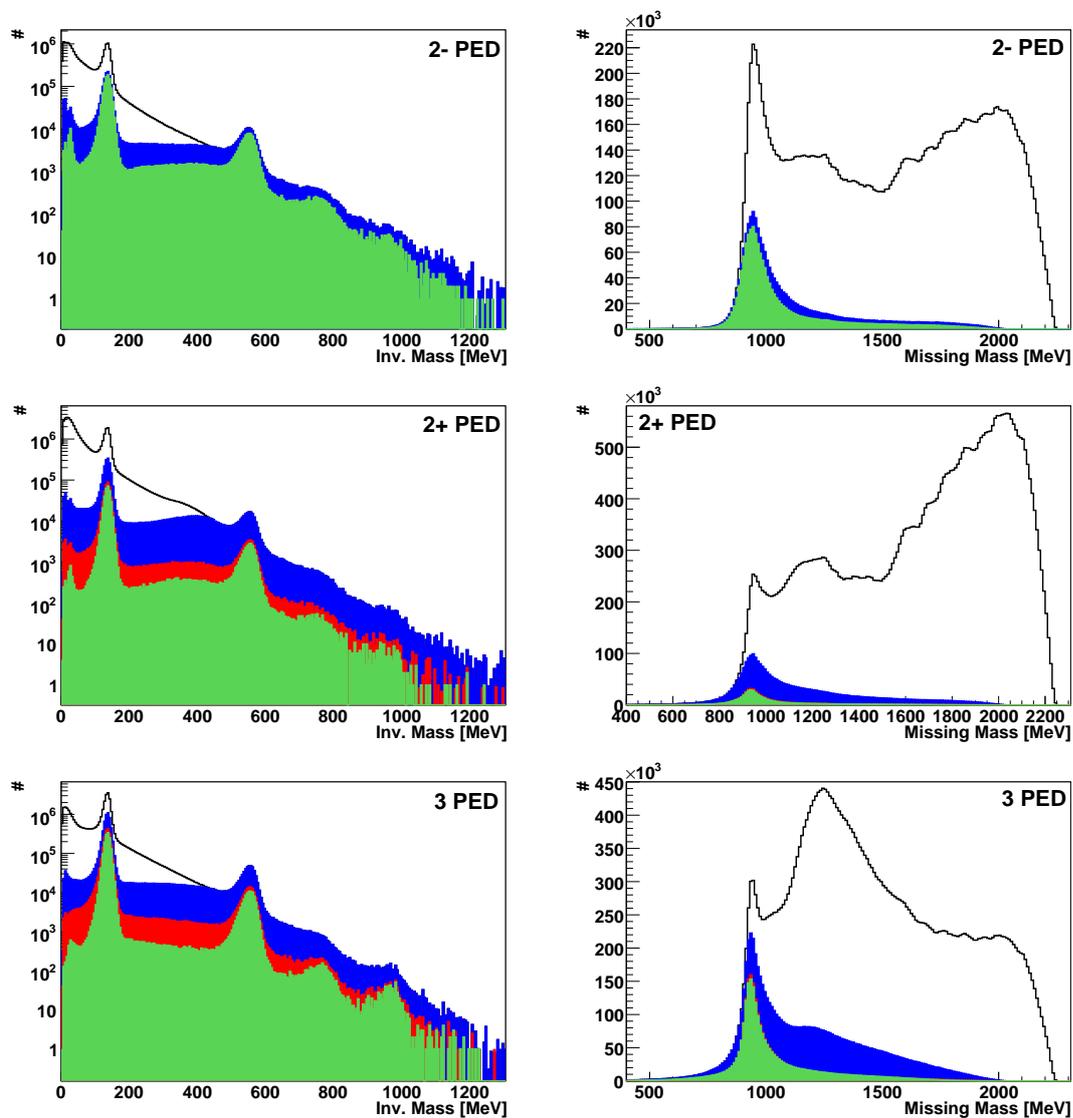


Abbildung F.17: Vergleich der Schnitte im Spektrum der invarianten Masse (links) und der fehlenden Masse der Reaktion (rechts).

G Spektren zur Zählratendifferenz

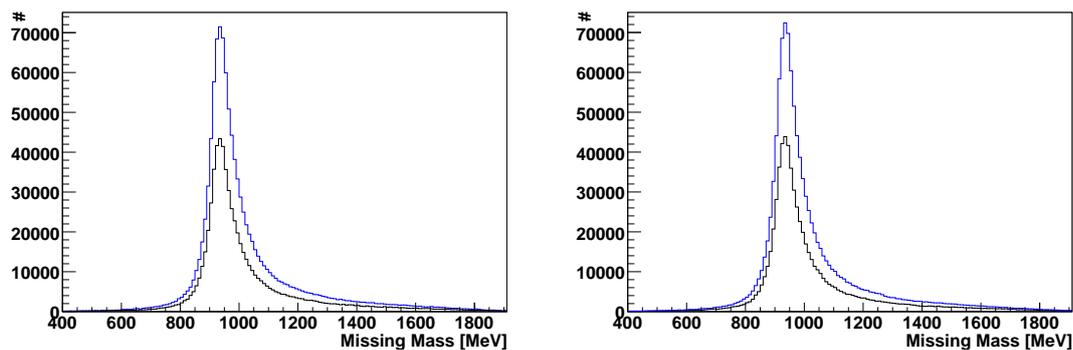


Abbildung G.1: Missing-Mass-Spektren für die Strahlzeit im November 2007 bei paralleler (links) und antiparalleler (rechts) Spinstellung. Blau: positive Targetpolarisation, links mit positiver, rechts mit negativer Strahlpolarisation. Schwarz: negative Targetpolarisation, links mit negativer, rechts mit positiver Strahlpolarisation.

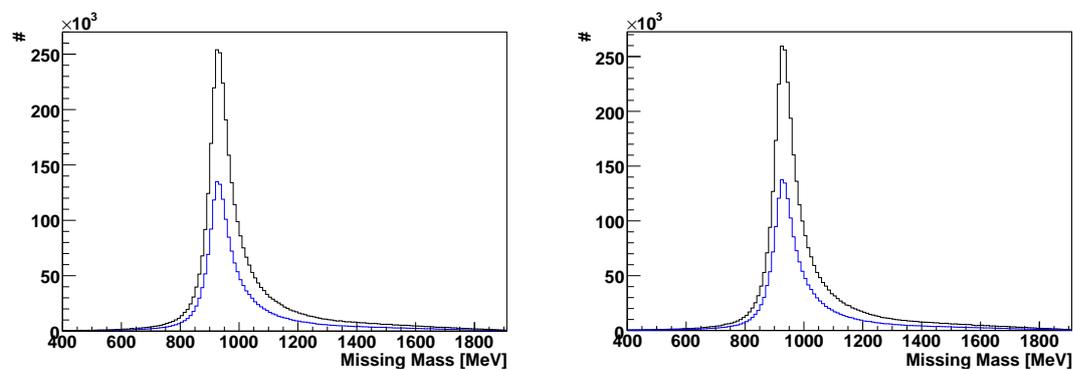


Abbildung G.2: Missing-Mass-Spektren für die Strahlzeiten 2009 bei paralleler (links) und antiparalleler (rechts) Spinstellung. Blau: positive Targetpolarisation, links mit positiver, rechts mit negativer Strahlpolarisation. Schwarz: negative Targetpolarisation, links mit negativer, rechts mit positiver Strahlpolarisation.

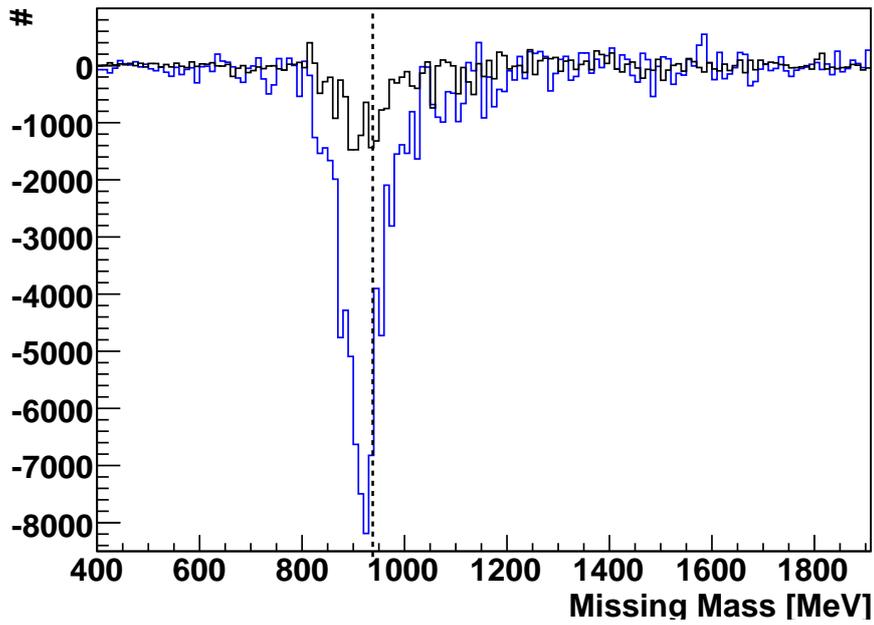


Abbildung G.3: Zählratendifferenz für das Missing-Mass-Spektrum, in schwarz für die Strahlzeit im November 2007, in blau für die Strahlzeiten 2009.

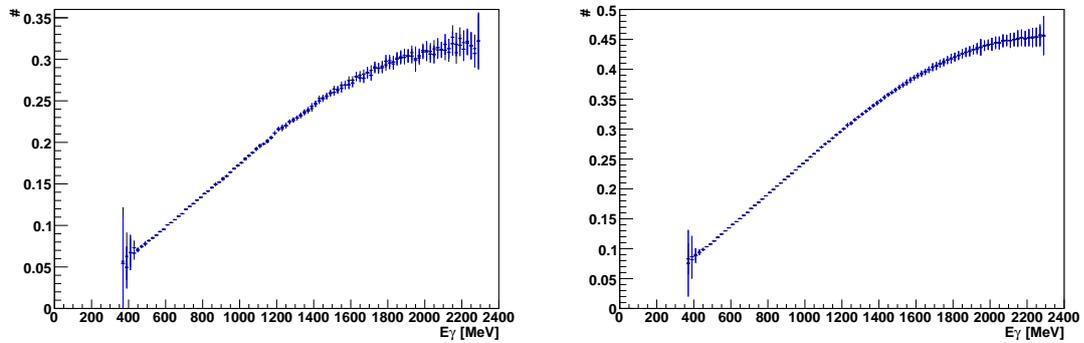


Abbildung G.4: Polarisationsgewichtungsfaktoren für die Strahlzeit im November 2007 (links) und im September und November 2009 (rechts), in blau für antiparallele und in schwarz für parallele Spinstellung.

G. Spektren zur Zählratendifferenz

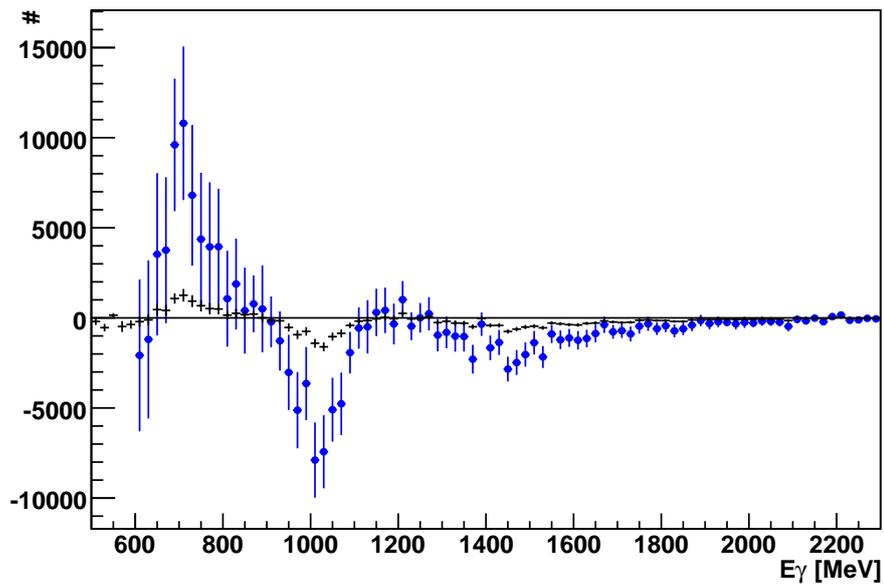


Abbildung G.5: Zählratendifferenz für die Strahlphotonenenergie, in schwarz ohne und in blau mit Polarisationsgewichtung für die Strahlzeit im November 2007.

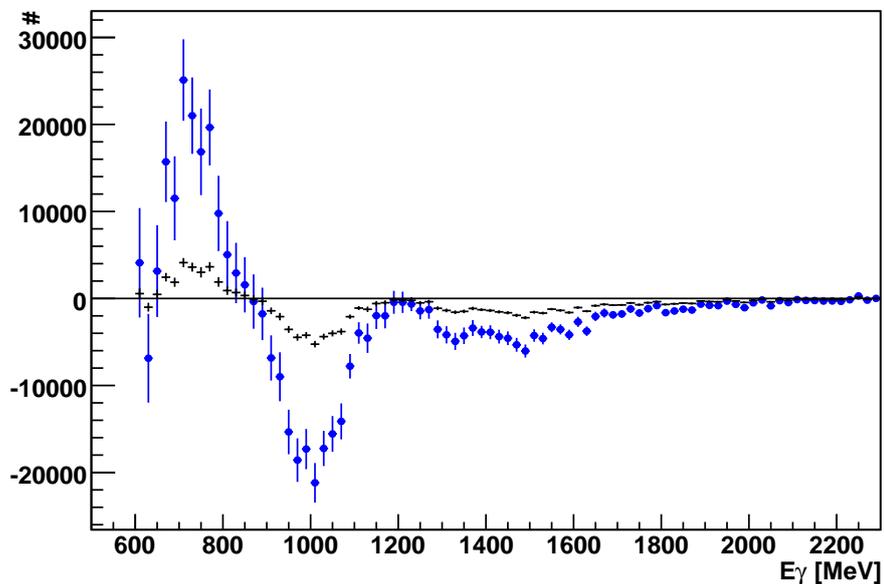


Abbildung G.6: Zählratendifferenz für die Strahlphotonenenergie, in schwarz ohne und in blau mit Polarisationsgewichtung für die Strahlzeiten 2009.

H Photonenfluss für die Strahlzeit im November 2007

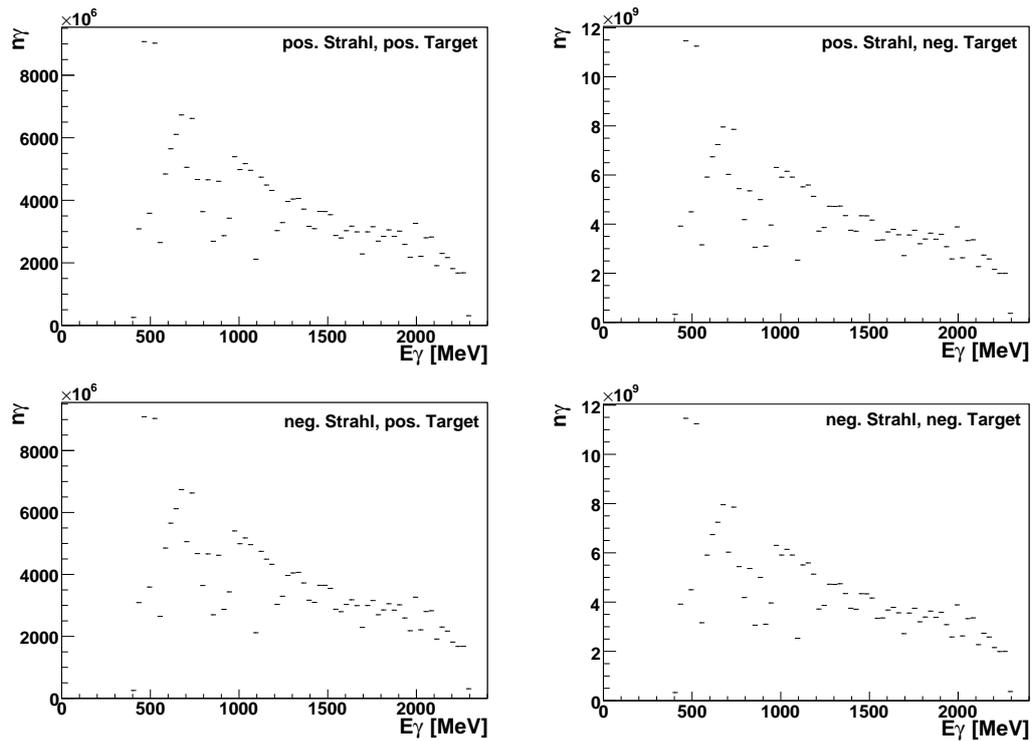


Abbildung H.1: Photonenfluss für die verschiedenen Polarisations-einstellungen an Target und Strahl für die Strahlzeit im November 2007.

I Dilution-Faktor

I.1 Kohlenstoffdaten aus Jan. 2009

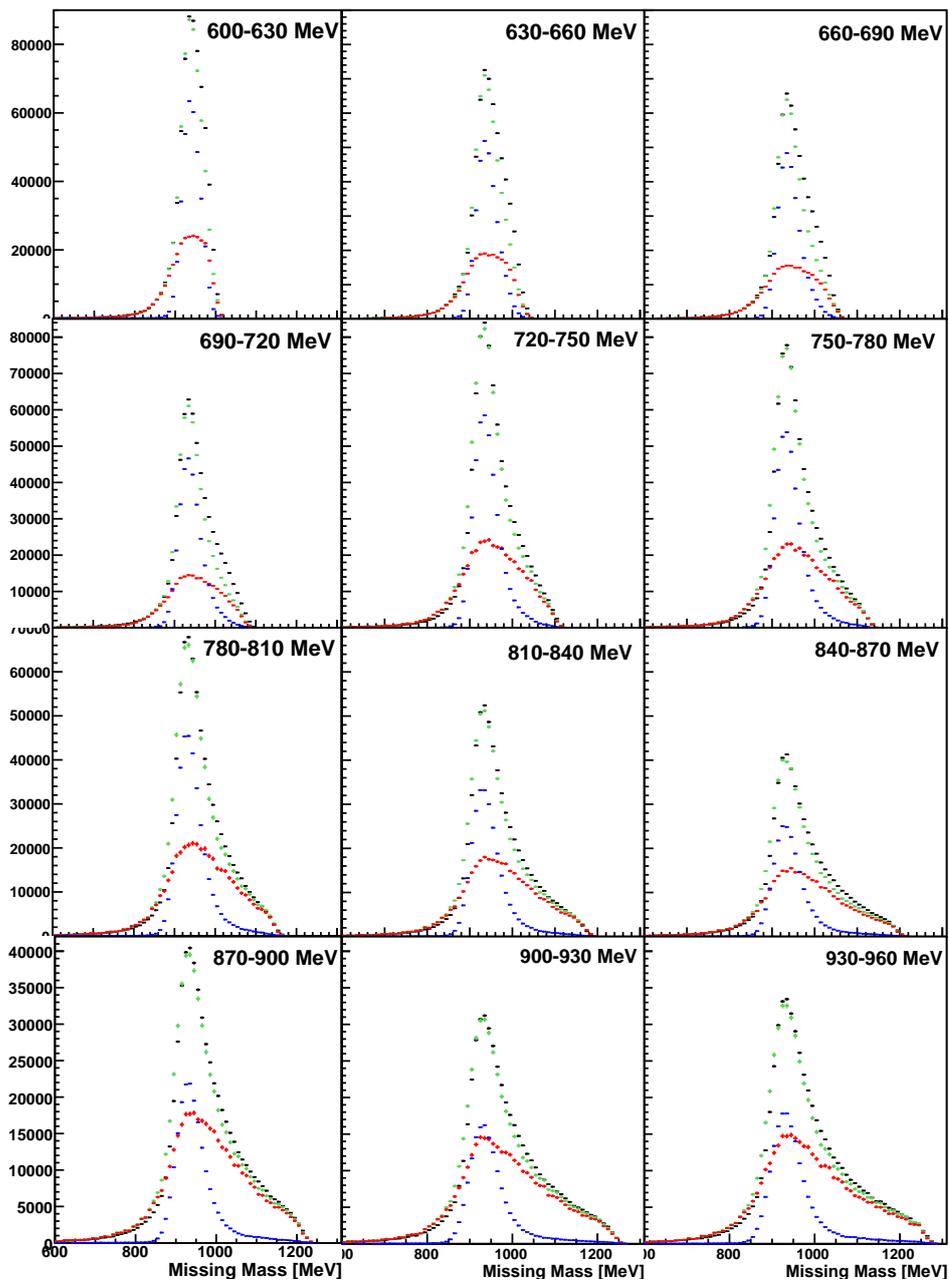


Abbildung I.1: Missing Mass bei 600 bis 960 MeV.

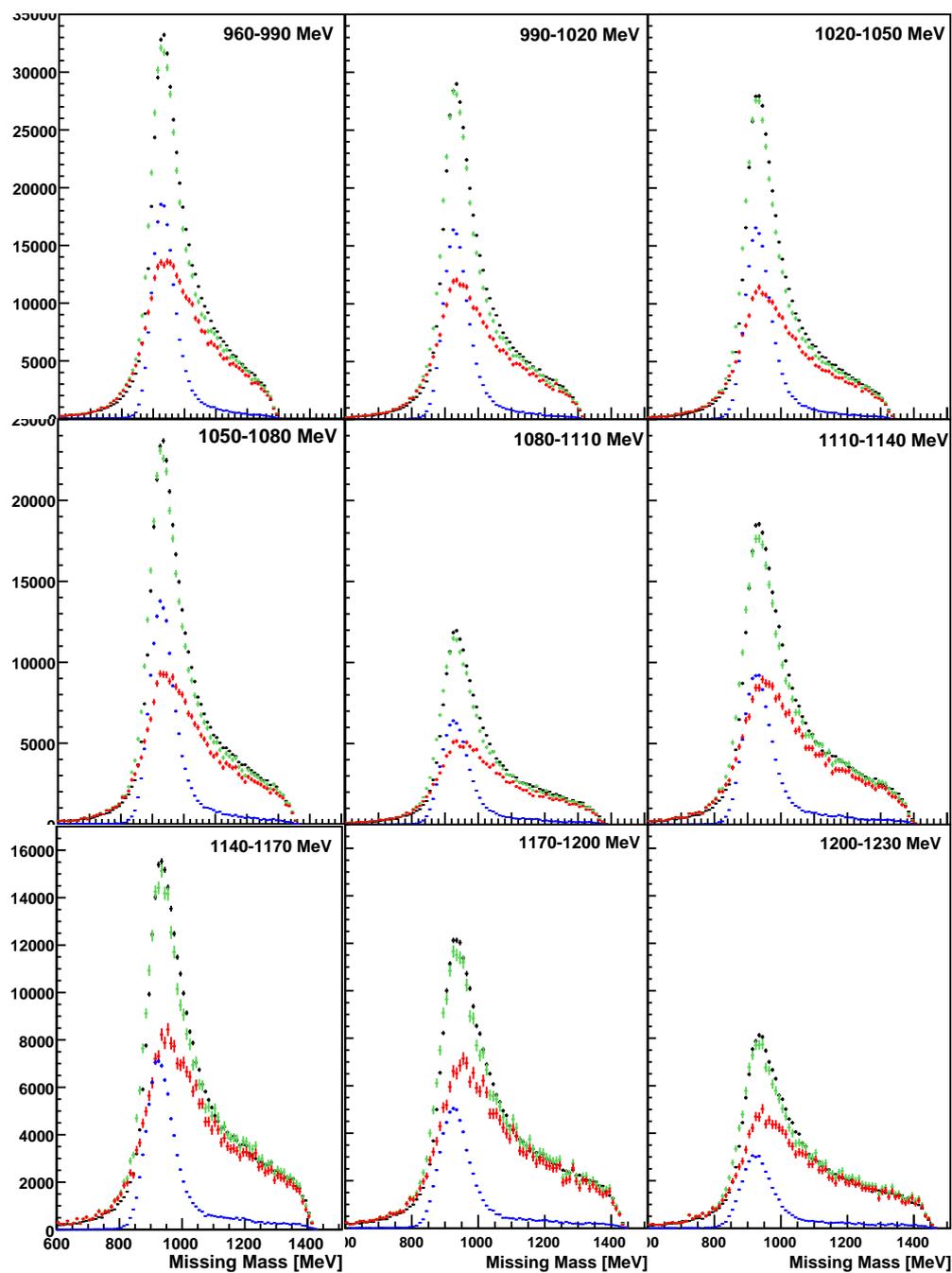


Abbildung I.2: Missing Mass bei 960 bis 1230 MeV.

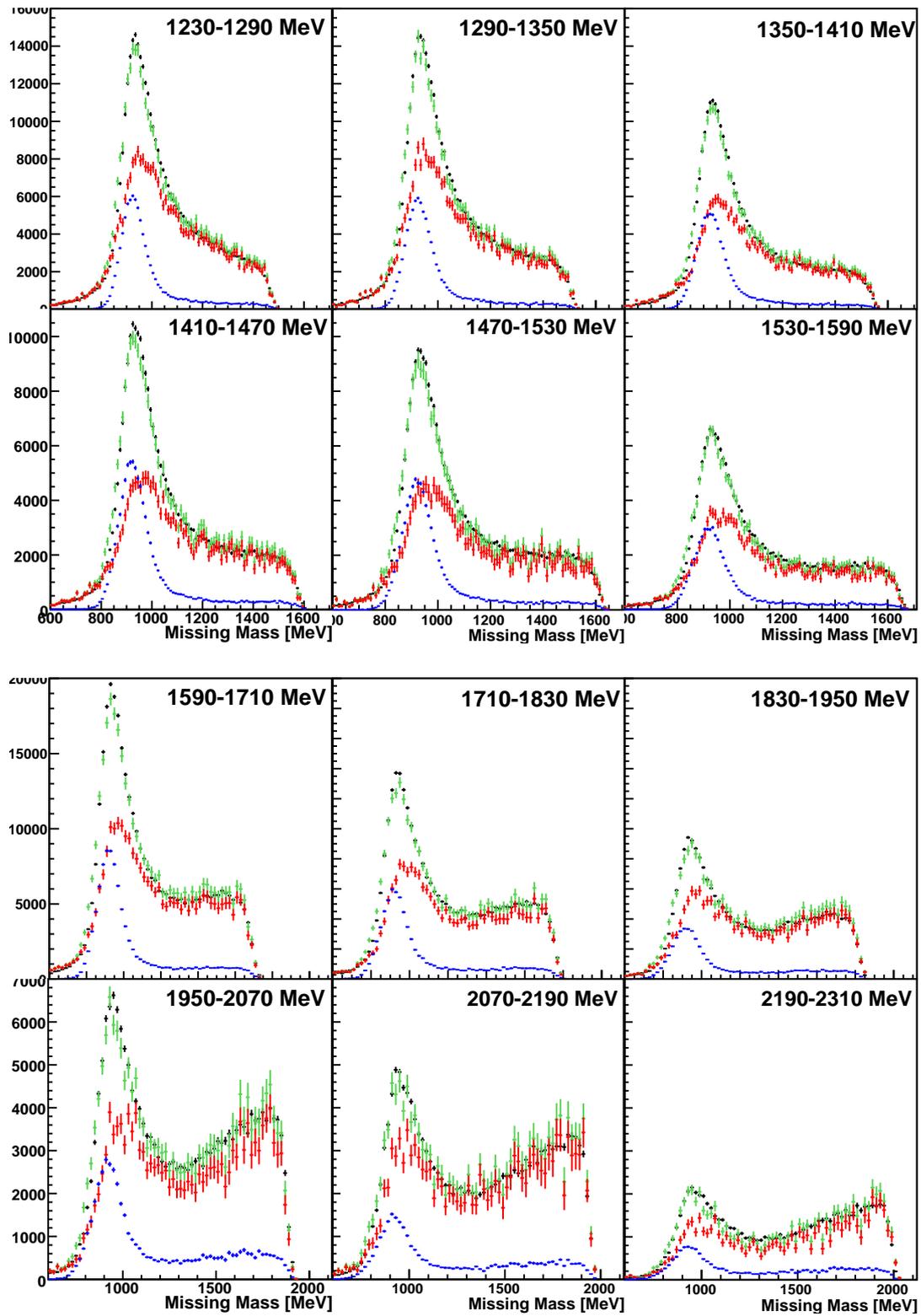


Abbildung I.3: Missing Mass bei 1230 bis 2310 MeV.

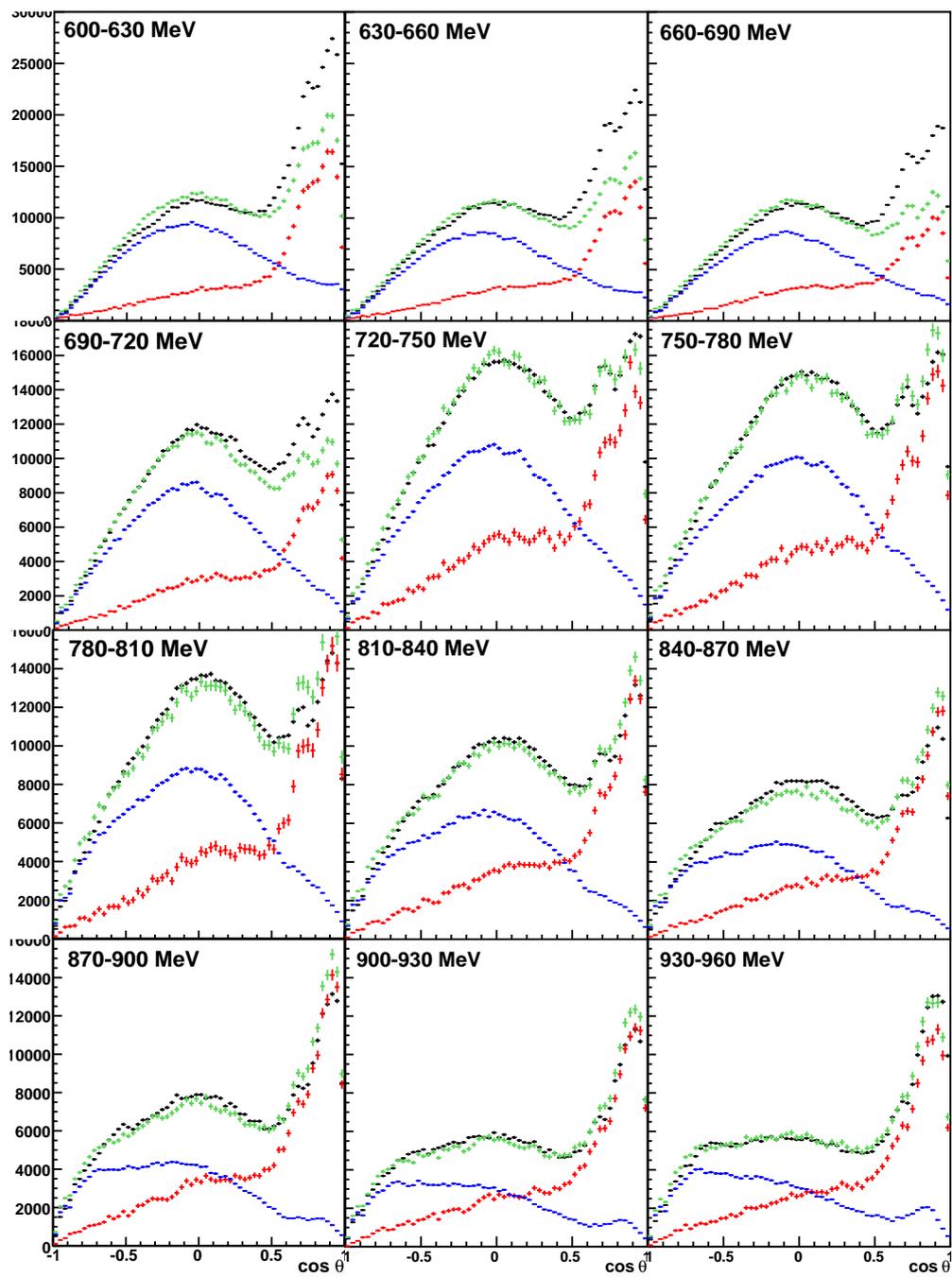


Abbildung I.4: $\cos \theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

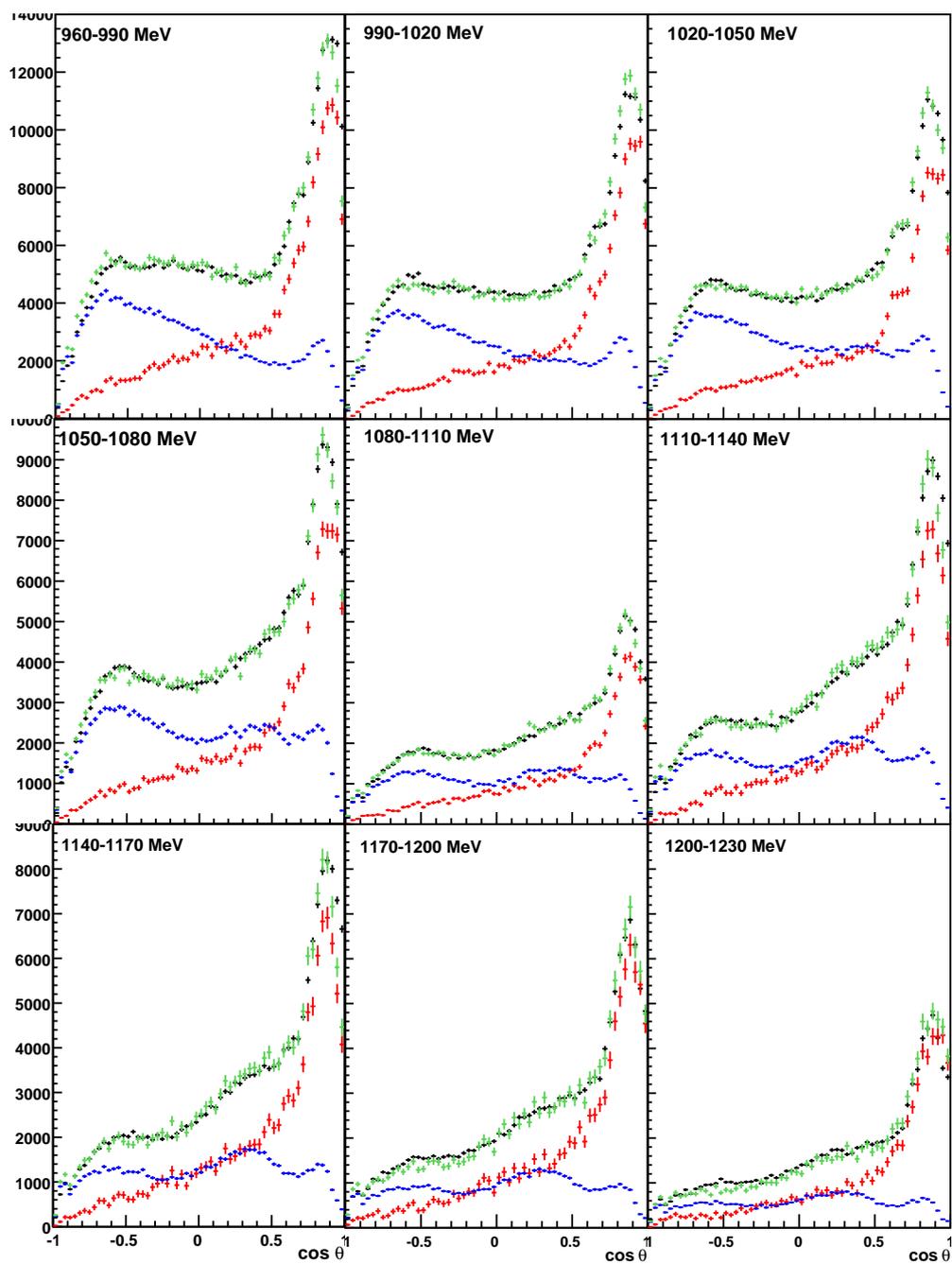


Abbildung I.5: $\cos \theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

I. Dilution-Faktor

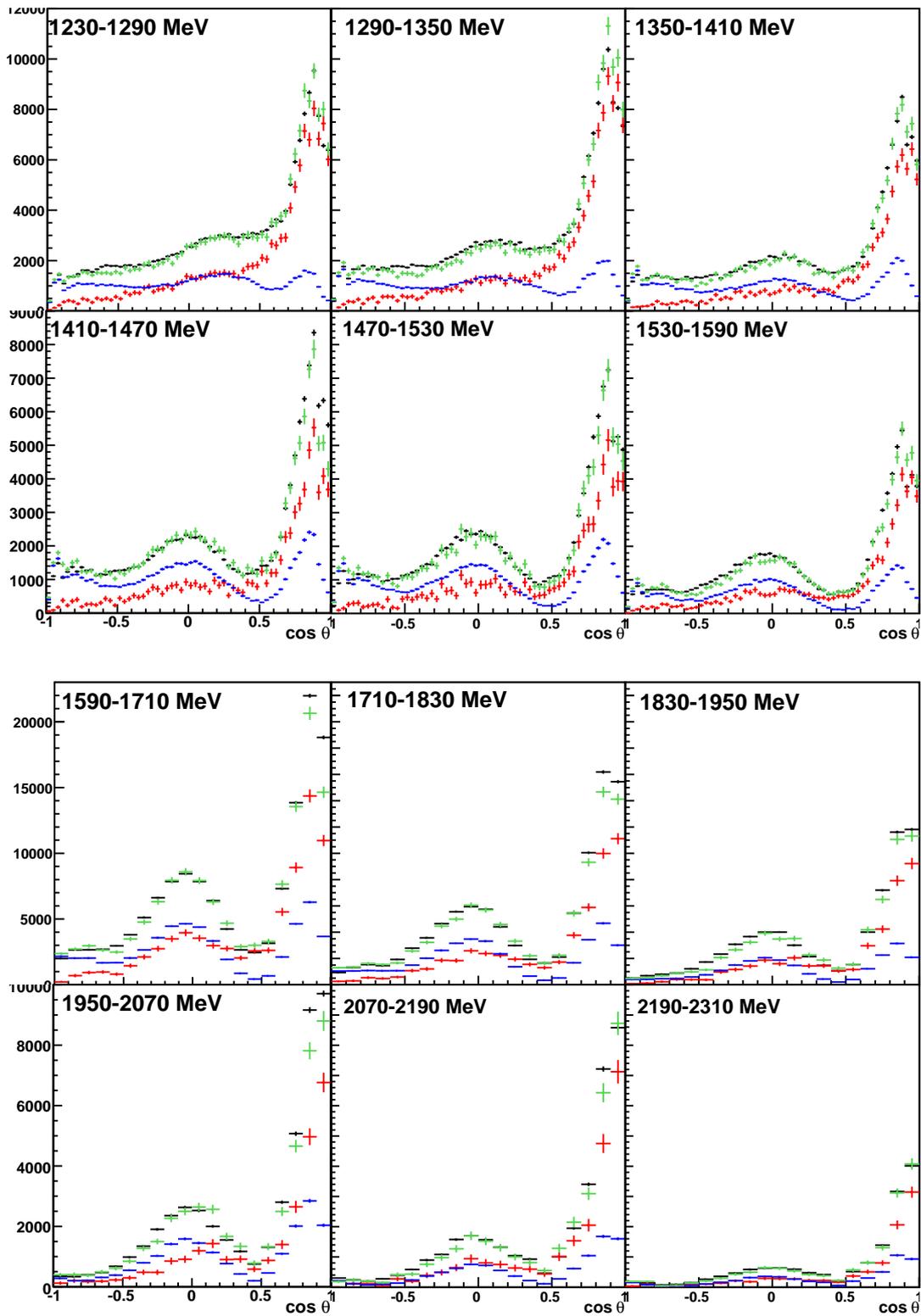


Abbildung I.6: $\cos \theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV

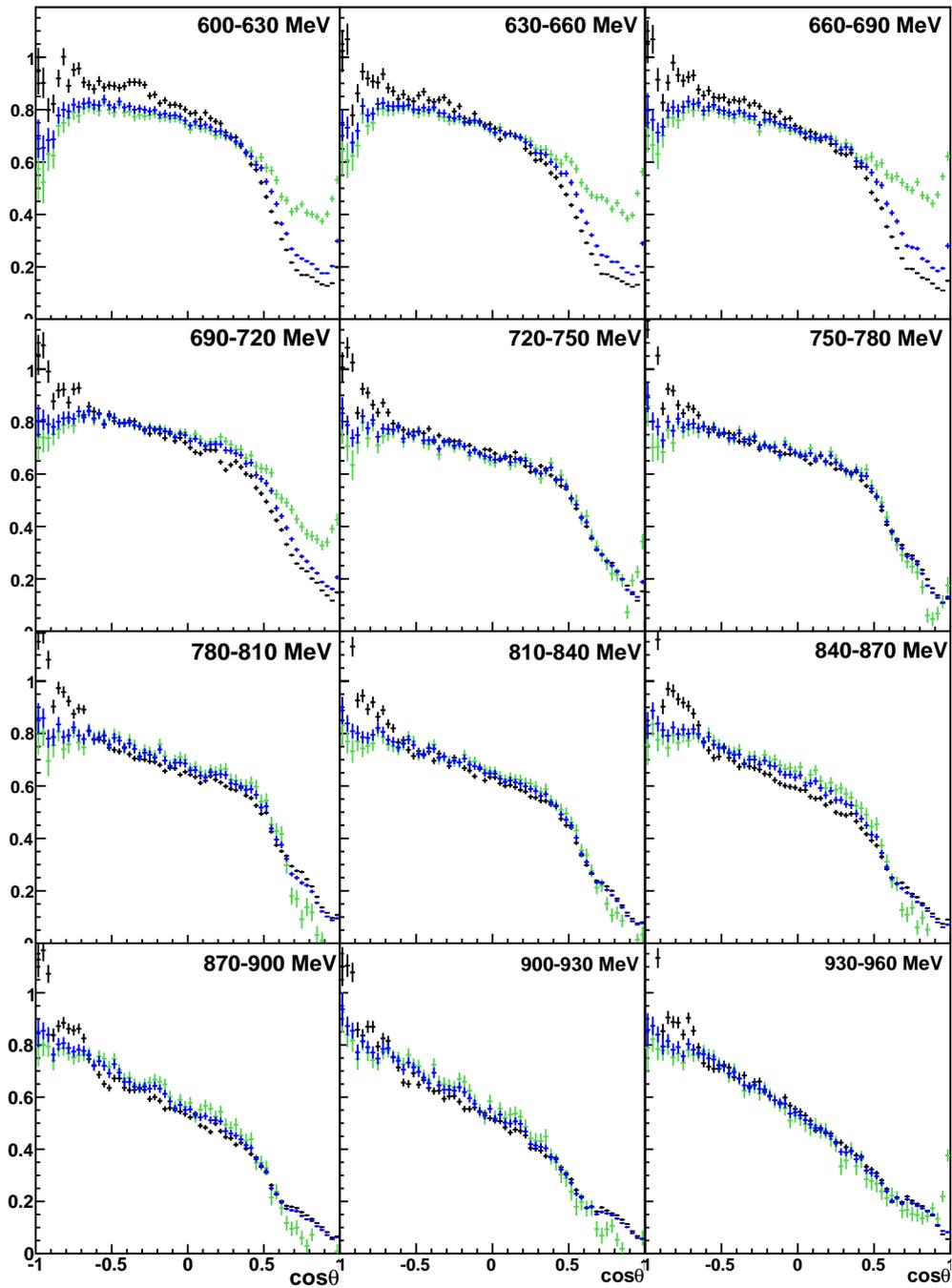


Abbildung I.7: Dilution-Faktor bei 600 bis 960 MeV. Schwarz: Bestimmung über $d = \frac{N_H}{N_B}$,
 grün: Bestimmung über $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$, blau: Bestimmung über $d = \frac{N_H}{N_H + N_C}$.

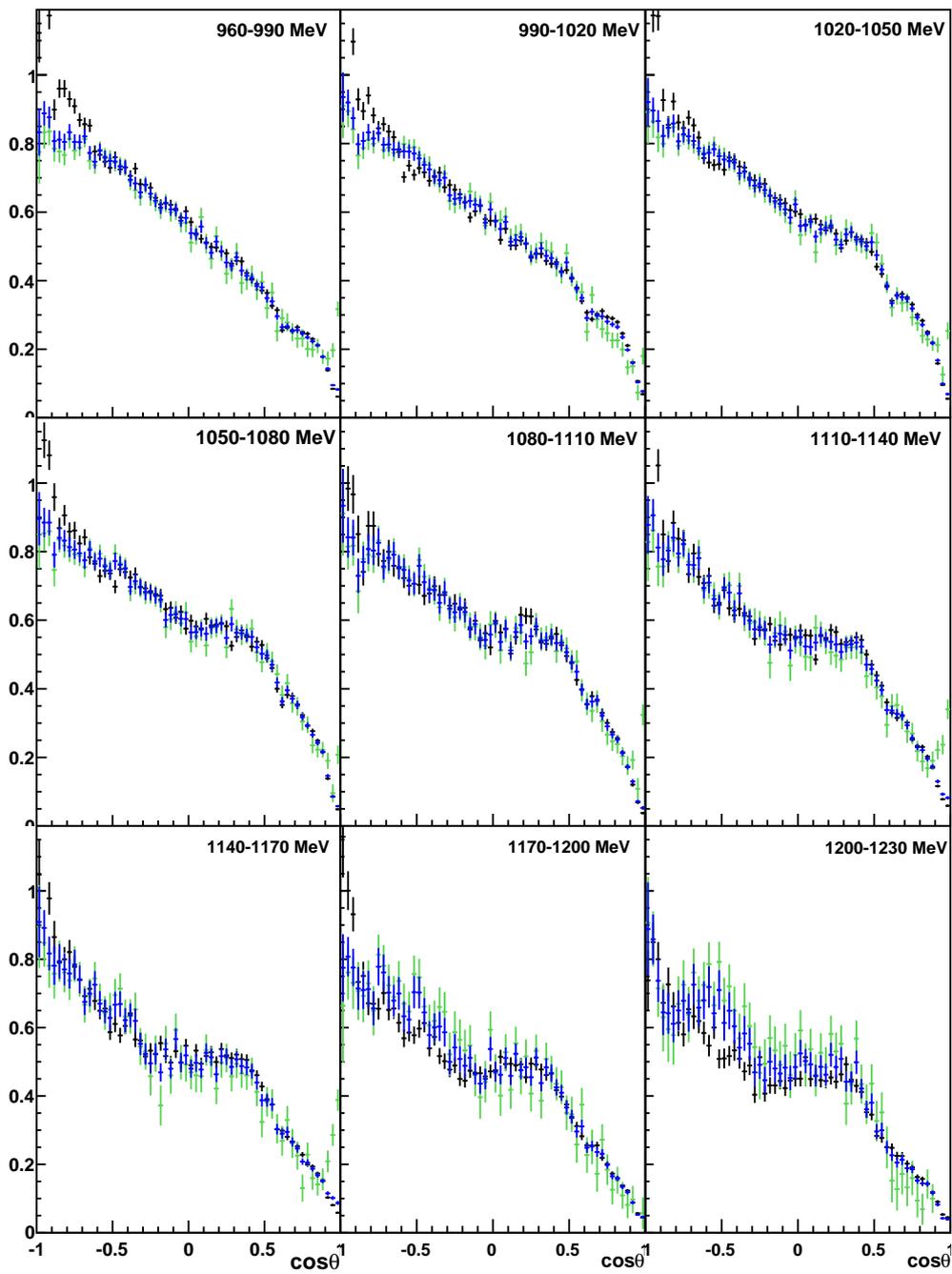


Abbildung I.8: Dilution-Faktor bei 960 bis 1230 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

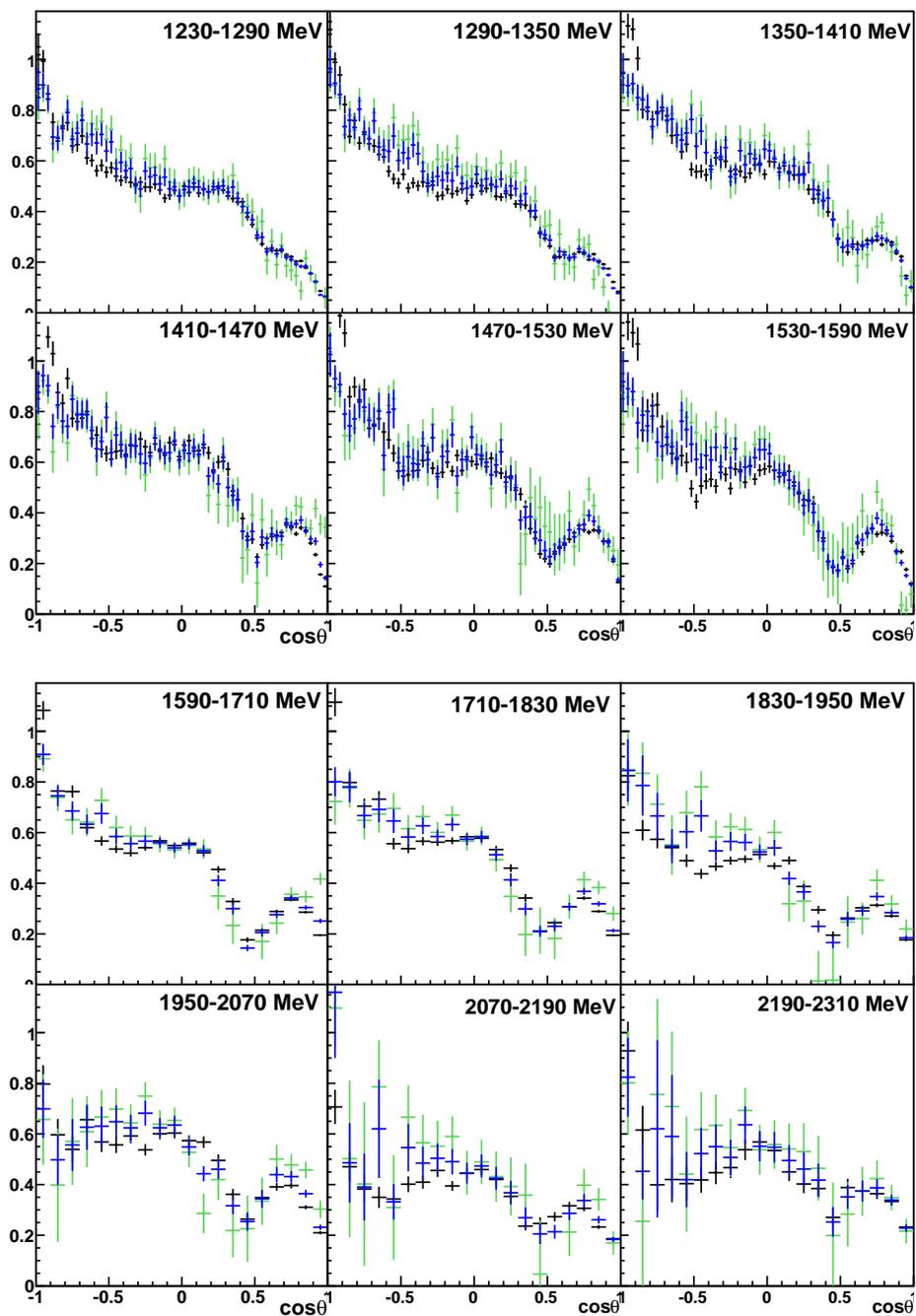


Abbildung I.9: Dilution-Faktor bei 1230 bis 2310 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

I.2 Kohlenstoffdaten aus Nov. 2011

I.2.1 Bestimmung über das Missing-Mass-Spektrum

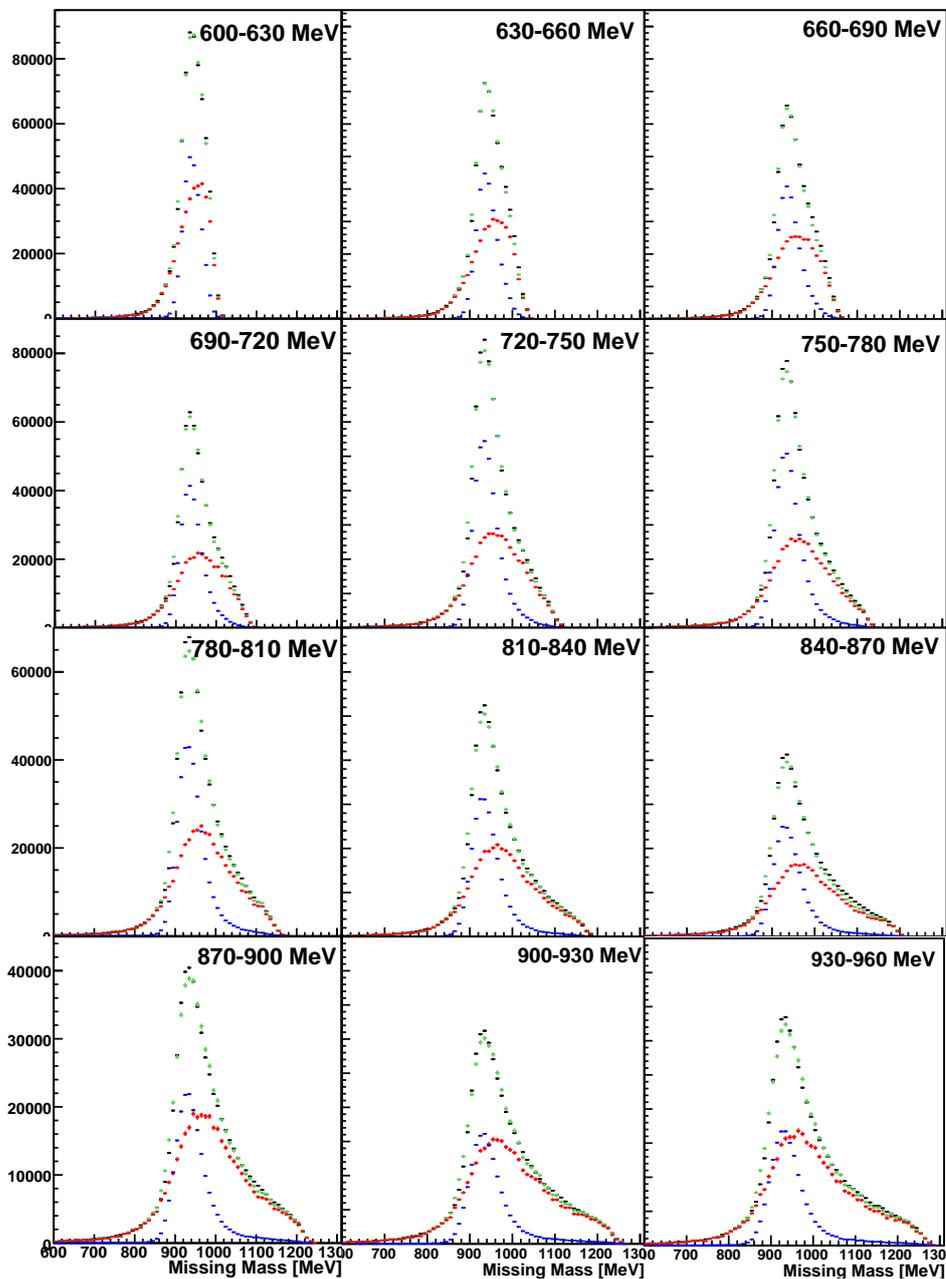


Abbildung I.10: Missing Mass bei 600 bis 960 MeV.

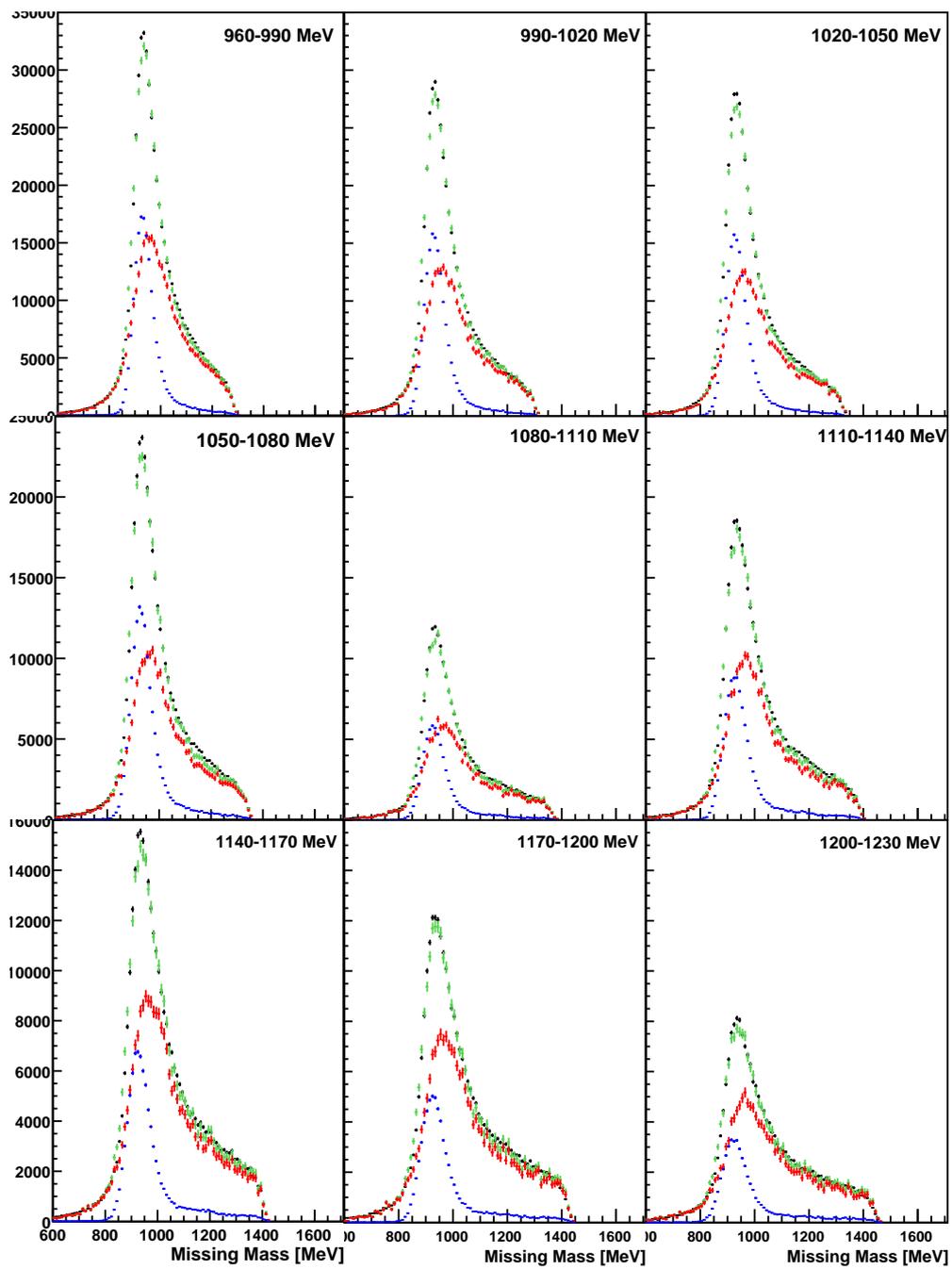


Abbildung I.11: Missing Mass bei 960 bis 1230 MeV.

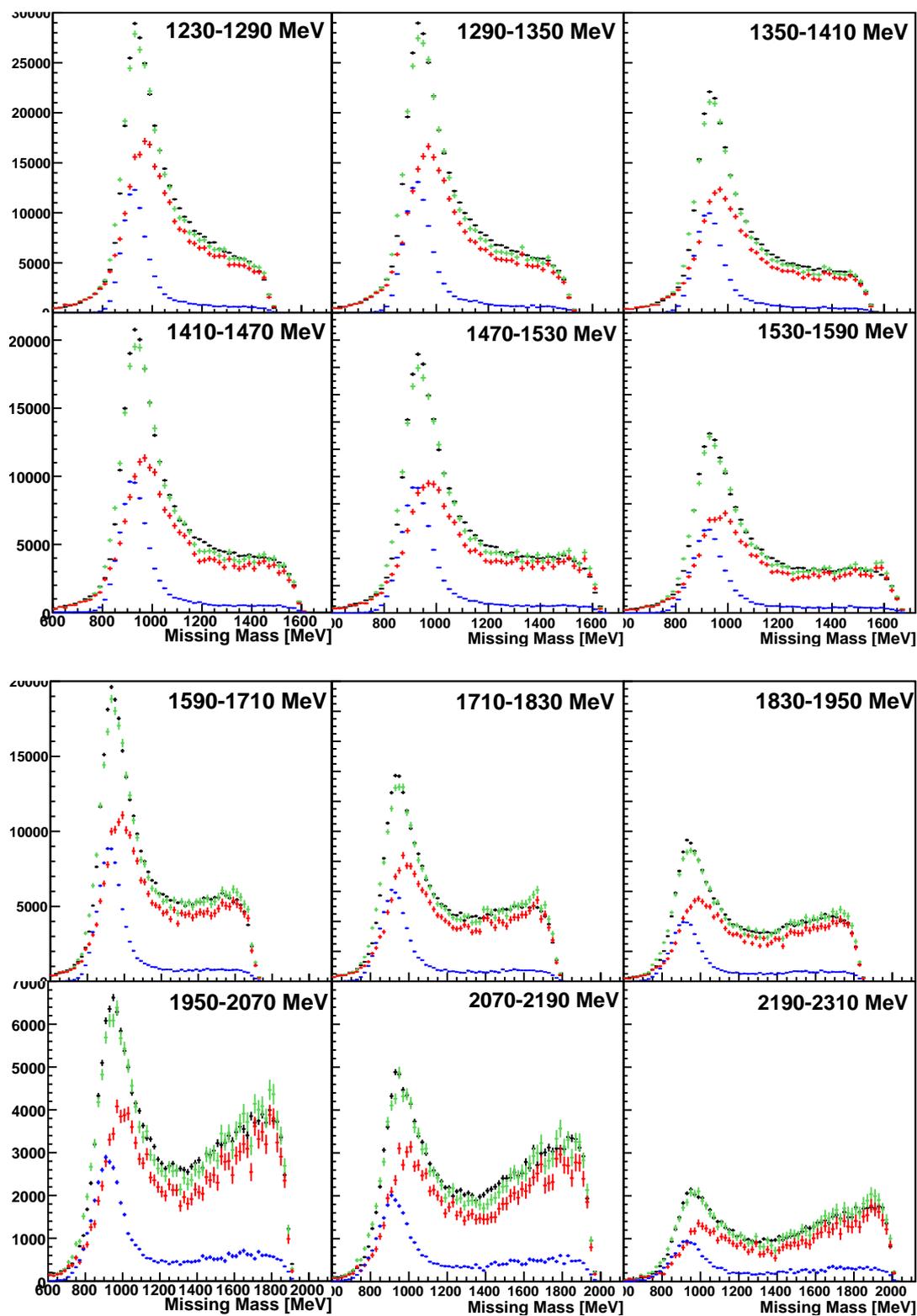


Abbildung I.12: Missing Mass bei 1230 bis 2310 MeV.

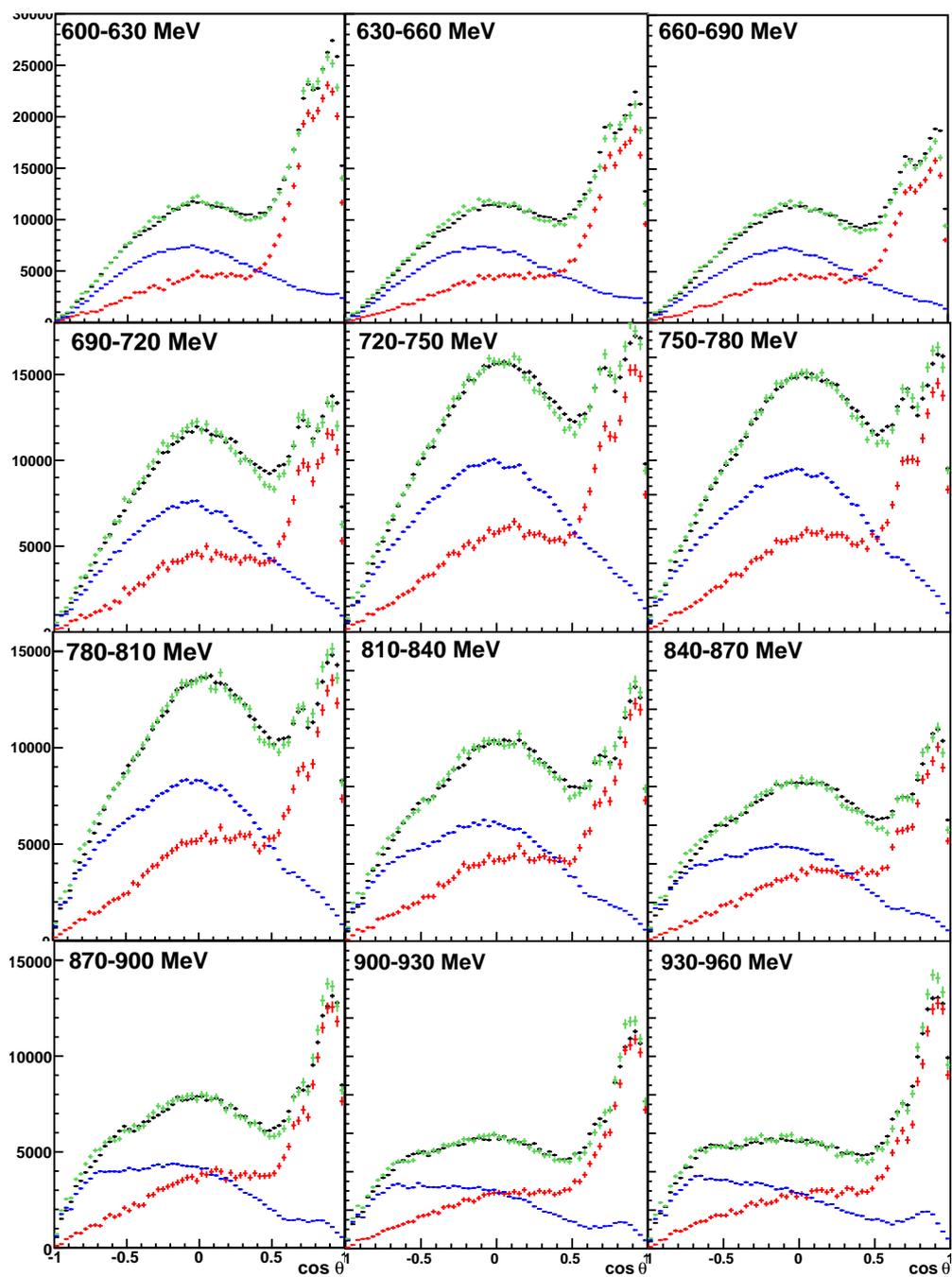


Abbildung I.13: $\cos \theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

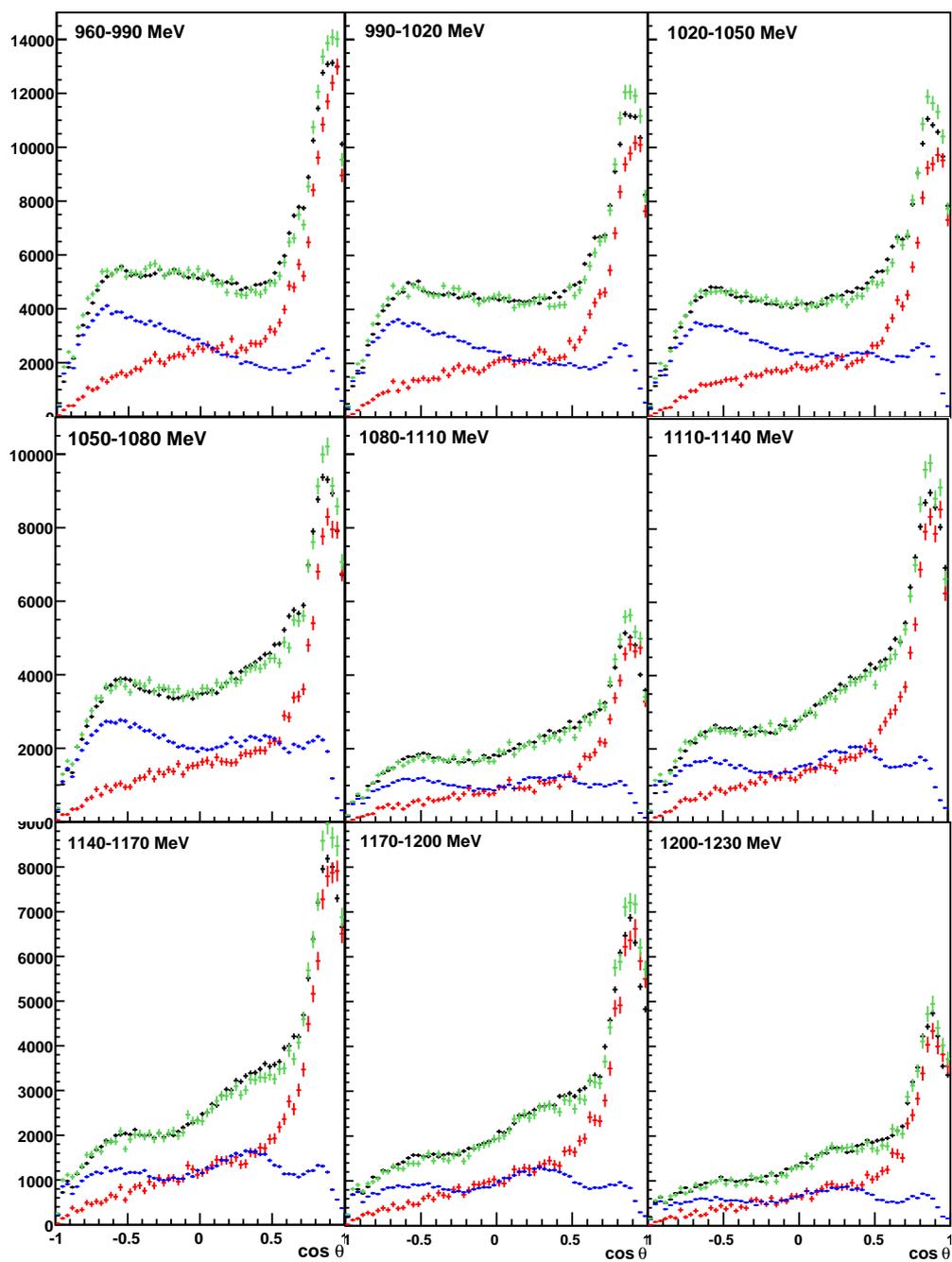


Abbildung I.14: $\cos \theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

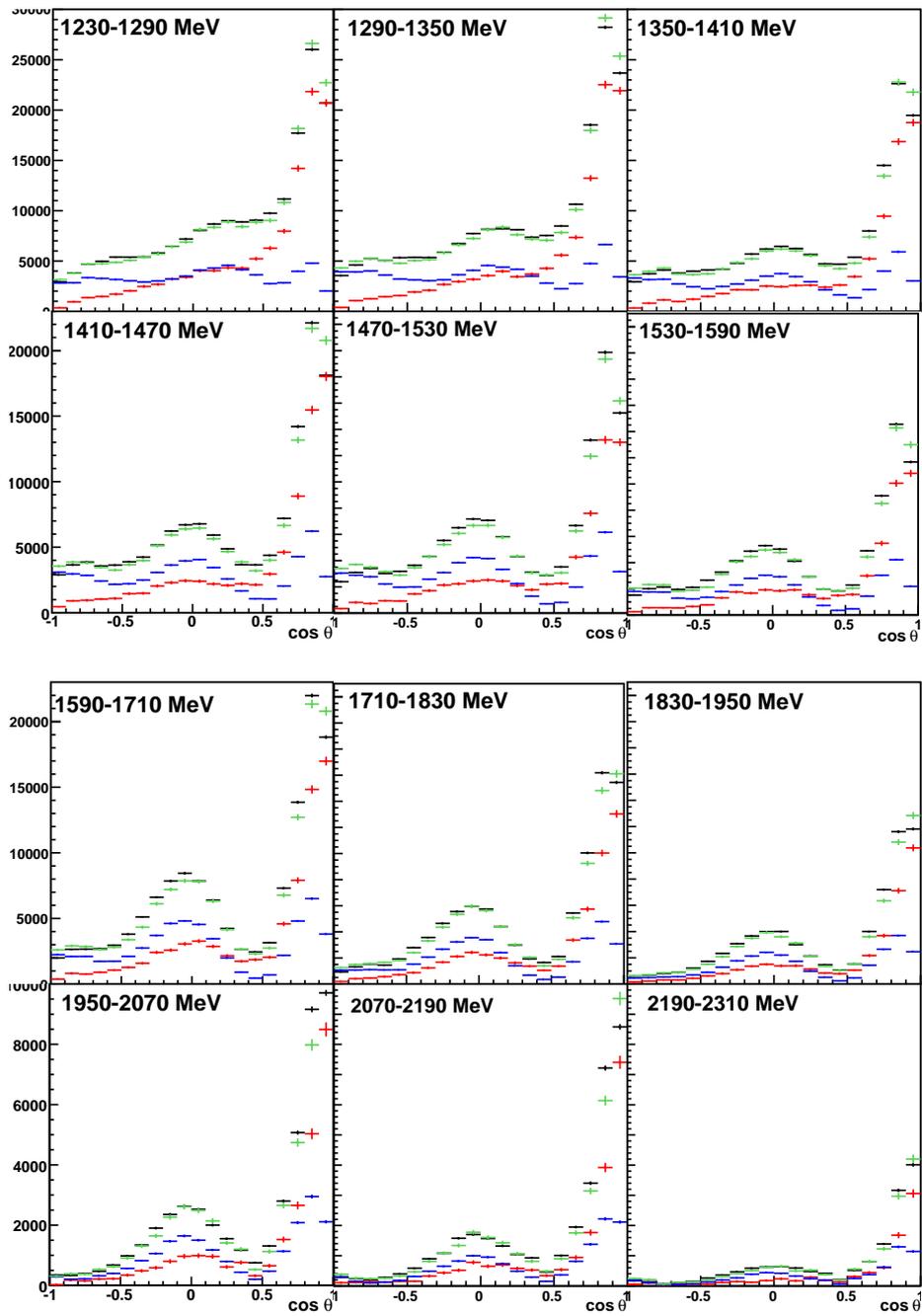


Abbildung I.15: $\cos \theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

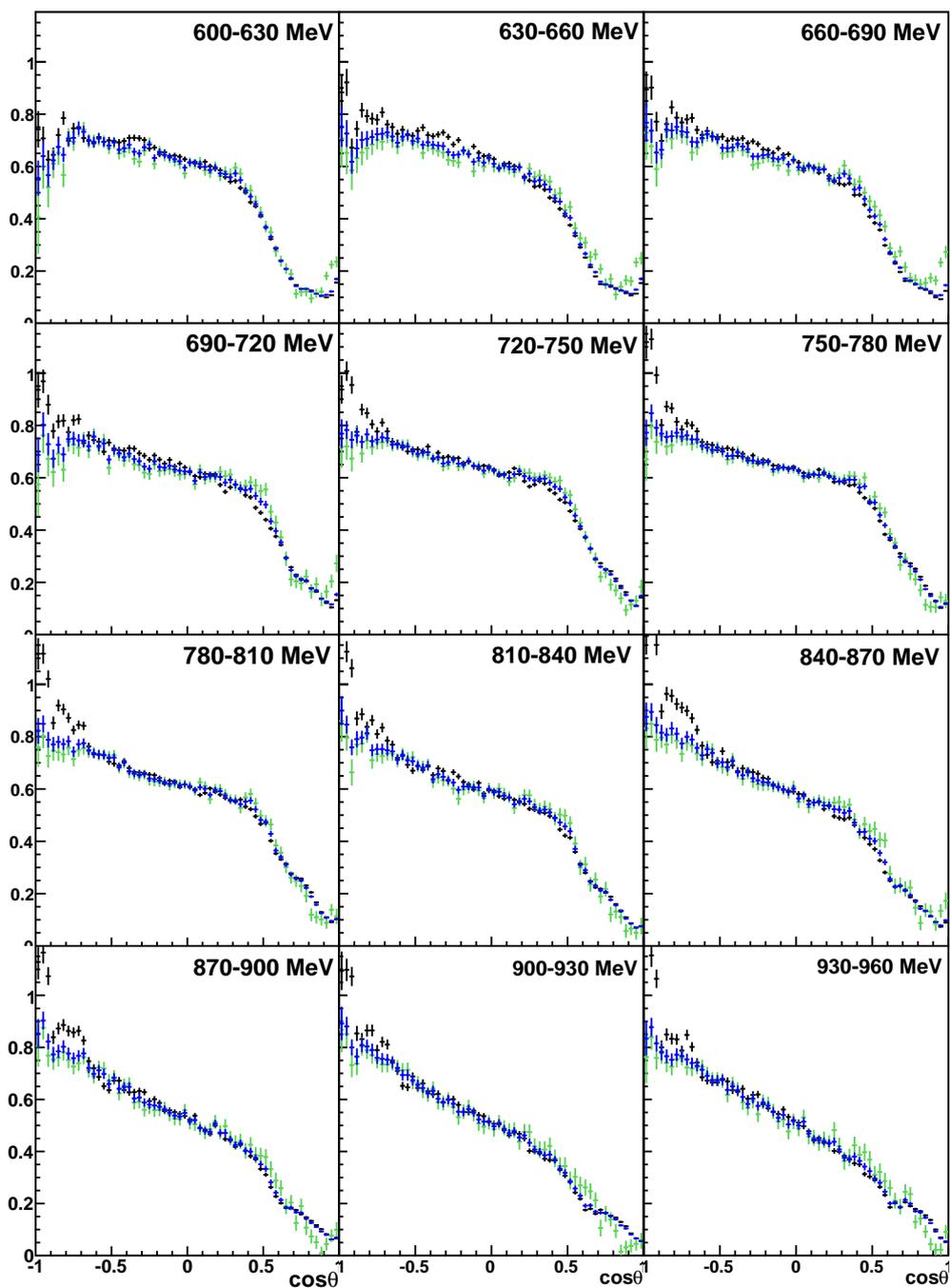


Abbildung I.16: Dilution-Faktor bei 600 bis 960 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

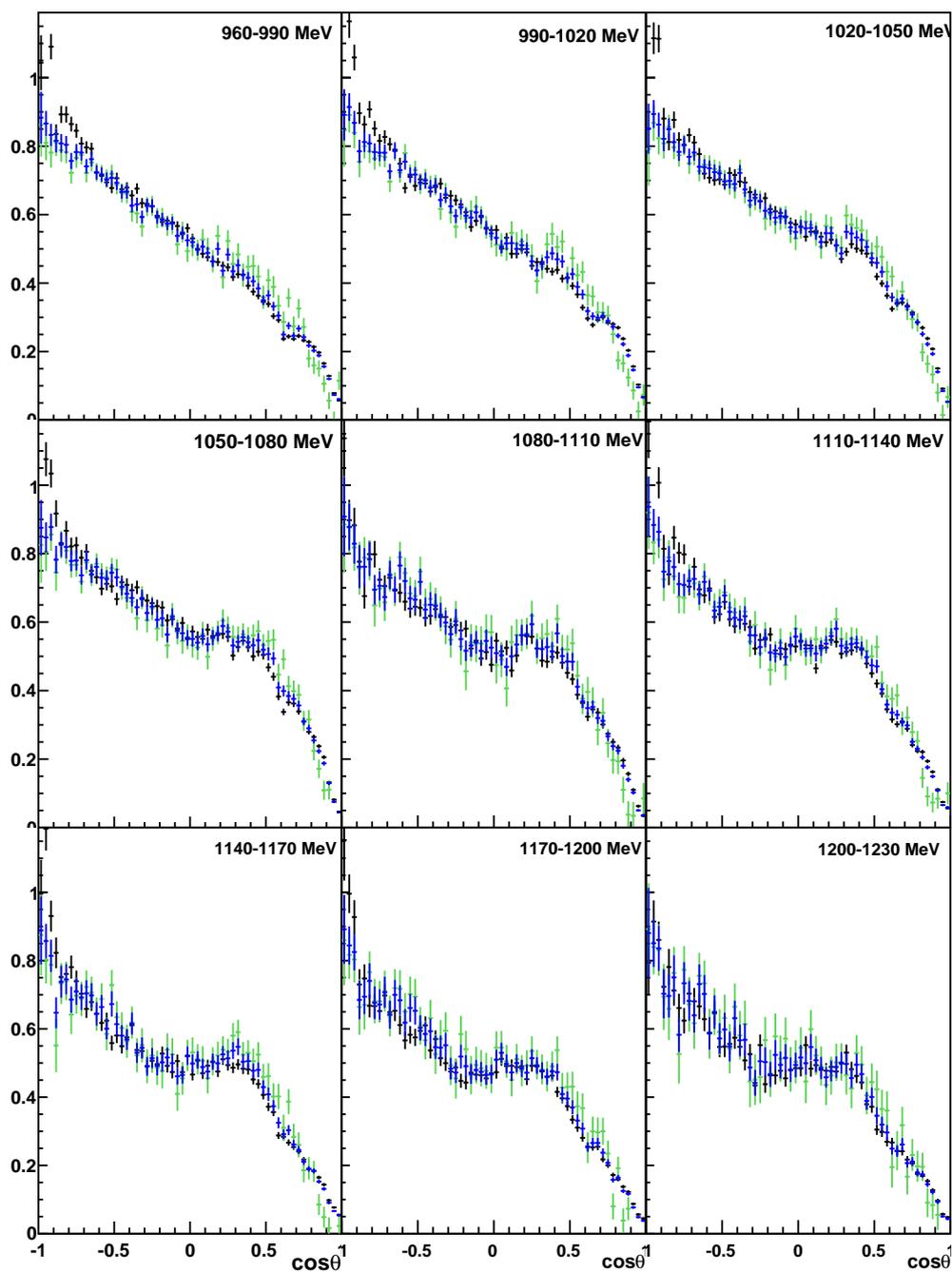


Abbildung I.17: Dilution-Faktor bei 960 bis 1230 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

I. Dilution-Faktor

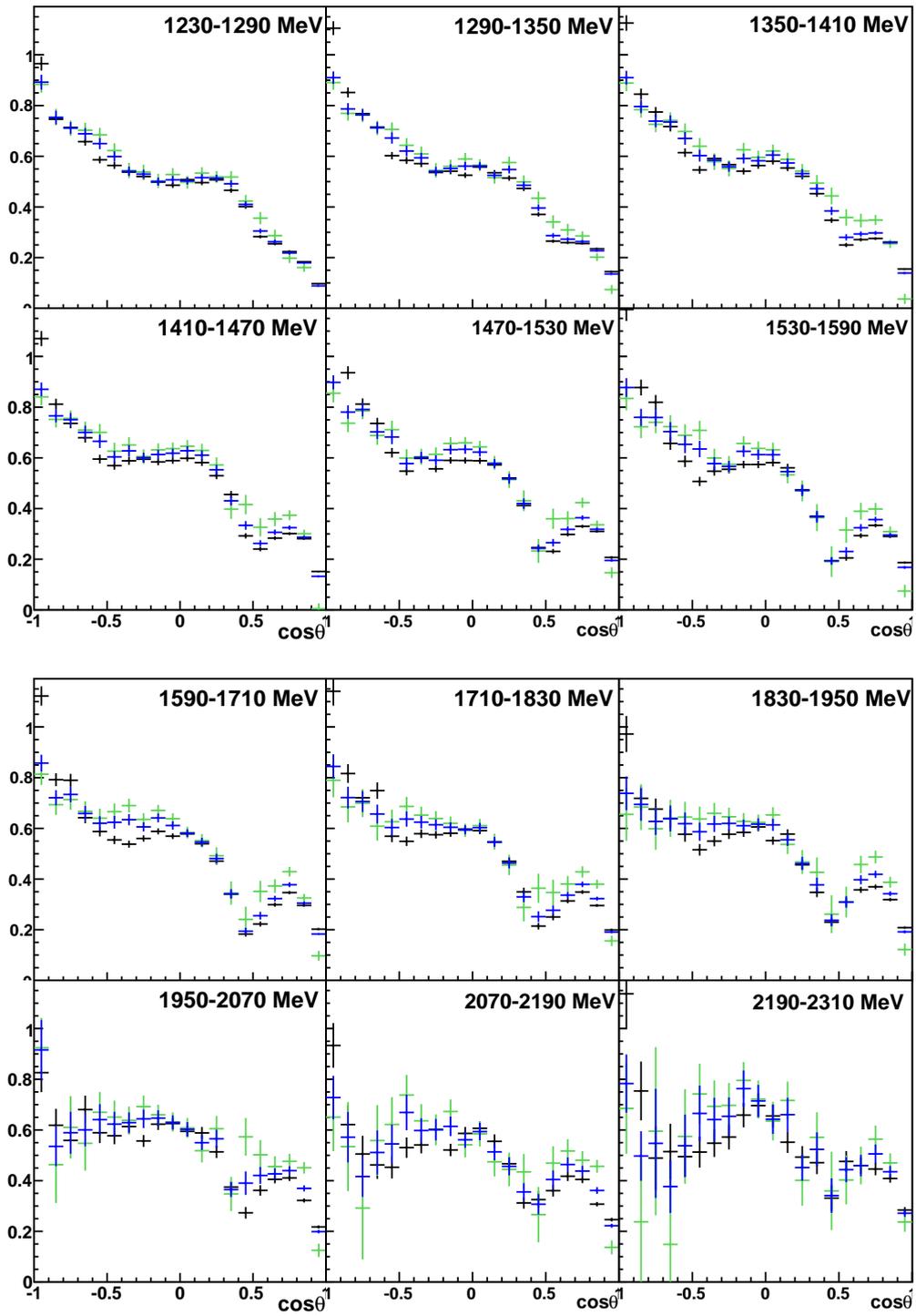


Abbildung I.18: Dilution-Faktor bei 1230 bis 2310 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

I.2.2 Bestimmung über das Koplanaritätsspektrum

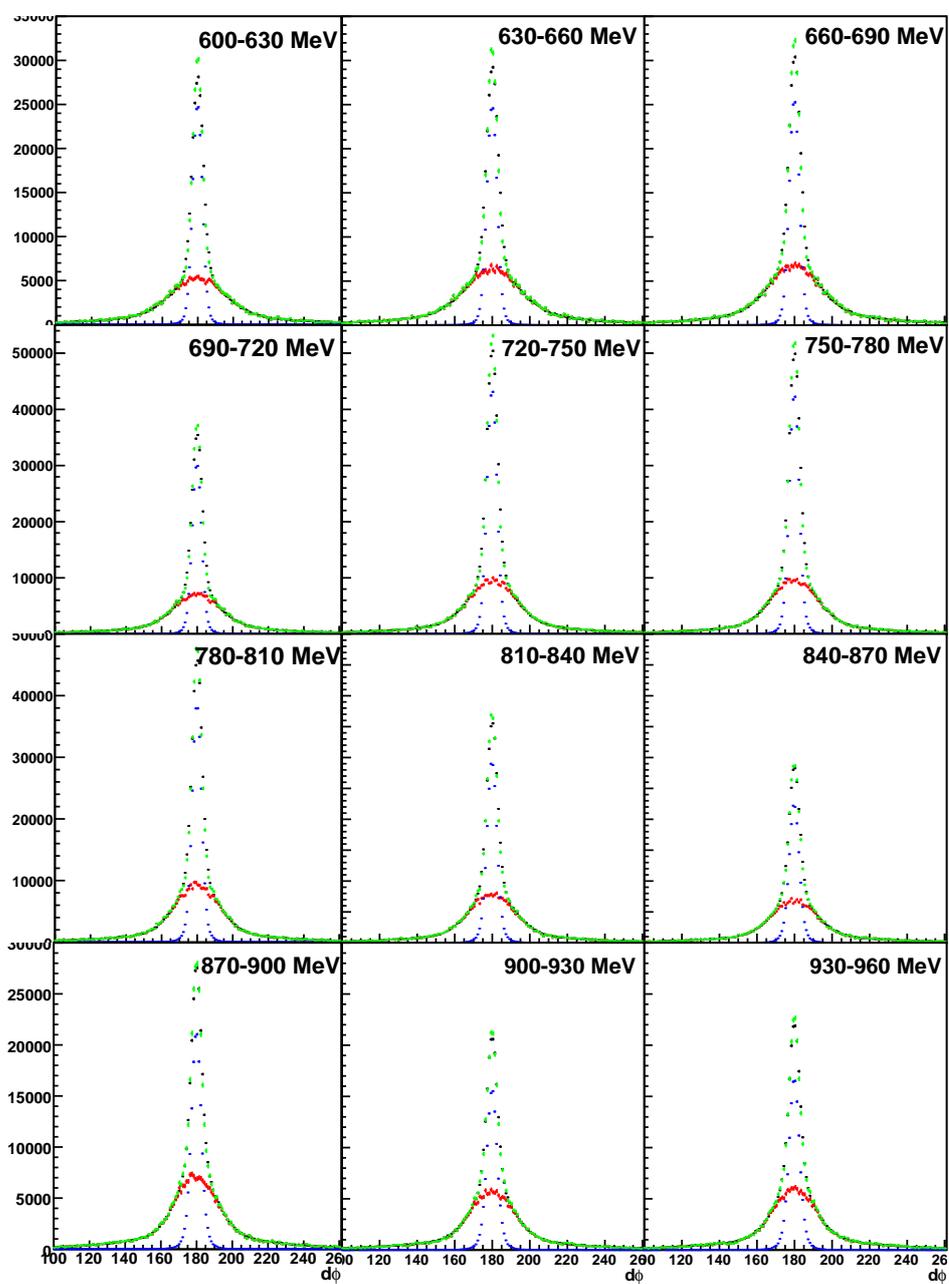


Abbildung I.19: Koplanarität bei 600 bis 960 MeV.

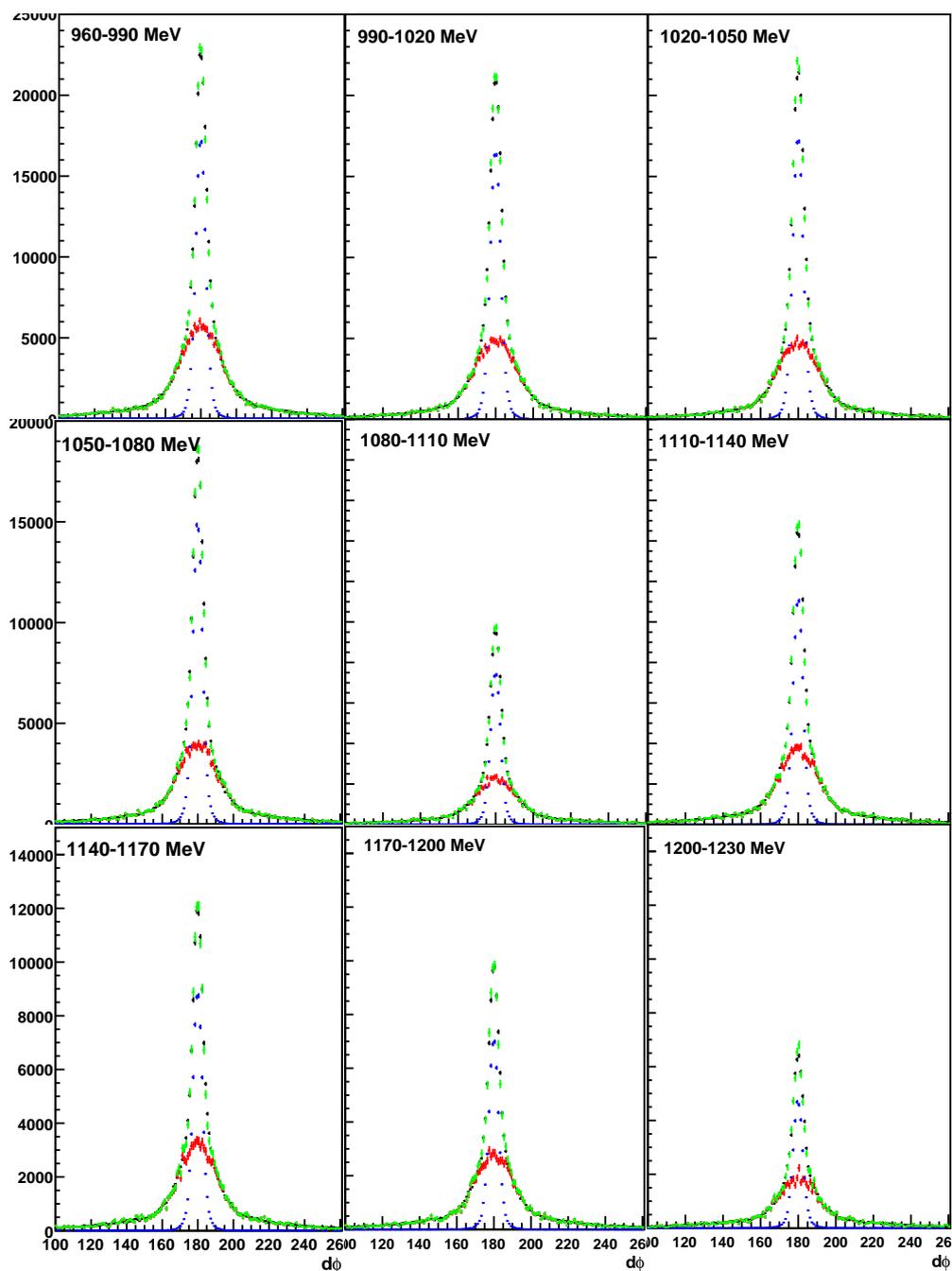


Abbildung I.20: Koplanarität bei 960 bis 1230 MeV.

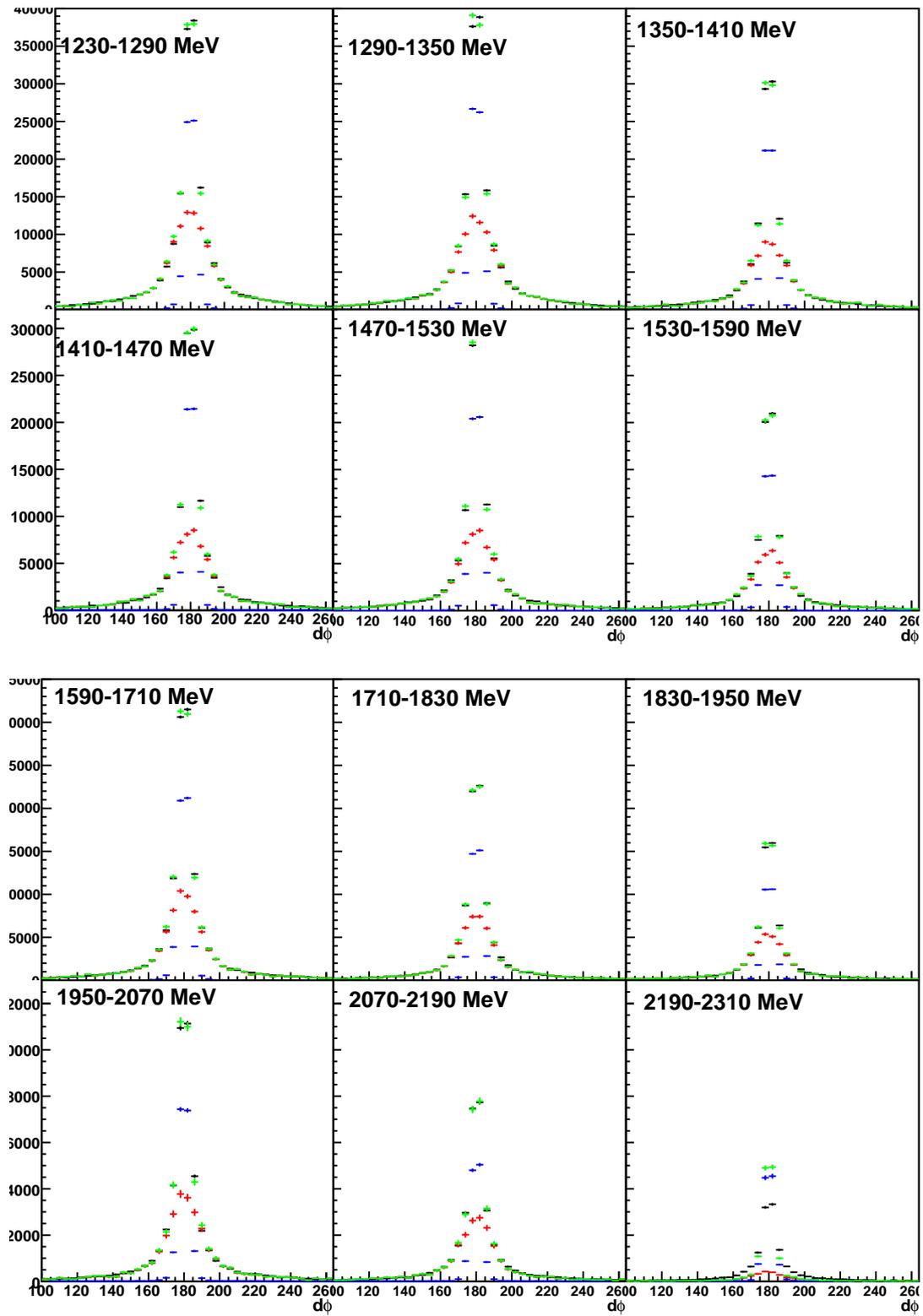


Abbildung I.21: Koplanarität bei 1230 bis 2310 MeV.

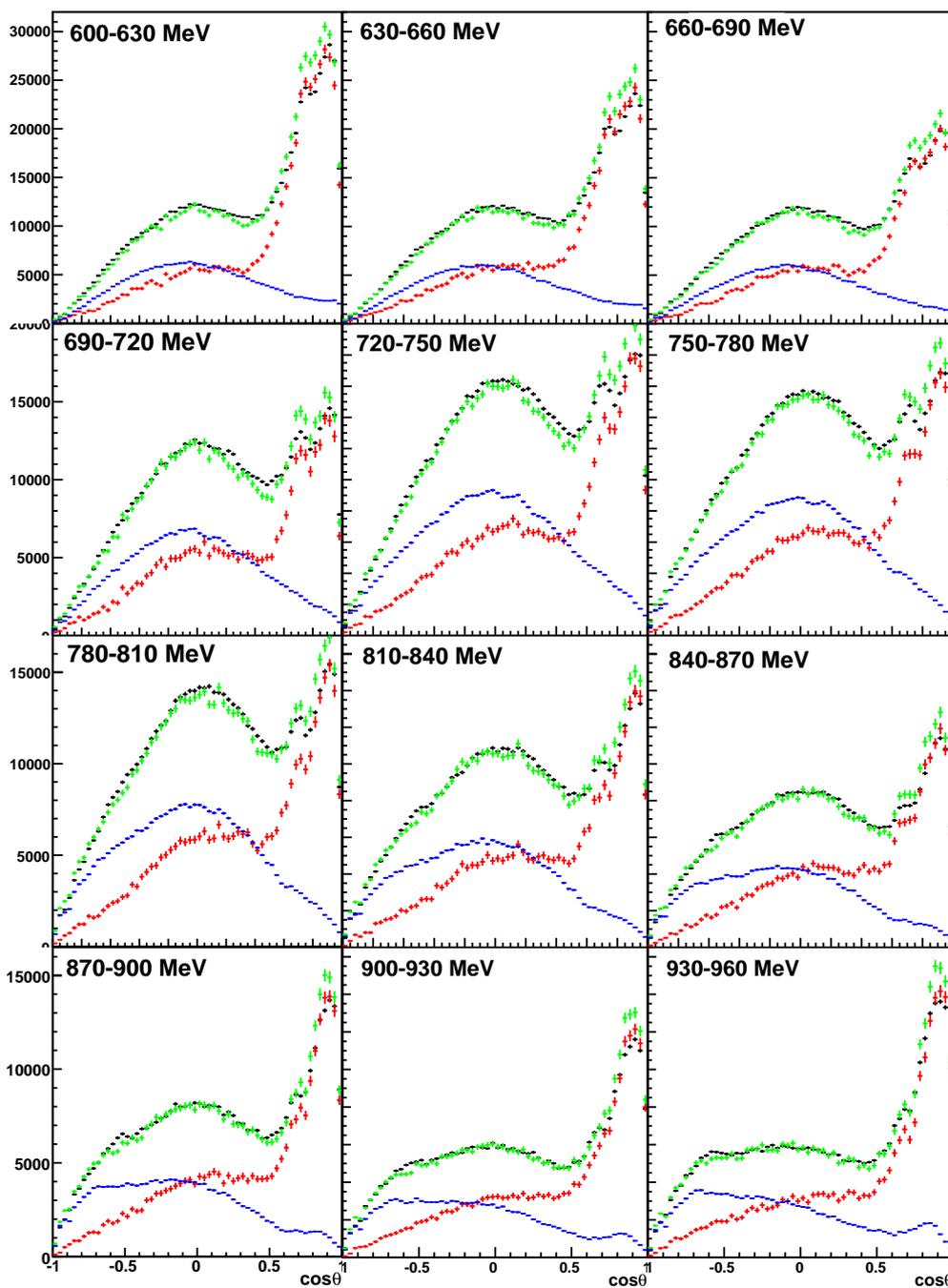


Abbildung I.22: $\cos\theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

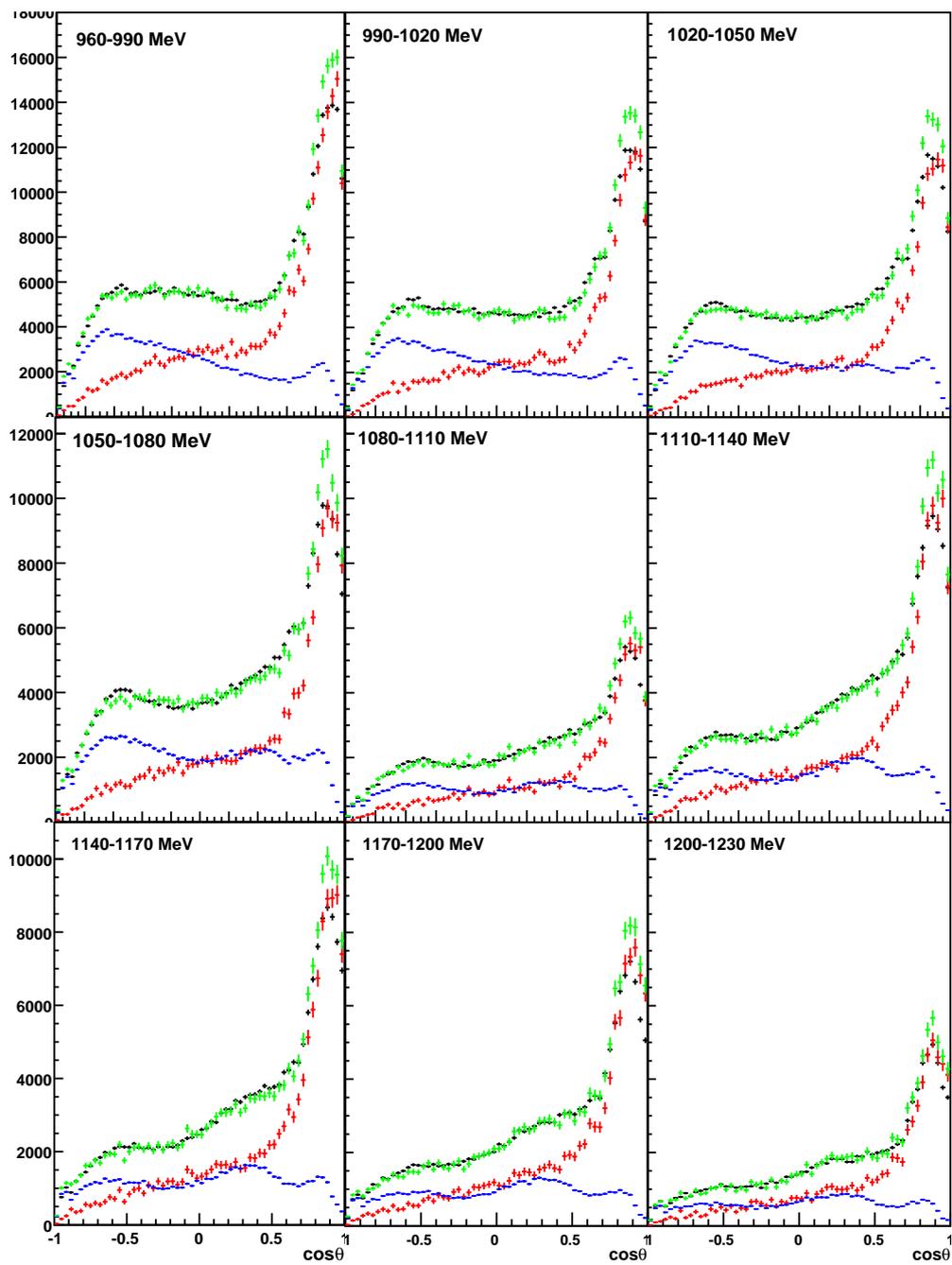


Abbildung I.23: $\cos \theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

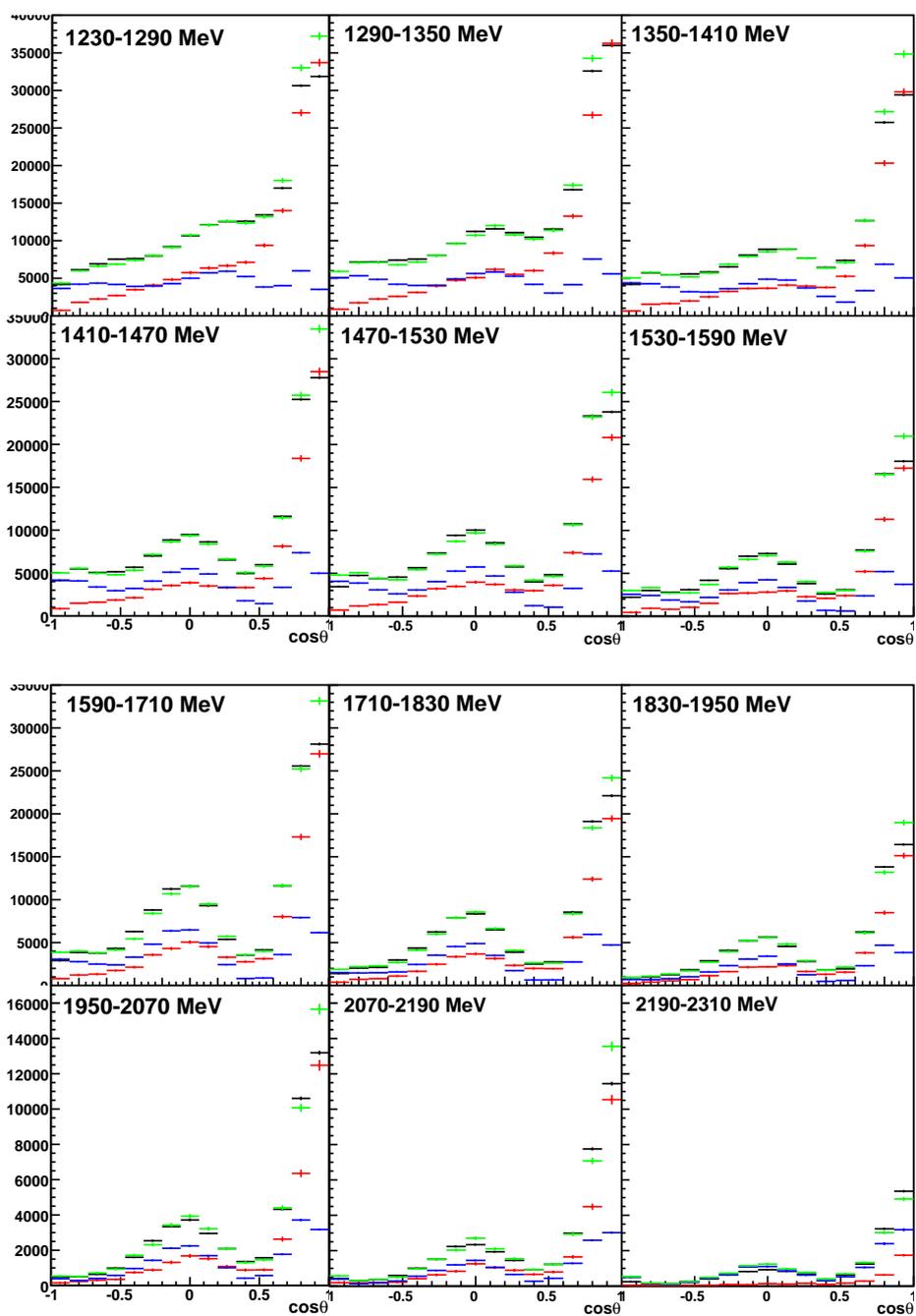


Abbildung I.24: $\cos\theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

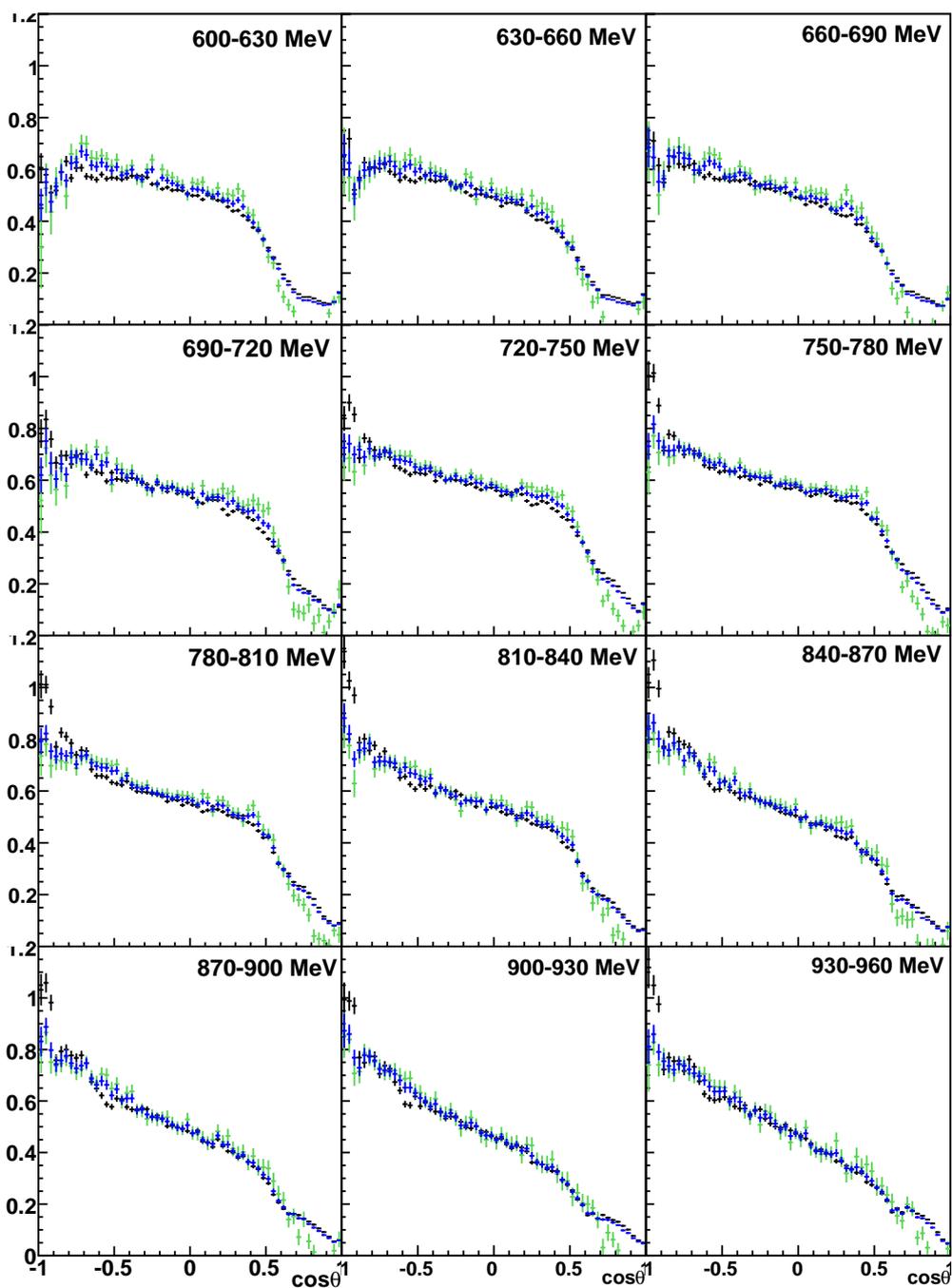


Abbildung I.25: Dilution-Faktor bei 600 bis 960 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

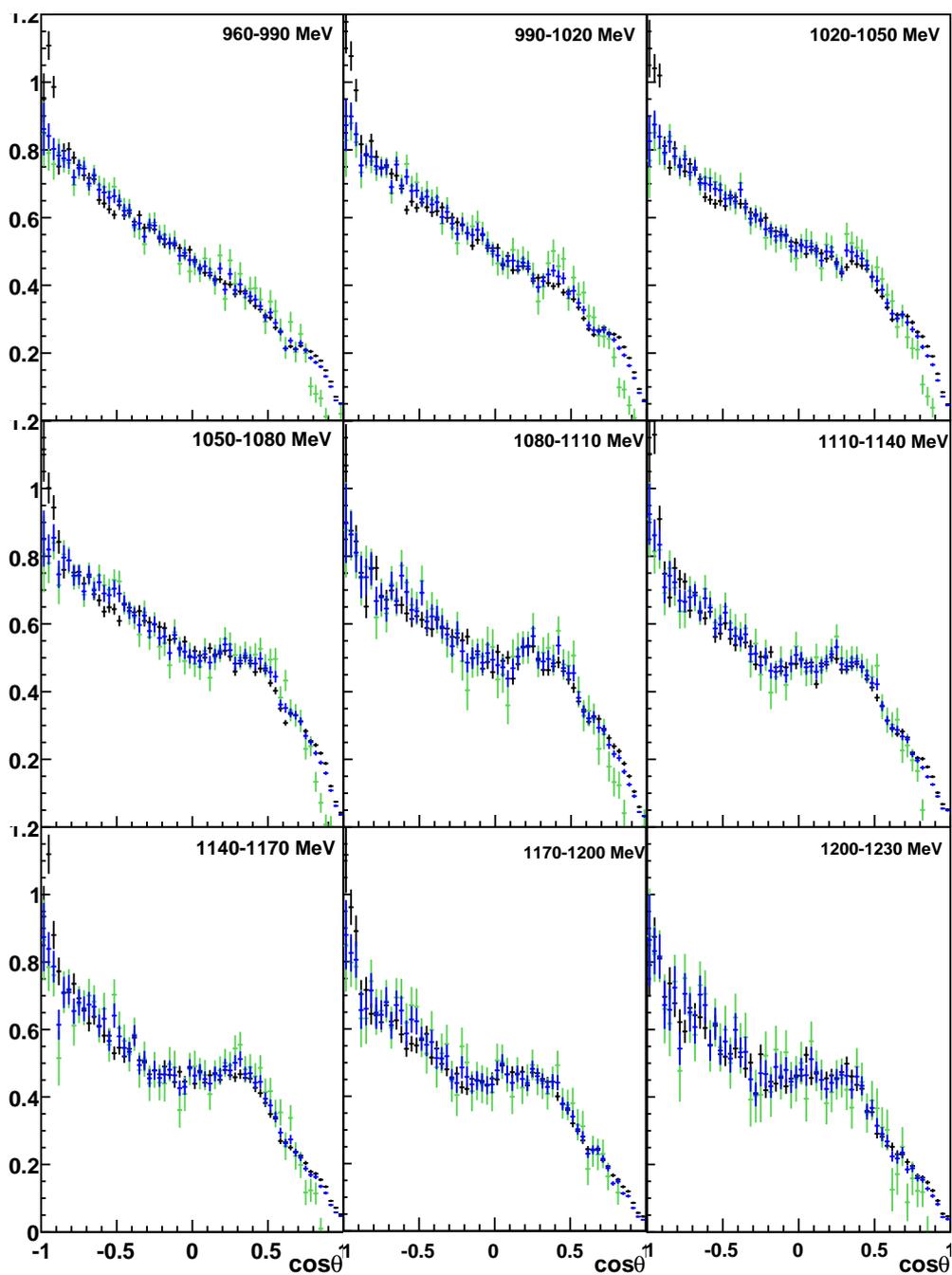


Abbildung I.26: Dilution-Faktor bei 960 bis 1230 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

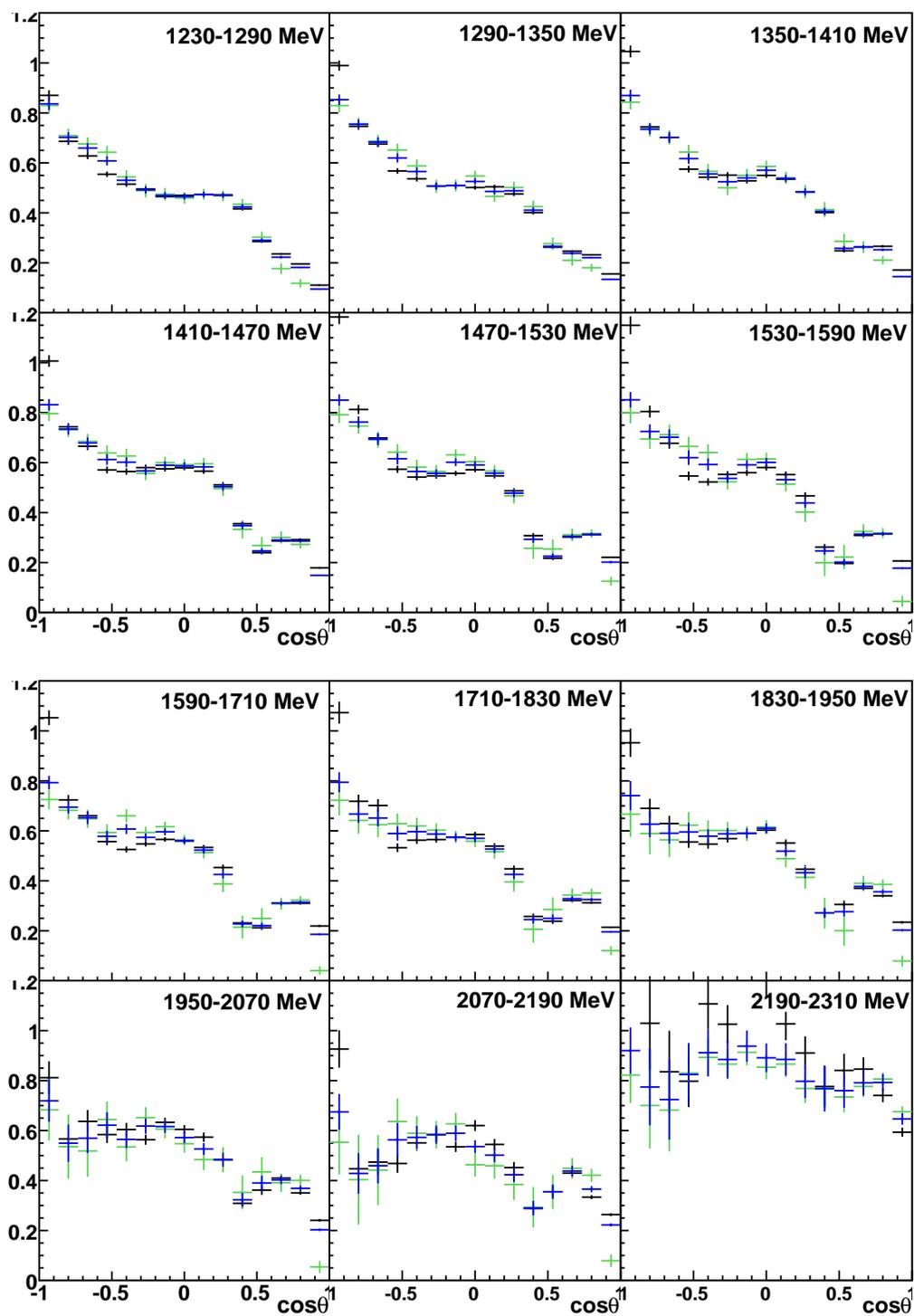


Abbildung I.27: Dilution-Faktor bei 1230 bis 2310 MeV. Farbwahl wie in Abbildung I.7.

I.2.3 Bestimmung über das Missing-Mass-Spektrum ohne Verwendung der Wasserstoffdaten

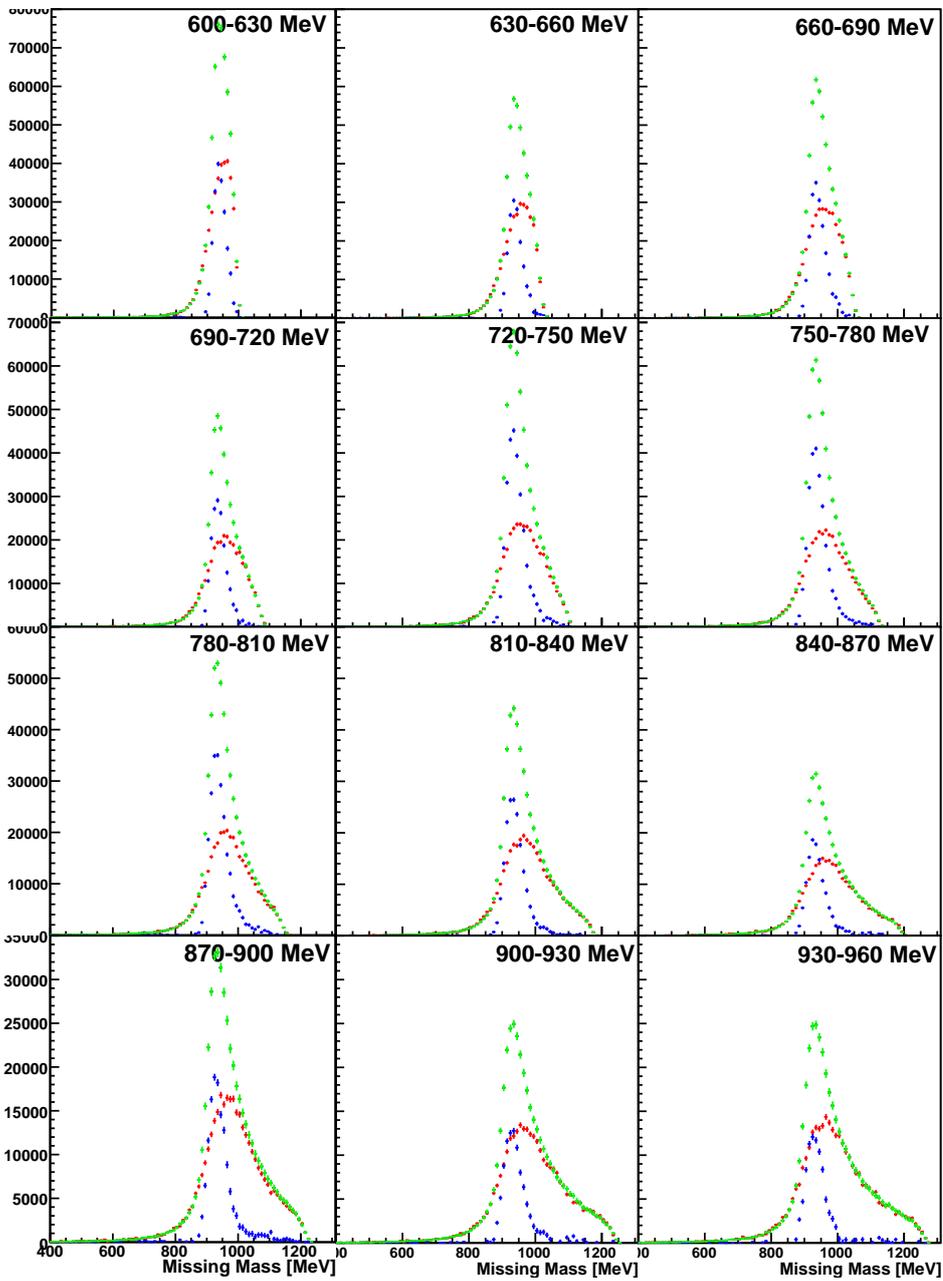


Abbildung I.28: Missing Mass bei 600 bis 960 MeV.

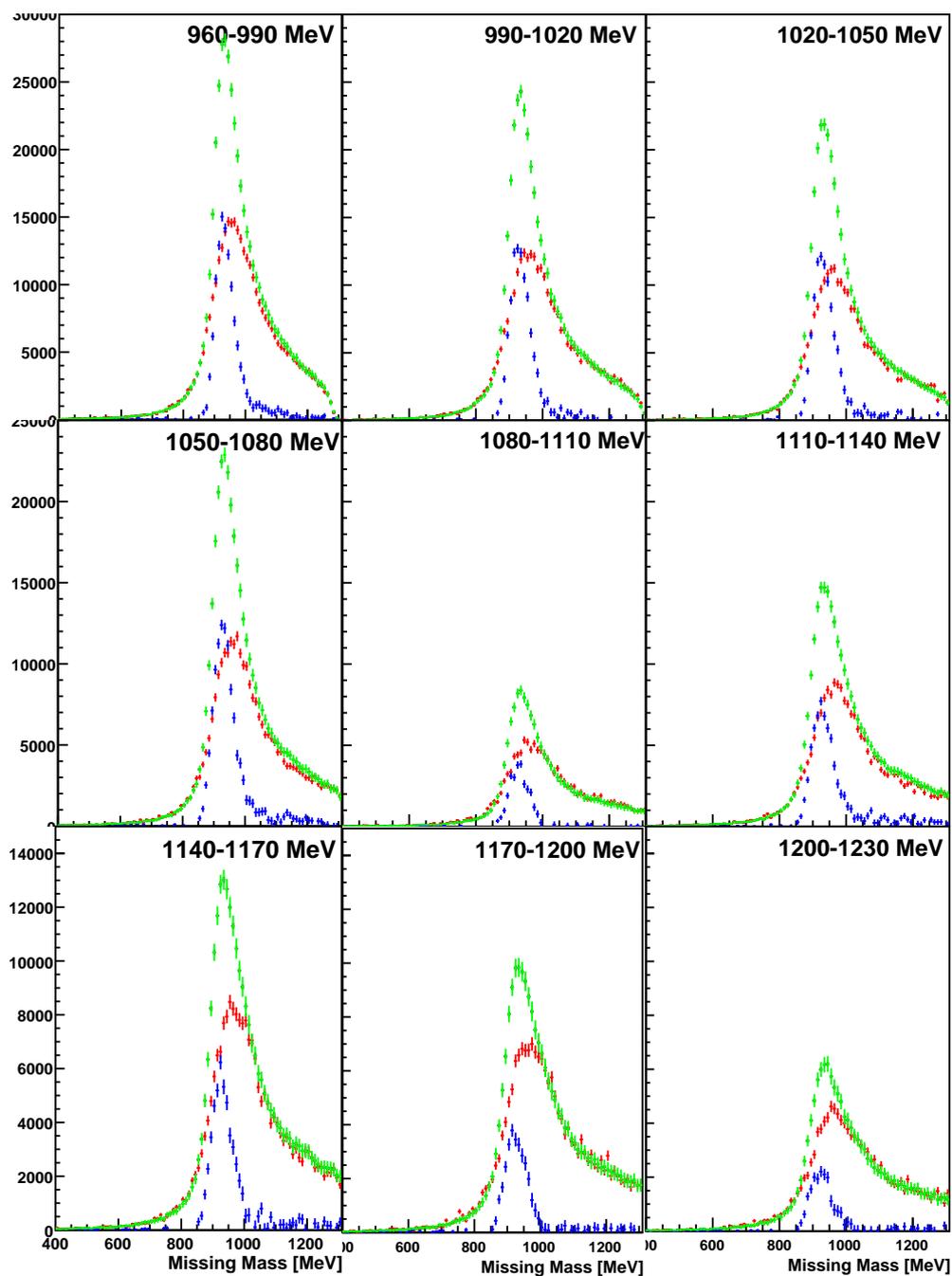


Abbildung I.29: Missing Mass bei 960 bis 1230 MeV.

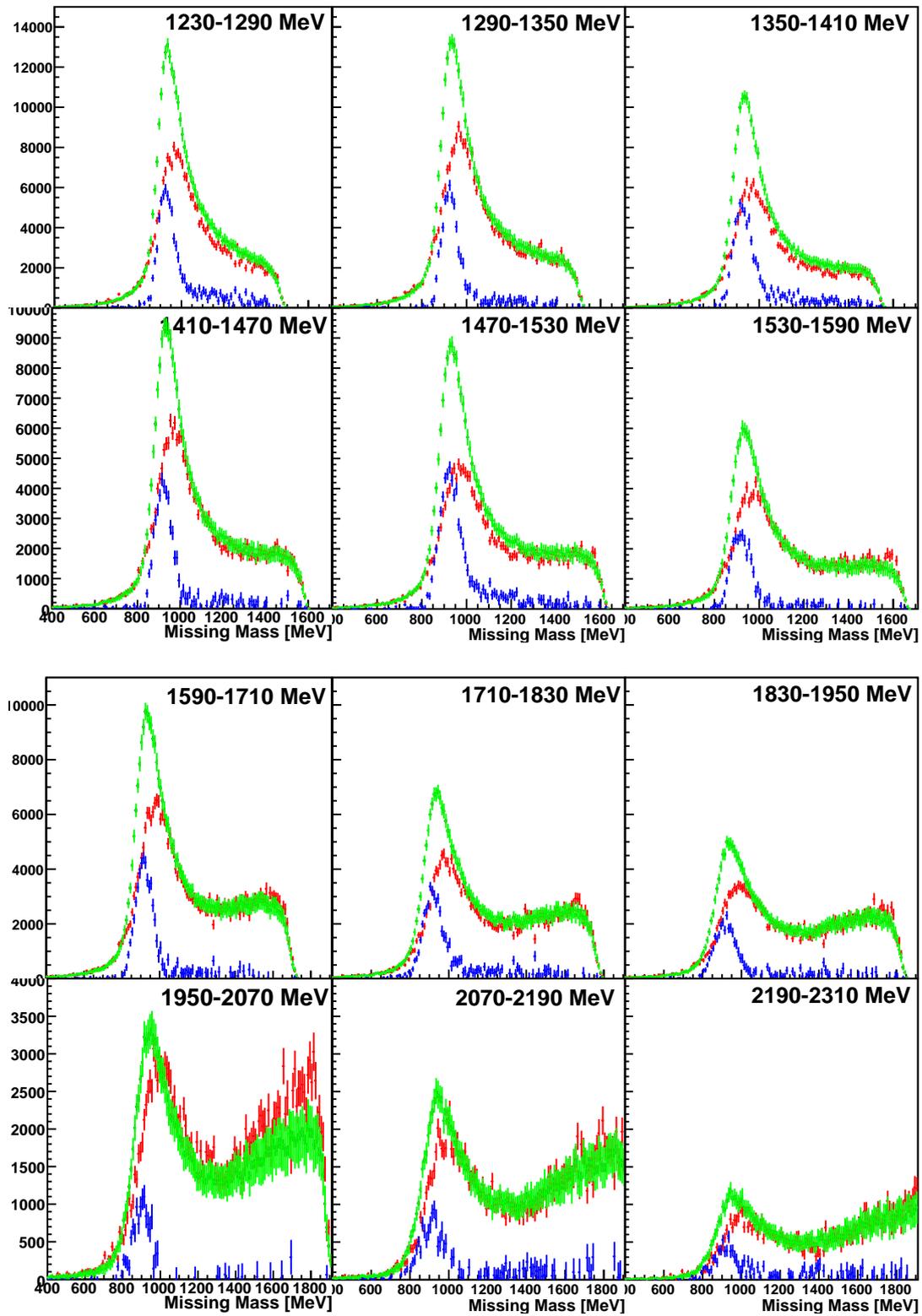


Abbildung I.30: Missing Mass bei 1230 bis 2310 MeV.

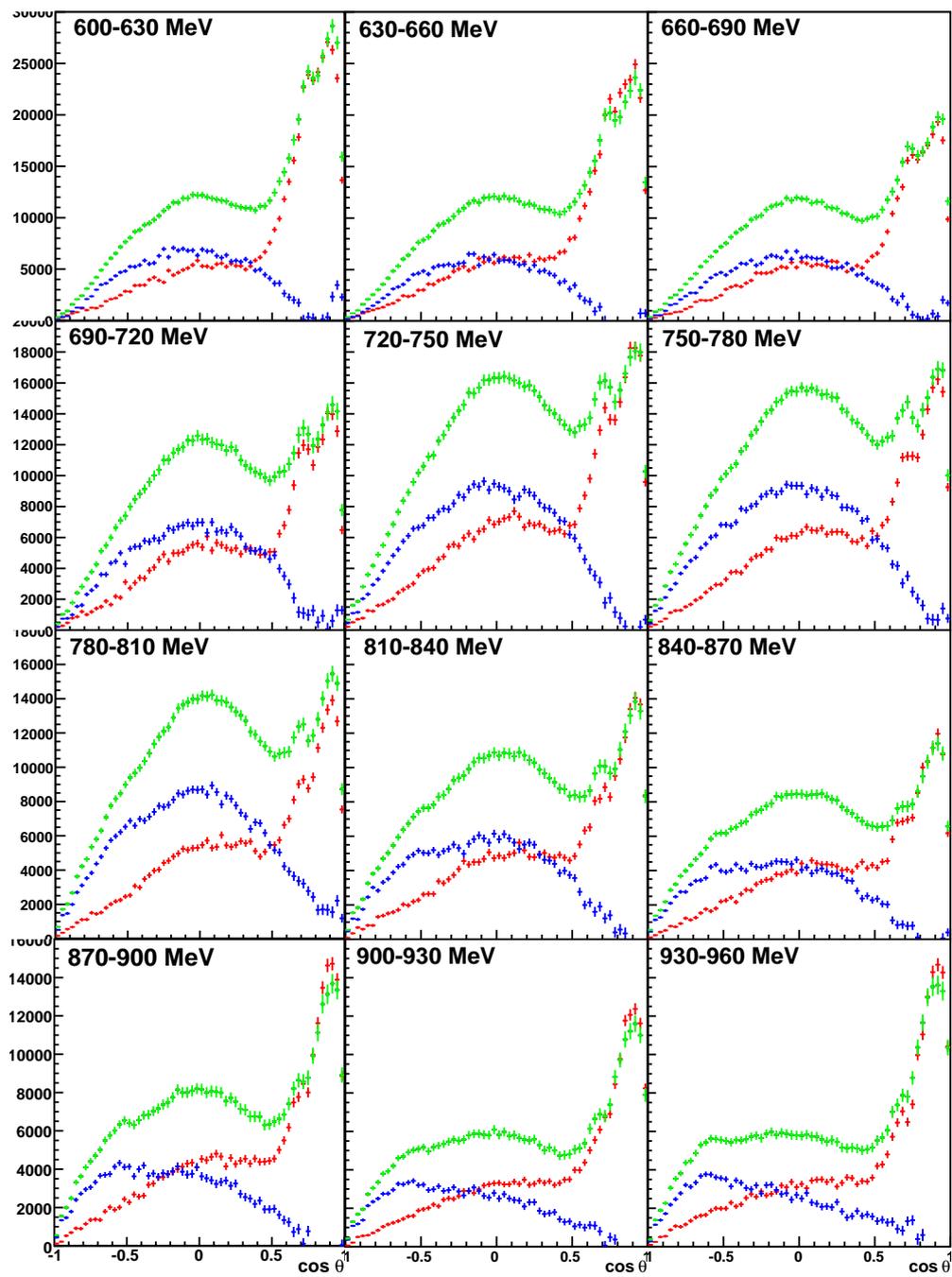


Abbildung I.31: $\cos \theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

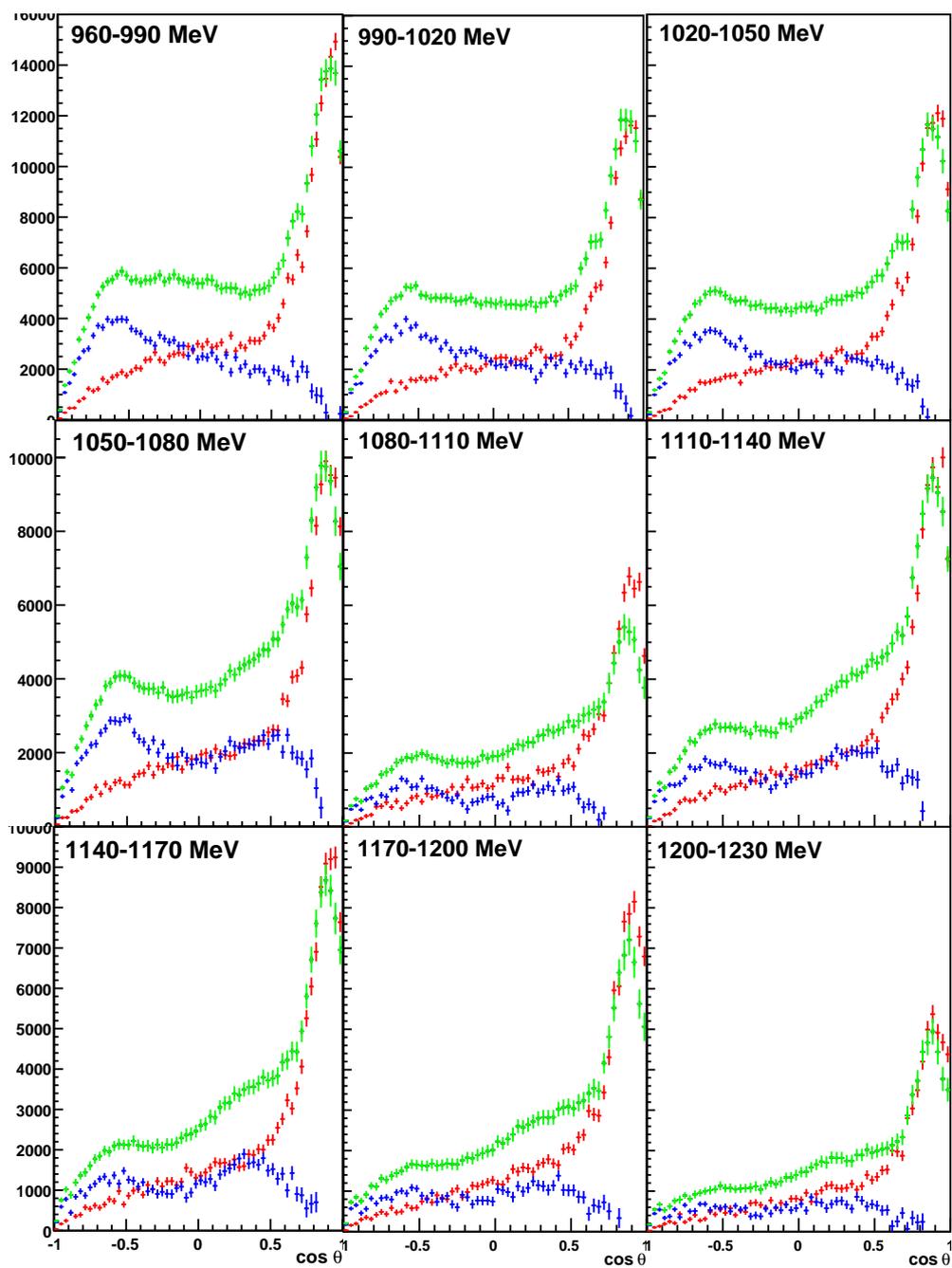


Abbildung I.32: $\cos \theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

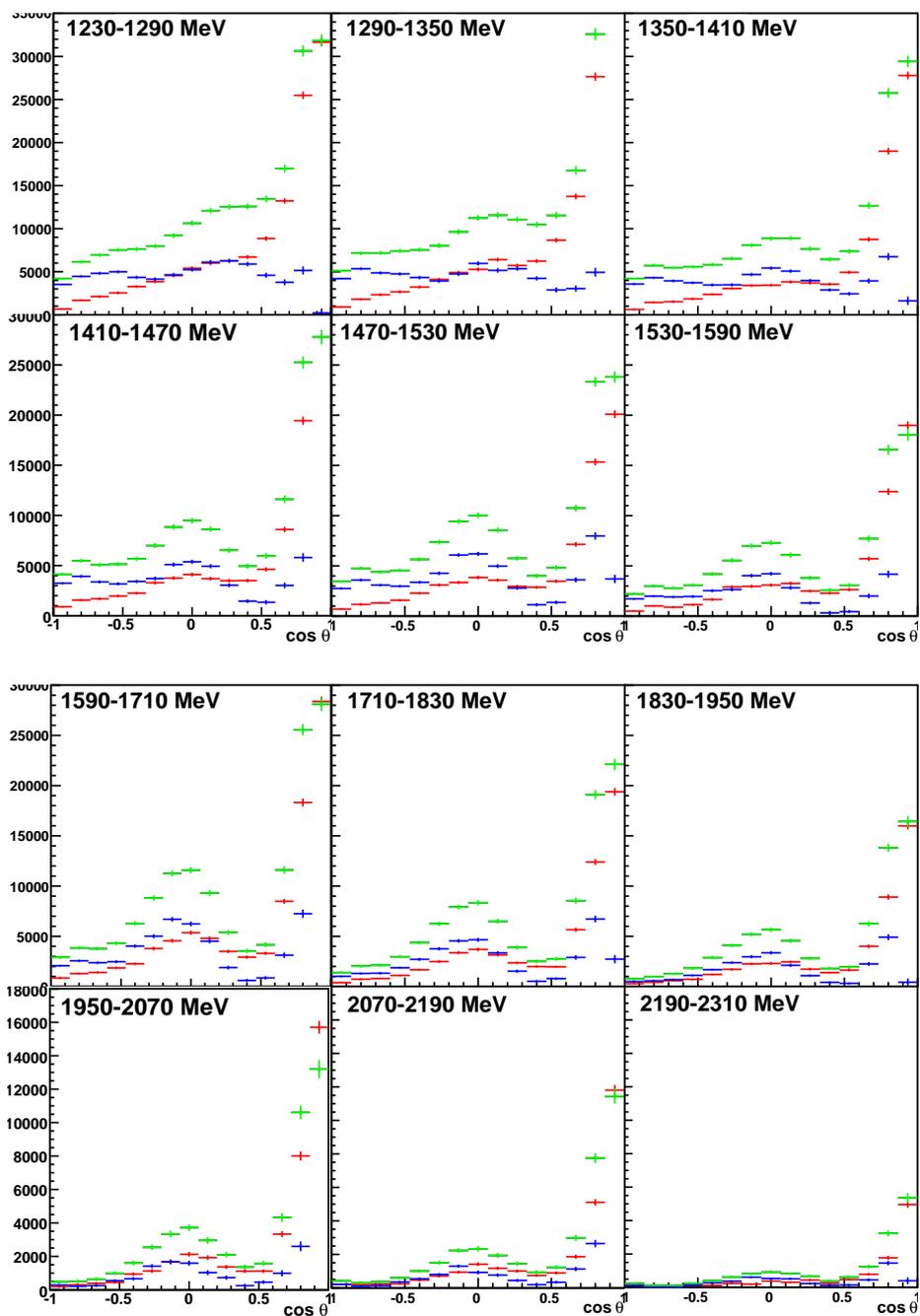


Abbildung I.33: $\cos \theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

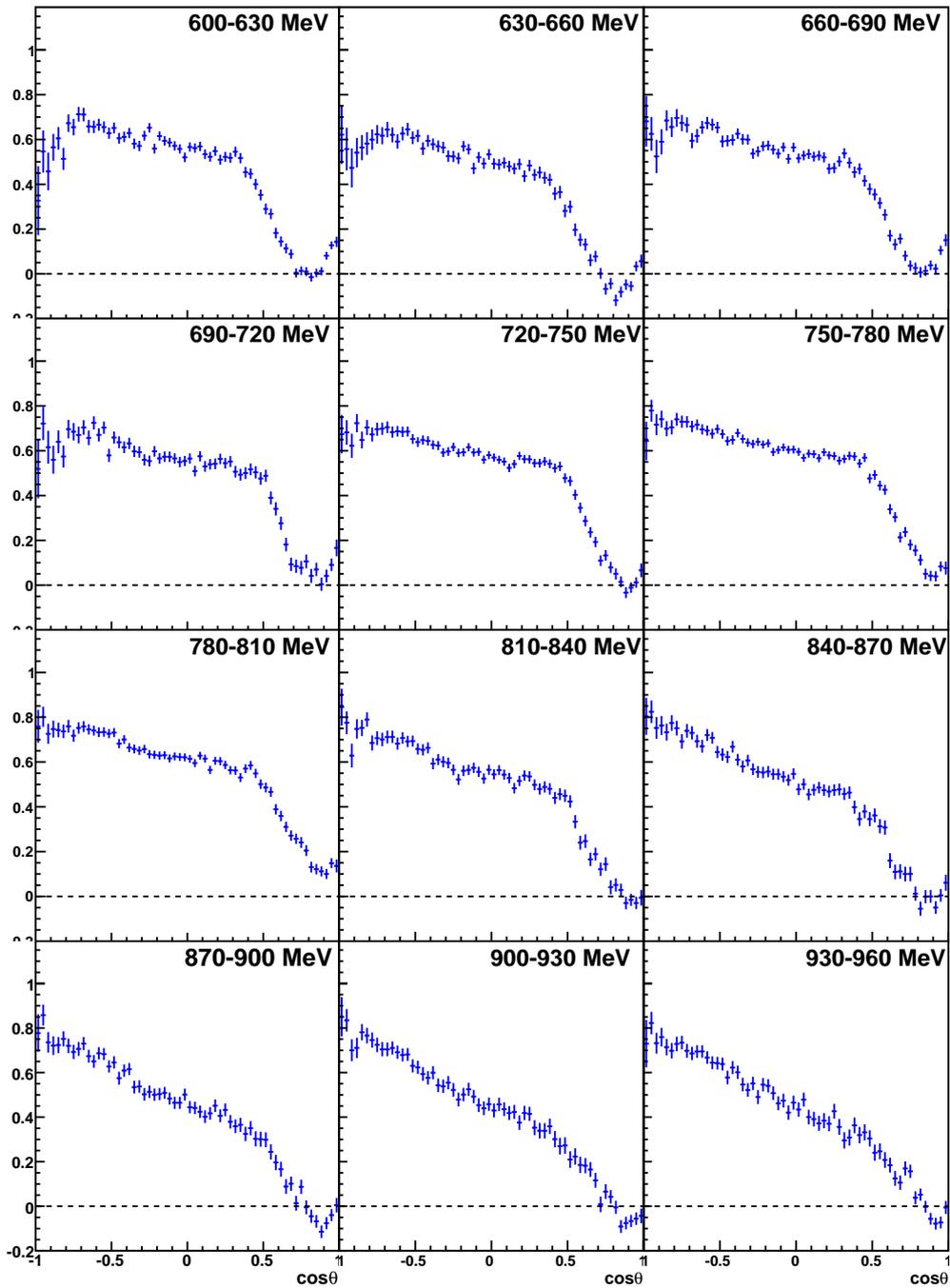


Abbildung I.34: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 600 bis 960 MeV.

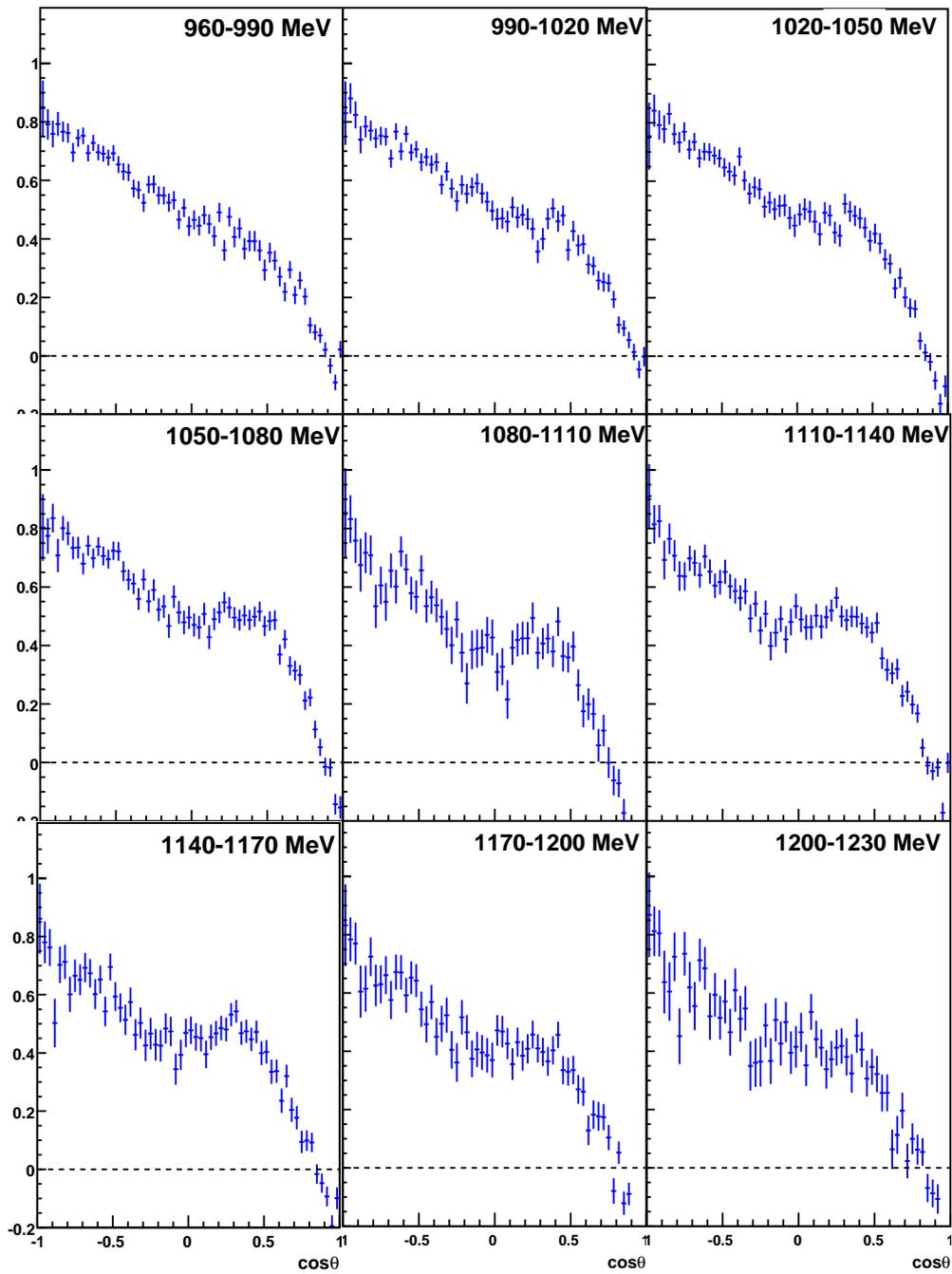


Abbildung I.35: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 960 bis 1230 MeV.

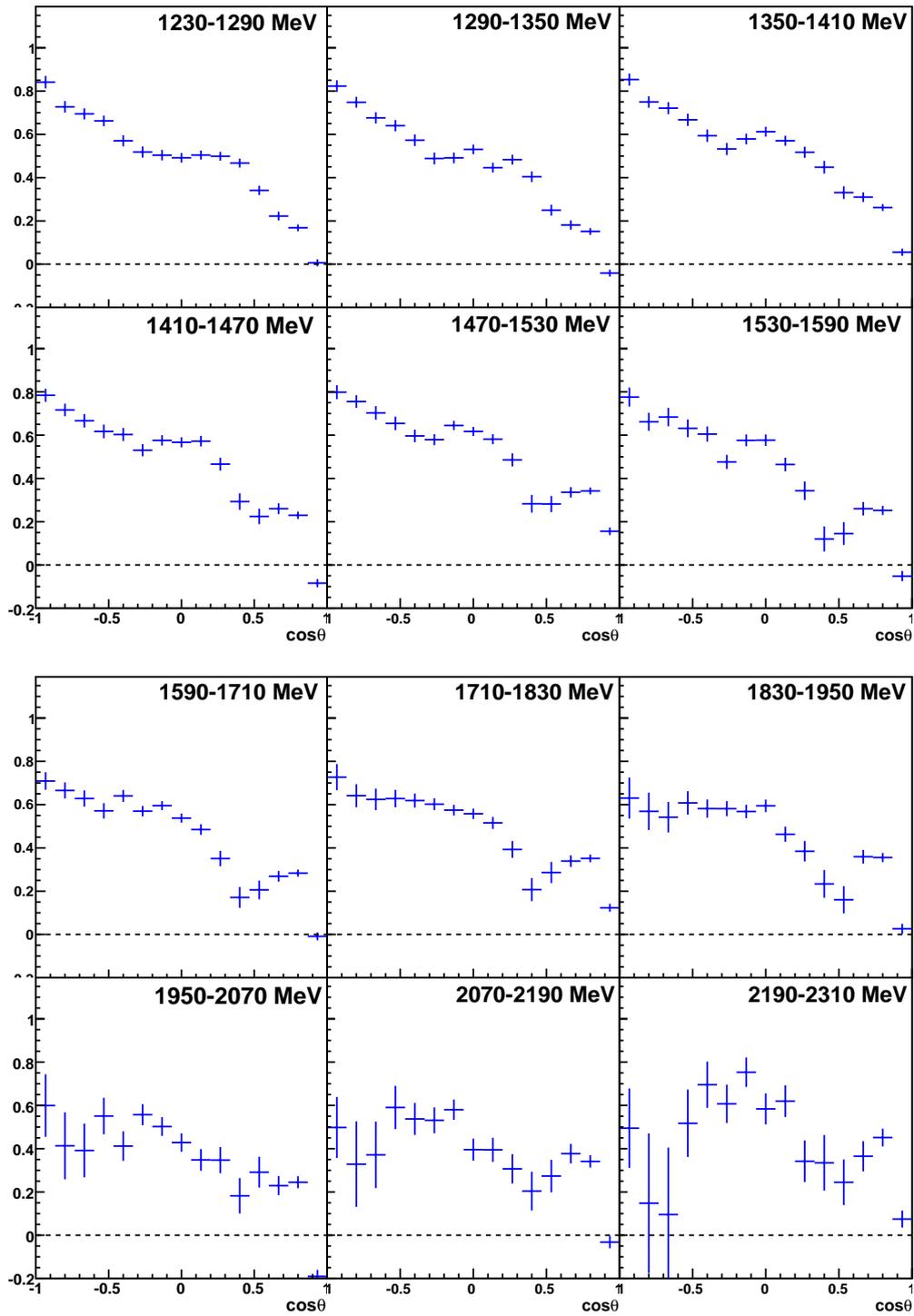


Abbildung I.36: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 1230 bis 2310 MeV.

I.2.4 Bestimmung über das Koplanaritätsspektrum ohne Verwendung der Wasserstoffdaten

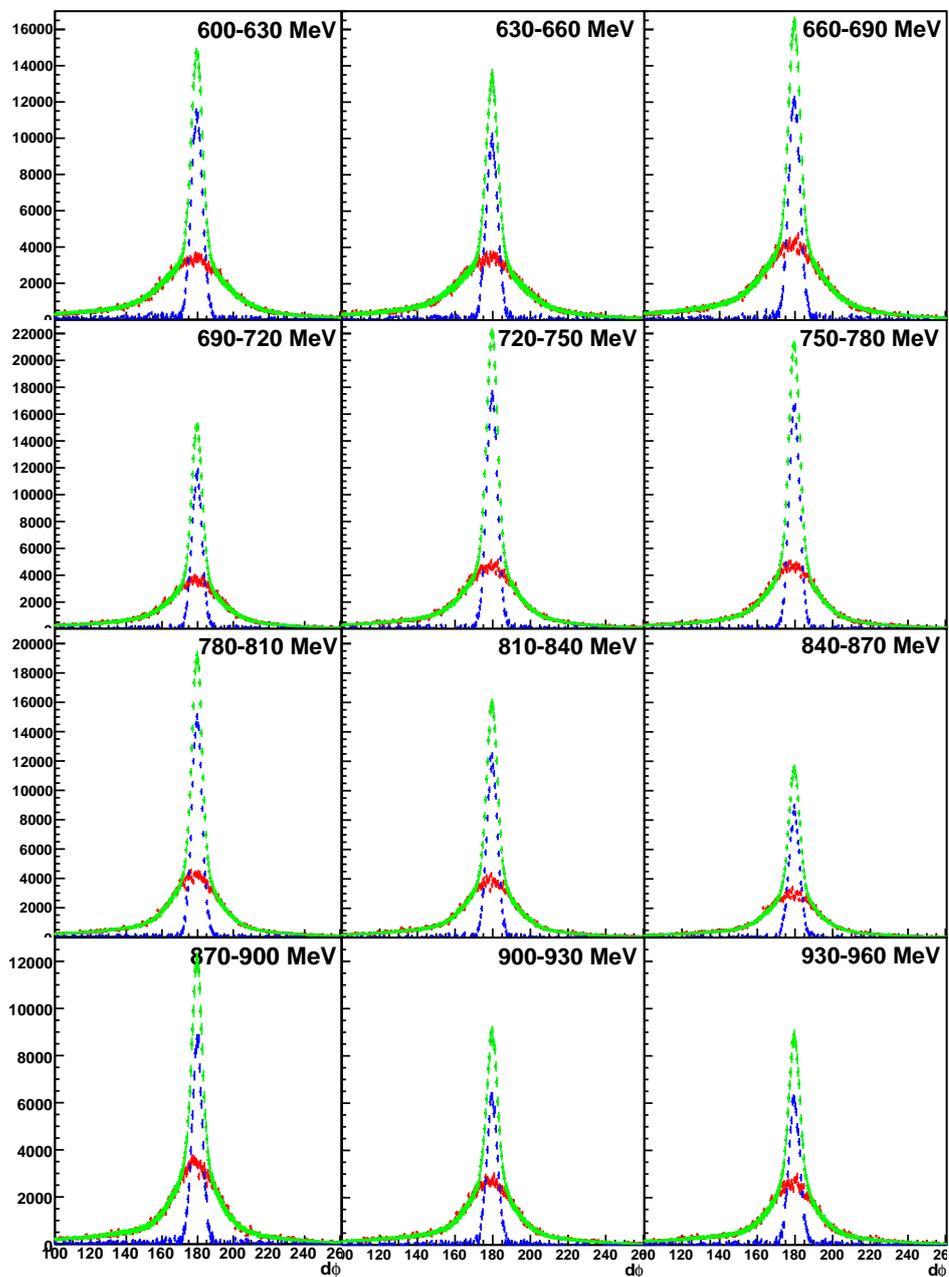


Abbildung I.37: Koplanarität bei 600 bis 960 MeV.

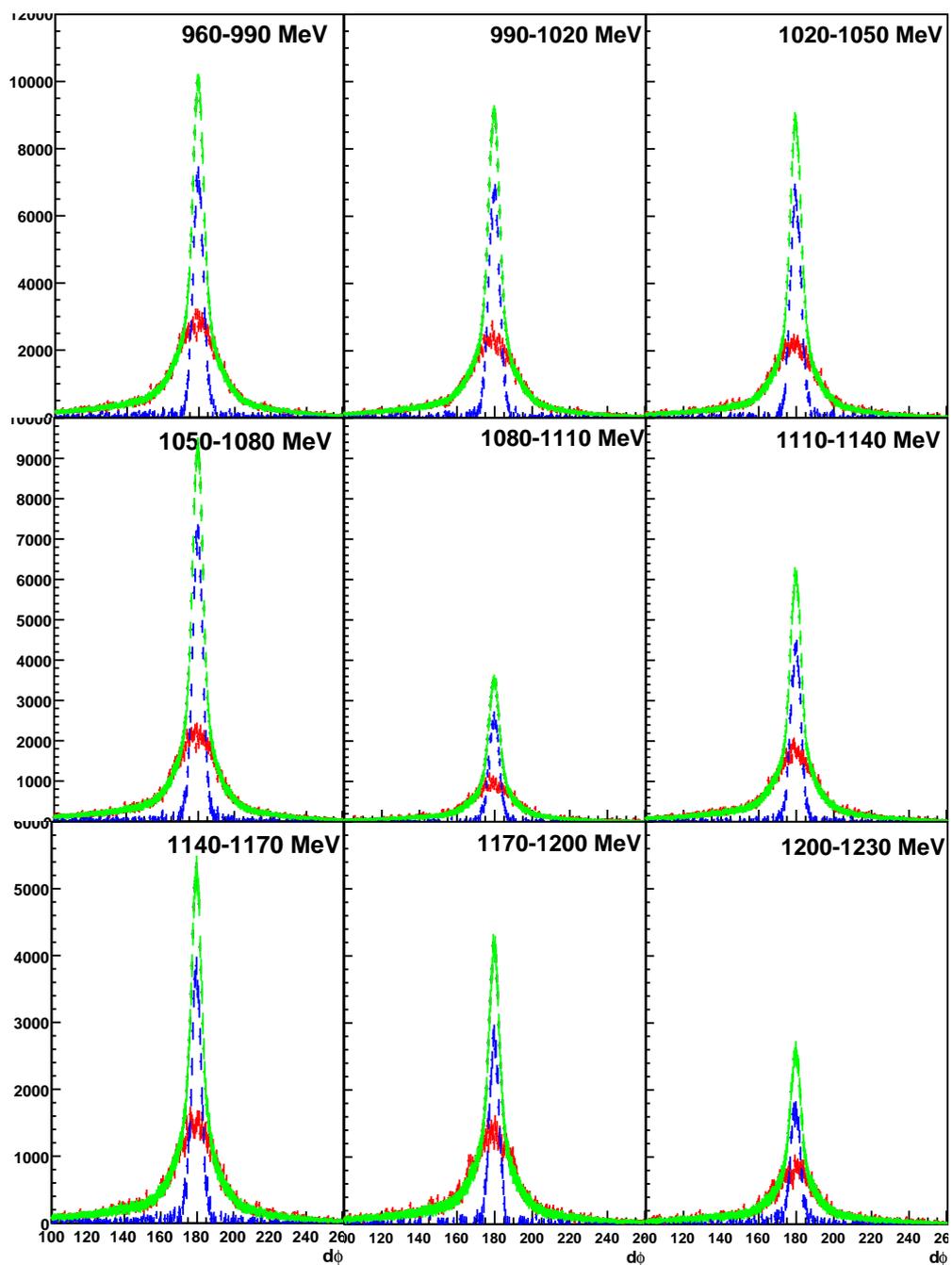


Abbildung I.38: Koplanarität bei 960 bis 1230 MeV.

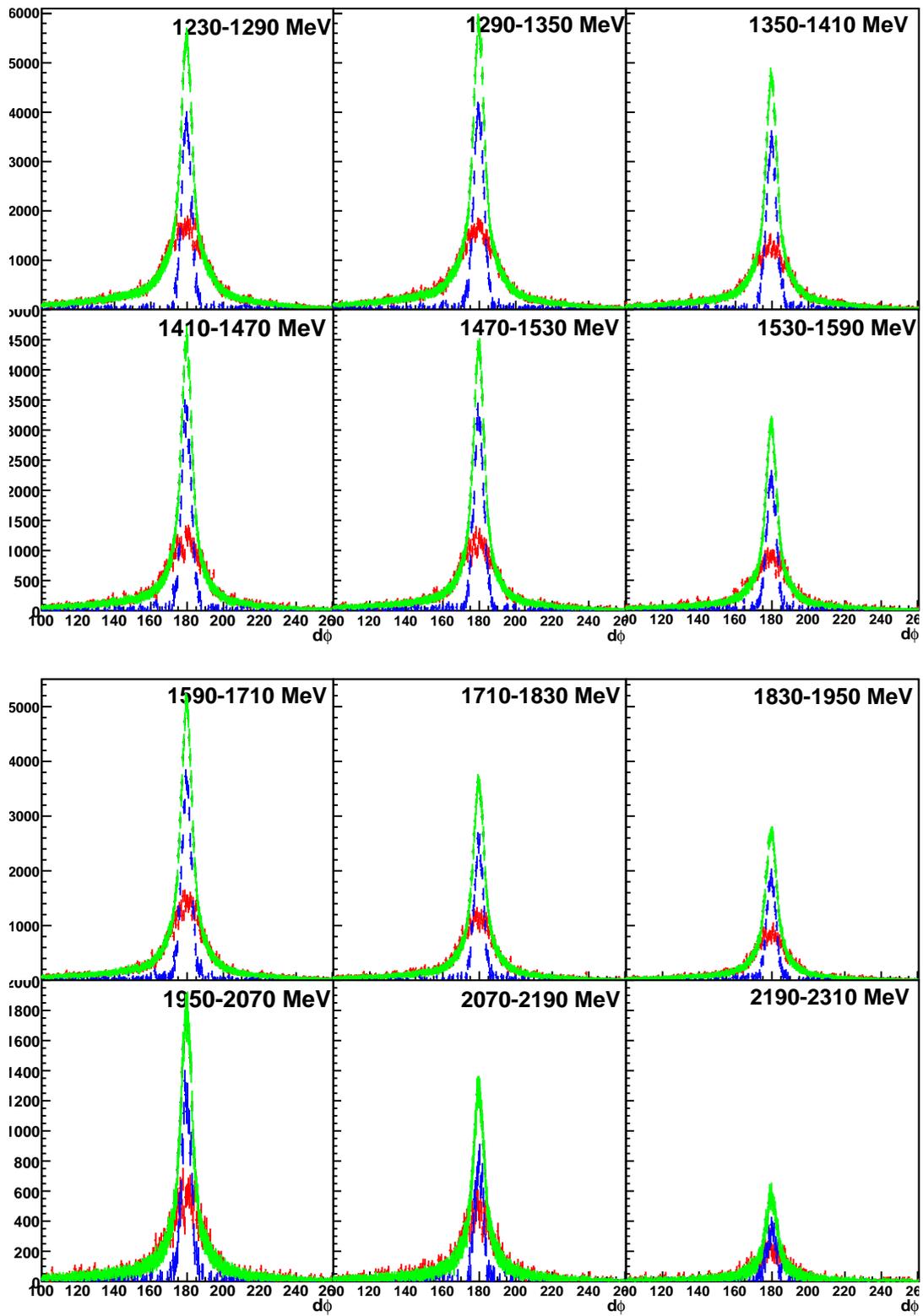


Abbildung I.39: Koplanarität bei 1230 bis 2310 MeV.

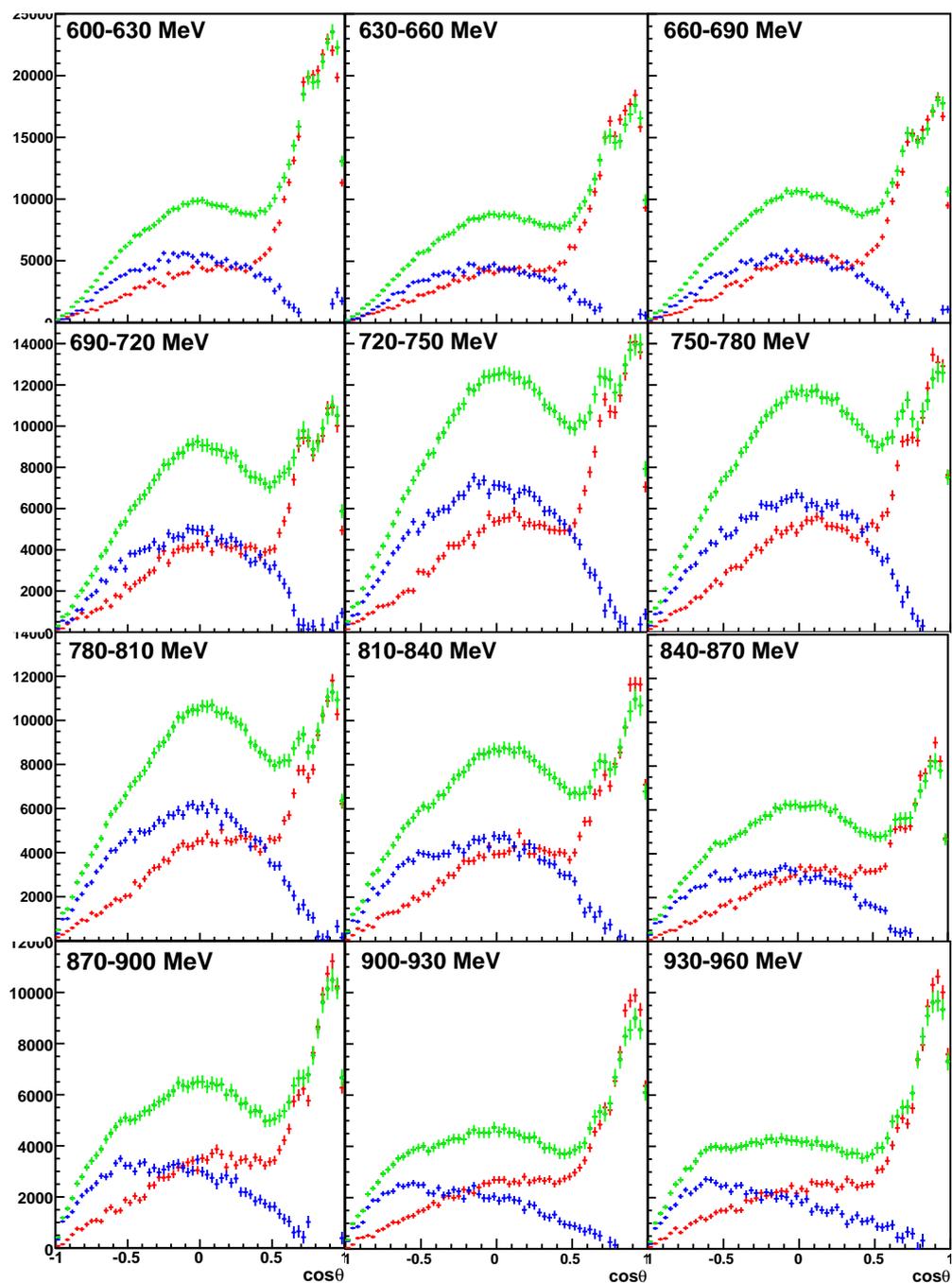


Abbildung I.40: $\cos\theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

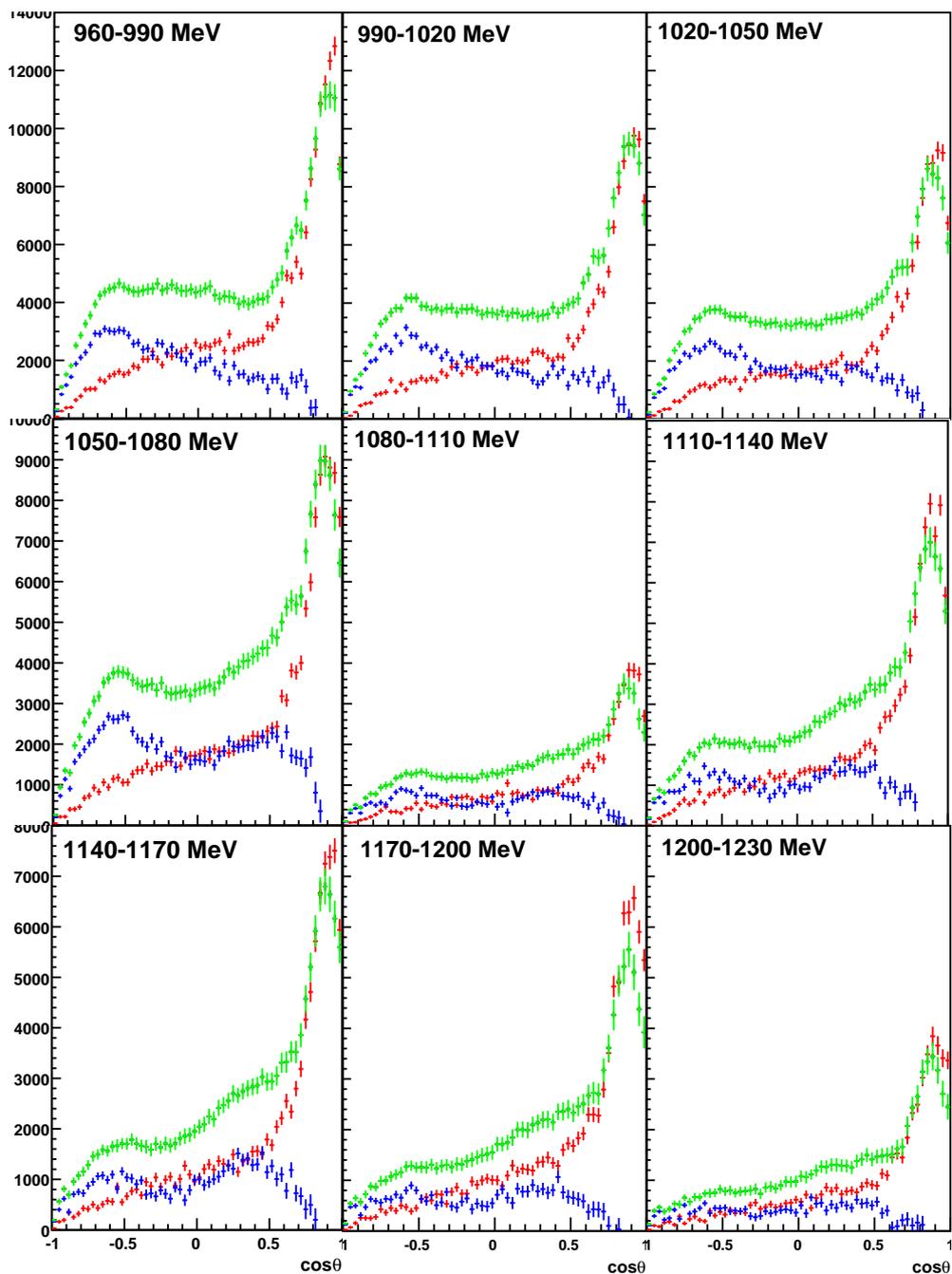


Abbildung I.41: $\cos\theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

I. Dilution-Faktor

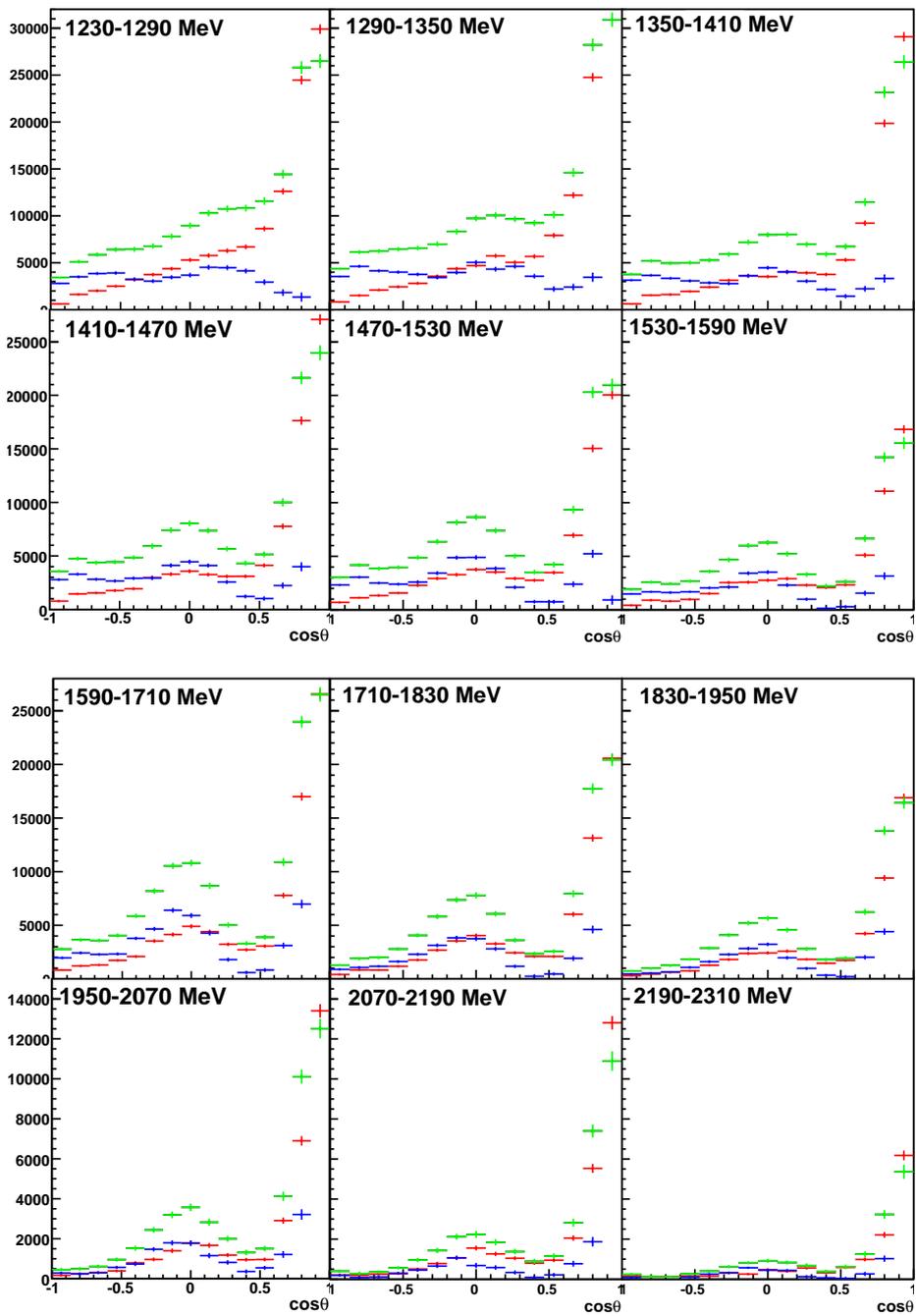


Abbildung I.42: $\cos\theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

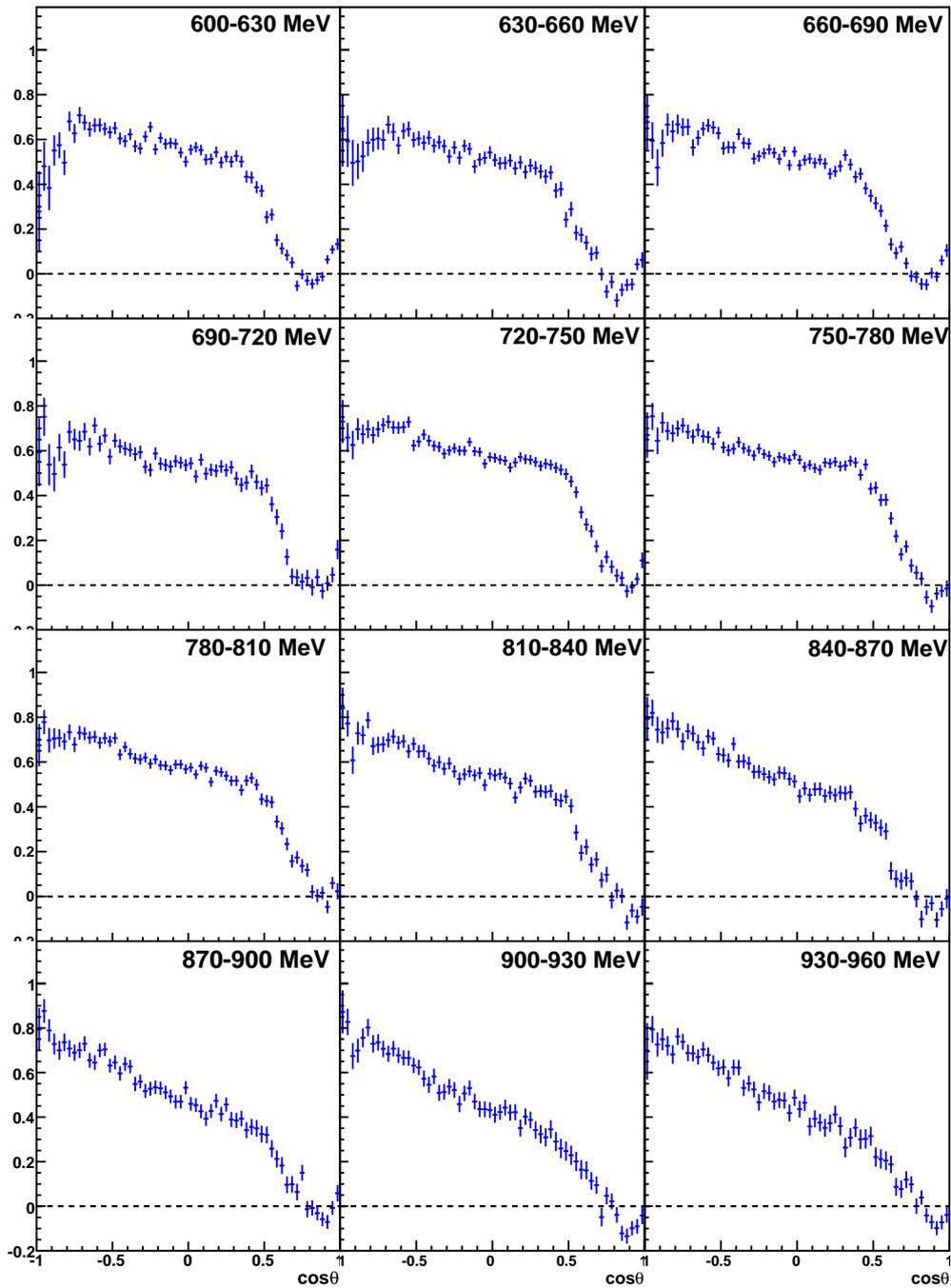


Abbildung I.43: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 600 bis 960 MeV.

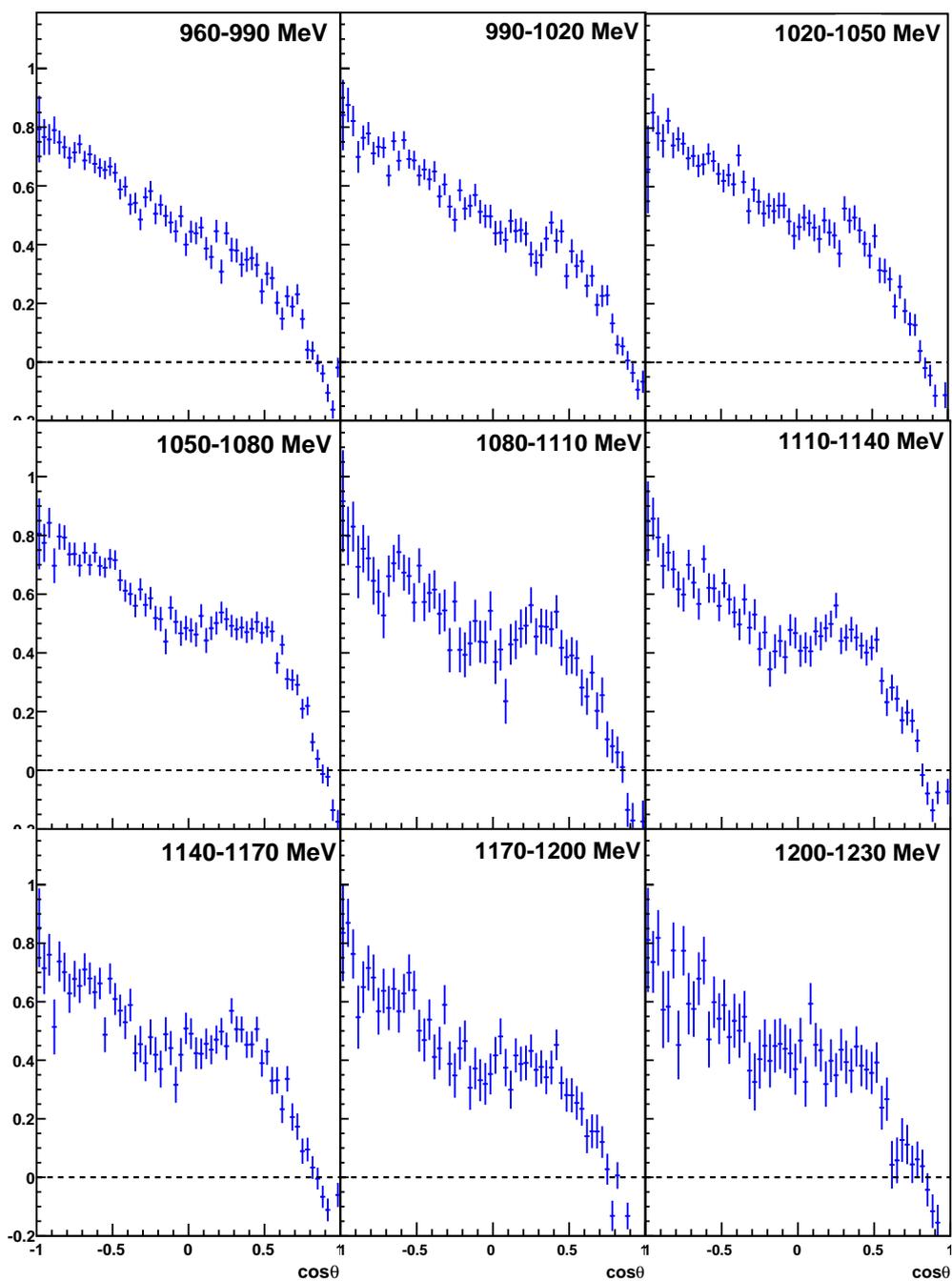


Abbildung I.44: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 960 bis 1230 MeV.

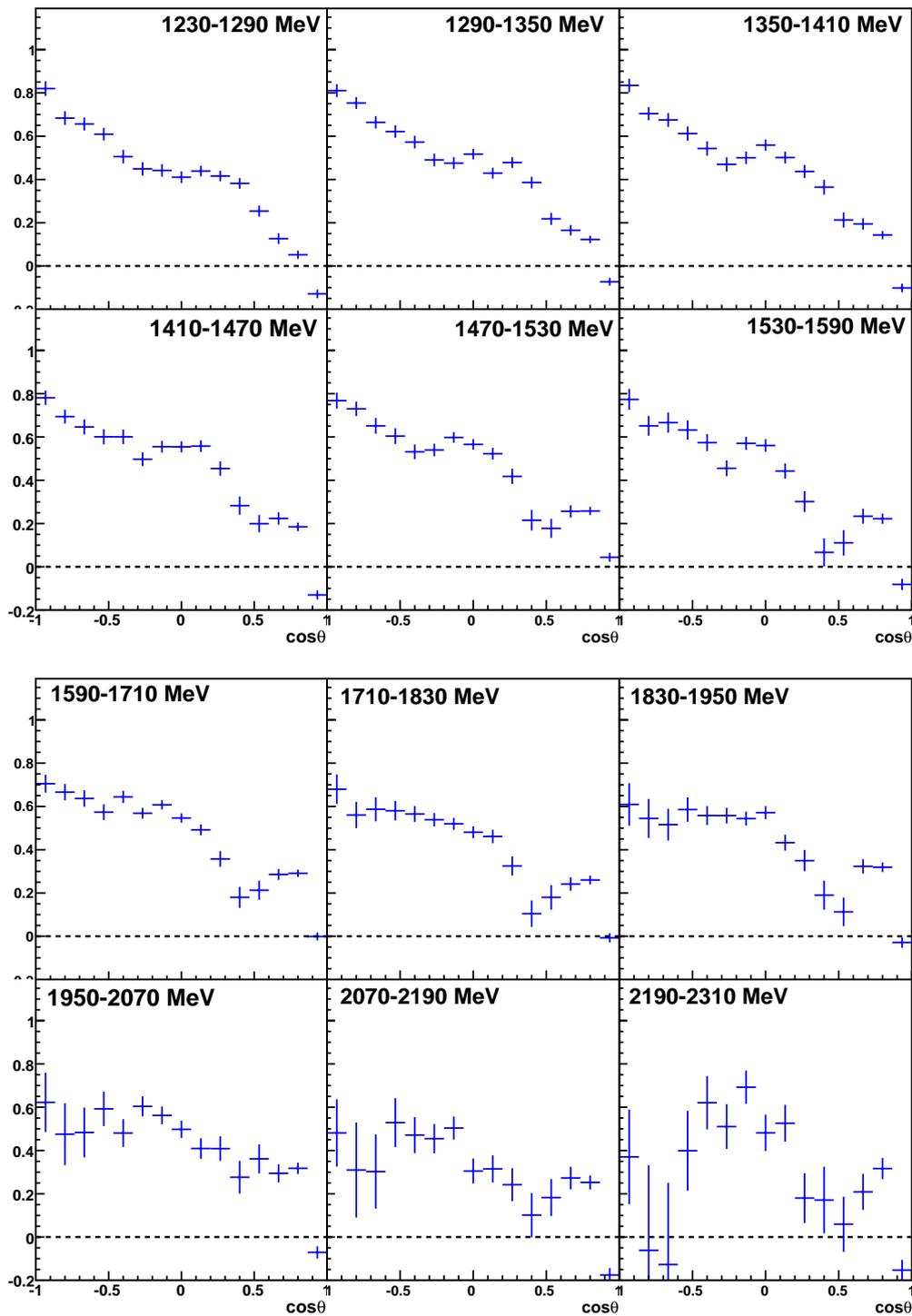


Abbildung I.45: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 1230 bis 2310 MeV.

I.2.5 Missing-Mass-Methode mit optimierten Schnitten

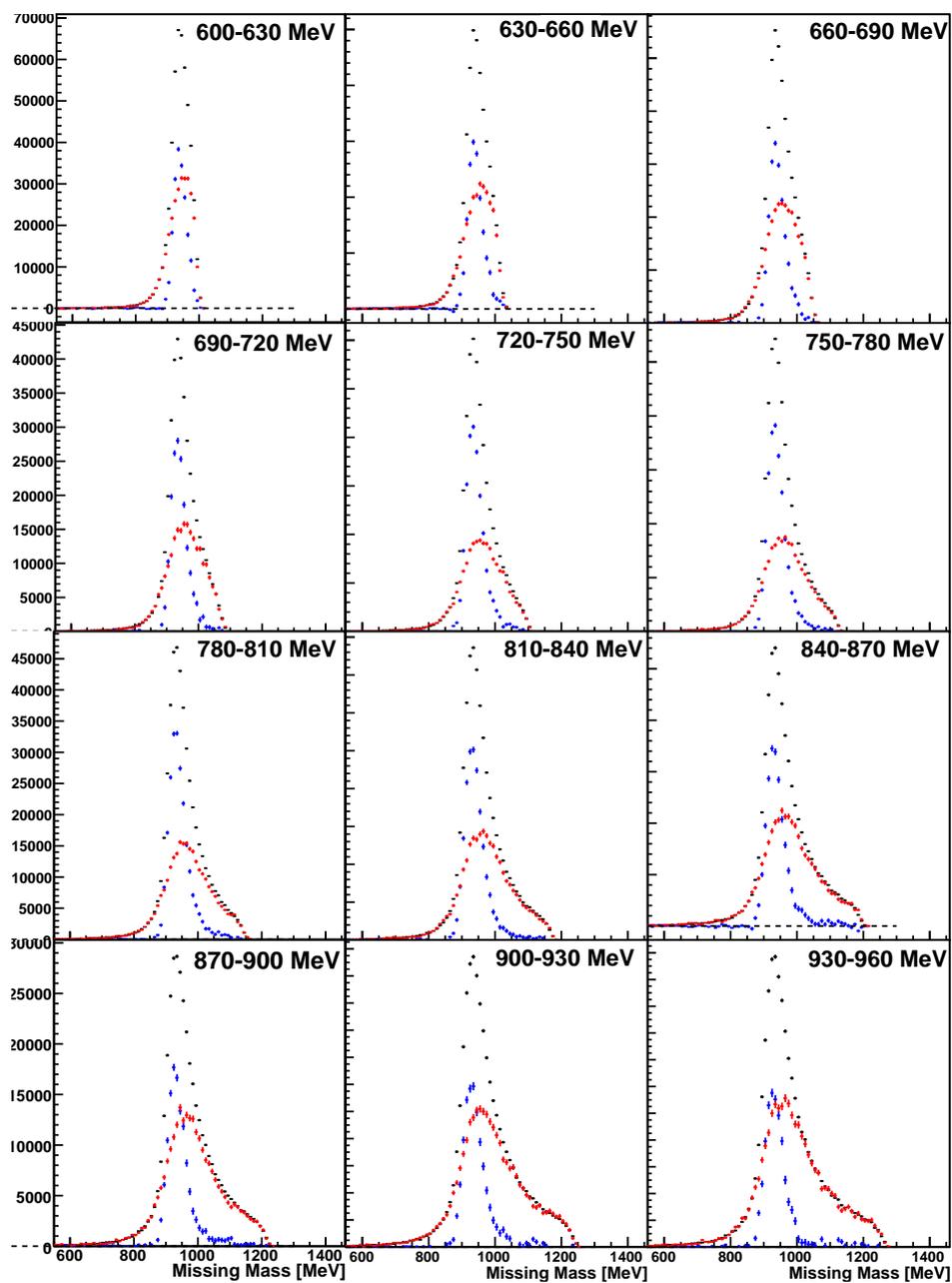


Abbildung I.46: Missing-Mass bei 600 bis 960 MeV.

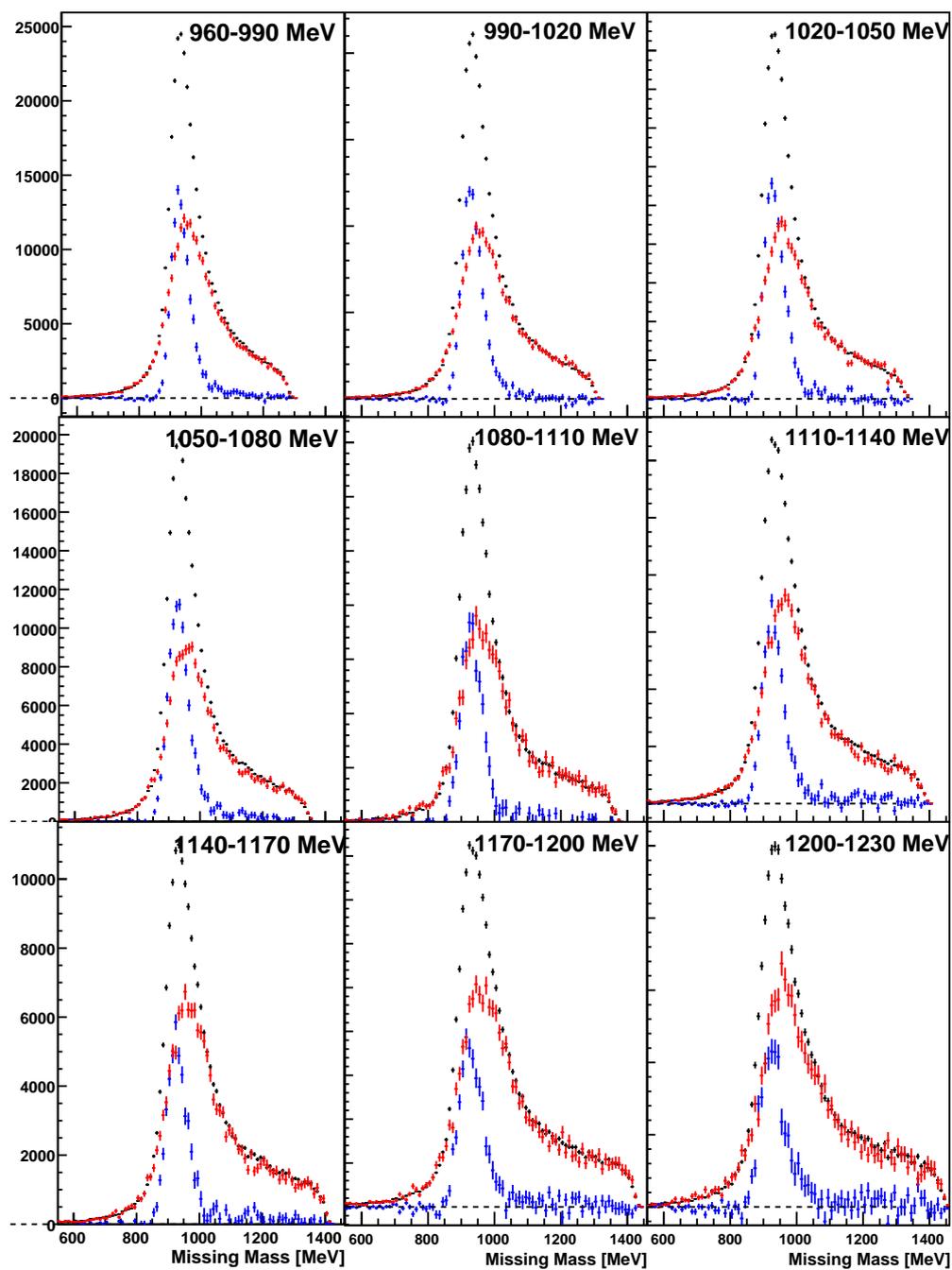


Abbildung I.47: Missing-Mass bei 960 bis 1230 MeV.

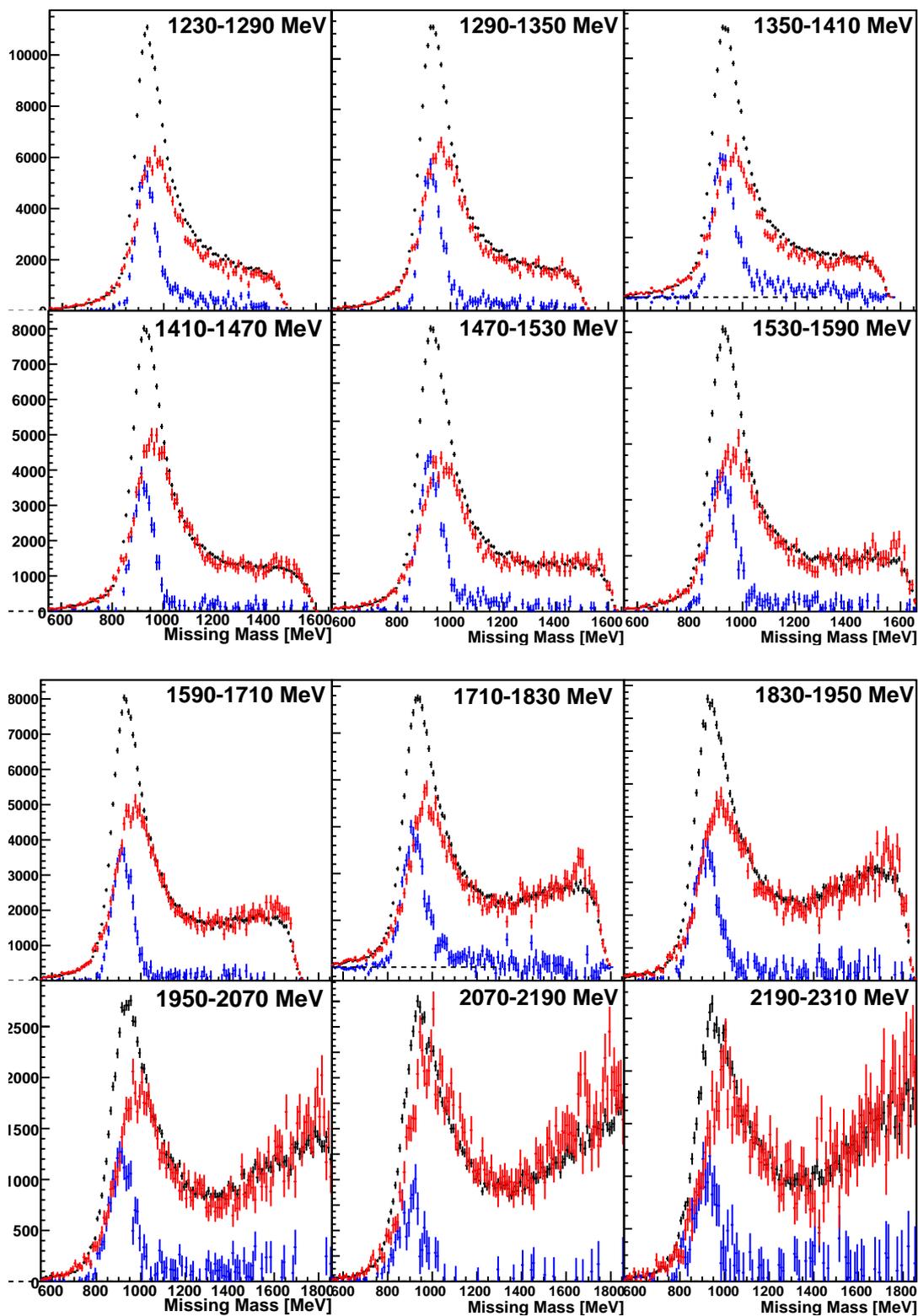


Abbildung I.48: Missing-Mass bei 1230 bis 2310 MeV.

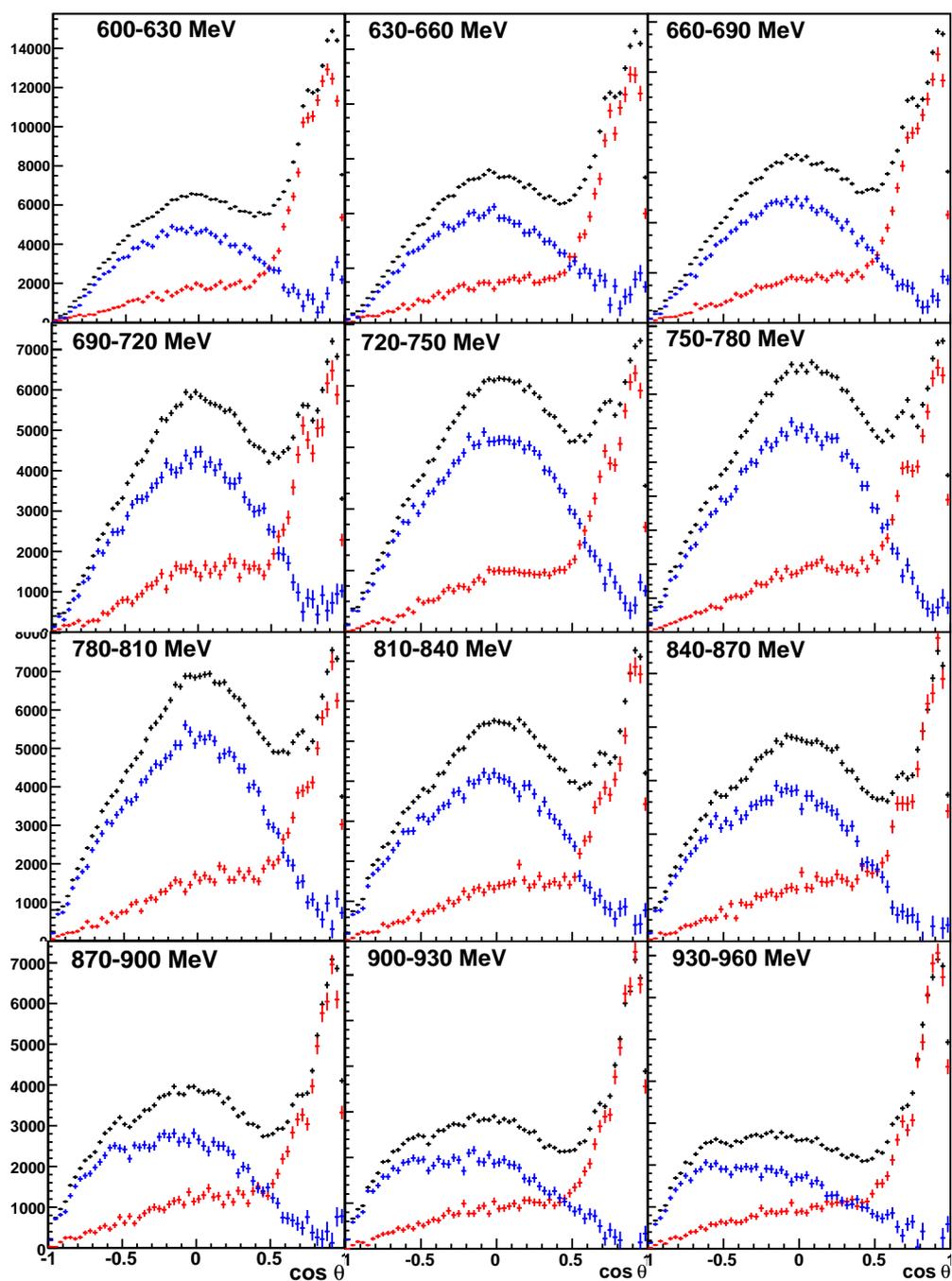


Abbildung I.49: $\cos \theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

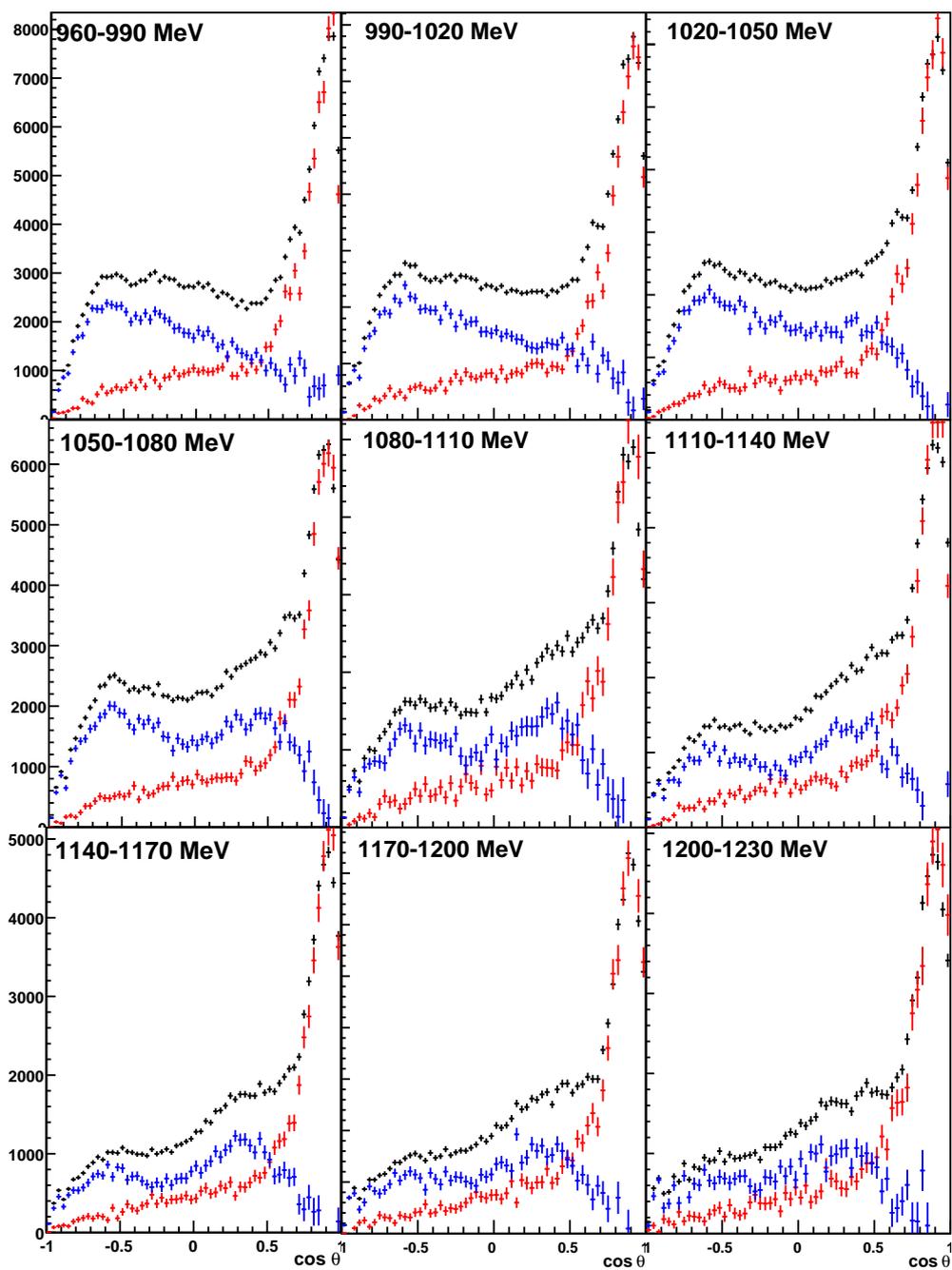


Abbildung I.50: $\cos \theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

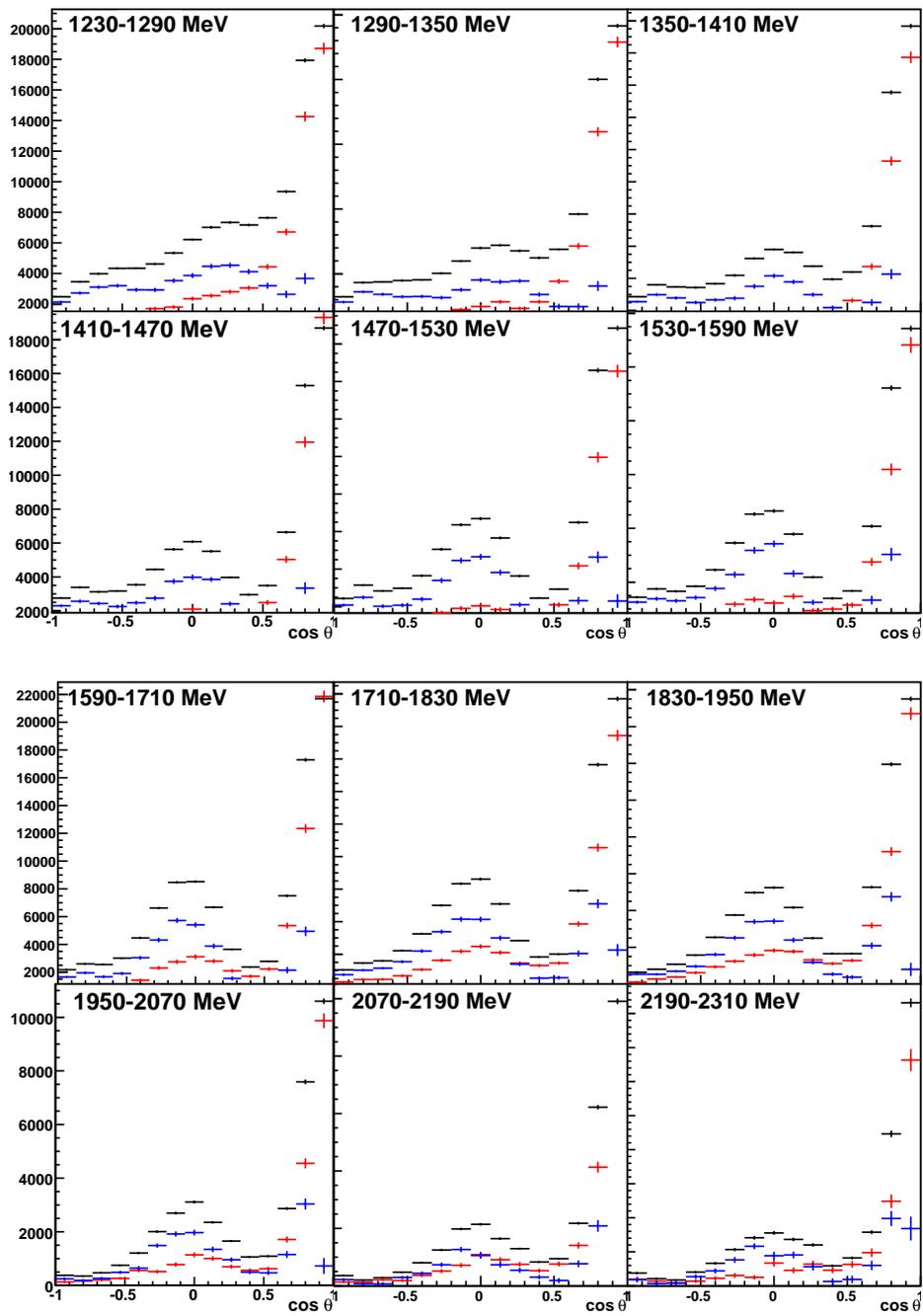


Abbildung I.51: $\cos \theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

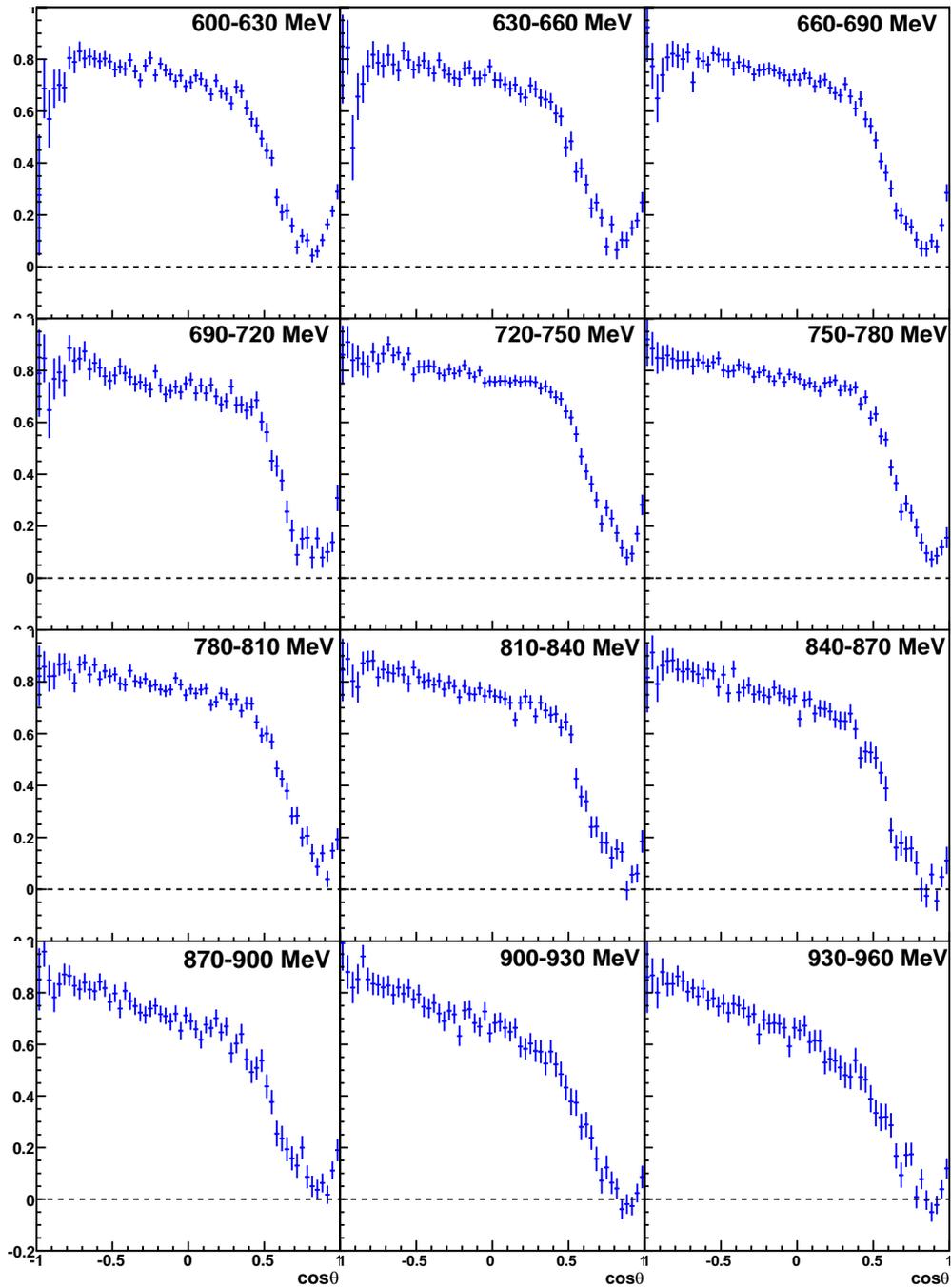


Abbildung I.52: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 600 bis 960 MeV.

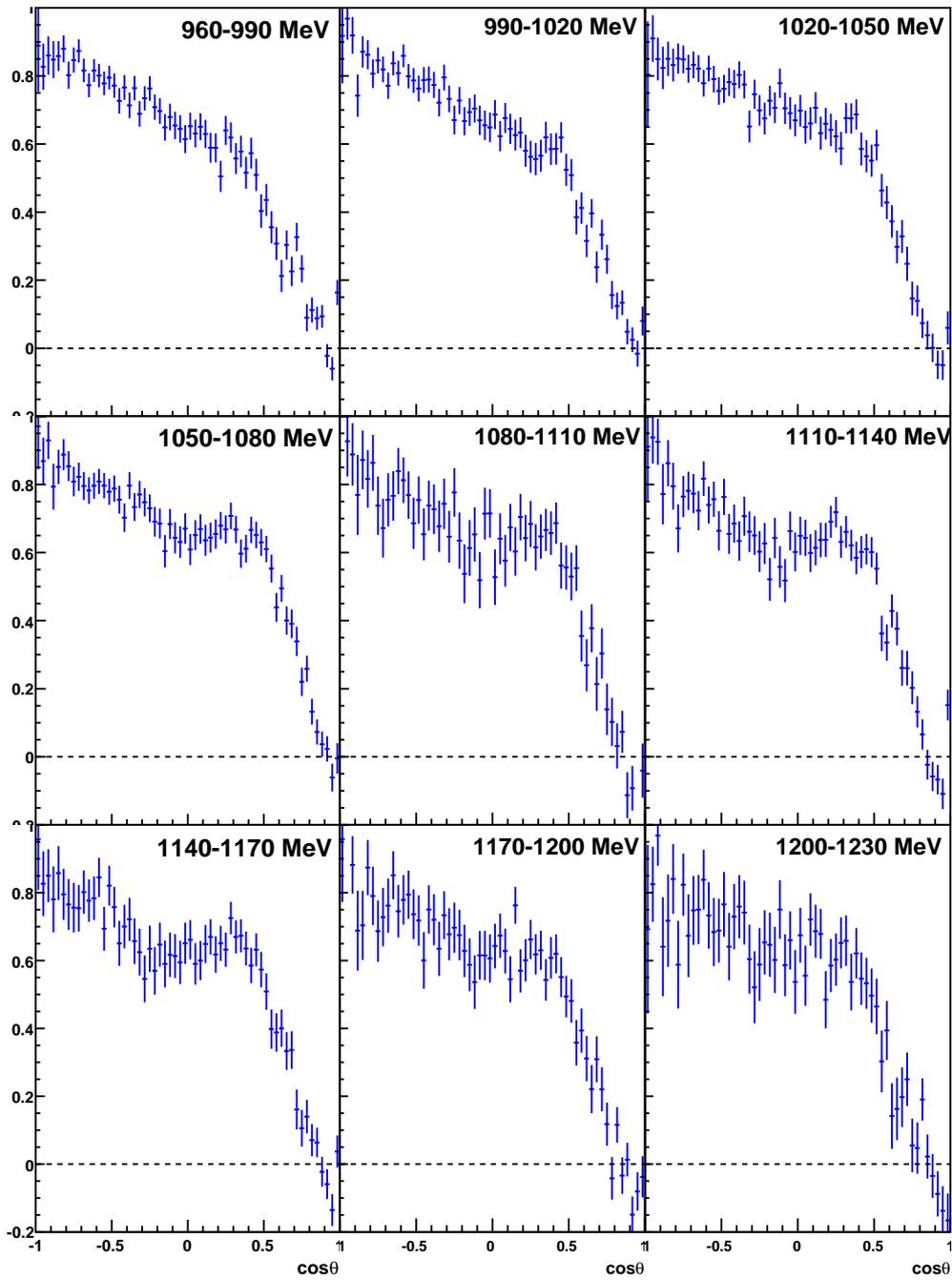


Abbildung I.53: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 960 bis 1230 MeV.

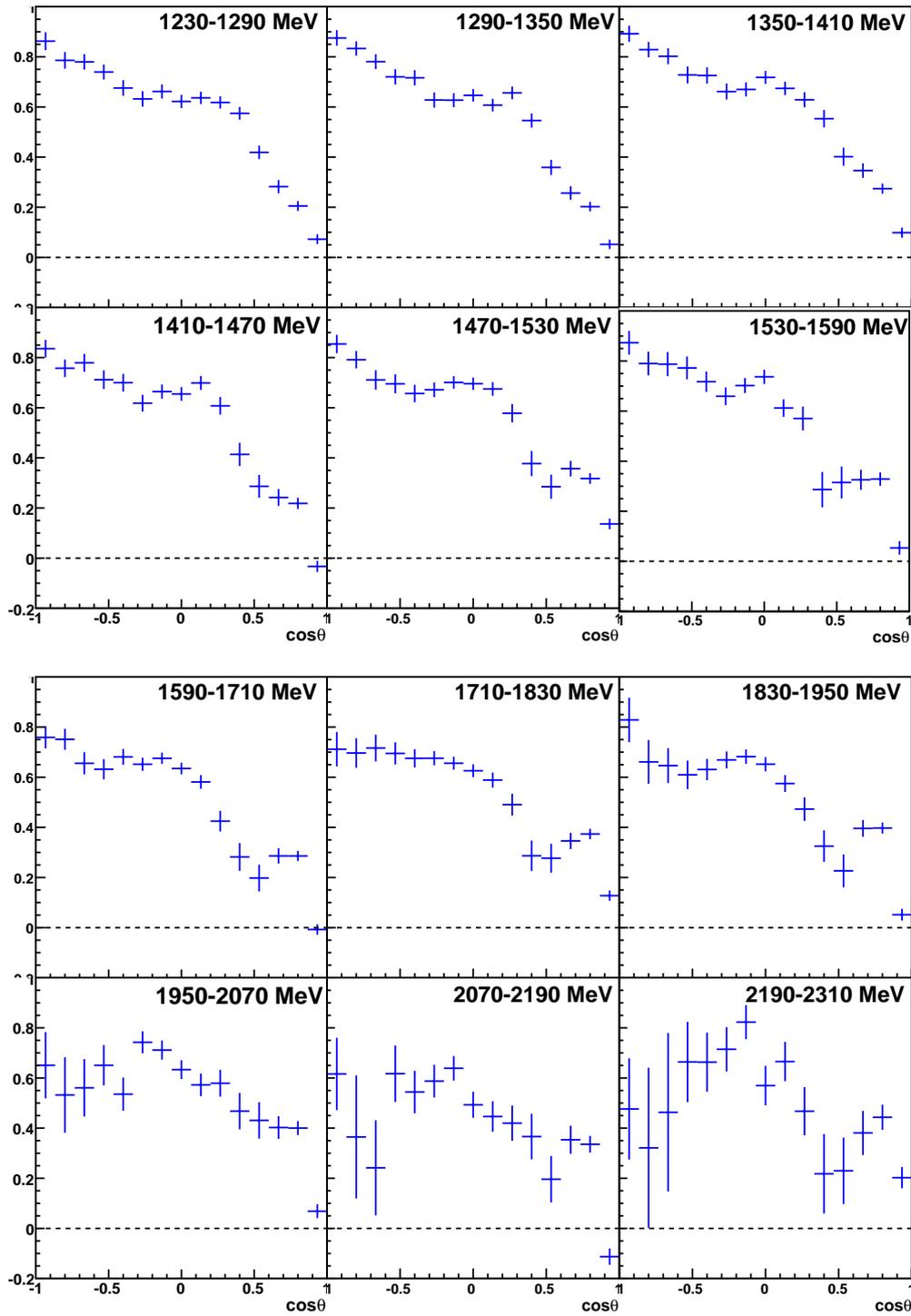


Abbildung I.54: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 1230 bis 2310 MeV.

I.2.6 Koplanaritätsmethode mit optimierten Schnitten

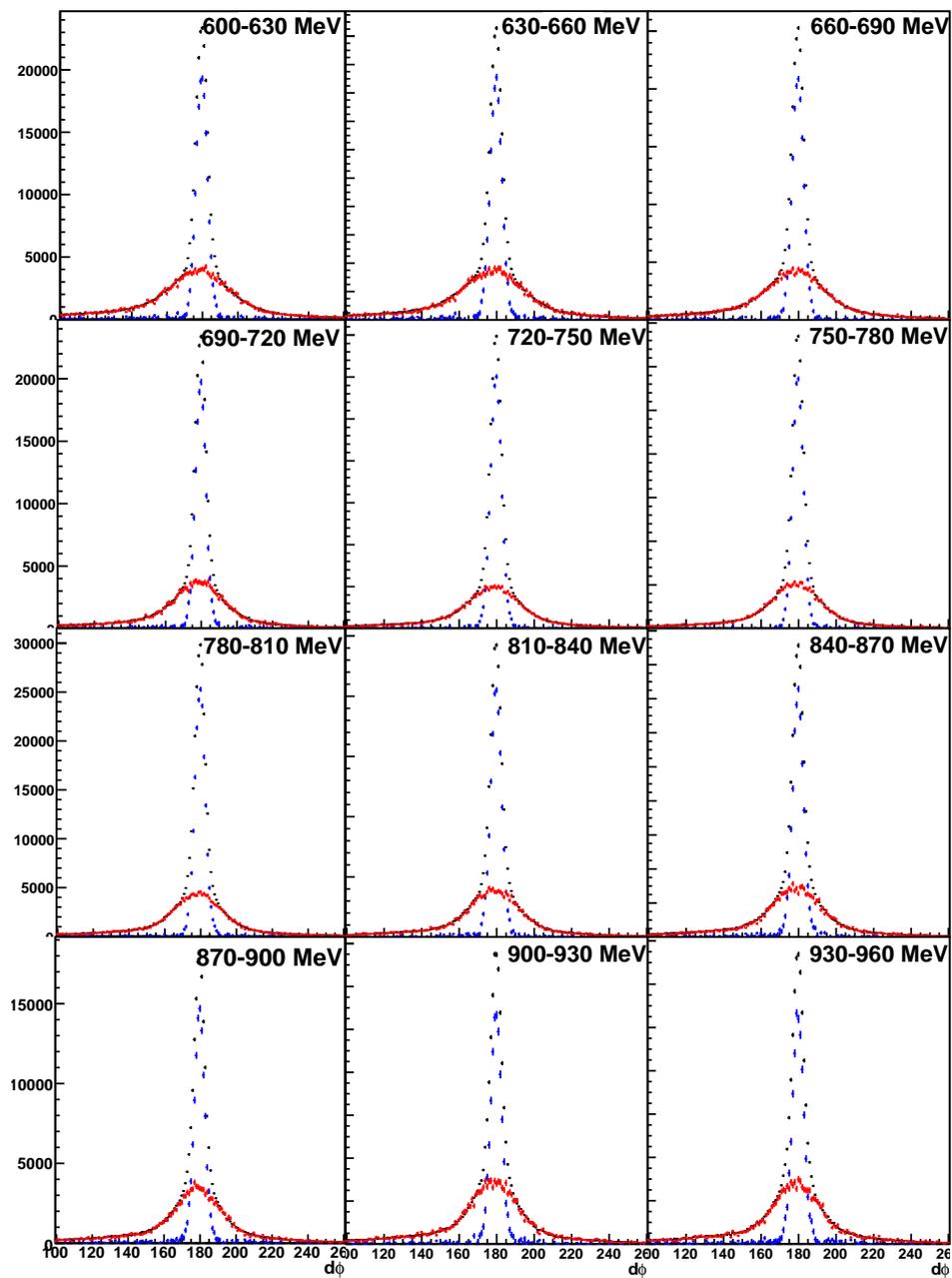


Abbildung I.55: Koplanarität bei 600 bis 960 MeV.

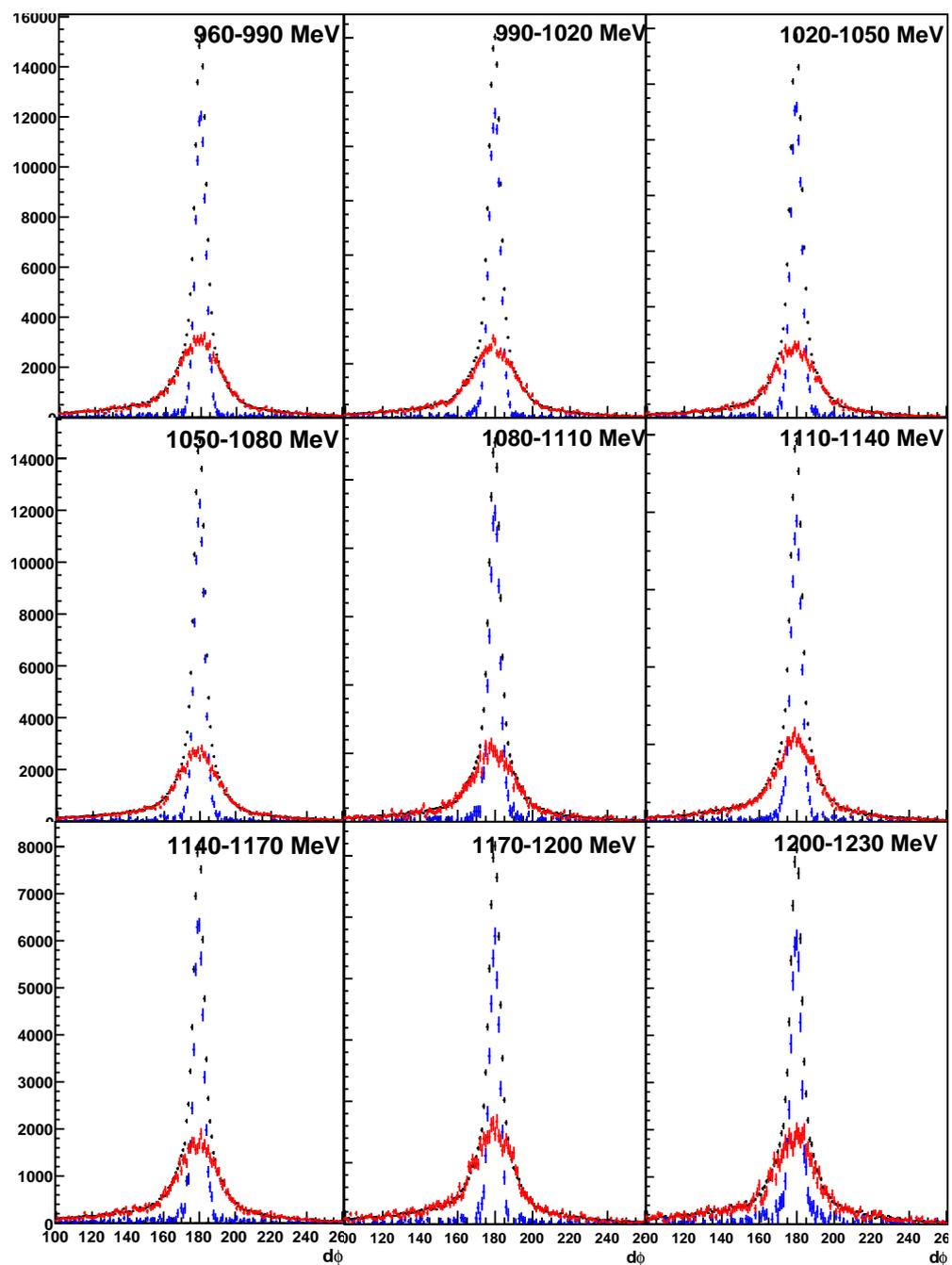


Abbildung I.56: Koplanarität bei 960 bis 1230 MeV.

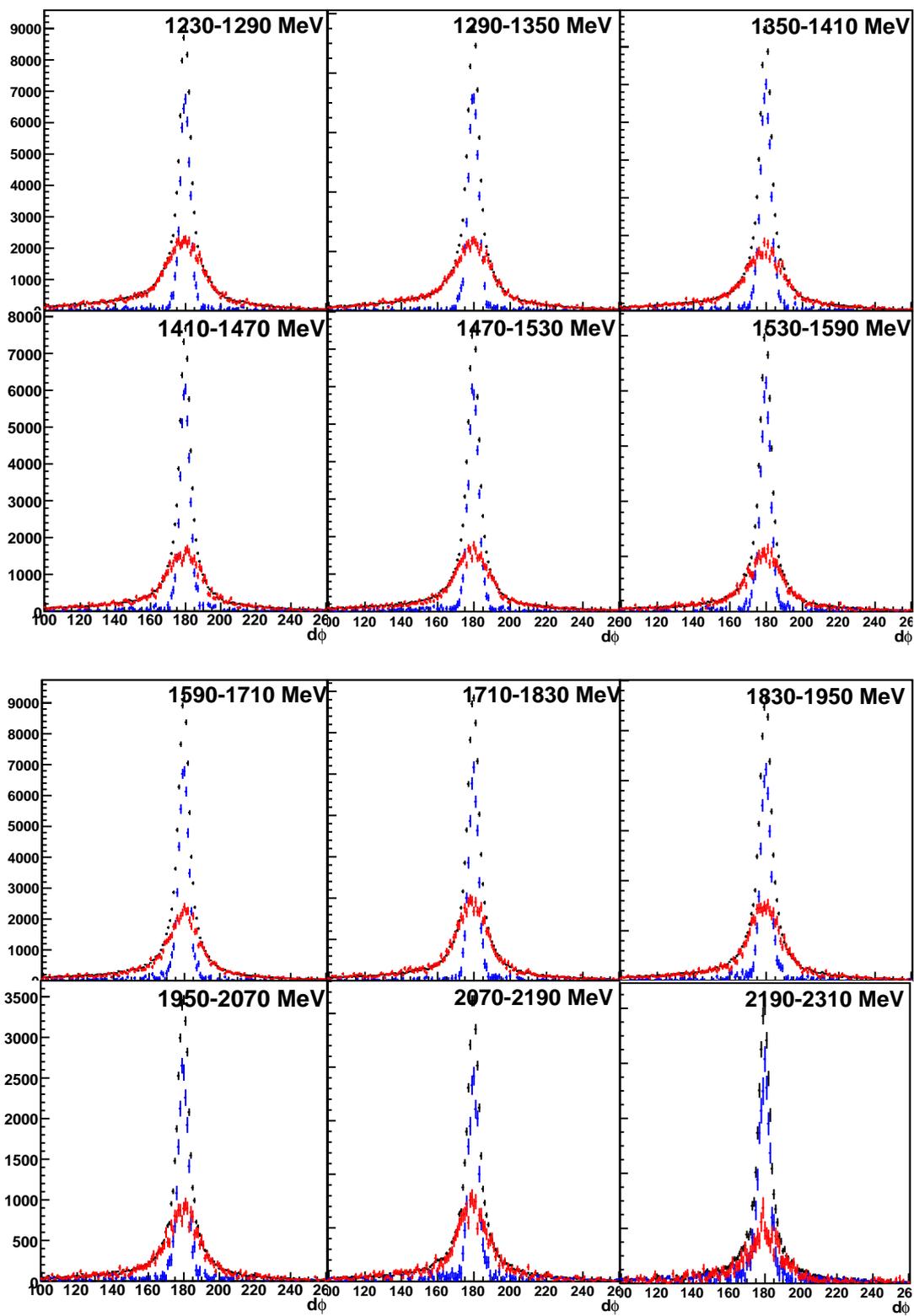


Abbildung I.57: Koplanarität bei 1230 bis 2310 MeV.

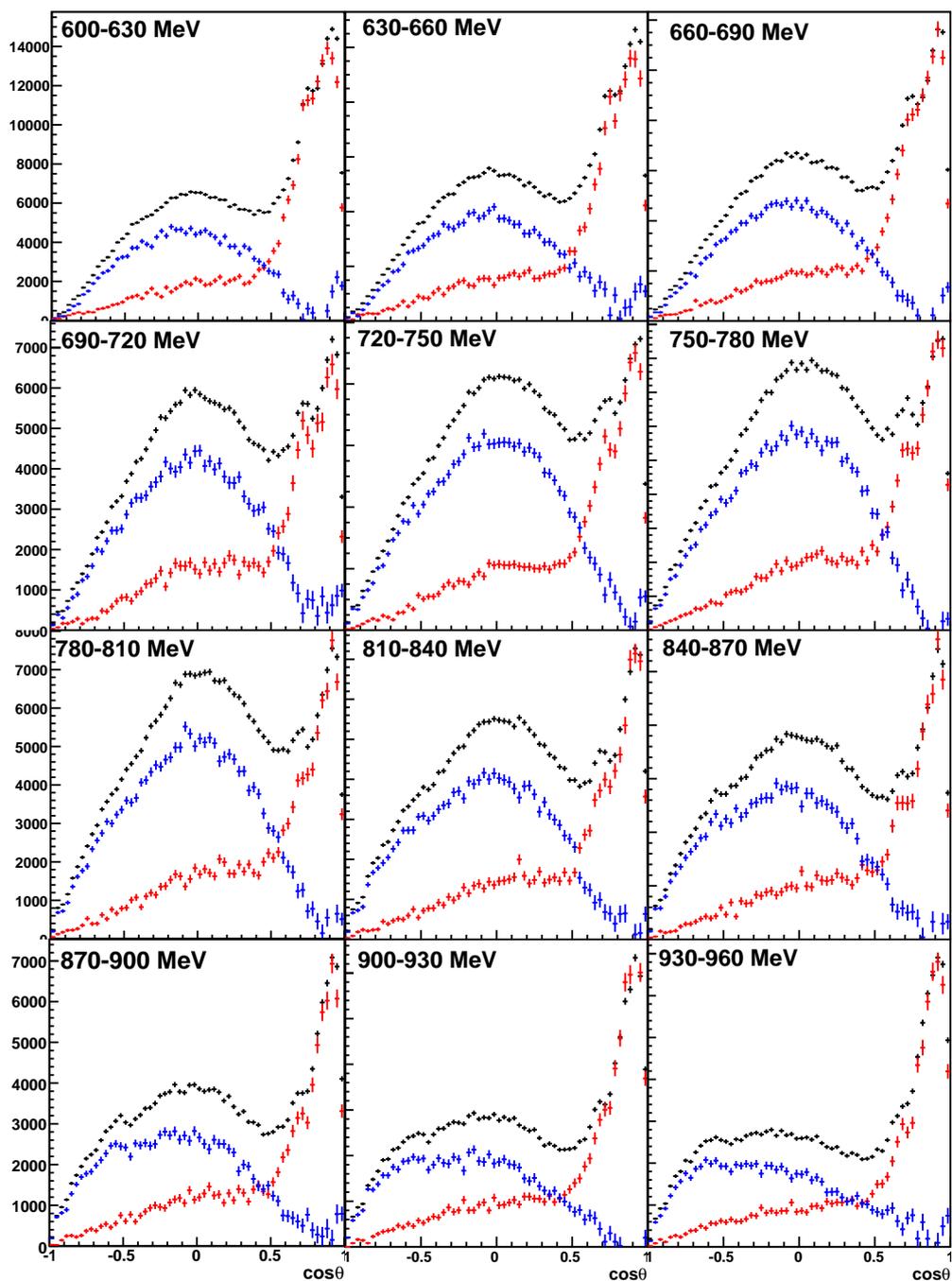


Abbildung I.58: $\cos\theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

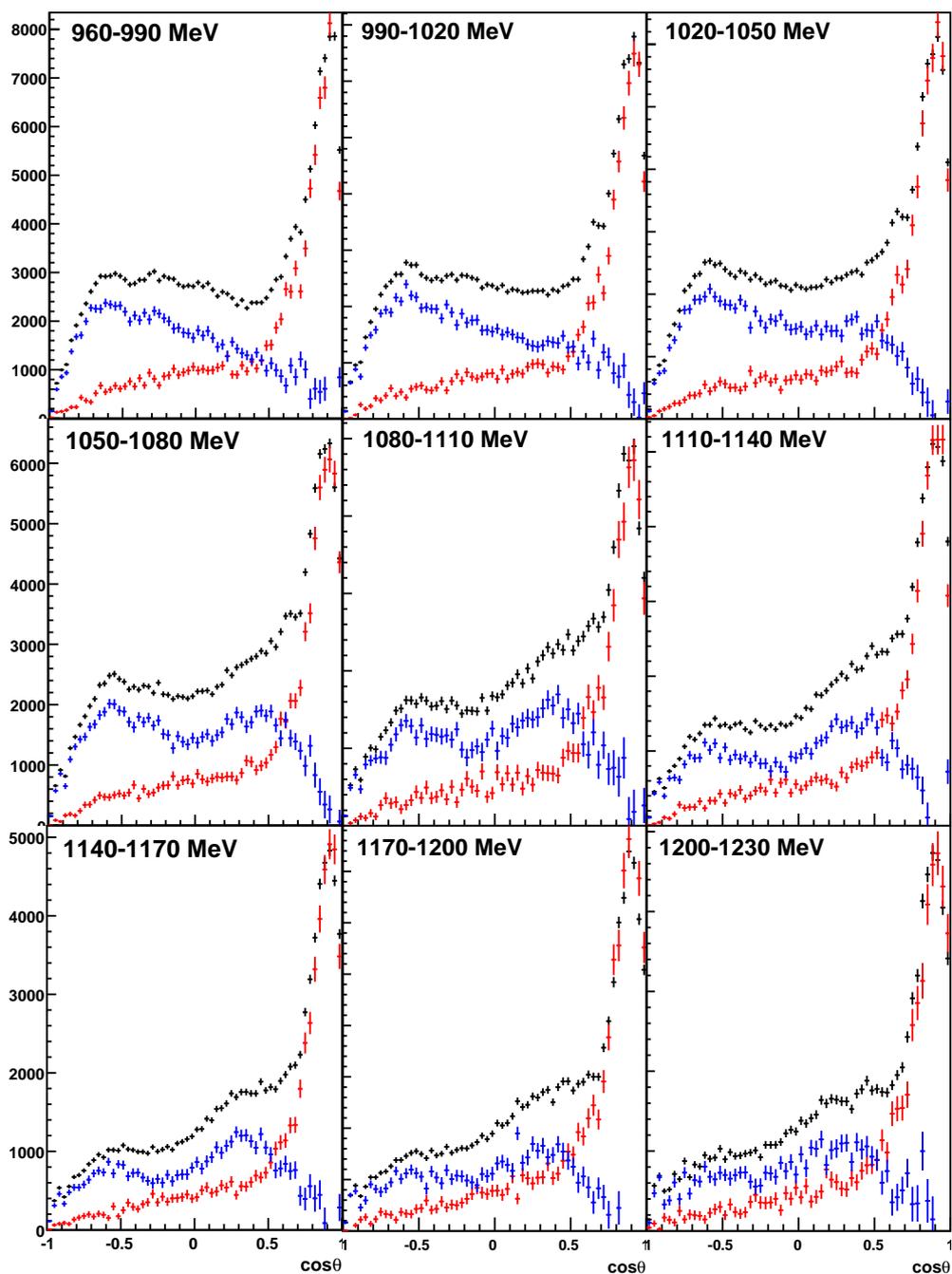


Abbildung I.59: $\cos\theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

I. Dilution-Faktor

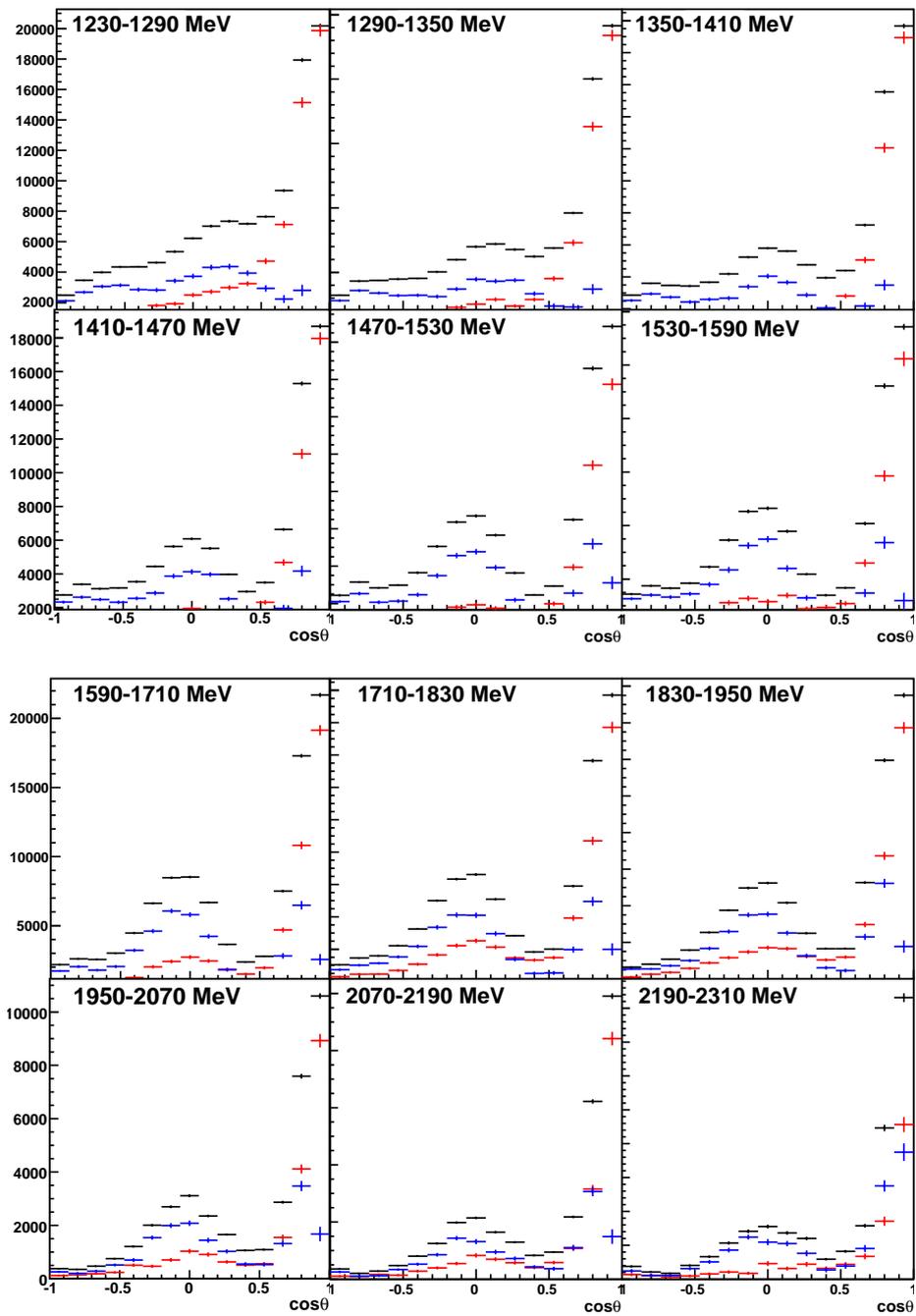


Abbildung I.60: $\cos\theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

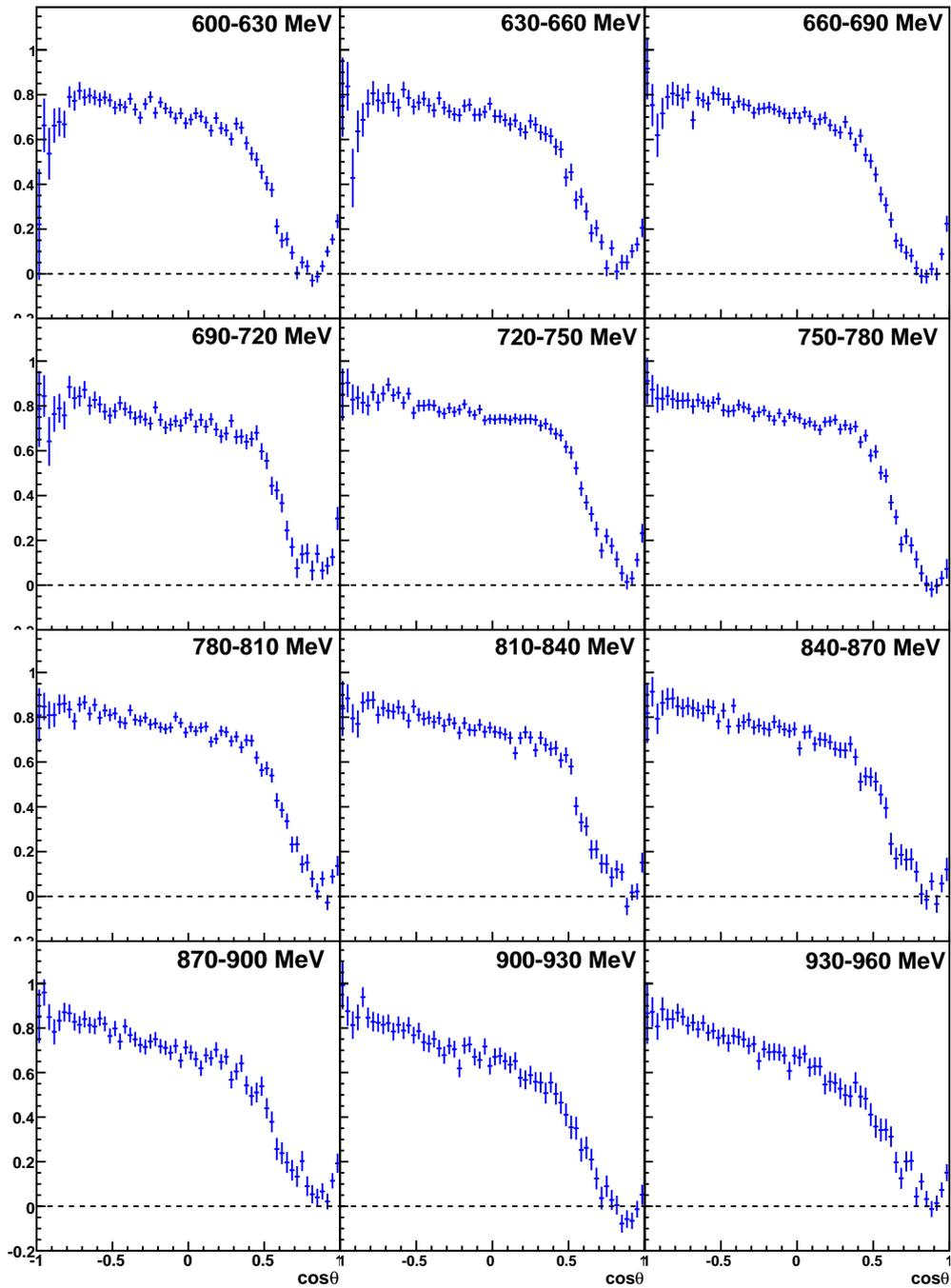


Abbildung I.61: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 600 bis 960 MeV.

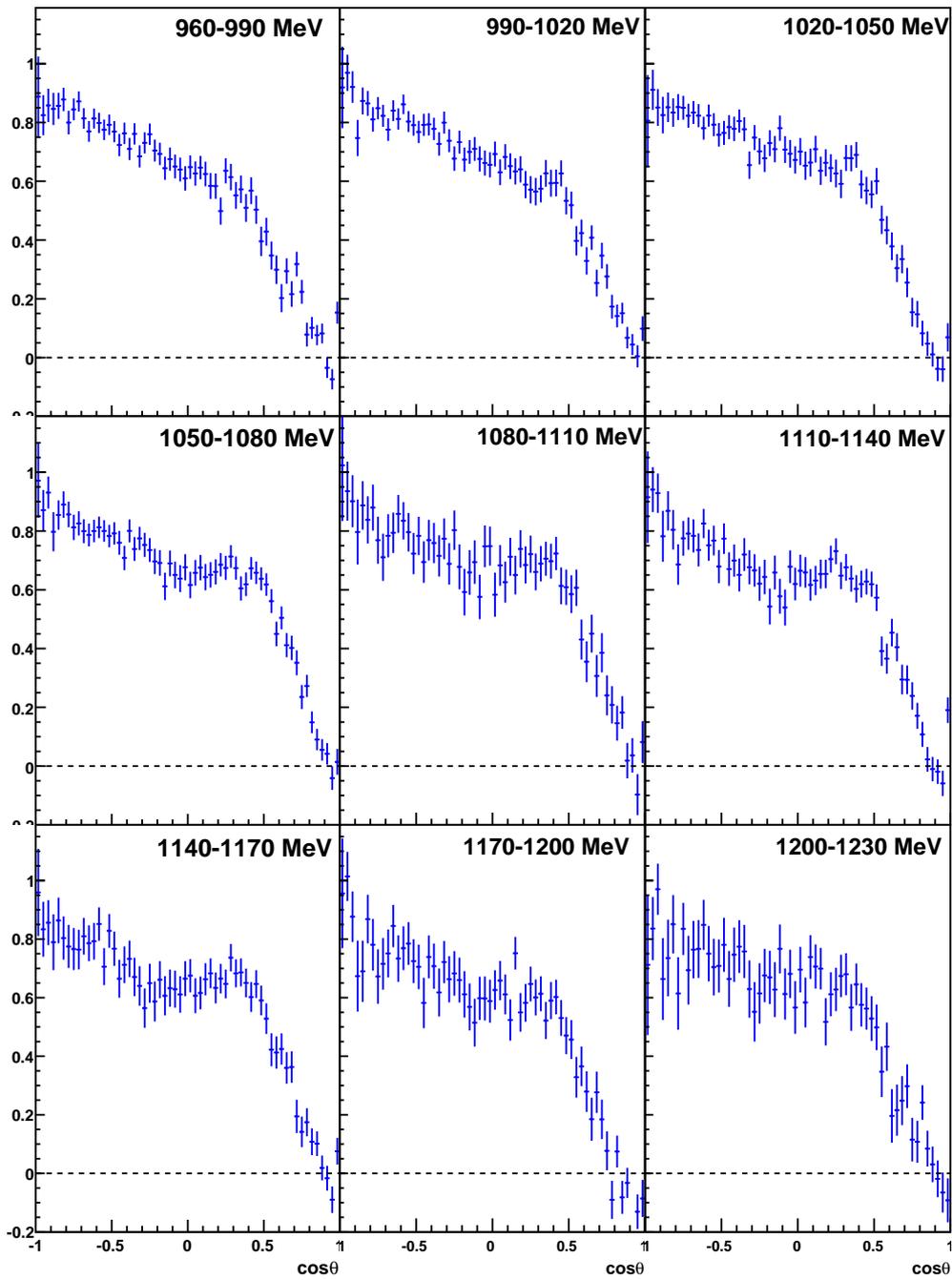


Abbildung I.62: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 960 bis 1230 MeV.

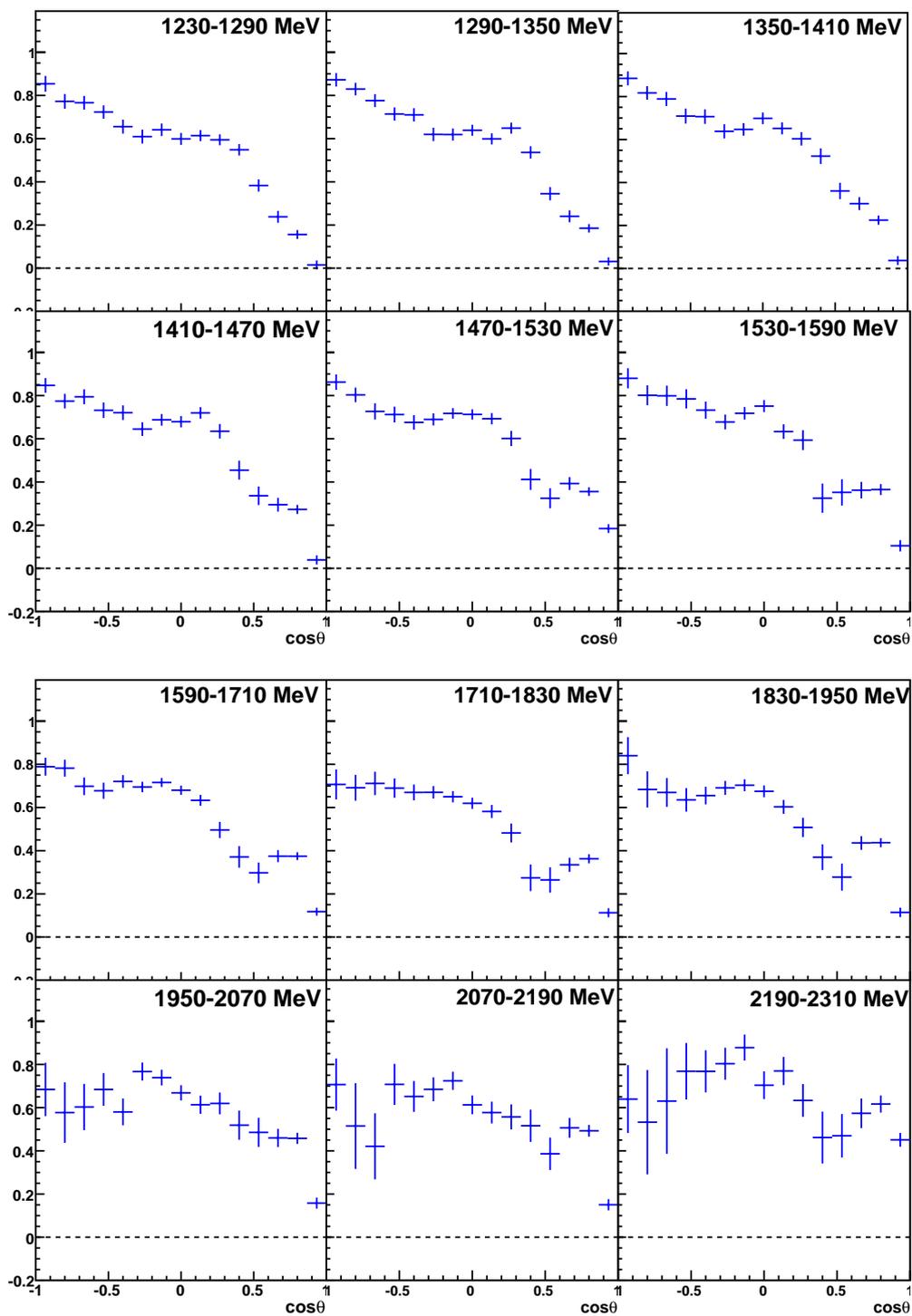


Abbildung I.63: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 1230 bis 2310 MeV.

I.2.7 Missing-Mass-Methode für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer

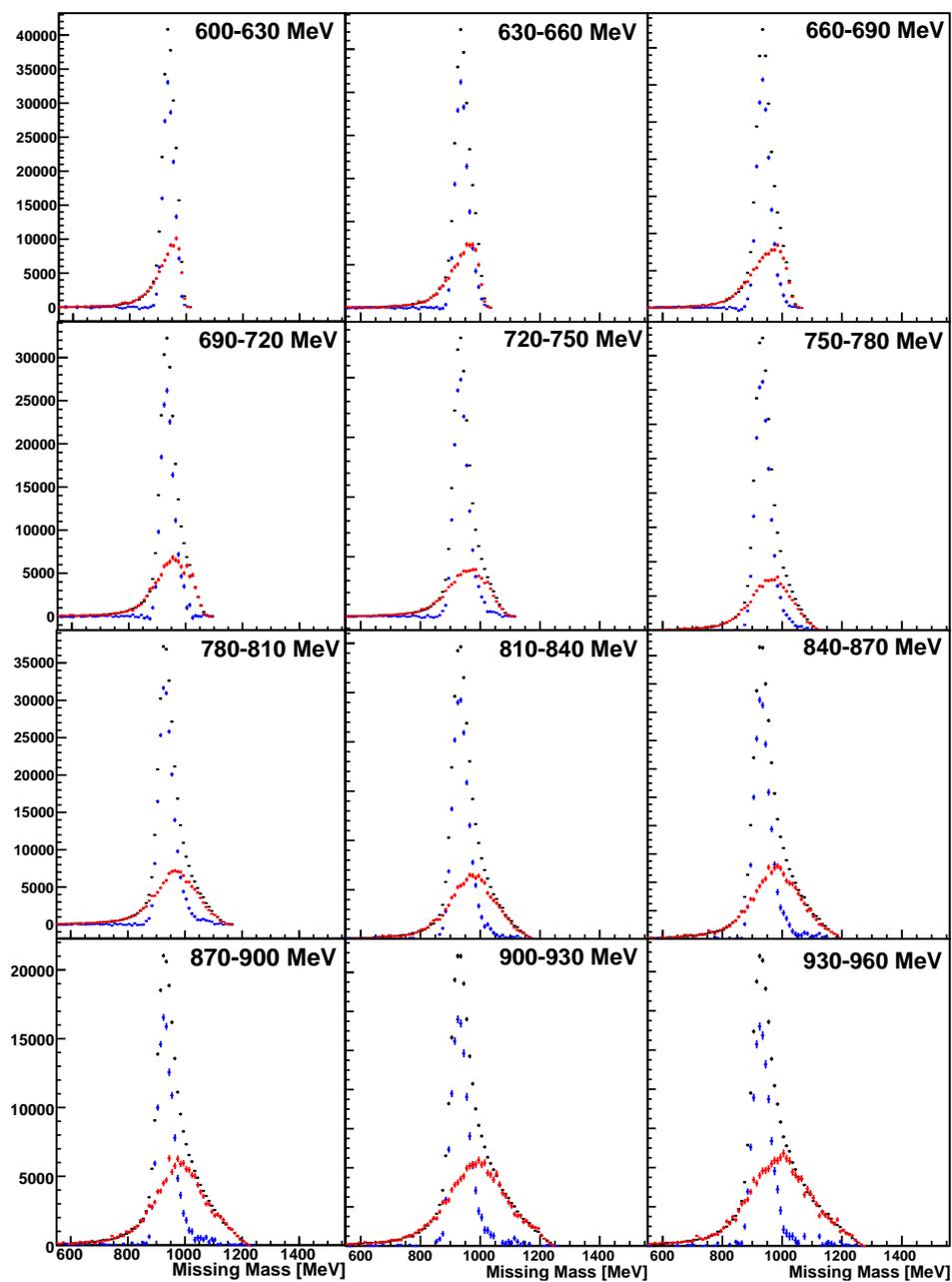


Abbildung I.64: Missing-Mass bei 600 bis 960 MeV.

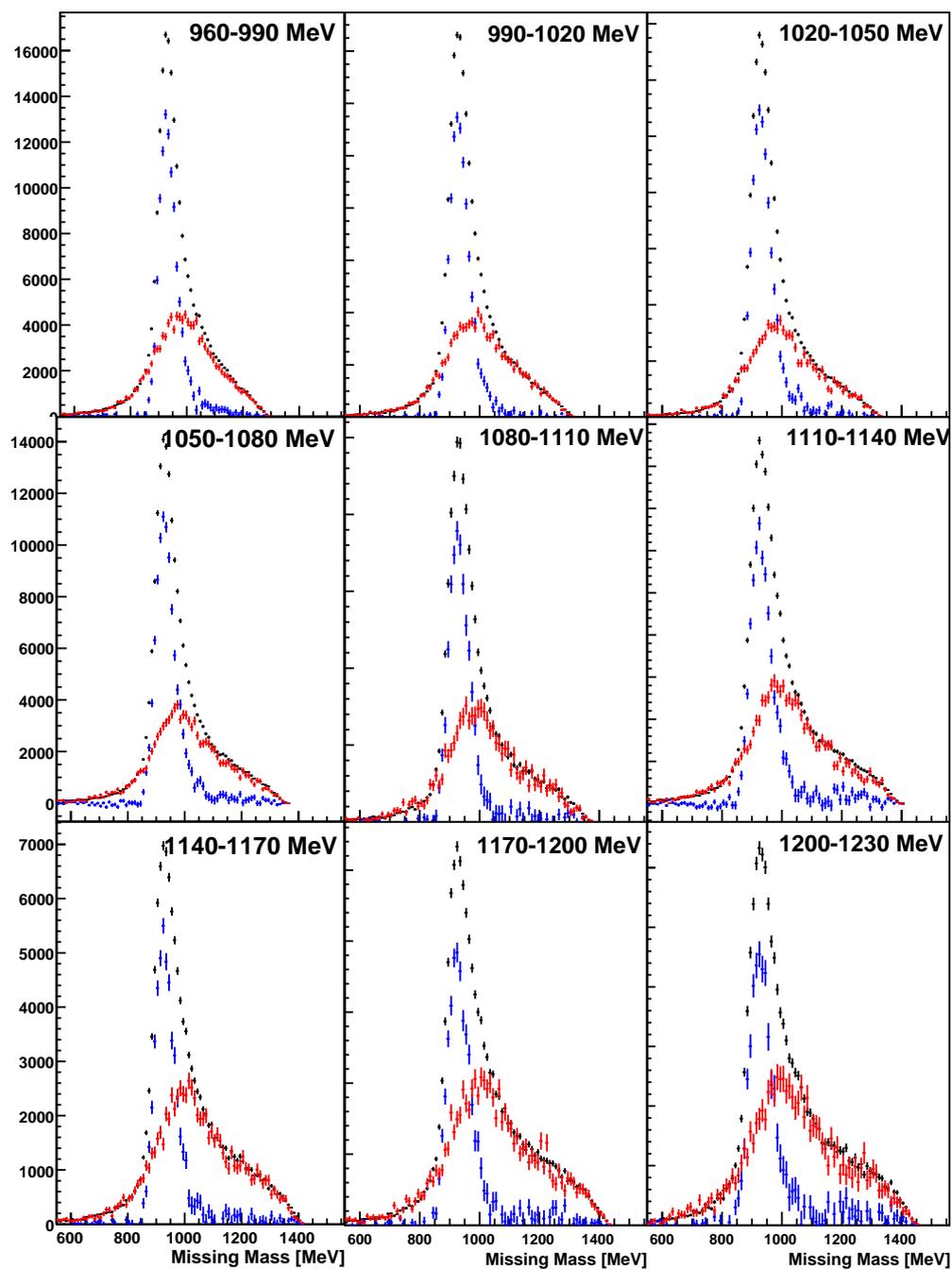


Abbildung I.65: Missing-Mass bei 960 bis 1230 MeV.

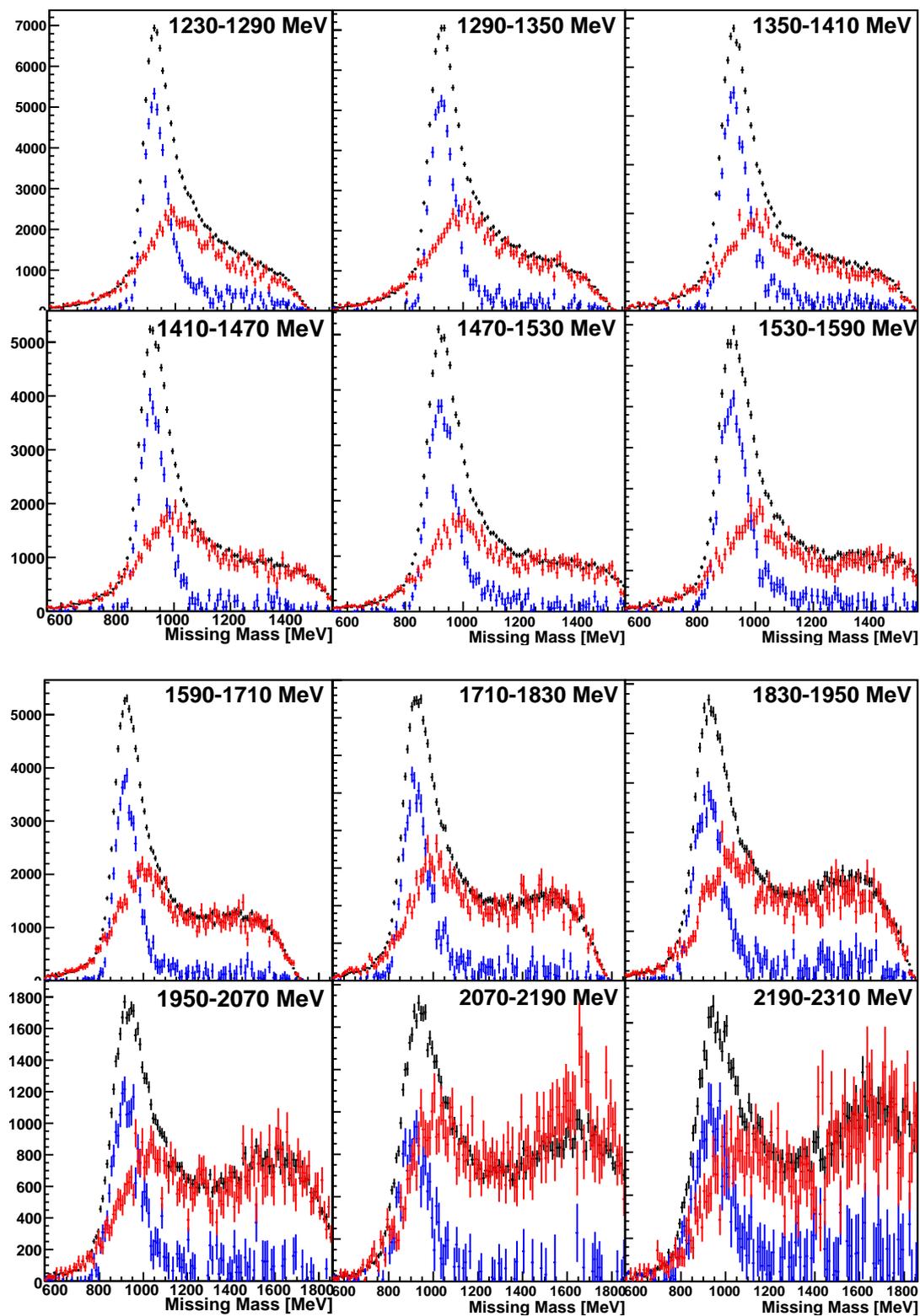


Abbildung I.66: Missing-Mass bei 1230 bis 2310 MeV.

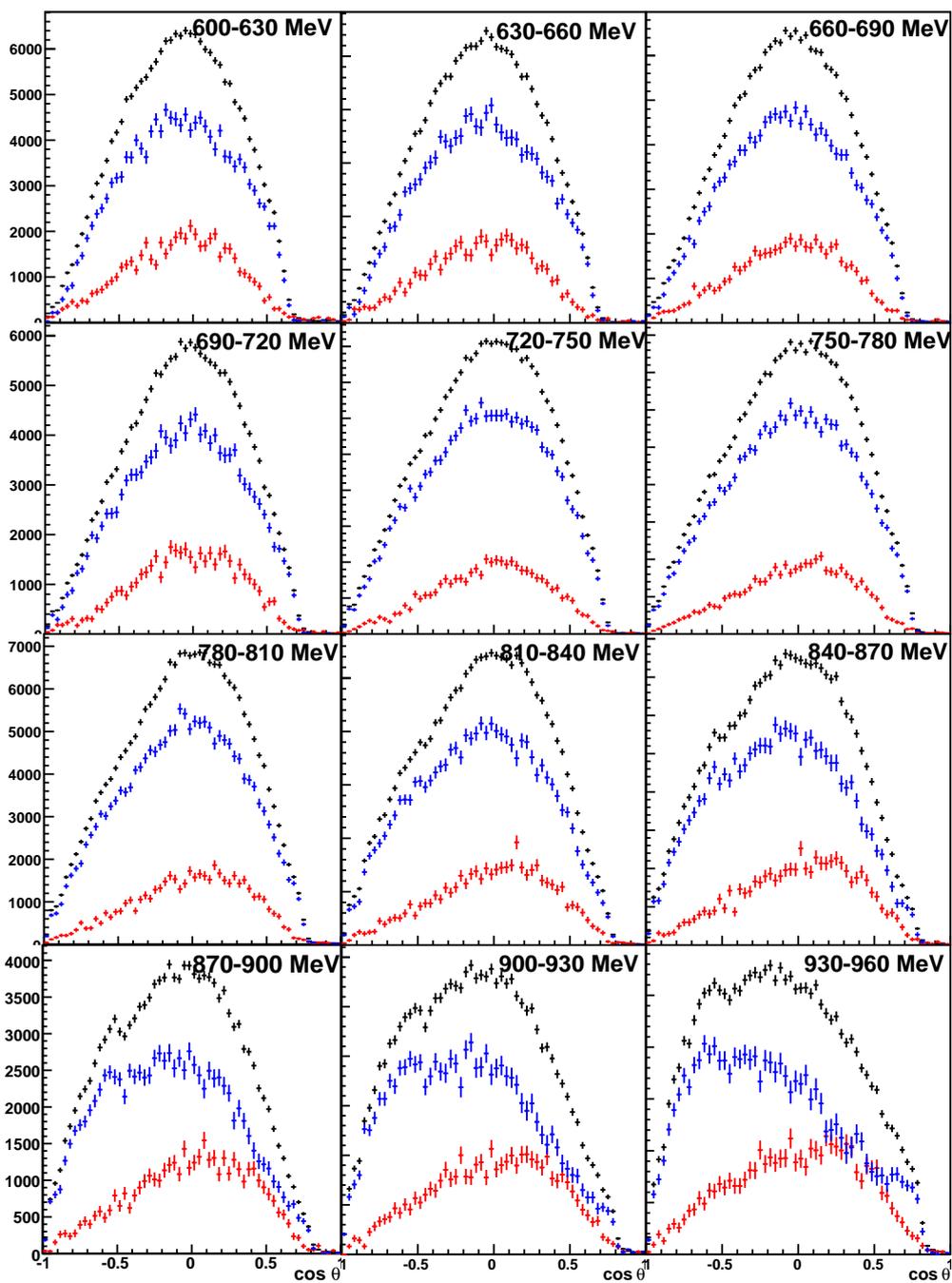


Abbildung I.67: $\cos \theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

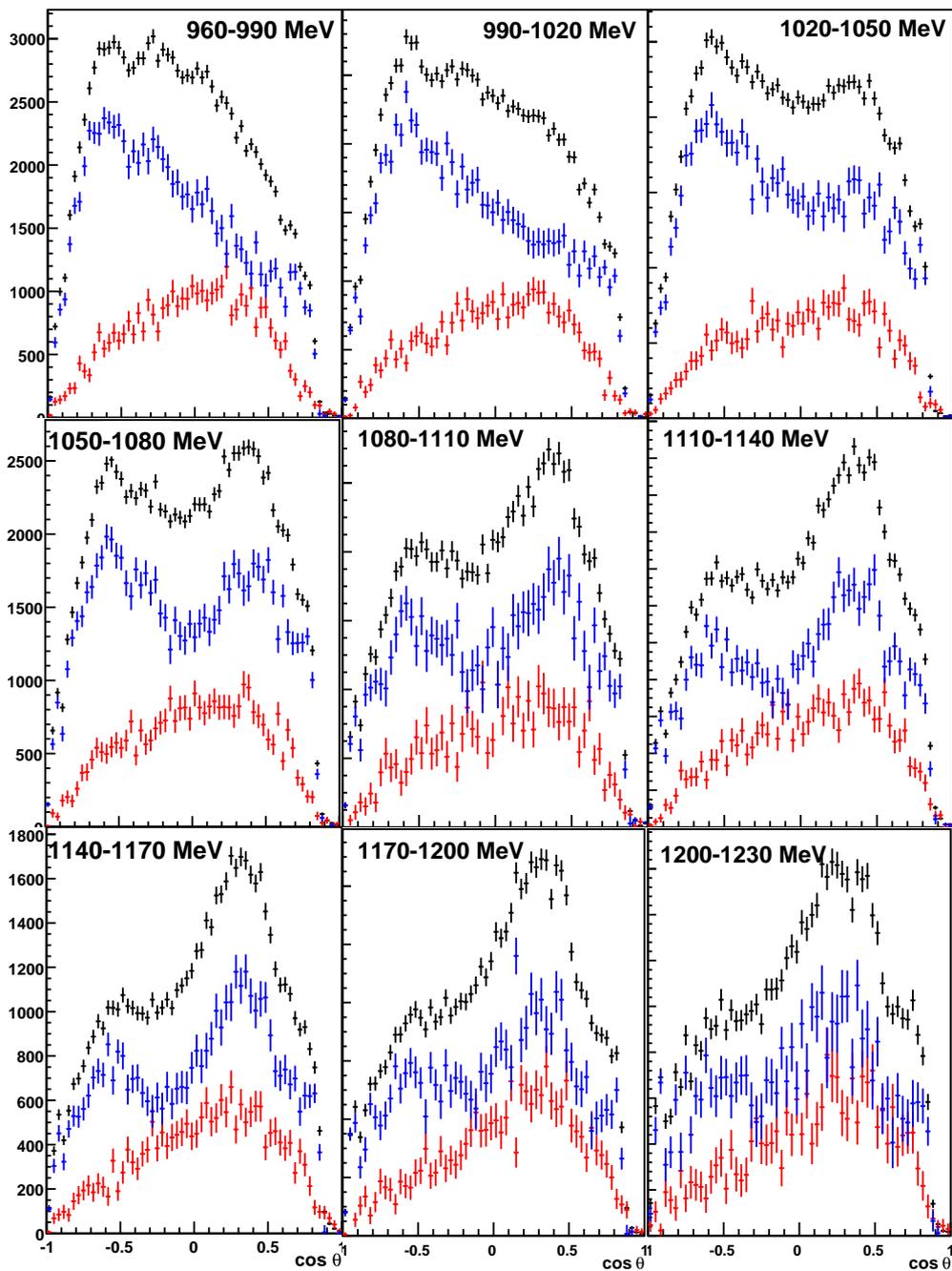


Abbildung I.68: $\cos \theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

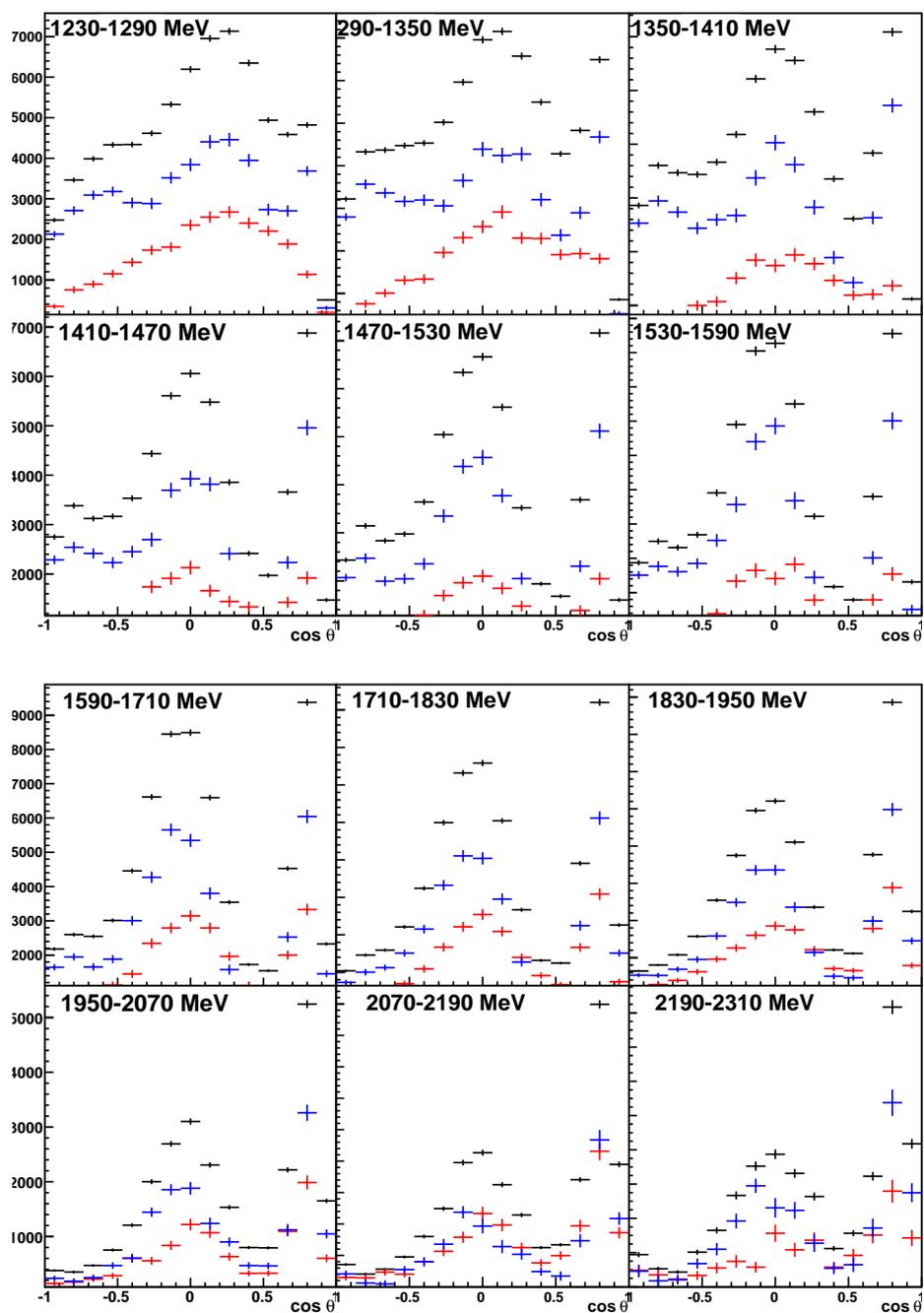


Abbildung I.69: $\cos \theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

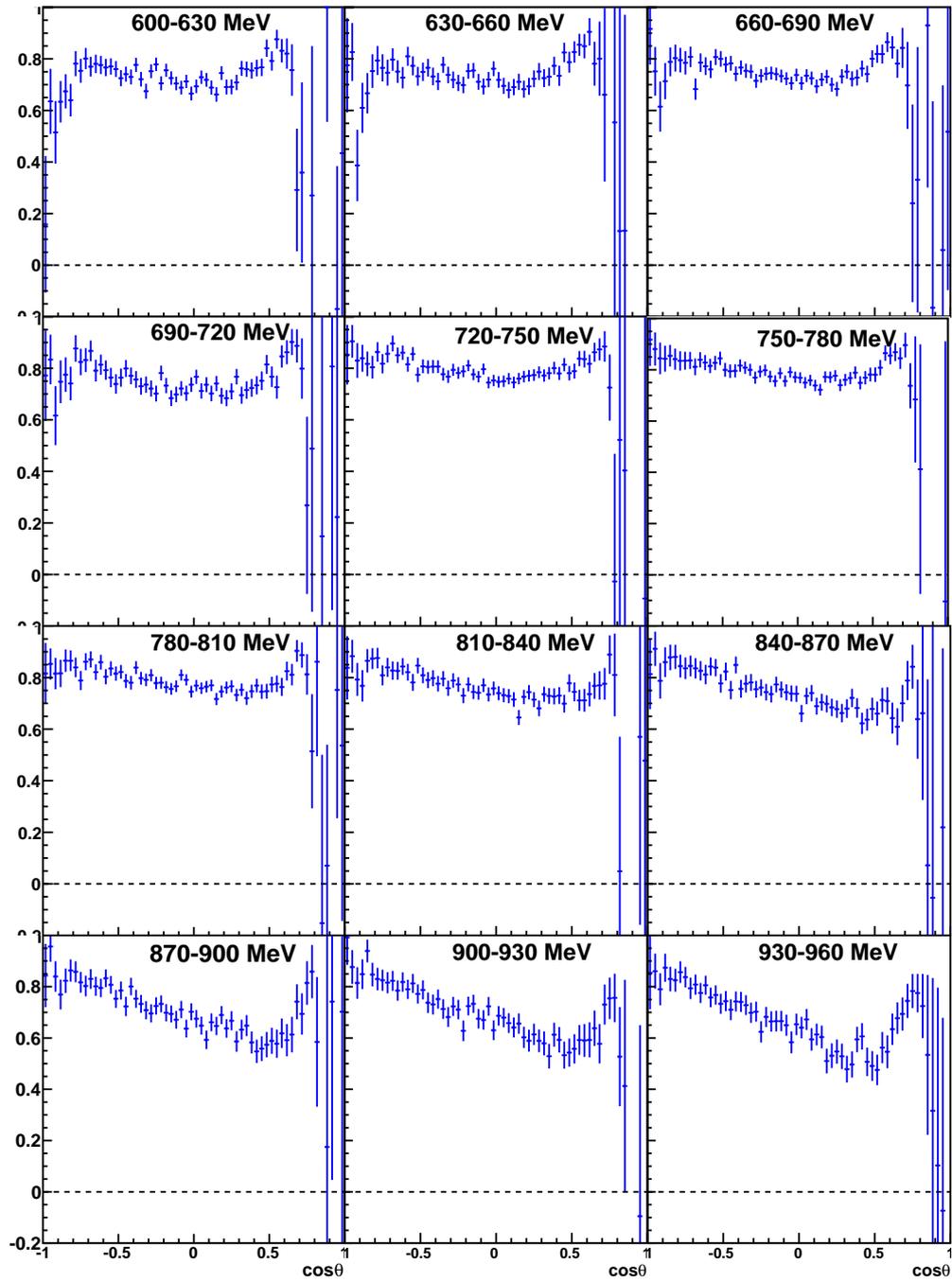


Abbildung I.70: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 600 bis 960 MeV.

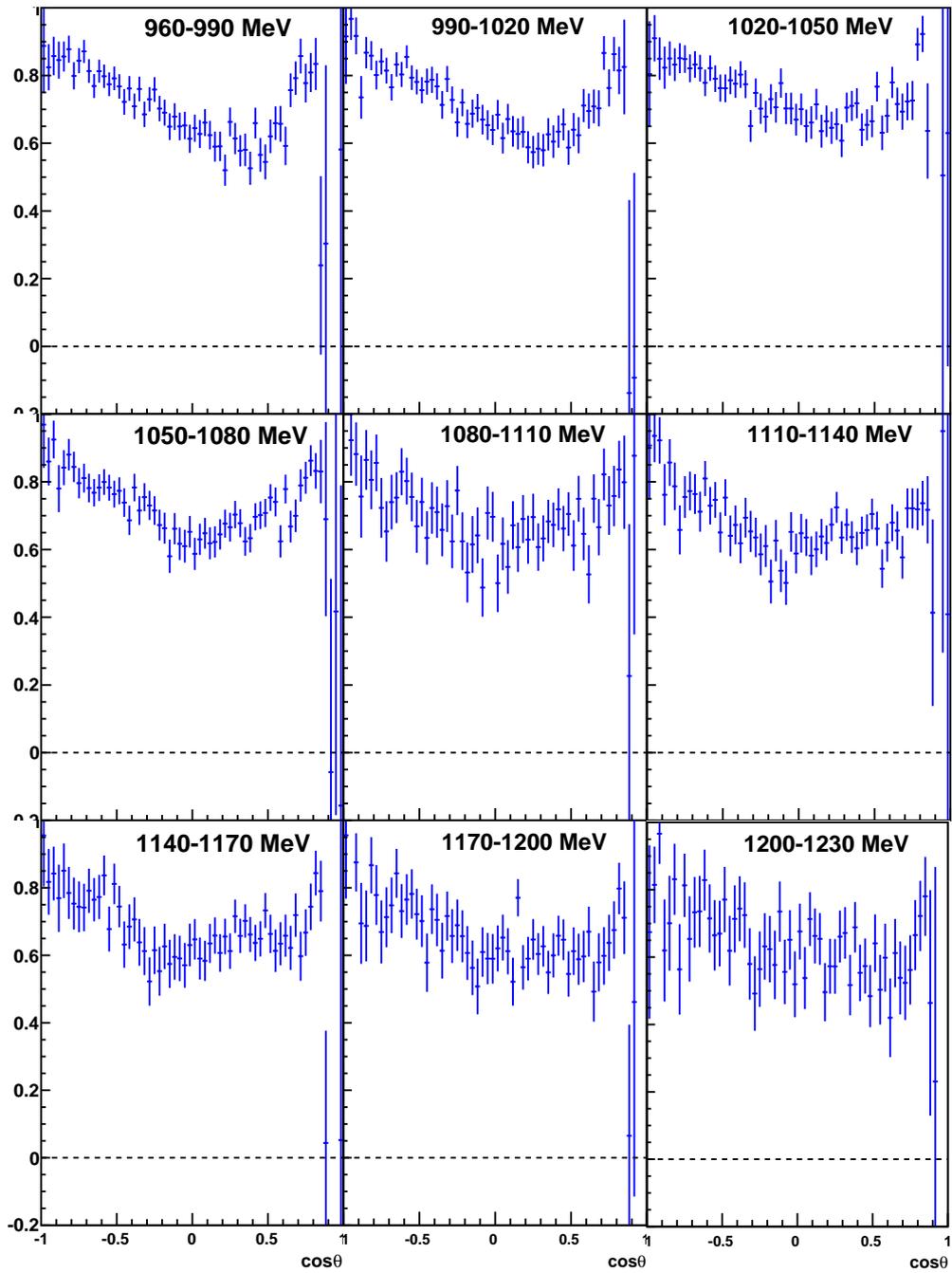


Abbildung I.71: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 960 bis 1230 MeV.

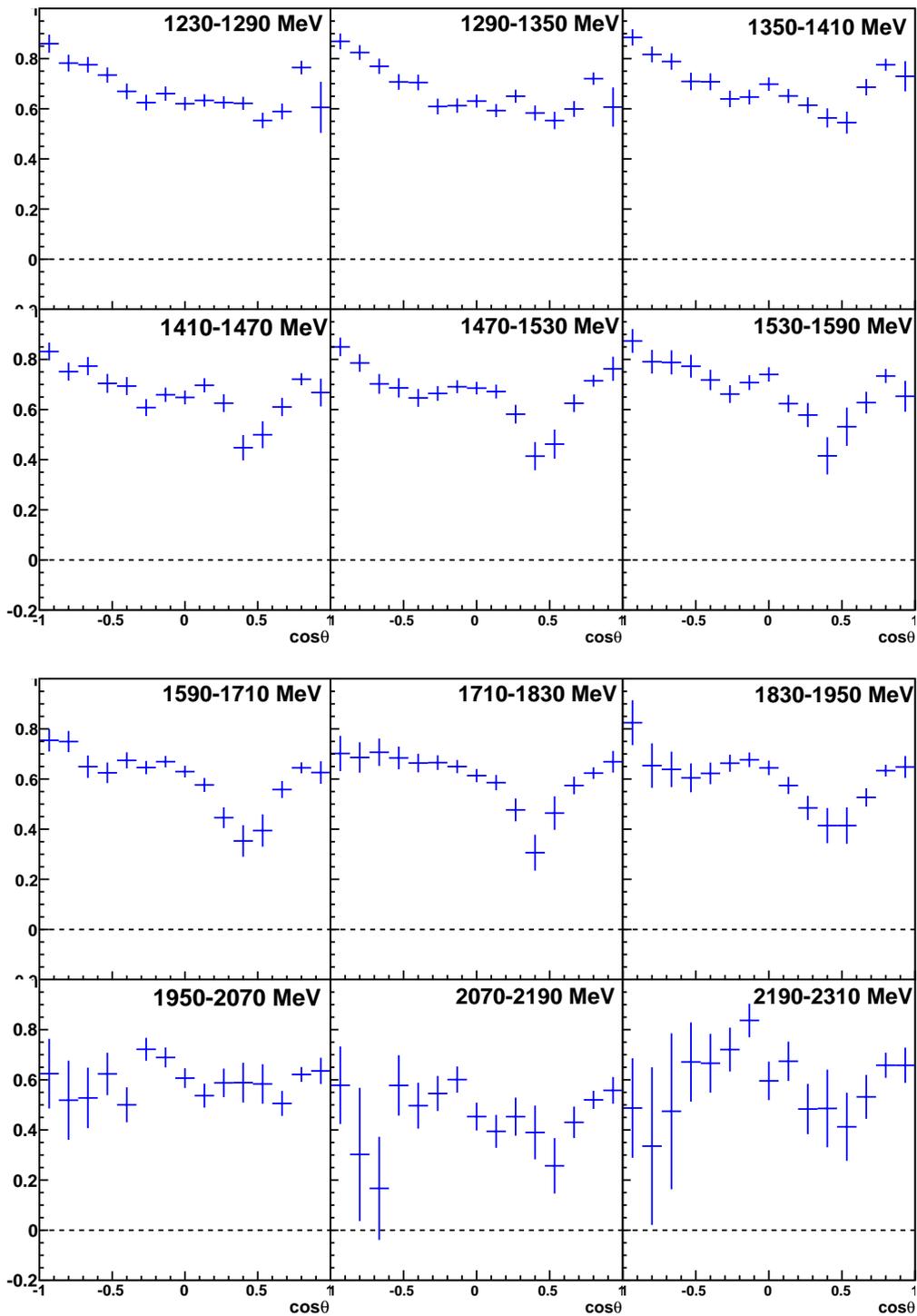


Abbildung I.72: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 1230 bis 2310 MeV.

I.2.8 Koplanaritätsmethode für 3 PED und 2 PED Ereignisse mit Geladenentreffer

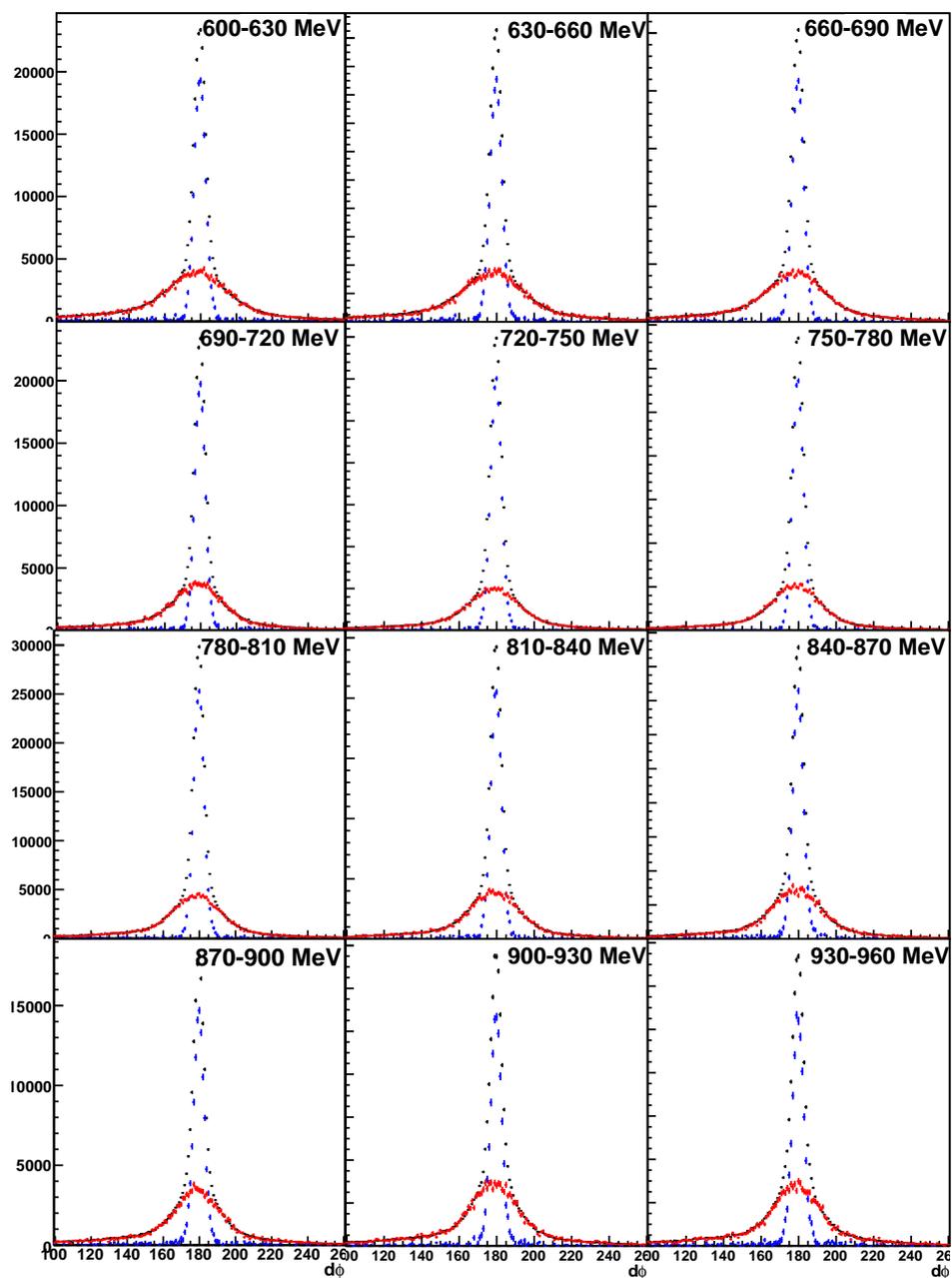


Abbildung I.73: Koplanarität bei 600 bis 960 MeV.

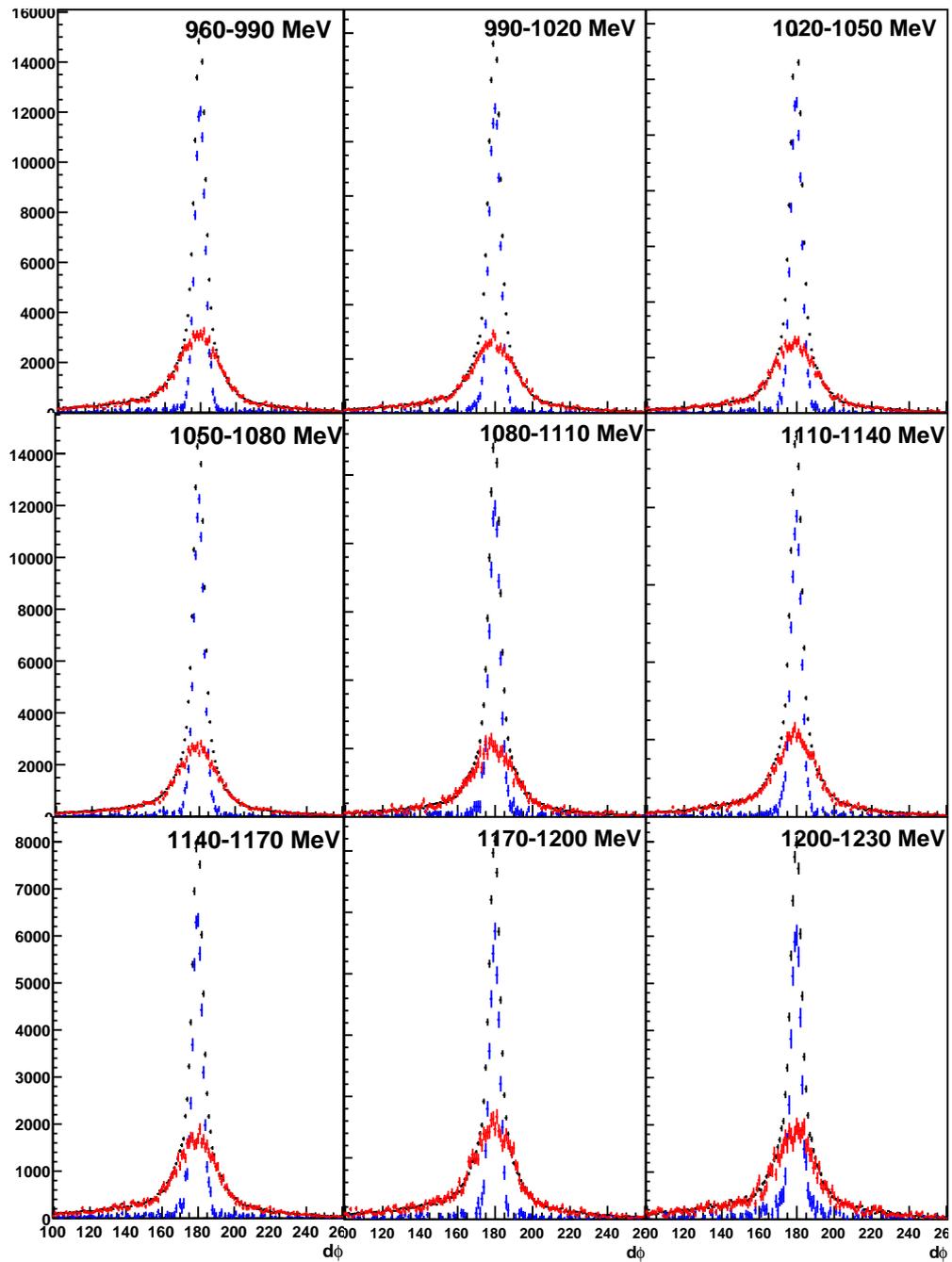


Abbildung I.74: Koplanarität bei 960 bis 1230 MeV.

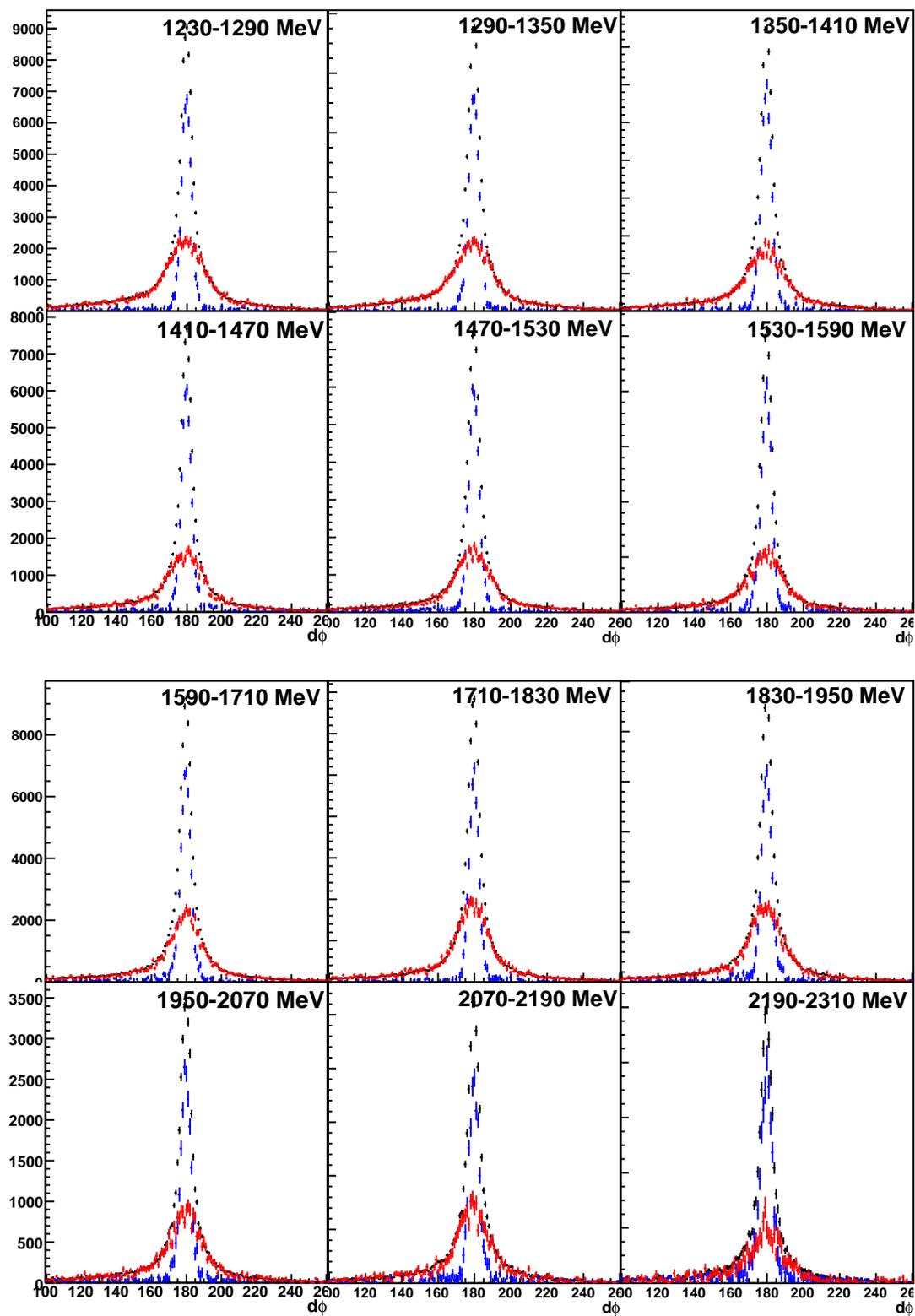


Abbildung I.75: Koplanarität bei 1230 bis 2310 MeV.

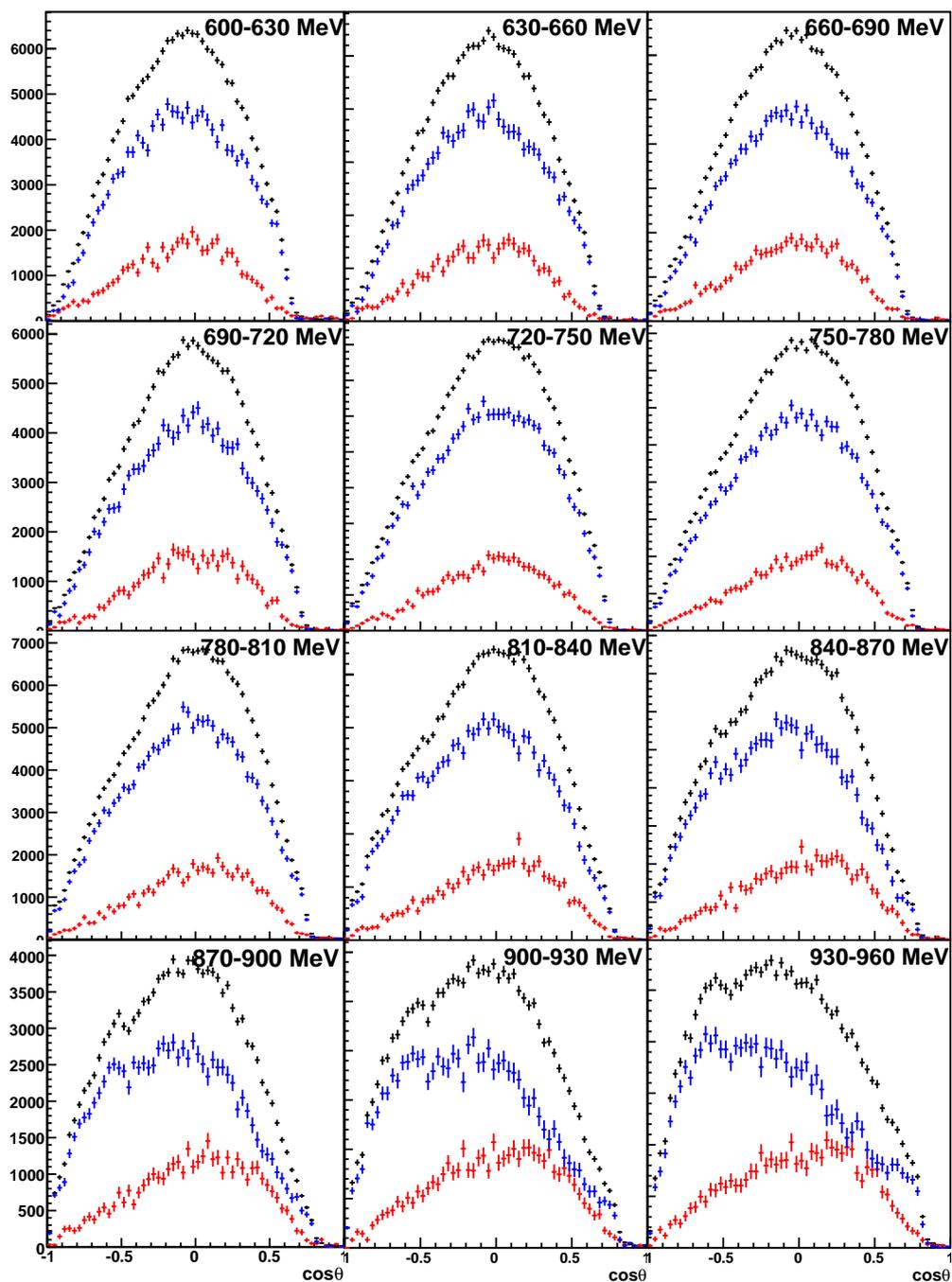


Abbildung I.76: $\cos\theta$ des Mesons bei 600 bis 960 MeV.

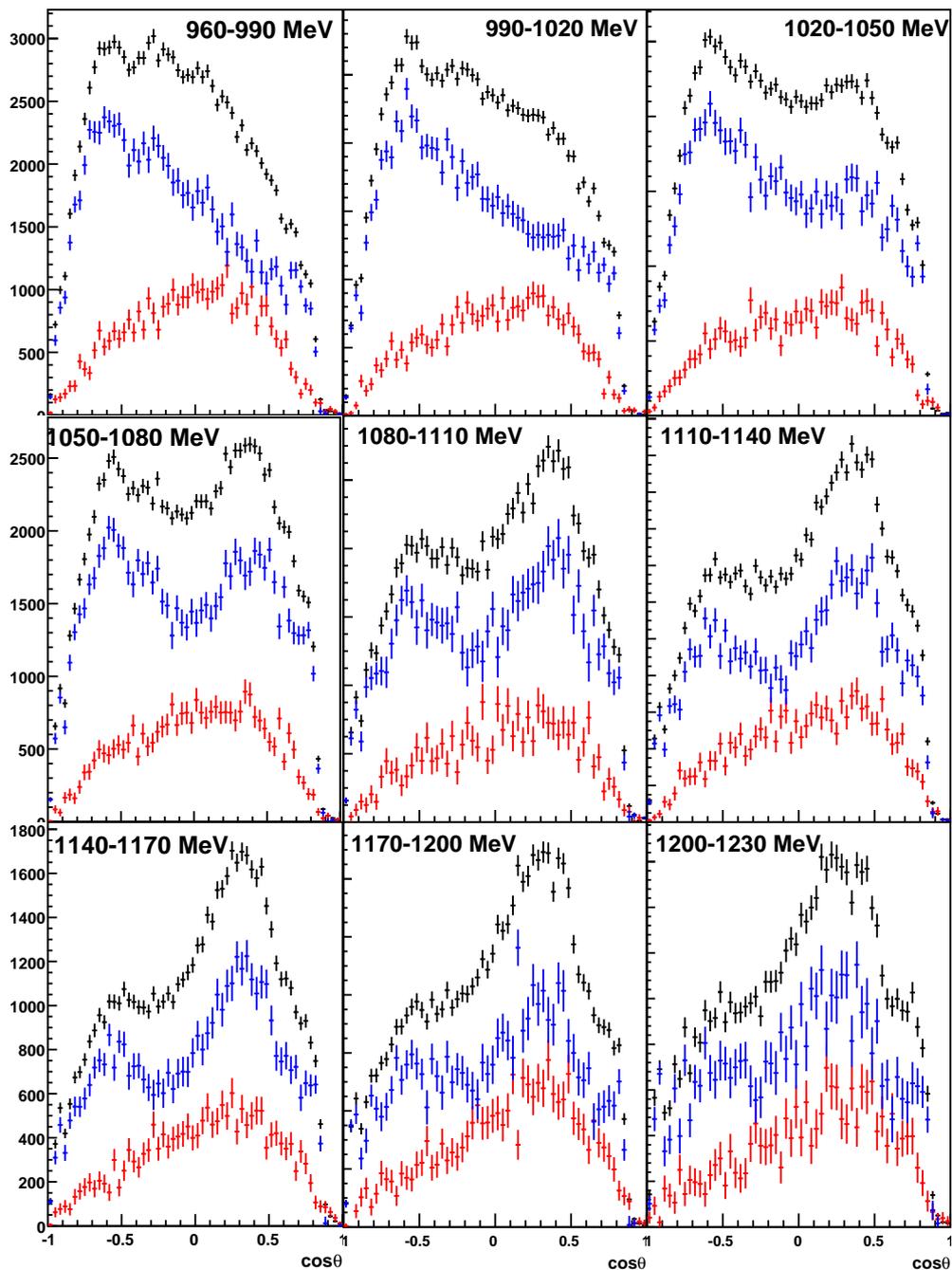


Abbildung I.77: $\cos\theta$ des Mesons bei 960 bis 1230 MeV.

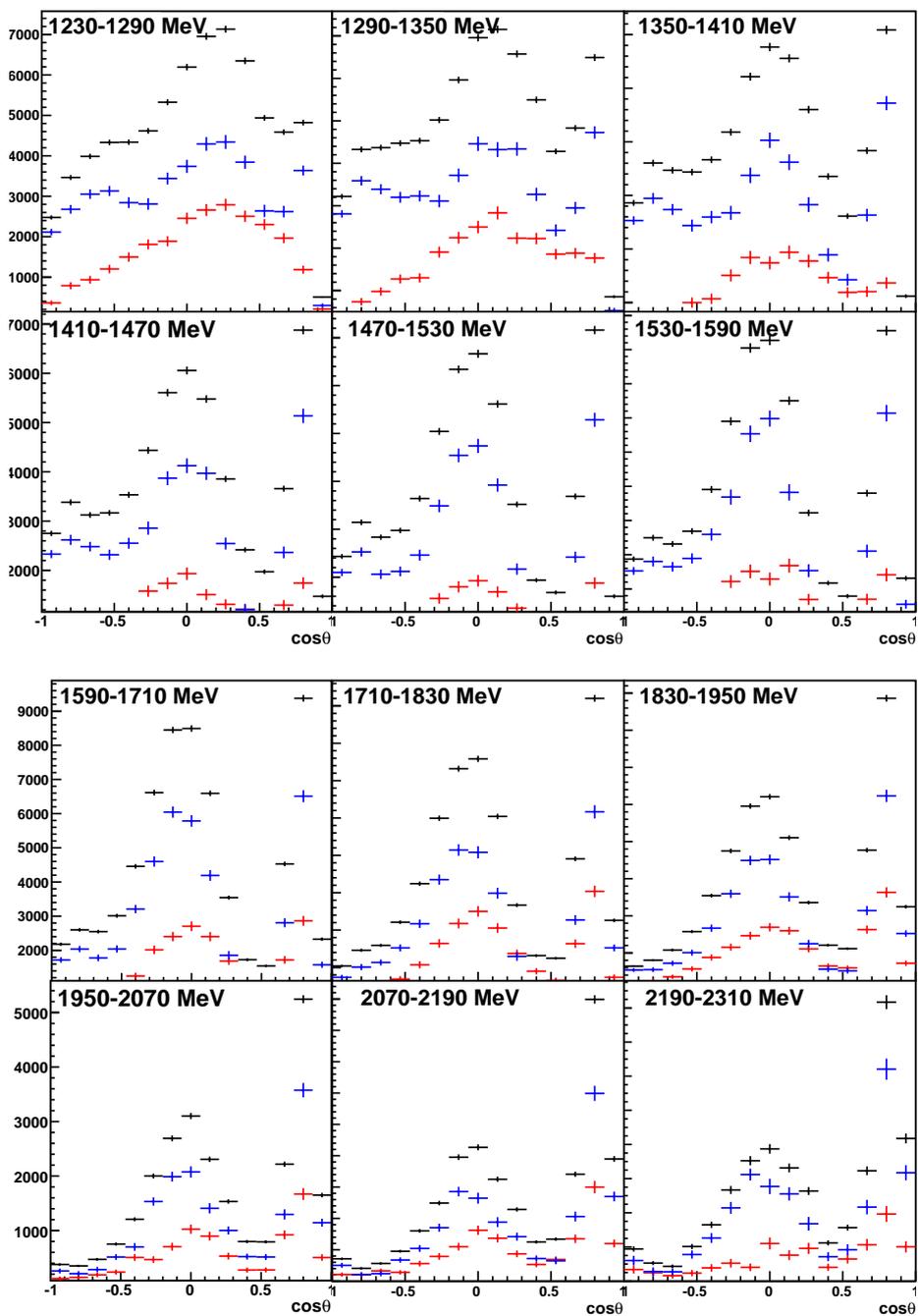


Abbildung I.78: $\cos\theta$ des Mesons bei 1230 bis 2310 MeV.

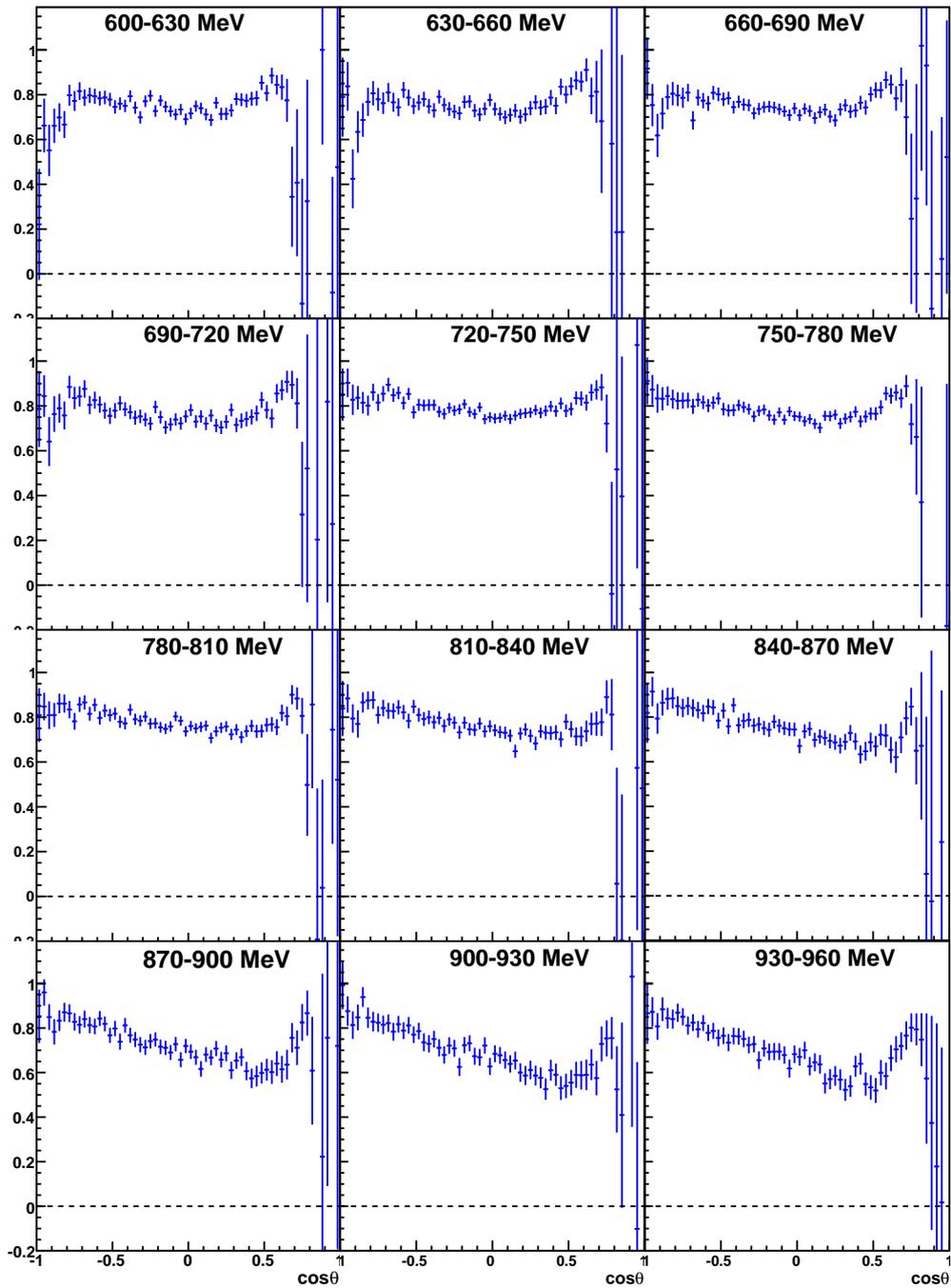


Abbildung I.79: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 600 bis 960 MeV.

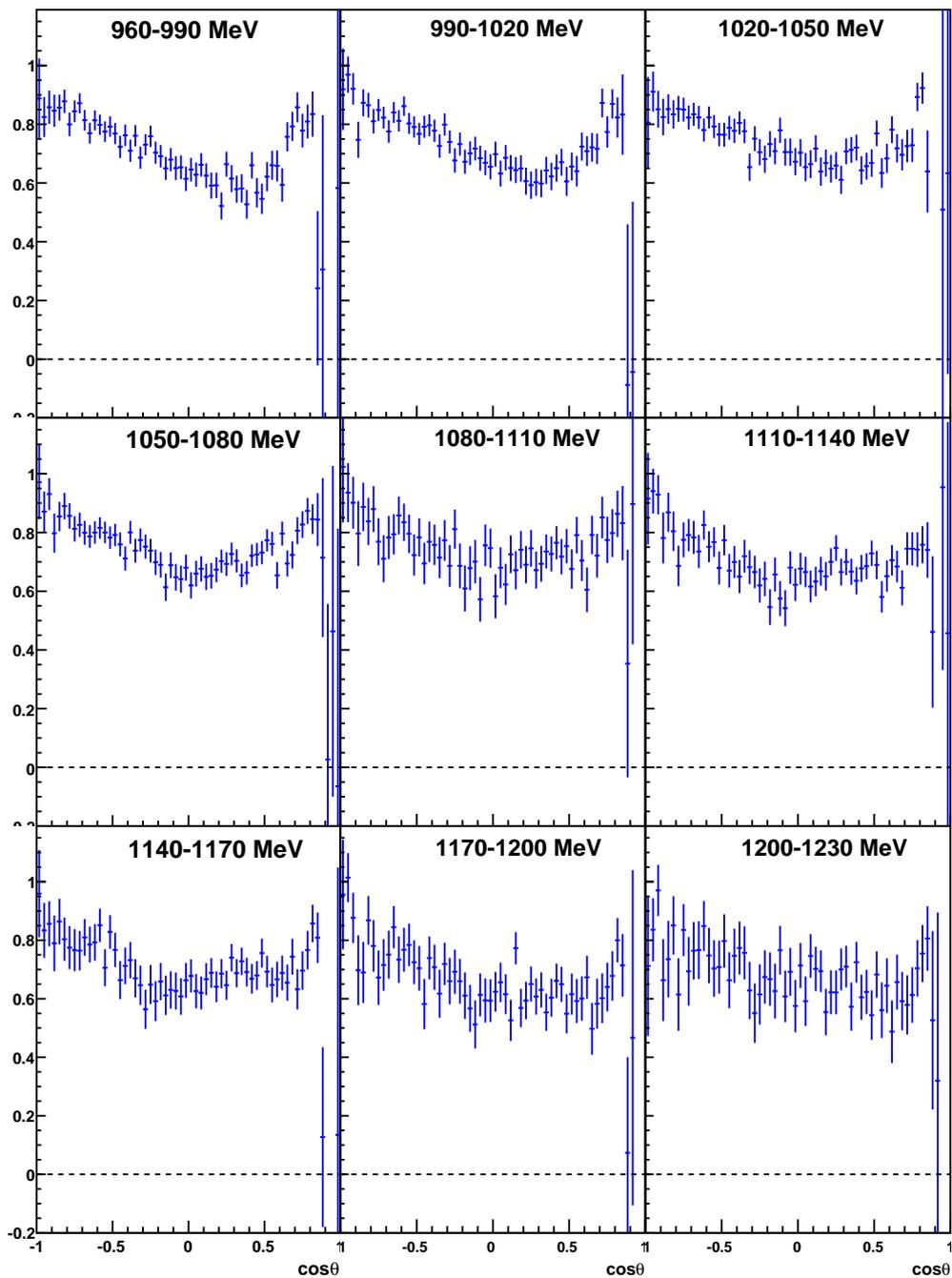


Abbildung I.80: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 960 bis 1230 MeV.

I. Dilution-Faktor

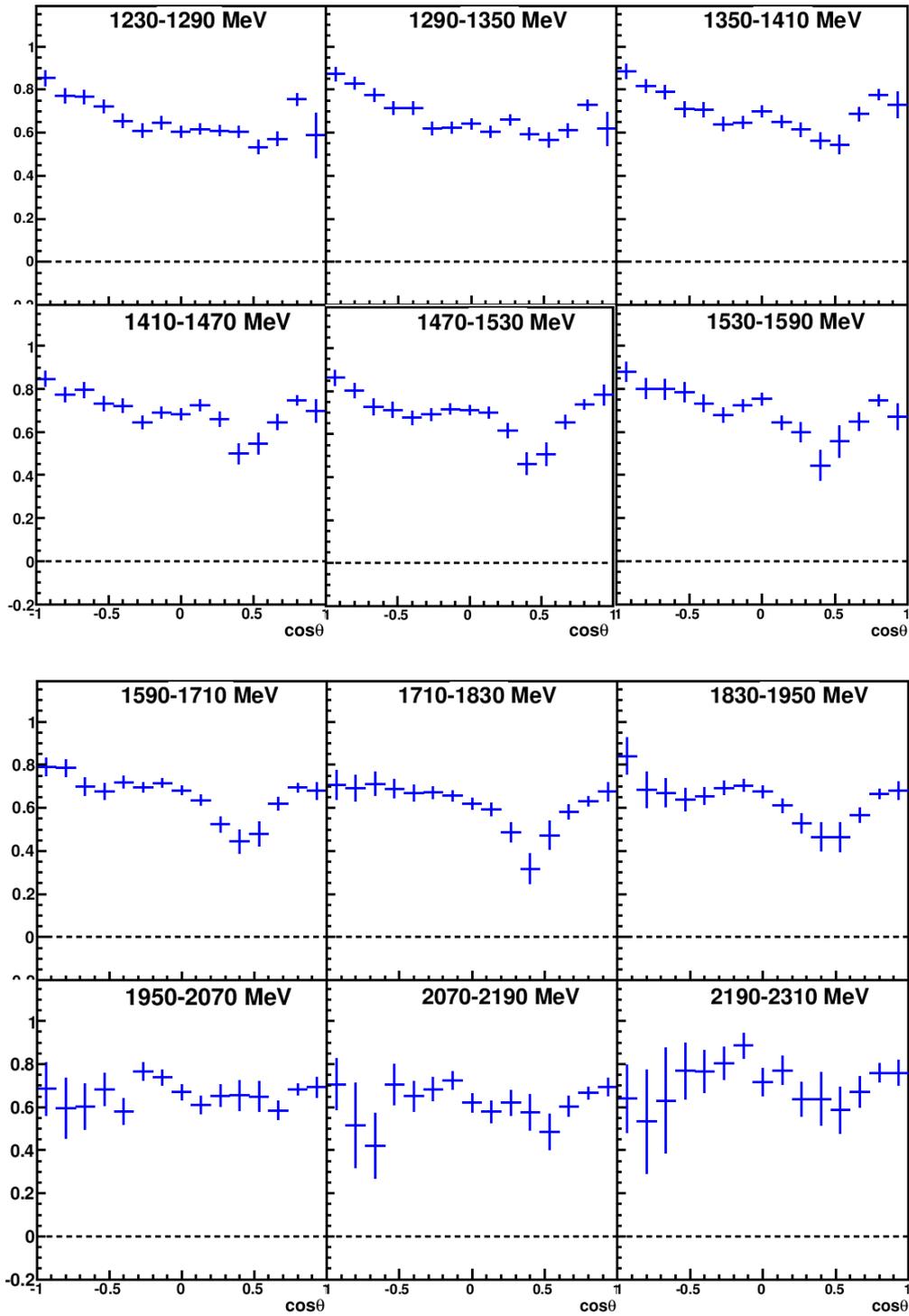


Abbildung I.81: Dilution-Faktor $d = \frac{N_B - N_C}{N_B}$ bei 1230 bis 2310 MeV.

J $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$

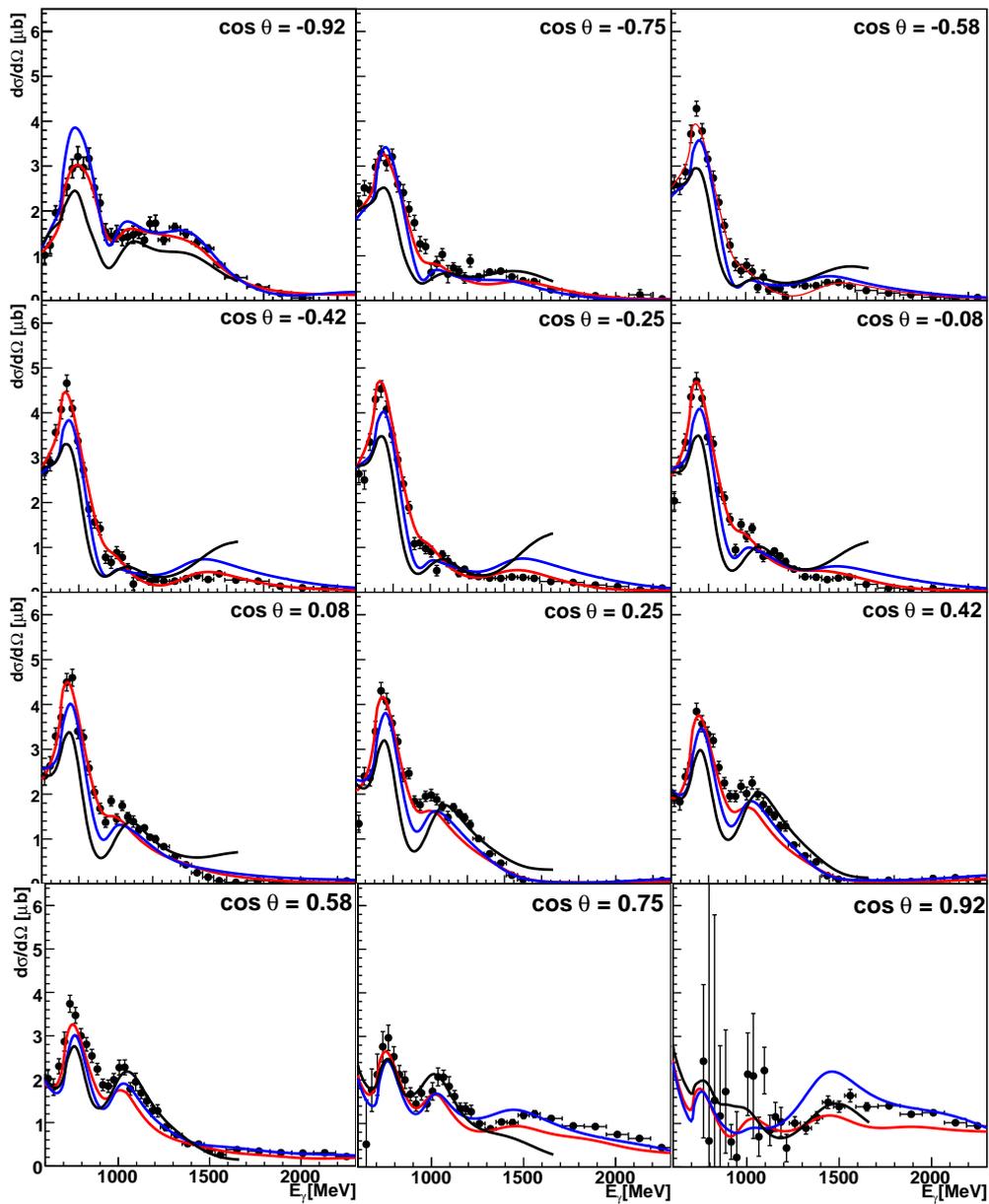


Abbildung J.1: $\sigma_{1/2}$ vs E_γ für verschiedene $\cos\theta$ -Bins. Farbwahl wie in Abbildung 9.2.

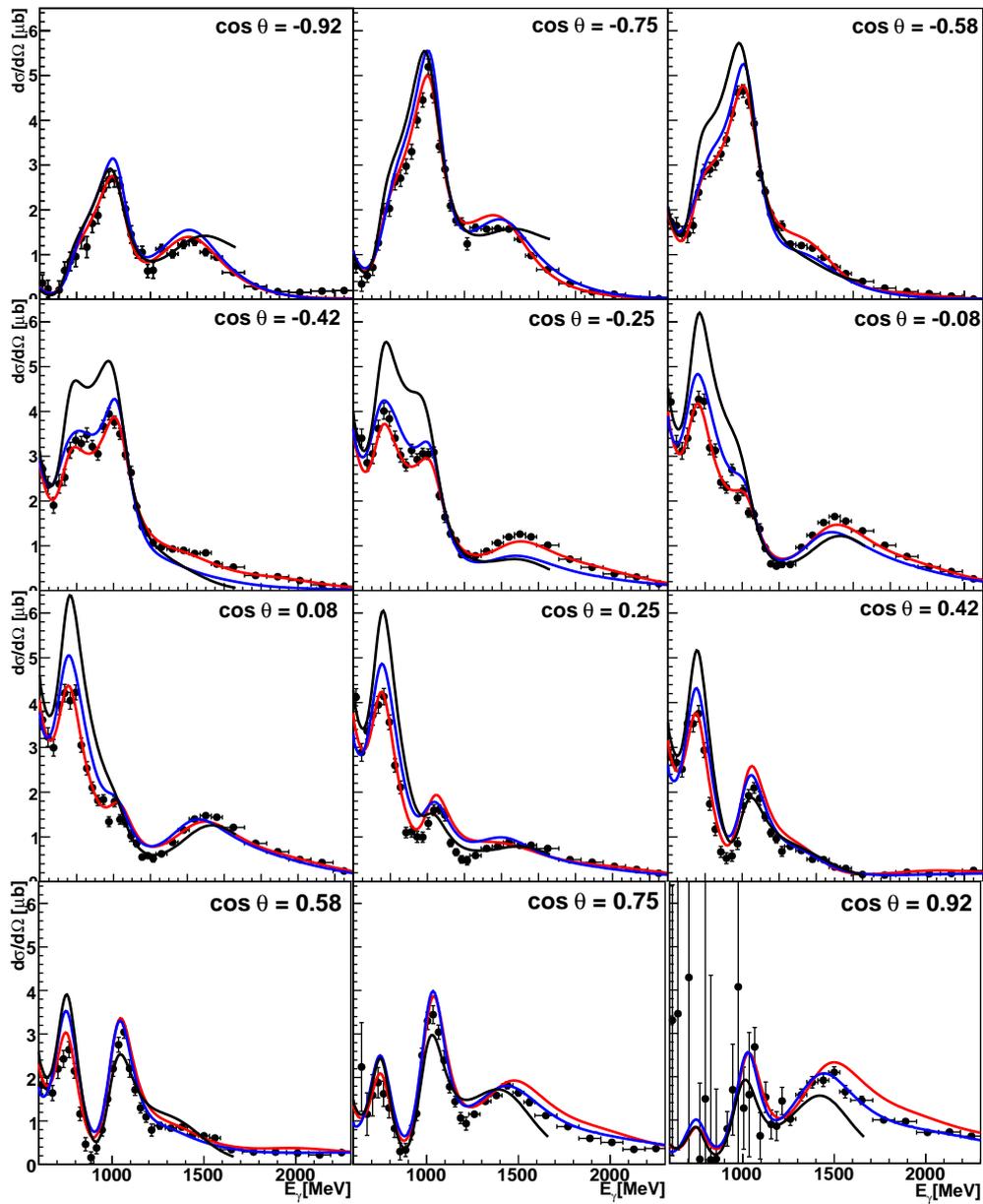


Abbildung J.2: $\sigma_{3/2}$ vs E_γ für verschiedene $\cos\theta$ -Bins. Farbwahl wie in Abbildung 9.2.

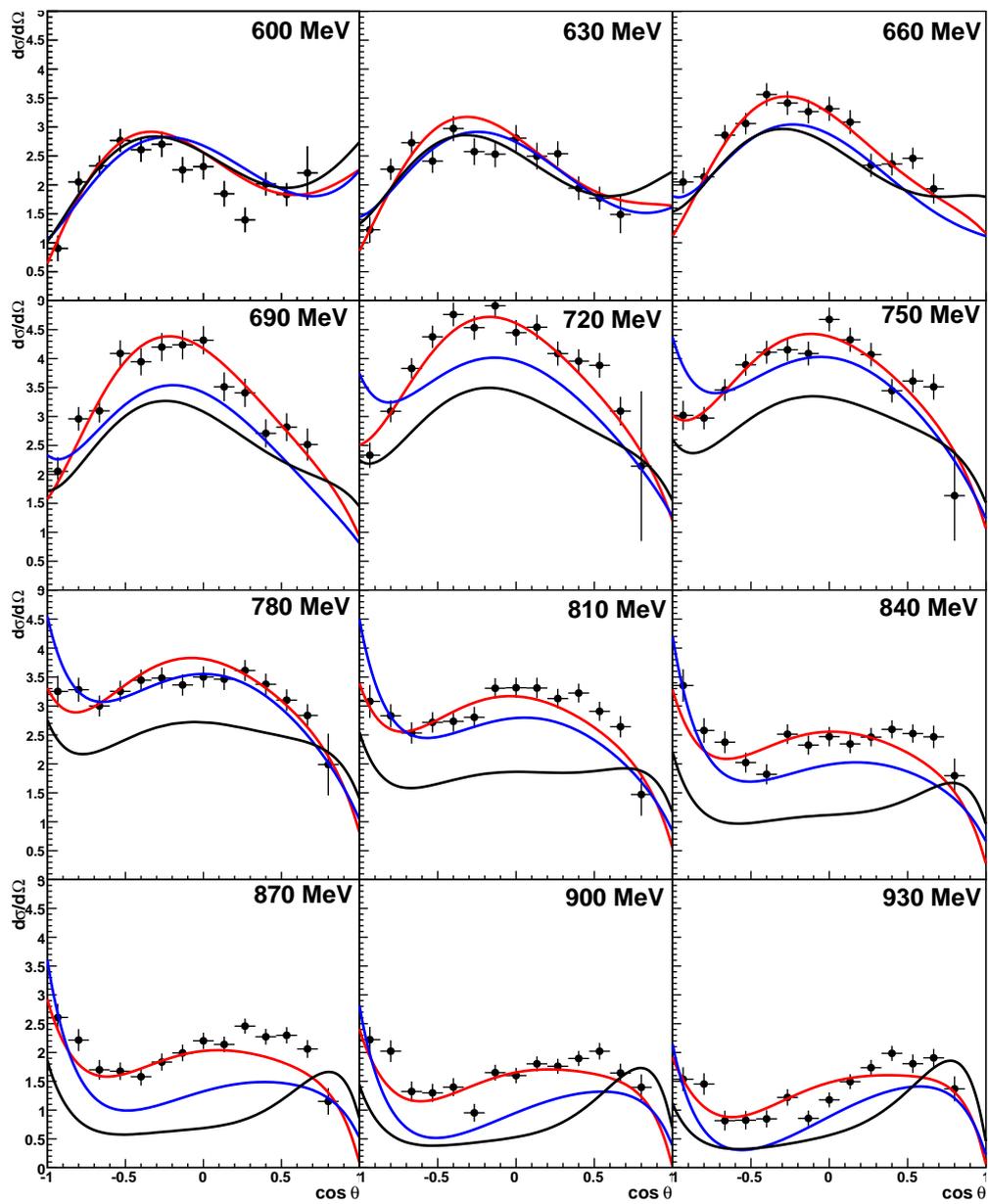


Abbildung J.3: $\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$ für $E_\gamma = 600 - 960$ MeV.

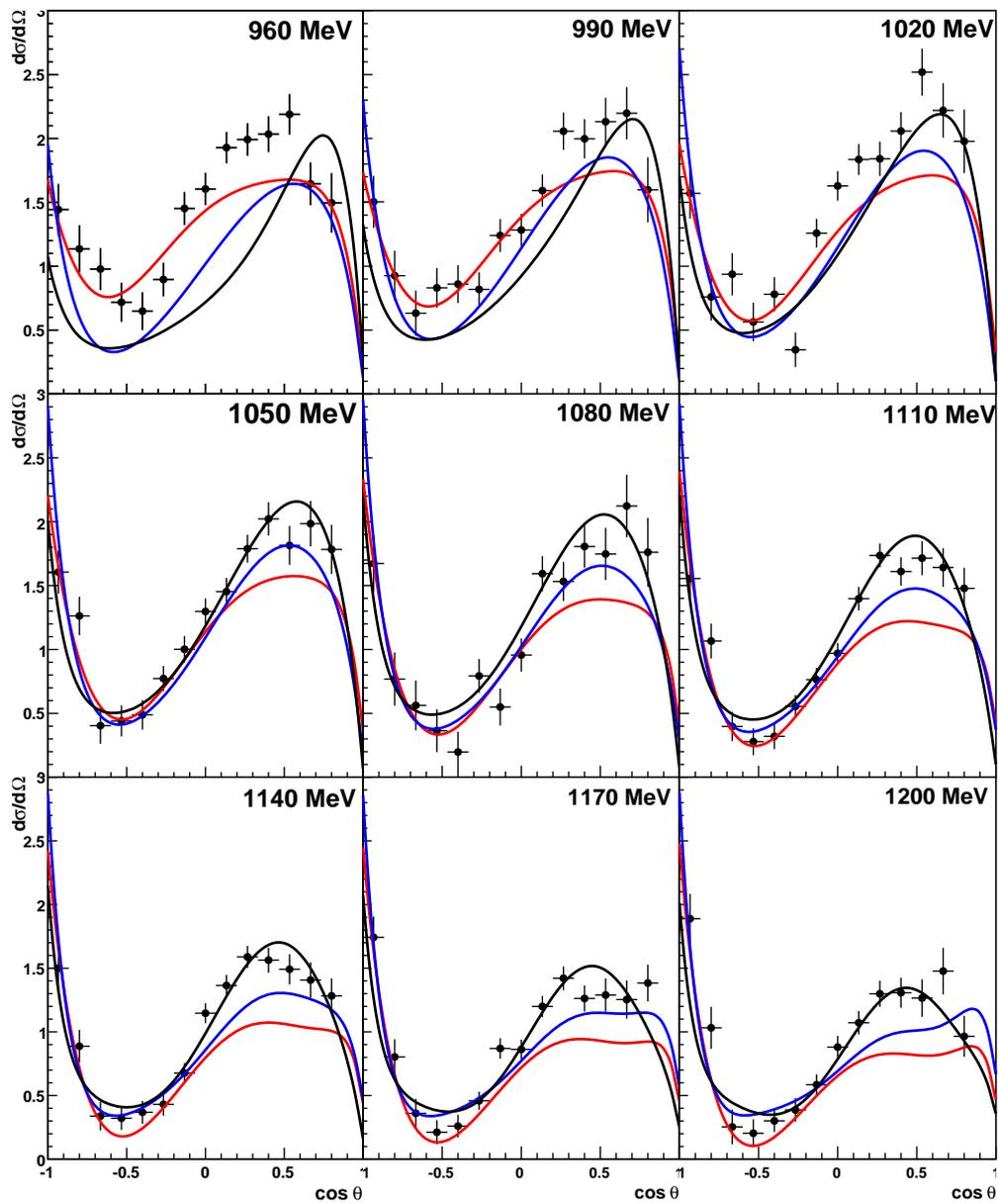


Abbildung J.4: $\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$ für $E_\gamma = 960 - 1230$ MeV.

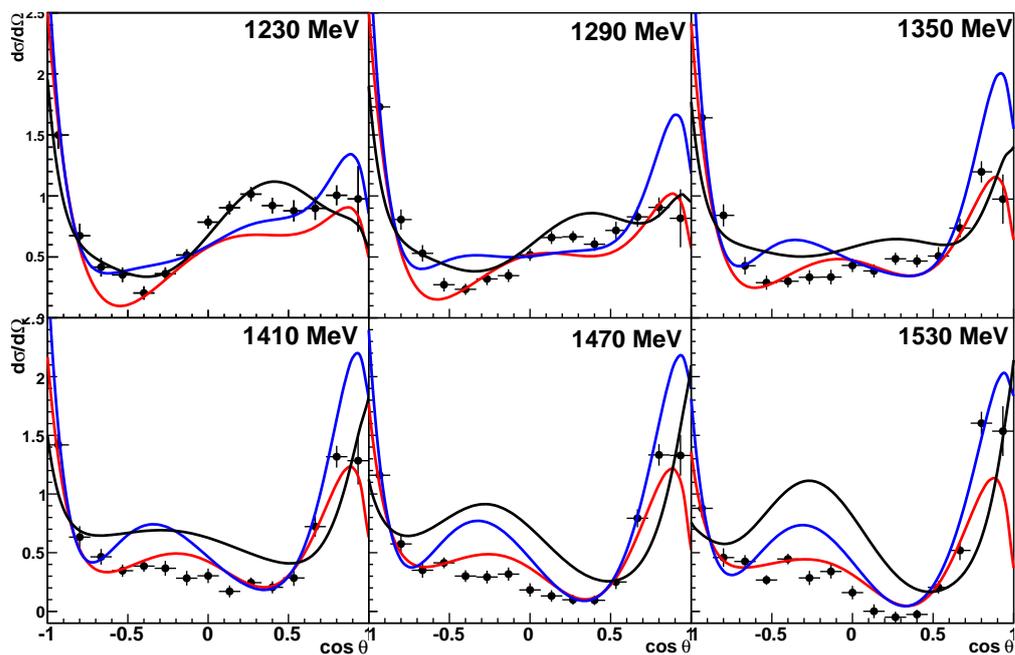


Abbildung J.5: $\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$ für $E_\gamma = 1230 - 1560$ MeV.

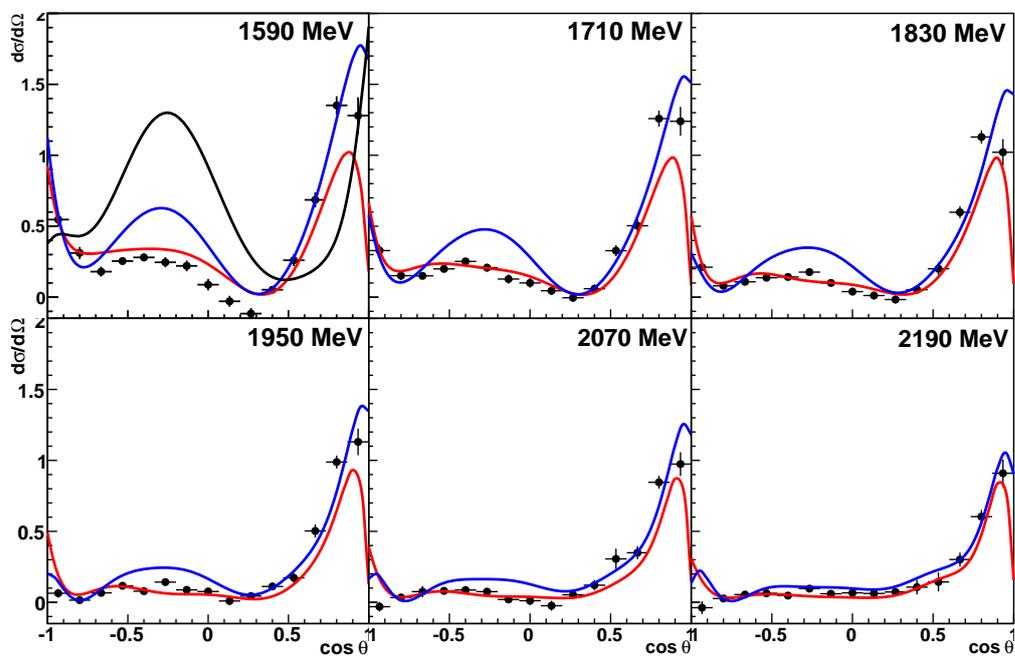


Abbildung J.6: $\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$ für $E_\gamma = 1560 - 2250$ MeV.

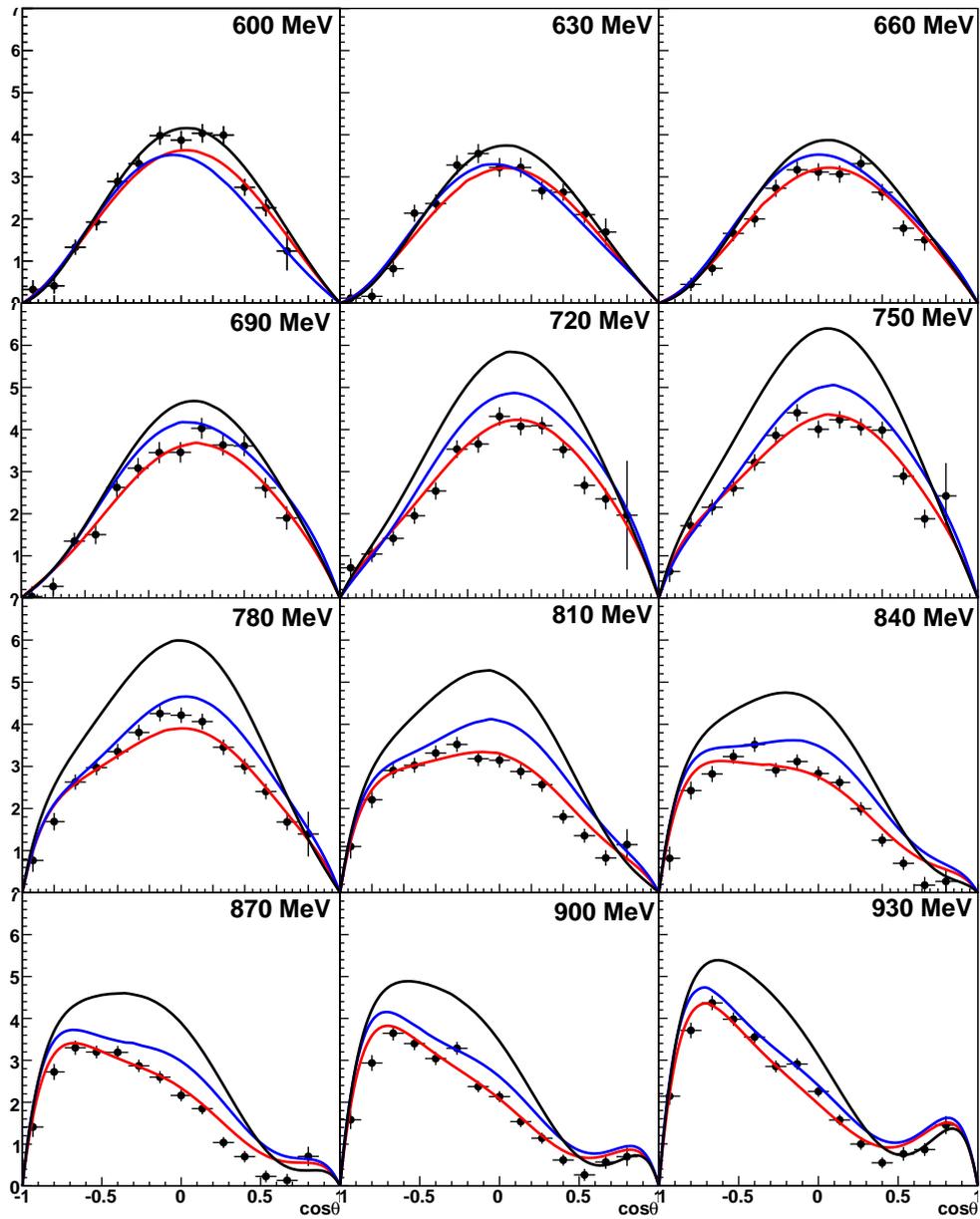


Abbildung J.7: $\sigma_{3/2}$ vs $\cos\theta$ für $E_\gamma = 600 - 960$ MeV.

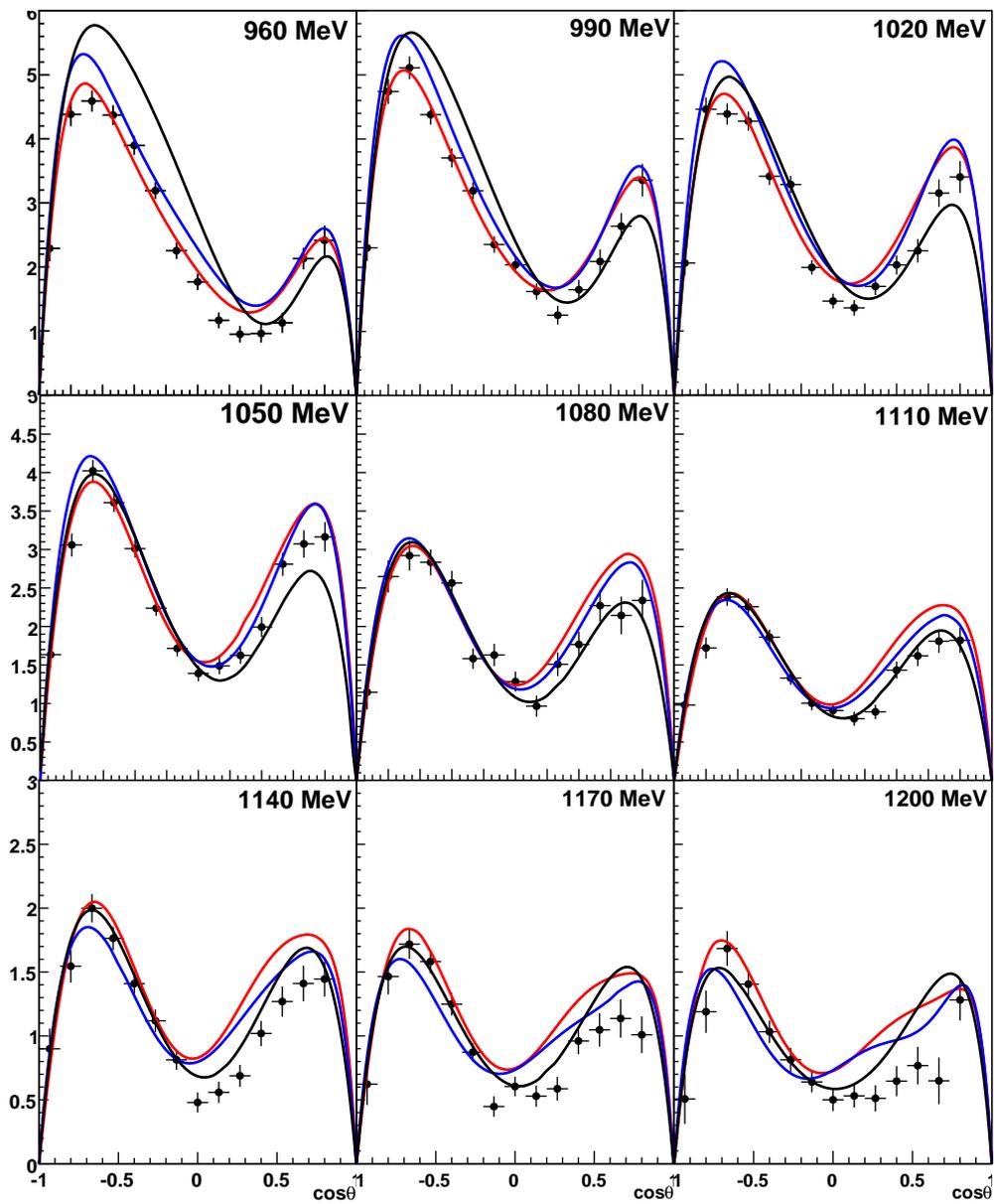


Abbildung J.8: $\sigma_{3/2}$ vs $\cos\theta$ für $E_\gamma = 960 - 1230$ MeV.

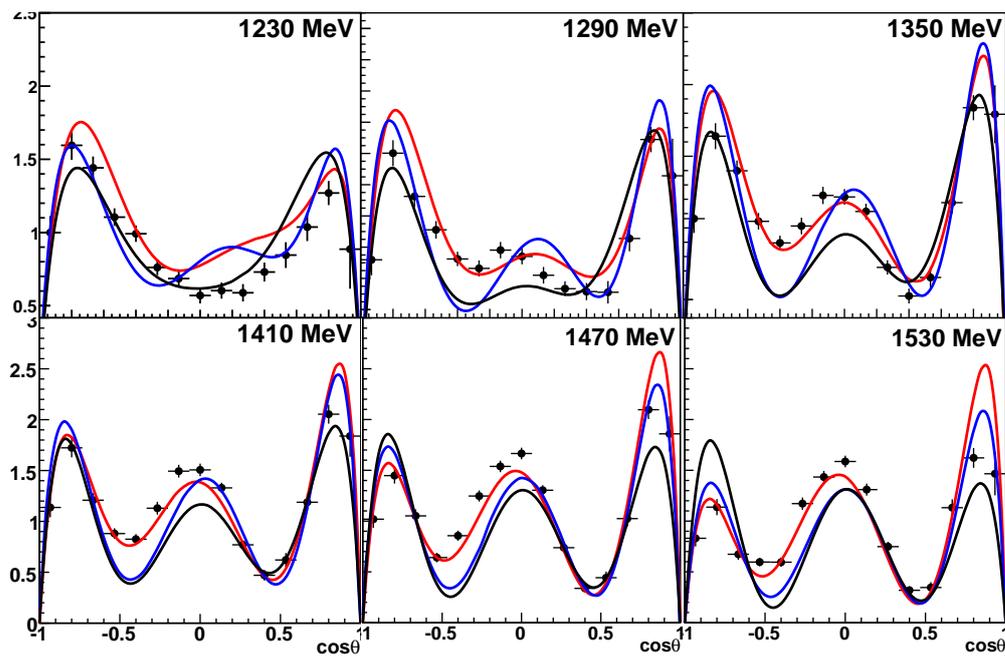


Abbildung J.9: $\sigma_{3/2}$ vs $\cos \theta$ für $E_\gamma = 1230 - 1560$ MeV.

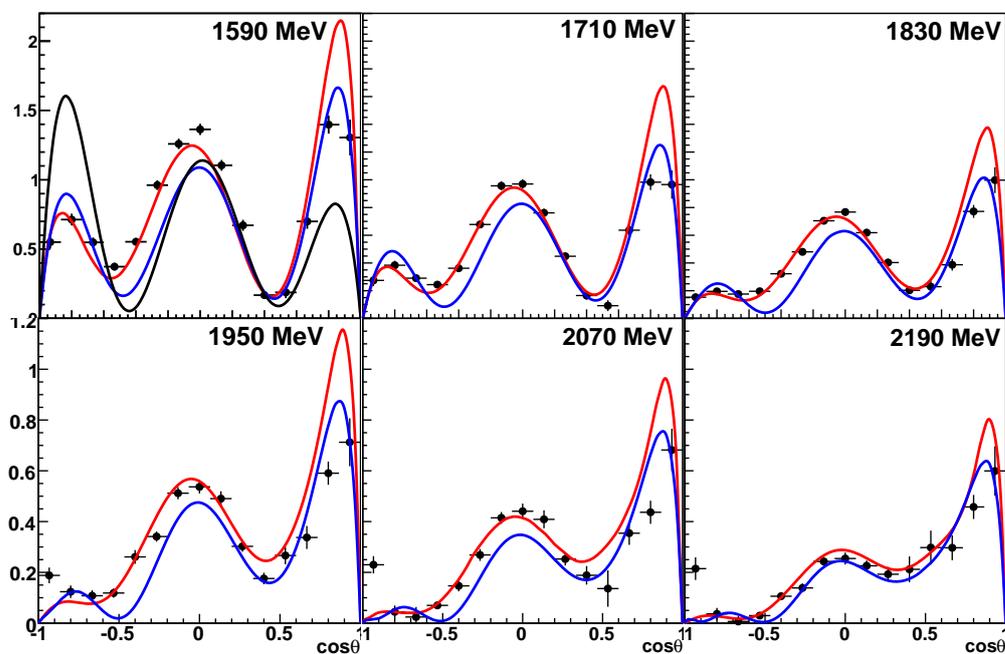


Abbildung J.10: $\sigma_{3/2}$ vs $\cos \theta$ für $E_\gamma = 1560 - 2250$ MeV.

Literaturverzeichnis

- [A⁺92] E. Aker et al. The Crystal Barrel spectrometer at LEAR. *Nucl. Instr. Meth. A*, 321:69, 1992.
- [A⁺02] J. Ahrens et al. Helicity Amplitudes $A_{1/2}$ and $A_{3/2}$ for the $D_{13}(1520)$ Resonance Obtained from the $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p\pi^0$ Reaction. *Phys. Rev. Lett.*, 88:232002, 2002.
- [A⁺05] A.V. Anisovich et al. Photoproduction of baryons decaying into $N\pi$ and $N\eta$. *EPJ A*, 25:427–439, 2005.
- [A⁺06] R.A. Arndt et al. Extended partial-wave analysis of πN scattering data. *Phys. Rev. C*, 74:045205, 2006.
- [A⁺10] A.V. Anisovich et al. Photoproduction of pions and properties of baryon resonances from a Bonn-Gatchina partial wave analysis. *EPJ A*, 44:203–220, 2010.
- [A⁺12] A.V. Anisovich et al. Properties of baryon resonances from a multichannel partial wave analysis. *EPJ A*, 48:1–13, 2012.
- [ABFO92] J. Arrington, E.J. Beise, B.W. Filippone, and T.G. O’Neill. A variable energy Møller polarimeter at the MIT-Bates Linear Accelerator Center. *Nucl. Instr. Meth. A*, 311:39–48, 1992.
- [AFR85] R.A. Arndt, J.M. Ford, and L.D. Roper. Pion-nucleon partial-wave analysis to 1100 mev. *Phys. Rev. D*, 32:1085–1103, 1985.
- [AWLR90] R.A. Arndt, R.L. Workman, Z. Li, and L.D. Roper. Partial-wave analysis of pion photoproduction. *Phys. Rev. C*, 42:1853–1863, 1990.
- [B⁺64] V.E. Barnes et al. Observation of a hyperon with strangeness minus three. *Phys. Rev. Lett.*, 12:204–207, 1964.
- [B⁺68] W. Bartel et al. Electroproduction of pions near the $\Delta(1236)$ Isobar and the Formfactor $G_M^*(q^2)$ of the $(\gamma N \Delta)$ -Vertex. *Phys. Lett.*, B28:148, 1968.
- [B⁺69] M. Breidenbach et al. Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23:935–939, 1969.
- [B⁺05] O. Bartholomy et al. Neutral-Pion Photoproduction off Protons in the Energy Range $0.3 \text{ GeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 94:012003, 2005.
- [Bö6] S. Böse. Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2006.
- [B⁺12] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86, 2012.

- [BDS75] I.S. Barker, A. Donnachie, and J.K. Storrow. Complete experiments in pseudoscalar photoproduction. *Nucl.Phys. B*, 24:111, 1975.
- [Boh15] N. Bohr. On the quantum theory of radiation and the structure of the atom. *Phil. Mag.*, 6:394–415, 1915.
- [Bou00] D. Bourilkov. Search for TeV strings and new phenomena in Bhabha scattering at CERN LEP2. *Phys. Rev. D*, 62:1–5, 2000.
- [BT99] N. Bianchi and E. Thomas. Parametrisation of $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ for $q^2 \geq 0$ and non-resonance contribution to the gdh sum rule. *Phys. Lett. B*, 450:439, 1999.
- [Bun59] R. Bunsen. Löthrohrversuche. *Annalen der Chemie und Pharmazie*, 111:257–276, 1859.
- [Cas06] R. Castelijns. Photoproduction of strange mesons and hyperons in the proton. Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, 2006.
- [CGLN57] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, and Y. Nambu. Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production. *Phys. Rev.*, 106:1345–1355, 1957.
- [CH56] E.E. Chambers and R. Hofstadter. Structure of the Proton. *Phys. Rev.*, 103:1454–1463, 1956.
- [Cha32] J. Chadwick. The Existence of a Neutron. *Proc. Roy. Soc. A*, 136:692–708, 1932.
- [CI86] S. Capstick and N. Isgur. Baryons in a relativized quark model with chromodynamics. *Phys. Rev. D*, 34:2809–2835, 1986.
- [CR00] S. Capstick and W. Roberts. Quark Models of Baryon Masses and Decays. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 45:241–331, 2000.
- [Cre01] V. Credé, 2001. CBGeant 1.08/01.
- [CT97] W. Chiang and F. Tabakin. Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction. *Phys. Rev. C*, 55:2054–2066, 1997.
- [Dah08] T. Dahlke. Bestimmung einer winkelabhängigen Energiekorrekturfunktion für das TAPS-Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2008.
- [DH66] S.D. Drell and A.C. Hearn. Exact sum rule for nucleon magnetic moments. *Phys. Rev. Lett.*, 16:908–911, 1966.
- [DHKT99] D. Drechsel, O. Hanstein, S.S. Kamalov, and L. Tiator. A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 gev. *Nucl. Phys. A*, 645:145–174, 1999.
- [Die08] J. Dielmann. Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2008.

- [DKT07] D. Drechsel, S.S. Kamalov, and L. Tiator. Unitary Isobar Model - MAID2007. *Eur. Phys. J. A*, 34:69–97, 2007.
- [Dut11] H. Dutz, 2011. Persönliche Mitteilung.
- [Ebe04] H. Eberhardt. Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2004.
- [EDRW11] R.G. Edwards, J.J. Dudek, D.G. Richards, and S.J. Wallace. Excited state baryon spectroscopy from lattice qcd. *Phys. Rev. D*, 84:1–29, 2011.
- [Fle01] H. Flemming. Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA. Dissertation, Uni Bochum, 2001.
- [FP04] K. Fornet-Ponse. Entwurf eines Fokalebenendetektors für die Photonenmarkierungsanlage an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2004.
- [FP08] K. Fornet-Ponse. Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA. Dissertation, Uni Bonn, 2008.
- [Fra17] J. Fraunhofer. Bestimmung des Brechungs- und des Farbenzerstreuungsvermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. *Annalen der Physik*, 56:264–313, 1817.
- [FS33] R. Frisch and O. Stern. Über die magnetische Ablenkung von wasserstoffmolekülen und das magnetische moment des protons. *Eur. Phys. J. A*, 85:4–16, 1933.
- [FTS92] C.G. Fasano, F. Tabakin, and B. Saghai. Spin observables at threshold for meson photoproduction. *Phys. Rev. C*, 46:2430–2455, 1992.
- [Fun08] C. Funke. Analyse der Triggerfähigkeiten zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeitstriggers für den Vorwärtskonus des Crystal-Barrel-Detektors. Dissertation, Uni Bonn, 2008.
- [Fun11] C. Funke, 2011. Persönliche Mitteilung.
- [Fö00] A. Fösel. Entwicklung und Bau des Innendetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA/Bonn. Dissertation, Uni Erlangen, 2000.
- [G⁺94] A.R. Gabler et al. Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 MeV and 790 MeV. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 346:168–176, 1994.
- [Ger66] S.B. Gerasimov. Exact sum rule for nucleon magnetic moments. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 2:430, 1966.
- [GM62] M. Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Phys. Rev.*, 125:1067, 1962.
- [GM64] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215, 1964.

- [Gra04] P. Grabmayr. An experimental test for the GDH sum rule. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 55:375–386, 2004.
- [Gre64] O.W. Greenberg. Spin and unitary-spin independence in a paraquark model of baryons and mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:598, 1964.
- [Grü] M. Grüner. Messung der Doppelpolarisationsobservablen G in η Photoproduktion. Dissertation in Vorbereitung.
- [Gru89] V. Grushin. Photoproduction of Pions and Nucleons and Nuclei. *Proceedings of the Lebedev Physics Institute Academy of Science of the USSR*, 186, 1989.
- [Grü06] M. Grüner. Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2006.
- [Grü12] M. Grüner, 2012. Persönliche Mitteilung.
- [GW⁺] M. Gottschall, A. Wilson, et al. Documentation of the TAPS Energy Calibration, CBNote.
- [Har] J. Hartmann. Measurement of polarization observables T, P, H in π^0 and η photoproduction with the CBELSA/TAPS experiment. Dissertation in Vorbereitung.
- [Har02] J. Harmsen. Chemisch dotiertes und elektronenbestrahltes 1-Butanol-d10 als polarisiertes Target für teilchenphysikalische Experimente. Dissertation, Uni Bochum, 2002.
- [Har08] J. Hartmann. Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2008.
- [Har12] J. Hartmann, 2012. Persönliche Mitteilung.
- [Hei00] E. Heid. Erste Untersuchungen zur Messung helizitätsabhängiger γ N-Wirkungsquerschnitte für das GDH-experiment am MAMI. Dissertation, Uni Mainz, 2000.
- [Hel06] K. Helbing. The gerasimov-drell-hearn sum rule. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 57:405–469, 2006.
- [Hil00] W. Hillert. Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA. Habilitationsarbeit, Uni Bonn, 2000.
- [Hil11] W. Hillert, 2011. Persönliche Mitteilung.
- [HKKP79] G. Höhler, F. Kaiser, R. Koch, and E. Pietarinen. Handbook of pion nucleon scattering. *Fachinform. Zentr. Karlsruhe*, pages 1–440, 1979.
- [Hof01] M. Hoffmann. Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA. Dissertation, Uni Bonn, 2001.
- [IK78] N. Isgur and G. Karl. P-wave baryons in the quark model. *Phys. Rev. D*, 18:4187–4205, 1978.

- [Jun00] J. Junkersfeld. Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2000.
- [Kai07] D. Kaiser. Aufbau und Test des Gas-Čerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2007.
- [Kam10] S. Kammer. Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment. Dissertation, Uni Bonn, 2010.
- [Kau10] T. Kaufmann. Aufbau eines modularen NMR-Systems zur Polarisationsmessung an polarisierten Festkörpertargets. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2010.
- [KB60] G. Kirchhoff and R. Bunsen. Chemische analyse durch spektralbeobachtungen. *Annalen der Physik*, 186:161–189, 1860.
- [Kle12] E. Klempt, 2012. Persönliche Mitteilung.
- [Kon01] M. Konrad. Ortssensitiver Detektor für hochenergetische Photonen bei höchsten Raten. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2001.
- [Kri04] J. Krimmer. Measurements for the gdh sum rule on the proton and the neutron. Dissertation, Uni Tübingen, 2004.
- [KS03] B. Krusche and S. Schadmand. Study of Non-Strange Baryon Resonances with Meson Photoproduction. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 51:399–485, 2003.
- [LARW93] Z. Li, R.A. Arndt, L.D. Roper, and R.L. Workman. Resonance photodecay amplitudes to 1.8 gev. *Phys. Rev. C*, 47:2759–2763, 1993.
- [LM01] U. Löring and B. Metsch. Parity doublets from a relativistic quark model, 2001. arXiv:hep-ph/0110412v1.
- [LMP01] U. Löring, B.C. Metsch, and H.R. Petry. The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces: The non-strange baryon spectrum and ground-states. *Eur. Phys. J. A*, 10:395–446, 2001.
- [Loc69] J.N. Lockyer. Spectroscopic Observations of the Sun no ii. *Proceedings of the Royal Society of London*, 159:425–444, 1869.
- [Mac97] M. MacCormick. Total photoabsorption cross section for ^4He from 200 to 800 MeV. *Phys. Rev. C*, 55:1033–1038, 1997.
- [Mak11] K. Makonyi. Search for ω -mesic state in Carbon. Dissertation, Uni Gießen, 2011.
- [Mü] J. Müller. Messung der Doppelpolarisationsobservablen E in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ mit dem CBELSA/TAPS Experiment. Dissertation in Vorbereitung.
- [Mü07] J. Müller. Bestimmung einer Energiekorrekturfunktion für das Kalorimeter des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2007.
- [N⁺10] K. Nakamura et al. Review of particle physics. *J. Phys.*, G37:075021, 2010.
- [Nik12] V. Nikonov. Persönliche mitteilung, 2012.

- [Nov91] R. Novotny. The BaF₂ photon spectrometer TAPS. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 38:379–385, 1991.
- [Ols59] H. Olsen. Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening. *Phys. Rev.*, 114, 3:887–904, 1959.
- [Pre03] I. Preobrajenski. Untersuchung der Helizitätsabhängigkeit der Einpionproduktion. Dissertation, Uni Bonn, 2003.
- [RGG75] A. De Rujula, H. Georgi, and S.L. Glashow. Hadron masses in a gauge theory. *Phys. Rev. D*, 12:147–162, 1975.
- [Roh03] C. Rohlof. Entwicklung polarisierter Targets zur Messung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel an ELSA. Dissertation, Uni Bonn, 2003.
- [roo] <http://root.cern.ch>, 2012.
- [Rut11] E. Rutherford. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Phil. Mag.*, 21:669–688, 1911.
- [S⁺] C. Schmidt et al. Explora, CBNote in preparation.
- [Sch12] C. Schmidt, 2012. Persönliche Mitteilung.
- [Sei] T. Seifen. Messung von Polarisationsobservablen in Doppelpionphotoproduktion mit dem CBELSA/TAPS-Experiment. Dissertation in Vorbereitung.
- [Sei09] T. Seifen. Verbesserung der Rekonstruktion und Entwicklung eines First-Level-Triggerschemas für das Crystal-Barrel-Kalorimeter. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2009.
- [Sod22] F. Soddy. The origins of the conceptions of isotopes, 1922. Nobel Lecture.
- [Thi12] A. Thiel. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G in π^0 Photoproduktion. Dissertation, Uni Bonn, 2012.
- [Tia03] L. Tiator. Proceedings of the Second International Symposium on the GDH-Sum Rule and the Spin Structure of the Nucleon, GDH 2002. *World Scientific*, 2003.
- [vP07] H. van Pee. Photoproduction of π^0 -mesons off protons from the $\delta(1232)$ region to $E_\gamma = 3$ GeV. *Eur. Phys. J. A*, 31:61–77, 2007.
- [WA92] R. Workman and R. Arndt. Saturation of the drell-hearn-gerasimov sum rule reexamined. *Phys. Rev. D*, 45:1789–1791, 1992.
- [Wal07] D. Walther, 2007. Zeichnungen.
- [Wal11] D. Walther, 2011. Persönliche Mitteilung.
- [WBPS12] R. Workman, W.J. Briscoe, M.W. Paris, and I.I. Strakovsky. Updated said analysis of pion photoproduction data. *Phys. Rev. C*, 85:1–8, 2012.
- [Wen09] C. Wendel. Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor. Dissertation, Uni Bonn, 2009.

- [Win06] A. Winnebeck. Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2006.
- [Wun11] Y. Wunderlich, 2011. Persönliche Mitteilung.
- [Wun12a] Y. Wunderlich, 2012. Persönliche Mitteilung.
- [Wun12b] Y. Wunderlich. Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction. Diplomarbeit, Uni Bonn, 2012.
- [zeb] Overview of the ZEBRA System, 1995.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Emissionsspektrum von Helium.	1
1.2	Entdeckung verschiedener Teilchen zwischen 1917 und 1965.	3
1.3	Diff. Wirkungsquerschnitt bei der tiefinelastischen eP-Streuung	5
1.4	Spektrum der Nukleonresonanzen	6
1.5	Vorhersage der Gitter-QCD	7
1.6	Nukleonresonanzen, sortiert nach Parität und Gesamtdrehimpuls	8
1.7	Diff. Wirkungsquerschnitt	9
1.8	Multipole E0+ und E2-	10
2.1	Totaler Photoabsorptionsquerschnitt	11
2.2	Breit-Wigner-Verteilungen bei $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	12
2.3	Multipoldarstellung der Pionphotoproduktion.	13
2.4	Reaktionsebene	16
2.5	Spinstellungen von Photon und Proton	18
3.1	CB-Aufbau	23
3.2	ELSA-Aufbau	24
3.3	Goniometer	25
3.4	Photonenmarkierungsanlage	27
3.5	Kinematik der Møllerstreuung	28
3.6	Møllerpolarimeter	28
3.7	Aufbau Möller	29
3.8	Polarisiertes Target	30
3.9	Crystal-Barrel-Detektor	32
3.10	Aufbau eines Kristalls	34
3.11	Fasern	36
3.12	Čerenkov-Detektor	37
3.13	Mini-TAPS	38
3.14	Schematische Darstellung eines MiniTAPS Moduls.	39
3.15	Photonenintensitätsmonitor	40
3.16	Trigger	42
4.1	GDH-Daten an MAMI und ELSA	44
4.2	GDH-Integral an MAMI und ELSA	45
4.3	Helizitätsabhängige Differenz bei GDH (Mainz)	46
4.4	Helizitätstransfer.	50
4.5	Strahlpolarisation	52
4.6	Targetpolarisation	54
5.1	Energieverlust beim CB-Detektor	57
5.2	Eindringtiefenrekonstruktion bei MiniTAPS	58
5.3	Energiespektrum der kosmischen Strahlung bei MiniTAPS	59

5.4	Pedestals bei MiniTAPS	60
5.5	Novosibirsk-Funktion	62
5.6	Kristall 75 von MiniTAPS	63
5.7	Zeit der Photonenmarkierungsanlage vs. Zeitdifferenz von MiniTAPS	64
5.8	Zeitspektrum der Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage vor und nach der Zeitkalibration	65
5.9	Timewalk, links bei einem Leading-Edge-Diskriminator, rechts bei einem Constant-Fraction-Diskriminator.	66
5.10	Vorwärtsdetektor vor und nach Timewalkkorrektur	67
5.11	Einschusseichung	69
6.1	Schema der Clusterbildung	70
6.2	Zeitdifferenzen im Cluster	71
6.3	Rekonstruktion des Kreuzungspunktes der Cluster aus den 3 Lagen	73
6.4	Winkelschnitt bei CB mit Innendetektor, Daten	75
6.5	Zeitdifferenz Vorwärtsdetektor Kristall, Veto	76
6.6	Winkelschnitte beim Vorwärtsdetektor	77
6.7	Abstand Kristall/Veto bei MiniTAPS	78
6.8	Abstandsschnitt bei MiniTAPS	78
7.1	Zeit der geladenen/ungeladenen Teilchen	79
7.2	3 PED Ereignis	80
7.3	2 PED Ereignis	81
7.4	Berechnete kinetische Energie	82
7.5	Zeit der Photonen aus dem Pionzerfall	83
7.6	θ -Winkel der Zerfallsphotonen des Pions im Laborsystem	85
7.7	Reaktionszeit, Butanol Nov09	86
7.8	Anzahl der Strahlphotonen pro 3 PED Ereignis	87
7.9	Missing-Mass ohne Schnitte	88
7.10	Invariante Masse, 2 PED	90
7.11	Invariante Masse, 3 PED	91
7.12	Missing Mass, 2 PED	92
7.13	Missing Mass, 3 PED	93
7.14	Koplanarität, 2 und 3 PED	95
7.15	Koplanarität bei verschiedenen Targets	96
7.16	Flugbahnen der Elektronen in der Photonenmarkierungsanlage	97
7.17	Gemessene vs. berechnete Strahlenergie, 2+ und 2- PED	98
7.18	Gemessene vs. berechnete Strahlenergie, 3 PED	99
7.19	Missing-Mass mit Schnitt auf berechnete Strahlenergie	100
7.20	Untergrundfit	101
7.21	Schnittvergleich 3 PED	102
7.22	Schnittvergleich 2+ PED	103
7.23	Schnittvergleich 2- PED	104
8.1	Zählratendifferenz des Missing-Mass-Spektrums	107
8.2	Zählratendifferenz der Strahlenergie	109
8.3	Totaler Wirkungsquerschnitt pro Nukleon	110
8.4	Dilution-Faktor bei 690-720 MeV und 1110-1140 MeV, Kohlenstoffdaten aus 2009	113

8.5	Dilution-Faktor bei 690-720 MeV und 1110-1140 MeV, Kohlenstoffdaten aus 2011	115
8.6	Dilution-Faktor und $\cos \theta$ bei 690-720 MeV und 1110-1140 MeV	116
8.7	Vergleich des Dilution-Faktors über Missing Mass und Koplanarität	117
8.8	Missing Mass und Koplanarität, Skalierungsfaktor bestimmt ohne Wasserstoff	118
8.9	Vergleich des Dilution-Faktors über Missing Mass und Koplanarität	119
8.10	Dilution-Faktor nach Schnittoptimierung	121
8.11	Missing-Mass, inv. Masse über $N_B - CN_C$	122
8.12	Invariante Masse gegen $\cos \theta$	124
8.13	Missing Mass und Koplanarität, ohne 2- PED	125
8.14	Dilution-Faktor nach Schnittoptimierung	126
8.15	$\cos \theta$ Verteilung, par. und antipar. Spinstellung bei 1050-1080 MeV	127
8.16	Doppelpolarisationsobservable E für 1050-1080 MeV	128
8.17	Doppelpolarisationsobservable E vs. Strahlphotonenenergie	128
8.18	Doppelpolarisationsobservable E bei 600-960 MeV	129
8.19	Doppelpolarisationsobservable E bei 960-1230 MeV	130
8.20	Doppelpolarisationsobservable E bei 1230-1590 MeV	131
8.21	Doppelpolarisationsobservable E vs. Photonenergie für $\cos \theta$ Bins	132
8.22	Rekonstruierte Ereignisse, Butanoltarget	136
8.23	Rekonstruierte Ereignisse, Wasserstofftarget	137
8.24	Rekonstruierte Ereignisse, Wasserstofftarget	138
8.25	Photonenfluss, Nov09	140
8.26	Photonenfluss Nov08	141
8.27	systematischer Fehler, 600-960 MeV	142
8.28	systematischer Fehler, 960-1230 MeV	143
8.29	systematischer Fehler, 1590-2310 MeV	144
8.30	korrigiertes Butanolspektrum, parallele und antiparallele Spinstellung	145
8.31	E mit Wasserstoff	146
8.32	Vergleich mit GDH-Daten	147
8.33	Polarisationswerte der verschiedenen Kombinationen	148
8.34	Vergleich der Kombinationen für die Zählratendifferenz	149
8.35	Vergleich der Kombinationen für die Zählratendifferenz mit Berücksichtigung der Polarisationswerte	150
8.36	Vergleich der Kombinationen für die Zählratendifferenz mit Berücksichtigung der Polarisationswerte	152
9.1	$\sigma_{1/2}$, $\sigma_{3/2}$, Resonanzbeiträge	155
9.2	$\sigma_{1/2}$, $\sigma_{3/2}$ totaler Wirkungsquerschnitt	156
9.3	Multipole in totalen Wirkungsquerschnitten	159
9.4	Zählratendifferenz, Vergleich der Methoden	160
9.5	Zählratendifferenz, ausgetauschte Multipole	161
9.6	GDH-Integral	163
9.7	MAID-Vorhersage bei einzelnen ausgeschalteten Resonanzen	164
9.8	Fit	165
9.9	Polynomfit, Set1, L=1,2	166
9.10	Polynomfit, Set2, L=2	167
9.11	Polynomfit, Set3, L=2,3	168
9.12	dominante Multipole	171

9.13 Terme in E	172
C.1 differentieller Wirkungsquerschnitt, Set1	178
C.2 differentieller Wirkungsquerschnitt, Set2	179
C.3 differentieller Wirkungsquerschnitt, Set3	180
D.1 Ladungsmarkierung bei CB, Nov07	181
D.2 Zeitschnitt zur Ladungsmarkierung, Nov07	182
D.3 Ladungsmarkierung bei CB, Nov08	183
D.4 Zeitschnitt zur Ladungsmarkierung, Nov08	184
D.5 Ladungsmarkierung bei CB, Jan09	185
D.6 Zeitschnitt zur Ladungsmarkierung, Jan09	186
F.1 Reaktionszeit, Butanol Nov07	189
F.2 Reaktionszeit, Kohlen- und Wasserstoff	190
F.3 Invariante Masse, Nov07	191
F.4 Invariante Masse, Butanol Nov09	192
F.5 Invariante Masse, Kohlenstoff	193
F.6 Invariante Masse, Wasserstoff	194
F.7 Invariante Masse, Kohlenstoff	194
F.8 Missing Mass, Nov07	195
F.9 Missing Mass, Butanol Nov09	196
F.10 Missing Mass, Wasserstoff	197
F.11 Missing Mass, MC Wasserstoff	198
F.12 Invariante Masse, Kohlenstoff	198
F.13 Koplanarität, Kohlenstoff	199
F.14 Koplanarität, Wasserstoff	200
F.15 Koplanarität, Kohlenstoff	200
F.16 Berechnete Strahlenergie, Nov07	201
F.17 Schnittvergleich, Nov07	202
G.1 Missing Mass parallel, antiparallel, Nov07	203
G.2 Missing Mass parallel, antiparallel, SepNov09	203
G.3 Missing Mass Differenz, Nov07, SepNov09	204
G.4 Missing Mass Differenz, Nov07, Nov09	204
G.5 Zählratendifferenz der Strahlphotonenenergie, Nov07	205
G.6 Zählratendifferenz der Strahlphotonenenergie, Nov09	205
H.1 Photonenfluss, Nov07	206
I.1 Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 600-960 MeV	207
I.2 Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 960-1230 MeV	208
I.3 Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 1230-2310 MeV	209
I.4 Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	210
I.5 Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	211
I.6 Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	212
I.7 Dilution-Faktor, 600-960 MeV	213
I.8 Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	214
I.9 Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	215
I.10 Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 600-960 MeV	216

I.11	Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 960-1230 MeV	217
I.12	Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 1230-2310 MeV	218
I.13	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	219
I.14	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	220
I.15	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	221
I.16	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	222
I.17	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	223
I.18	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	224
I.19	Dilution-Faktor: Koplanaritätsspektrum, 600-960 MeV	225
I.20	Dilution-Faktor: Koplanaritätsspektrum, 960-1230 MeV	226
I.21	Dilution-Faktor: Koplanaritätsspektrum, 1230-2310 MeV	227
I.22	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	228
I.23	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	229
I.24	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	230
I.25	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	231
I.26	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	232
I.27	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	233
I.28	Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 600-960 MeV	234
I.29	Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 960-1230 MeV	235
I.30	Dilution-Faktor: Missing-Mass-Spektrum, 1230-2310 MeV	236
I.31	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	237
I.32	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	238
I.33	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	239
I.34	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	240
I.35	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	241
I.36	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	242
I.37	Koplanaritätsspektrum, ohne Wasserstoff, 600-960 MeV	243
I.38	Koplanaritätsspektrum, ohne Wasserstoff, 960-1230 MeV	244
I.39	Koplanaritätsspektrum, ohne Wasserstoff, 1230-2310 MeV	245
I.40	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	246
I.41	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	247
I.42	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	248
I.43	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	249
I.44	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	250
I.45	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	251
I.46	Missing-Mass, optimierte Schnitte, 600-960 MeV	252
I.47	Missing-Mass, optimierte Schnitte, 960-1230 MeV	253
I.48	Missing-Mass, optimierte Schnitte, 1230-2310 MeV	254
I.49	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	255
I.50	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	256
I.51	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	257
I.52	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	258
I.53	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	259
I.54	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	260
I.55	Koplanarität, optimierte Schnitte, 600-960 MeV	261
I.56	Koplanarität, optimierte Schnitte, 960-1230 MeV	262
I.57	Koplanarität, optimierte Schnitte, 1230-2310 MeV	263
I.58	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	264

I.59	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	265
I.60	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	266
I.61	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	267
I.62	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	268
I.63	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	269
I.64	Missing-Mass, optimierte Schnitte, 600-960 MeV	270
I.65	Missing-Mass, optimierte Schnitte, 960-1230 MeV	271
I.66	Missing-Mass, optimierte Schnitte, 1230-2310 MeV	272
I.67	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	273
I.68	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	274
I.69	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	275
I.70	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	276
I.71	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	277
I.72	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	278
I.73	Koplanarität, optimierte Schnitte, 600-960 MeV	279
I.74	Koplanarität, optimierte Schnitte, 960-1230 MeV	280
I.75	Koplanarität, optimierte Schnitte, 1230-2310 MeV	281
I.76	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 600-960 MeV	282
I.77	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 960-1230 MeV	283
I.78	Dilution-Faktor: $\cos \theta$ -Spektrum, 1230-2310 MeV	284
I.79	Dilution-Faktor, 600-960 MeV	285
I.80	Dilution-Faktor, 960-1230 MeV	286
I.81	Dilution-Faktor, 1230-2310 MeV	287
J.1	$\sigma_{1/2}$ vs E_γ	288
J.2	$\sigma_{3/2}$ vs E_γ	289
J.3	$\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$, Set 1	290
J.4	$\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$, Set 2	291
J.5	$\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$, Set 3	292
J.6	$\sigma_{1/2}$ vs $\cos \theta$, Set 4	292
J.7	$\sigma_{3/2}$ vs $\cos \theta$, Set 1	293
J.8	$\sigma_{3/2}$ vs $\cos \theta$, Set 2	294
J.9	$\sigma_{3/2}$ vs $\cos \theta$, Set 3	295
J.10	$\sigma_{3/2}$ vs $\cos \theta$, Set 4	295

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der Quarks [B ⁺ 12].	5
2.1	Mögliche Multipole, Partialwellen und Beispiele für Resonanzen.	14
2.2	Polarisationsobservablen	16
2.3	Möglicher Satz an Doppelpolarisationsobservablen	17
2.4	Vergleich der von den verschiedenen Partialwellenanalysen verwendeten Resonanzen	21
3.1	Eigenschaften von CsI(Tl)	33
3.2	Eigenschaften von BaF ₂	39
3.3	Triggerbedingungen	42
4.1	Datenmenge	47
4.2	Simulierte Datenmenge	49
7.1	Anzahl der Teilchen mit Zeit am Butanoltarget	84
7.2	Verwendete Schnitte und Schnittgrenzen.	101
7.3	Signal-zu-Untergrund-Verhältnis	105
8.1	Fitbereiche zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren	119
8.2	Optimierte Schnittgrenzen	123
8.3	Targetflächendichte beim Wasserstoff- und Butanoltarget	135
9.1	Vergleich der in den verschiedenen Partialwellenanalysen erhaltenen Resonanzeigenschaften	157
E.1	Anzahl der Teilchen mit Zeit, Nov07	187
E.2	Anzahl der Teilchen mit Zeit, Nov08	188
E.3	Anzahl der Teilchen mit Zeit, Jan09	188

Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei Frau Prof. U. Thoma, die mir die Möglichkeit gegeben hat, diese interessante und vielseitige Doktorarbeit anzufertigen. Sie hatte zu jeder Zeit ein offenes Ohr für meine Fragen und hat sich immer viel Zeit genommen für Diskussionen.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. J. Dingfelder, Herrn Prof. U.-G. Meissner und Herrn Prof. N. Froitzheim für die Teilnahme an der Prüfungskommission.

Desweiteren richte ich einen riesigen Dank an meine Familie, die während der letzten Jahre immer stolz und unterstützend hinter mir standen. Danke auch an Sascha, der oft meine schlechte Laune ertragen musste, wenn mal wieder was nicht auf Anhieb geklappt hat.

Auch möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe Thoma/Beck für die angenehme Arbeitsatmosphäre danken. Ein besonderer Dank geht hier an meine Bürokollegen aus beiden Büros, in denen ich während meiner Doktorarbeitszeit gesessen habe (Eric zählt als Adoptiv-Bürokollege natürlich auch dazu. Danke für das Korrekturlesen. :-)).

Zu guter Letzt möchte ich meinen Freunden danken, die ebenfalls immer hinter mir standen und mir oft geduldig zugehört haben, wenn ich unverständliches Zeug von der Arbeit erzählt habe.