

INAUGURAL – DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde

der
Naturwissenschaftlich – Mathematischen
Gesamtfakultät

der Ruprecht – Karls – Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.–Phys. Torsten Jagla
aus Letmathe jetzt Iserlohn

Tag der mündl. Prüfung: 23. 07. 2003

**Die Rohdatenüberwachung des
Siliziumvertexdetektors von HERA-B
und die A-Abhängigkeit des
 ϕ -Produktionsquerschnitts in
Proton-Kern-Kollisionen bei 920 GeV
Protonenstrahlenergie**

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Franz Eisele

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein zufallsgetriggertes Datensatz hinsichtlich der Materialabhängigkeit des totalen ϕ -Produktionsquerschnitts in $pA \rightarrow \phi + X$ Ereignissen bei einer Proton-Nukleon-Schwerpunktenergie von 41,6 GeV am HERA Speicherring des DESY untersucht. Die zuverlässige Teilchenidentifikation des RICH im HERA-B Experiment ermöglichte den Nachweis der ϕ -Mesonen im häufigsten Zerfallskanal nach K^+K^- . Ca. 250 ϕ -Mesonen mit Werten der Feynman-Variablen $x_{F,\phi} \in [-0,06; 0,05]$ und einem arithmetischen Mittel für $x_{F,\phi}$ von $-0,011$ sowie mit Rapiditäten $y_\phi \in [2,9; 4,3]$ und einer mittleren Rapidität von 3,71 wurden für vier verschiedene Targetmaterialien rekonstruiert. Ein empirischer Fit gemäß $\sigma_\phi = \sigma_{\phi,0} \cdot A^\alpha$ an die ϕ -Produktionsquerschnitte σ_ϕ in Abhängigkeit von der Massenzahl A des benutzten Materials liefert als Ergebnis:

$$\sigma_{\phi,0} = (1,25 \pm 0,63 \text{ (stat.)} \pm 0,25 \text{ (syst.)}) \text{ mb/Nukleon} \quad \text{und}$$

$$\alpha = 0,78 \pm 0,13 \text{ (stat.)} .$$

Dies ist die erste Messung über einen weiten Bereich von A und für die benutzte Kombination von Targetmaterialien mit simultaner Ermittlung von $\sigma_{\phi,0}$ und α .

The raw data monitoring of the silicon vertex detector of HERA-B and the A-dependence of the ϕ production cross section in proton nucleus collisions at 920 GeV proton beam energy

Abstract

In this thesis a minimum bias data set was analysed with respect to the A-dependence of the total ϕ production cross section in $pA \rightarrow \phi + X$ events at a center of mass energy of 41.6 GeV at the HERA storage ring of DESY. The reconstruction of ϕ mesons decaying into the most frequent channel towards K^+K^- was feasible using the reliable particle identification by the RICH in the HERA-B experiment. Roughly 250 ϕ mesons have been reconstructed with values of the Feynman variable $x_{F,\phi} \in [-0.06, 0.05]$ and an average for $x_{F,\phi}$ of -0.011 as well as with rapidities $y_\phi \in [2.9, 4.3]$ and a mid rapidity of 3.71 for four different target materials. An empirical fit according to $\sigma_\phi = \sigma_{\phi,0} \cdot A^\alpha$ to the ϕ production cross sections σ_ϕ in dependence of the mass number A of the used materials results in:

$$\sigma_{\phi,0} = (1.25 \pm 0.63 \text{ (stat.)} \pm 0.25 \text{ (syst.)}) \text{ mb/nucleon} \quad \text{and}$$

$$\alpha = 0.78 \pm 0.13 \text{ (stat.)} .$$

This is the first measurement over a wide range of A and for the used combination of target materials with simultaneous calculation of $\sigma_{\phi,0}$ und α .

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das HERA-B Experiment	3
2.1	Der Speicherring HERA und seine Großexperimente	4
2.2	Das interne Target	6
2.3	Der HERA-B Detektor	7
2.3.1	Die Komponenten zur Vertex- und Spurfindung sowie Impulsbestimmung	9
2.3.1.1	Das Vertexdetektorsystem (VDS)	9
2.3.1.2	Der Dipolmagnet	15
2.3.1.3	Das äußere Spurkammersystem (OTR)	15
2.3.1.4	Das innere Spurkammersystem (ITR)	17
2.3.2	Die Subdetektoren zur Teilchenidentifikation	19
2.3.2.1	Der ringabbildende Čerenkovzähler (RICH)	19
2.3.2.2	Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)	22
2.3.2.3	Der Myon-Detektor	23
2.4	Das Trigger- und Datennahmesystem	23
3	Die Rohdatenüberwachung des VDS	27
3.1	Die Motivation und Anforderungen	27
3.2	Die Umgebung der Datenqualitätsüberwachung	28
3.3	Der Umfang der Datenein- und -ausgabe	30
3.4	Die grafischen Informationen	36
3.4.1	Die Ausleseelektronik	37
3.4.2	Die Roh- und Trefferdaten	41
3.4.3	Die Belegungsdichten im VDS	48
3.4.4	Die Synchronisation der VDS-Auslese	50
3.4.5	Weitere Einzelheiten	53
4	Die Rekonstruktion und Auswahl der Daten	55
4.1	Der zugrunde liegende Datensatz	55
4.1.1	Die Abschätzung der Wechselwirkungen je Protonenbunch	56
4.2	Die Ereignisrekonstruktion und Datenselektion	58

4.2.1	Die Ereignisrekonstruktion	58
4.2.2	Die Datenselektion	60
4.2.3	Das Datenformat	65
4.3	Die Auswahl der Daten	65
4.3.1	Die Target–Strahl–Wechselwirkung	65
4.3.2	Die Diskussion der Daten	66
4.3.3	Die Berechnung der Fehler	87
4.3.4	Der Datensatz für die ϕ –Analyse	90
5	Die Extraktion des ϕ–Signals	93
5.1	Die Generierung und Detektorsimulation	93
5.2	Die Monte–Carlo–Rekonstruktion	95
5.3	Der ϕ –Selektionsalgorithmus	96
5.4	Die Extraktion der ϕ –Mesonen	96
5.4.1	Der Schnitt auf die Spurkammertreffer	97
5.4.2	Der Schnitt auf die Spurimpulse	97
5.4.3	Der Schnitt auf den Kaonlikelihood	100
5.4.4	Der Schnitt auf die Spurdistanz	107
5.4.5	Die definierten endgültigen Schnitte	108
5.4.6	Der Konsistenzcheck der Rekonstruktion	109
5.4.7	Die Abschätzung der Massenauflösung	110
5.4.8	Die Fehlerbestimmung für die Statistikgrößen	111
6	Das Verfahren zur Gewinnung von Signal und Untergrund	117
6.1	Wege zur Beschreibung der Massenverteilungen	117
6.2	Das endgültige Verfahren	120
6.3	Die endgültig benutzten Daten	121
7	Die Untersuchung von Simulation und echten Daten	123
7.1	Die Gewinnung untergrundreduzierter Verteilungen	123
7.2	MC–truth–Verteilungen für verschiedene Materialien	125
7.3	Der Vergleich von MC–Reko– mit echten Daten	130
8	Die ϕ–Statistik und Ermittlung der Effizienzen	135
8.1	Die Gewinnung der endgültigen ϕ –Statistik	135
8.1.1	Die Berechnung der Statistikgrößen mit Fehlern	136
8.1.2	Die endgültige ϕ –Statistik	137
8.2	Die Gewinnung der totalen Effizienzen	141
8.2.1	Die Gewinnung der ϕ –Statistiken zur Effizienzbestimmung	142
8.2.2	Die Bestimmung sämtlicher Effizienzen und ihrer Fehler . .	154
8.2.3	Die benutzten Effizienzen	157

9 Die A-Abhängigkeit der ϕ-Produktion	161
9.1 Die Behandlung der übrigen Eingangsgrößen	161
9.2 Die Bestimmung des ϕ -Produktionsquerschnitts	162
9.3 Die A-Abhängigkeit des ϕ -Produktionsquerschnitts	163
9.4 Der Vergleich mit anderen Experimenten und Ausblick	166
10 Zusammenfassung	169
A Die benutzten Datennahmeläufe	171
Literaturverzeichnis	175
Danksagung	181

Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Das HERA-Beschleunigersystem</i>	4
2.2	<i>Das Füllschema des HERA-Protonenstrahls</i>	5
2.3	<i>Das Konzept des HERA-B Targets</i>	7
2.4	<i>Der Aufbau des HERA-B Detektors</i>	8
2.5	<i>Die Konzeption des Vertexdetektorsystems</i>	10
2.6	<i>Die Akzeptanz des Vertexdetektorsystems</i>	11
2.7	<i>Die Anordnung der Detektoren und der Hochfrequenzabschirmung um den Strahl</i>	11
2.8	<i>Die Konstruktion der OTR-Driftkammern</i>	16
2.9	<i>Die Konstruktion der GEM-Mikrostreifen-Gaszähler des ITR</i>	18
2.10	<i>Das Funktionsprinzip des RICH</i>	20
2.11	<i>Die theoretische Abhängigkeit des Čerenkovwinkels vom Impuls eines geladenen Teilchens</i>	21
2.12	<i>Das Quadrat des Čerenkovwinkels gegen das inverse Impulsquadrat für Datennahmelauf 17260</i>	22
2.13	<i>Das Trigger- und Datennahmesystem von HERA-B</i>	24
2.14	<i>Die Funktionsweise des FLT</i>	25
3.1	<i>Die Qualitätsüberwachungsumgebung des gesamten HERA-B Experiments</i>	28
3.2	<i>Das Zeitverhalten der Anzahl permanent problematischer Auslesechips des VDS</i>	33
3.3	<i>Das irgendwie problematische Verhalten jedes Auslesechips des VDS in Abhängigkeit vom Datennahmelauf</i>	35
3.4	<i>Das Zeitverhalten der Anzahl von Auslesechips des VDS mit baseline jumps</i>	36
3.5	<i>Die Häufigkeit asynchronen und toten Auftretens jedes HELIX-Bausteins</i>	37
3.6	<i>Das Zeitverhalten der Anzahl asynchroner und toter Auslesechips sowie aller problematischen FED-Signalleitungen</i>	38
3.7	<i>Die Verteilung der häufigsten Speicherzellennummern</i>	39
3.8	<i>Die Anzahl kontaktierter nicht-maskierter Streifen in Abhängigkeit von der Detektorseite und Streifengruppe</i>	40

3.9	<i>Die pro Ereignis und jeweils nur für kontaktierte Streifen gemittelten Sockelbeträge in Abhängigkeit von der Detektorseite und Streifen- gruppe</i>	41
3.10	<i>Die Häufigkeitsverteilung der gemittelten Sockelbeträge</i>	42
3.11	<i>Die pro Ereignis und jeweils nur für kontaktierte Streifen gemittelten Rauschvarianzen in Abhängigkeit von der Detektorseite und Streifen- gruppe</i>	43
3.12	<i>Die Häufigkeitsverteilung der gemittelten Rauschvarianzen</i>	43
3.13	<i>Die Häufigkeitsverteilung der Ladung echter Signaltreffer für n- und p-Seiten</i>	44
3.14	<i>Das typische Signal-zu-Rausch-Verhältnis aller Treffer je einer guten p- und n-Seite</i>	45
3.15	<i>Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis aller Treffer je einer schlechten p- und n-Seite</i>	46
3.16	<i>Die Trefferbreite: Verteilung der Anzahl aller zu Treffern mit rich- tigem Vorzeichen beitragenden Detektorstreifen</i>	47
3.17	<i>Die Belegungsdichte aller Treffer in Abhängigkeit von der Detek- torseite und Streifen- gruppe</i>	48
3.18	<i>Die typischen Verteilungen der Belegungsdichte gegen die Streifen- nummer je einer guten p- und n-Seite</i>	49
3.19	<i>Die Verteilungen der Belegungsdichte gegen die Streifennummer je einer schlechten p- und n-Seite</i>	51
3.20	<i>Die BX-Spektren für Datennahmelauf 16 378</i>	52
3.21	<i>Die BX-Spektren für Datennahmelauf 16 300</i>	53
3.22	<i>Die BX-Spektren für Datennahmelauf 18 043</i>	54
4.1	<i>Die Treffer pro klonfreie Spur im VDS und Spurkammersystem aller vorselektierten Datennahmeläufe</i>	61
4.2	<i>Das OTR-Driftzeitverhalten aller vorselektierten Datennahmeläufe</i>	63
4.3	<i>Die BX-Spektren aller vorselektierten Datennahmeläufe</i>	64
4.4	<i>Die Wechselwirkungs- und Untergrundrate</i>	68
4.5	<i>Die BX-Homogenität und das relative leere BX-Niveau</i>	70
4.6	<i>Die BX-Spektren für alle Datennahmeläufe mit gutem BX-Spektrum</i>	72
4.7	<i>Die BX-Spektren für alle Datennahmeläufe mit schlechtem BX- Spektrum</i>	72
4.8	<i>Der Anteil selektierter Ereignisse und die mittlere Anzahl der Primärvertizes</i>	73
4.9	<i>Die mittlere Anzahl der Spuren pro selektiertes Ereignis</i>	74
4.10	<i>Der Anteil nicht-assoziiertes Treffer</i>	75
4.11	<i>m² für alle rekonstruierten Spuren mit assoziiertem RICH-Ring .</i>	76
4.12	<i>Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als leicht- tes Teilchen e, μ oder π sowie als Kaon aus RICH-Ringen</i>	78

4.13	<i>Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als Proton sowie für Nichtidentifizierung aus RICH-Ringen</i>	79
4.14	<i>Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als leichtes Teilchen e, μ oder π sowie als Kaon nach harten Likelihoodschnitten</i>	81
4.15	<i>Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als Proton sowie für Nichtidentifizierung nach harten Likelihoodschnitten</i>	82
4.16	<i>Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als leichtes Teilchen e, μ oder π sowie als Kaon nach weichen Likelihoodschnitten</i>	83
4.17	<i>Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als Proton sowie für Nichtidentifizierung nach weichen Likelihoodschnitten</i>	84
4.18	<i>Der Anteil selektierter Ereignisse pro nominell leeres Ereignis . .</i>	85
4.19	<i>Die mittlere Anzahl der Spuren pro selektiertes nominell leeres Ereignis</i>	86
4.20	<i>m² für rekonstruierte Spuren mit assoziiertem RICH-Ring für alle selektierten nominell leeren Ereignisse</i>	87
5.1	<i>Die Gegenüberstellung der Datenaufbereitung für echte und simulierte Daten</i>	95
5.2	<i>Die Anzahl der Treffer je Spur im Spurkammersystem</i>	98
5.3	<i>Die Pion- und Protonlikelihoodverteilungen mit zugehöriger Spurimpulsverteilung für verschiedene Kaonlikelihoodschnitte für negativ geladene Spuren</i>	99
5.4	<i>Die Pion- und Protonlikelihoodverteilungen mit zugehöriger Spurimpulsverteilung für verschiedene Kaonlikelihoodschnitte für positiv geladene Spuren</i>	100
5.5	<i>Die Kaonlikelihoodverteilungen für das Signal-Ntuple</i>	101
5.6	<i>Die Kaonlikelihoodverteilungen für das Untergrund-Ntuple</i>	103
5.7	<i>Beispiele typischer invarianter Massenverteilungen der ϕ-Analyse</i>	104
5.8	<i>Die Anzahl der ϕ-Mesonen und der Untergrund im Signal, die Signalsignifikanz und die Massenauflösung σ aufgetragen gegen den Kaonlikelihoodschnitt für echte Daten</i>	106
5.9	<i>Dieselben Größen wie in Abbildung 5.8 für MC-Reko-Daten . . .</i>	107
5.10	<i>Die normierte Anzahl der ϕ-Mesonen aufgetragen gegen den Kaonlikelihoodschnitt für echte und MC-Reko-Daten</i>	108
5.11	<i>Die Anzahl der ϕ-Mesonen und der Untergrund im Signal normiert aufgetragen gegen den Kaonlikelihoodschnitt für echte Daten . . .</i>	109
5.12	<i>Die Anzahl der ϕ-Mesonen und der Untergrund im Signal, die Signalsignifikanz und die Massenauflösung σ aufgetragen gegen den Spurdistanzschnitt für echte Daten</i>	110
5.13	<i>Dieselben Größen wie in Abbildung 5.12 für MC-Reko-Daten . . .</i>	111

5.14	<i>Die normierte Anzahl der ϕ-Mesonen aufgetragen gegen den Spurdistanzschnitt für echte und MC-Reko-Daten</i>	112
5.15	<i>Die Anzahl der ϕ-Mesonen und der Untergrund im Signal normiert aufgetragen gegen den Spurdistanzschnitt für echte Daten</i>	113
5.16	<i>Die invarianten Massenverteilungen mit einem Fit zum Konsistenzcheck der Rekonstruktion</i>	114
5.17	<i>Die invarianten Massenverteilungen mit einem Fit zur Abschätzung der Massenauflösung</i>	115
6.1	<i>Die invarianten Massenverteilungen für Wolfram mit individuellem gewichtetem Fit der Summe von Untergrund- und Signalfunktion</i>	118
6.2	<i>Die invarianten Massenverteilungen für Titan mit individuellem gewichtetem Fit der Summe von Untergrund- und Signalfunktion</i>	119
6.3	<i>Die Festlegung des Signalbereichs und der beiden Seitenbänder</i>	120
7.1	<i>MC truth: p_ϕ für alle Daten</i>	126
7.2	<i>MC truth: p_ϕ für Kohlenstoff</i>	126
7.3	<i>MC truth: p_ϕ für Aluminium</i>	126
7.4	<i>MC truth: p_ϕ für Titan</i>	126
7.5	<i>MC truth: p_ϕ für Wolfram</i>	126
7.6	<i>MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für alle Daten</i>	127
7.7	<i>MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für Kohlenstoff</i>	127
7.8	<i>MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für Aluminium</i>	127
7.9	<i>MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für Titan</i>	127
7.10	<i>MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für Wolfram</i>	127
7.11	<i>MC truth: $x_{F,\phi}$ für alle Daten</i>	128
7.12	<i>MC truth: $x_{F,\phi}$ für Kohlenstoff</i>	128
7.13	<i>MC truth: $x_{F,\phi}$ für Aluminium</i>	128
7.14	<i>MC truth: $x_{F,\phi}$ für Titan</i>	128
7.15	<i>MC truth: $x_{F,\phi}$ für Wolfram</i>	128
7.16	<i>MC truth: y_ϕ für alle Daten</i>	129
7.17	<i>MC truth: y_ϕ für Kohlenstoff</i>	129
7.18	<i>MC truth: y_ϕ für Aluminium</i>	129
7.19	<i>MC truth: y_ϕ für Titan</i>	129
7.20	<i>MC truth: y_ϕ für Wolfram</i>	129
7.21	<i>Alle MC-Reko- und echten Daten: ϕ_{azi,K^-}</i>	132
7.22	<i>Alle MC-Reko- und echten Daten: ϕ_{azi,K^+}</i>	132
7.23	<i>Alle MC-Reko- und echten Daten: p_ϕ</i>	133
7.24	<i>Alle MC-Reko- und echten Daten: $p_{t,\phi}^2$</i>	133
7.25	<i>Alle MC-Reko- und echten Daten: $x_{F,\phi}$</i>	133
7.26	<i>Alle MC-Reko- und echten Daten: y_ϕ</i>	133

8.1	<i>Die invarianten 2K–Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Fit der Untergrundfunktion</i>	138
8.2	<i>Die 2K–Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit . . .</i>	138
8.3	<i>Die 2K–Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem Fit . .</i>	139
8.4	<i>Die 2K–Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit . .</i>	139
8.5	<i>Die 2K–Massenverteilungen für Titan mit skaliertem Fit</i>	140
8.6	<i>Die 2K–Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit . . .</i>	140
8.7	<i>Die invarianten „–“-Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Untergrundfit</i>	143
8.8	<i>Die „–“-Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit . .</i>	143
8.9	<i>Die „–“-Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem Fit . .</i>	144
8.10	<i>Die „–“-Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit . .</i>	144
8.11	<i>Die „–“-Massenverteilungen für Titan mit skaliertem Fit</i>	145
8.12	<i>Die „–“-Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit . . .</i>	145
8.13	<i>Die invarianten „+“-Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Untergrundfit</i>	146
8.14	<i>Die „+“-Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit . .</i>	146
8.15	<i>Die „+“-Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem Fit .</i>	147
8.16	<i>Die „+“-Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit .</i>	147
8.17	<i>Die „+“-Massenverteilungen für Titan mit skaliertem Fit</i>	148
8.18	<i>Die „+“-Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit . . .</i>	148
8.19	<i>Die invarianten 0K–Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Untergrundfit</i>	149
8.20	<i>Die 0K–Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit . . .</i>	149
8.21	<i>Die 0K–Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem Fit . .</i>	150
8.22	<i>Die 0K–Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit . .</i>	150
8.23	<i>Die 0K–Massenverteilungen für Titan mit skaliertem Fit</i>	151
8.24	<i>Die 0K–Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit . . .</i>	151
8.25	<i>Die „upper tail“ Wahrscheinlichkeiten der vier Fälle „2K“, „–“, „+“ und „0K“ für die MC–Reko–Daten</i>	152
8.26	<i>Die „upper tail“ Wahrscheinlichkeiten der vier Fälle „2K“, „–“, „+“ und „0K“ für die echten Daten</i>	153
8.27	<i>Die superponierten Kaoneffizienzen für MC–Reko– und echte Daten</i>	157
8.28	<i>Die totalen Detektorakzeptanzen und die superponierten totalen Detektoreffizienzen für MC–Reko– und echte Daten</i>	158
9.1	<i>Die totalen ϕ–Produktionsquerschnitte aus Tabelle 9.3 doppeltlogarithmisch aufgetragen</i>	165

Tabellenverzeichnis

4.1	<i>Die zu erwartende Anzahl von Wechselwirkungen pro beitragenden Protonenbunch</i>	57
4.2	<i>Die Statistik der Ereignisse für die ϕ-Analyse</i>	91
6.1	<i>Die Statistik der Ereignisse für die Analyse des ϕ-Produktionsquerschnitts</i>	121
8.1	<i>Die Statistik der ϕ-Mesonen für echte und MC-Reko-Daten sowie in der Monte Carlo truth</i>	141
8.2	<i>Die MC-Reko-Statistik der ϕ-Mesonen für die Fälle „2K“, „-“, „+“ und „0K“</i>	153
8.3	<i>Die Statistik echter Daten der ϕ-Mesonen für die Fälle „2K“, „-“, „+“ und „0K“</i>	154
8.4	<i>Die Werte der Kaoneffizienzen für MC-Reko- und echte Daten</i>	158
8.5	<i>Die Werte der totalen Detektorakzeptanz, der totalen Detektoreffizienzen für MC-Reko- und echte Daten sowie des Produkts der Kaoneffizienzen für echte Daten</i>	159
9.1	<i>Die Übersicht der Luminositäten aller benutzten Datennahmeläufe für die ϕ-Produktionsquerschnitte</i>	162
9.2	<i>Die Werte der gesamten Luminositäten und ihrer statistischen Fehler für jedes Targetmaterial</i>	163
9.3	<i>Die Werte der totalen ϕ-Produktionsquerschnitte und ihrer Fehler für jedes Targetmaterial mit dessen Massenzahl</i>	164
9.4	<i>Die Werte der Parameter des Fits an die ϕ-Produktionsquerschnitte aus Abbildung 9.1 und von $\sigma_{\phi,0}$ mit vorläufigem statistischen Fehler</i>	164
A.1	<i>Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Aluminium (Oben 2)</i>	172
A.2	<i>Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Kohlenstoff (Innen 2)</i>	172
A.3	<i>Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Titan (Innen 1)</i>	173
A.4	<i>Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Wolfram (Unten 2)</i>	174

„Die naturwissenschaftliche Forschung bildet den sicheren Boden des technischen Fortschritts, und die Industrie eines Landes wird niemals eine internationale, leitende Stellung erwerben und sich selbst erhalten können, wenn das Land nicht gleichzeitig an der Spitze des naturwissenschaftlichen Fortschritts steht. Dieses herbeizuführen, ist das wirksamste Mittel zur Hebung der Industrie.“

(Werner von Siemens in einer Denkschrift von 1883)

meinen Eltern
und
meiner Verlobten Joanna

Kapitel 1

Einleitung

In der Physik besteht nicht nur ein Interesse an den Zerfalls-, sondern auch den Produktionsmechanismen von Hadronen. Die bis zum heutigen Tage nachgewiesene Vielzahl von Teilchen zeigt, dass in der Produktion so genannte Resonanzen einen wichtigen Beitrag leisten, da aus ihren Zerfällen neue Hadronen hervorgehen [Hag02]. Resonanzen sind mit Lebensdauern von meist unter 10^{-20} s gewöhnlich extrem kurzlebig und in vielen Fällen gebundene Quark–Antiquark–Zustände, so genannte Mesonen ([Hal84] und [Pov95]). Falls ihr Gesamtdrehimpuls $J=1$ beträgt, werden sie auch als Vektormesonen bezeichnet. Sie sind wegen der genannten Eigenschaften für Tests von theoretischen Modellen in der Quantenchromodynamik, die die Produktion und Zerfälle von Hadronen zu beschreiben versuchen, sehr gut geeignet [Spe80]. Dies gilt insbesondere für Resonanzen, deren Konstituenten nach Möglichkeit nicht zu denselben Quarksorten gehören wie die Bestandteile von Projektil und Target in einem Kollisionsexperiment.

In dieser Arbeit wird die Abhängigkeit des totalen Produktionsquerschnitts des ϕ -Mesons von der Massenzahl A des Targetmaterials, kurz als A -Abhängigkeit des totalen ϕ -Produktionsquerschnitts bezeichnet, in Proton-Kern-Wechselwirkungen vermessen. Die ϕ -Resonanz als gebundener $s\bar{s}$ -Zustand hat den Vorteil, dass beide Bestandteile keine Konstituenten von Projektil oder Target sein können und das ϕ -Meson ausschließlich aus Seequarks erzeugt wird. Außerdem ist sein Zerfall in leichte Mesonen aus up- und down-Quarks stark unterdrückt nach der so genannten Zweig- oder OZI-Regel ([Hal84] und [Pov95]). Diese besagt, dass Produktions- und Zerfallsprozesse mit durchlaufenden Quarklinien bevorzugt werden. Dies gilt auch, wenn wie hier der Phasenraum für den Zerfall in leichte Mesonen viel größer ist. Stattdessen zerfällt das ϕ -Meson mit einer Lebensdauer von ca. $1,6 \cdot 10^{-22}$ s und mit einer Wahrscheinlichkeit von 83 % in zwei Kaonen als die einzigen kinematisch erlaubten Hadronen, die jeweils ein s - oder \bar{s} -Quark enthalten [Hag02]. Dabei begünstigt die Tatsache, dass die Masse geladener Kaonen etwas kleiner als die der elektrisch neutralen ist, den Zerfall in zwei geladene Kaonen. Gerade diese können direkt und somit einfach nachgewiesen werden.

Aus der A-Abhängigkeit des ϕ -Produktionsquerschnitts kann die Theorie schließlich auch Aussagen über Absorptionsmechanismen des gerade erzeugten ϕ -Mesons im Targetmaterial erhalten. Wird der ϕ -Produktionsquerschnitt nach einem A^α -Verhalten parametrisiert, so erwartet man ein α zwischen $2/3$ und 1 . $2/3$ gilt für den Grenzfall der totalen Absorption, in dem das Target effektiv eine unendlich dünne Scheibe ist. Umgekehrt erhält man $\alpha = 1$, wenn überhaupt keine Absorption stattfindet und eine Skalierung nach dem Targetvolumen erfolgt.

Die Arbeit setzt sich in Kapitel 2 zunächst mit einer Beschreibung des HERA-B Experiments fort. In Kapitel 3 folgt die Beschreibung einer Rohdatenüberwachung, die für den Siliziumvertexdetektor realisiert wurde. Eine detaillierte Beschreibung der Rekonstruktion und Begutachtung der Daten, die der ϕ -Analyse zugrunde liegen, soll in Kapitel 4 auf die anschließenden Studien zur A-Abhängigkeit des ϕ -Produktionsquerschnitts vorbereiten. Diese gliedern sich zunächst von Kapitel 5 bis 7 in Beschreibungen zu der Generierung von ϕ -Mesonen und ihrer Extraktion aus rekonstruierten Datensätzen, zu Verfahren der Signal- und Untergrundgewinnung und zu Untersuchungen von simulierten und echten Daten. Danach werden in Kapitel 8 sämtliche ϕ -Statistiken und Effizienzen präsentiert, um in Kapitel 9 die ϕ -Produktionsquerschnitte und ihre A-Abhängigkeit zu ermitteln und zu diskutieren. Zum Abschluss erfolgt eine Zusammenfassung in Kapitel 10.

Kapitel 2

Das HERA-B Experiment

HERA-B ist am Speicherring HERA¹ des DESY² in Hamburg mit dem Ziel gebaut worden, die Verletzung der CP-Symmetrie im System neutraler B-Mesonen im so genannten goldenen Zerfall $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ zu prüfen. Die B-Mesonen werden in inelastischen Proton-Kern-Wechselwirkungen erzeugt, indem dünne Drahttargets in den Randbereich des Protonenstrahls von HERA gefahren werden. Konzipiert wurde HERA-B für typische Wechselwirkungsraten von bis zu 40 MHz und damit verbundene hohe und mit zukünftigen LHC-Experimenten vergleichbare Teilchenflüsse. Diese erreichen insbesondere durch die strahlnahen Detektorkomponenten mehrere 10^7 Teilchen/(cm²s) ([HB94] und [HB95]). Gemeinsam mit einem niedrigen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis stellen sie eine extreme und neuartige Herausforderung an die Detektor-, Trigger- und Aussetechnologie dar. Die Winkelabdeckung im Laborsystem ist 10–250 mrad horizontal und 10–160 mrad vertikal, was ca. 90% des Raumwinkels im Schwerpunktsystem entspricht. Die größere Akzeptanz in der horizontalen Projektion wird aufgrund der Spurablenkung im Magneten benötigt.

Sämtlichen Ausführungen und Analysen in dieser Arbeit liegt, wenn nicht anders angegeben, das rechtshändige Koordinatensystem von HERA-B zugrunde, bei dem die z-Achse in Richtung des Strahlorbits³, die horizontale x-Achse zur Speicherringinnenseite und die vertikale y-Achse nach oben weisen.

In diesem Kapitel werden zunächst die äußeren Bedingungen am Beschleunigersystem des DESY und im Anschluss daran der Entwurf des HERA-B Experiments mit seinem Target, seinen Subdetektoren sowie dem Trigger- und Datennahmesystem beschrieben. Besondere Aufmerksamkeit wird dabei den für die spätere ϕ -Analyse essentiellen Subdetektoren geschenkt, die das Vertexdetektor- und das Spurrkammersystem sowie der ringabbildende Čerenkovzähler sind.

¹Hadron-Elektron-Ring-Anlage

²Deutsches Elektronen-Synchrotron

³die Idealbahn der gespeicherten Teilchen gemäß dem Design des Beschleunigers

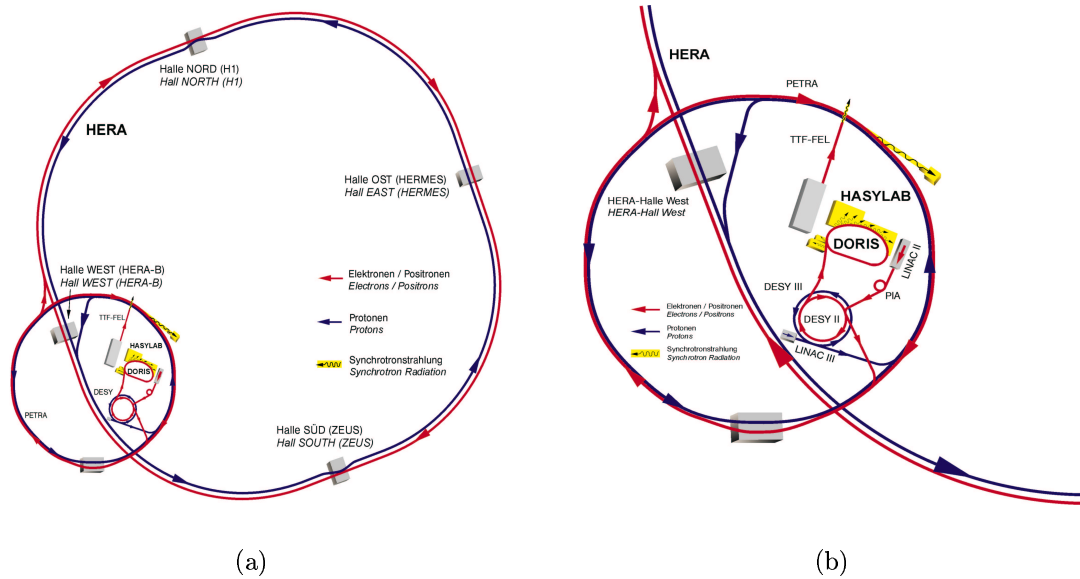


Abbildung 2.1: Das HERA-Beschleunigersystem [DES02]:

(a): die Gesamtübersicht des Speicherrings HERA mit den vier Großexperimenten. Das HERA-B Experiment befindet sich in der Westhalle.

(b): der frühere e^+e^- -Speicherring PETRA im Ausschnitt mit Vorbeschleunigern

2.1 Der Speicherring HERA und seine Großexperimente

Das HERA-B Experiment befindet sich gemeinsam mit drei älteren Projekten am Doppelspeicherring HERA mit 6 335,8 m Umfang [HB94]. Es benutzt lediglich dessen Protonen, die mit einer Endenergie von 920 GeV eine Schwerpunktsenergie⁴ von $\sqrt{s} \approx 41,6$ GeV in den Proton-Nukleon-Wechselwirkungen liefern. In einer zweiten separaten Vakuumröhre werden wahlweise Elektronen oder Positronen⁵ der Energie 27,5 GeV gespeichert.

HERA als symmetrische Speicherringanlage besitzt vier geradlinige Wechselwirkungszonen, in denen die vier Großexperimente installiert sind, wie im Teil (a) von Abbildung 2.1 zu erkennen ist. Das HERA-B Experiment ist in der Westhalle untergebracht. Im Norden und Süden befinden sich die beiden Experimente H1 und ZEUS, die Protonstrukturfunktionen mit Hilfe tiefinelastischer ep-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie⁶ von $\sqrt{s} \approx 318,1$ GeV studieren. Das

⁴ $\sqrt{s} = \sqrt{(p_p + p_{Nu})^2} = \sqrt{2M_{Nu}E_p c^2 + 2M_{Nu}^2 c^4}$ mit $M_{Nu} \approx 0,939$ GeV/c², $E_p \approx 920$ GeV und einem Targetnukleon in Ruhe

⁵Im Folgenden wird einschließlich immer nur von Elektronen gesprochen.

⁶ $\sqrt{s} = \sqrt{(p_p + p_e)^2} = \sqrt{M_p^2 c^4 + M_e^2 c^4 + 2E_p E_e (1 - \beta_p \beta_e \cos \theta)} \approx \sqrt{M_p^2 c^4 + M_e^2 c^4 + 4E_p E_e}$ mit $\theta \approx 180^\circ$, $\beta_p \approx \beta_e \approx 1$, $M_p \approx 0,938$ GeV/c², $M_e \approx 0,000511$ GeV/c², $E_p \approx 920$ GeV und $E_e \approx 27,5$ GeV

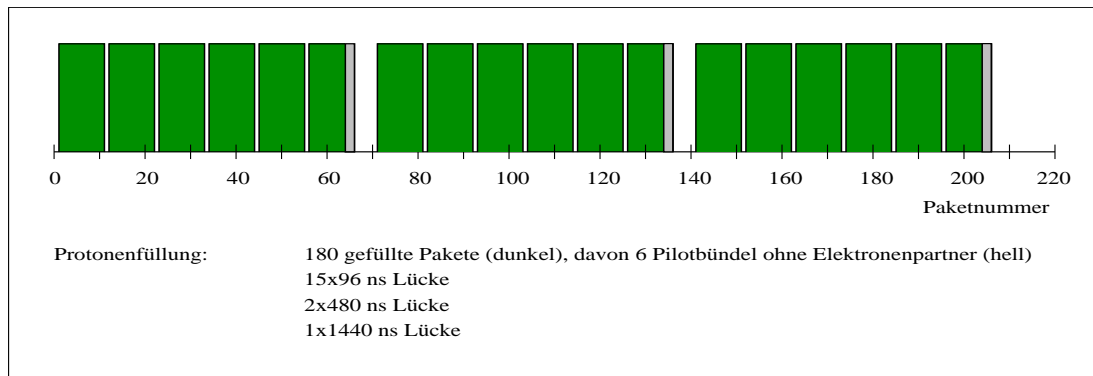


Abbildung 2.2: Das Füllschema des Protonenstrahls (basierend auf [Jag98]): Von 220 möglichen Positionen sind 180 mit Protonenbündeln gefüllt, die sich auf drei PETRA-Züge aufteilen. Diese enthalten je sechs Gruppen mit jeweils zehn Bunchen, die durch nicht gefüllte Positionen voneinander getrennt sind.

Experiment HERMES in der Osthalle benutzt nur den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl und untersucht durch Beschuss eines polarisierbaren Targets die Spinstruktur des Protons und Neutrons. Die Elektronen sowie Protonen passieren bei HERA-B und HERMES kollisionsfrei den Wechselwirkungspunkt. Der Abstand beider Strahlrohre beträgt in HERA-B 1 m.

In mehreren Schritten werden beide Teilchenstrahlen über verschiedene Vorbeschleunigerstufen, die im Teil (b) von Abbildung 2.1 dargestellt sind, auf ihre Endenergien gebracht. Auf die Anlagen für den Protonenstrahl wird im Folgenden näher eingegangen [Jag98].

Zunächst werden negative Wasserstoffionen H^- im Linearbeschleuniger LINAC III⁷ auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt und die Elektronen danach an Stripping-Folien abgestreift. Die resultierenden Protonen werden in zehn wiederholten Schritten in die nächste Beschleunigungsstufe, das Synchrotron DESY III, eingeschossen. Die zehn vorhandenen Protonenfüllungen werden dort auf 7,5 GeV beschleunigt. Danach werden sie in den Speicherring PETRA⁸ injiziert, wobei dieser sechs DESY III-Füllungen aufnehmen kann. Die Energie der jetzt insgesamt 60 Bunchen⁹ wird auf 39 GeV erhöht, und die Pakete werden in den Speicherring HERA eingeschossen. Nach zwei weiteren derartigen Injektionen sind in HERA schließlich 180 Bündel gespeichert. Danach werden die Protonen auf 920 GeV Sollenergie beschleunigt.

Von den insgesamt 220 Hochfrequenzabschnitten¹⁰ des Protonenspeicherrings sind gemäß Abbildung 2.2 180 mit Bunchen, auch kurz BX genannt, gefüllt. Die DESY III-Füllungen und die drei PETRA-Züge sind durch ein, bzw. fünf, nicht

⁷Linear Accelerator

⁸Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

⁹englisch für Bündel, Gruppe oder Haufen

¹⁰Synonyme sind Hochfrequenz- oder HF-Fenster.

gefüllte HF–Fenster voneinander getrennt. Die längere Lücke hinter dem letzten PETRA–Zug von 15 ungefüllten Abschnitten dient der sicheren Ejektion des gesamten Strahls zum Ende eines Datennahmeabschnitts. Ein Hochfrequenzabschnitt hat eine Länge von 96 ns, wobei die Protonenbunche auf jeweils ungefähr 0,6 ns komprimiert sind [Ehr00]. Somit passieren die HF–Fenster das HERA–B Target mit einer Rate von ungefähr 10,42 MHz, mit der die Datennahme getriggert wird. Daraus folgt für die mittlere Protonenpaket– oder BX–Rate:

$$\bar{R}_p \approx 180/220 \cdot 10,42 \text{ MHz} \approx 8,53 \text{ MHz} \quad . \quad (2.1)$$

2.2 Das interne Target

Das Target von HERA–B ist derart konzipiert, dass durch dessen Einsatz der Elektron–Proton–Luminositätsbetrieb der beiden Kollisionsexperimente nicht signifikant in Mitleidenschaft gezogen wird und die Untergrundsituation für alle Experimente akzeptabel bleibt. Hierzu ist es als internes Target zu Beginn des Vertexdetektortanks im Strahlrohr untergebracht und besteht, wie in Abbildung 2.3 (a) dargestellt, aus zwei Targetstationen mit jeweils vier dünnen Drähten. Sie sind von vier Seiten um den Protonenstrahl angeordnet und in Bezug auf die z–Richtung fixiert. Der Abstand beider Stationen in dieser Projektion beträgt ungefähr 40 mm. Bei einer mittleren Zerfallslänge eines B–Mesons von 10 mm ermöglicht dies eine unabhängige Rekonstruktion der sekundären Zerfallsvertizes der in den Targetdrähten erzeugten B–Mesonen. Wie in Abbildung 2.3 (b) zu sehen ist, wird eine weitere Rekonstruktionsverbesserung durch die räumliche Trennung der Primärvertizes innerhalb einer Targetstation erreicht. Dies ist notwendig, da mit der Zielvorgabe von ungefähr 40 MHz Targetrate bei einer BX–Rate von lediglich 8,5 MHz laut Gleichung 2.1 vier bis fünf Primärwechselwirkungen pro Ereignis¹¹ stattfinden müssen.

Wie in Abbildung 2.3 (a) angedeutet ist, sind die Drähte individuell radial zum Strahl in feinen Schritten verfahrbar, um die Targetrate permanent zu stabilisieren und gleichmäßig auf alle benutzten Drähte zu verteilen. Außerdem können diese vom Strahl bei dessen In– und Ejektion entfernt werden [Ehr00].

Die Verwendung von mehreren Drähten erlaubt auch eine Targetbestückung mit verschiedenen Materialien und somit das Studium der Materialabhängigkeit diverser Größen.

Hinsichtlich des Luminositätsbetriebs ist das Ziel, einen möglichst hohen Anteil¹² der Wechselwirkungsrate R_{WW} an der totalen Verlustrate R_{Verlust} des Protonenstrahls über 50% zu erreichen. Simulationen zeigen, dass für genügend große Targeteffizienzen Materialien mit nicht zu großer Ladungszahl und die longitudinale Dicke der Targetdrähte in z–Richtung im Vergleich zu ihrer transversalen

¹¹d. h. pro Vorbeiflug eines Protonenpakets

¹²Dies ist die so genannte Targeteffizienz $\varepsilon_T = \frac{R_{\text{WW}}}{R_{\text{Verlust}}}$.

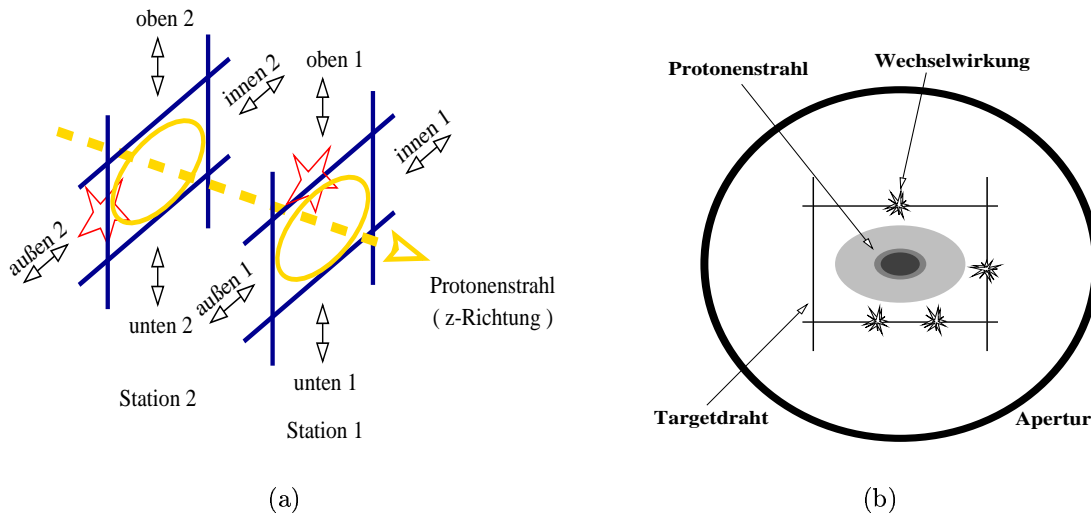


Abbildung 2.3: Das Konzept des HERA-B Targets:
 (a): die Anordnung der Drähte zum Strahl sowie ihre Bezeichnung in Bezug auf die Geometrie des HERA-Ringes. Die Pfeile geben die möglichen Bewegungsrichtungen der Drähte an (basierend auf [Jag98]).
 (b): die räumliche Trennung der Primärvertizes durch Verteilung auf mehrere Drähte (basierend auf [Ehr01a]).

nicht zu klein gewählt werden sollten [Jag98]. Daher benutzt man Drähte mit Abmessungen von ca. $500 \times 50 \mu\text{m}^2$ (longitudinal, $z \times$ transversal, x bzw. y).

Anfang der 90iger Jahre betrug die Protonenstrahllebensdauer ohne Targetbetrieb höchstens 100 Stunden, was einer totalen Verlustrate von mehr als 40 MHz entspricht. Man favorisierte daher eine parasitäre Nutzung der Protonen als Halotarget ([HB94] und [Iss01]). Inzwischen hat sich die Lebensdauer auf mehr als 1 000 Stunden erhöht. Bei natürlichen Verlustraten von 2 bis 4 MHz ([Ehr01a] und [Jag98]) operiert das Targetsystem nicht mehr als Halotarget, sondern geht bis an den Hauptstrahl heran, um die geforderte Rate zu erzeugen. Daher sinkt bei Targetbetrieb die Strahllebensdauer auf 50 bis 100 Stunden. Diese ist aufgrund der niedrigen Elektronenstrahllebensdauer für H1 und ZEUS weiterhin akzeptabel.

2.3 Der HERA-B Detektor

Der schematische Aufbau des 20 m langen HERA-B Detektors ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Als magnetisches Vorwärtsspektrometer besitzt er zur Spurfundung geladener Teilchen und ihrer Vertizes ein umfangreiches System aus Vertextektor und Spurkammern sowie einen Magneten zur Bestimmung der Teilchenimpulse aus deren Spurkrümmung. Im hinteren Detektorteil folgen dann entsprechend dem Wechselwirkungsvermögen der Teilchensorten die Komponenten zur Teilchenidentifikation aufeinander.

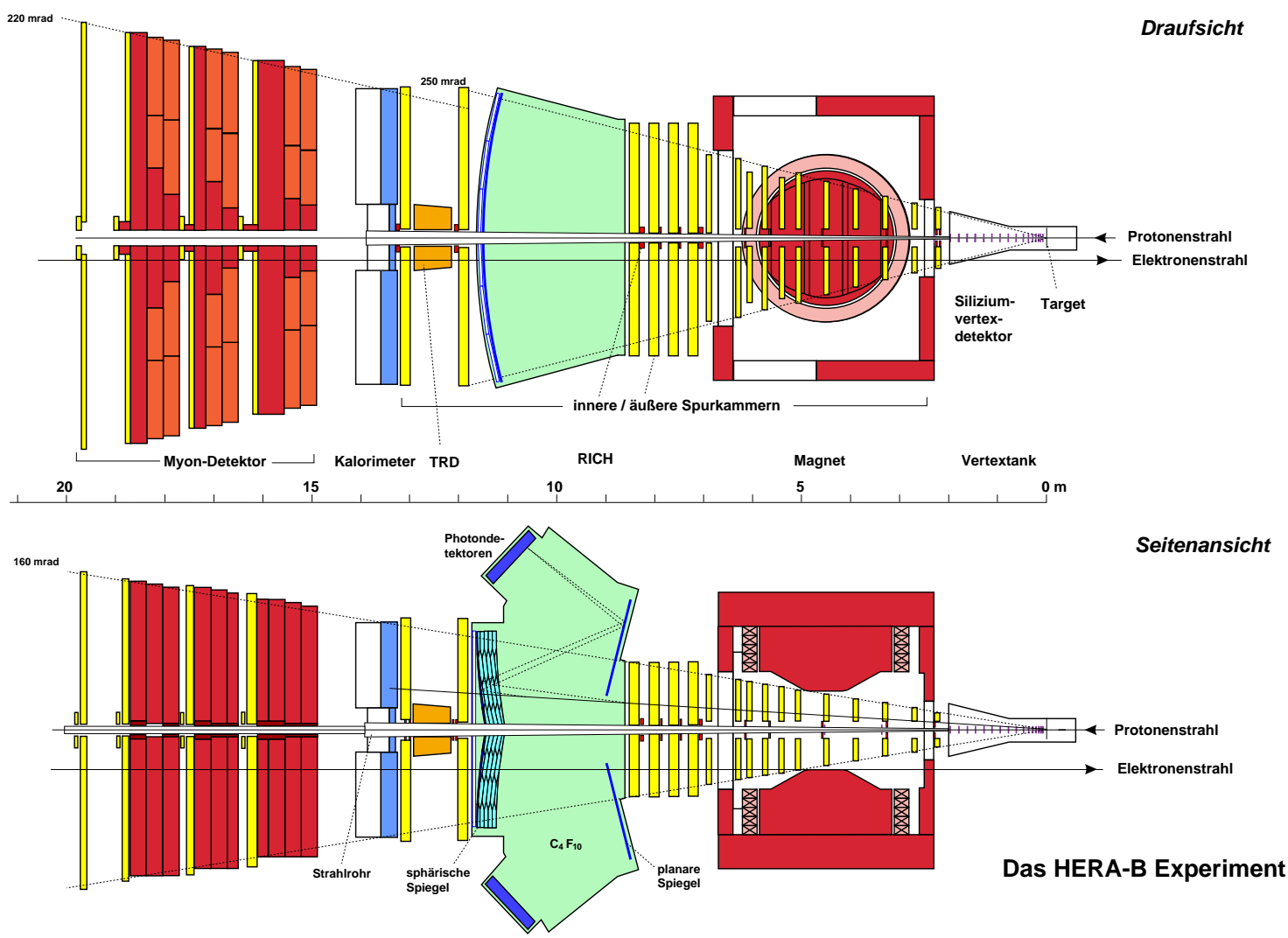


Abbildung 2.4: Der Aufbau des HERA-B Detektors (basierend auf [Kel01]): links: Draufsicht, rechts: Seitenansicht

2.3.1 Die Komponenten zur Vertex- und Spurfindung sowie Impulsbestimmung

Der Vertexdetektor zur Bestimmung der Primärvertizes und der zu ihnen verschobenen Sekundärvertizes der B-Mesonen und anderer Teilchen befindet sich kurz hinter dem Targetsystem vor dem Magneten. In und hinter letzterem sind die Spurrkammern angeordnet. Diese sind zweigeteilt in ein strahlrohrnahes inneres Spurrkammersystem mit feiner und ein äußeres mit gröberer Granularität, um ein Optimum an nicht zu großer Belegungsichte der Teilchentreffer und der Anzahl der auszulesenden Kanäle zu erzielen. Diese Aufteilung trägt der zu ungefähr $1/R^2$ proportionalen Spurdichte Rechnung, wobei R der radiale Abstand des Messpunktes zum Strahlmittelpunkt ist [HB94].

2.3.1.1 Das Vertexdetektorsystem (VDS)

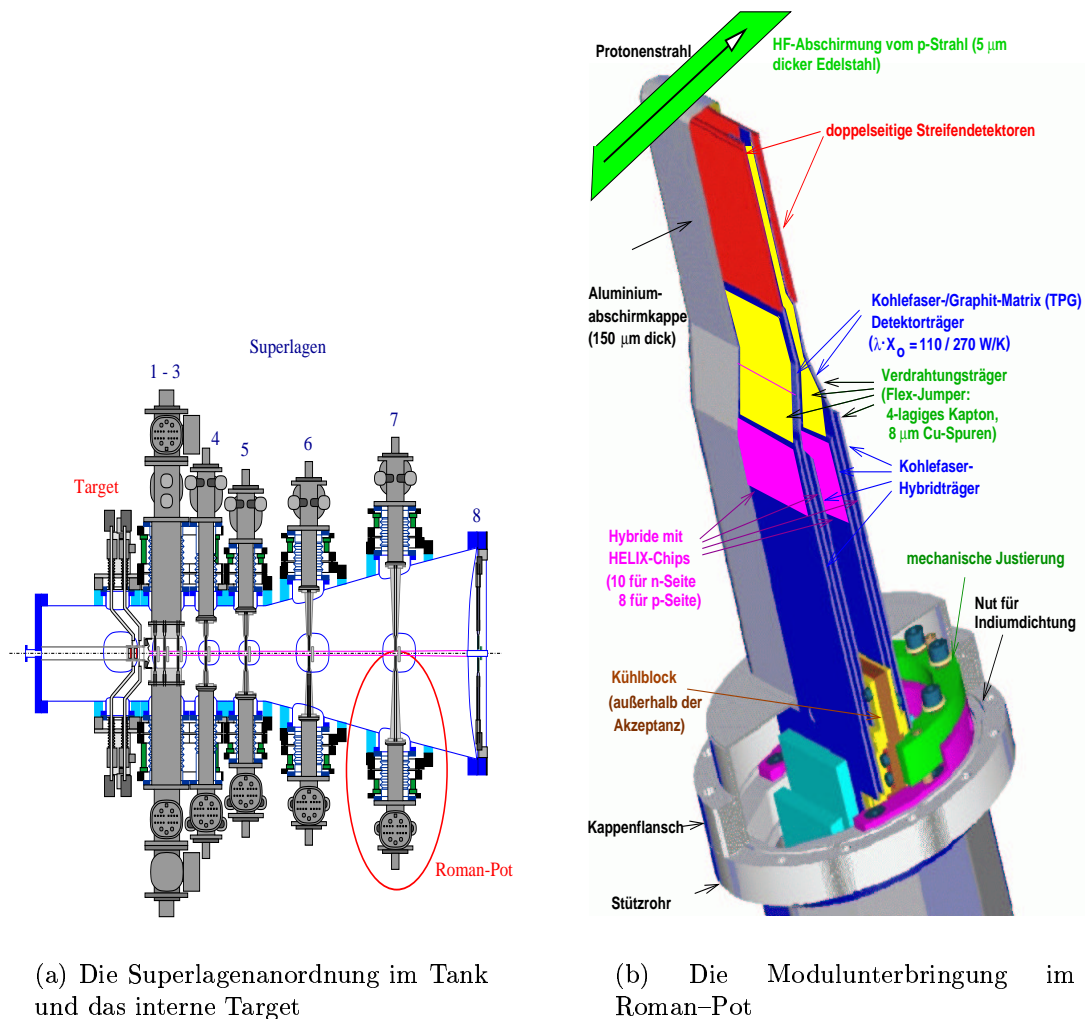
Bei der gesamten Konstruktion des Vertexdetektors wurde auf eine materialsparende Bauweise geachtet, um die Vielfachstreuung der Teilchen möglichst gering zu halten. Er besteht aus 64 doppelseitigen Siliziumstreifenzählern, die in z-Richtung in acht Superlagen (SL) in jeweils vier Quadranten paarweise¹³ um den Strahl angeordnet sind. Wie in Abbildung 2.5 (a) zu sehen ist, sind SL eins bis sieben wenige Zentimeter hinter dem Target beginnend im 2,5 m langen Vertextank untergebracht. SL acht ist in 2 m Entfernung vom Target direkt hinter dem 3 mm dicken Aluminiumaustrittsfenster des Tanks stationär installiert. Der Protonenstrahl wird unmittelbar durch ihn hindurchgeführt, so dass er Teil des ultrahochevakuierten Strahlrohrs ist. Das VDS deckt für vom Target kommende Spuren einen Winkelbereich von 10 bis 250 mrad ab und ermöglicht eine eigenständige Spurrekonstruktion, da für solche Spuren gemäß Abbildung 2.6 mindestens drei Superlagen getroffen werden ([Bau00] und [Bau03]).

Um die Detektoren in SL eins bis sieben relativ zum Strahl verfahren zu können, sind diese in so genannten Roman-Pots¹⁴ untergebracht. Wie in Abbildung 2.5 (a) zu sehen ist, sitzen die Roman-Pots auf Manipulatoren, die fest am Vertextank befestigt sind. Mit dieser Konstruktion kann zudem eine Minimierung der Vielfachstreuung der Teilchen in den Detektoren erreicht werden [Wag99].

Das Konzept des Roman-Pot-Systems erfordert den Schutz des Protonenstrahls vor Rückkopplungen durch von ihm induzierte Hochfrequenzfelder im Tank. Außerdem muss die auf den Detektormodulen untergebrachte Ausleseelektronik vor Störungen abgeschirmt werden ([Bau00] und [Bau03]). Hierzu ist die Bewegung von vier mit elektrisch leitfähigem Aluminium überzogenen dünnen Edelstahlbändern an diejenige der Roman-Töpfe der Superlagen eins bis drei gekoppelt. Die Bänder umgeben den Strahl von allen vier Seiten, können radial

¹³In der Datennahmephase des Jahres 2000 bestand in den Superlagen eins bis drei jeder Quadrant aus lediglich einem einseitigen und einem doppelseitigen Zähler.

¹⁴Gewöhnlich hat man einen Roman-Pot je Superlagenquadrant, wegen der engen räumlichen Staffelung jedoch einen Roman-Pot je Quadrant der Superlagen eins bis drei.



(a) Die Superlagenanordnung im Tank und das interne Target

(b) Die Modulunterbringung im Roman-Pot

Abbildung 2.5: Die Konzeption des Vertexdetektorsystems: In (a) ist das gesamte Vertexdetektorsystem zu sehen (basierend auf [Aga01]), während (b) die Details eines wie in (a) gekennzeichneten Roman-Pots zeigt (basierend auf [Bau00]).

zusammen mit den Detektoren verfahren werden und sind nur wenige Millimeter von den Detektorrändern entfernt, wie in Abbildung 2.5 (b) angedeutet ist.

Abbildung 2.7 veranschaulicht im Detail, wie in Abhängigkeit von den unterschiedlichen Betriebsphasen des Speicherrings die Detektormodule verfahren werden. Um der vergrößerten Breite des Protonenstrahls während seiner Injektion Rechnung zu tragen, entfernt man wie in c) die Detektoren und die HF-Abschirmung radial bis auf ca. 20 mm Abstand vom Strahl [Bau00]. Zur Datennahme fährt man dann die Module wie in a) und b) gemäß der vorgegebenen Winkelakzeptanz auf bis zu 10 mm an den Strahl heran. Hier ist außerdem zu erkennen, wie sich durch Rotation der Module um den Strahl zwei verschiedene Messkonfigurationen einnehmen lassen. Die vier Punkte verdeutlichen,

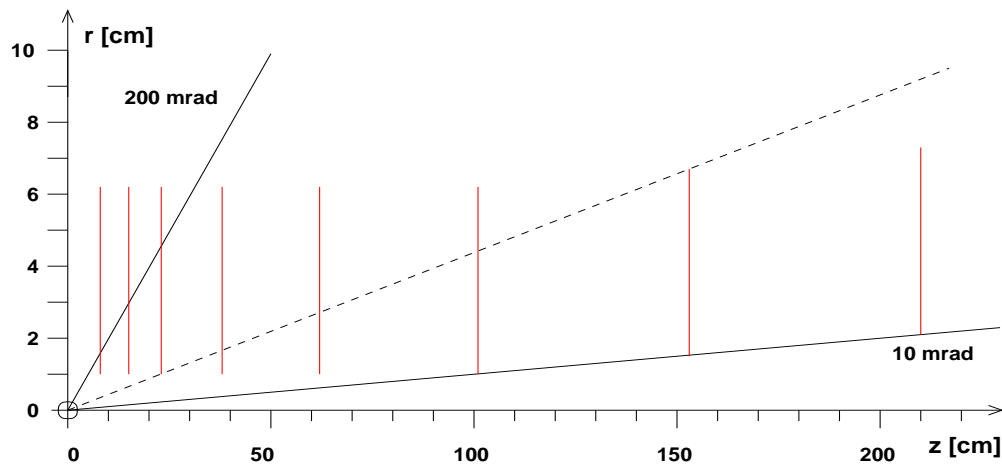


Abbildung 2.6: Die Akzeptanz des Vertexdetektorsystems [Aga01]. Mindestens drei Superlagen werden getroffen und ermöglichen eine eigenständige Spurrekonstruktion.

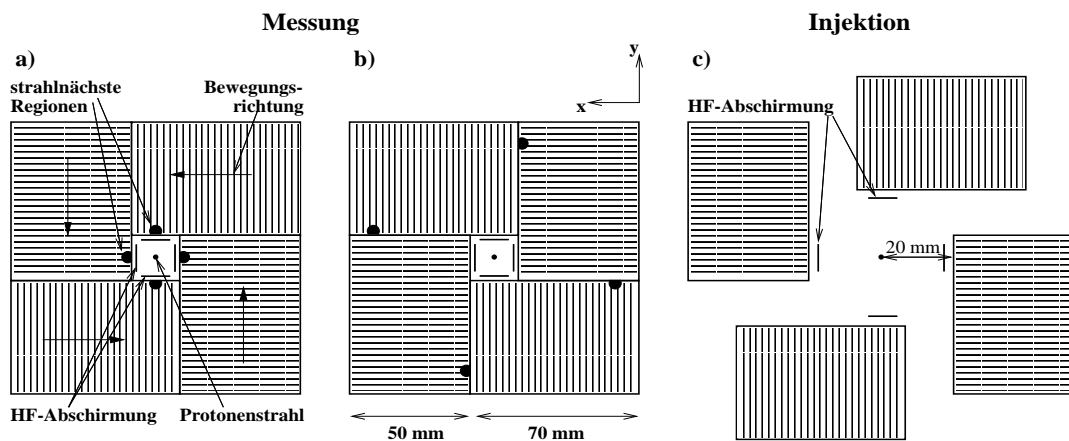


Abbildung 2.7: Die Anordnung der Detektoren und der Hochfrequenzabschirmung (HF-Abschirmung) zum Strahl (basierend auf [Rie98]). Durch Rotation in Pfeilrichtung um den Strahl lassen sich zwei Messkonfigurationen erreichen. Die vier Punkte verdeutlichen, wie zuvor stark bestrahlte Detektorbereiche in a) nach außen bewegt werden (b)). Während der Strahlinjektion in c) bleiben die Detektoren und die HF-Abschirmung vom Strahl entfernt.

dass zuvor stark bestrahlte Detektorabschnitte in a) tangential zum Strahl in strahlungsärmere Bereiche verschoben werden können (b)) und umgekehrt, wodurch sich die Lebensdauer der Module verdoppeln lässt. Dies ist sinnvoll, da bei Targetraten von bis zu 40 MHz Flüsse minimal ionisierender Teilchen von $30 \text{ MHz} \cdot r_1^2 / (R^2 \text{ cm}^2)$ die Module extrem inhomogen schädigen. Hierbei sind R wieder der Abstand des Messpunktes zum Strahlmittelpunkt und $r_1 \approx 10 \text{ mm}$ der Abstand des strahlnächsten Detektorstreifens vom Strahl [Wag99].

Wie zwei doppelseitige Siliziumstreifendetektoren in den Roman-Pots montiert und die Module konstruiert sind, ist in Abbildung 2.5 (b) dargestellt. Ein Zähler misst $53 \times 73 \text{ mm}^2$ mit einer aktiven Fläche von $50 \times 70 \text{ mm}^2$ und einer Silizium-n-Substratdicke von $280 \mu\text{m}$ [Wag99]. Jeweils nur jeder zweite der stark dotierten n^+ -Streifen auf der n- und der p^+ -Streifen auf der p-Seite wird über Aluminiumstreifen kapazitiv ausgelesen. Dabei dienen die nicht kontaktierten Zwischenstreifen der Erhöhung der intrinsischen Auflösung. Die kapazitive Auslese vermeidet, dass Detektorströme durch den Vorverstärker fließen. Eine p-Seite besitzt 1024 und eine n-Seite 1280 Streifen¹⁵.

Diese sind über einen Verdrahtungsträger je p-Seite mit acht analogen und eigens für HERA-B entwickelten Vorverstärkerbausteinen, so genannten HELIX-Chips der Version 2.2, und je n-Seite mit zehn dieser Bausteine verbunden. Der Verdrahtungsträger überführt die Abstände der ausgelesenen Detektorstreifen von $51,7 \mu\text{m}$ auf n- und $54,6 \mu\text{m}$ auf p-Seiten in die der Kanäleingänge auf den HELIX-Chips von $41,4 \mu\text{m}$. Desweiteren ermöglicht er die Platzierung der Chips außerhalb des Bereichs hoher Teilchenflüsse in einem Abstand von ungefähr 10 cm vom Strahl. Bei vollständiger Bestückung des VDS müssen 147456 Kanäle über 1152 HELIX-Chips ausgelesen werden¹⁶.

Die Haupteigenschaften des ladungsempfindlichen HELIX-Chips sind 128 Auslesekanäle, eine an den Protonenpaketabstand von 96 ns angepasste Signalanstiegszeit des Pulsformers von ungefähr 50 ns und 141 Speicherzellen je Kanal. Desweiteren besitzt er eine an die erste Triggerstufe von HERA-B angepasste Latenz von 128 BX und ein strahlentolerantes Design ([Bau00] und [Bau03]). Entsprechend den Anforderungen seitens der zweiten Triggerstufe ermöglicht er außerdem eine Auslese innerhalb von $20 \mu\text{s}$. Diese ist nahezu totzeitlos dank eines achtfachen Ereignispuffers, der der zweiten Triggerstufe bis zu deren Anforderung der Daten in Phasen erhöhten Datenflusses genügend Zeit einräumt.

Zur Auslese der Informationen werden die Signale aller 128 Kanäle eines HELIX-Chips inklusive der Speicherzellennummer über einen Multiplexer seriell auf einen einzigen analogen Ausgang geführt. Jeweils zwei HELIX-Chips werden nochmals gemeinsam zu einem Ausgang zusammengefasst. Diese Signale werden mit Leuchtdioden in kaum störanfällige analoge optische umgewandelt.

¹⁵Die einseitigen Zähler der Superlagen eins bis drei sind geometrisch betrachtet n-Seiten mit 1280 Streifen, jedoch sind letztere p^+ -dotiert [Wag99].

¹⁶In der Datennahmephase des Jahres 2000 wurden insgesamt 135168 Kanäle über 1056 Chips ausgelesen.

Die zwei unabhängigen Spannungsversorgungen am Detektor und in der Elektronikhütte sind damit zuverlässig entkoppelt. In der ungefähr 40 m entfernten Elektronikhütte wandelt man die Signale wieder in elektrische um. Anschließend werden sie auf die Eingänge¹⁷ von FED¹⁸-Karten gelegt, von 8-Bit breiten Analog-Digital-(AD)-Wandlern digitalisiert und in Zwischenspeicher der zweiten Triggerstufe eingelesen, um dann weiter verarbeitet zu werden [Wag99]. Die individuell einstellbare Helligkeit der Leuchtdioden legt die Nulllinie dieser 8-Bit-AD-Wandler fest.

Um Streifen und echte Teilchentreffer eindeutig zuordnen zu können, sind mindestens drei Stereolagen notwendig. Diese erhält man durch Verdrehung von p- und n-Seite desselben Detektors um 90° zueinander, einen zusätzlichen Winkel der Streifen von $2,5^\circ$ relativ zur jeweiligen Detektorkante und anschließende Montage zweier solcher doppelseitigen Zähler Rücken an Rücken. Daraus resultieren die Stereowinkel $\pm 2,5^\circ$ und $90^\circ \pm 2,5^\circ$ [Bau00]. Eine der vier Detektorseiten ist somit redundant, um im Falle von Schäden auf einer Seite immer noch eine eindeutige Trefferrekonstruktion mit hoher Effizienz zu gewährleisten. Aufgrund des Stereowinkels sind auf den p-Seiten von doppelseitigen Modulen die ersten 70 und die letzten 35 Streifen verkürzt und deren Verdrahtungsträger länger als die von n-Seiten [Wag99]. In Strahlungstests wurden Detektoren einem wie bei HERA-B radial quadratisch nach außen abfallenden Teilchenfluss ausgesetzt. Nach einer äquivalenten Jahresdosis weisen lediglich die strahlnahen Streifen ein um bis zu 25 % schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf [Bau02].

Eine Schutzringstruktur vor den Detektorrändern verhindert zudem durch eine kontrollierte Potentialabstufung Durchschläge bis zu hohen Detektorspannungen von ungefähr 500 V, die zur vollen Verarmung bereits strahlengeschädigter Detektoren notwendig sind [Wag99].

Um das Rauschen der Detektoren niedrig genug zu halten, werden diese auf unter 10°C gekühlt. In der Vakuumumgebung muss ebenso die von der Vorverstärkerelektronik erzeugte Wärme abgeführt werden. Hierzu sitzt jeder der beiden doppelseitigen Streifendetektoren auf einem eigenen Kohlefaser- oder Kohlefaser-Graphitträger und jeder der vier HELIX-Chipsätze der je zwei p- und n-Seiten auf einem Hybrid aus Aluminiumoxid, der wiederum auf einem eigenen Kohlefaserträger sitzt. So werden alle Pfade zur Wärmeabführung voneinander getrennt, insbesondere die der HELIX-Chips. Alle Träger sind im Falle der ersten sieben Superlagen auf einen Kupferblock geschraubt, der von Binäreis¹⁹ durchflossen wird und sich außerhalb der Akzeptanz befindet. Stattdessen werden die Module von SL 8, die hinter dem Vertextank in einer dünnen Aluminiumbox sitzen, von gekühltem Stickstoffgas umströmt. Die Detektor- und Hybridtemperaturen werden mit Hilfe von dort aufgebrauchten Pt-100-Widerständen ständig kontrolliert.

¹⁷auch als FED-Signalleitungen bezeichnet

¹⁸Front End Driver

¹⁹eine teilweise gefrorene feinkristalline Mischung aus 10 % Alkohol und 90 % Wasser mit geringfügigen Zusätzen von Korrosionsschutz

Die Module sitzen unter einer zur Minimierung der Vielfachstreuung lediglich $150\ \mu\text{m}$ dick gewählten Aluminiumkappe, die die Ausleseelektronik zusätzlich vor Störfeldern schützt und das Primärvakuum im Vertextank vor Ausgasungen der Detektormodule abschirmt. Die Aluminiumschicht hält nur einer Druckdifferenz von wenigen mbar stand. Daher wird mit einem Pumpensystem unter den Kappen ein Sekundärvakuum aufrechterhalten und ständig automatisch überwacht, so dass die Druckdifferenz gewöhnlich bei wenigen 10^{-7} mbar liegt [Bau03].

Ab März 2000 war das VDS, abgesehen von der nicht ganz vollständigen Modulbestückung in den ersten drei Superlagen, gemäß der Vorgaben voll funktionsfähig ([Bau00], [HB00] und [Bau03]). Typisch waren Signal-zu-Rausch-Verhältnisse von etwa 15 für p- und von ungefähr 25 für n-Seiten sowie Rekonstruktionseffizienzen einzelner Treffer von über 97%. Eine eigenständige Spur-rekonstruktion für das VDS lieferte eine mit den Vorgaben vergleichbare Sekundärvertexauflösung von $40\ \mu\text{m}$ in x- und y- und $630\ \mu\text{m}$ in z-Richtung. Diese Werte sind ungefähr 20% schlechter als die Erwartung aus Simulationen [Bau03]. Auch wurde die maximal vorgesehene Belegungsdichte der Treffer von 4% [HB94] bei einer Targetrate von 40 MHz nicht überschritten.

Die Treffersuche im VDS

Die eigenständige Suche nach echten Treffern im VDS geschieht mit dem Softwarepaket MARVIN in mehreren Schritten, da die Signale durch Rauschen und Grundlinienvariationen ganzer Auslesechips beeinflusst werden ([Abt01] und [Wag99]). Hierzu müssen zu allererst die Rohdaten der einzelnen Kanäle aufbereitet werden.

Zunächst ermittelt man die Sockelbeträge, welche die Mittelwerte der Rohsignale je Kanal über mindestens 100 Ereignisse sind. Erst nach Aufzeichnung genügender Ereignisse stehen die Sockelbeträge zur Verfügung, und man subtrahiert sie von den Rohdaten. Den so neu gewonnenen Signalen der Kanäle kann jetzt noch je Ereignis ein synchrones Springen der Grundlinie mehrerer Gruppen benachbarter oder aller Kanäle eines Auslesechips überlagert sein. Daher wird für diese Daten je Ereignis ein Grundlinienfit ausgeführt und die Grundlinie noch zusätzlich subtrahiert, so dass man schließlich die aufbereitete Ladung q_{jn} auf Streifen j für das Ereignis n erhält. Das Rauschen wird für jeden Kanal j als arithmetisches Mittel des Quadrats dieser Ladung q_{jn} über viele Ereignisse gewonnen und auch Rauschvarianz genannt. Diese Abschätzung ist berechtigt, da die Belegungsdichten der Treffer auf den Detektoren klein und potentielle echte Signale von der Mittelung ausgenommen sind. Wie die Sockelbeträge wird das Rauschen permanent nachgeführt, um ggf. eine zeitliche Drift zu kompensieren.

Ein Treffer wird gefunden, indem man nur einzelne Streifen mit einem minimalen Signal-zu-Rausch-Verhältnis, auch als Mindestsignifikanz bezeichnet, akzeptiert, benachbarte Streifen mit dieser Eigenschaft zu einer Gruppe zusammenfasst und auf die Signifikanz der Gruppe einen zweiten Schnitt anwendet. Nur Grup-

pen, die übrig bleiben, werden als Treffer akzeptiert. Wenn v_j die Rauschvarianz auf Streifen j , k die Nummer des ersten Streifens des Treffers und m seine Breite, also die Anzahl der am Treffer beteiligten Streifen, sind, dann kann man das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eines Treffers im Ereignis n definieren ([Abt01] und [Wag99]):

$$S_n/N = \frac{\sum_{j=k}^{j=k+m-1} q_{jn}}{\sqrt{\sum_{j=k}^{j=k+m-1} v_j}} \cdot \sqrt{m} \quad . \quad (2.2)$$

Dies ist also nichts anderes als die Gesamtladung des Treffers dividiert durch die Wurzel aus dem arithmetischen Mittel der zugehörigen Rauschvarianzen. Damit normiert man das Signal-zu-Rausch-Verhältnis jedes Treffers auf das eines Einstreifentreffers.

In den Daten des HERA-B VDS besitzen Ladungen echter Treffer auf p-Seiten eine negative und auf n-Seiten eine positive Polarität [Wag99]. Die Signale der einseitigen Detektoren weisen eine negative Polarität auf.

2.3.1.2 Der Dipolmagnet

Der wassergekühlte Spektrometermagnet benutzt zehn normalleitende Spulen des früheren ARGUS Detektors [HB95]. Seine Merkmale sind ein Feldintegral von 2,2 Tm bei einem Strom von 4 500 A und einer Leistungsaufnahme von 1,06 MW. Die Ablenkung geladener Teilchen findet in der horizontalen xz -Ebene statt und erlaubt die Bestimmung ihrer Impulse.

2.3.1.3 Das äußere Spurkammersystem (OTR)

Der äußere Spurdetektor OTR²⁰ ist einer der weltweit größten in einer Hochratenumgebung, wie sie mit der zukünftigen am LHC²¹ vergleichbar ist. Er beinhaltet 13 Superlagen aus ebenen Honigwaben-Driftkammern mit Abmessungen von $0,6 \times 0,9 \text{ m}^2$ am Eingang des Magneten bis zu $6,5 \times 4,6 \text{ m}^2$ für die letzte Triggerkammer vor dem elektromagnetischen Kalorimeter [Hoh01]. Die ersten sieben kleineren Superlagen²² vor und in dem Magneten verbessern die Impulsmessung, indem sie die Spurkrümmung berücksichtigen, während die vier²³ zwischen Magnet und Čerenkovzähler untergebracht eine Spurfindung ermöglichen. Zwei weitere²⁴ zwischen Čerenkovzähler und elektromagnetischem Kalorimeter werden von der ersten Triggerstufe benutzt, um Treffer im Kalorimeter oder Spursegmente im Myon-Detektor mit Treffern in der ersten und vierten Kammer der mittleren

²⁰Outer Tracker

²¹Large Hadron Collider

²²Magnet Chambers, MCs

²³Pattern Chambers, PCs

²⁴Trigger Chambers, TCs

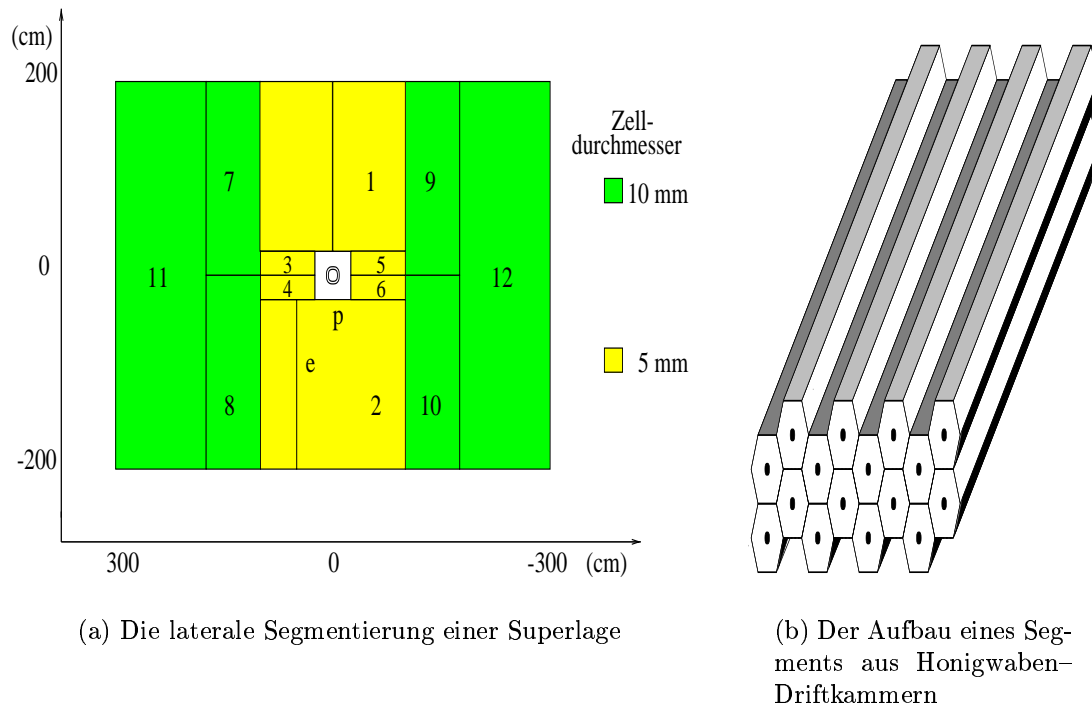


Abbildung 2.8: Die Konstruktion der OTR-Driftkammern: (a) ist basierend auf [Pes01], (b) ist aus [Pes01].

vier Superlagen zu verknüpfen.

Jede Superlage besitzt drei Stereolagen mit relativen Winkeln von 0° sowie $\pm 5^\circ$.

Um Belegungsdichten der Treffer unter 30% zu erhalten, beträgt die Zellbreite der Honigwaben, wie in Abbildung 2.8 (a) gezeigt, für strahlennahe Regionen 5 mm (hell bzw. gelb) und für äußere Bereiche 10 mm (dunkel bzw. grün). Daher ist eine Superlage gemäß der Zeichnung lateral segmentiert.

Ein Segment oder Modul besteht nach Abbildung 2.8 (b) aus Driftröhren mit sechseckigem Querschnitt, deren Kathoden aus einer elektrisch leitfähigen Pokalon-C-Folie bestehen. Diese mussten zusätzlich zur Verbesserung der Oberflächenleitfähigkeit mit Kupfer- und Goldschichten der Dicken 50 nm und 40 nm überzogen werden, nachdem im Jahr 1997 Prototypmodule ohne diese Schichten nach wenigen Stunden HERA-B Betrieb funktionsunfähig waren. Die Anodendrähte werden von FR4-Streifen getragen, die quer über die Kathodenfolien verlaufen. Ein Modul ist in aktive Bereiche mit hoher Gasverstärkung und Bereiche zur Signalabführung mit geringer Gasverstärkung unterteilt.

Ein Gasgemisch von $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{CO}_2$ im Verhältnis 65:30:5 gewährleistet einen Langzeitbetrieb bis zu den vorgesehenen Targetraten von 40 MHz.

Der OTR besteht insgesamt aus ungefähr 1000 Modulen und 120000 Auslesekanälen. Seine rekonstruierten Daten enthalten Treffer mit Angaben u. a. über ihre Lage und die Driftzeit.

Im Jahr 2000 war er vollständig installiert, in die regelmäßige Datennahme

integriert und lief stabil bis auf Ausfälle von höchstens 7 % aller Kanäle bis zum Ende der Datennahmephase. Sie sind zurückzuführen auf Kurzschlüsse in der Hochspannungsversorgung [HB00].

2.3.1.4 Das innere Spurkammersystem (ITR)

Der innere Spurdetektor ITR²⁵ ([Bag02] und [Kel01]) besteht aus Mikrostreifen-Gaszählern (MSGCs²⁶) mit zusätzlicher Gasverstärkung durch GEM²⁷-Folien. Er deckt den Bereich um das Strahlrohr bis zu einem Abstand von etwa 25 cm ab. Somit ermöglicht er eine Spurfundung bei kleinen Radien für etwa 40 % aller Teilchenspuren aus B-Zerfällen und liefert Dateneingaben für die erste Triggerstufe [HB00]. Außerdem soll der ITR bei Wechselwirkungsraten bis 40 MHz Strahlendosen bis zu 1 Mrad pro Jahr standhalten und räumliche Auflösungen von mindestens 0,1 mm in horizontaler und 1 mm in vertikaler Richtung gewährleisten. Jeder der vier Quadranten der zehn Superlagen²⁸ besteht aus drei Detektorlagen²⁹ mit Stereoansichten von 0°, +5° und -5° in Bezug auf die vertikale Richtung. Ausgelesen werden die Zähler mit den schon aus Teilabschnitt 2.3.1.1 bekannten ladungsempfindlichen HELIX-Chips.

Die Kammern sind wie beim OTR (Teilabschnitt 2.3.1.3) in MC-, PC- und TC-Kammern klassifiziert. Die von der ersten Triggerstufe benötigte erste und vierte PC-Kammer sowie die beiden TC-Kammern sind redundant je Stereowinkel als Doppellagen zur Steigerung der Triggereffizienz ausgelegt. Der gesamte ITR besitzt 184 Kammern.

Entsprechend dem in z-Richtung dicker werdenden Strahlrohr nimmt die Größe ihrer Aussparung zur lückenlosen Akzeptanzabdeckung in Strahlrichtung zu. Dabei wachsen die Abmessungen des aktiven Detektorbereichs, die Anzahl der Auslestreifen und ihr Streifenabstand an.

Der schematische Aufbau eines GEM-MSGC-Detektors ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Die Driftkathode stellt eine 18 μm dicke einseitige Kupferbeschichtung an der Unterseite der oben abschließenden Kaptonfolie dar. Auf der Gegenseite der Kammer befindet sich auf einem 0,4 mm dicken alkalifreien AF45-Glassubstrat eine Mikrostruktur aus Anoden- und Kathodenleiterbahnen aus Gold mit Dicken von 10 μm und 170 μm .

Zwischen Driftkathode und Mikrostreifenseite ist eine GEM-Folie eingebracht, die aus einer 50 μm dicken Kaptonfolie besteht, die beidseitig mit 7 μm Kupfer beschichtet ist. In die Folie sind Löcher in einem Abstand von 140 μm eingelassen, die einen Durchmesser von 55 μm im Kapton und 95 μm im Kupfer besitzen.

Bei Durchtritt eines ionisierenden Teilchens durch den Bereich zwischen Drift-

²⁵Inner Tracker

²⁶microstrip gas counters

²⁷gas electron multiplier

²⁸auch Stationen genannt

²⁹auch Kammern genannt

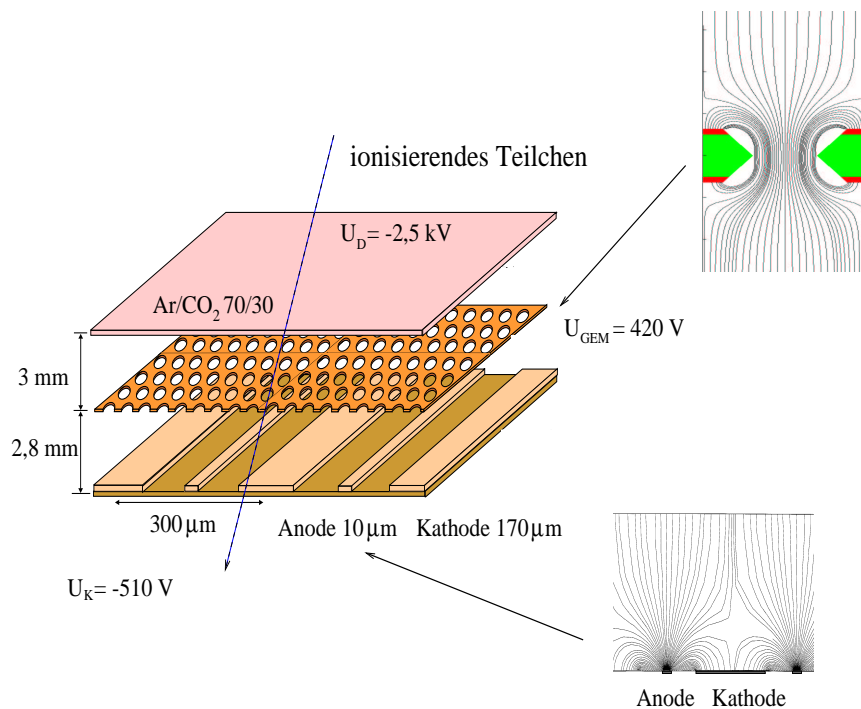


Abbildung 2.9: Die Konstruktion der GEM-Mikrostreifen-Gaszähler des ITR [Kel01]

kathode und GEM-Folie driften die entlang seiner Flugtrajektorie freigesetzten Elektronen entlang der rechts oben in Abbildung 2.9 illustrierten elektrischen Feldlinien in Richtung eines der Löcher der GEM-Folie. Dort werden sie so stark beschleunigt, dass sie ihrerseits weitere Gasatome ionisieren und auf diese Weise eine Elektronenlawine auslösen. Nachdem die Lawine in die Nähe der Anode gelangt ist, kommt es hier an den schmalen Anodenstreifen zur zweiten Gasverstärkung. Durch Diffusion verteilen sich die Elektronen auch auf benachbarte Anodenstreifen. Die induzierten Streifenladungen liefern die Lage und die Ladung des Teilchentreffers.

Als Zählgas wird bei HERA-B eine Ar-CO₂-Mischung im Verhältnis 70:30 gewählt, nachdem bei ausgiebigen Tests ernste Alterungserscheinungen dieses Gases ausgeblieben sind. Die Anoden sind geerdet, während die Kathodenstreifen auf einem Potential von $U_K = -510$ V liegen. Mit einer Driftkathodenspannung von $U_D = -2,5$ kV und einer Spannungsdifferenz zwischen beiden Kupferschichten der GEM-Folie von $U_{GEM} = 420$ V erreicht man totale Gasverstärkungen von etwa 8 000.

Die Verwendung der genannten GEM-Folie wurde notwendig, nachdem erste Betriebserfahrungen bei HERA-B in einer Umgebung von u. a. auch stark ionisierender Strahlung und Bestrahlungstest mit α -Teilchen eine unakzeptable Anzahl zerstörter Anoden- und Kathodenstreifen aufzeigten. Mit einer GEM-Folie jedoch lassen sich diese Probleme vermeiden und die nötige Gasverstärkung

auch bei verringerter Kathodenstreifen­spannung erreichen.

Im Jahr 2000 war der ITR fast komplett installiert und im Sommer 2000 an der Datennahme beteiligt ([Bag02] und [HB00]), wobei er sich damals noch in der Testphase befand. Anfangs lagen die Kammereffizienzen noch unter 90 %, da die GEM-Verstärkung von Kammer zu Kammer variierte, was eine längere Messphase zur individuellen Anpassung der GEM-Hochspannungen verlangte. Dies betraf auch die für die anschließende ϕ -Analyse benutzten Daten.

2.3.2 Die Subdetektoren zur Teilchenidentifikation

Entsprechend dem Reaktionsvermögen der verschiedenen Teilchensorten mit Materie und ihrer spezifischen Nachweismethoden sind die Systeme zur Teilchenidentifikation entlang dem Strahl immer derart gestaffelt, dass die Teilchen zuerst einen Čerenkovdetektor und u. U. noch weitere Komponenten wie einen Übergangsstrahlungsdetektor passieren müssen. Erst dann erfolgt der Nachweis noch verbliebener Leptonen und Photonen durch Absorption in einem Kalorimeter oder durch Myonsignale hinter dicken Absorbern.

2.3.2.1 Der ringabbildende Čerenkovzähler (RICH)

Der ringabbildende Čerenkovzähler RICH³⁰ dient der Identifikation geladener Teilchen über einen großen Impuls- und Akzeptanzbereich, wobei insbesondere Kaonen als Marker für den B-Flavor im Goldenen Zerfall gefunden werden sollen. Dabei macht sich der RICH die Tatsache zu Nutze, dass ein geladenes Teilchen bei Durchquerung eines Mediums mit einer Geschwindigkeit v , die höher als die Lichtgeschwindigkeit c/n in diesem Medium mit dem Brechungsindex n ist, die Atome in seiner Umgebung durch Polarisierung zur Aussendung so genannten Čerenkovlichts zwingt. Hierbei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Die Größen stehen mit $\beta = v/c$ über den Zusammenhang $\cos \theta = 1/(\beta \cdot n)$ in Beziehung zueinander. Sind p der Impuls und m die Masse des Teilchens, θ der Abstrahlwinkel der Čerenkovphotonen relativ zur Teilchentrajektorie und $\theta_{\beta=1}(n)$ der maximal mögliche Čerenkovwinkel in dem Medium für Teilchen mit Vakuumlichtgeschwindigkeit, dann folgt nach einer Kleinwinkelnäherung die Beziehung

$$\theta^2 = -\frac{m^2}{n} \cdot \frac{1}{p^2} + \theta_{\beta=1}^2(n). \quad (2.3)$$

Man erwartet also für Teilchen derselben Sorte, dass sie sich auf einem Band mit der Steigung $-m^2/n$ befinden, wenn θ^2 gegen $\frac{1}{p^2}$ aufgetragen wird.

Als Medium wird bei HERA-B das Radiatorgas C_4F_{10} mit einem Brechungsindex von $n \approx 1,00135$, $\theta_{\beta=1} = 52$ mrad und geringer Dispersion verwendet [Pyr00]. Mit diesem wird der geschlossene Radiatortank geflutet. In ihm befindet

³⁰Ring Imaging Čerenkov Counter

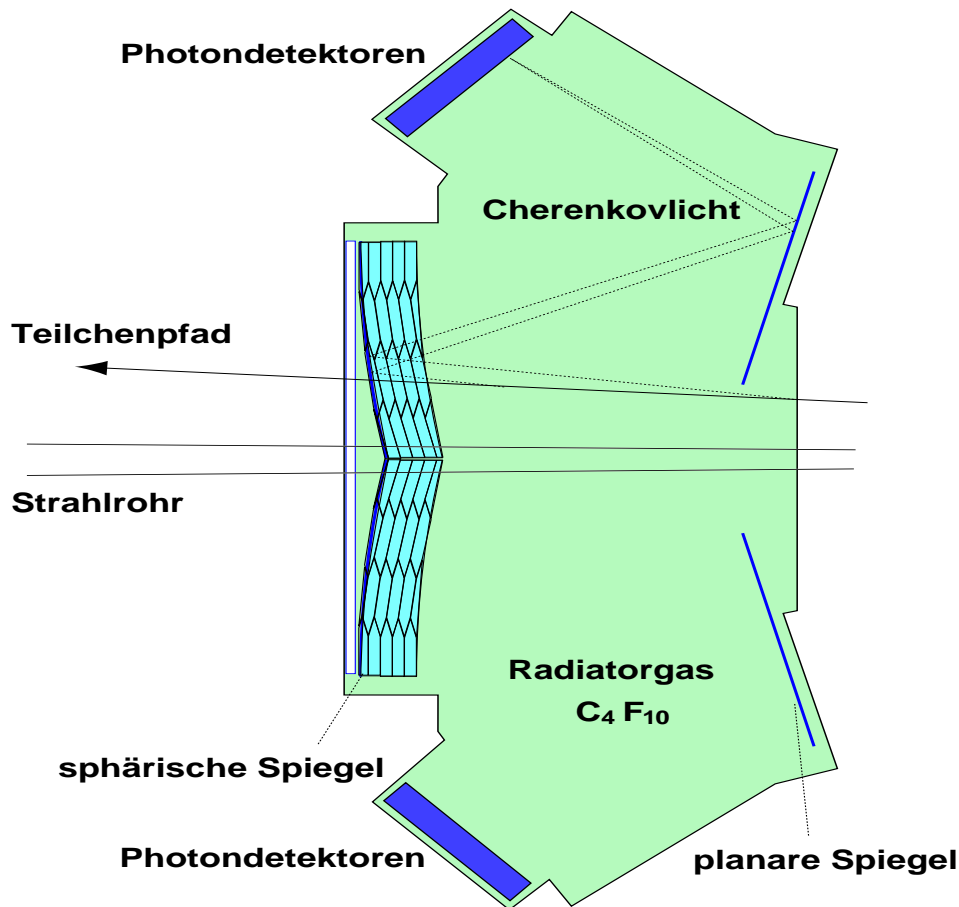


Abbildung 2.10: Das Funktionsprinzip des RICH (basierend auf [Pes01])

sich ein System aus zwei sphärischen und zwei planaren Spiegelflächen, die die Čerenkovphotonen auf je eine mit Elektronenvervielfachern (PMTs³¹) bestückte Fokalebene außerhalb des Teilchenflusses reflektieren (Abbildung 2.10). Hierzu sind die beiden Hälften des sphärischen Spiegels um je 9° horizontal vom Strahlrohr weggedreht. Zur Kompensation werden die beiden Fokalebenen um den doppelten Winkel von 18° verdreht. Diese sind in zwei Regionen unterschiedlicher Granularität unterteilt, wobei PMTs mit 16 Anoden im inneren und PMTs mit vier Anoden im äußeren Bereich zum Einsatz kommen.

Je Teilchendurchquerung des RICH-Volumens wird, wenn das Partikel schnell genug ist, in der Fokalebene ein Ring erzeugt, für den man seinen Radius, seinen Mittelpunkt und damit die von dessen Lage abhängige Spurrichtung bestimmen kann, ohne die Informationen von dem Spurkammersystem zu benötigen. Damit kann die passende Trajektorie des Spurkammersystems und somit der Impuls zugeordnet und zusammen mit dem Čerenkovwinkel die Masse berechnet werden.

³¹photomultiplier tubes

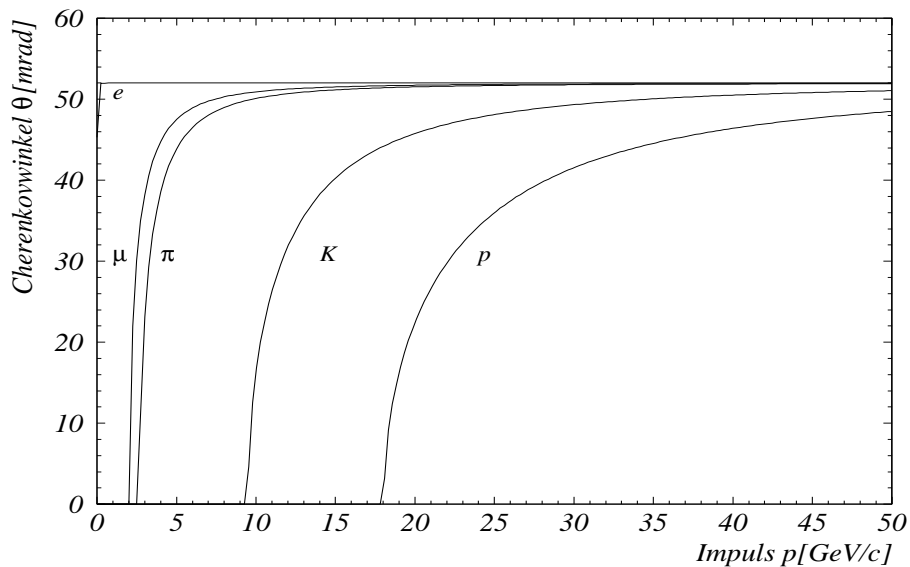


Abbildung 2.11: Die theoretische Abhängigkeit des Čerenkovwinkels vom Impuls eines geladenen Teilchens (basierend auf [Pes01])

Andere Methoden versuchen stattdessen umgekehrt, rekonstruierten Spuren passende Photonen im RICH zuzuordnen, für die sich je nach angewandter Teilchenhypothese unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten ergeben. Dieser Weg hat sich bei HERA-B als Standard durchgesetzt.

Im Frühjahr 1998 war der RICH bereits vollständig installiert und ließ sich seitdem stabil betreiben [HB00]. Desweiteren existieren mehrere Algorithmen, die in akzeptabler Rechenzeit eine eigenständige Ringsuche ohne Spurkammerinformation ermöglichen [Pyr00]. Studien zeigten, dass der RICH im Jahr 2000 die Designvorgaben voll erreicht hat. Insbesondere sind die Impulsbereiche für Teilchenseparationen von 3,4 bis 15 GeV/c für Elektron-Pion-, von 12 bis 54 GeV/c für Pion-Kaon- und von 23 bis 85 GeV/c für Kaon-Proton-Identifizierung mit den erwarteten Intervallen gemäß Abbildung 2.11 vergleichbar [HB00].

Für Datennahmelauf 17260, der gegen Ende der Datennahmephase des Jahres 2000 am 25. August mit einer Targetrate von 2 MHz genommen wurde und nur Ereignisse mit mindestens einer getriggerten Leptonspur enthält, sind alle Teilchenidentifikationen nach einer RISE³² genannten eigenständigen Ringsuche gemäß der Beziehung 2.3 und der guten Näherung $n \approx 1$ in Abbildung 2.12 aufgetragen. Dieser Datennahmelauf spiegelt repräsentativ für das Jahr 2000 die hohe Funktionalität des RICH wider, da deutlich die Bänder der Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen erkennbar sind.

³²Ring Search

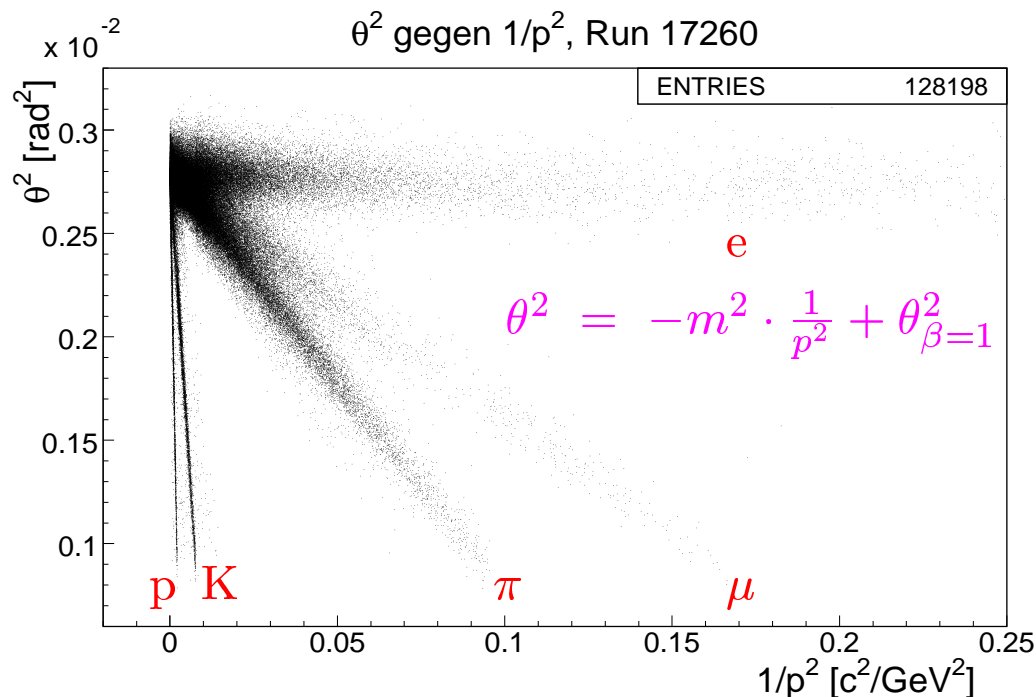


Abbildung 2.12: Das Quadrat des Čerenkovwinkels aufgetragen gegen das inverse Impulsquadrat für Datennahmelauf 17260 gemäß der Beziehung 2.3. Der Brechungsindex n ist in guter Näherung mit 1 angenommen worden.

2.3.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Die eigentliche Identifikation von Elektronen und Positronen z.B. aus J/Ψ -Zerfällen sowie die Bestimmung von Photonenergien findet im elektromagnetischen Kalorimeter ECAL³³ statt [Avo01]). In Schaschliktechnologie konzipiert, sorgt es mit einer wechselnden Abfolge von Szintillationszählern und Absorberblöcken aus Wolfram und Blei für eine nahezu komplette Absorption und proportionale Umwandlung der Elektronenenergie in Licht, das mit Elektronenvervielfachern zur Energiebestimmung registriert wird. Drei Bereiche unterschiedlicher Granularität, ein innerer, ein mittlerer sowie ein äußerer, sorgen für angepasste Belegungsdichten und die geforderte Strahlenhärte bei jährlichen Dosen von bis zu 5 Mrad.

Es werden jeweils für eine 3×3 -Matrix die totale Treffer- oder Clusterenergie und der räumliche Schwerpunkt der Energiedeposition berechnet.

Im Jahr 2000 war das ECAL routinemäßig in die Datennahme integriert [HB00]. Anfängliche Probleme der Datenqualität durch Rauschen sind inzwischen behoben.

³³Electromagnetic Calorimeter

2.3.2.3 Der Myon-Detektor

Im Myon-Detektor als letzte Komponente in 15 bis 20 m Entfernung vom Target werden schließlich Myonen z. B. aus J/Ψ -Zerfällen nachgewiesen, die von allen interessierenden Teilchen bei HERA-B mit Materie am geringsten wechselwirken. Ihr Nachweis geschieht in zwei Superlagen, die hinter mit Eisen versetzten dicken Betonblöcken sitzen, die alle anderen Teilchensorten fast vollständig absorbieren [Eig01]. Wegen der Absorber gelingt der Nachweis nur für Myonen mit Impulsen über etwa 5 GeV/c. Zwischen den Absorbern sind zwei weitere Superlagen mit drei Stereolagen untergebracht, während die zuvor genannten aus nur einer Doppellage bestehen. Der Myon-Detektor deckt Polarwinkel von 9 mrad bis zu 160 mrad in vertikaler und 220 mrad in horizontaler Richtung ab. Alle Superlagen bestehen aus Gasproportionalkammern. In den zwei letzten Kammern werden zusätzlich Kathodenpads ausgelesen, deren Signale die Vorstufe der ersten Triggerstufe verwendet. Im inneren Bereich aller vier Superlagen werden Pixelkammern benutzt.

Insgesamt werden ungefähr 500 mit Ar/CF_4 -Gasgemischen betriebene Kammern mit 30 000 Kanälen ausgelesen.

Seit November 1999 ist der Myon-Detektor mit voller Bestückung in Betrieb und wurde ab April 2000 u. a. auch für einen Doppel-Myon-Trigger verwendet.

2.4 Das Trigger- und Datennahmesystem

Das Triggersystem von HERA-B ist als J/Ψ -Trigger entworfen worden. Es soll den um einen Faktor $\sim 10^{11}$ höheren Untergrund hinsichtlich der Messung Goldener Zerfälle möglichst stark unterdrücken. Im Wesentlichen besteht es aus vier Stufen, wie in Abbildung 2.13 zu sehen ist. Entsprechend der BX-Rate (Abschnitt 2.1) werden die Subdetektoren von ihrer eigenen Front-End³⁴-Elektronik alle 96 ns ausgelesen.

Die Daten des ECAL und des Myon-Pad-Detektors werden gemäß Abbildung 2.14 „umgehend“ an die obige Prätriggerstufe zur Suche nach Leptonkandidaten aus J/Ψ -Zerfällen geschickt. Außerdem wird die gesamte Spurkammerinformation in Zwischenspeichern auf der **ersten Triggerstufe FLT**³⁵ abgelegt, bis sie von der letzteren angefordert werden ([Avo01]) und [Kel01]). Der Startpunkt eines Myonkandidaten wird definiert als logisches „UND“ der Signale in den letzten beiden Myon-Pad-Superlagen und der eines Elektronkandidaten durch Überschreitung einer transversalen Mindestenergie im Kalorimeter (Abschnitt 2.3.2.2). Unter der Annahme, dass das betreffende Lepton vom Target gekommen sein muss, liefert der Prätrigger in dessen Richtung eine kegelförmige für die Spurver-

³⁴vorderste Stufe der Datennahme

³⁵First Level Trigger

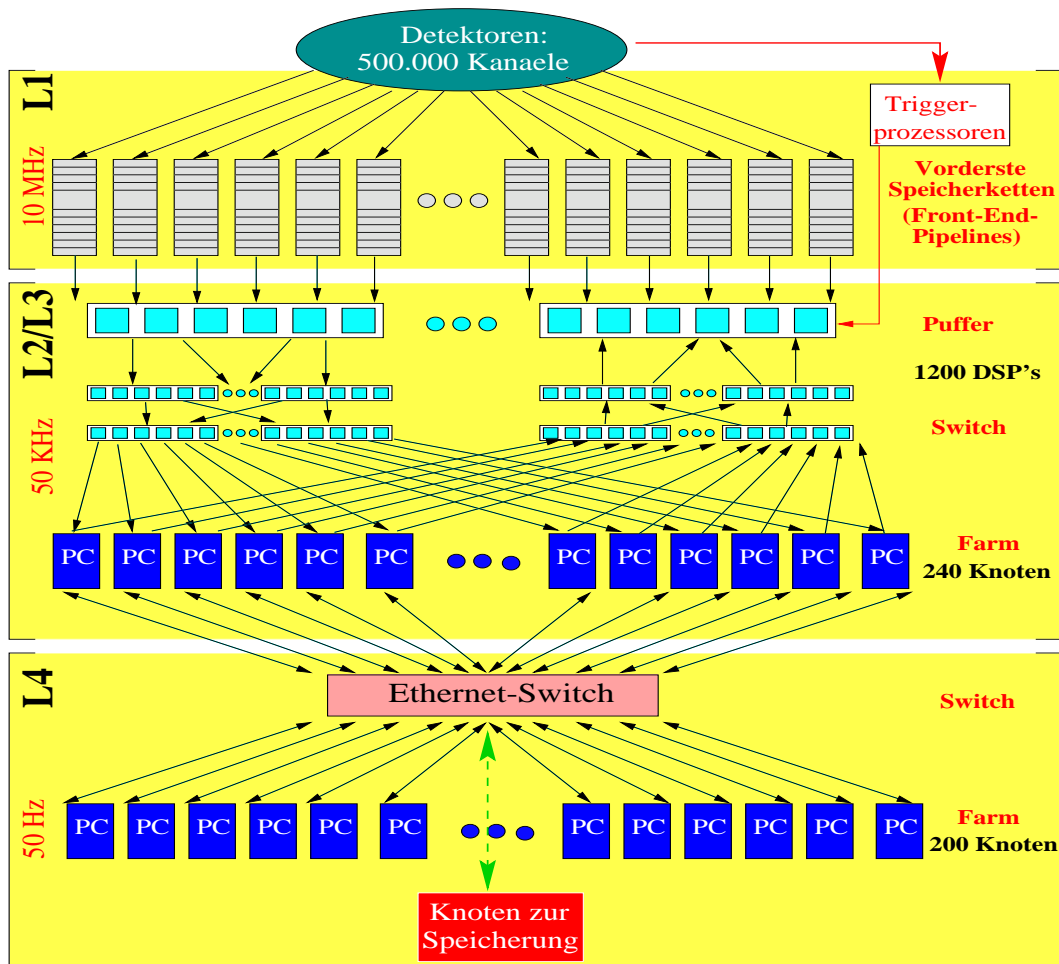


Abbildung 2.13: Das Trigger- und Datennahmesystem von HERA-B (basierend auf [HB00])

folgung interessante Suchregion (ROI³⁶) in der targetfernsten Spurkammer. Bei Auffindung eines Treffers wird im FLT mit Hilfe eines Kalman-Filters und spezieller Hardwareprozessoren, so genannter TFUs³⁷, die nächste ROI ermittelt und in der nächsten Spurkammer nach einem Treffer gesucht. So werden Spuren in Richtung Target Superlage für Superlage extrapoliert. Benutzt werden die Kammer PC1 und PC4 sowie TC1 und TC2 und im Falle eines Myonkandidaten auch noch die erste und die beiden letzten Myon-Superlagen. Falls die Spurverfolgung die PC1-Kammer erreichen sollte, werden mit den Spurparametern in einer weiteren Hardwareeinheit, der TPU³⁸, die Ladung und der Impuls der Spur ermittelt. Anschließend wird in der Einheit zur Triggerentscheidung (TDU³⁹) aus

³⁶Region Of Interest

³⁷Track Finding Units

³⁸Track Parameter Unit

³⁹Trigger Decision Unit

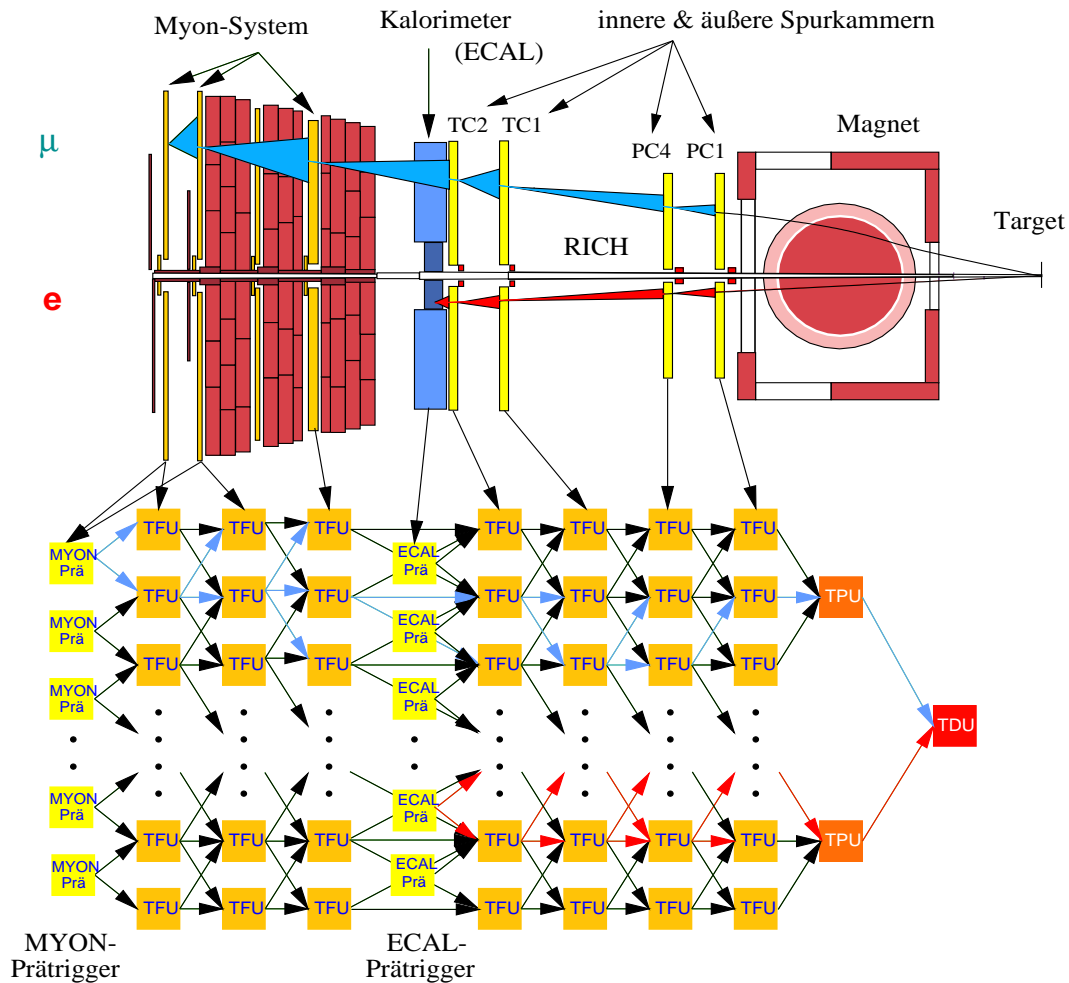


Abbildung 2.14: Die Funktionsweise des FLT (basierend auf [Kel01])

paarweiser Kombination der Spuren ihre invariante Masse auf die J/Ψ -Hypothese hin überprüft. Die Triggerentscheidung geschieht innerhalb von $12 \mu\text{s}$. Bei positivem Vergleich schickt die TDU die zugehörige Bunchnummer an das schnelle Kontrollsystem FCS⁴⁰.

Dieses synchronisiert die Auslese aller Subsysteme und verteilt an die oben genannte Front-End-Elektronik Signale wie die BX-Clock und einen Trigger, der veranlasst, die gesamte zuvor zwischengespeicherte Detektorinformation an die Zwischenspeicher (SLBs⁴¹) der **zweiten Triggerstufe SLT**⁴² zu schicken. Dabei reduziert der FLT seine Eingangsrate von 10 MHz auf 50 kHz für den SLT. Auf der SLT-Computerfarm, die 220 Intel Pentium III Prozessoren mit je 330 MHz bis 450 MHz umfasst, erhält immer ein Rechner pro Ereignis die

⁴⁰Fast Control System

⁴¹Second Level Buffers

⁴²Second Level Trigger

entsprechenden Driftzeiten des OTR und Informationen des ITR und VDS. Der SLT verfolgt die Spuren durch den Magneten und den Vertexdetektor, um nach Sekundärvertices zu suchen und so direkt im Target erzeugte J/Ψ -Mesonen zu unterdrücken. Dabei wird die Ausgangsrate des SLT auf 500 Hz reduziert. Die **dritte Triggerstufe TLT**⁴³ läuft ebenfalls auf der SLT-Computerfarm. Sie fasst die gesamte Detektorinformation eines Ereignisses zusammen und leitet diese an die vierte Triggerstufe weiter. Die ursprünglich vorgesehene Möglichkeit, einen weiteren Filterschritt einzufügen, wurde nicht realisiert.

Auf der **vierten Triggerstufe 4LT**⁴⁴ werden auf einer Computerfarm mit 200 Prozessoren die Ereignisse dann noch online rekonstruiert und auf einem Datenbandroboter archiviert, was mit einer Rate von ungefähr 50 Hz geschieht.

Desweiteren laufen auf der zweiten und vierten Triggerstufe Prozesse zur Onlinedatenüberwachung und zur Kalibration der Subdetektoren.

Wegen der genannten Spurkammer- und auch Hardwareprobleme des Triggers kam das Triggersystem wie eben beschrieben im Jahr 2 000 nicht zum Einsatz. Zu dieser Zeit war der hardwarebasierte FLT noch nicht betriebsbereit, es wurden aber zahlreiche Testdatennahmeläufe mit dem FLT aufgezeichnet. Die große Anzahl von Datennahmeläufen für J/Ψ -Analysen wurde mit einem Softwaretrigger genommen, der auf dem SLT implementiert war. Desweiteren wurden verschiedene zufallsgetriggerte Datensätze aufgezeichnet, wie sie für die im Folgenden präsentierte ϕ -Analyse verwendet wurden.

⁴³Third Level Trigger

⁴⁴Fourth Level Trigger

Kapitel 3

Die Rohdatenüberwachung des VDS

3.1 Die Motivation und Anforderungen

Wie zuvor in Abschnitt 2.4 erklärt wurde, werden die von der gesamten HERA-B Ausleseketten selektierten Ereignisse vollständig rekonstruiert. Hierfür ist es wichtig, so früh wie möglich eintretende Probleme eines oder mehrerer Subsysteme, die die Datenqualität beeinträchtigen können, zu erkennen und entsprechend zu reagieren. Daher ist für jedes der Subsysteme ein Überwachungssystem für die ausgelesenen und von der Rekonstruktion weiterverarbeiteten Rohdaten vorgesehen.

Die Aufgaben eines solchen Systems sind, sowohl der im Kontrollraum anwesenden Schichtbesatzung als auch den Experten des betroffenen fehlerhaften Subdetektors genügend Informationen zur Beurteilung des Problems und seiner Ursachen unmittelbar nach dessen Auftreten zu geben, gegebenenfalls mit Vorschlägen zur möglichen Abhilfe. Die gelieferten Ausgaben einer solchen Rohdatenüberwachung können textartig oder besser grafischer und akustischer Art sein. Desweiteren sollen die kontrollierten Rohdaten repräsentativ für diejenigen sein, die in den selektierten Ereignissen verarbeitet werden. Um auch Informationen über einzelne Auslesekanäle und die Hardwarekomponenten zu erhalten, muß die Rohdatenüberwachung insbesondere für das VDS ihre Daten **vor** der Treffersuche erhalten, da letztere im Hauptdatenstrom bereits auf der zweiten Triggerstufe stattfindet und in deren Ausgaben die gewünschten Details nicht mehr enthalten oder nur schwer zugänglich sind. Nicht zuletzt wünscht sich ein Anwender eine leichte Bedienbarkeit solch eines Werkzeugs.

Das VDS konnte als erstes System eine derartige und voll funktionsfähige Rohdatenüberwachung in der Datennahmephase 2000 zur Verfügung stellen, die im Folgenden vorgestellt wird.

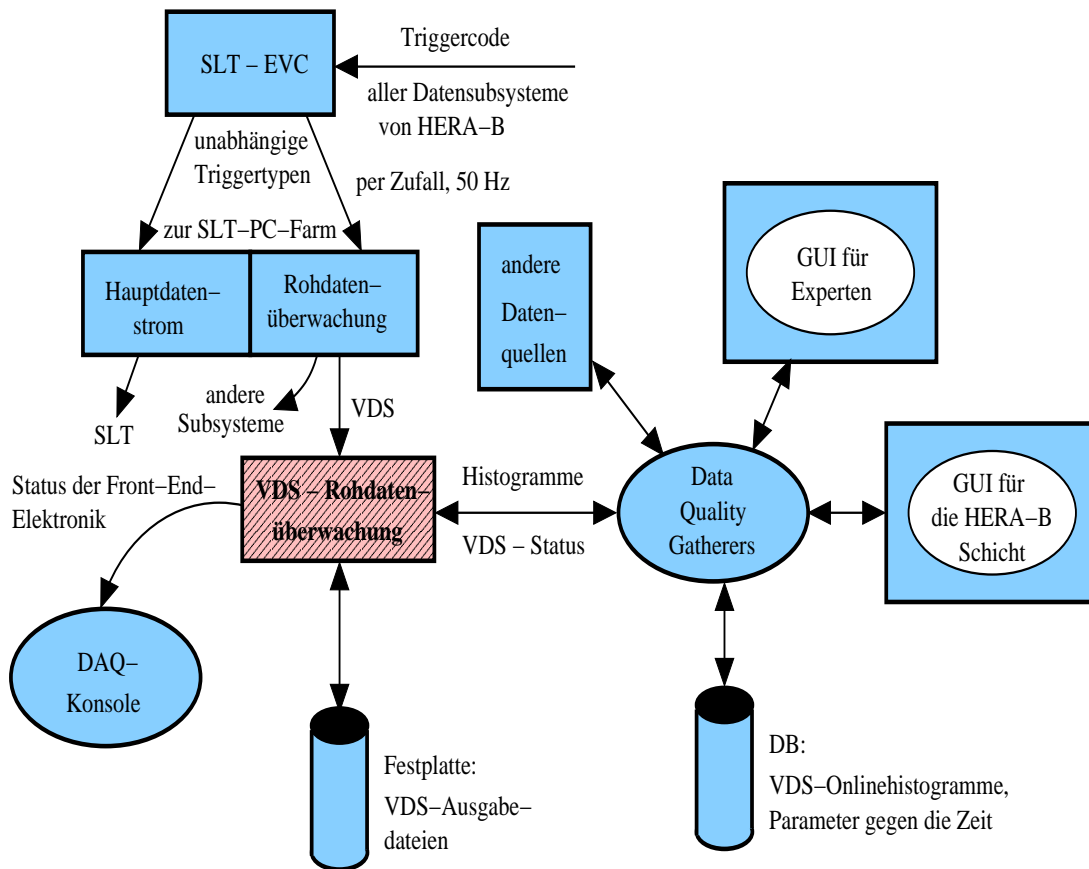


Abbildung 3.1: Die Qualitätsüberwachungsumgebung des gesamten HERA-B Experiments, in der der Beitrag des VDS für seine Rohdatenüberwachung schraffiert hervorgehoben ist.

3.2 Die Umgebung der Datenqualitätsüberwachung

Zur Zeit der Einsatzbereitschaft der ersten Version der VDS-Rohdatenkontrolle existierte bereits eine umfangreiche Umgebung der Qualitätsüberwachung für das gesamte HERA-B Experiment. In diese musste der Beitrag des VDS sowohl auf der zweiten als auch auf der vierten Triggerstufe adäquat integriert werden.

Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht von der gesamten Umgebung [San02], in der die VDS-Rohdatenüberwachung, die sich auf der zweiten Triggerstufe befindet, schraffiert gekennzeichnet und der dieses Kapitel gewidmet ist. Um sich nur auf die für dieses Werkzeug relevanten Komponenten zu beschränken, ist der Datenfluss beginnend auf der zweiten Triggerstufe SLT gezeigt.

Ein dort eintreffendes Ereignis hat in Abhängigkeit seines jeweiligen Trigger-

typs, auch Triggercode genannt, zwei Möglichkeiten, weiterverarbeitet zu werden. Gehört es zum Hauptdatenstrom, der mit der vollständigen und nicht dargestellten Rekonstruktion der Ereignisse endet (Abschnitt 2.4), wird es zu einem Computer der SLT-PC-Farm geschickt, auf dem es vom SLT-Softwarecode weiterverarbeitet wird. Der zweite Teil von Ereignissen desselben Formats wird an spezielle Computer dieser Farmrechner verteilt. Diese Ereignisse dienen dort sämtlichen Prozessen zur Rohdatenüberwachung als Eingabe, u. a. auch demjenigen für das VDS. Sie stehen dem Hauptdatenstrom nicht mehr zur Verfügung. Bei dieser Zerteilung des Datenstroms spielt der so genannte **Event Controller** EVC eine zentrale Rolle. Er reicht jedes Ereignis und seinen Triggertyp an einen Rechner des SLT weiter und besorgt dabei die zuvor beschriebene Zuteilung eines passenden Rechners. Für die Rohdatenkontrolle werden die Ereignisse gemäß einem reinen, neutral selektierenden 50-Hz-Zufallstrigger vom SLT ohne dortige Weiterverarbeitung direkt an den jeweiligen Rechner mit seiner Kontrollsoftware durchgereicht. Dies betrifft insbesondere auch die VDS-Rohdatenüberwachung, die auf einem speziell dafür eingerichteten Computer läuft.

Hier werden die gewünschten Detailinformationen wie z. B. über einzelne Teilchendurchgänge in den Detektoren und über die Ausleseelektronik abgerufen und mit typischen Raten von ungefähr 10 bis 20 Hz verarbeitet, wobei erst nach kompletter Abwicklung jedes Ereignisses ein neues eingelesen wird. Mit Hilfe der Treffersuche MARVIN (Teilabschnitt 2.3.1.1), die mit demselben Algorithmus wie im Hauptdatenstrom und eigenständig auf dem genannten Rechner geschieht, werden zusätzliche Informationen über die Rekonstruktionsqualität der Treffer innerhalb des VDS geliefert. Die Ausgangsrate wird durch die Belegungsdichte von Treffern im VDS bestimmt. Diese wiederum hängt ab vom gewählten Targetdrahtmaterial, der Targetwechselwirkungsrate und Grundlinienvariationen der analogen Auslesebausteine.

Alle für die Beurteilung der VDS-Rohdatenqualität nützlichen Größen werden auf dem genannten Computer komplett ausgewertet, als Textdateien und Histogramme auf eine lokale Festplatte geschrieben und können jederzeit nach der Datennahme mit schnellem Zugriff eingesehen werden. Außerdem erhält das Datennahmesystem, kurz DAQ¹-System, das die Triggerebenen 2 bis 4, die Datenspeicherung und alle zugehörigen Datenwege umfasst [Her00], einige Statusinformationen der VDS-Ausleseelektronik. Es fragt Parameterschwellen ab und löst ggf. einen akustischen und optischen Alarm im Kontrollraum aus. Somit kann die Schichtbesatzung schnell geeignete Maßnahmen ergreifen.

Andererseits interagieren so genannte Data Quality Gatherer, die die Daten sammeln, mit dem VDS-Prozess und denen anderer Datenquellen. Im Falle der VDS-Rohdatenkontrolle erhalten die Gatherer Onlineinformationen in Form von Übersichts- und Detailhistogrammen und über den VDS-Status. Er wird in Abhängigkeit von der Anzahl gefundener asynchroner und toter Auslesechips

¹Data Acquisition

sowie fehlerhafter und komplett fehlender FED-Signalleitungen als „OK“, „USABLE“ oder „BAD“ mit entsprechend grüner, gelber oder roter Farbe eingestuft [HDQ02]. Für die Schichtbesetzung wird er bedienerfreundlich zusammen mit einigen Parametern in einem grafischen Benutzerinterface (GUI) dargestellt, wie für andere Subdetektoren auch. Im Fall „BAD“ ertönt zusätzlich ein akustischer Alarm, und die Schichtbesetzung erhält auf einem Bildschirm der Datenqualitätsüberwachung von HERA-B Vorschläge zur Problembehebung. Desweiteren sichern auch die Gatherer die gesammelten Informationen in einer Datenbank DB, um für spätere Einsichten zur Verfügung zu stehen. Mit einem weiteren GUI, HbDisplay2, kann ein VDS-Experte außerdem während der Datennahme dieselben Histogramme, die auch die Gatherer erhalten, online von einem beliebigen anderen Rechner einsehen. Hierzu wählt der Benutzer das gewünschte Histogramm aus der im GUI verfügbaren Liste aller Onlinehistogramme aus. Gewährleistet wird die Übermittlung der Histogramme durch das Softwarepaket RHP [HBD99], mit dem sie im VDS-Rohdatenprogramm auf dem genannten Computer gebucht, initialisiert, gefüllt und reinitialisiert, aber auf einem anderen Rechner abgerufen werden können.

Sämtliche für die Datennahme des gesamten HERA-B Experiments relevanten sowie die hier angesprochenen Programme werden automatisch von der DAQ zu Beginn eines Datennahmelaufs gestartet. Lediglich das GUI „HbDisplay2“ für den VDS-Experten ist davon ausgenommen. Während des Starts wird an die VDS-Rohdatenüberwachung eine Eingabeparameterdatei übergeben, in der für die Auswertung wichtige Schnitte, die Zyklen zur Aktualisierung der Ausgabedaten und weitere Parameter eingetragen sind.

Außerdem ermöglicht die Softwareumgebung von HERA-B für den VDS-Experten ein Aufrufen der VDS-Rohdatenüberwachung im Offlinemodus, um das Programm testen oder bereits genommene Daten neu analysieren zu können. Auch hier kann der Experte die oben genannten online einsehbaren Histogramme hinsichtlich ihrer Funktionalität oder zum schnellen Erhalt von Informationen aufrufen. Als Dateneingabe dienen Dateien im so genannten DST-Format, die noch sämtliche Rohdaten auf Basis einzelner Auslesekanäle seitens der Detektormodule und der Ausleseelektronik enthalten.

Bislang sind die ein- und ausgegebenen Informationen der Rohdatenkontrolle nicht genauer spezifiziert worden, was im Folgenden geschehen soll.

3.3 Der Umfang der Datenein- und -ausgabe

Damit sich die VDS-Rohdatenüberwachung nicht nur in die bestehende Softwareumgebung von HERA-B integrieren lässt, sondern auch die zuvor erwähnte leichte Bedienbarkeit gewährleistet, soll eine Benutzung des Überwachungsprogramms möglich sein, ohne dass ein Verständnis der Quellcodes und des Datentransfers nötig ist.

Hierzu wurden die Datenein- und -ausgabe des Rohdatenprogramms entsprechend gestaltet. Im Internet findet der VDS-Experte eine kompakte Zusammenstellung über den Umfang der VDS-Rohdatenkontrolle [VDS02]. Desweiteren wird dort beschrieben, wie man die Überwachungssoftware aufrufen, die Daten online oder offline einsehen kann und welche Größen mit dem Online- und Offlinestart des Programms durch Einlesen einer Eingabeparameterdatei übergeben werden können.

Die Dateneingabe

In dieser so genannten IOL-Datei sind in Listenform viele Parameter namentlich mit ihren jeweiligen Werten aufgeführt. Sie gehören zu den Softwarepaketen, die zur Erstellung des VDS-Rohdatenkontrollprogramms zusätzlich eingebunden werden. Wenn keine Standardwerte erwünscht sind, können die Parameter in dieser Datei, ohne den Quellcode kompilieren zu müssen, voreingestellt werden und bleiben dann während der Laufzeit des Programms fixiert. Sie sind gemäß ihrer Zugehörigkeit zum jeweiligen Softwarepaket geordnet.

Entsprechend existieren auch derartige IOL-Parameter für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Softwarepaket VDSRHP, das die eigentliche Rohdatenüberwachung des VDS umfasst. Diese Parameter legen die Wiederholrate der erneuten Online- und Offlinedatenausgabe und die Pfade für die Datenausgabe auf die lokale Festplatte fest, können zusätzliche Fehlermeldungen für den Testbetrieb des Programms und die Ausgabe weiterer Histogramme zur Belegungsdichte der Teilchentreffer in den VDS-Detektorebenen und zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis jedes einzelnen analogen HELIX-Bausteins einschalten. Um letzteres zu untersuchen, lassen sich spezielle Schnitte zum Studium des Rauschens und der Signalhöhe auf der Ebene weniger Auslesekanäle und je HELIX-Baustein einstellen. Mit einem weiteren Parameter kann man zu Beginn der Datennahme eine beliebig wählbare Anzahl von Ereignissen verwerfen, bis das Programmpaket MARVIN (Teilabschnitt 2.3.1.1) zur Berechnung der Sockelbeträge und des Rauschens genügend konvergiert ist. Außerdem kann die Anzahl analysierter Ereignisse festgelegt werden, die zur Speicherung einer Histogrammdatei mindestens nötig sein soll, um so kurze Datennahmeläufe zu verwerfen und Platz auf der lokalen Festplatte einzusparen. Schließlich lässt sich mit zwei weiteren Parametern der Typ der während der Datennahme verwendeten analogen HELIX-Bausteine sowie die Lage des BX-Spektrums zu einem Referenzbunch mit Bezug auf das Jahr 2000 angeben.

Die Datenausgabe

Die entscheidende Benutzerfreundlichkeit liegt jedoch in der Art der Datenausgabe in Form von sechs Textdateien und einer Histogrammdatei je Datennahmelauf, die auf der lokalen Festplatte des genannten Rechners abgelegt werden:

Die Textdateien: Die drei wichtigsten dieser Textdateien enthalten die Anzahl problematischer, d. h. asynchroner und toter, Auslesechips sowie fehlerhafter und komplett fehlender FED-Signalleitungen. Während die Information über die FED-Signalleitungen schon in den Rohdaten aufbereitet zur Verfügung steht, müssen die problematischen Auslesechips in VDSRHP mit Hilfe der Nummer der ausgelesenen Speicherzelle ermittelt werden. Auch diese Information ist in den analogen Rohdaten enthalten. Nachdem die häufigste Speicherzellenummer aller HELIX-Bausteine in dem aktuellen Ereignis ermittelt worden ist, lassen sich asynchrone Chips an einer anderen als dieser Speicherzellenummer erkennen, sofern sie ungleich null ist. Tote Chips liefern immer die Nummer Null. In den Textdateien ist für jede Messung jedes entsprechend gefundene Elektronikelement mit seiner Identifizierung zusammen mit der häufigsten Speicherzellenummer aufgeführt. Im Falle der problematischen Auslesechips ist zusätzlich die tatsächlich ausgelesene Speicherzellenummer angegeben. Die Textdateien werden mit den Daten jedes hundertsten Ereignisses aktualisiert. Je nach Verarbeitungsraten (siehe Abschnitt 3.2) geschieht dies alle 5 bis 10 s, wobei die jeweils 99 übrigen Ereignisse ignoriert werden. Dies passiert unter der Annahme, dass sich der Zustand der Hardware nicht auf einer kurzfristigen Zeitskala ändert, sondern über lange Messphasen hinweg stabil sein sollte. Da die Aktualisierung fortlaufend geschieht, kann der VDS-Experte bei auftretenden Problemen der Ausleseelektronik schon während der Datennahme mit Hilfe der Textdateien die Ursache lokalisieren.

Nach Ende der Datennahme können die Textdateien wieder eingelesen und die Informationen grafisch dargestellt werden. Die Daten des Jahres 2000 boten erstmals die Möglichkeit, über einen langen Zeitraum die Funktionalität der Ausleseelektronik, insbesondere die Häufigkeit der genannten problematischen HELIX-Bausteine, zu überwachen. Dies sind gerade solche Auslesechips, die permanent als asynchron oder tot auffallen. In Abbildung 3.2 ist das Langzeitverhalten der mittleren Anzahl solcher Auslesechips des VDS aus den insgesamt 1 056 HELIX-Bausteinen für die meisten Datennahmeläufe vom 18. November 1999 bis zum 25. August 2000 dargestellt. Entnommen wurden die Daten den Textdateien für problematische Auslesechips, aus denen je Datennahmelauf das arithmetische Mittel dieser Anzahl berechnet wurde, das in der Abbildung einen Datenpunkt liefert. Ausgespart in der Mittelung und Darstellung wurden dabei solche Ereignisse, bei denen die Grundlinie aller Kanäle bei mehreren Auslesechips aufgrund zu großer Pausen zwischen aufeinander folgenden Auslesen vorübergehend springt² Dies wird auch als „baseline jumps“ bezeichnet.

²Sämtliche Auslesen in den Textdateien mit mindestens zwei HELIX-Bausteinen Unterschied in der Anzahl problematischer Auslesechips zur Vorgänger- und Nachfolgeauslese sind typisch für Beiträge durch Grundlinienvariationen und werden so aussortiert. Fallen während der Datennahme plötzlich mindestens eine weitere FED-Signalleitung und somit mindestens

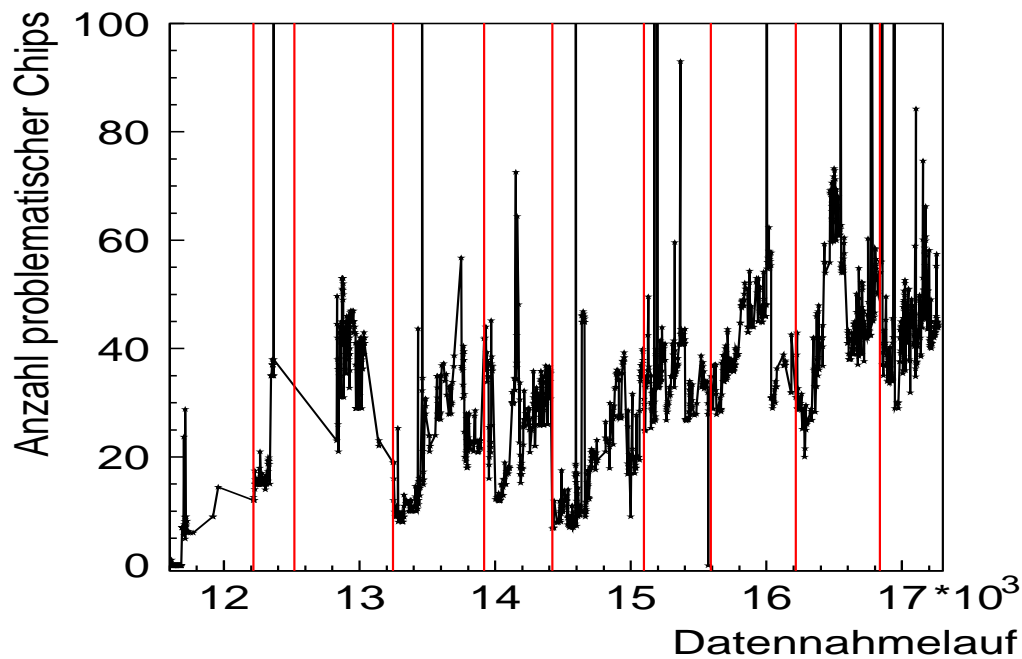


Abbildung 3.2: Das Zeitverhalten der mittleren Anzahl permanent problematischer Auslesechips des VDS in Abhängigkeit von der Identitätsnummer der Datennahmeläufe aus insgesamt 1 056 Chips. Unmittelbar aufeinander folgende und verfügbare Datennahmeläufe sind linear verbunden. Die senkrechten Linien markieren den jeweils ersten Datennahmelauf nach einem Zugang zum Experiment.

Dadurch korrumpiert auch die gelieferte „Speicherzellennummer“, und diese Chips würden dann fälschlicherweise als asynchron gekennzeichnet. Datennahmeläufe mit verstärktem Auftreten dieses Effekts würden daher eine große Anzahl problematischer Auslesechips verursachen, die nicht der Realität entspräche. Jedoch lässt sich ein Fehlen der Spannungsversorgung mindestens eines VME-Einschubes oder eines ganzen Satzes durch Spitzen in der Anzahl problematischer Auslesechips feststellen. Diese tragen im Unterschied zum Fall zuvor in dieser Darstellung bei und liegen z. T. außerhalb des grafisch dargestellten Bereichs.

Die senkrechten Linien markieren den jeweils ersten Datennahmelauf nach einem Zugang zum Experiment. Um die zeitliche Entwicklung besser erkennen zu können, sind unmittelbar aufeinander folgende und verfügbare Datennahmeläufe linear verbunden. Aufgrund der Auslassung kurzer Datennahmeläufe, der häufigen Testdatennahmen, Probleme mit der DAQ und Abstürze des VDS-Rohdatenprogramms fehlen in der Anfangsphase des gezeigten Zeitraums viele Datennahmeläufe. Trotzdem ist ein Anstieg der

zwei weitere Auslesechips aus, werden fälschlicherweise in der Mittelung zwei Auslesen nicht berücksichtigt. Die Mittelung jedoch ist ohnehin nicht exakt, da, wie oben erwähnt, nur jedes hundertste Ereignis in den Textdateien enthalten ist und somit ausgewertet wird.

Anzahl instabiler Chips im gezeigten Zeitraum von typischerweise 20 auf ungefähr den doppelten Wert erkennbar, was ein Anteil von bis zu ungefähr 5 % aller Auslesechips ist. Der Zuwachs lässt sich mit der unerwünschten Bildung von Kondenswasser in Superlage acht erklären [Bau03]. Vor Beginn der Datennahmephase 2002 konnte dieses Problem behoben werden. Ein Großteil der Chips konnte, wie zu erkennen ist, während eines Zugangs zum Experiment durch verschiedene Maßnahmen wiederhergestellt werden.

Im genannten Zeitraum haben $5 \cdot 10^{13}$ Proton-Kern-Wechselwirkungen stattgefunden, was ungefähr 10% des Wertes für ein nominelles HERA-B Jahr entspricht [Bau03].

Mit den Informationen aus den Textdateien lässt sich das obige Zeitverhalten genauer lokalisieren. Hierzu trägt man statt der gesamten Anzahl problematischer Auslesechips auf der y-Achse die so genannte „universellen Identifizierungsnummern“ aller HELIX-Bausteine auf und kennzeichnet beim jeweiligen Datennahmlauf den Auslesechip nur dann symbolisch, wenn er als problematisch aufgefallen ist. Bei 128 möglichen Detektorebenen und maximal zehn Auslesechips pro Ebene (Teilabschnitt 2.3.1.1) können somit gemäß der Konstruktionsvorschrift „universelle Chip-ID = $10 \cdot (\text{Detektorseiten-ID}) + (\text{Chip-ID von 0 bis maximal 9})$ “ insgesamt 1280 mögliche universelle Identifizierungsnummern für die HELIX-Bausteine definiert werden. Damit ergibt sich für jede der acht Superlagen ein Intervall von 160. Dies ist in Abbildung 3.3 dargestellt, wobei hier auch die Auslesechips mit Grundlinienvariationen beitragen, da ein Eintrag stattfindet, sobald ein HELIX-Baustein im betreffenden Datennahmlauf mindestens einmal aufgefallen ist. Wegen fehlender Informationen in den ersten Textdateien beginnt die Zeitdarstellung erst mit Datennahmlauf 14500. Es ist jetzt auch zu erkennen, dass tatsächlich ein großer Anteil der problematischen Auslesechips in Superlage acht zu finden ist, wobei das genannte Kondenswasserproblem erst ab ungefähr Datennahmlauf 15100 auftritt. Ebenso fallen die ersten beiden Quadranten der Superlage eins auf. Die Maxima in der vorherigen Darstellung lassen sich hier einer erhöhten lokalen Dichte von Symbolen zuordnen. Zugänge zum Experiment sind wieder durch senkrechte und zusätzlich der jeweils erste HELIX-Baustein der Detektorsuperlagen zwei bis acht durch waagerechte Linien gekennzeichnet. Dieselbe Darstellung ist auch separat je Superlage zu genaueren Untersuchungszwecken verfügbar.

Analog zu Abbildung 3.2 lässt sich auch die zeitliche Entwicklung der Anzahl aller 1056 HELIX-Bausteine mit baseline jumps auftragen, die Abbildung 3.4 wiedergibt. Auch hierfür wurden die Daten aus den Textdateien für problematische Auslesechips eingelesen. Es ist bewusst keine Mittelung durchgeführt worden, sondern jede Auslese aus den Textdateien, die als von baseline jumps betroffen identifiziert wird, liefert einen Datenpunkt.

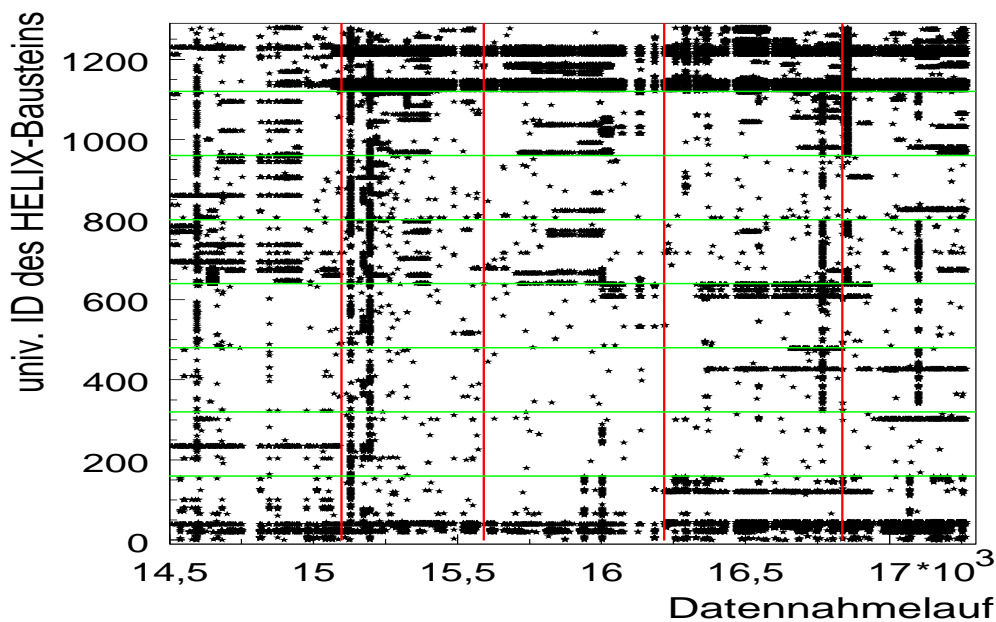


Abbildung 3.3: Das irgendwie problematische Verhalten jedes Auslesechips in Abhängigkeit von der Identitätsnummer der Datennahmeläufe. Ein Chip ist nur dann symbolisch gekennzeichnet, wenn er im betreffenden Datennahmelauf mindestens einmal derart aufgefallen ist. Die senkrechten Linien markieren den jeweils ersten Datennahmelauf nach einem Zugang zum Experiment und die waagerechten den jeweils ersten Auslesechip der Detektorsuperlagen zwei bis acht.

So kann man an der Streuung der Einträge desselben Datennahmelaufs erkennen, wie schwerwiegend die baseline jumps waren. Zum Auffinden der letzteren wurde zusätzlich zur Anzahl problematischer Auslesechips der Vorgänger- und Nachfolgeauslese auch die der Vorvorgängerauslese der aktuellen Messung herangezogen. Nur wenn jede der jeweils drei Differenzen der Anzahlen problematischer Auslesechips mindestens zwei beträgt, wird die Messung als von baseline jumps betroffen identifiziert.

Gewöhnlich treten die Maxima der Abbildungen 3.2 und 3.4 wie erwartet bei verschiedenen Datennahmeläufen auf. Ebenso ist hier zu sehen, dass immer ein gewisser Anteil von HELIX-Bausteinen mit baseline jumps vorhanden ist, jedoch auf gleich bleibend niedrigem Niveau. Bei nur wenigen Datennahmeläufen streut die Anzahl der von baseline jumps betroffenen Auslesechips von wenigen bis zu mehreren hundert. Zugänge zum Experiment sind wieder durch senkrechte Linien markiert.

Die Histogramme: Der Großteil der Informationen wird am Ende eines jeden Datennahmelaufs mit dem Softwarepaket HBOOK [HBO95] in grafischer

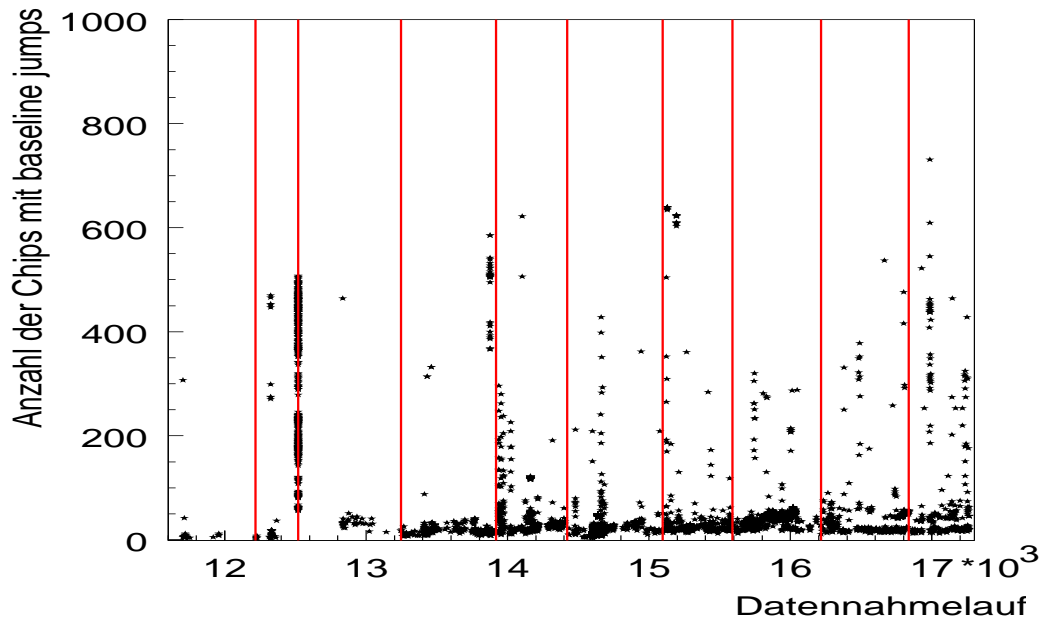


Abbildung 3.4: *Das Zeitverhalten der ungemittelten Anzahl von Auslesechips des VDS mit baseline jumps in Abhängigkeit von der Identitätsnummer der Datennahmeläufe aus insgesamt 1 056 Chips. Die senkrechten Linien markieren den jeweils ersten Datennahmelauf nach einem Zugang zum Experiment.*

Form als Histogramme, die dem Benutzer eine Vielzahl an Kontrollmöglichkeiten der VDS-Datenqualität bieten, in eine Datei geschrieben. Die wichtigsten Beispiele werden im folgenden Abschnitt erläutert.

3.4 Die grafischen Informationen

Sämtliche hier diskutierten Histogramme werden in dieser Form von der VDS-Rohdatenüberwachung fertig geliefert und wurden Datennahmeläufen entnommen, deren Informationen als Rohdaten im DST-Format ohne Sparsifikation vorlagen. Nur dann sind die vom VDS-Rohdatenprogramm benötigten Hardware- und Signalinformationen über einzelne Kanäle des Vertexdetektors zusätzlich zu den Trefferinformationen auch nach der Datennahme noch verfügbar. Außerdem können solche Datennahmeläufe jederzeit neu reprozessiert werden. Somit lassen sich im Folgenden die Charakteristika der neuesten und aktuellen Version der VDS-Rohdatenüberwachung diskutieren. Wenn nicht anders angegeben, wurde als Datenquelle für ein Histogramm die erste DST-Datei (001) vom Datennahmelauf 16 378 mit 887 oder entsprechend vom Datennahmelauf 16 556 mit 1 387 Ereignissen benutzt. Beide Datennahmeläufe wurden am 12. und 19. Juli 2 000 genommen. Sie sind VDS-ITR-Rohdatenläufe, bei denen die Targetrate jeweils 5 MHz betrug [Mac02]. In Abhängigkeit von den Erläuterungszwecken wird die

eine oder die andere Datei gewählt.

Bei Abbildungen, die sich auf spezielle Detektorseiten beziehen, wird eine VDS-interne Identifizierungsnummer angegeben, die zum Verständnis des Sachverhalts belanglos ist.

3.4.1 Die Ausleseelektronik

Zuerst werden Histogramme vorgestellt, die die zuvor diskutierten Informationen der Textdateien problematischer HELIX-Bausteine ergänzen. Sie sind für Datennahmelauf 16556 in Abbildung 3.5 zu sehen und zeigen für jeden Auslesechip, repräsentiert durch seine universelle Identifizierungsnummer (Konstruktionsvorschrift in Abschnitt 3.3, „Die Textdateien“), seine Häufigkeit, als asynchron oder tot registriert zu werden. Asynchrone und tote HELIX-Bausteine werden mit derselben wie in Abschnitt 3.3 („Die Textdateien“) beschriebenen Methode identifiziert. Für beide Typen wird der Fall, dass die häufigste Speicherzellennummer gleich null ist, übergangen, wobei der statistische Fehler bei 141 Speicherzellen je

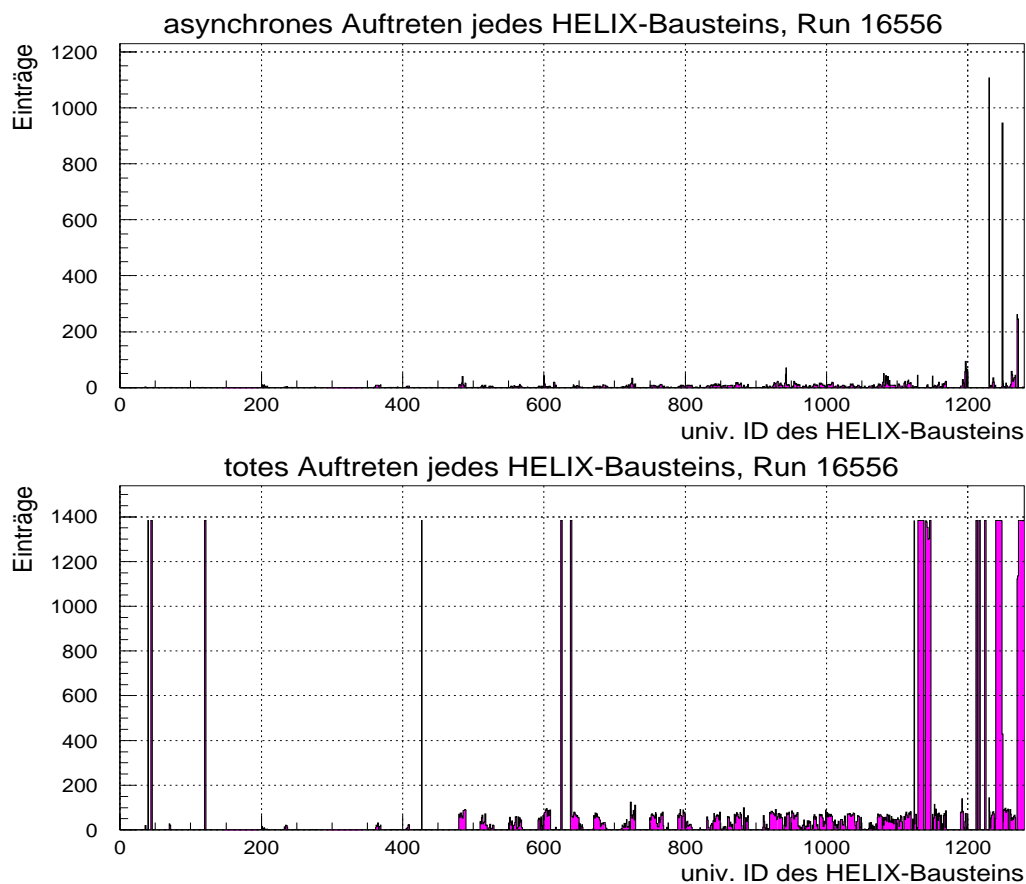


Abbildung 3.5: Die Häufigkeit asynchronen (oben) und toten (unten) Auftretens jedes HELIX-Bausteins für Ereignisse aus Datennahmelauf 16556

HELIX-Kanal nur gering ist.

Ein asynchrones Elektronikelement ist besonders kritisch, da es Daten liest, diese aber aufgrund der falschen Speicherzellennummer einem falschen Ereignis zugeordnet werden, während ein totes nur Rauschen liefert. Abgesehen von wenigen Einträgen aufgrund von Grundlinienvariationen treten hier als asynchron nur sehr wenige Auslesechips in Erscheinung, während als tot insbesondere in Superlage acht mehrere wegen der Kondenswasserschäden auffallen (Abschnitt 3.3, Diskussion zur Abbildung 3.2).

Füllt man nun zwei Histogramme wie in Abbildung 3.5, beginnt jedoch alle 1 000 Ereignisse von neuem damit und zählt nur solche Auslesechips, die mindestens 500 Einträge bekommen, dann erhält man die Zeitentwicklungen der Anzahlen asynchroner und toter Auslesechips. Sie sind zusätzlich mit der Zeitentwicklung der Anzahl aller problematischen, d. h. fehlenden und fehlerhaften, FED-Signalleitungen in Abbildung 3.6 über hundert solche Turnusse zu erkennen. Da die Histogrammbins von rechts nach links gefüllt werden, wurden zur Kennzeichnung des tatsächlichen Datenbeginns die Histogramme mit einem bewusst unsinnigen negativen Wert initialisiert. Die Aktualisierung der Anzahl problematischer FED-Signalleitungen geschieht schon nach je 100 Ereignissen.

In Anlehnung an das im vorherigen Abschnitt in Abbildung 3.2 gezeigte Lang-



Abbildung 3.6: Das Zeitverhalten der Anzahl asynchroner (oben) und toter (Mitte) Auslesechips sowie aller problematischen FED-Signalleitungen (unten) gegen die Anzahl der Ereignisse für Datennahmelauflauf 16 556

zeitverhalten permanent problematischer Auslesechips werden in Abbildung 3.6 exemplarisch anhand von Datennahmelauf 16 556 typische Werte gegen Ende der Datennahmephase des Jahres 2000 wiedergegeben.

Insbesondere in langen Datennahmeläufen kann mit diesen Histogrammen direkt die Stabilität des Verhaltens der Ausleseelektronik verfolgt werden.

In Abbildung 3.7 ist für dieselben Daten die Verteilung der nominellen Speicherzellennummern jedes Ereignisses aller HELIX-Bausteine dargestellt, die in dieser Weise ebenfalls direkt von der Rohdatenüberwachung geliefert wird.

Im Jahr 2000 waren die Detektormodule ausschließlich mit HELIX-Bausteinen der Version 2.2 bestückt, deren Kanäle je 141 Speicherzellen besaßen und hier den Werten 0 bis 140 entsprechen. Diese sollten, wenn die analoge Ausleseelektronik des VDS korrekt funktioniert, gleichverteilt sein. Im Rahmen der statistischen Fluktuationen ist dies in sehr guter Näherung der Fall. Auch das arithmetische Mittel mit einem Wert nahe bei 70 bestätigt dies.

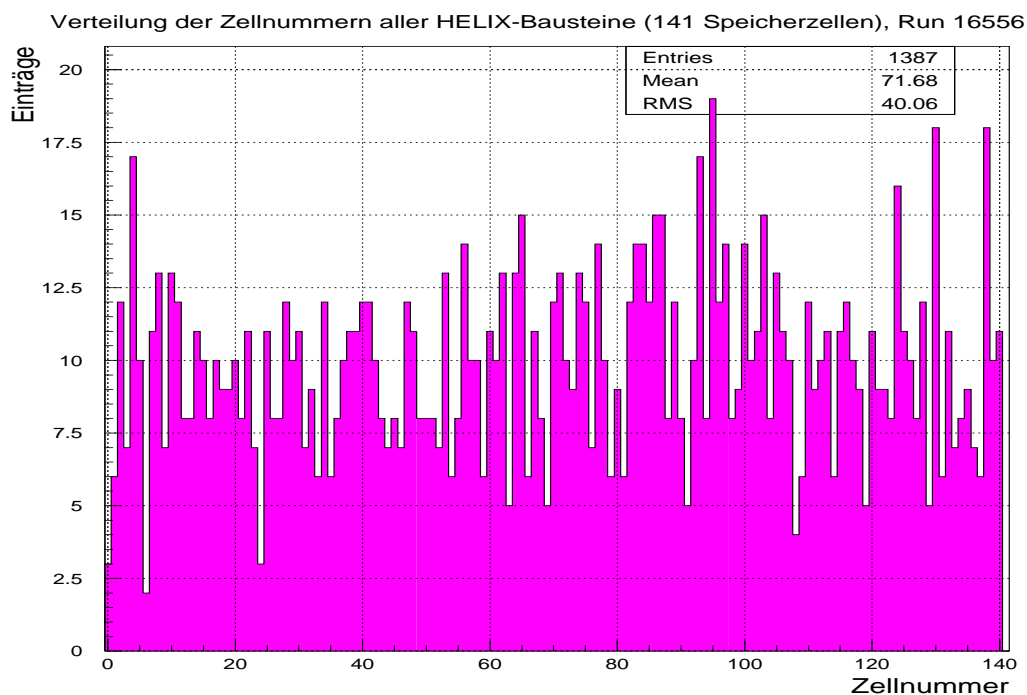


Abbildung 3.7: Die Verteilung der häufigsten Speicherzellennummern jedes Ereignisses aller HELIX-Bausteine für die gewählten Daten

Von Interesse ist auch eine globale Übersicht aller als nicht tot markierter Detektorstreifen in der Datenbank des VDS. Mit dieser wird die Ausleseelektronik vor Datennahmebeginn geladen, so dass tote, also nicht kontaktierte, Kanäle sofort ausmaskiert werden, um ihre Daten nicht zur Treffersuche verwenden zu können. In Zusammenarbeit mit einem Sommerstudenten entstand eine Übersicht aller kontaktierten Kanäle [Bat01], die in korrigierter Form in Abbildung 3.8 für

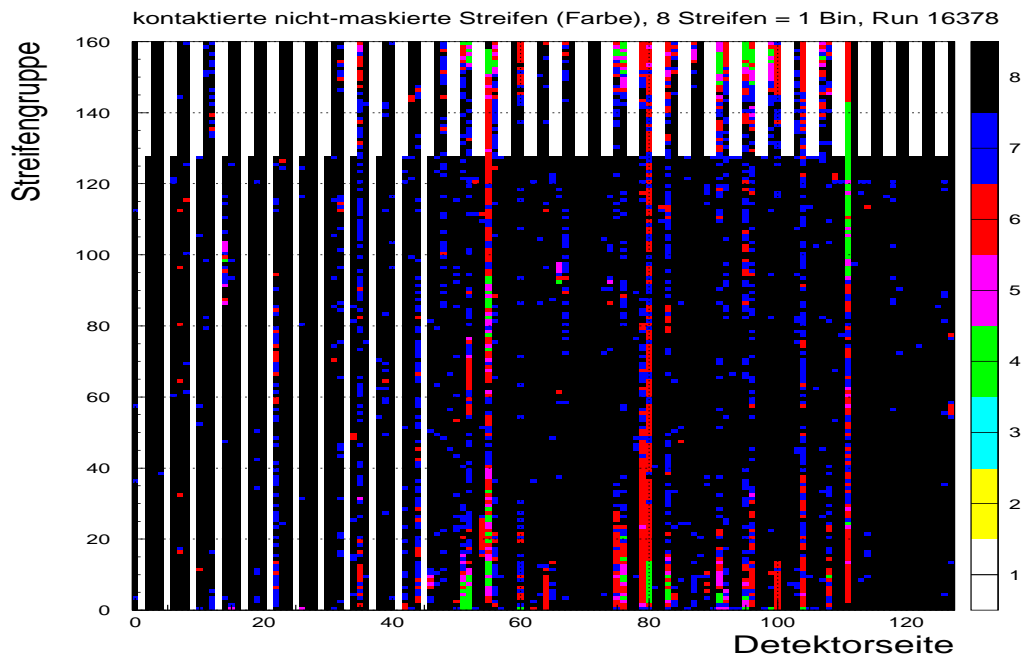


Abbildung 3.8: Die Anzahl kontaktierter nicht-maskierter Streifen in Farbe/Graustufen in Abhängigkeit von der Detektorseite und Streifengruppe für Datennahmelauf 16378 gemäß dem Inhalt der Datenbank. Je acht Streifen sind zu einem Bin zusammengefasst, so dass die Anzahl maximal acht betragen kann. Die Zuordnung von Farbe und Anzahl ist eineindeutig, lediglich „null“ und „eins“ erhalten die gemeinsame Farbe weiß.

Datennahmelauf 16 378 gezeigt ist. Auf der x-Achse ist die universelle Identifizierungsnummer der Detektorseite und auf der y-Achse die Nummer der jeweiligen Detektorstreifengruppe aufgetragen, wobei jeweils acht Streifen zu einer Gruppe zusammengefasst sind. Sämtliche Detektor-p-Seiten reichen somit nur von Gruppe 0 bis 127. Jede Anzahl wird durch eine eigene Farbe repräsentiert, lediglich die beiden Fälle „null“ und „eins“ erhalten gemeinsam die Farbe weiß.

An der überwiegend schwarzen Einfärbung erkennt man, dass der Detektor in den meisten Bereichen auslesbare Kanäle besaß. Desweiteren bleiben die fehlenden p-Seiten der Einzelseitenmodule in den ersten drei Superlagen weiß eingefärbt.

Die Zuteilung der Kanäle zu den Gruppen geschieht gemäß der geometrischen Streifennummern auf den Siliziumdetektoren. Somit ist insbesondere schon für die p-Seiten berücksichtigt, dass die Detektorstreifen 966 bis 1 023 mit den ersten 58 Kanälen des nullten HELIX-Bausteins kontaktiert sind.

In der gezeigten Darstellung, und dies gilt auch für alle folgenden Abbildungen, in denen eine Koordinate die Streifengruppe oder -nummer ist, sind somit die Daten entsprechend der Abfolge der Streifen auf den Siliziumzählern sortiert.

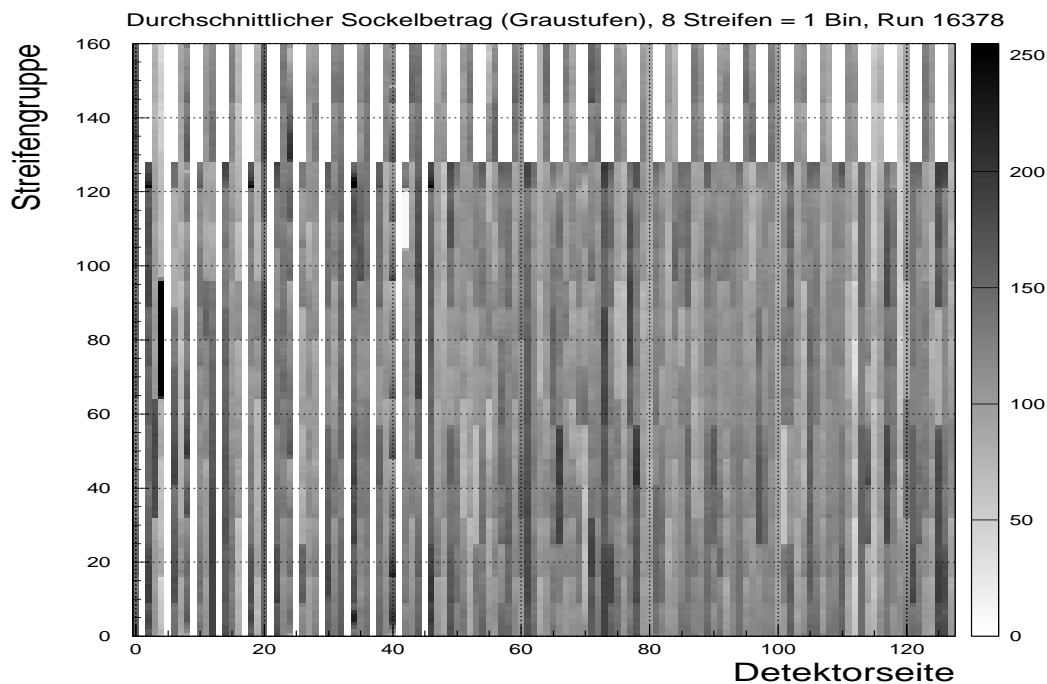


Abbildung 3.9: Die pro Ereignis und jeweils nur für kontaktierte Streifen gemittelten Sockelbeträge in Graustufen in Abhängigkeit von der Detektorseite und Streifengruppe für Datennahmelauf 16 378

3.4.2 Die Roh- und Trefferdaten

Da der Vertexdetektor eine effiziente Identifizierung von Teilchendurchgängen gewährleisten soll, möchte man die für die eigenständige Treffersuche MARVIN (Teilabschnitt 2.3.1.1) benutzten Größen wie die Sockelbeträge, das Rauschen, die gesamte resultierende Ladung jedes Treffers, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis je Treffer sowie die Anzahl der zu den Treffern beitragenden Detektorstreifen überwachen. Beispiele für die aufgezählten Größen werden im Folgenden präsentiert.

Abbildung 3.9 gibt in derselben zweidimensionalen Darstellungsweise wie zuvor für Datennahmelauf 16 378 die durchschnittlichen Sockelbeträge je Streifengruppe wieder, nachdem eine Mittelung pro Ereignis und jeweils nur für kontaktierte Streifen gemäß der Abbildung 3.8 gemacht wurde. Die mit acht Bit digitalisierten Analogwerte sind in Graustufen dargestellt. Wieder sind jeweils acht Streifen zu einem Bin zusammengefasst. Um die Konvergenz des Programms MARVIN (Teilabschnitt 2.3.1.1) abzuwarten, sind die ersten 300 Ereignisse nicht verwertet worden.

Die überwiegend einheitliche Einfärbung weist auf keine auffälligen Detektorregionen und ein erwartungsgemäß relativ gleich bleibendes Niveau der Werte im mittleren Bereich hin.

Dies ist in Abbildung 3.10 gut zu sehen, wo dieselben Werte als Häufigkeits-

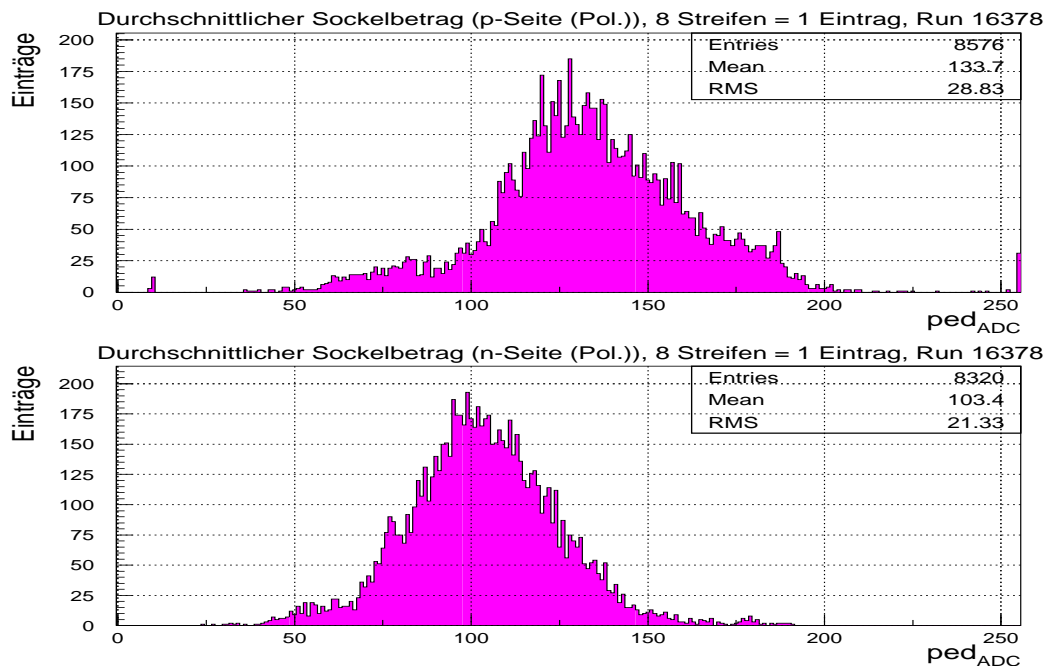


Abbildung 3.10: Die Häufigkeitsverteilung derselben gemittelten Sockelbeträge aus Abbildung 3.9 für p -Seiten (oben) und n -Seiten (unten). Zu den p -Seiten werden auch Einzelseiten gezählt.

verteilungen für sämtliche Detektor- p - und n -Seiten getrennt aufgetragen sind. Eine Gruppe von acht Streifen sorgt hier für einen Eintrag. Die Zuordnung in eines der beiden Histogramme geschieht nach der Polarität, also nach dem Ladungsvorzeichen echter Signaltreffer. Als p -Seiten zählen daher hier p - und Einzelseiten. Um im Falle von baseline jumps noch genügend Spielraum für das Signal zu haben, sind die Verstärkungen der einzelnen Signalleitungen per Hardwarekalibration entsprechend eingestellt worden. Das bewirkt die sichtbare Verschiebung der Sockelbeträge der p -Seiten hin zu eher größeren und die der n -Seiten zu kleineren Werten, also gerade in die entgegengesetzte Richtung des Signalausschlags.

Vollkommen analog zu den beiden letzten Darstellungen sind in den Abbildungen 3.11 und 3.12 die durchschnittlichen Rauschvarianzen in Einheiten der Analog-Digital-Wandler (ADC) gemäß der Berechnung in Teilabschnitt 2.3.1.1 („Die Treffersuche im VDS mit MARVIN“) dargestellt. Wieder sind sie je Streifen-Gruppe als VDS-Gesamtübersicht und als eindimensionale Histogramme getrennt nach derselben Einteilung in p - und n -Seiten für Datennahmelauf 16378 gezeigt, wobei nochmals die ersten 300 Ereignisse ausgelassen wurden.

Auch hier sind die Werte in Abbildung 3.11 auf einem sehr gleichbleibenden Niveau, wobei auch einige tote Auslesechips, insbesondere komplette Zweiergruppen, sowie von Rauschen dominierte Regionen erkennbar sind.

Die Rauschvarianzen nehmen gemäß der Häufigkeitsverteilungen typische Werte von ungefähr 1 bis 4 an, was Rauschwerten von 1 bis 2 entspricht.

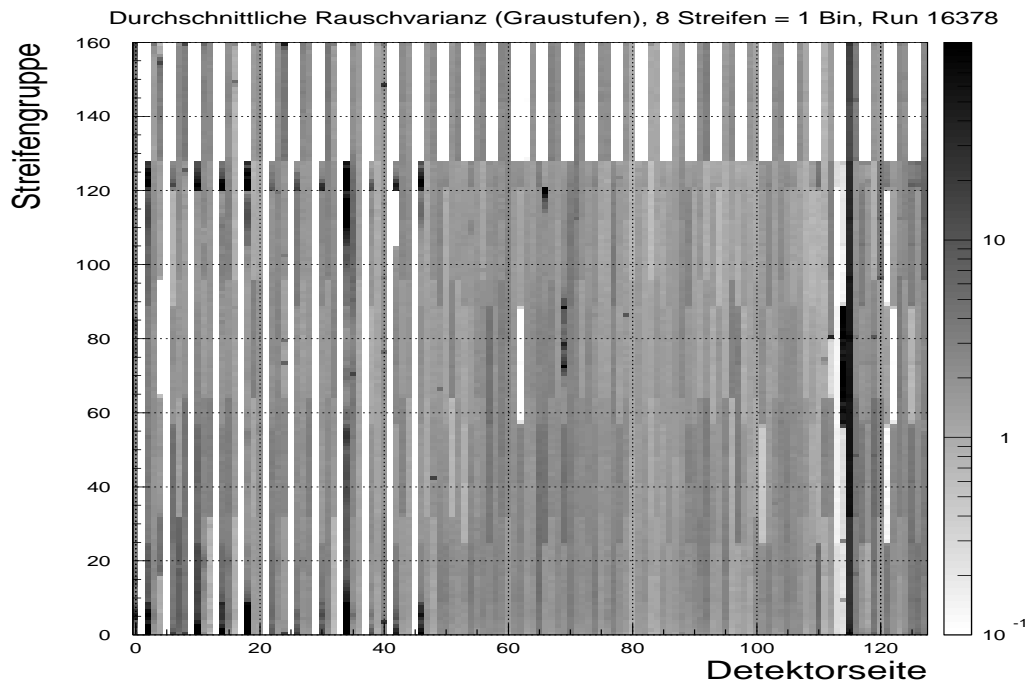


Abbildung 3.11: Die pro Ereignis und jeweils nur für kontaktierte Streifen gemittelten Rauschvarianzen in ADC-Zähleinheiten in Graustufen in Abhängigkeit von der Detektorseite und Streifengruppe für Datennahmlauf 16378

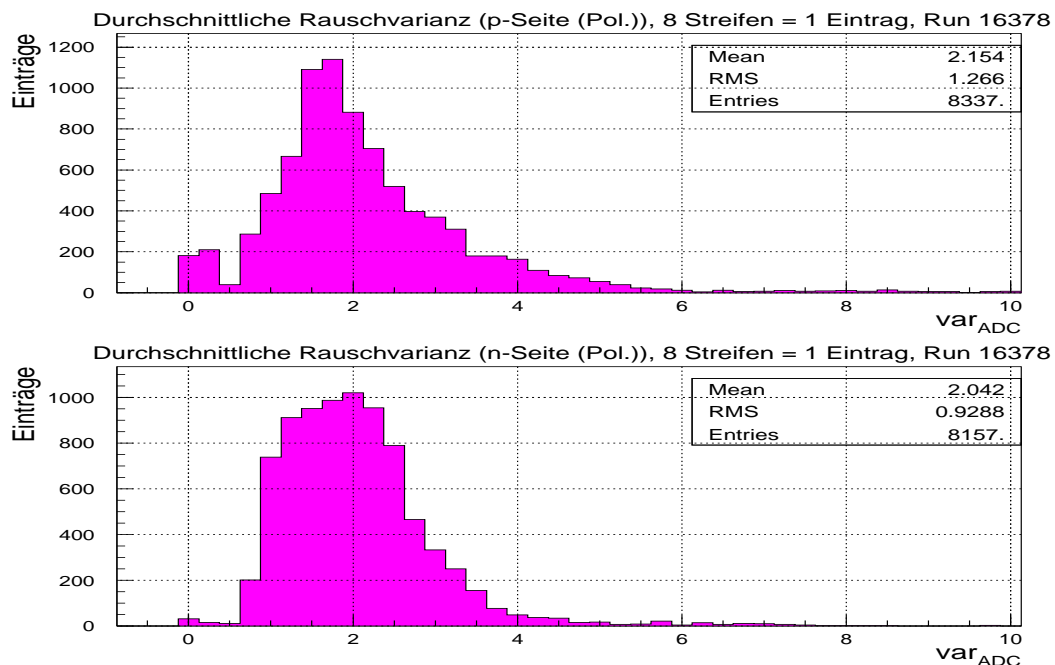


Abbildung 3.12: Die Häufigkeitsverteilung derselben gemittelten Rauschvarianzen aus Abbildung 3.11 für p-Seiten (oben) und n-Seiten (unten). Zu den p-Seiten werden auch Einzelseiten gezählt.

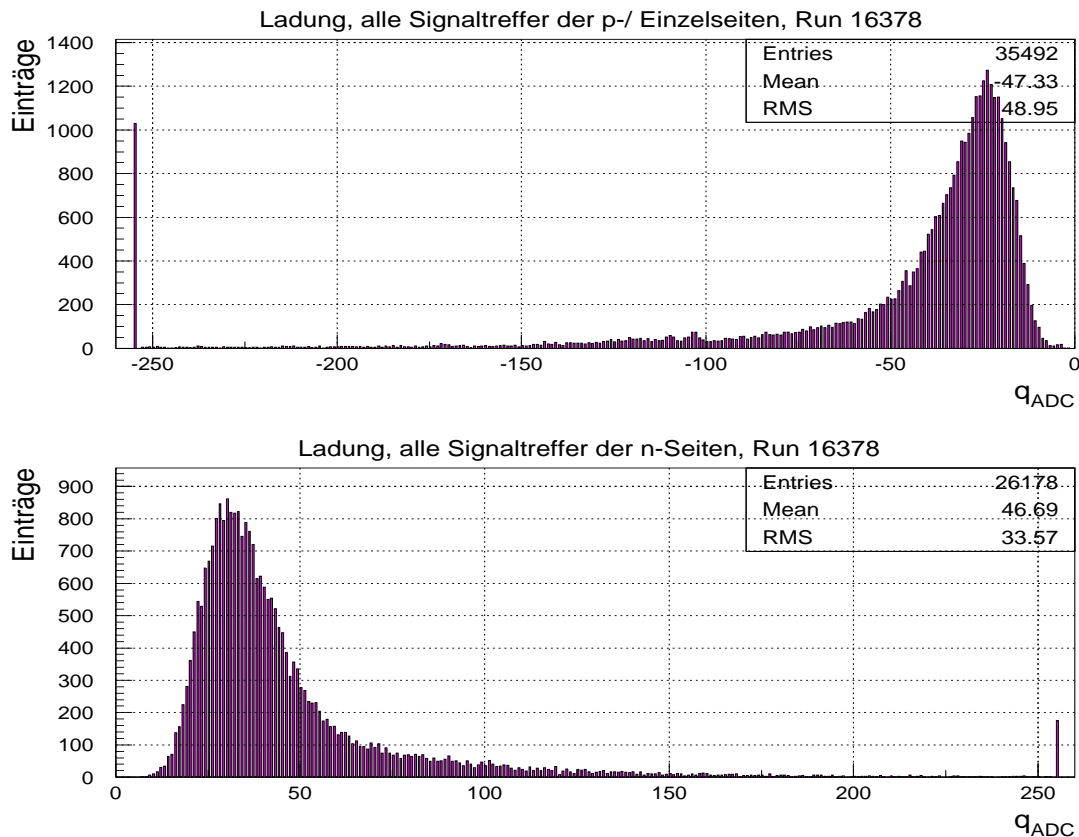


Abbildung 3.13: Die Häufigkeitsverteilung der Ladung echter Signaltreffer in ADC-Zähleinheiten für p -Seiten (oben) und n -Seiten (unten) für Datennahmelauf 16378. Zu den p -Seiten werden auch Einzelseiten gezählt.

Aus den Rohdaten erhält man nach Subtraktion der Sockelbeträge und dem angepassten Grundlinienfit die Ladung auf jedem einzelnen Detektorstreifen und daraus nach dem in Teilabschnitt 2.3.1.1 beschriebenen Algorithmus zur Treffer- suchung und internen Schnitten in MARVIN schließlich die Signalhöhe oder Ladung jedes resultierenden Treffers. Die Verteilungen für Datennahmelauf 16378 zeigt Abbildung 3.13, wobei auch hier nach der Polarität echter Signaltreffer, d. h. nicht solcher allein durch Rauschen verursachte, sortiert wurde. Zur Selektion echter Signale wurde auf die von MARVIN gelieferten zusätzlich noch ein Schnitt auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis jedes Treffers angewandt (Gleichung 2.2). Akzeptiert wurden allgemein nur Treffer mit einem Betragswert von mindestens 9 für alle Seiten mit 1024 Detektorstreifen, also sämtliche p -Seiten, und mindestens 14 für alle Einzel- und n -Seiten mit 1280 Detektorstreifen.

Die Beträge der Ladungsscheitelwerte liegen bei 25 bis 30 ADC-Zähleinheiten und die arithmetischen Mittel der Verteilungen bei den doppelten Werten. Der jeweils letzte Kanal im Histogramm signalisiert nur wenige überschießende Werte.

Die eben genannten Schnitte auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis finden ihre Berechtigung durch eine Betrachtung der Häufigkeitsverteilung dieser Größe für

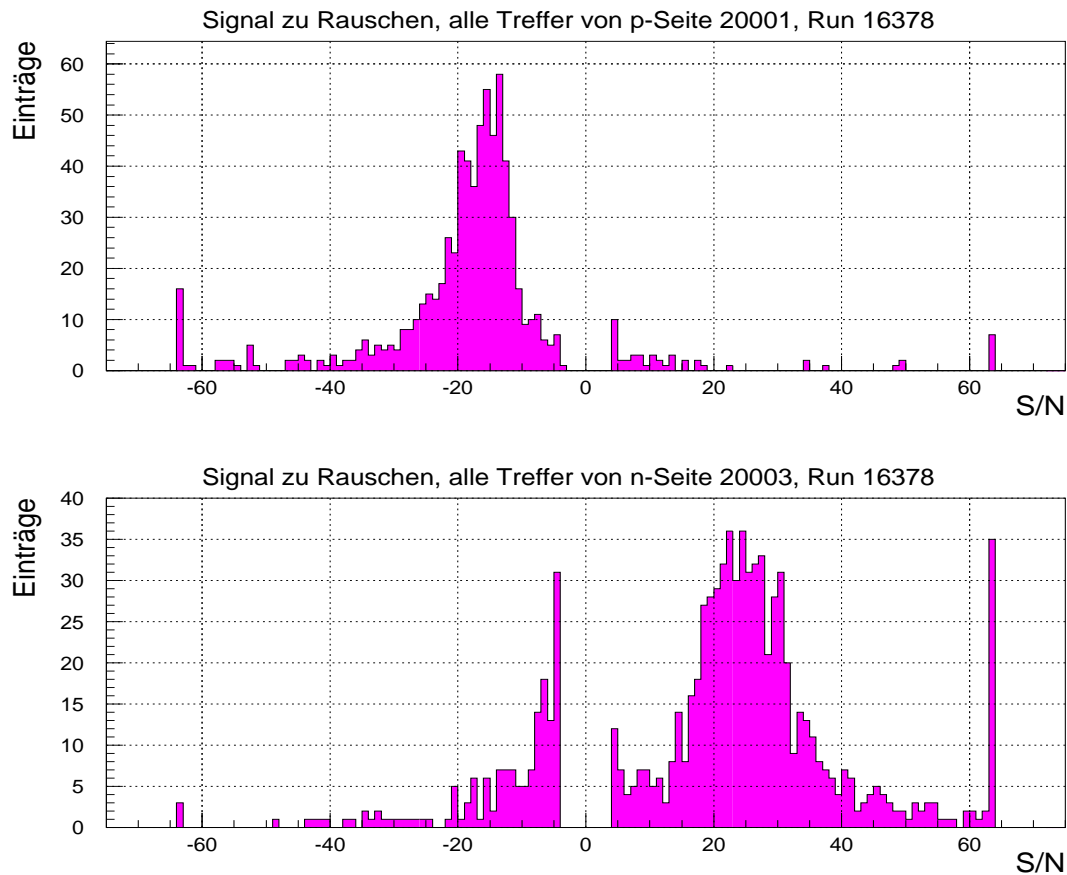


Abbildung 3.14: Das typische Signal-zu-Rausch-Verhältnis aller Treffer je einer guten p- (20001, oben) und n-Seite (20003, unten) aus SL 4 für Datennahmelauf 16378

zwei typische Detektorseiten. Abbildung 3.14 zeigt sie für je eine intakte p- und n-Seite aus SL 4 für Datennahmelauf 16378, aber für sämtliche Treffer ohne den zuvor genannten Schnitt. Da das VDS-Rohdatenkontrollprogramm diese Verteilungen je HELIX-Baustein erzeugt, sind zum Erhalt hiesiger Darstellungen die Ergebnisse der zugehörigen acht sowie zehn Auslesechips aufaddiert worden.

Wie zu sehen ist, wird durch die internen Schnitte von MARVIN auf das Rauschen in beiden Histogrammen der Bereich zwischen ungefähr -4 und $+4$ immer verworfen. Außerdem erfolgt die Darstellung der Daten nur für Werte von -64 bis $+64$, wobei andere Werte einen Eintrag im ersten oder letzten Bin liefern. Die Verteilung echter Signaltreffer auf der p-Seite, die typischerweise ein negatives Ladungsvorzeichen besitzen, beginnt bei einem Wert von ungefähr -10 und diejenige auf der n-Seite bei einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ungefähr $+14$, wobei die Scheitelwerte ungefähr -15 und $+25$ betragen. Dies sind in sehr guter Näherung gerade die obigen Schnitte sowie die Werte aus Teilabschnitt 2.3.1.1. Das etwas schlechtere Signal-zu-Rausch-Verhältnis einer p-Seite hat seinen Grund in dem längeren Verdrahtungsträger und den längeren Detektorstreifen,

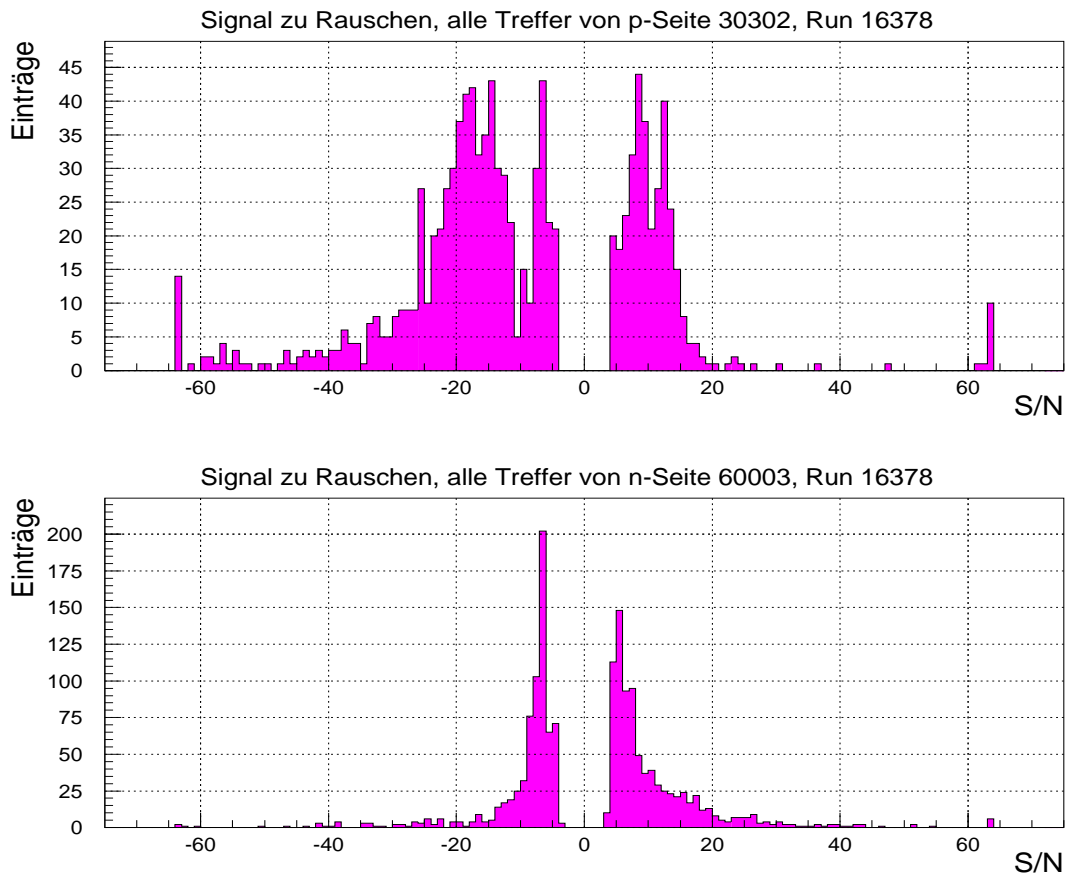


Abbildung 3.15: Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis aller Treffer je einer **schlechten** p- (30302, oben) und n-Seite (60003, unten) für Datennahmelauf 16378

so dass das Rauschen etwas höher ausfällt (Abbildung 3.12).

Mit den Signal-zu-Rausch-Verhältnissen von ungefähr 10 bis 35 und Rauschwerten von 1 bis 2 (Abbildung 3.12) errechnet man einen Signalwert von bis zu 70 ($2 \cdot 35$). Bei nochmaliger Betrachtung von Abbildung 3.10 sieht man, dass der Toleranzbereich für die Sockelbeträge in nahezu allen Fällen größer als 70 ist und die Analog-Digital-Wandler nur selten in die Sättigung gehen. Dies ist das jeweils letzte Bin in Abbildung 3.13, dessen absoluter Ladungsbetrag 255 ADC-Ladungseinheiten beträgt.

Um typische Veränderungen im Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei fehlerhaften Detektormodulen zu diskutieren, zeigt Abbildung 3.15 diese Größe vollkommen analog zur vorherigen Abbildung auch noch für je eine schlechte p- und n-Seite für Datennahmelauf 16378. Wieder sind die Verteilungen der zugehörigen HELIX-Chips aufsummiert worden.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der p-Seite oben weist zwar einen großen Beitrag echter Signaltreffer auf, im Unterschied zum vorangegangenen Beispiel ist jedoch der Anteil von Treffern durch Rauschen auf dieser Detektorseite in derselben Größenordnung. Sie zeigt insbesondere eine deutliche Anhäufung von Treffern

durch Rauschen mit falschem Vorzeichen. In der Verteilung der n -Seite hingegen lassen sich fast gar keine Signale mehr erkennen. Sie wird ausschließlich von Rauschen dominiert, das typischerweise seine lokalen Maxima bedingt durch interne Schnitte von MARVIN bei kleinen Beträgen des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses von ungefähr 5 hat und relativ symmetrisch um null verteilt ist.

Abbildung 3.16 zeigt exemplarisch mit Datennahmelauf 16 378 die typische Verteilung der Breiten der Treffer mit richtigem Vorzeichen. Diese geben gerade die Anzahl aller zu den Treffern beitragenden Detektorstreifen an (Teilabschnitt 2.3.1.1). In dieser Darstellung sind zusätzlich noch die Rauschtreffer mit richtigem Vorzeichen eingeschlossen, die aber gewöhnlich nur einen kleinen Anteil haben (Abbildung 3.14).

Wünschenswert sind immer Treffer mit mehr als einem Detektorstreifen, da nur dann die intrinsische Auflösung der Teilchendurchtrittspunkte mit Hilfe der Analoginformationen der getroffenen Streifen verbessert werden kann [Wag99]. Tatsächlich ist zu sehen, dass der Anteil der Einstreifentreffer nicht dominant ist und meistens ein Treffer aus zwei oder drei Streifen gebildet wird.

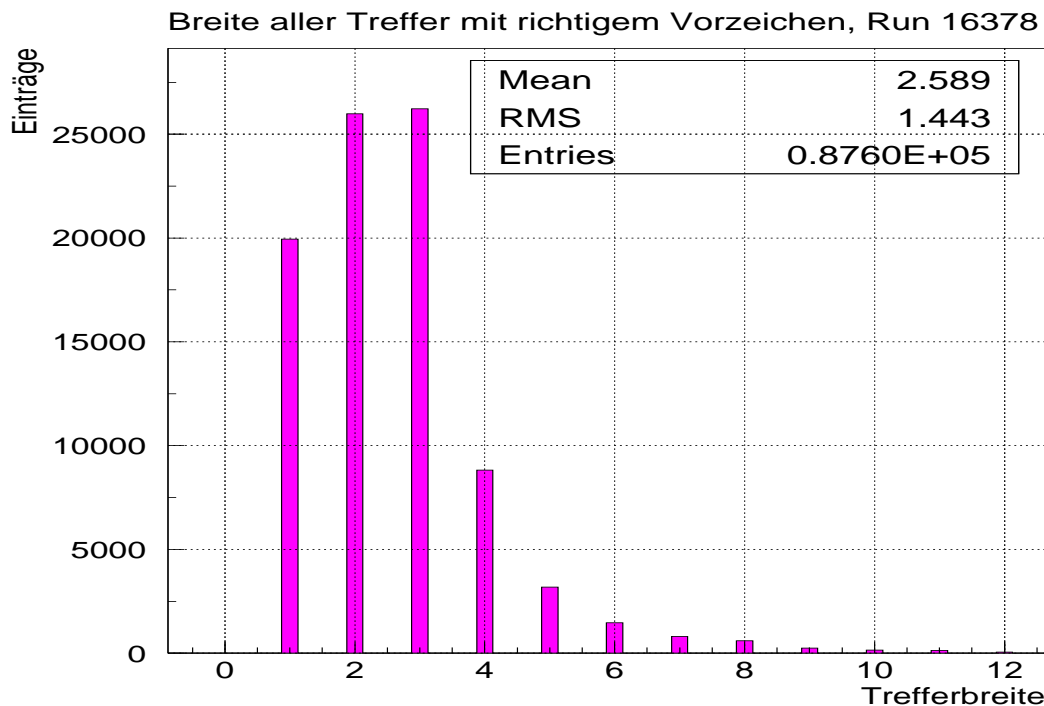


Abbildung 3.16: Die Trefferbreite: Verteilung der Anzahl aller zu Treffern mit richtigem Vorzeichen beitragenden Detektorstreifen für Datennahmelauf 16 378

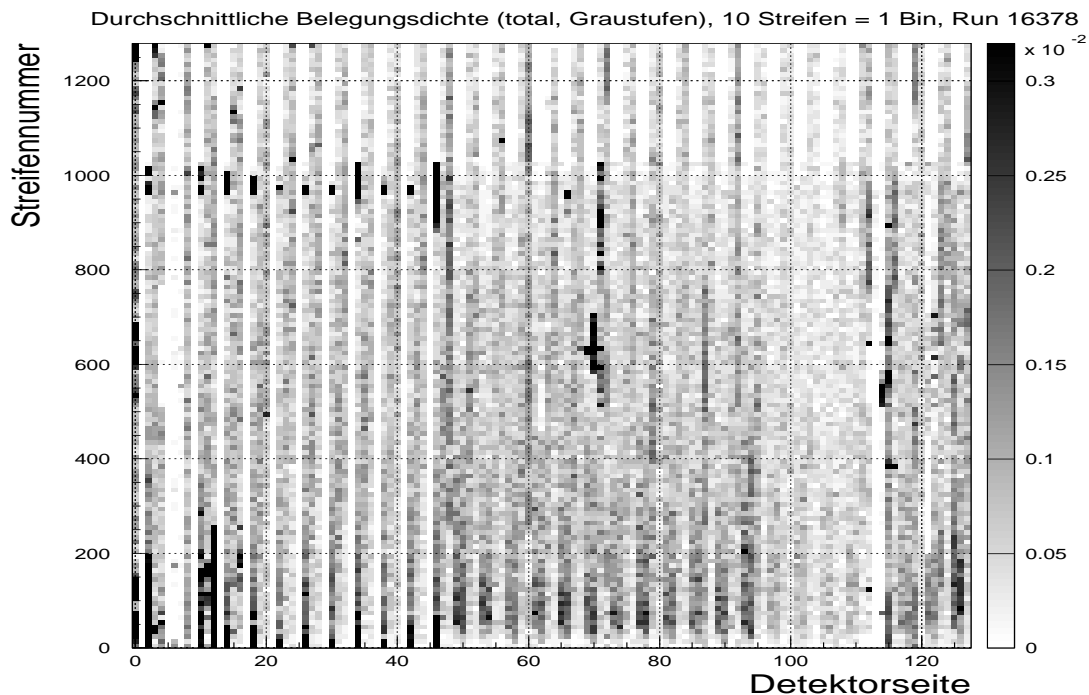


Abbildung 3.17: Die Belegungsdichte aller Treffer in Graustufen in Abhängigkeit von der Detektorseite und vom Streifen für Datennahmelauf 16378

3.4.3 Die Belegungsdichten im VDS

Nachdem nun klare Kriterien zur Suche nach Teilchendurchgängen im VDS definiert worden sind, können mit der lokalen Verteilung der Treffer auf den Siliziumstreifen-zählern mögliche Probleme sowie Detektor- und Elektronikschäden gefunden werden. Diese Verteilung schreibt die Rohdatenüberwachung als Belegungsdichte³ der Treffer in Form einer Übersicht des gesamten VDS in der schon bekannten zweidimensionalen Weise in ein Histogramm. Da die meisten Treffer wie gezeigt aus mindestens zwei Detektorstreifen gebildet werden, wird als Position des Treffers der Streifen gewählt, der seinem Ladungsschwerpunkt am nächsten liegt. Abbildung 3.17 zeigt die mittlere Belegungsdichte für Datennahmelauf 16378, wobei zehn Streifen zu einem Bin zusammengefasst und sämtliche Treffer, also auch die durch Rauschen verursachten und von der Targetrate unabhängigen, berücksichtigt worden sind. Normiert sind daher die Werte jedes Bins pro Ereignis und Streifen, jedoch nicht auf die Targetrate. Aus programmiertechnischen Gründen ist für das letzte Bin jeder p-Seite mit 1024 Streifen die Normierung z. T. falsch, da nicht auf vier, sondern ebenfalls auf zehn Streifen normiert wird. Betroffen ist also nur der Bereich mit den Streifennummern 1020 bis 1023.

In den Superlagen eins und acht mit den Detektorseiten 0–15 sowie 112–127

³Englisch: Occupancy

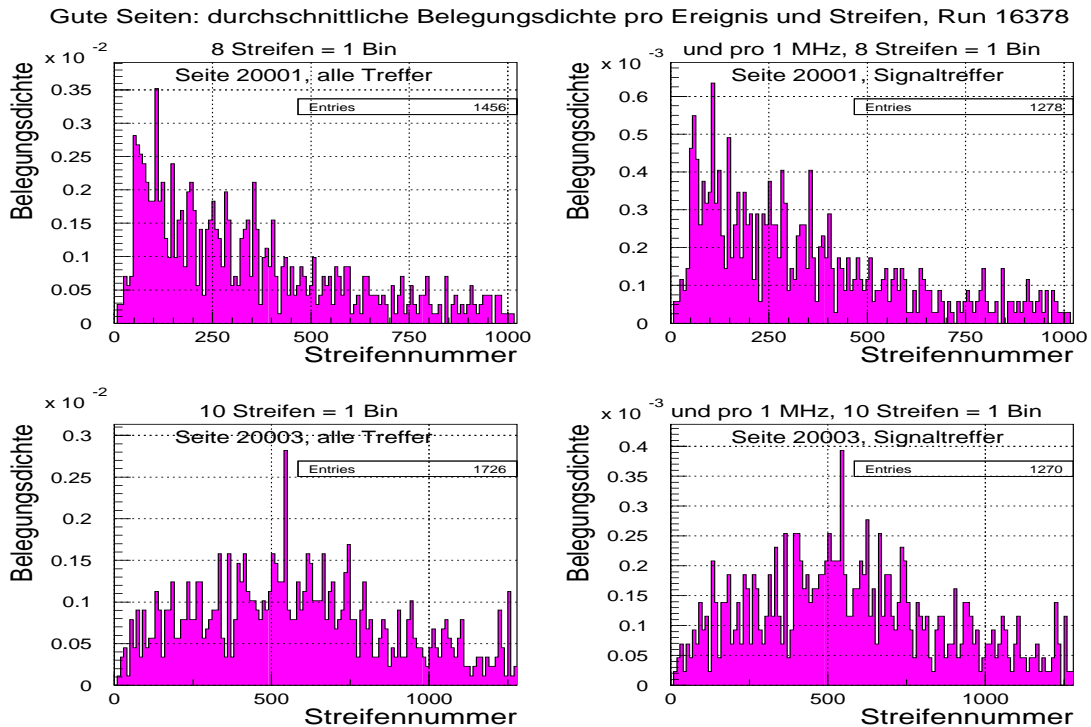


Abbildung 3.18: Die typischen Verteilungen der Belegungsdichte gegen die Streifennummer je einer guten p - (20001, oben) und n -Seite (20003, unten), links zu sehen für alle Treffer und rechts nur für echte Signaltreffer für Datennahmelauf 16378

befinden sich gut sichtbar einige tote Detektorbereiche, die meist jeweils zwei gemeinsam ausgelesenen HELIX-Bausteinen zuzuschreiben sind. Die Graustufung zeigt auch deutlich, dass die Detektor- p -Seiten eine kontinuierlich von innen nach außen abnehmende Belegungsdichte aufweisen, d. h. von Streifen niedriger Nummer bis 1023. Der Grund hierfür ist die näherungsweise parallele Ausrichtung der Streifen zur Detektorinnenkante. In den Bereichen 0 bis 69 sowie ab 989 sind aufgrund des Drehwinkels die Streifen verkürzt (Teilabschnitt 2.3.1.1). Da aber die gemessene Anzahl von Treffern proportional zur Streifenlänge ist, fällt hier die Belegungsdichte stark ab. Die um ungefähr 90° gedrehten Streifen der n -Seiten hingegen zeigen eher symmetrische Färbungen in Bezug auf die Detektormitte.

Im Detail lassen sich diese Abhängigkeiten in den eindimensionalen Verteilungen der Belegungsdichte gegen die Streifennummer für gut funktionierende Detektorseiten in Abbildung 3.18 erkennen. Exemplarisch werden wieder die p -Seite 20001 (oben) und die n -Seite 20003 (unten) gewählt, die typische Werte liefern. Jeweils links wurden alle Treffer berücksichtigt, während in den rechten Histogrammen dies nur für echte Signaltreffer geschehen ist, wobei die bekannten Schnitte auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis jedes Treffers bei 9 sowie 14 angewandt worden sind. Gemäß Abbildung 3.14 setzen sie relativ genau im Übergang

zwischen Rausch- und echten Signaltreffern an und halten somit den systematischen Fehler dieser Selektion klein.

Im Falle der echten Signaltreffer jeweils rechts ist außer auf die Anzahl der Ereignisse und Streifen je Bin auch auf je 1 MHz Targetrate normiert worden. So kann man diese Belegungsichte schnell für beliebige Targetraten hochgerechnen. Der Umrechnungsfaktor von 5 bis 6 zu den Verteilungen links ergibt sich gerade aus der Tatsache, dass die Targetrate 5 MHz betrug (Einleitung von Abschnitt 3.4). Von den statistischen Fluktuationen aufgrund der begrenzten Anzahl der Ereignisse abgesehen zeigen die Verteilungen der p-Seite in guter Näherung eine zu $1/R^2$ proportionale Spurdichte, wobei R der Abstand des Messpunktes zum Strahlmittelpunkt ist, sowie den durch die Verkürzung der Detektorstreifen hervorgerufenen Abfall für die ersten 70 Nummern. Für die n-Seite ist die Belegungsichte nicht ganz symmetrisch zum Modulmittelpunkt von 640, da dieser Detektor tangential zum Strahl verschoben war (Teilabschnitt 2.3.1.1).

Desweiteren zeigen die ratennormierten Belegungsichten maximale Werte von 0,0006 oder 0,06 % je 1 MHz Targetrate, was 2,4 % bei 40 MHz entspricht. Dies zeigt, dass das VDS die für diese Rate vorgesehene maximale Belegungsichte von 4 % nicht überschreitet.

Abbildung 3.19 zeigt die gleichen Verteilungen mit denselben Normierungen und Schnitten auf echte Signaltreffer wie zuvor, jedoch für eine fehlerhafte p- (oben) und n-Seite (unten).

Die p-Seite weist einen verrauschten HELIX-Baustein auf, denn nach Anwendung obiger Schnitte fällt er in der Verteilung der Belegungsichte für echte Signaltreffer nicht mehr auf. Hingegen besitzt die n-Seite zwei tote Auslesechips, wie in den beiden zugehörigen Histogrammen an den unbesetzten Bereichen ab ungefähr Streifen 1024 zu sehen ist.

3.4.4 Die Synchronisation der VDS-Auslese

Für die korrekte Zuordnung der Daten aller Subdetektoren ist wesentlich, dass die einzelnen Systeme zueinander synchronisiert sind. Direkt feststellen lässt sich das durch den Vergleich der Beiträge der Protonenpakete zu den gemessenen Treffern pro Ereignis in jedem Subsystem, die BX-Spektren, Bunchspektren oder BX-Verteilungen genannt werden. Die Synchronisierung ist korrekt, wenn sich die Lage der nominell gefüllten Protonenpakete der einzelnen Subdetektoren zur Deckung bringen lässt. Die Qualität des BX-Spektrums ermöglicht desweiteren eine Aussage über den Protonenstrahl, aber auch über den korrekten internen Zeitpunkt der Datennahme des betreffenden Subdetektors.

Für das VDS ist in Abbildung 3.20 diese Verteilung für Datennahmelauf 16 378 gezeigt. Oben tragen sämtliche Treffer in den Detektormodulen bei, während unten nur echte Signaltreffer akzeptiert werden. Selektiert wurden die Signaltreffer wieder mit den oben genannten Schnitten auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, die nahezu alle durch Rauschen generierten Treffer aussortieren.

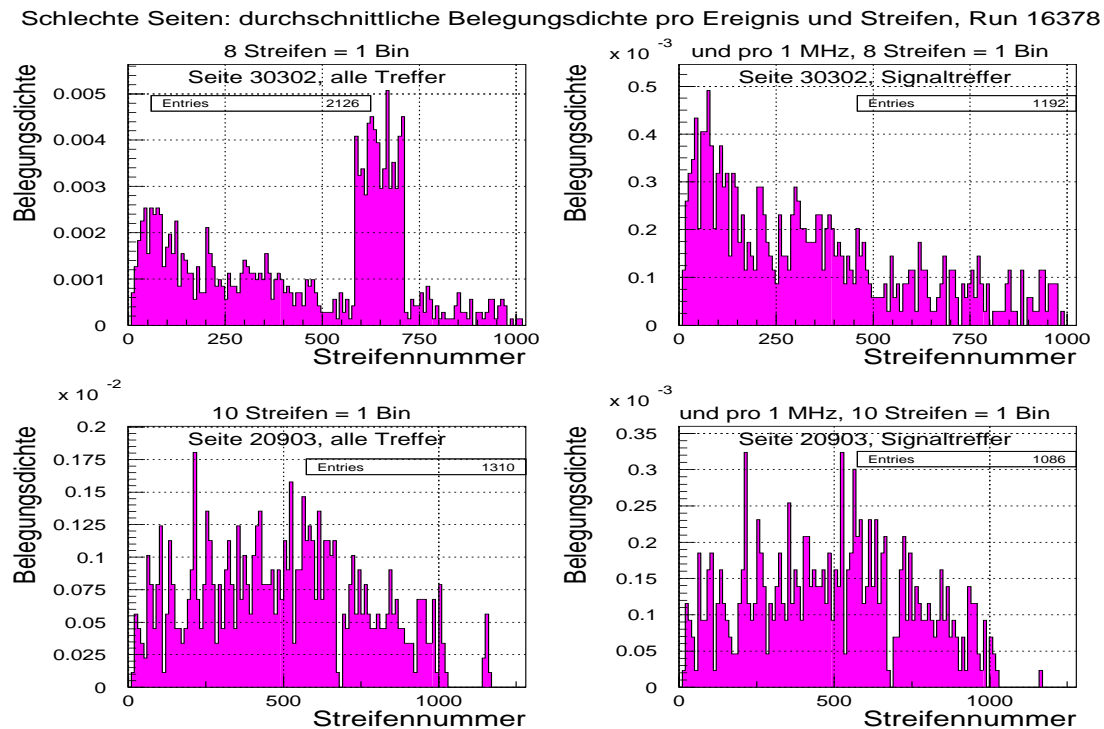


Abbildung 3.19: Die Verteilungen der Belegungsdichte gegen die Streifennummer je einer **schlechten** p - (30302, oben) und n -Seite (20903, unten), links zu sehen für alle Treffer und rechts nur für echte Signaltreffer für Datennahmelauf 16 378

Die BX-Spektren sind in diesem Beispiel aufgrund der Strahlbedingungen schlecht, da sich selbst im unteren Bild nur schwer eine Struktur erkennen lässt. Es ist zu beachten, dass in den hiesigen BX-Spektren im Unterschied zu Abbildung 2.2 in Abschnitt 2.1 das erste nominell gefüllte Protonenpaket nach der 15 Positionen langen Lücke die Nummer 202 trägt. Dies ist die Originalnummerierung in den Rohdaten, die offiziell bei HERA-B verwendet wird.

Als Beispiel für gute BX-Spektren des Jahres 2000 sind in Abbildung 3.21 die Verteilungen für den kompletten Datennahmelauf 16 300 vom 9. Juli 2000 dargestellt, bei dem die Targetrate 5 MHz betrug [Mac02]. Zusätzlich ist auch ein Ausschnitt um die 15 Positionen lange Lücke zu sehen.

Dies sind die erzeugten Histogramme des damals verwendeten Programmcodes. Zur Ausselektion der durch Rauschen verursachten Treffer wurde nur ein für alle Detektorseiten einheitlicher Schnitt auf die Rauschvarianz und nicht auf das verstärkungsunabhängige Signal-zu-Rausch-Verhältnis angewandt.

Trotzdem kann man in der mittleren Verteilung für echte Signaltreffer jetzt deutlich die drei PETRA-Züge und z. T. sogar die DESY III-Füllungen erkennen. Im Ausschnitt unten liegt das erste nominell gefüllte Protonenpaket wie erwartet bei Position 202. Auch ist zu sehen, dass typischerweise die ersten beiden Pakete des dritten PETRA-Zuges mit den Nummern 185 und 186, die Pilotbunche ohne

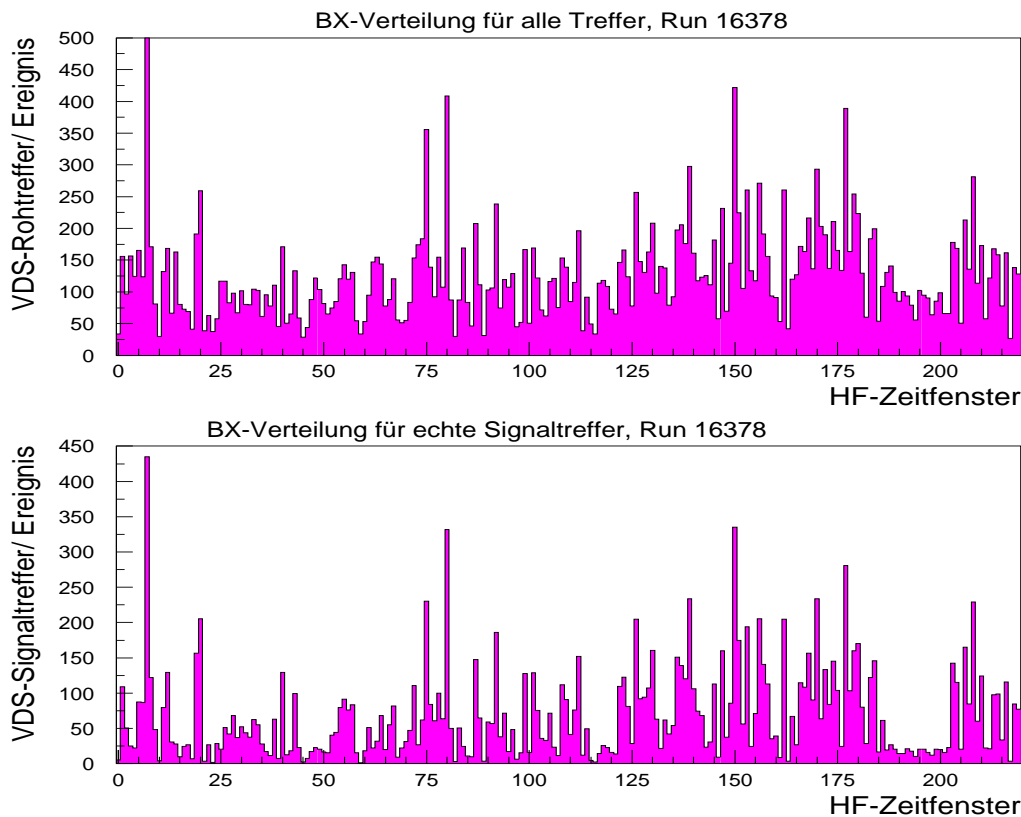


Abbildung 3.20: Die BX-Spektren für sämtliche (oben) und ausschließlich echte Signaltreffer (unten) für alle 220 HF-Fenster und Datennahmlauf 16 378

Kollisionspartner sind, weniger Treffer liefern.

Um zu illustrieren, welche Qualität der BX-Spektren für die neue Datennahmephase 2002/2003 erwartet werden kann, sind die gleichen Verteilungen noch einmal in Abbildung 3.22 für den kompletten 2-MHz-Datennahmlauf 18 043 vom 19. Dezember 2001 dargestellt, wie er damals aufgezeichnet wurde. Der dabei verwendete Programmcode war der gleiche wie für die Darstellungen vor Abbildung 3.21 auch. Es war der erste lange zufallsgetriggerte Datennahmlauf von über viereinhalb Stunden Dauer, der nach Wiederaufnahme des HERA-Betriebes nach der Umbauphase genommen wurde. Die Qualität des Vertexdetektors und der HERA-Strahlführung sind zuvor verbessert worden. Die Maschine war bei diesem Datennahmlauf mit nur einem PETRA-Zug gefüllt.

Hier lässt sich die zu erwartende BX-Struktur schon mit Hilfe der unselektierten Treffer in der oberen Darstellung klar ausmachen. In der Mitte zeigt sich eine perfekte Verteilung, die zudem das vernünftige Setzen der Schnitte auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Treffer widerspiegelt. In neuen Daten ist außerdem das erste nominell gefüllte Protonenpaket nach der langen Lücke zur Position 204 verschoben, was der Ausschnitt unten wiedergibt. Gut sichtbar ist hier auch die ein HF-Fenster breite Lücke zwischen zwei DESY III-Füllungen desselben PETRA-Zuges sowie die typische Länge einer solchen Füllung von zehn Proto-

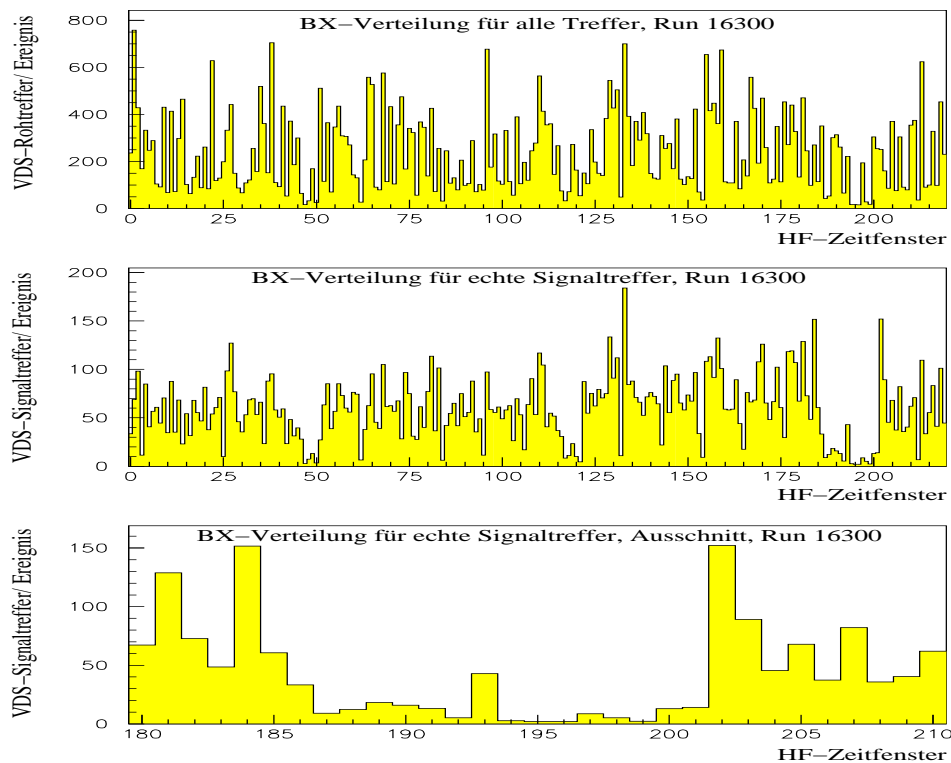


Abbildung 3.21: Die Treffer pro Ereignis für sämtliche (oben) und ausschließlich echte Signale (Mitte) für alle 220 HF-Fenster sowie im Ausschnitt um die lange Lücke (unten) für Datennahmeläufe 16300

nenpaketen (Abschnitt 2.1).

Mit den zuvor beschriebenen BX-Spektren lässt sich nur die grobe Synchronisation in Einheiten ganzer HF-Fenster überprüfen. Der VDS-Datennahmetakt kann außerdem mit einem zusätzlichen internen Parameter der Ausseelektronik in der Phase relativ zum gewählten HF-Fenster in kleineren Schritten verschoben werden. Hierzu wird typischerweise eine Serie mehrerer Datennahmeläufe mit einer jeweils etwas anderen Phase aufgezeichnet und anschließend alle Signal-zu-Rausch-Verhältnisse derselben Art wie die in Abbildung 3.14 miteinander verglichen. Es wird dann diejenige Phase als die optimale übernommen, deren zugehöriges Signal-zu-Rausch-Verhältnis die ergiebigste Akkumulation echter Signaltreffer zusätzlich zum Rauschen zeigt.

3.4.5 Weitere Einzelheiten

Die zuvor diskutierten Verteilungen, insbesondere die zweidimensionalen Darstellungen und die der Belegungsdichte, konnten eindrucksvoll zeigen, welches großes Potential zur Beurteilung der Detektorfunktionalität in ihnen steckt.

Außer ihnen werden jedoch noch weitere Histogramme gespeichert. Dies sind

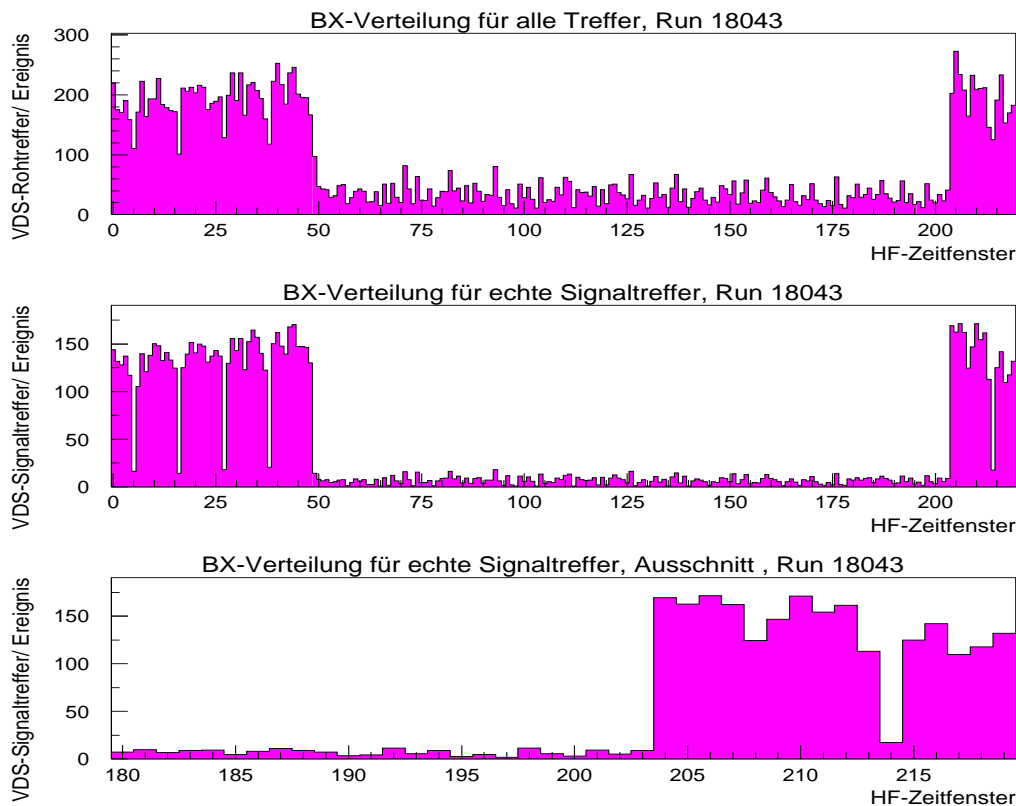


Abbildung 3.22: Die Treffer pro Ereignis für sämtliche (oben) und ausschließlich echte Signale (Mitte) für alle 220 HF-Fenster sowie im Ausschnitt um die lange Lücke (unten) für Datennahlauf 18043

einmal die zeitabhängige Darstellung der Anzahl und der Breite der Treffer. Desweiteren geschieht eine Mittelung der Sockelbeträge und der Rauschvarianz je Auslesechip sowie die Berechnung der Veränderung der Sockelbeträge für jeden HELIX-Chip im Vergleich zu den ersten 300 akzeptierten Ereignissen jedes Datennahlaufs, jeweils nach Auslassung der allerersten 300 Ereignisse. Mit diesen Informationen und zusätzlichen Schnitten aus der IOL-Datei werden Zeitdarstellungen der Anzahl von Auslesechips mit schlechtem Verhalten der Sockelbeträge und des Rauschens gewonnen. Neben den oben gezeigten Verteilungen des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (Abbildung 3.14) können auch die Belegungsdichte und die Werte des Signal-zu-Rauschens gegen die Kanalnummer für jeden Auslesechip je nach Einstellung in der IOL-Datei gespeichert werden. Letztere Verteilungen des Signal-zu-Rauschens werden aufgeteilt auf die Wertebereiche echter Signale sowie Signale durch Rauschen mit richtigem und falschem Vorzeichen. Schließlich existiert auch die zeitabhängige Entwicklung des Gleichstrombeitrags je Protonenpaket zur Wechselwirkungsrate, der aufgrund eines Anteils von homogen über alle 220 HF-Fenster verteilten Protonen zustande kommt.

Bis auf die Verteilungen pro Auslesechip sind die meisten Histogramme bereits online via RHP verfügbar [HBD99].

Kapitel 4

Die Rekonstruktion und Auswahl der Daten

Zu Beginn dieses Kapitels wird der Datensatz zufallsgetriggelter Ereignisse beschrieben, der der späteren ϕ -Analyse zugrunde liegt. Nach einer Beschreibung der Ereignisrekonstruktion folgt eine detaillierte Qualitätsbeurteilung der in diesem Datensatz enthaltenen Datennahmeläufe (Runs), mit der die endgültige Datenselektion festgelegt wird. Nach einer Fehlerdiskussion schließt das Kapitel mit der endgültigen Datenübersicht für die ϕ -Analyse.

4.1 Der zugrunde liegende Datensatz

Im Februar 2000 war der HERA-B Detektor im Wesentlichen vervollständigt, und eine umfangreiche Datennahmephase hatte begonnen [HB00]. Untersuchungen zur Funktionalität des gesamten Detektors waren jetzt wünschenswert, für die im Allgemeinen der Einfluss des Triggersystems so gering wie möglich sein soll. Zu diesem Zweck wurde ein größerer Datensatz aufgezeichnet, wobei die Bedingungen des Trigger- und Detektorsystems während dieses Zeitraum von nur dreieinhalb Tagen von außen nicht verändert wurden. Auch war die Ergiebigkeit der Daten für umfangreiche Studien gewährleistet, wie z. B. die Ermittlung inklusiver Wirkungsquerschnitte oder ratenabhängiger Spurmultiplicitäten in Abhängigkeit vom verwendeten Targetmaterial, um die Monte-Carlo-Simulation des HERA-B Detektors zu verbessern. Für die Qualitäts- und ϕ -Analysen wurden die meisten der Datennahmeläufe herangezogen, die in einer detaillierten Übersicht im Anhang A nach dem Targetmaterial getrennt aufgeführt sind und bei Targetraten von 2 bis 20 MHz genommen wurden. Der relativ große inklusive ϕ -Produktionsquerschnitt sorgt selbst in diesem Datensatz für eine ausreichende Statistik, um seine Abhängigkeit von der Massenzahl A in Proton-Kernkollisionen messen zu können. Die aus der Übersicht schließlich vorselektierten Daten erfüllen folgende Spezifikationen:

- Der Zeitraum der Datennahme erstreckte sich vom 10. April 2 000 (20:18 h) bis zum 14. April 2 000 (8:06 h).
- Sämtliche Ereignisse wurden von einem reinen Zufallstrigger akzeptiert, der jede Bunchposition einschließlich der 40 nominell leeren jeweils innerhalb desselben Zeitfensters gleich behandelt.
- Verwendung fanden vier Targetdrähte aus verschiedenen Materialien, die jeweils nur einzeln benutzt wurden. Zum Einsatz kamen Aluminium (Oben 2), Kohlenstoff (Innen 2), Titan (Innen 1) und Wolfram (Unten 2).
- Es wurden Wechselwirkungsraten von 2 bis 10 MHz gewählt.
- Die vorselektierten 39 Datennahmeläufe umfassen 3 382 715 Ereignisse.

Hinsichtlich der späteren ϕ -Analyse wurden von vornherein Datennahmeläufe mit einer Rate von 20 MHz ausgespart, um den kombinatorischen Untergrund gering zu halten. Sie sind in den Tabellen von Anhang A dunkelgrau unterlegt. Ausgelassen wurden auch diejenigen, die mit signifikanten Problemen in der Kommentarspalte auffallen. Dies ist zu rechtfertigen, da mit jedem Draht ein großer Datensatz bei einer Targetrate von lediglich 5 MHz und ohne Probleme geschrieben wurde. Für den Titandraht Innen 1 konnte noch schärfer vorselektiert werden, da dieser als Referenzdraht für Vergleiche der Datensätze verschiedener Targetmaterialien benutzt wurde. Dementsprechend kam er in jeder Messreihe der anderen Materialien mit derselben und zudem niedrigen Rate von 5 MHz zum Einsatz. Daher wurden für Titan nur Datennahmeläufe mit Raten von 2 und 5 MHz herangezogen.

Die Informationen in den Tabellen entstammen eigenen Analysen sowie [Mac02] und [Min02].

4.1.1 Die Abschätzung der Wechselwirkungen je Protonenbunch

Für die Wechselwirkungsraten kann man im Voraus die zu erwartende Anzahl von Wechselwirkungen je Protonenbunch in sehr guter Näherung abschätzen. Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für ein Proton pro Umlauf sehr klein und die Anzahl der Protonen pro Bunch sehr groß ist, unterliegt die Anzahl von Wechselwirkungen je Protonenbunch der Poissonstatistik. Es gelte die Annahme, dass jeder der 180 nominell gefüllten Protonenbunche gleich zur Wechselwirkungsrate beiträgt. Außerdem soll jede Wechselwirkung unabhängig vom Material und der Form des Targetdrahts sowie von statistischen Fluktuationen dieselbe Anzahl von Spuren verursachen, mit deren Signalen schließlich die Targetrate in Szintillationszählern gemessen wird.

Wenn μ die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro nominell gefüllten Bunch ist, dann ist die Wahrscheinlichkeit für k Wechselwirkungen je nominell gefüllten Bunch gegeben durch

$$P_{\mu}(k) = \frac{\mu^k}{k!} \cdot e^{-\mu} \quad . \quad (4.1)$$

Da die Summe aller Wahrscheinlichkeiten stets eins ergibt und die Wahrscheinlichkeit für mindestens eine Wechselwirkung in den 180 Bunchen gerade

$$P_{\mu}(k \geq 1) = \sum_{k=1}^{\infty} P_{\mu}(k) = 1 - P_{\mu}(k=0) \quad (4.2)$$

beträgt, folgt schließlich für die Anzahl $N_{\mu}(k \geq 1)$ von Wechselwirkungen je Protonenbunch, der zur Wechselwirkungsrate beiträgt, die Abschätzung

$$N_{\mu}(k \geq 1) = \frac{\mu}{1 - P_{\mu}(k=0)} = \frac{\mu}{1 - e^{-\mu}} \quad . \quad (4.3)$$

Den Erwartungswert μ für die Anzahl von Wechselwirkungen pro nominell gefüllten Bunch erhält man schnell aus der Beziehung

$$\mu = \frac{R_{\text{WW}}}{\bar{R}_{\text{p}}} \quad . \quad (4.4)$$

Hierin sind R_{WW} die gewünschte Wechselwirkungsrate und $\bar{R}_{\text{p}} \approx 8,53$ MHz die mittlere BX-Rate der 180 nominell gefüllten Protonenpakete (Gleichung 2.1 in Abschnitt 2.1).

Der später analysierte Datensatz wurde bei Raten von 2, 5 und 10 MHz genommen. In Tabelle 4.1 sind sie mit μ , $P_{\mu}(k \geq 1)$ und $N_{\mu}(k \geq 1)$ übersichtlich zusammengestellt. Man kann erkennen, dass in den Datennahmeläufen mit 2 und 5 MHz gewöhnlich nur eine Wechselwirkung pro beitragenden Bunch stattfindet. Gemäß der Tabellen von Anhang A ist dies die große Mehrheit aller Datennahmeläufe, insbesondere sind es diejenigen mit 5 MHz. Lediglich die Aluminiumdaten wurden zu ungefähr gleichen Anteilen mit 5 und 10 MHz genommen.

Rate [MHz]	μ	$P_{\mu}(k \geq 1)$	$N_{\mu}(k \geq 1)$
2	0,23	0,21	1,12
5	0,59	0,44	1,32
10	1,17	0,69	1,70

Tabelle 4.1: Die zu erwartende Anzahl $N_{\mu}(k \geq 1)$ von Wechselwirkungen pro Protonenbunch, der zur Wechselwirkungsrate beiträgt, zusammen mit dem Erwartungswert μ und der Wahrscheinlichkeit $P_{\mu}(k \geq 1)$ für mindestens eine Wechselwirkung in den 180 Bunchen für verschiedene Targetraten.

4.2 Die Ereignisrekonstruktion und Datenselektion

In diesem Abschnitt wird eine Übersicht der Softwareumgebung zur Ereignisrekonstruktion und eine Beschreibung des Algorithmus zur Datenselektion gegeben, der sowohl für die Qualitätsbeurteilung des vorselektierten Datensatzes als auch für die anschließende ϕ -Analyse verwendet wird.

4.2.1 Die Ereignisrekonstruktion

Die Ereignisrekonstruktion bei HERA-B geschieht in ARTE (**A**nalysis and **R**econstruction **T**ool, [Art02a]). Mit diesem umfangreichen Softwarepaket werden auch Monte-Carlo-Simulationen des gesamten HERA-B Experiments realisiert. Desweiteren ermöglicht es eine Onlineüberwachung der Qualität rekonstruierter Daten und ein verbessertes Offlinereprozessieren der Daten, nachdem die notwendigen Konstanten für Kalibration und Alignment bekannt sind.

Die Aufbereitung der Ereignisse umfasst die Treffersuche und die Ermittlung eigenständiger Spursegmente mit separaten Softwarepaketen für jeden Subdetektor. Darauf folgend werden, falls möglich, diese Segmente sinnvoll zu möglichst langen Spuren über mehrere Subdetektoren verknüpft. Falls die Information zur Teilchensorte verfügbar ist, wird auch sie jeder Spur zugeteilt. Schließlich werden alle Subdetektorinformationen jedes Ereignisses zusammengefasst und auf einem zentralen Datenbandroboter abgespeichert.

Die Treffersuche

Nach der Datenauslese des Gesamtdetektors erfolgt separat für jedes der verschiedenen Subsysteme die Treffersuche, d. h. die Umrechnung von rohen in aufbereitete räumliche Informationen von Teilchendurchgängen mit weiteren subdetektorspezifischen Details. Diese sind z. B. die Kennung des zentralen Kanals des Signals, seine Ladung und deren Fehler bzw. im Falle des OTRs die Driftzeit sowie die Koordinaten des Treffers. Diese Informationen werden für jedes Ereignis in die HITB-Tabelle geschrieben ([Art02b] und [Ple02]). Die wichtigsten Schritte zu ihrer Gewinnung wurden für jeden Subdetektor bereits in Paragraph 2.3 und detailliert für das VDS in Teilabschnitt 2.3.1.1 genannt.

Die Spurfindung

Mit der vorliegenden Trefferinformation kann nun im VDS, OTR und ITR eine unabhängige Suche nach Spursegmenten, im RICH mit dem RISE-Algorithmus [Ari01] eine eigenständige Ring- und im ECAL eine Clustersuche erfolgen. Informationen wie die Subdetektor-ID, die Koordinaten des Auf- und Endpunktes

des Segments, seine Steigung und Kovarianzmatrix, die Anzahl der beitragenden Treffer und eine Fitmarke werden in die RSEG-Tabelle geschrieben [Art02b].

Für das VDS wurde der Algorithmus CATS (Cellular Automaton for Track Search, [Eme00a], [Eme01a] und [Kis99]) verwendet, wobei der Spurfindungsalgorithmus mittels einfacher topologischer Kriterien die vorhandenen Hits optimal in möglichst gerade Spursegmente partitioniert. Die Spurfindung im OTR und ITR führte für die verwendeten Daten der Algorithmus OTR/ITR-CATS aus, der nach demselben Prinzip arbeitet [Eme01b], wobei nur die PC-Kammern zwischen Magnet und RICH verwendet wurden und der ITR trotz seines instabilen Verhaltens für die Spurfindung ebenfalls herangezogen wurde.

Im nächsten Schritt erfolgt mit dem Programm MARPLE [Igo98] der Versuch, die Spursegmente der PC-Kammern mit VDS-Segmenten zu verbinden. Da die Spurkammern im Magneten für die Spursuche noch keine Verwendung fanden, wurden die Spuren beider Systeme nach einer groben Vorselektion bis zur Magnetmitte verlängert und Schnitte auf ihre räumliche Distanz zueinander angewandt.

Nach einem zusätzlichen verfeinerten Fit unter Einbeziehung noch nicht benutzter Treffer aus den Triggerkammern (TC) sowie dem RICH und dem ECAL kann der Impuls der Spur aus ihrer Ablenkung innerhalb des Magneten ermittelt werden.

Für die Spurverbindung mit dem Spurkammersystem benutzt der RICH das Paket RITER [Pes01], das mit Hilfe von Informationen des Spurkammersystems wie dem Impuls, der Spurstiegung und dem Spurdurchstoßpunkt am Eingang des RICH für jedes Photon und jede Teilchenhypothese eine Wahrscheinlichkeitsvorhersage macht und durch Iteration schnell eine Identifizierung vornehmen kann. Bis auf einen Funktionalitätscheck des RICH wurde für sämtliche Analysen in dieser Arbeit nur dieser Algorithmus benutzt, da die Ringsuche mit RISE bei Ereignissen mit sehr vielen Photonen nicht mehr zu einer Mustererkennung in der Lage ist und diese Tatsache zu einem zusätzlichen systematischen Fehler in der Effizienz des RICH führen kann.

Auch für die rekonstruierten Spuren werden Größen wie die Koordinaten des Aufpunktes, die Steigung, die Ladung und der Impuls, die Anzahl der Treffer in den beteiligten Subdetektoren, das χ^2 des Fits, Markierungen für die verwendeten Segmente, Likelihoods für verschiedene Teilchenhypothesen und die Kovarianzmatrix in eine Liste, die RTRA-Tabelle, gefüllt [Art02b].

Die Spurselektion

In den gewonnenen Spuren können sich auch solche befinden, die ein und dasselbe Segment eines Subdetektors enthalten. Da nur eine von ihnen echt ist und die anderen so genannte Klone sind, müssen letztere für weitere Analyseschritte effizient entfernt werden. Hierzu wurde für die folgenden Analysen ein bei der

Datenrekonstruktion von HERA-B benutzter Standardalgorithmus zur Spurselektion [Ple01] auf die RTRA-Tabelle angewandt. Für jede rekonstruierte Spur wird mit Hilfe ihres normierten χ^2 sowie der Anzahl der Treffer und der ECAL-Information der an ihr beteiligten Segmente ihre Güte berechnet und je nach den beteiligten Subdetektoren in eine sortierte Liste eingetragen. Die höchste Priorität zugewiesen bekommen hierbei besonders lange Spuren und für eine möglichst zuverlässige Impulsmessung gerade solche mit mindestens einem Spurkammer- und einem VDS-Segment sowie einem Segment mindestens eines weiteren Subdetektors wie z. B. dem RICH. Diese sind gerade die wichtigsten Subdetektoren für die Suche nach ϕ -Mesonen, wobei die Vertex- und Impulsinformation aus den VDS- und Spurkammersegmenten und Angaben zur Teilchensorte der Zerfallsprodukte des vermeintlichen ϕ -Mesons aus dem RICH gewonnen werden. Letztere Informationen werden für spätere Schnitte in der Analyse benötigt. Alle weiteren Kombinationen von Segmenten zu vollständigen Spuren sind im Rang niedriger eingestuft und für diese Arbeit kaum relevant.

Nachdem die sortierte Liste komplett erstellt worden ist, akzeptiert das Programm die Spuren, beginnend mit denjenigen der höchsten Güte. Es werden dann solche verworfen, die ein Segment mit einer zuvor akzeptierten Spur gemeinsam haben. Hierzu wird jede akzeptierte Spur mit einer Marke versehen, die der Anwender später zur Selektion in seiner individuellen Analyse abfragen kann.

Die Vertexsuche

Die Primär- und Sekundärvertexsuche geschieht mit dem Programm GROVER (**G**eneric **R**econstruction **O**f **V**ERTices, [Eme00b], [Eme02a], [Eme02b]). Es erfolgt ein Schnitt auf die aus der Spurkovarianzmatrix ermittelte χ^2 -Distanz der zum möglichen Vertex beitragenden Spuren. Dabei wird die Impulsinformation nicht berücksichtigt und ein Kalman-Filter-Algorithmus benutzt.

Die Ergebnisse wie die Vertexkoordinaten, die Kovarianzmatrix, das χ^2 des Fits, ein Parameter zur Unterscheidung von Primär-, Sekundär- oder Vertizes höherer Ordnung und die Anzahl der benutzten Spuren einschließlich ihrer Verknüpfung zu ihrem Vertex finden sich anschließend in der RVER-Tabelle wieder [Art02b].

4.2.2 Die Datenselektion

Nach Ausführung der zuvor genannten Algorithmen sind die Daten vollständig rekonstruiert, und der Anwender kann sie mit seinem individuellen Analyseprogramm einlesen und nach seinen Wünschen weiter fortfahren.

Im Folgenden wird der Selektionsalgorithmus, der für die anschließende Qualitäts- und die ϕ -Analyse identisch ist, kurz in seinen Schritten vorgestellt:

Klonentfernung: Nach der Dateneinlese werden zunächst sämtliche Klonspuren mit dem oben beschriebenen Programm entfernt (Teilabschnitt 4.2.1, Ab-

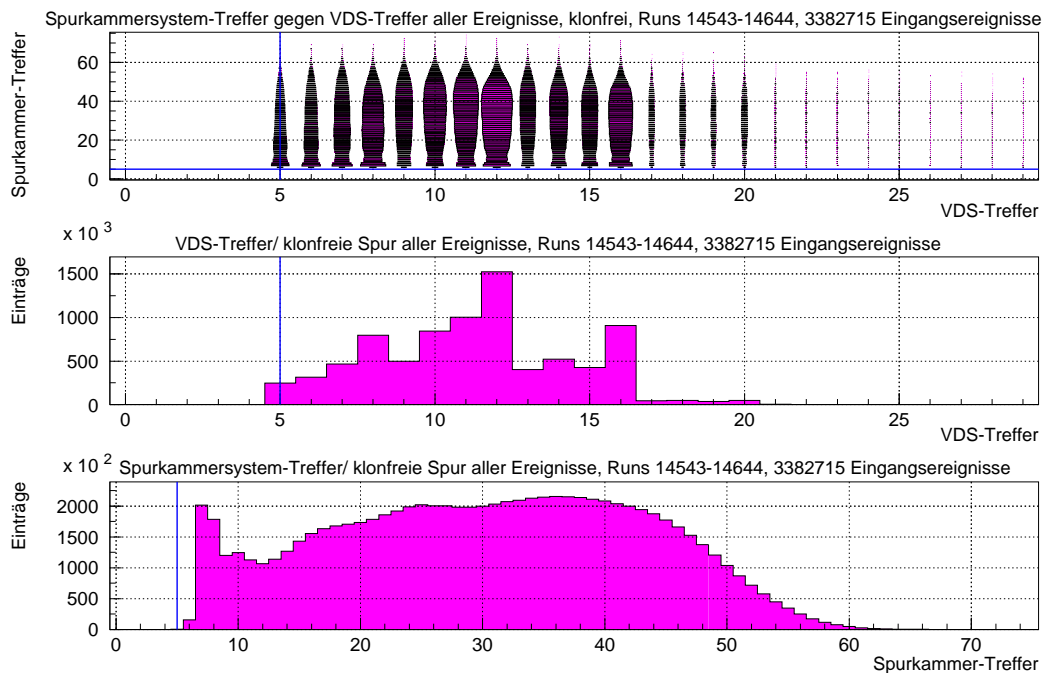


Abbildung 4.1: Die Treffere pro klonfreie Spur im VDS und Spurkammersystem aller vorselektierten Datennahmeläufe: Treffere im Spurkammersystem gegen diejenigen im VDS (oben) sowie die eindimensionalen Verteilungen der VDS-Treffere (Mitte) und der Spurkammersystem-Treffere (unten). Die durchgezogenen Linien markieren die Minimalforderungen in der Spurselektion.

satz „Die Spurselektion“). Als einzige Modifikation im Vergleich zum offiziellen Algorithmus wurde verlangt, dass die Spuren mindestens ein Segment im VDS **und** eines im Hauptspurkammersystem (OTR und ITR) enthalten müssen, anderenfalls werden sie von vornherein verworfen. Hierzu soll die Anzahl von Treffern im VDS und Spurkammersystem jeweils mindestens 5 betragen. Im offiziellen Programm hingegen wird als Minimum nur ein VDS-Segment mit mindestens 5 Treffern gefordert. Es sei erwähnt, dass ein Spursegment im VDS nie weniger als 5 Treffere besitzt [Ple01].

In Abbildung 4.1 sind für alle vorselektierten Ereignisse die Anzahlen der Treffere im Spurkammersystem und VDS sowohl als zwei- als auch als eindimensionale Verteilungen aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass im Spurkammersystem sämtliche Spursegmente mindestens 6 Treffere besitzen. Die oben genannten Schnitte sind mit durchgezogenen Linien gekennzeichnet und reine Minimalforderungen und in dem Sinne keine Schnitte. Hinsichtlich der ϕ -Analyse ist somit freigestellt, ob noch ein Schnitt auf die Treffere im Spurkammersystem, z. B. im lokalen Minimum bei 12, angesetzt wird. Im Übrigen werden hierbei noch keine Ereignisse verworfen.

Ereignisselektion: Jetzt wird die eigentliche Ereignisselektion durchgeführt, die

folgende Einschränkungen beinhaltet:

- Für ein akzeptiertes Ereignis wird die Existenz mindestens einer positiv und mindestens einer negativ geladenen Spur „gemäß des Zerfalls $\phi \rightarrow K^+K^-$ “ verlangt. Dies ist eine Minimalforderung, da kein Vertex vorhanden sein muss.
- Man schneidet auf zwei Größen des Driftzeitverhaltens im OTR ([Hul02] und [OTR03]), die in der EVRC-Tabelle enthalten sind, für jedes Ereignis zur Verfügung stehen und aus allen Treffereinträgen¹ der 5-mm-OTR-Zellen (Teilabschnitt 2.3.1.3) in der HITB-Tabelle [Art02b] gewonnen werden. Sie werden in TDC-Zähleinheiten in einem Bereich von 0 bis 255 angegeben, der 100 ns abdeckt, so dass eine Einheit 0,39 ns entspricht ([Hul02] und [Wal02]). Damit erstreckt sich ein kompletter TDC-Bereich über etwas mehr als die mittlere Distanz zweier benachbarter Protonenbunche von 96 ns.

Arithmetisches Mittel der Driftzeiten: Ereignisse, deren TDC-Mittelwert kleiner als 169 oder größer als 185 ist, werden verworfen.

RMS-Breite der Driftzeitverteilung: Ereignisse, deren RMS-Breite größer als 40 ist, werden auch verworfen. Damit sollen Ereignisse, die von einer zeitlich homogenen Trefferverteilung dominiert sind, aussortiert werden. Für sie erwartet man eine RMS-Breite von $\sigma(t_{\text{TDC}}) = 255/\sqrt{12} \approx 74$.

Durch den Schnitt auf die mittlere Driftzeit wird nur ein Zeitfenster im longitudinalen Strahlbereich eines Bunches akzeptiert. So werden Wechselwirkungen von Protonen aussortiert, die ihren Bunch verlassen haben und deren Signale in den Detektorkomponenten vom Triggersystem (Abschnitt 2.4) nicht mehr zuverlässig kombiniert werden können. Diese Wechselwirkungen nehmen gewöhnlich Driftzeiten des gesamten TDC-Bereichs an und sollten einen Mittelwert von ungefähr $255/2 \approx 128$ besitzen. Auch Ereignisse mit Signalen, die durch kontinuierliches Rauschen verursacht werden, lassen sich somit schon größtenteils entfernen. Um schließlich nominell leere Bunche innerhalb des Driftzeitintervalls zu unterdrücken, die oben genannte Protonen und Rauschsignale beinhalten und daher durch größere RMS-Breiten der Driftzeitverteilungen gekennzeichnet sind, ist zusätzlich der Schnitt auf die Breite nötig.

Abbildung 4.2 zeigt für alle vorselektierten Ereignisse zwei- und ein-dimensional dargestellt den Mittelwert der Driftzeiten und ihre RMS-Breite vor der Ereigniseselektion. Die durchgezogenen Linien stellen die

¹Dazu gehören auch Treffer, die keinem Spursegment zugeordnet werden können oder aus Rauschen stammen.

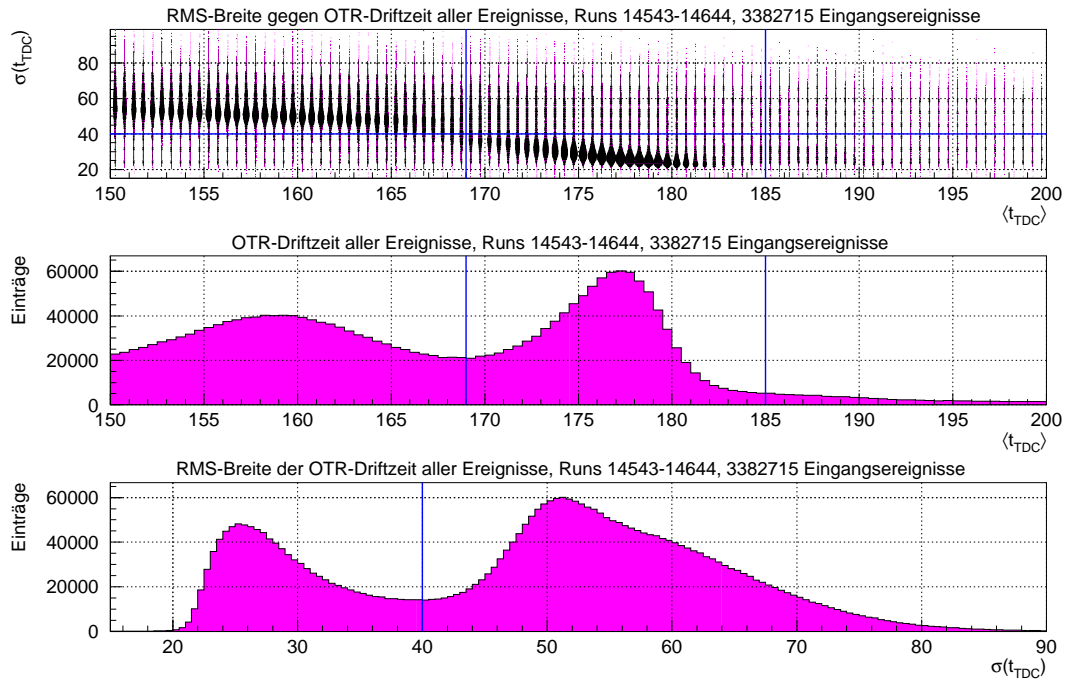


Abbildung 4.2: Das OTR-Driftzeitverhalten aller vorselektierten Datennahmeläufe: RMS-Breite der OTR-Driftzeiten jedes Ereignisses gegen ihren Mittelwert (oben) sowie die eindimensionalen Verteilungen des Mittelwertes der OTR-Driftzeiten jedes Ereignisses (Mitte) und ihrer RMS-Breite (unten). Die durchgezogenen Linien markieren die Schnitte.

zuvor genannten Schnitte dar. Die beiden Schwellen für das Driftzeitintervall im ersten und zweiten Bild sind im gleichen Abstand zum Maximum der Verteilung gesetzt worden, wobei der untere Schnitt im Minimum zwischen beiden Verteilungsmaxima liegt und durch den oberen der Schwanz der Verteilung früh abgetrennt wird. Der Schnitt für die RMS-Breite fällt in das lokale Minimum ihrer Verteilung.

Es ist zu sehen, dass die Ereignisse zeitlich homogener Trefferbeiträge, die innerhalb der lang gezogenen Verteilungsmaxima der Driftzeit- und der RMS-Verteilung zu finden sind, gegen die oben genannten Erwartungswerte verschoben sind. Gründe können die nichtlineare Beziehung zwischen Driftzeit und -distanz der freigesetzten Ladungen oder verschiedene Kalibrationskonstanten sein, die in die Berechnung der Driftzeit einfließen [Hul02].

Die mittlere Targetrate in den gezeigten Daten betrug ungefähr 5 MHz. Gemäß Tabelle 4.1 erwartet man, dass ungefähr 56 % aller Ereignisse, die auf die 180 nominell gefüllten Bunche fallen, ohne Wechselwirkung sind und somit verworfen werden. Das sind ca. 46 % aller 220 Bunche. Außerdem werden jene 18 % aller Ereignisse entfernt, die auf die 40 nominell leeren Bunche fallen. Insbesondere die Schnitte auf

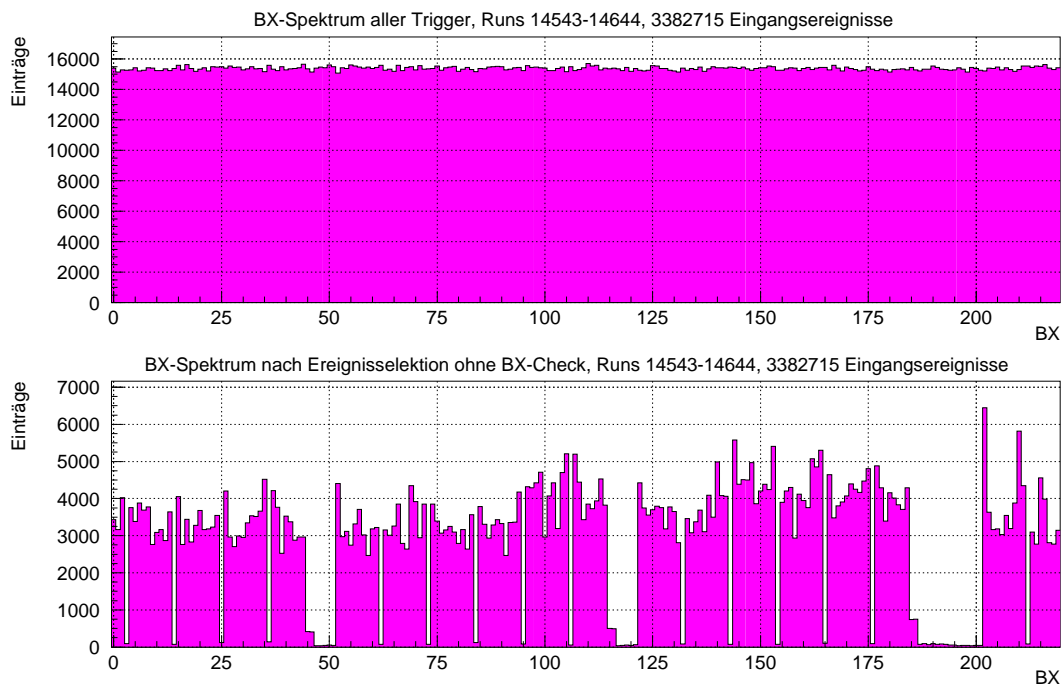


Abbildung 4.3: Die *BX*-Spektren aller vorselektierten Datennahmeläufe: Verteilung der Trigger (oben) und der selektierten Ereignisse (unten) vor dem *BX*-Check

die OTR-Driftzeiten sind hart und sortieren zusätzlich einen Teil der Ereignisse mit Wechselwirkungen aus, jedoch bei einer überproportionalen Reduktion der zeitlich homogenen Trefferbeiträge. Übrig bleibt ca. ein Drittel aller Ereignisse.

Bunchnummern-/BX-Check: Zuletzt wird ausschließlich geprüft, ob die Nummer des Protonenbunches tatsächlich die eines nominell gefüllten ist. Alle anderen werden verworfen. Diese Abfrage ist bewusst nicht in die Ereigniseselektion integriert, um die Funktionalität der letzteren überprüfen zu können.

Wie gut diese tatsächlich erfüllt ist, geht aus Abbildung 4.3 hervor. Zunächst zeigt die obere Darstellung für alle vorselektierten Ereignisse sehr homogen über alle 220 Bunchpositionen verteilte Zufallstrigger. Wie viele nach der Ereigniseselektion, aber noch vor dem Bunchnummerncheck, übrig bleiben, gibt die untere Verteilung wieder. Die nominell unbesetzten Bunche sind bereits nahezu komplett leer, was eine hohe Güte der Ereigniseselektion beweist. Die Forderung zweier geladener Spuren kombiniert mit den Driftzeit-schnitten ist folglich eine gute Wahl.

Ein Vergleich beider *BX*-Spektren zeigt zudem eine stärkere als die zuvor diskutierte Reduktion der Statistik. Die Hauptgründe sind, dass alle nominell gefüllten Protonenbunche in Wahrheit nicht gleich zur Wechsel-

wirkungsrate beitragen und das BX-Spektrum zeitlichen Veränderungen unterliegt. Auch führt die begrenzte Detektorakzeptanz zu einer Abnahme. Um den systematischen Fehler für die ϕ -Analyse möglichst gering zu halten, wurde der Bunchnummerncheck im Algorithmus belassen.

Für die Qualitätsanalyse in Abschnitt 4.3 werden vor und nach den einzelnen Selektionsschritten verschiedene Histogramme gefüllt sowie Parameter berechnet, die dann unskaliert in Tabellen geschrieben werden.

Nachdem alle Daten vollständig bearbeitet worden sind, liest ein zweites Programm die Parameter aus den Tabellen wieder ein. Es führt benutzerspezifische Normierungen aus und speichert die neu gewonnenen skalierten Ergebnisse in einem weiteren Satz von Tabellen.

Im letzten Schritt werden diese Tabellen nur noch in das grafische Analyseprogramm PAW [PAW95] geladen und visuell dargestellt.

4.2.3 Das Datenformat

Sämtliche verwendeten Daten entstammen dem dritten Reprozessieren rp0003 der Daten des Jahres 2000, das mit der Softwareversion ARTE-03-09-r5 und verbessertem Satz von Kalibrationskonstanten (KEYBOOK 17) im Vergleich zu den vorhergehenden Reprozessieriterationen durchgeführt wurde. Dabei hat man die Daten in der bei HERA-B üblichen Weise in zwei verschiedenen Formaten gespeichert. Das DST-Format enthält neben Spursegmenten, den vollständig rekonstruierten Spuren und den zugehörigen Informationen zur Teilchenidentifikation auch noch die Parameter der einzelnen Treffer jedes Subdetektors außer des ECALs. Für sämtliche Analysen in dieser Arbeit wurden jedoch Dateien des wesentlich kompakteren MINI-DST-Formats verwendet, die die Trefferinformationen nicht mehr enthalten. Hiermit lässt sich die Analyse deutlich beschleunigen, zumal die für eine ϕ -Suche notwendigen Informationen über den Impuls und die Teilchensorte der betreffenden Spuren sowie Angaben über das Vorhandensein von Vertizes in diesem Format enthalten sind.

4.3 Die Auswahl der Daten

Im Folgenden werden die gemäß Abschnitt 4.1 vorselektierten und mit den zuvor beschriebenen Algorithmen gewonnenen Daten mit Hilfe aussagekräftiger Parameter einer ersten Qualitätsbeurteilung vor der ϕ -Analyse unterzogen und gegebenenfalls aussortiert.

4.3.1 Die Target-Strahl-Wechselwirkung

Vor einer ersten Einsicht in die Daten lässt sich ein Qualitätsunterschied verschiedener Parameter erwarten, die für ein Auswahlverfahren der Daten Verwendung

finden können. Wichtige Größen sind z. B. die Stetigkeit der Wechselwirkungsrate und die Qualität des Bunchspektrums (Teilabschnitt 3.4.4).

Zum einen unterliegen die Protonen bei der Durchquerung des Targetdrahtes der Vielfachstreuung², die in Materialien mit großer Massenzahl stärker als für leichte Kerne ist. Daher wird der Strahlhalo im Bereich des eingesetzten Targetdrahtes aufgeweitet, wobei der Effekt für Wolfram besonders signifikant sein sollte [Jag98]. Die Targetautomatik kann mit einem dadurch stark veränderten Strahlprofil nicht mehr präzise funktionieren, und man erwartet für Datennahmeläufe mit dem Wolframdraht das instabilste Verhalten der Targetrate. Ähnliches wird generell für Datennahmeläufe bei besonders niedrigen Raten von 1 bis 2 MHz zutreffen, da dann der Draht weiter vom Strahlzentrum entfernt und dies äquivalent zum vorherigen Fall ist.

Andererseits erleiden die Protonen durch Synchrotronstrahlung während ihres Umlaufs im Speicherring sowie durch Vielfachstreuung im Targetdraht Energieverluste und besitzen daher überwiegend eine *negative* Impulsabweichung von ihrem Sollimpuls. Diese bewirkt aufgrund des Designs des Speicherrings am Ort des HERA-B Targets eine zur Impulsabweichung proportionale Verschiebung des Protonenstrahls nach *außen*. Bei zu großer Impulsabweichung ist solch ein Proton in der Lage, seinen Bunch zu verlassen und kann frei von Bunch zu Bunch wandern. Dies führt zu einem Gleichstromanteil³, der sich homogen über alle, auch die nominell leeren, Bunche verteilt. Details finden sich in [Ehr01a], [Jag98] und [Sch98]. Aufgrund einer vorhandenen Kopplung der horizontalen mit der vertikalen Protonenbewegung im Speicherring befindet sich auch im oberen Bereich des Strahlhalos gewöhnlich ein signifikanter Gleichstromanteil. Somit ist zu erwarten, dass dieser für einen äußeren Draht am größten ist, gefolgt von einem oberen und unteren Draht, und für einen inneren Draht am geringsten ist. Diese Tatsache wird sich auf die Güte des Bunchspektrums, aber auch auf die Stabilität der Targetrate auswirken.

4.3.2 Die Diskussion der Daten

Die meisten in diesem Abschnitt diskutierten Parameter sind zeitabhängig dargestellt. Dazu wurde in diesen Darstellungen statt der Zeit die Anzahl bereits vorselektierter (Abschnitt 4.1) und rekonstruierter Ereignisse auf der Abszisse gewählt, während auf der Ordinate immer die betrachtete Größe aufgetragen ist. Ein Datenpunkt ist immer der Mittelwert der Einzelmessungen über je 2000 eingelesene unselektierte Ereignisse⁴.

Senkrechte Linien markieren jeweils das Ende eines Datennahmelaufs. Dabei trennen durchgezogene Linien die Datennahmeläufe der insgesamt sechs verschie-

²Bis zu seiner inelastischen Wechselwirkung durchquert ein Proton einen Targetdraht bei HERA-B je nach Material typischerweise 100– bis 1000–mal.

³bekannt unter dem Begriff „coasting beam“, englisch für „frei laufender Strahl“

⁴d. h. sämtliche Ereignisse vor der Klonentfernung und Ereignisselektion

denen Protonenfüllungen voneinander, während gestrichelte dies für Datennahmeläufe derselben Protonenfüllung tun. Zwischen aufeinander folgenden Datennahmeläufen können durchaus weitere Läufe oder sogar Protonenfüllungen liegen (Anhang A und [Mac02]).

Desweiteren ist in jeder Abbildung eine Datennahmephase durch das chemische Zeichen des benutzten Targetmaterials gekennzeichnet.

Die Abschätzung und Berechnung der dargestellten rein statistischen Fehler in den zeitabhängigen Darstellungen wird im nächsten Teilabschnitt 4.3.3 erläutert.

Ein stabiles Ratenverhalten des Targets ist für eine gute Datenqualität von zentraler Bedeutung. Nur dann können starke Schwankungen in der Anzahl von inelastischen Wechselwirkungen im Targetdraht und letztlich in der Spurmultiplicität vermieden und eine effiziente Spurrekonstruktion gesichert werden.

Zur Messung der Targetrate und ihres Untergrundes gibt es verschiedene Szintillationszähler ([Iss01] und [Spr00]). Die Targetrate liefern vier Hodoskopzählerpaare, die im Jahr 2000 ungefähr 10 m strahlabwärts vom Target direkt hinter dem Tank des RICH positioniert waren und mit denen auch das Targetsystem gesteuert wird. In gleicher Weise misst ein System aus Vetozahlern, die 5,5 m strahlaufwärts vom Target installiert sind, die Untergrundrate. Sie liefern überwiegend den in HERA natürlich vorhandenen Untergrund, da sie wegen ihrer Positionierung vor dem Targetsystem eine sehr kleine Akzeptanz für Proton-Target-Wechselwirkungen haben. Beide Zählersysteme messen die Raten auf einen statistischen Fehler von wenigen Prozent genau und zeigen frühestens bei Targetraten von mehreren 100 MHz, die Vetoähler oberhalb etlicher GHz, erste Sättigungsercheinungen. Ohne Targetbetrieb liegen beide Raten unterhalb von ca. 0,1 MHz.

Die Onlinerate des Targets und ihr Untergrund werden in Abbildung 4.4 dargestellt, die per Definition alle vorselektierten Ereignisse berücksichtigt. Im oberen Bild ist zu erkennen, dass der Diskussion in Teilabschnitt 4.3.1 gemäß wie erwartet die beiden auf der Innenseite des Protonenstrahls befindlichen Targetdrähte aus Kohlenstoff und Titan eine sehr stabile Onlinerate produzieren. Das Aluminiumtarget auf der Oberseite und das aus Wolfram mit großer Massenzahl erzeugen eine signifikant unruhigere Rate. Es sind jedoch keine auffälligen Spitzen zu sehen, auch nicht in den Datennahmeläufen mit der höchsten Rate von 10 MHz. Außerdem ist auch hier gut zu erkennen, dass die Mehrheit der Ereignisse bei einer Rate von 5 MHz aufgezeichnet wurde.

Die Untergrundrate liegt mit bis zu wenigen 10 kHz für alle Datennahmeläufe auf einem erfahrungswise niedrigen Niveau und beträgt höchstens ca. 2% der Onlinerate für die 2-MHz-Datennahmeläufe. Somit ist der Untergrund, der in der Targetrate enthalten ist, kleiner als der schon oben genannte Fehler der Targetrate und bewegt sich somit in einem akzeptablen Rahmen. Ohnehin wird Untergrund aus den Daten effizient deselektiert (Teilabschnitt 4.2.2, Absatz „Bunchnummern-/BX-Check“) und sollte daher nicht als Beurteilungskriterium dienen.

Beide Raten werden auch durch systematische Unsicherheiten beeinflusst, die

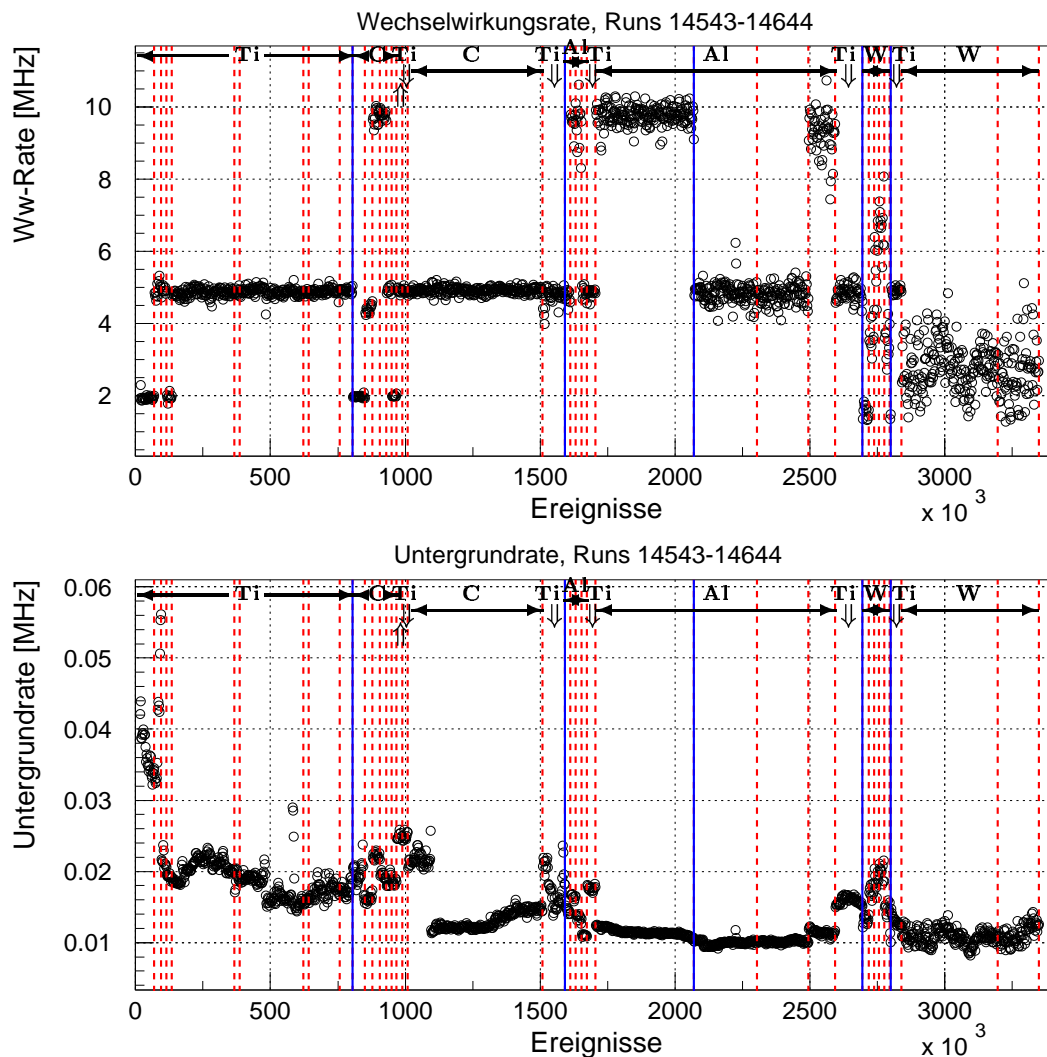


Abbildung 4.4: Die Wechselwirkungs- (oben) und Untergrundrate (unten). Der relative Fehler der Onlinetargetrate reicht von wenigen bis zu 30 %. Auch für die Untergrundrate lässt er sich nur schwer abschätzen. Daher sind für beide Größen keine Fehlerbalken eingezeichnet.

größer als die statistischen sind.

Zum einen sind beide Größen Onlinemittelwerte, die nur periodisch aktualisiert werden. Desweiteren wird in Bezug auf die Targetrate nicht berücksichtigt, dass die Spurmultiplicität und somit die Signale in den Szintillationszählern vom Targetmaterial abhängen. Die sich daraus ergebenden Effizienzunterschiede, eine Wechselwirkung durch die Szintillationszähler zu sehen, führen je nach benutztem Targetmaterial zu sehr unterschiedlichen Abweichungen der Onlinerate von der wahren Wechselwirkungsrate aufgrund des Multiplicitätseffekts. Letztere reichen von wenigen Prozent für leichte Materialien bis zu 30 % für Wolfram, wobei die Onlinerate für leichte Materialien unter- und für schwere überschätzt wird

([Ehr01b] und [Vag01]). Außerdem verursachen Ratenfluktuationen, die auf die Targetsteuerung und Strahllageänderungen zurückzuführen sind, ebenfalls schwer abschätzbare systematische Fehler der Targetrate.

Der Fehler der Untergrundrate lässt sich nur schwer abschätzen, da sie selbst zeitlich instabil ist und mit den aktuellen Maschinenbedingungen variiert. Der Hauptbeitrag des Untergrunds stammt vom Protonen-, aber auch vom Elektronen-/ Positronenstrahl. Während des Targetbetriebs kommt die elastische Streuung der Protonen mit großen Winkeln im Drahtmaterial hinzu. Schließlich führt auch hier die materialabhängige Spurmultiplicität zu Verfälschungen. Da eine Fehlerrechnung nur für selbst abgeleitete Größen aus rekonstruierten Daten durchgeführt wird und es sich bei beiden Raten um Onlinegrößen handelt, die unverändert übernommen werden, wird für sie von der Fehlerangabe abgesehen.

Zur Qualitätskontrolle der Daten sind demnach weitere Parameter nötig. Hierzu sind solche geeignet, die sich aus der Rekonstruktion der Daten ergeben, und weitere, die eine Beurteilung des Bunchspektrums als Gesamtheit vornehmen.

Einer der letzteren ist die BX- oder Bunchhomogenität, mit der man beurteilen kann, wie gleichmäßig alle Protonenbunche zur Targetrate beitragen. Mit n_i Ereignissen im Bunch Nummer i sowie

$$S_k = \sum_{i=1}^{220} (n_i)^k \quad \text{und} \quad k \in \mathcal{N}$$

lässt sich die Bunchhomogenität schreiben als

$$H = \frac{(S_1)^2}{S_2}. \quad (4.5)$$

Für den Idealfall, dass alle 180 nominell gefüllten Bunche gleichmäßig zur Rate beitragen und die 40 nominell leeren Bunche absolut leer sind, gilt $H = 180$. Der umgekehrte Extremfall, dass nur ein einziger Bunch die gesamte Targetrate liefert, führt zu $H = 1$. Je näher also H bei 180 liegt, desto besser sollte die Qualität des BX-Spektrums sein. Um auszuschließen, dass dieses Bild durch Beiträge nominell leerer Bunche geschönt ist, wird als weitere Größe das relative leere BX- oder Bunchniveau herangezogen. Es setzt die mittleren Beiträge der nominell unbesetzten in Relation zu denjenigen der nominell gefüllten Protonenbunche. Seine Definition ist

$$f_{\text{BXe}} = \frac{180}{40} \cdot \frac{n_{40}}{n_{180}} \quad (4.6)$$

mit der Anzahl n_{40} von Ereignissen in den nominell leeren und n_{180} in den nominell gefüllten Bunchen.

Beide Größen sind in Abbildung 4.5 dargestellt, wobei die Ereignisse wie in dem Bunchspektrum in Abbildung 4.3 noch nicht dem Bunchnummerncheck

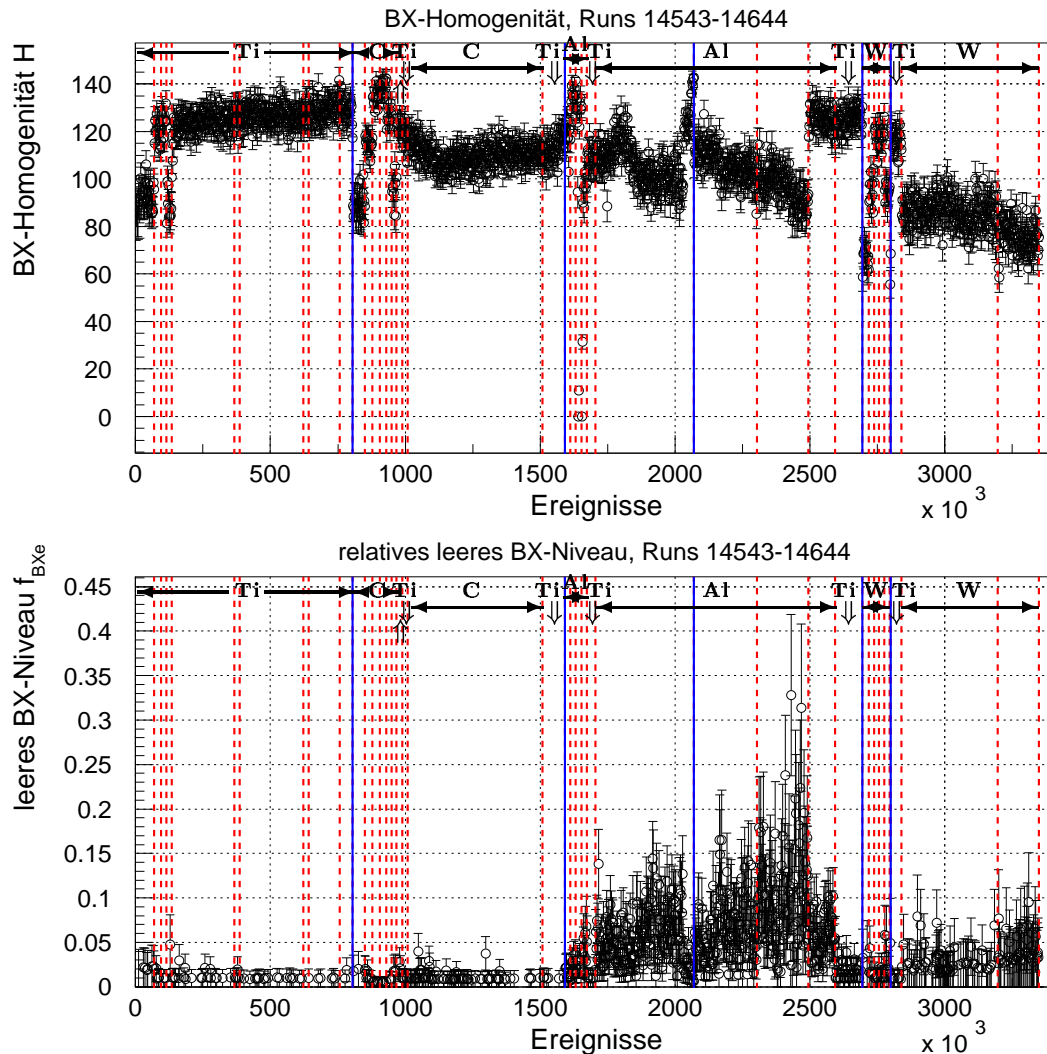


Abbildung 4.5: Die BX-Homogenität H (oben) und das relative leere BX-Niveau f_{BXe} (unten) nach der Ereigniselektion, aber vor dem BX-Check

unterzogen wurden. Im oberen Bild ist zu sehen, dass typische und mit Erfahrungen übereinstimmende Werte für H im Bereich von 70 bis 140 und damit deutlich unter dem Erwartungswert für 180 Protonenbunche liegen. Sie sind erwartungsgemäß für Aluminium und insbesondere Wolfram am schlechtesten (Teilabschnitt 4.3.1). Es handelt überwiegend um gute BX-Homogenitäten, da effektiv meist mehr als die Hälfte der Protonenbunche zur Targetrate beiträgt. Einen großen Anteil an H hat für Aluminium und Wolfram ein erhöhter Gleichstrombeitrag zur Onlinetargetrate, wie das relative leere BX-Niveau in der unteren Darstellung wiedergibt. Er ist wie erwartet besonders groß für den oberen Draht aus Aluminium, wobei bis zu 30% erreicht werden. Weiterhin fällt auf, dass er für diesen Draht im Laufe des Betriebs meist kontinuierlich ansteigt, während die Bunchhomogenität sinkt. Dadurch sind insbesondere

lange Datennahmeläufe benachteiligt. Aufgrund dieses Anreicherungsverhaltens des Gleichstroms sollten gemäß Teilabschnitt 4.3.1 mit sämtlichen oberen und vermutlich auch äußeren Drähten nur kurzzeitig Daten von höchstens ungefähr 100 000 Ereignissen genommen werden. Dadurch wird der Targetbetrieb immer regelmäßig unterbrochen, und der Strahlhalo kann sich zwischenzeitlich regenerieren.

Die Beobachtungen geben Hinweise darauf, dass neben dem natürlichen Gleichstromanteil des Speicherrings [Ehr01a] auch ein vom Target induzierter Beitrag auftreten kann.

Eine Aufteilung der Bunchspektren aus Abbildung 4.3 in solche für die Datennahmeläufe mit gutem und solche für die Datennahmeläufe mit schlechtem Bunchspektrum vor dem Bunchnummerncheck ermöglicht einen größeren Aufschluss über die Gleichstromverteilung. Sie wird in den beiden Abbildungen 4.6 und 4.7 gezeigt, wobei dieselbe Darstellungsweise wie zuvor gewählt wurde. Diesbezüglich wurden als schlecht die Datennahmeläufe 14603–14607 (Aluminium) und 14644 (Wolfram) eingestuft, deren relatives leeres BX-Niveau in Abbildung 4.5 meistens größer als 5% ist. Ein Vergleich der Verteilungen zeigt zwar einen höheren Gleichstromanteil in den erwarteten Bunchlücken der schlechten Datennahmeläufe. Dieser ist aber aufgrund der effizienten Ereignisselektion meist noch gering, so dass auch diese Datennahmeläufe für die ϕ -Analyse verwendet werden könnten. Endgültige Schlussfolgerungen werden in Teilabschnitt 4.3.4 ausgesprochen.

Alle nun folgenden Abbildungen enthalten ausschließlich Parameter rekonstruierter Daten aus letztlich selektierten Ereignissen **nach** dem Bunchnummerncheck.

Einer von ihnen ist der Anteil der Ereignisse, die nach allen Selektionsschritten noch verbleiben. Er ermöglicht eine integrale Beurteilung der vorselektierten Daten, da auf jegliche Details verzichtet und nur darauf geschaut wird, ob ein Ereignis selektiert wurde oder nicht. Abbildung 4.8 zeigt ihn in der oberen Darstellung. Er liegt in der Tat meist unter dem oben abgeschätzten Erwartungswert von ca. ein Drittel für 5 MHz (Beschreibung der „Ereignisselektion“). Auch die im unteren Teil dargestellte mittlere Anzahl der Primärvertizes pro selektiertes Ereignis skaliert sehr gut mit der in Abbildung 4.4 dargestellten Targetrate und gemäß den in Tabelle 4.1 genannten Werten. Im Allgemeinen erkennt man für eine größere Targetrate einen größeren Anteil selektierter Ereignisse, da dann die Wahrscheinlichkeit, mit dem Zufallstrigger ein Ereignis mit einer Wechselwirkung zu selektieren, nach Tabelle 4.1 auch größer ist. Außerdem spielt hier die zuvor diskutierte Qualität des Bunchspektrums je nach gewähltem Targetdraht eine große Rolle, da alle Ereignisse nominell leerer Protonenbunche und mit schlechtem Driftzeitverhalten aussortiert werden und dementsprechend

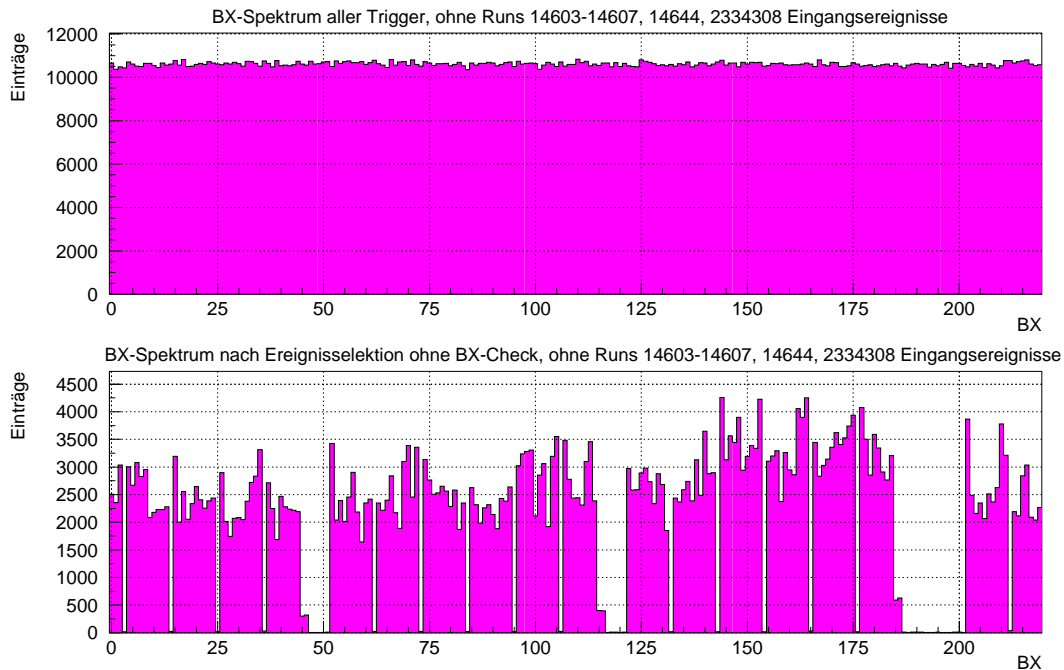


Abbildung 4.6: Die *BX*-Spektren für alle vorselektierten Datennahmeläufe mit **gutem** *BX*-Spektrum: Verteilung der Trigger (oben) und der selektierten Ereignisse (unten) vor dem *BX*-Check

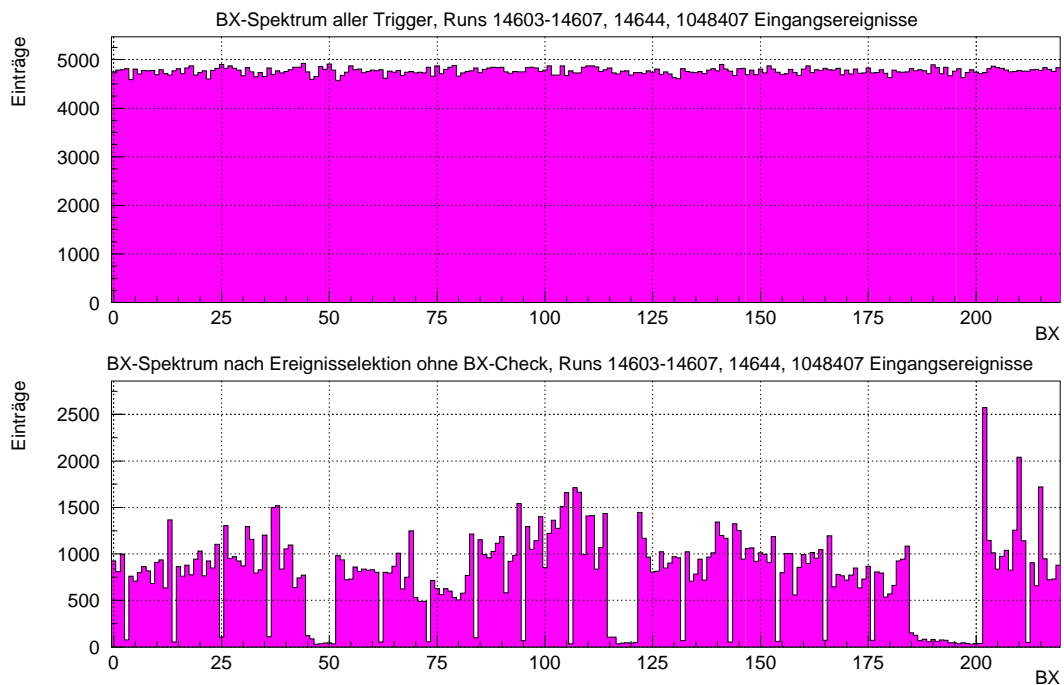


Abbildung 4.7: Die *BX*-Spektren für alle vorselektierten Datennahmeläufe mit **schlechtem** *BX*-Spektrum: Verteilung der Trigger (oben) und der selektierten Ereignisse (unten) vor dem *BX*-Check

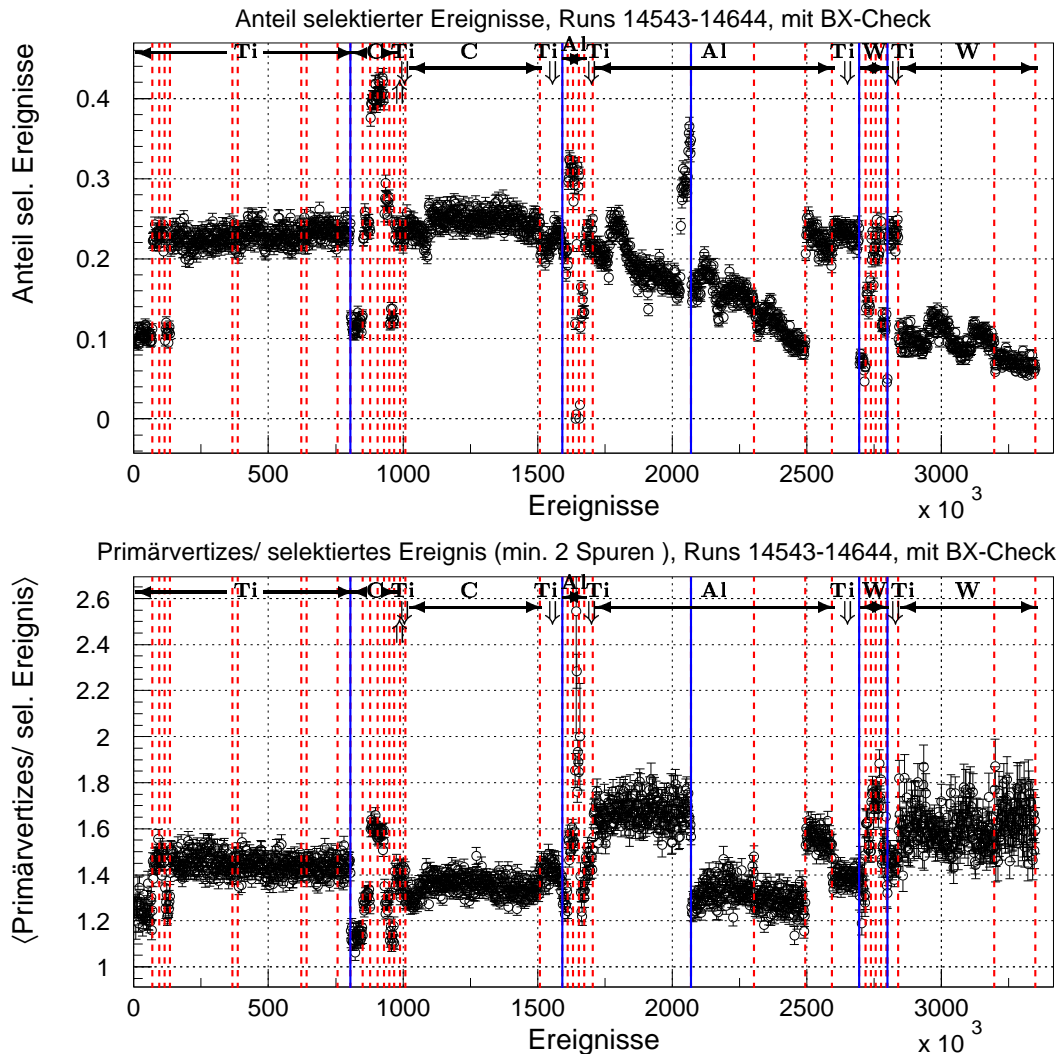


Abbildung 4.8: Der Anteil selektierter Ereignisse (oben) und die mittlere Anzahl der Primärvertizes pro selektiertes Ereignis (unten)

den Anteil weiter absenken.

Wegen der schwankenden Qualität des Bunchspektrums, der Abhängigkeit der Onlinerate von der Spurmultiplicität und möglicher Effizienzfluktuationen bei der Vertextsuche mit GROVER kann kein perfektes Skalierungsverhalten zwischen der Rate und der Anzahl der Primärvertizes erwartet werden. Insbesondere für die Wolframdatennahmeläufe gegen Ende erwartet man mit ungefähr 1,6 Wechselwirkungen pro beitragendes Ereignis gemäß Tabelle 4.1 eine Targetrate von fast 10 MHz. Ein Vergleich mit Abbildung 4.4 zeigt jedoch keine Übereinstimmung. Die beiden kurzen Aluminiumdatennahmeläufe 14 595 und 14 596 fallen mit bis zu ca. 2 Primärvertizes pro selektiertes Ereignis auf. Solche Werte können zu einer erschwerten Spurrekonstruktion führen. Alle anderen Datennahmeläufe weisen kein besonderes Verhalten auf.

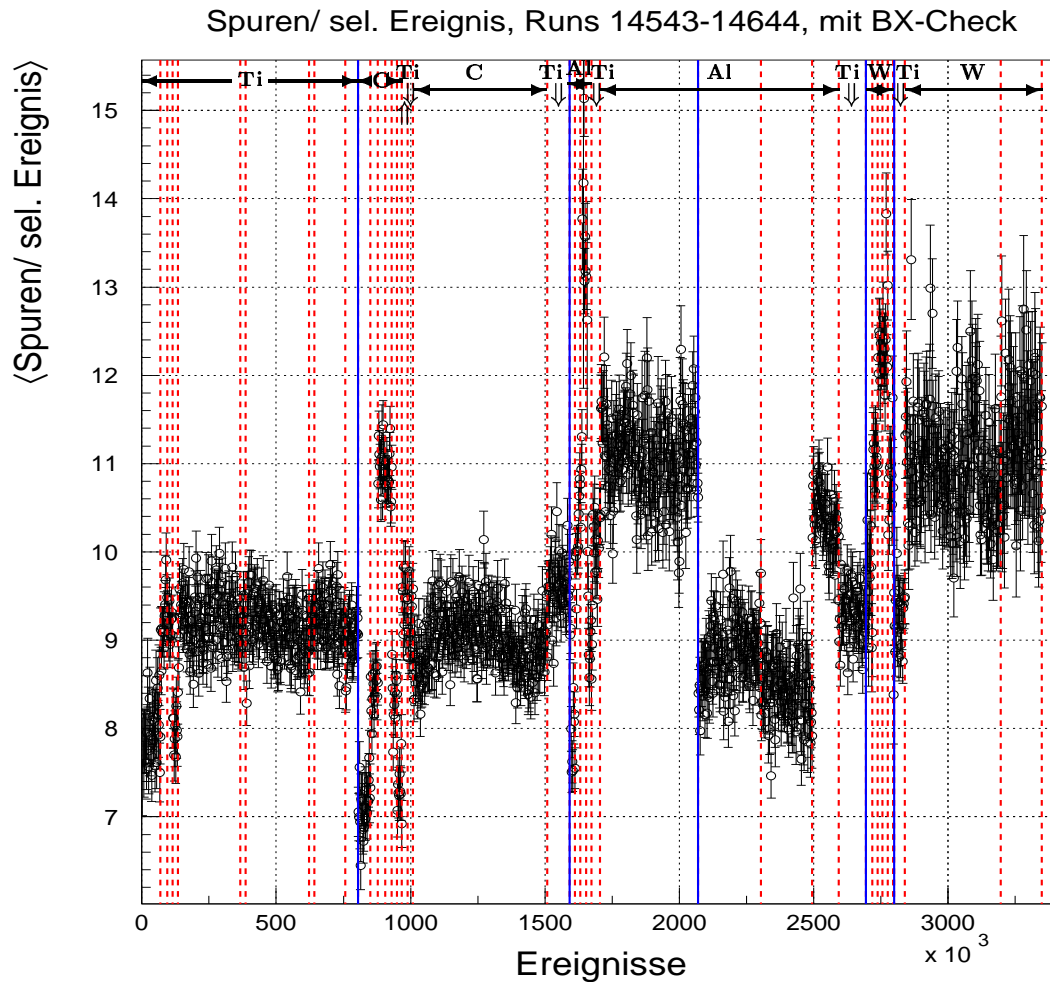


Abbildung 4.9: Die mittlere Anzahl der Spuren pro selektiertes Ereignis

In Abbildung 4.9 ist die mittlere Anzahl der Spuren pro selektiertes Ereignis dargestellt. Da die Materialabhängigkeit der Spurmultiplicität nicht berücksichtigt wird, zeigen die meisten Datennahmeläufe dieselbe Proportionalität zur Onlinetargetrate wie der Parameter $N_{\mu}(k \geq 1)$ in Tabelle 4.1. Bis auf die Wolframdatennahmeläufe ist hier wieder kein auffälliges Verhalten festzustellen.

Für die spätere ϕ -Analyse ist desweiteren die Funktionalität des Hauptspurkamersystems, des Vertexdetektors und des RICH essentiell. Der Anteil nicht zu Spursegmenten assoziierter Treffer f_{na} aller Treffer im jeweiligen Subdetektor in einem Ereignis ist hierfür ein geeigneter Parameter, den Abbildung 4.10 für das VDS sowie die beiden Spurkamersysteme zeigt. Wie zu erkennen ist, weisen die beiden Spurkamersysteme große Werte für f_{na} , jedoch im Rahmen von Schwankungen weniger Prozent, auf gleich bleibendem Niveau auf. Für den Vertexdetektor ist f_{na} bis auf wenige Ausnahmen ebenfalls sehr stabil,

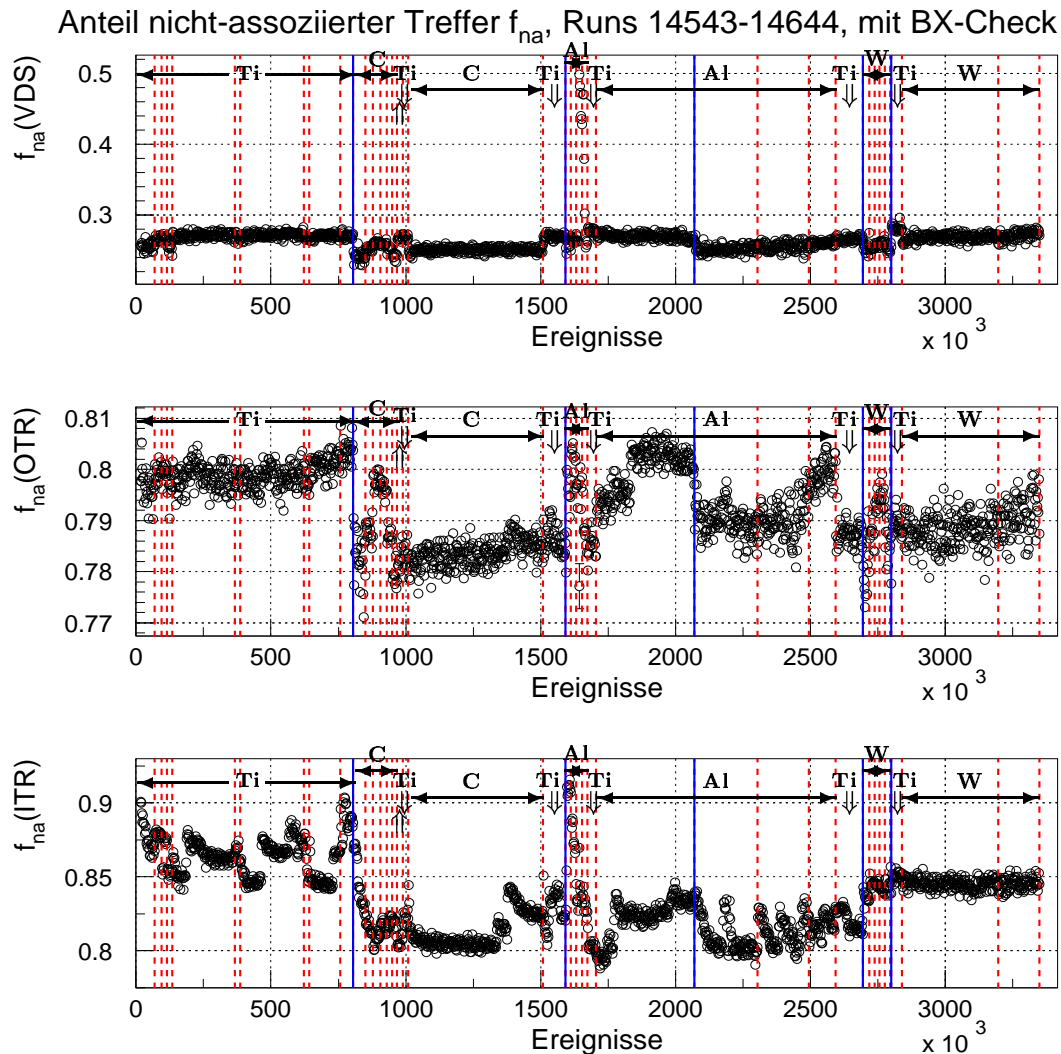


Abbildung 4.10: Der Anteil nicht-assoziierter Treffer im VDS (oben), OTR (Mitte) und ITR (unten) für selektierte Ereignisse. Nahezu alle Fehler liegen innerhalb der Datenpunkte, so dass man sie nicht sieht. Im RICH sind typischerweise keine Spursegmente definiert, so dass für ihn solch eine Größe nicht existiert.

jedoch auf signifikant niedrigerem Niveau. Daher wird nur sein Parameter zur Qualitätsbeurteilung einzelner Datennahmeläufe herangezogen.

Auffällig sind auch hier wieder die beiden Datennahmeläufe 14 595 und 14 596 mit einem Anteil von bis zu 50%. Unmittelbar bevor diese hohen Werte auftreten, wurde in beiden Datennahmeläufen kurz nach Beginn der Datenaufzeichnung durch eine plötzliche Spitze in der Onlinetargetrate der Draht von der Automatiksteuerung aus dem Protonenstrahl zurückgezogen. Der Grund für die darauf folgenden hohen Werte von f_{na} im VDS ist jedoch unverstanden.

Zur Qualitätsbeurteilung des Čerenkovzählers bietet sich an, den mit der ei-

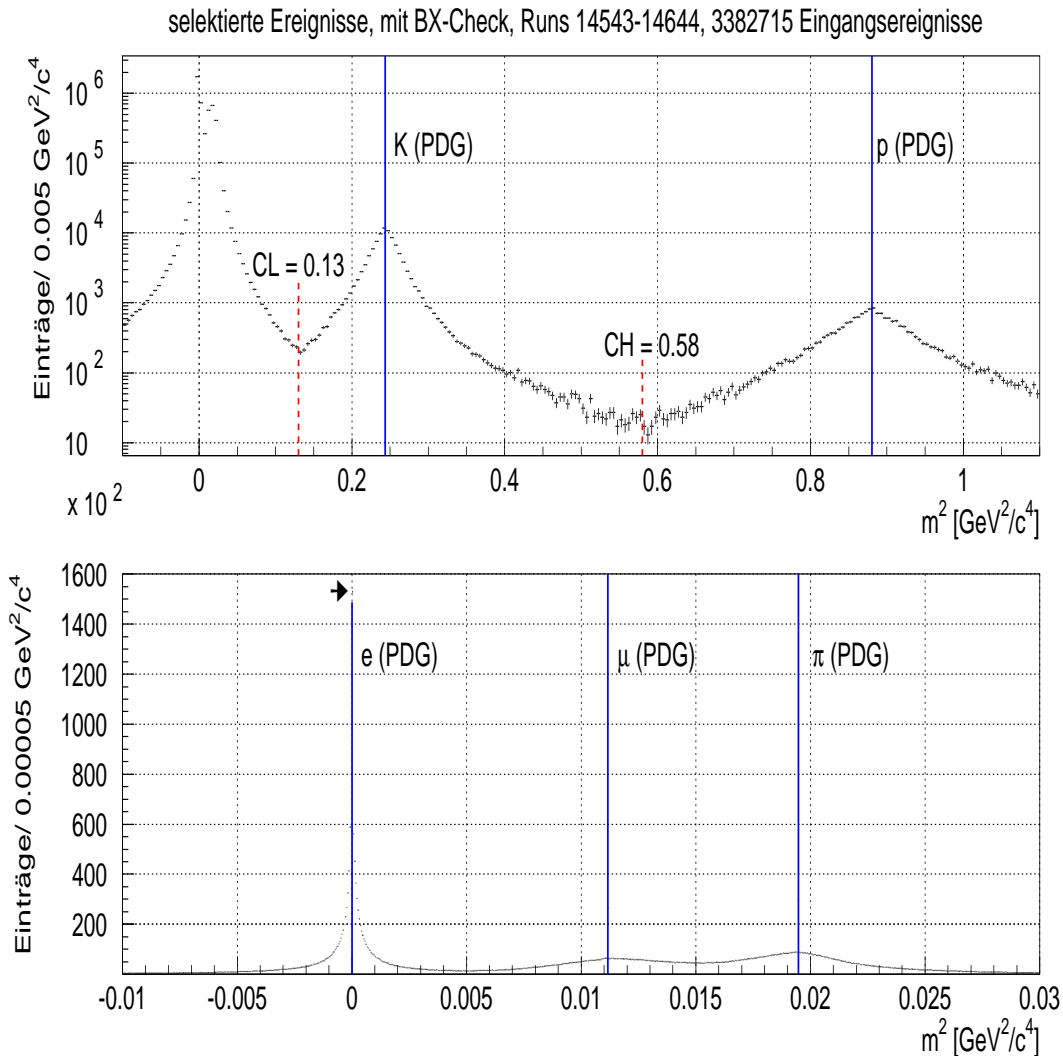


Abbildung 4.11: m^2 für alle rekonstruierten Spuren mit assoziiertem RICH-Ring für **alle** selektierten Ereignisse: gesamter Bereich von den leichten Teilchen bis zum Proton (oben) und Ausschnitt für die leichten Teilchen (unten). Der Pfeil im unteren Bild weist auf das Maximum in der Massenverteilung der Elektronen.

genständigen Ringsuche RISE gewonnen Čerenkovwinkel θ mit der Impulsinformation p des Spurkammersystems zu kombinieren. Mit Gleichung 2.3 und den dortigen Definitionen sowie dem Brechungsindex des Radiatorgases $n \approx 1,0014$ folgt dann für das Quadrat der ermittelten Masse:

$$m^2 = n \cdot p^2 \cdot (\theta_{\beta=1}^2(n) - \theta^2).$$

In Abbildung 4.11 ist m^2 für alle rekonstruierten Spuren mit assoziiertem RICH-Ring und $n \approx 1$ aufgetragen, wobei zusätzlich die Erwartungswerte mit durchgezogenen Linien gekennzeichnet sind. Spuren mit fehlender Čerenkovwinkelinformation konnten nicht eingetragen werden. Desweiteren sind zwei Schnitte

bei $CL=0,13 \text{ GeV}^2/c^4$ und $CH=0,58 \text{ GeV}^2/c^4$ als gestrichelte Linien eingezeichnet, mit denen sich die gefundenen Zuordnungen grob in die drei Klassen der leichten Teilchen e , μ und π sowie der Kaonen und Protonen einteilen lassen. Durch die Näherung für den Brechungsindex werden in den Verteilungsmaxima Fehler von höchstens der halben Binbreite gemacht. Die gute Übereinstimmung der gemessenen mit der erwarteten Lage der Maxima zeigt die Funktionstüchtigkeit des Spektrometers und des RICHs.

Ein Vergleich der Datennahmeläufe mit guten mit denjenigen mit schlechten Bunchspektren ergibt keinen Unterschied in der Lage der Maxima und im Trennungsvermögen der fünf Teilchensorten im RICH. Die entsprechenden Verteilungen werden daher nicht mehr gezeigt.

Mit Hilfe der in Abbildung 4.11 definierten Schwellen für m^2 lassen sich nun alle leichten Teilchen durch $0 < m^2 \leq CL$, Kaonen durch $CL < m^2 \leq CH$ und Protonen durch $CH < m^2$ definieren. Fehlt die Čerenkovwinkelinformation, kann die betreffende Spur außerdem als Nichtidentifizierung gezählt werden. Nach Konstruktion sind diese so festgelegten vier Klassifizierungen der exklusiven Teilchenidentifikation disjunkt, so dass ihre Summe zu jedem Zeitpunkt für ein Ereignis exakt gleich eins ist.

Im Unterschied zu allen bisher gezeigten zeitabhängigen Verteilungen sollten die Wahrscheinlichkeiten für die Identifizierung einer Spur als Teilchen einer dieser Klassen zeitlich relativ stabil bleiben. Sie sind für leichte Teilchen und Kaonen in Abbildung 4.12 sowie für Protonen und den Fall der Nichtidentifizierung in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Fluktuationen sind meist eher gering und überwiegend ratenabhängig, demnach durch den RISE-Algorithmus bedingt und wieder nur in den beiden Datennahmeläufen 14 595 und 14 596 z. T. groß. Auch hieraus lässt sich daher folgern, dass während der Datennahme der RICH in einem sehr stabilen Zustand war.

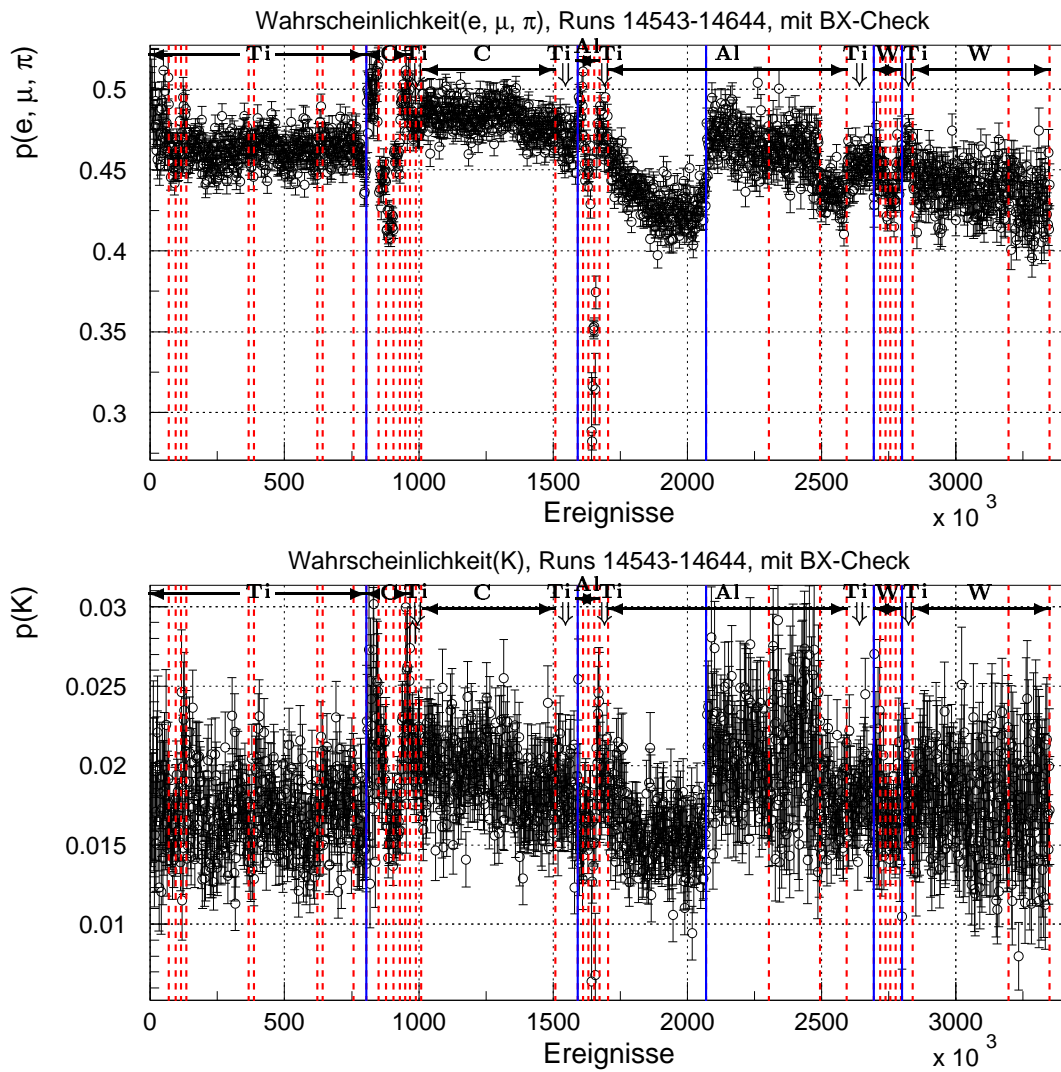


Abbildung 4.12: Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als leichtes Teilchen e , μ oder π (oben) sowie als Kaon (unten) aus RICH-Ringen für selektierte Ereignisse

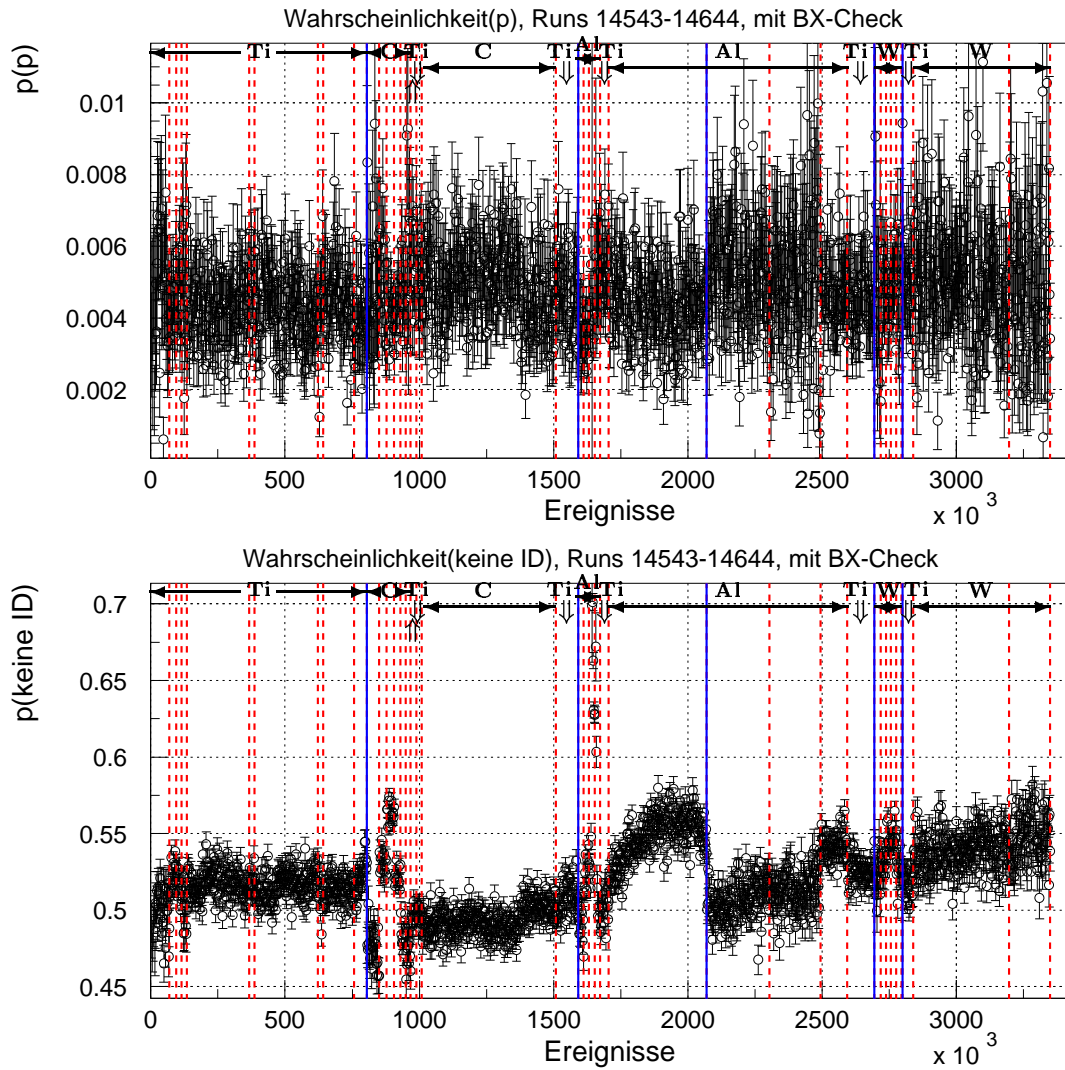


Abbildung 4.13: Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als Proton (oben) sowie für Nichtidentifizierung (unten) aus RICH-Ringen für selektierte Ereignisse

Die Identifizierungswahrscheinlichkeiten in den folgenden vier Abbildungen sind mit einer inklusiven Methode [Per02] gewonnen worden. Sie wendet auf die Ergebnisse des Likelihoodalgorithmus RITER [Pes01] für jede Teilchenhypothese vom Teilchenimpuls abhängige Schnitte an, die an die Čerenkovschwellen des HERA-B RICHs angepasst sind. Ein direkter Vergleich zu den zuvor mit dem RISE-Algorithmus gewonnenen Wahrscheinlichkeiten kann nicht gezogen werden, da nicht immer ein Ring rekonstruiert werden kann, wenn RITER eine Zuordnung macht. Die Ausgaben von RITER werden in der späteren ϕ -Analyse verwendet. Somit geben die folgenden Ergebnisse einen Eindruck von der Stabilität und der Eindeutigkeit der Zuordnungen wieder.

Die Kompatibilität mit mehreren Massenhypothesen kann zu Mehrfachzuordnungen führen, so dass die Summe der Identifizierungswahrscheinlichkeiten zu jedem Zeitpunkt größer als eins werden kann. Lediglich innerhalb der Klasse der leichten Teilchen Elektron, Muon und Pion wird eine Mehrfachzuordnung ausgeschlossen. Auch die Klassifizierung, keine Teilchenidentifizierung vornehmen zu können, ist jeweils disjunkt zu den drei Klassen „leicht“, Kaon oder Proton.

Die ersten beiden Abbildungen 4.14 und 4.15 zeigen die Wahrscheinlichkeiten für die Identifizierung einer Spur als leichtes Teilchen oder Kaon sowie als Proton oder für Nichtidentifizierung nach harten Likelihoodschnitten [Per02].

Die Summe der vier Größen zu jedem Zeitpunkt ist in sehr guter Näherung eins, da die Schärfe der Schnitte eine Mehrfachidentifizierung nahezu ausschließt.

In den letzten beiden Abbildungen 4.16 und 4.17 hingegen, die dieselben Identifizierungswahrscheinlichkeiten nach weichen Likelihoodschnitten [Per02] darstellen, beträgt der Überhang der Summe ungefähr 16 %.

Es fällt auf, dass dieser zu einem Zuwachs um jeweils ungefähr eine Größenordnung bei der Kaon- und Protonwahrscheinlichkeit führt. Vermutlich werden die Mehrfachidentifizierungen aber nicht nur zwischen Kaonen und Protonen, sondern auch zwischen Pionen und Kaonen zustande kommen. Somit ist der Vergleich der Identifizierungswahrscheinlichkeiten nach harten mit denen nach lediglich weichen Likelihoodschnitten ein Indiz dafür, dass harte Likelihoodschnitte für die ϕ -Analyse besser sein werden, um kombinatorischen Untergrund zu reduzieren.

Schließlich ist zu erkennen, dass in allen vier Abbildungen die Wahrscheinlichkeiten im Rahmen der statistischen Fehler stabil bleiben und in diesen Variablen keine Datennahmeläufe besonders auffallen und aussortiert werden müssten.

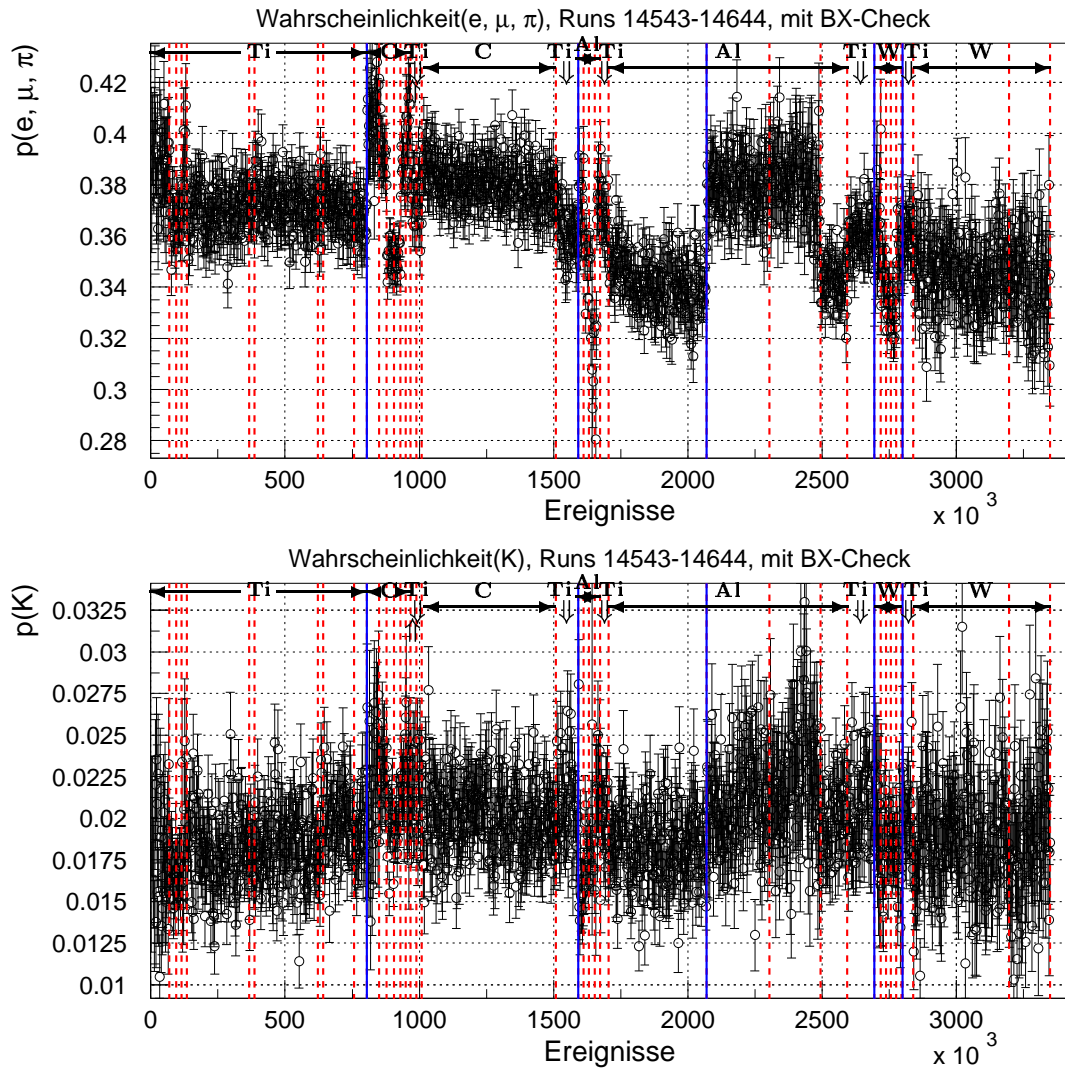


Abbildung 4.14: Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als leichtes Teilchen e , μ oder π (oben) sowie als Kaon (unten) nach harten Likelihoodschnitten für selektierte Ereignisse

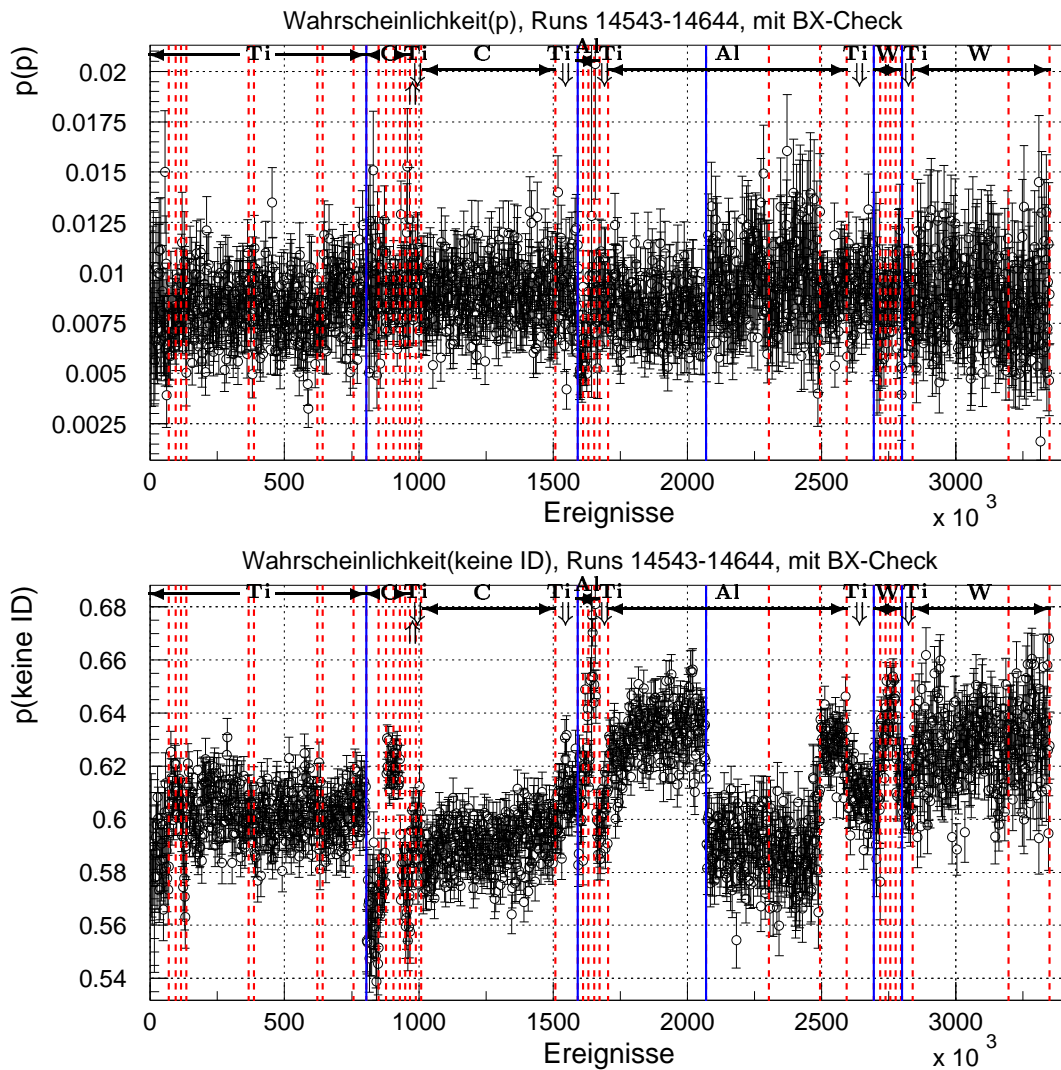


Abbildung 4.15: Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als Proton (oben) sowie für Nichtidentifizierung (unten) nach harten Likelihoodschnitten für selektierte Ereignisse

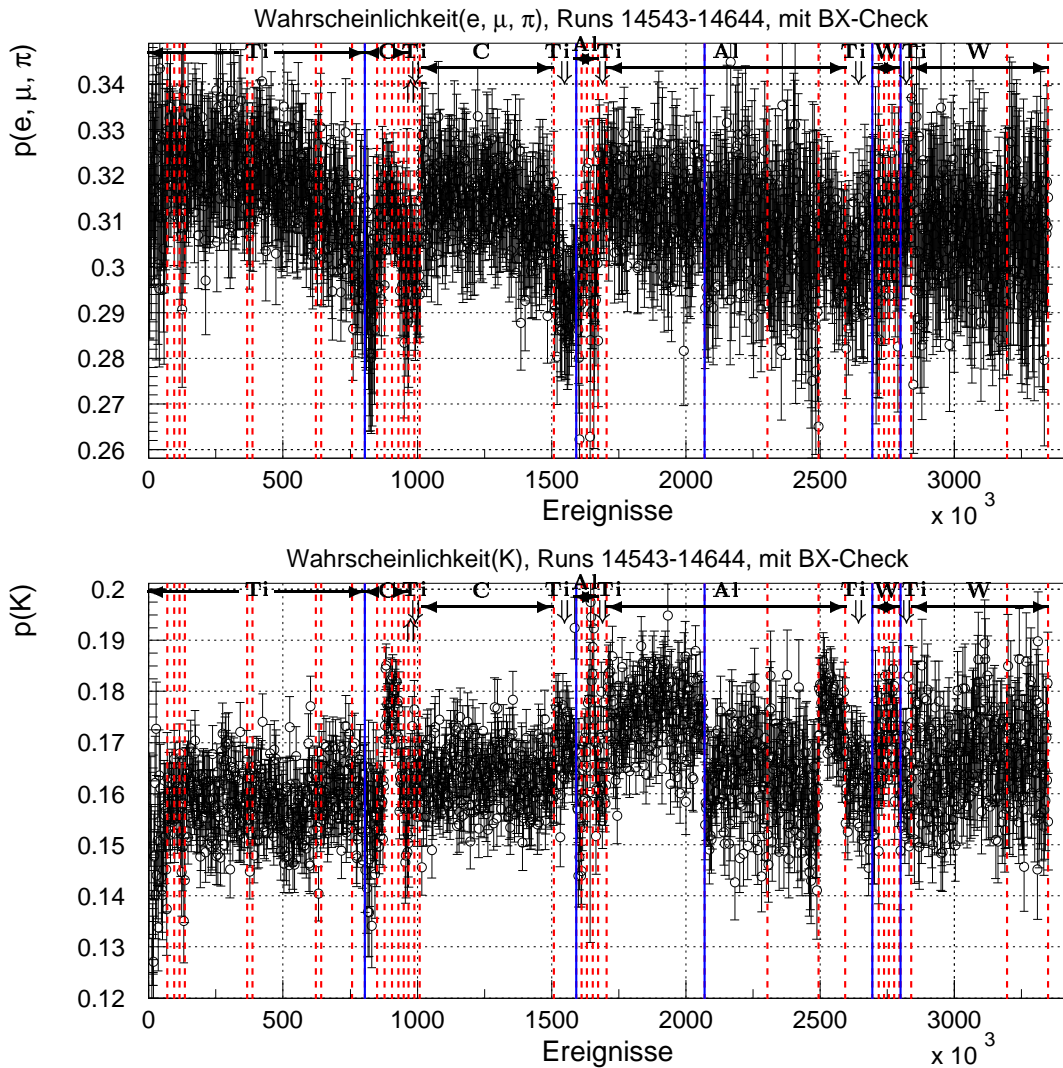


Abbildung 4.16: Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als leichtes Teilchen e, μ oder π (oben) sowie als Kaon (unten) nach weichen Likelihoodschnitten für selektierte Ereignisse

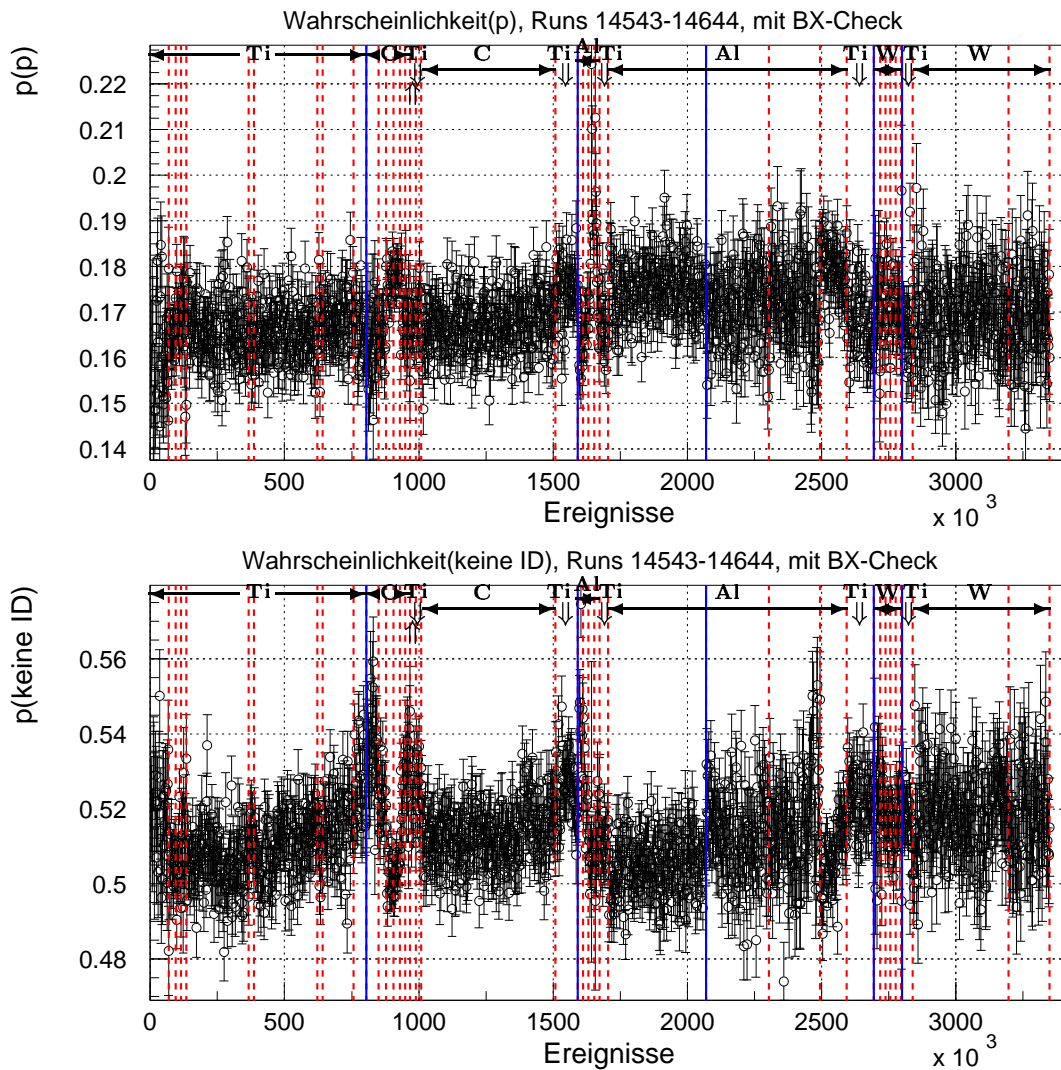


Abbildung 4.17: Die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung einer Spur als Proton (oben) sowie für Nichtidentifizierung (unten) nach weichen Likelihood-schnitten für selektierte Ereignisse

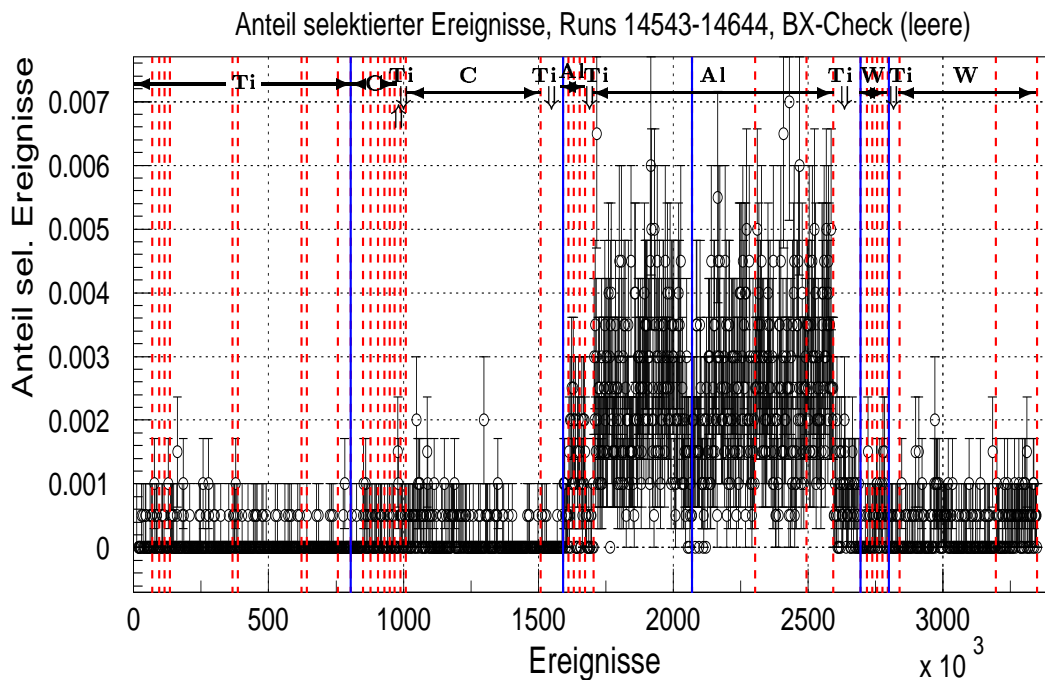


Abbildung 4.18: Der Anteil selektierter Ereignisse pro nominell leeres Ereignis

Um eine solide Aussage treffen zu können, ob die Qualität der späteren ϕ -Analyse von dem Gleichstromanteil, der in den selektierten nominell gefüllten Protonenbunchen enthalten ist, systematisch abhängt, werden im Folgenden einige der zuvor gezeigten Größen nochmals für nominell leere Ereignisse diskutiert. Hierzu wurde lediglich der BX-Check invertiert, so dass nur nominell leere Ereignisse akzeptiert wurden, die zuvor die Ereignis Selektion passieren konnten. Dies ist für denselben Datensatz geschehen, wobei wieder ein Datenpunkt der Mittelwert der Einzelmessungen über je 2000 eingelesene unselektierte Ereignisse in den zeitlichen Darstellungen ist. Bei fehlenden Datenpunkten wurde kein einziges der betreffenden 2000 Ereignisse akzeptiert.

Abbildung 4.18 zeigt den Anteil selektierter Ereignisse pro nominell leeres Ereignis. Wie nach Überprüfung des Driftzeitverhaltens im OTR erwartet wird, bewegt er sich im Unterschied zu Abbildung 4.8 auf einem sehr niedrigen Niveau. Er ist hier gewöhnlich null und entsprechend dem relativen leeren BX-Niveau aus Abbildung 4.5 nur für Aluminiumdatennahmeläufe sichtbar von null verschieden. Für diese Datennahmeläufe ist er ungefähr zwei Größenordnungen geringer als in Abbildung 4.8. Somit trägt der Gleichstromanteil nur für Aluminiumdatennahmeläufe mit bis zu ca. 2% zur Statistik selektierter Ereignisse bei.

In Abbildung 4.19 ist die mittlere Anzahl der Spuren pro selektiertes nominell leeres Ereignis dargestellt. Trotz der, von Aluminium abgesehen, geringeren Zahl der Datenpunkte kann man keine Abhängigkeit von der Targetrate erkennen. Der ablesbare Wert von sieben bis acht Spuren entspricht gemäß Abbildung 4.9 und Tabelle 4.1 in etwa dem Fall genau einer Wechselwirkung pro zur Targetrate

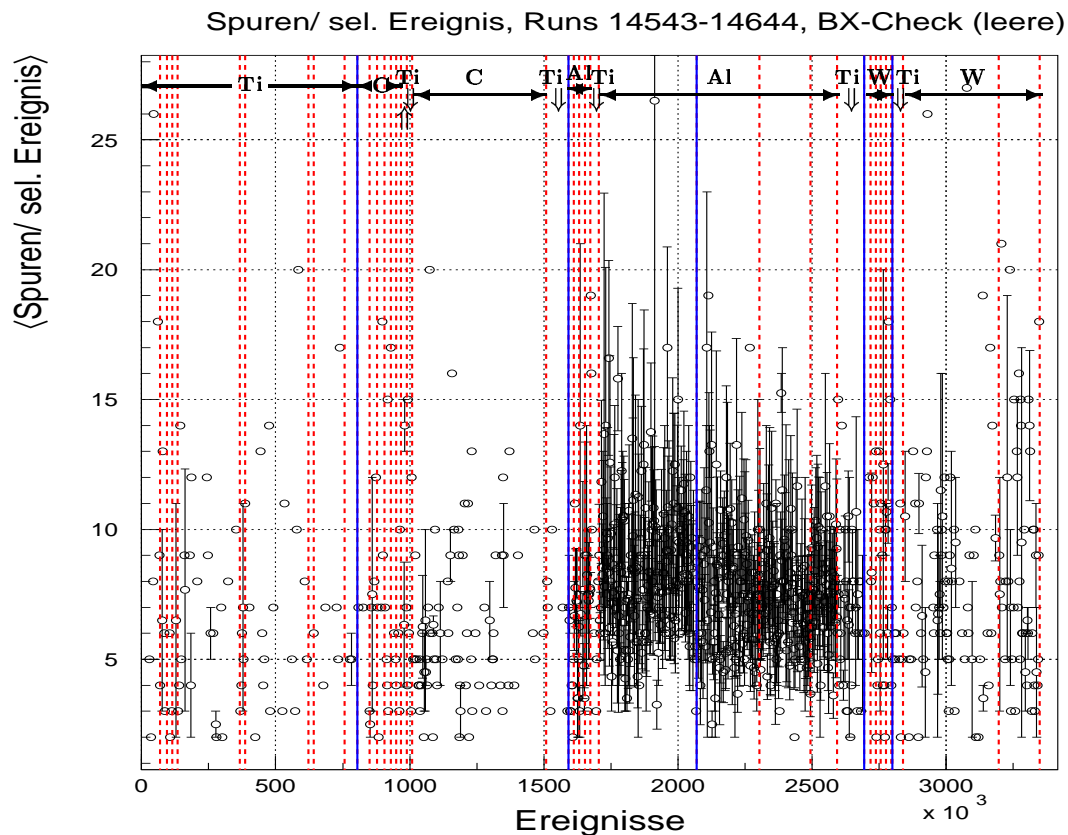


Abbildung 4.19: Die mittlere Anzahl der Spuren pro selektiertes nominell leeres Ereignis

beitragenden Protonenbunch. Für Aluminium ist das erhöhte relative leere BX-Niveau der Grund, weshalb die Dichte der Einträge höher ist. Bei genau einem akzeptierten Ereignis war keine Fehlerberechnung möglich.

In Abbildung 4.20 ist wie in Abbildung 4.11 das Quadrat der invarianten Masse über den gesamten Bereich von den leichten Teilchen bis zum Proton dargestellt. Auch hier stimmen die Teilchenmassen mit den Erwartungswerten gut überein. Außerdem ist wie erwartet die Statistik mehr als zwei Größenordnungen geringer als in Abbildung 4.11. Dabei bleiben die Verhältnisse in der Statistik zwischen den einzelnen Verteilungsmaxima auch in etwa dieselben.

Untersucht wurden ebenso der Anteil nicht zu Spursegmenten assoziierter Treffer f_{na} aller Treffer im jeweiligen Subdetektor und die Wahrscheinlichkeiten für verschiedene Massenhypothesen nach der exklusiven und inklusiven Methode zur Teilchenidentifikation. Auch ihre Werte sind vergleichbar mit den oben diskutierten für selektierte nominell gefüllte Protonenbunche, weshalb sie an dieser Stelle nicht mehr gezeigt werden sollen.

Man kann also zusammenfassen, dass der systematische Fehler durch den Gleichstromanteil in den selektierten nominell gefüllten Ereignissen für die späte-

selektierte Ereignisse, BX-Check (leere), Runs 14543-14644, 3382715 Eingangsereignisse

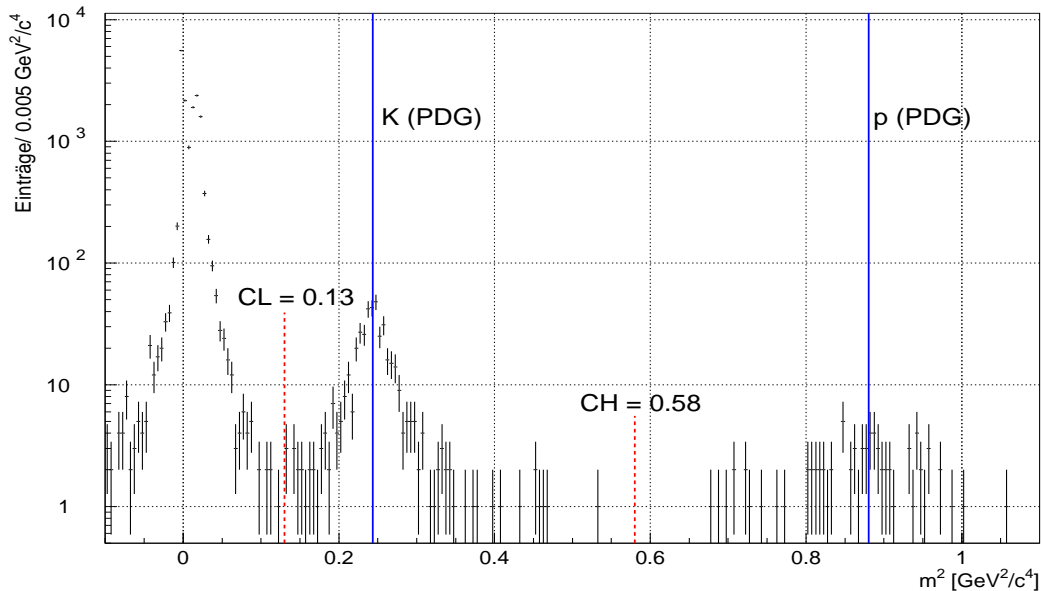


Abbildung 4.20: m^2 für rekonstruierte Spuren mit assoziiertem RICH-Ring für alle selektierten nominell leeren Ereignisse

re ϕ -Analyse vernachlässigbar ist. Dies gilt auch für die Aluminiumdatennahmeläufe, wo ca. 2% der Ereignisse vom Gleichstromanteil stammen, da die physikalischen Charakteristiken der akzeptierten Ereignisse konsistent mit denen aus Bunchbeiträgen sind.

4.3.3 Die Berechnung der Fehler

Im Folgenden wird die Abschätzung und Berechnung der Fehler der zuvor diskutierten Größen für jeweils einen Datenpunkt von 2 000 vorselektierten Ereignissen beschrieben.

Gemäß den Ausführungen zu Beginn des Teilabschnitts 4.3.2 sind die Target- und Untergrundrate Onlinemittelwerte, die periodisch aktualisiert werden. Im Detail wurde dort auch erklärt, weshalb ihre systematischen Unsicherheiten größer als die statistischen Fluktuationen sind. Daher werden die rein statistischen Fehler nur für die ereignisbezogenen Größen berechnet.

Im Falle, dass innerhalb einer vorgegebenen Anzahl N lediglich akzeptierte und verworfene Ereignisse gezählt werden, ergeben sich die Fehler aus der Binomialstatistik. Falls n die Anzahl akzeptierter Ereignisse ist, dann gilt:

$$\sigma(n) = \sqrt{N \cdot p \cdot (1 - p)} \quad \text{mit } p = \frac{n}{N} . \quad (4.7)$$

Für Messgrößen x , deren Mittelwert \bar{x} in Perioden von N Ereignissen mit Einzel-

messungen x_i nach

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (4.8)$$

bestimmt wird, ergibt sich der Fehler für ein gegebenes Zeitintervall zu

$$\sigma(\bar{x}) = \frac{\sigma(x)}{\sqrt{N}}. \quad (4.9)$$

Hierbei wird $\sigma(x)$ aus der empirischen Varianz

$$\begin{aligned} \sigma^2(x) &= \frac{1}{(N-1)} \cdot \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \\ &= \frac{1}{(N-1)} \cdot \left(\sum_{i=1}^N (x_i)^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N x_i \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (4.10)$$

unter Benutzung von $(x_i - \bar{x})^2 = (x_i)^2 - 2x_i\bar{x} + \bar{x}^2$ berechnet.

Die Fehler der in den vorausgegangenen zeitabhängigen Darstellungen verwendeten Größen werden im Folgenden einzeln diskutiert. Dabei ist zu beachten, dass die Bunchhomogenität und das relative leere Bunchniveau schon nach der Ereigniseselektion, jedoch alle anderen hier aufgeführten Parameter erst nach dem Bunchnummerncheck berechnet werden (Teilabschnitt 4.2.2). Somit ist ggf. die gesamte Anzahl der beitragenden Ereignisse verschieden.

Mittlere Anzahl von Primärvertizes pro selektiertes Ereignis: N sei die Anzahl der selektierten Ereignisse und x_i die Anzahl der Primärvertizes in jedem dieser Ereignisse. Die Berechnung des Fehlers erfolgt dann nach Gleichung 4.9.

Mittlere Anzahl von Spuren pro selektiertes Ereignis: N sei die Anzahl der selektierten Ereignisse und x_i die Anzahl der klonfreien Spuren in jedem dieser Ereignisse. Die Berechnung des Fehlers erfolgt auch hier nach Gleichung 4.9.

Bunchhomogenität H : Mit n_i Ereignissen im Bunch Nummer i sowie

$$S_k = \sum_{i=1}^{220} (n_i)^k \quad \text{und} \quad k \in \mathcal{N}$$

lässt sich die Bunchhomogenität gemäß Gleichung 4.5 auf Seite 69 schreiben als

$$H = \frac{(S_1)^2}{S_2}. \quad (4.11)$$

Ihr Fehler berechnet sich nach

$$\sigma(H) = \frac{2 \cdot H}{\sqrt{S_1}} \cdot \sqrt{\frac{S_1 S_3 - (S_2)^2}{(S_2)^2}}.$$

Er ergibt sich aus den Fehlern der einzelnen Buncheinträge n_i durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Für die Rechnung wurde angenommen, dass die einzelnen Bunche unabhängig sind mit Poissonschen Einzelfehlern $\sigma(n_i) = \sqrt{n_i}$. Dies ist eine sehr gute Näherung, da die Gesamtzahl der Ereignisse und die Zahl der Bunche mit 220 groß sind. Streng genommen hat man es mit einer Multinomialverteilung zu tun.

Anteil nicht-assoziierter Treffer: Der Anteil nicht-assoziierter Treffer für jeden Subdetektor ist definiert als

$$f_{\text{na}} = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + \bar{r}},$$

wobei \bar{n} die mittlere Anzahl von Treffern je Ereignis ist, die nicht mit Spuren assoziiert werden können, und \bar{r} die mittlere Anzahl derjenigen Treffer je Ereignis ist, die auf Spuren liegen.

Direkt in der ARTE-Tabelle EVHI [Art02b] verfügbar sind pro Ereignis für jeden Subdetektor jedoch nur sämtliche Treffer t_i sowie diejenigen r_i , die für die Rekonstruktion aller Spursegmente einschließlich der Klon- und Geisterspuren benutzt wurden. Die nicht-assozierten Treffer erhält man dann gemäß $n_i = t_i - r_i$, wobei r_i und n_i zwei unkorrelierte Größen sind. Für N selektierte Ereignisse und mit den Definitionen

$$S_n = \sum_{i=1}^N n_i, \quad S_{nn} = \sum_{i=1}^N (n_i)^2, \quad S_r = \sum_{i=1}^N r_i, \quad \text{und} \quad S_{rr} = \sum_{i=1}^N (r_i)^2$$

lässt sich der Anteil nicht-assoziierter Treffer für jeden Subdetektor nach Kürzen mit N umschreiben zu

$$f_{\text{na}} = \frac{S_n}{S_n + S_r}. \quad (4.12)$$

Die Fehlerabschätzung für die einzelnen Mittelwerte erfolgt wieder nach Gleichung 4.10. Nach Anwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ergibt sich mit den obigen Definitionen schließlich:

$$\sigma(f_{\text{na}}) = \sqrt{\frac{(S_r)^2 \cdot (S_{nn} - (S_n)^2/N) + (S_n)^2 \cdot (S_{rr} - (S_r)^2/N)}{(N-1) \cdot (S_n + S_r)^4}}.$$

Anteil selektierter Ereignisse: Wenn n die Anzahl selektierter Ereignisse und $N = 2\,000$ alle Ereignisse sind, dann ist der Fehler des Verhältnisses $f = n/N$ nach Gleichung 4.7 gerade

$$\sigma(f) = \frac{\sigma(n)}{N}.$$

alle Wahrscheinlichkeiten für Teilchen-/Nichtidentifizierung:

Betrachtet werden die Wahrscheinlichkeiten, dass ein Teilchen mit Hilfe der RICH-Informationen als „leicht“ (e, μ oder π), Kaon, Proton oder nicht identifiziert wird. Dann sind n die Anzahl der jeweiligen Identifizierung und N die aller selektierten Spuren. Für die Berechnung der Identifizierungswahrscheinlichkeit als leichtes Teilchen und ihres Fehlers sind im Falle der inklusiven Methode Mehrfachidentifizierungen berücksichtigt worden. Der Fehler des Verhältnisses $f = n/N$ ist nach Gleichung 4.7 wieder

$$\sigma(f) = \frac{\sigma(n)}{N} .$$

relatives leeres Bunchniveau: Das relative leere Bunchniveau setzt die mittleren Beiträge der nominell unbesetzten in Relation zu denjenigen der nominell gefüllten Protonenbunche. Gemäß Gleichung 4.6 auf Seite 69 ist es definiert als

$$f_{\text{BXe}} = \frac{180}{40} \cdot \frac{n_{40}}{n_{180}} , \quad (4.13)$$

mit der Anzahl n_{40} von Ereignissen in den nominell leeren und n_{180} in den nominell gefüllten Bunchen. Unter Verwendung von Gleichung 4.7 für n_{180} oder n_{40} und Benutzung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung folgt für den Fehler:

$$\sigma(f_{\text{BXe}}) = \frac{180}{40} \cdot \sqrt{\frac{(n_{40} + n_{180}) \cdot n_{40}}{(n_{180})^3}} .$$

4.3.4 Der Datensatz für die ϕ -Analyse

Nach sorgfältiger Analyse der Datenqualität zeigt sich, dass es keine eklatanten Ausreißer in den vorhandenen Runs gibt. Zur Maximierung der Statistik in der vorliegenden Analyse wird daher die Entscheidung getroffen, alle in Abschnitt 4.1 genannten vorselektierten 39 Datennahmeläufe für die ϕ -Analyse komplett zu übernehmen. Wie sich die 3 382 715 Ereignisse auf die vier Materialien verteilen, zeigt Tabelle 4.2.

Für eine statistisch nicht limitierte Messung, bei der die Minimierung systematischer Fehler eine hohe Priorität hat, würde man gemäß der in Abschnitt 4.3.2 ermittelten Datenqualität nicht sämtliche Datennahmeläufe verwenden, sondern müsste all diejenigen mit schlechten Bunchspektren, 14 603–14 607 sowie 14 644, und all diejenigen mit hohem Anteil nicht-assoziierter Treffer im VDS, 14 595 und 14 596, ausselektieren. Für den Datensatz mit dem Aluminiumdraht verblieben dann aber nur noch ungefähr 4,3 % und für den mit dem Wolframdraht 75,1 % der vorselektierten Ereignisse.

3 382 715 Ereignisse für die ϕ -Analyse				
Material	Aluminium	Kohlenstoff	Titan	Wolfram
Ereignisse	979 937	673 107	1 108 297	621 374

Tabelle 4.2: Die Verteilung der Ereignisse, auf denen die ϕ -Analyse vollzogen wird, auf die vier Targetmaterialien. In dem Datensatz für Titan sind 295 836 Ereignisse aus sechs Referenzdatennahmeläufen enthalten, ein Anteil von 26,7 % der benutzten Ereignisse für diesen Targetdraht.

Kapitel 5

Die Extraktion des ϕ -Signals

Nachdem der benutzte Datensatz für die ϕ -Analyse definiert und die Aufbereitung der Daten erläutert wurden, wird in diesem Kapitel beschrieben, wie man die ϕ -Mesonen selektiert, um ihren Produktionsquerschnitt zu bestimmen. Zunächst folgt die Beschreibung der Generierung simulierter Daten und deren Aufbereitung in Detektorsignale, bevor die für beide Arten von Daten identische Selektion von ϕ -Mesonen erläutert wird.

Aus den echten und simulierten Daten ermittelt man die totalen Detektoreffizienzen, mit denen die aus den echten Daten gewonnenen Anzahlen der ϕ -Mesonen korrigiert werden müssen. Wenn $N_{\phi \rightarrow K^+K^-}$ die gemessene Anzahl von ϕ -Mesonen im Zerfallskanal $\phi \rightarrow K^+K^-$ in der jeweiligen Analyse und ε_{tot} die zugehörige totale Detektoreffizienz sind, dann folgt mit der Luminosität \mathcal{L} des benutzten Datensatzes und dem Verzweigungsverhältnis $\text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-)$ des betrachteten Kanals für den totalen ϕ -Produktionsquerschnitt

$$\sigma_{\phi} = \frac{N_{\phi \rightarrow K^+K^-}}{\varepsilon_{\text{tot}} \cdot \mathcal{L} \cdot \text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-)} \quad . \quad (5.1)$$

Dabei gibt ε_{tot} den Anteil derjenigen ϕ -Mesonen des gesamten Phasenraums an, der einschließlich aller Effizienzen, der begrenzten Detektorakzeptanz, der gewählten ϕ -Selektionsschnitte und der Definition des Signalbereichs noch rekonstruiert wird.

5.1 Die Generierung und Detektorsimulation

Der Monte-Carlo-Simulator bei HERA-B benutzt Standardwerkzeuge der Teilchenphysik. Um die verschiedensten physikalischen Prozesse einzubeziehen, wird eine Kombination von Routinen mehrerer Simulatoren verwendet. Mit FRITIOF [Pi92] lassen sich weiche Prozesse im Kern des Targetmaterials simulieren, wie z. B. Energieverlust oder Vielfachstreuung. Harte Streuprozesse mit der Produktion schwerer Quarks und anschließender Hadronisierung werden mit einem wei-

teren Programm, PYTHIA, realisiert, das auf die Kollision von Nukleonen beschränkt ist [Iva99].

In der vorliegenden Analyse wurden gewöhnliche inelastische Proton-Kern-Kollisionen simuliert und dabei keine Prozesse bevorzugt generiert, so dass der dominante Anteil weicher Art ist. Die Generierung dieser Prozesse wird gewöhnlich mit FRITIOF realisiert. PYTHIA wird dann ggf. intern von FRITIOF zur Simulation harter Streuprozesse aufgerufen. Dabei werden harte Partonstreuung, Fragmentationsprozesse und Gluonemissionen berücksichtigt. Auf diese Weise handhabt der Monte-Carlo-Simulator weiche und harte Prozesse simultan.

Zur Simulierung wurden äußere Parameter wie z. B. das Targetmaterial, die Protonenstrahlenergie und die zu generierende Statistik von Ereignissen mit einem Interface für Anwender festgelegt [Loh99]. Um die Teilchen später in einem zweiten Schritt korrekt durch den HERA-B Detektor zu transportieren, wurden weitere Eingabeparameter zur Targetdrahtposition und zur Benutzung des Magnetfeldes berücksichtigt.

Noch vor Aufruf einer Detektorsimulation werden Informationen der ϕ -Mesonen extrahiert, um später die Möglichkeit zu haben, die Physik dieser Teilchen im kompletten Phasenraum mit der im HERA-B Experiment vergleichen zu können. Dazu wird jedes Ereignis einem Algorithmus unterzogen, der es konkret nach ϕ -Mesonen absucht, die in zwei geladene Kaonen zerfallen. Nur für die ϕ -Mesonen und ihre beiden Zerfallskaonen jedes Ereignisses werden verschiedene kinematische Größen in eine Ntuple-Datei geschrieben.

Zu diesem Zeitpunkt spricht man von „Monte Carlo truth“, da die generierte Physik noch nicht dem Einfluss des Detektors unterzogen worden ist.

Eine weitere Verarbeitung der Daten geschieht nur für die Ereignisse, die mindestens ein in zwei geladene Kaonen zerfallendes ϕ -Meson enthalten. Sie erfolgt mit der Detektorsimulation, die durch eine an den HERA-B Detektor angepasste Version des Pakets GEANT bewerkstelligt wird ([GEA93] und [Now94]). Es enthält genaue Informationen über die Verteilung, Art und das Volumen des Materials im Detektor und transportiert die Teilchen unter Berücksichtigung ihrer Wechselwirkungseigenschaften mit Materie und des Magnetfeldes durch den gesamten Detektor. An Wechselwirkungspunkten hinterlassen die Teilchen so genannte „Monte Carlo impact points“. Diese und auch obige Informationen wie Spuren und Vertizes werden in entsprechenden ARTE-Tabellen mit den Bezeichnungen MIMP, MTRA und MVER abgelegt.

Diese Ereignisse werden dann für die nachfolgende Monte-Carlo-Rekonstruktion in eine DST-Ausgabedatei geschrieben. Desweiteren wird für jeden Generierungsprozess eine Datei ausgegeben, die die Geometrie des HERA-B Detektors einschließlich der Akzeptanzen für den simulierten Targetdraht enthält. Am Ende eines Generierungsprozesses wird außerdem die Anzahl aller erzeugten ϕ -Mesonen des gesamten Phasenraums, die in zwei geladene Kaonen zerfallen sind, in eine weitere Datei gespeichert.

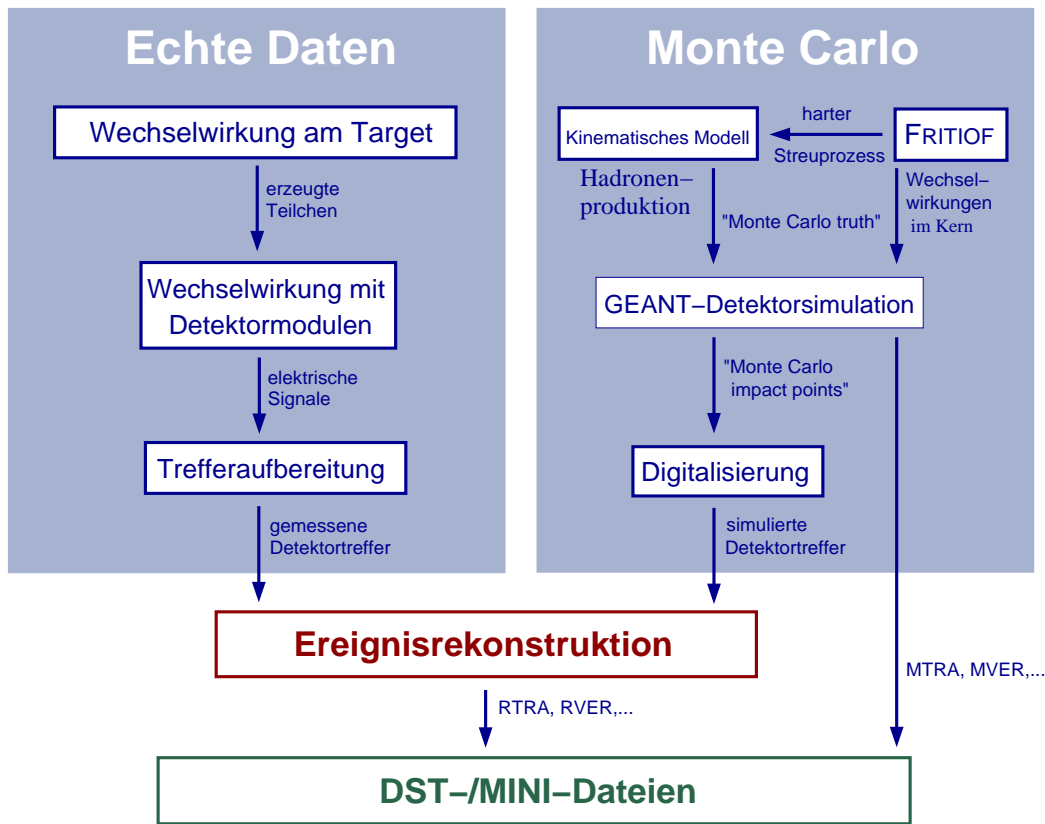


Abbildung 5.1: Die Gegenüberstellung der Datenaufbereitung für echte und simulierte Daten (basierend auf [Aga01])

5.2 Die Monte-Carlo-Rekonstruktion

Zur Simulation der Detektorsignale und zu ihrer Rekonstruktion dienen im zweiten Schritt die DST- und die Geometriedatei als Eingabe. Dazu müssen die Durchgänge der Teilchenspuren in passend simulierte Detektorsignale umgewandelt werden. Dabei werden die MIMPs gemäß Effizienzen, die möglichst gut denen während der Datennahme entsprechen, in echte Treffer umgewandelt. Das begrenzte räumliche Auflösungsvermögen eines Subdetektors wird mit einer (Gaußschen) Verschmierung der jeweiligen Trefferposition berücksichtigt. Nach der Digitalisierung der Signale stehen dieselben ARTE-Tabellen zur Verfügung wie nach der Aufbereitung von Treffern aus echten Daten, und die Ereignisrekonstruktion erfolgt exakt nach den Ausführungen in Abschnitt 4.2. In Abbildung 5.1 sind zum Vergleich die Datenaufbereitungen für echte und simulierte Daten nochmals gegenübergestellt.

Da die gefüllten Datenstrukturen nach der Ereignisrekonstruktion für echte und simulierte Daten dieselben sind, kann in beiden Fällen derselbe Analysealgorithmus zur Extraktion der ϕ -Mesonen benutzt werden, der im folgenden Abschnitt erläutert wird.

5.3 Der ϕ -Selektionsalgorithmus

Jedes Ereignis wird gemäß Teilabschnitt 4.2.2 zunächst der Klonentfernung und der Ereignisselektion unterzogen. Im Falle echter Daten wird außerdem der Bunchnummerncheck durchgeführt.

Jetzt folgt der eigentliche ϕ -Selektionsalgorithmus. Je Ereignis werden alle möglichen Kombinationen von Spuren zu Paaren dahingehend überprüft, ob sie einem gemeinsamen Zerfallsvertex eines ϕ -Mesons entstammen könnten. Dazu wird mit dem bereits beschriebenen Programm GROVER unter der Annahme, beide Spuren seien Kaonen, eine Vertexsuche durchgeführt und die zugehörige invariante Masse des Spurpaares mit Hilfe der Impulsinformation aus dem Spurkammersystem sowie ihre geringste räumliche Distanz zueinander berechnet. Nur Spurpaare mit einer invarianten Masse von höchstens $1,1 \text{ GeV}/c^2$ sowie einer Distanz von höchstens 1 mm werden akzeptiert. Für sie und die zugehörigen ϕ -Mesonkandidaten werden mehrere kinematische Größen berechnet und zusammen mit Informationen des RICH zu Massenhypothesen in eine von zwei Ntuple-Dateien geschrieben. Hierbei wird getrennt zwischen Spurkombinationen gleicher Ladung (Untergrund-Ntuple) und entgegengesetzter Ladung (Signal-Ntuple).

Die ϕ -Analyse wird auf den Signal-Ntuplen durchgeführt, wobei im Folgenden Schnitte auf weitere kinematische Größen zu definieren sind.

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass sämtlichen zuvor genannten Analyseschritten für echte und simulierte Daten dieselbe ARTE-Version und derselbe Satz von Kalibrationskonstanten zugrunde liegen, die schon für die zeitabhängigen Parameterdarstellungen gemäß Teilabschnitt 4.2.3 auf Seite 65 benutzt wurden. Ebenso sind auch für die ϕ -Analyse sowohl für die Detektorsimulation und Digitalisierung der simulierten Daten als auch für ihre Aufbereitung und diejenige echter Daten die Informationen des ITR uneingeschränkt verwendet worden.

5.4 Die Extraktion der ϕ -Mesonen

Der Zerfall eines ϕ -Mesons erfolgt in fast der Hälfte aller Fälle in den zu Anfang dieses Kapitels genannten Kanal von zwei geladenen Kaonen. Das gute Funktionieren des RICH von HERA-B im April 2000 bietet daher die Möglichkeit, den ϕ -Produktionsquerschnitt über genau diesen Zerfallskanal zu gewinnen und entsprechende Schnitte auf den bereits stark komprimierten Signal-Ntuplen zu definieren. Gemäß der Forderung, dass beide Spuren aus einem Vertex stammen sollen und seine invariante Masse zuverlässig bestimmt werden kann, müssen die Spuren, ihr Impuls und ihre Teilchenhypothese sowie der Vertex mit guter Qualität bestimmt werden. Hierzu bieten sich Schnitte auf die Anzahl der Treffer im Spurkammersystem, auf den Impuls, die Kaonlikelihoodhypothese im RICH sowie die Distanz beider Spuren im Vertex an.

Zur Definition sämtlicher im Folgenden diskutierter Schnitte dient der in Teilabschnitt 4.3.4 auf Seite 90f. festgelegte Datensatz, wobei die Informationen aller vier Targetmaterialien zusammengelegt werden. Bewusst werden die echten Daten herangezogen, da die Monte-Carlo-Simulation die Physik nicht immer richtig beschreibt, wie sich später noch zeigen wird.

5.4.1 Der Schnitt auf die Spurkammertreffer

Die Grundlage für die ϕ -Analyse ist eine zuverlässige Spurrekonstruktion, die die Voraussetzung für eine sichere Verknüpfung von Spurkammer- mit VDS-Spursegmenten und somit für eine zuverlässige Impulsbestimmung, Vertexrekonstruktion und Extrapolation der Spuren zum RICH ist. Ein hoher Beitrag nicht-assoziierter Treffer je Spur, vorwiegend durch Rauschen verursacht, sollte folglich vermieden werden. Daher wird zunächst der Schnitt auf die Treffer im Spurkammersystem je Spur definiert, während dies für das VDS aufgrund der hohen Güte der Treffersuche MARVIN (Teilabschnitt 2.3.1.1) nicht nötig ist. An dieser Stelle sei nochmals auf Abbildung 4.10 auf Seite 75 verwiesen.

Abbildung 5.2 zeigt die Anzahl der Treffer je Spur für das Spurkammersystem getrennt für die negativ und die positiv geladene Spur jedes Spurpaares. Bedingt durch den kombinatorischen Ansatz des Selektionsalgorithmus gemäß Abschnitt 5.3 kann dieselbe Spur mehr als einmal berücksichtigt werden. Außer dem Schnitt auf die Spurladung wurden keine weiteren Bedingungen verlangt. Beide Verteilungen sind sich wie erwartet sehr ähnlich und weisen einen Bereich von Rauschtreffern bei niedrigen Trefferanzahlen auf. Wie schon in Abbildung 4.1 auf Seite 61 liegt ein lokales Minimum bei 12 Treffern je Spur. Dementsprechend werden von nun an nur noch Spurpaare mit mehr als 12 Treffern je Spur im Spurkammersystem akzeptiert.

5.4.2 Der Schnitt auf die Spurimpulse

Der nächste Parameter, mit dem der Untergrund reduziert werden kann, ist der Impuls beider Spuren eines Paares. Der Schnitt auf den Impuls wird an die Čerenkovschwelle des HERA-B RICH für Kaonen angepasst, die bei ungefähr 9,6 GeV/c liegt. Die Schwankungen dieses Wertes während der Datennahme sind gering und von Änderungen des Brechungsindex durch Variationen des atmosphärischen Luftdrucks dominiert¹ [Duj00]. Um eine zuverlässige Identifizierung der Kaonen zu garantieren und einen glatten Wert für den Schnitt zu wählen, werden nur Paare von Spuren mit Impulsen von jeweils $p > 10$ GeV/c akzeptiert.

Da das Identifizierungsvermögen des RICH für verschiedene Massenhypothesen stark vom Spurimpuls abhängt, soll auch das Zusammenspiel von Impuls und für die ϕ -Analyse relevanter Likelihoodypothesen betrachtet werden.

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilungen des Pion- und Protonlikelihoods für einen

¹Je nach Wetterlage schwankt $\theta_{\beta=1} \approx 52$ mrad um bis zu ca. ± 1 mrad.

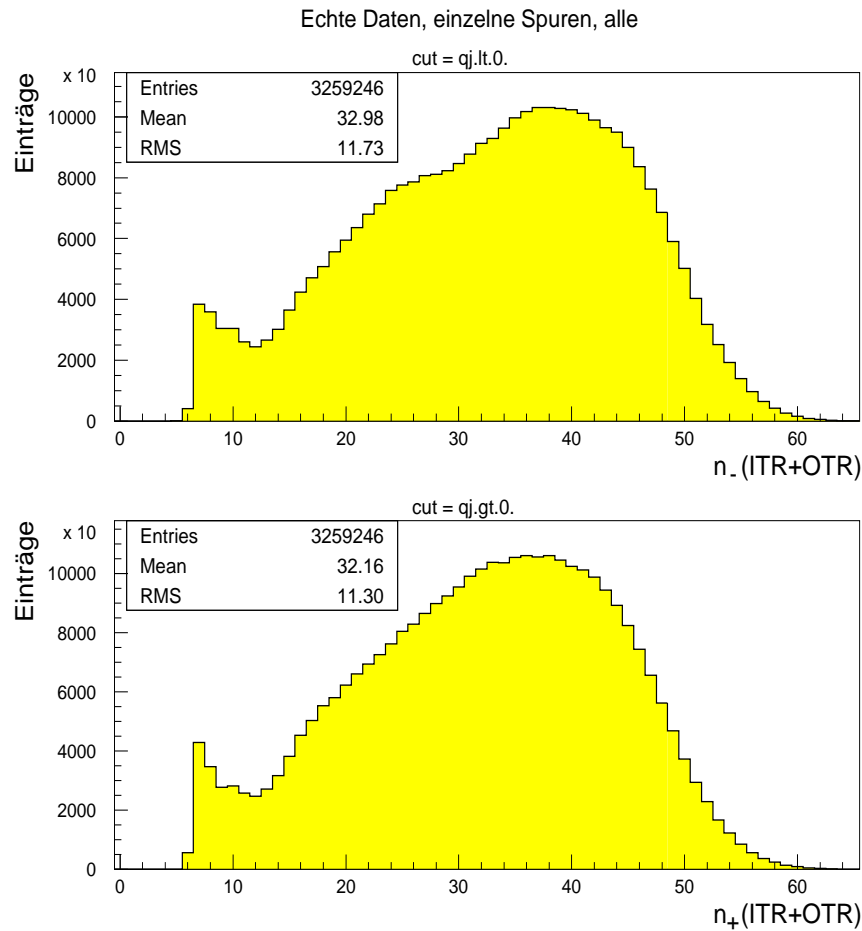


Abbildung 5.2: Die Anzahl der Treffer je Spur im Spurkammersystem für die negativ (oben) und die positiv (unten) geladene Spur jedes Spurpaares aller Materialien

weisen Kaonlikelihoodschnitt von $L_K > 0,05$ und einen harten von $L_K > 0,6$ für die negativ geladenen Spuren. Sämtliche Likelihooddaten wurden dem Algorithmus RITER entnommen (Teilabschnitt 4.2.1, „Die Spurfindung“), was auch im Folgenden so sein soll. Da die Summe der Likelihoods für alle Hypothesen auf eins normiert ist, kann im Falle mindestens weicher Kaonidentifizierung dieselbe Spur auch als klares Pion oder Proton zugeordnet werden. Noch sind Spuren mit Impulsen bis hinunter zur Akzeptanzgrenze mit Magnetfeld von ca. 1 GeV/c vertreten. Erst mit der Forderung nach einer harten Kaonidentifizierung in der dritten Zeile werden Fehlidentifizierungen als Pion oder Kaon stark unterdrückt und nur noch Spuren mit Impulsen oberhalb der Čerenkovschwelle für Kaonen akzeptiert. Der Ausschnitt der Impulsverteilung für den harten Kaonlikelihoodschnitt unten rechts gibt deutlich die Čerenkovschwelle von ca. 9,6 GeV/c wieder.

Abbildung 5.4 zeigt die gleichen Verteilungen wie zuvor für die positiv geladenen Spuren. Man sieht wie erwartet ein analoges Verhalten zu dem der negativ

Echte Daten, negativ geladene Spuren, alle

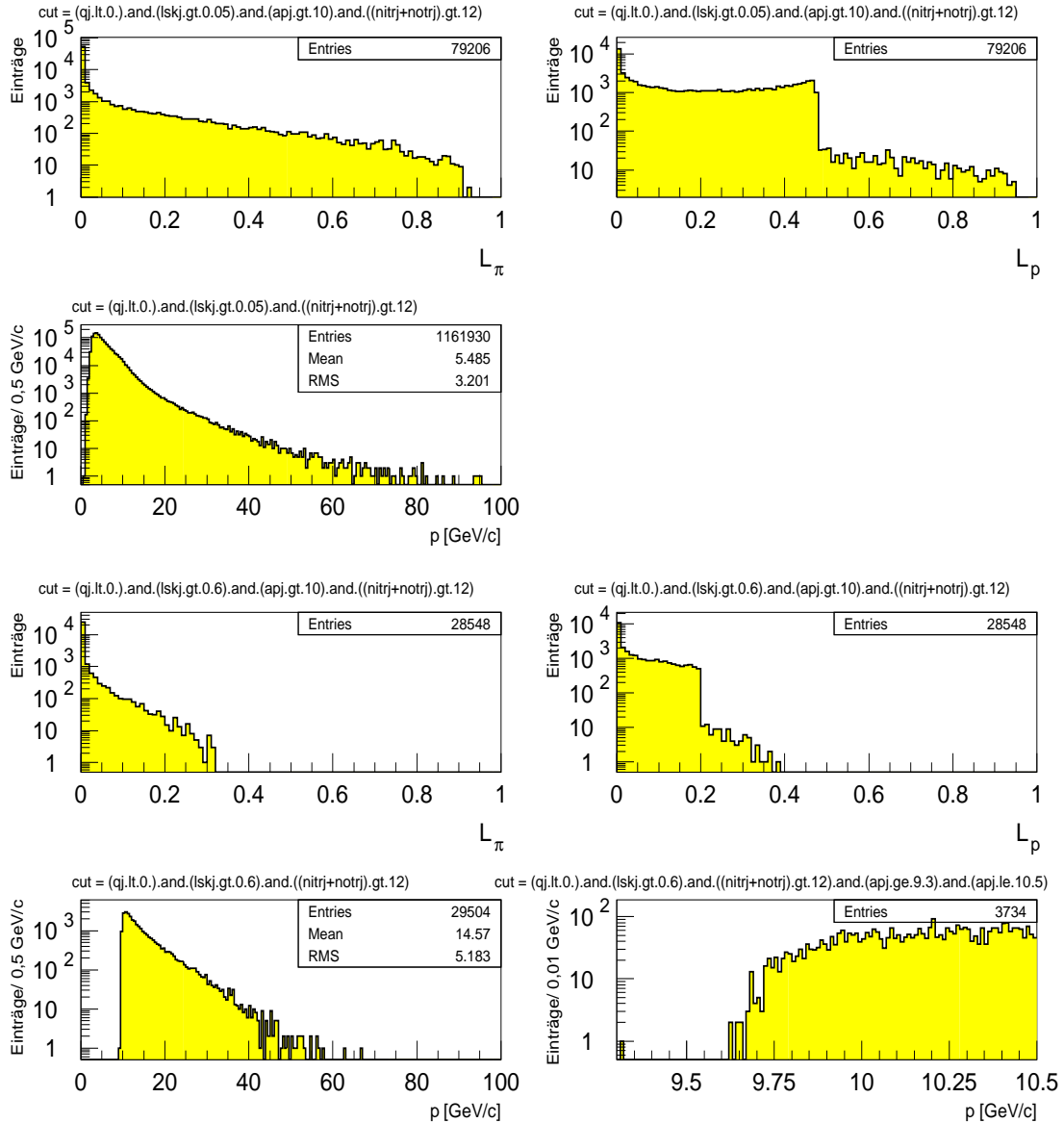


Abbildung 5.3: Die Verteilungen der Pion- und Protonlikelihoods für einen weichen Kaonlikelihoodschnitt von mindestens 0,05 (oben links und rechts) mit zugehöriger Spurimpulsverteilung (zweite Zeile) sowie die Pion- und Protonlikelihoodverteilungen (dritte Zeile) für einen harten Kaonlikelihoodschnitt von mindestens 0,6 mit zugehöriger Spurimpulsverteilung und zusätzlichem Ausschnitt um die Čerenkovschwelle für Kaonen (unten). Sämtliche Verteilungen gelten für negativ geladene Spuren aller Materialien mit dem Schnitt auf die Spurrkammertreffer von 12. Im Falle der Likelihoodverteilungen wurde zusätzlich auf den Spurimpuls bei 10 GeV/c geschnitten.

Echte Daten, positiv geladene Spuren, alle

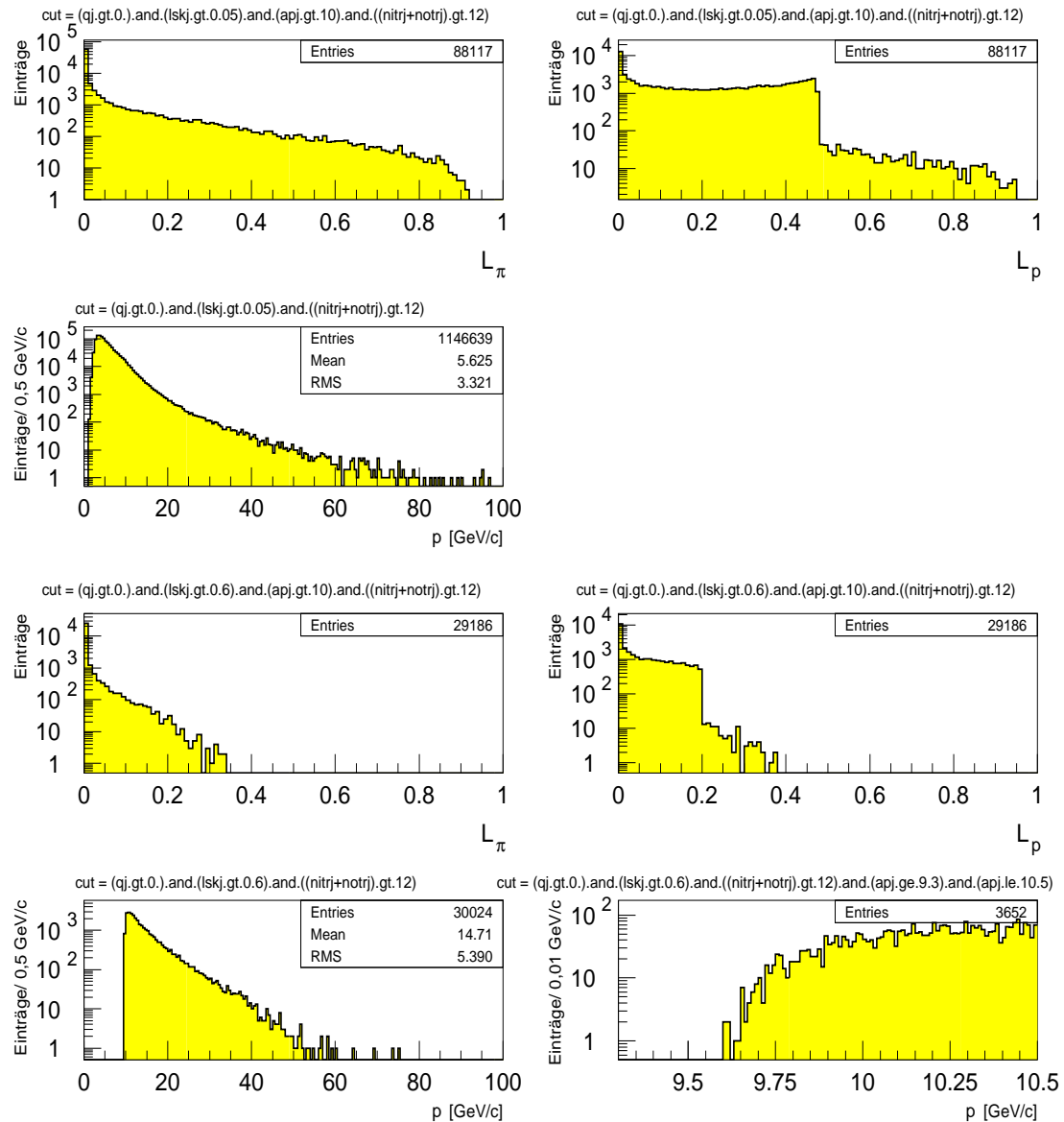


Abbildung 5.4: Die Verteilungen des Pion- und Protonlikelihoods mit zugehöriger Spurimpulsverteilung für verschiedene Kaonlikelihoodschnitte und positiv geladene Spuren wie in Abbildung 5.3

geladenen Spuren.

5.4.3 Der Schnitt auf den Kaonlikelihood

Zuvor wurde schon angedeutet, dass ein harter Kaonlikelihoodschnitt insbesondere kombinatorischen Untergrund von Pionen und Protonen reduzieren kann. Dies soll jetzt genauer untersucht werden.

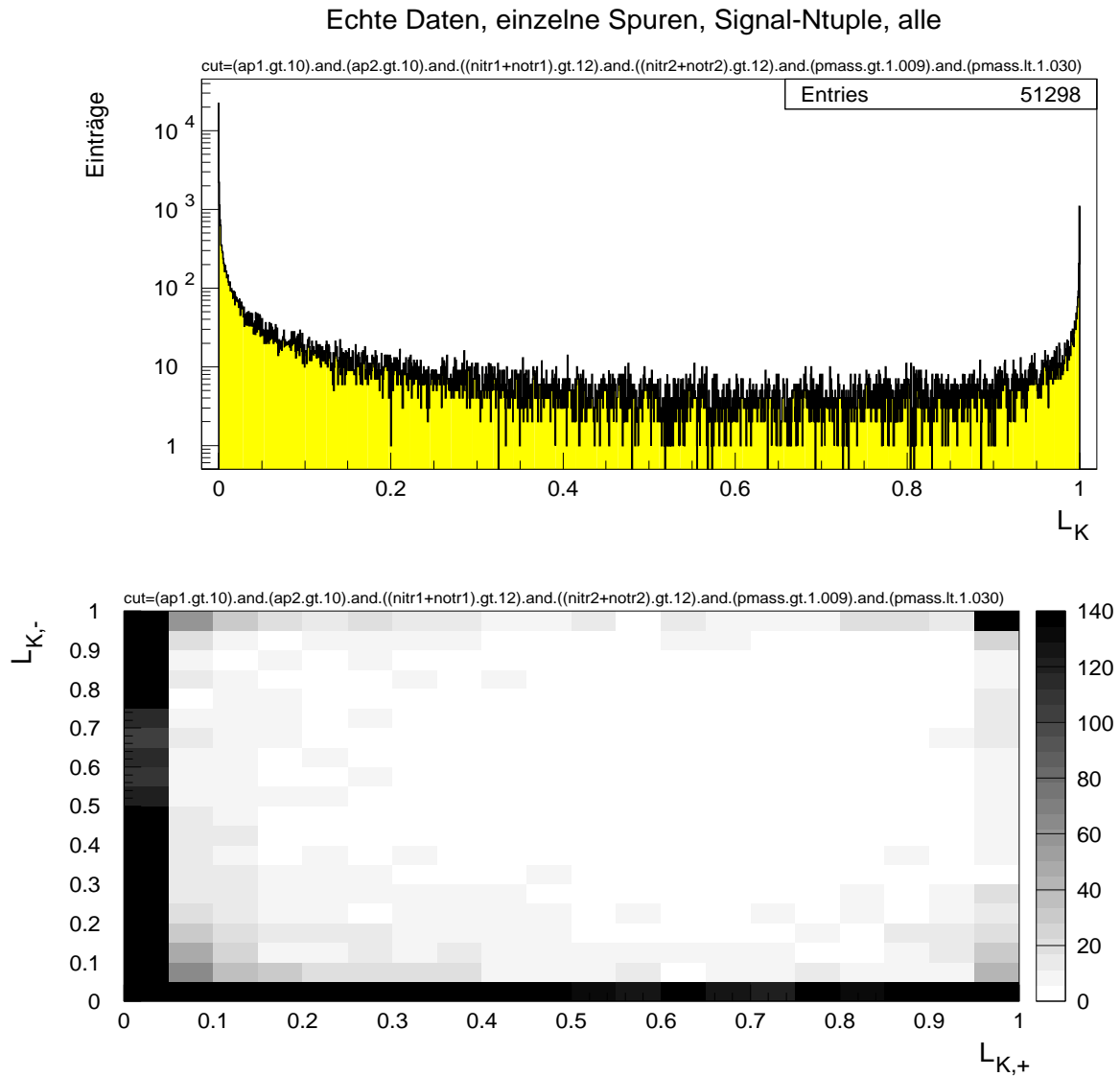


Abbildung 5.5: Die Verteilung der Kaonlikelihoodwerte für das Signal-Ntuple im Massenfenster $]1,009; 1,030[\text{ GeV}/c^2$:
 oben: Verteilung für sämtliche Spuren der Spurpaare
 unten: Kaonlikelihoodwerte der negativ geladenen aufgetragen gegen die der positiv geladenen Spuren

In Abbildung 5.5 ist für das Signal-Ntuple die Kaonlikelihoodverteilung für sämtliche Spuren oben in eindimensionaler und unten in zweidimensionaler Darstellung getrennt nach der Spurladung im Massenfenster um die ϕ -Masse zu sehen, wobei die zuvor definierten Schnitte auf die Spurrkammertreffer und die Spurimpulse benutzt wurden. Die eindimensionale Verteilung zeigt, dass Anhäufungen der Einträge bei sehr kleinen Werten, die Untergrund zuzuordnen sind, und bei

Werten nahe eins auftreten, die sichere Kaonidentifizierungen sind. Genauerer Aufschluss gibt jedoch erst die zweidimensionale Darstellung der Kaonlikelihoods beider Spuren je Paar. Sie zeigt eine signifikante Anhäufung der Einträge, wenn beide Spuren als klare Kaonen mit Werten nahe bei eins identifiziert werden. Beiträge kommen auch von Kombinationen, bei denen nur eine der beiden Spuren einen solchen Eintrag liefert.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 5.6 die gleichen Kaonlikelihoodverteilungen für das Untergrund-Ntuple, wobei wegen der gleichen Ladung beider Spuren je Paar jetzt zwischen der ersten und zweiten Spur unterschieden worden ist. In der eindimensionalen Verteilung erkennt man keinen signifikanten Unterschied zur vorhergehenden Abbildung. Die zweidimensionale Verteilung jedoch zeigt deutlich weniger Einträge für den Fall, dass beide Spuren nahezu eindeutig als Kaonen identifiziert werden, als zuvor. Bewusst wurde für die Graustufen dieselbe Skalierung gewählt, um dies zu zeigen. Da es sich hierbei lediglich um Spurkombinationen gleicher Ladung handelt, gibt Abbildung 5.6 den Untergrund nicht repräsentativ wieder.

Die gerade diskutierten Kaonlikelihoodverteilungen haben gezeigt, dass ein harter Schnitt auf den Kaonlikelihood beider Spuren sinnvoll ist. Um diesen nun festlegen zu können, wird für sämtliche Daten gemeinsam eine Messreihe mit variablem Kaonlikelihoodschnitt für echte und rekonstruierte simulierte (MC-Reko) Daten durchgeführt, der mit den bereits fixierten Spurkammertreffer- und Spurimpulsschnitten durch logisches „UND“ verknüpft wird.

Man erhält für jeden Satz von Schnitten der Messreihe eine Verteilung der invarianten Masse von der doppelten Kaonruhemasse bis hinauf zu $1,1 \text{ GeV}/c^2$ mit einem mehr oder weniger stark ausgeprägten lokalen Maximum in der Nähe der ϕ -Masse von ca. $1,0195 \text{ GeV}/c^2$. Dabei wird für einen späteren Fit die Breite jedes Bins mit $0,001 \text{ GeV}/c^2$ signifikant kleiner gewählt als der Erwartungswert für die Resonanzbreite von $\Gamma_\phi = 0,00426 \text{ GeV}/c^2$ [Hag02]. Als Beispiel ist in Abbildung 5.7 eine Verteilung für MC-Reko- und echte Daten zu sehen. An die Verteilungen wird über den kompletten Bereich gefüllter Histogrammbins die durchgezogene Fitfunktion gelegt, die die Summe aus der gestrichelten Untergrund- und der strichpunktierten Signalfunktion ist. Aus dem Fit erhält man die aufgeführten Größen wie die Lage der ϕ -Masse, die Breite der Resonanz Γ , die endliche Massenauflösung σ , die Anzahl der ϕ -Mesonen im Signal, den Untergrund unter dem Signal sowie die Signifikanz des Signals. Letztere ist hier und im Folgenden definiert als der Quotient aus der Anzahl der ϕ -Mesonen im Signal und deren Fehler. Zur Berechnung der Fehler der Statistikgrößen wird auf Teilabschnitt 5.4.8 verwiesen. Den Untergrund gewinnt man aus der Integration der Untergrundfunktion über den Signalbereich und daraus dann die Anzahl der ϕ -Mesonen durch Subtraktion des Untergrunds von der Summe aller Bineinträge unter dem Signal. Die drei zuletzt genannten Statistikgrößen berechnet man im Signalbereich]1,009; 1,030[GeV/c^2 , der 21 Bins umfasst, die symmetrisch um das

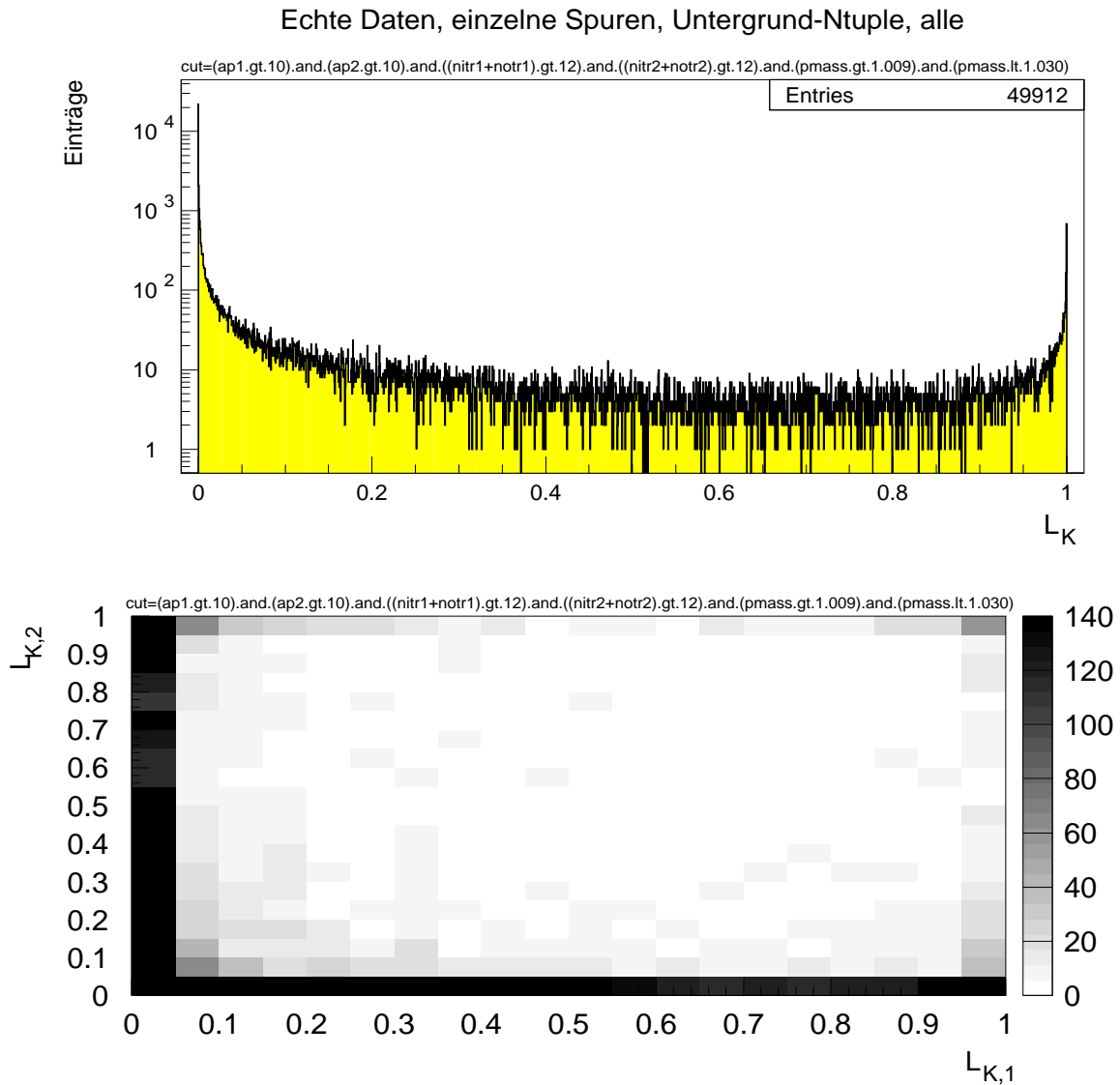


Abbildung 5.6: Die Verteilung der Kaonlikelihoodwerte für das Untergrund-Ntuple im Massenfenster $]1,009; 1,030[\text{ GeV}/c^2$:
 oben: Verteilung für sämtliche Spuren der Spurpaare
 unten: Kaonlikelihoodwerte der zweiten aufgetragen gegen die der ersten Spuren

erwartete Maximum bei $m_\phi = 1,0195 \text{ GeV}/c^2$ verteilt sind. Dies ist ein Intervall von annähernd $\pm 2,5\Gamma$ um m_ϕ .

Zur Beschreibung des Signals wählt man eine Faltung aus einer Breit-Wigner- (BW) und einer Gaußfunktion (G) zur Berücksichtigung der begrenzten Massenauflösung, die auch Voigt-Funktion genannt wird ([Pov95] und [Zav02]). Deren beide Bestandteile lassen sich folgendermaßen schreiben, wenn M und Γ die fixierten Erwartungswerte für die ϕ -Masse und die Resonanzbreite, σ die Massen-

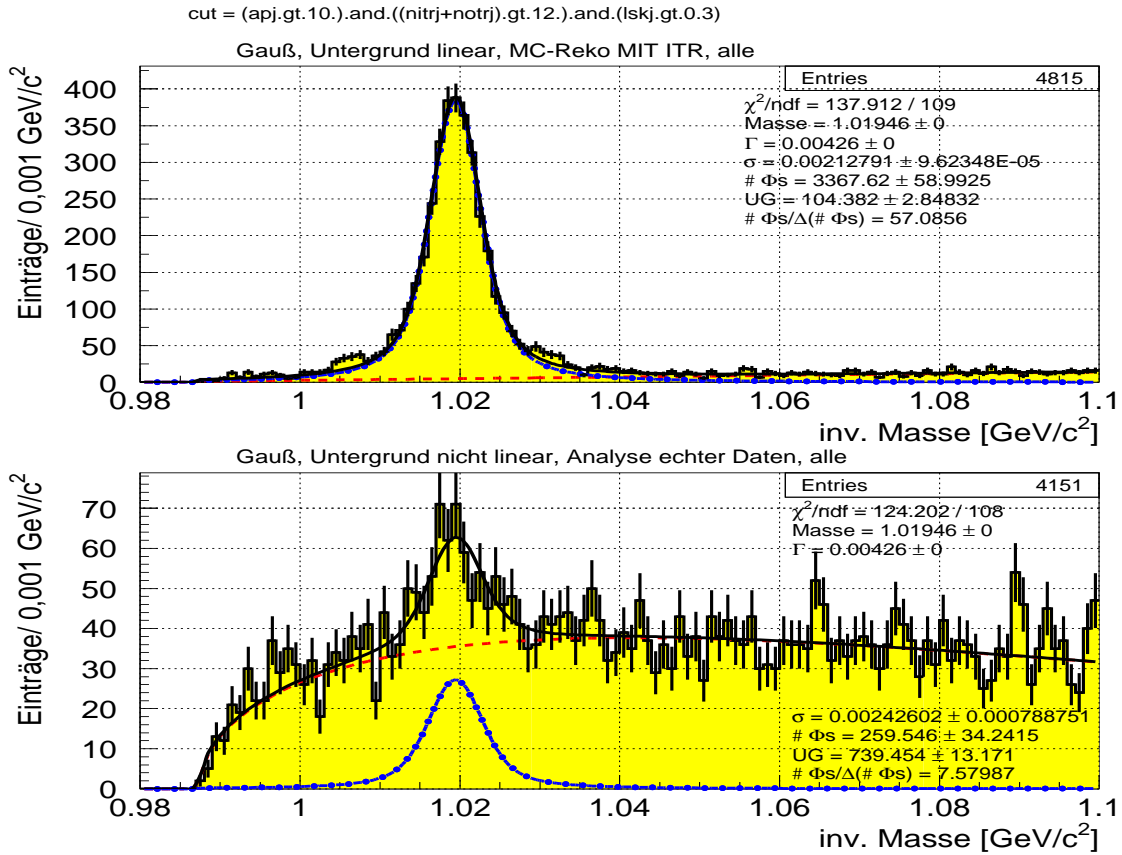


Abbildung 5.7: Beispiele typischer invarianter Massenverteilungen der ϕ -Analyse:

oben: MC-Reko

unten: echte Daten

Die Summe aus der gestrichelten Untergrund- und der strichpunktierten Signalfunktion ergibt die durchgezogene Gesamtfunktion des jeweiligen Fits.

auflösung, μ die wahre und m die um μ gaußisch verschmierte gemessene Masse (Abszisse des Massenspektrums) sind:

$$G(m, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-(m-\mu)^2/2\sigma^2} \quad (5.2)$$

und

$$BW(\mu, M, \Gamma) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\mu M \Gamma}{(\mu^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} \quad (5.3)$$

Dann berechnet sich die Voigt-Funktion V als:

$$V(m, M, \Gamma, \sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} BW(\mu, M, \Gamma) \cdot G(m, \mu, \sigma) d\mu \quad (5.4)$$

Da die Statistik in der Signalregion der Massenverteilungen dieser ϕ -Analyse nicht hoch ist, lohnt sich nicht der größere Aufwand für die Verwendung der so genannten relativistischen Breit-Wigner-Funktion, bei der die Resonanzbreite Γ eine Funktion der Masse ist. Der systematische Fehler dieser Vereinfachung ist vernachlässigbar. Für weitere Details wird auf [Zav02] verwiesen.

Der Untergrund UG wird im Falle von MC-Reko linear beschrieben, während für echte Daten eine Funktion gewählt werden muss, die einerseits den steilen Anstieg knapp oberhalb der Massenschwelle und andererseits den leichten Abfall der Verteilung oberhalb der ϕ -Masse beschreiben kann. Dies leistet z. B. die Kombination einer Potenz- mit einer Exponentialfunktion:

$$\text{UG} = a_1 \cdot (m - 2m_k)^{a_2} \cdot e^{a_3 m} \quad . \quad (5.5)$$

Hierin sind a_1 , a_2 und a_3 Fitparameter und m_k die Kaonruhemasse.

Hinsichtlich der Fehlerberechnung für die Anzahl der ϕ -Mesonen und des Untergrunds wird auf den Teilabschnitt 5.4.8 verwiesen.

Die völlig andere Form des Untergrunds und sein signifikant niedrigeres Niveau relativ zum Signal im Falle von MC-Reko sind bedingt durch die Tatsache, dass diese Daten aus einer MC-Generierung stammen, die von vornherein nur Primärwechselwirkungen mit mindestens einem ϕ -Meson des gewählten Zerfallskanals akzeptiert.

Mit diesem Wissen kann jetzt die Messreihe mit variablem Kaonlikelihoodschnitt auf beide Spuren eines Paares zusätzlich zu den beiden bereits definierten Schnitten vollzogen werden. Um das Signal physikalisch immer in der gleichen Weise zu beschreiben und lediglich Einflüsse durch den Detektor zuzulassen, werden die Masse und die Resonanzbreite wie in Abbildung 5.7 auf die von älteren Messungen zu erwartenden Werte von $m_\phi = 1,019456 \text{ GeV}/c^2$ und $\Gamma_\phi = 0,00426 \text{ GeV}/c^2$ fixiert [Hag02].

Die Ergebnisse der Messreihe sind in den folgenden Abbildungen zusammengetragen. Die Anzahl der ϕ -Mesonen und ihr Untergrund im Signalbereich sind in Abbildung 5.8 zusammen mit der Signalsignifikanz und der Massenauflösung σ gegen den Kaonlikelihoodschnitt für echte Daten aufgetragen.

Ein Vergleich mit denselben Größen für MC-Reko-Daten in Abbildung 5.9 zeigt insbesondere bei der Beschreibung des Untergrunds und der Signifikanz große Abweichungen. Der Grund ist die Tatsache, dass die MC-Simulation nur Ereignisse mit mindestens einem ϕ -Meson enthält, die ein anderes Untergrundverhalten aufweisen. Desweiteren ist die Massenauflösung in MC-Reko-Daten signifikant besser, wie ein Vergleich beider Abbildungen zeigt. Der Abfall der Massenauflösung für Kaonlikelihoodschnitte über 0,9 in den echten Daten wird durch die schlechte Beschreibung des Signals durch die Fitfunktion verursacht.

Lediglich der Verlauf der Anzahl der ϕ -Mesonen in Abhängigkeit vom Kaonlikelihoodschnitt ist für echte und MC-Reko-Daten kompatibel, wie die Superposition für beide Datensätze in Abbildung 5.10 wiedergibt. Skaliert wurde jede

Echte Daten: Statistik der ϕ s, Untergrund, Signifikanz und $\sigma(m)$ gegen den Kaonlikelihoodschnitt, alle

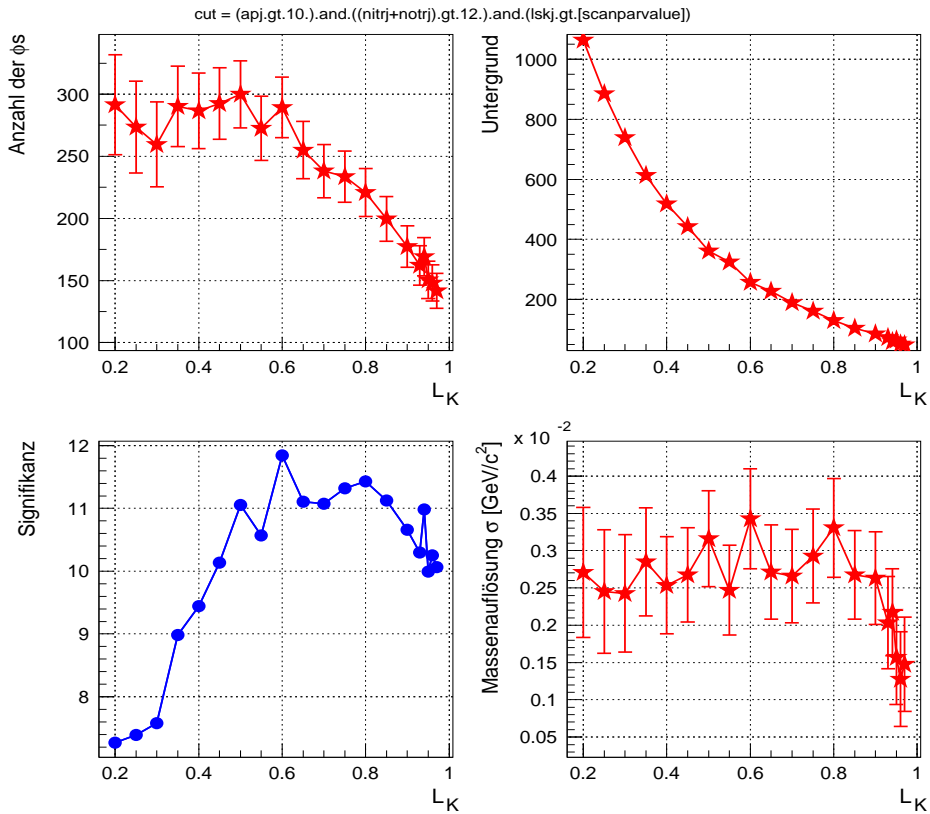


Abbildung 5.8: Die Anzahl der ϕ -Mesonen und der Untergrund im Signal, die Signifikanz und die Massenauflösung σ aufgetragen gegen den Kaonlikelihoodschnitt für echte Daten

der beiden Kurven auf ihren maximalen Eintrag im dargestellten Bereich, so dass sämtliche Werte innerhalb des Intervalls $[0; 1]$ liegen.

Wegen der genannten Abweichungen der MC-Reko- von den echten Daten wird die schon zuvor genannte Entscheidung getroffen, den Kaonlikelihoodschnitt mit Hilfe der echten Daten zu definieren. In Abbildung 5.11 sind mit derselben Skalierungsmethode wie eben die Anzahl der ϕ -Mesonen und ihr Untergrund im Signalbereich für echte Daten superponiert und wieder gegen den Kaonlikelihoodschnitt aufgetragen worden. Während der Untergrund insbesondere zu Beginn mit wachsendem Kaonlikelihoodschnitt stark abfällt, bleibt die Anzahl der ϕ -Mesonen bis einschließlich zu einem Schnitt von 0,6 auf gleichem Niveau. Erst dann fällt auch das Signal in gleichem Maße ab.

Daher wird in den folgenden Analyseschritten nur noch dann ein Spurpaar akzeptiert, wenn jede der beiden Spuren eine Kaonlikelihood von über 0,6 besitzt, d. h. es wird ein harter Schnitt verwendet.

MC-Daten: Statistik der ϕ s, Untergrund, Signifikanz und $\sigma(m)$ gegen den Kaonlikelihoodschnitt, alle
 cut = (apj.gt.10.).and.((nitjr+notjr).gt.12.).and.(!skj.gt.(!scanparvalue))

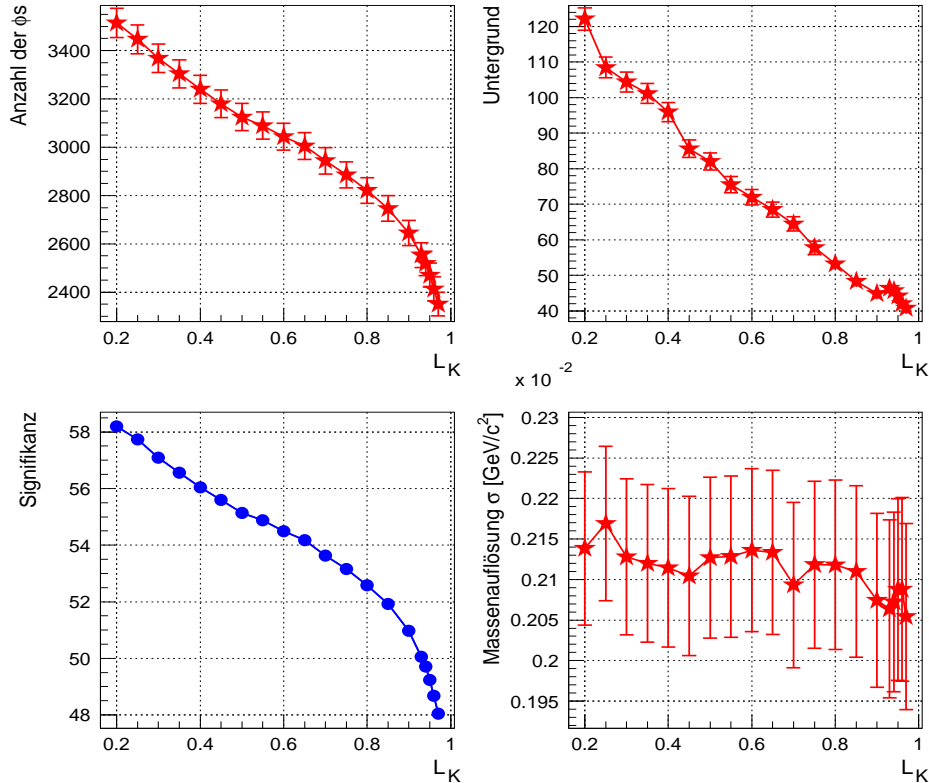


Abbildung 5.9: Dieselben Größen wie in Abbildung 5.8 für MC-Reko-Daten

5.4.4 Der Schnitt auf die Spurdistanz

Zur Festlegung des Spurdistanzschnitts geht man jetzt vollkommen analog vor. Alle zuvor definierten Schnitte werden übernommen und einschließlich des Kaonlikelihoodschnitts auf ihren entsprechenden Wert fixiert. Mit diesen Schnitten wird nun eine Messreihe mit einem zusätzlichen variablen Schnitt auf die Spurdistanz durchgeführt. Wieder sind alle Schnitte durch logisches „UND“ miteinander verknüpft.

Zunächst sind in Abbildung 5.12 die Anzahl der ϕ -Mesonen und der Untergrund im Signalbereich zusammen mit der Signifikanz und der Massenaufloesung σ für echte Daten zu sehen, wobei die Größen jetzt gegen den Spurdistanzschnitt aufgetragen sind. Hier wachsen Signal und Untergrund im Gegensatz zur Messreihe des Kaonlikelihoodschnitts mit größerem Wert des Schnittparameters an, da ein weicherer Schnitt zu einer größeren Akzeptanz der Spurpaare führt.

Die entsprechenden Darstellungen für MC-Reko-Daten in Abbildung 5.13 weisen im Unterschied zu vorher das gleiche qualitative Verhalten auf wie für echte Daten. Abbildung 5.14 unterstreicht die Kompatibilität des Signalverlaufs in Abhängigkeit des Spurdistanzschnitts. Dort ist die Anzahl der ϕ -Mesonen für ech-

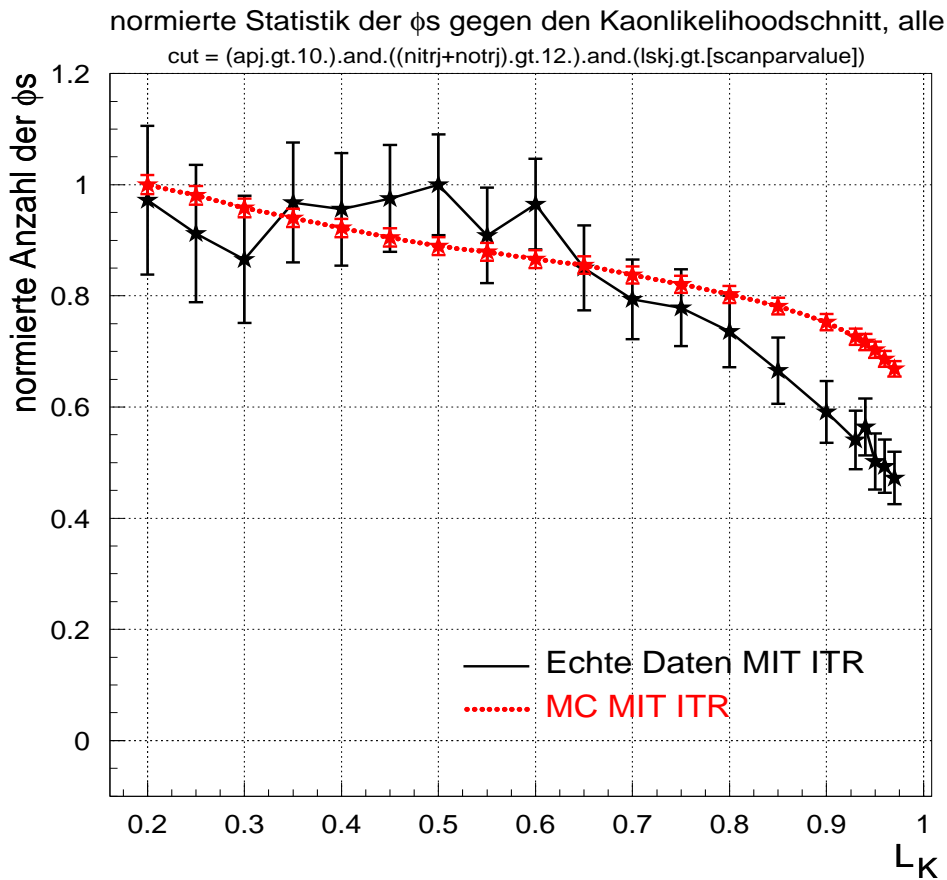


Abbildung 5.10: Die Anzahl der ϕ -Mesonen aufgetragen gegen den Kaonlikelihoodschnitt für echte (durchgezogene Linie) und MC-Reko-Daten (punktirt), jeweils normiert auf das Werteintervall $[0; 1]$

te mit der für MC-Reko-Daten gemäß der bereits bekannten Skalierungsmethode superponiert worden. Jedoch zeigt auch in dieser Messreihe die MC-Simulation eine signifikant bessere Massenauflösung als die echten Daten.

Um eine sinnvolle Schwelle festzulegen, wird auch hier die Superposition des Verlaufs von Signal und Untergrund gegen den Spurdistanzschnitt für echte Daten betrachtet, die in Abbildung 5.15 zu sehen ist. Hier gestaltet sich die Auswertung schwieriger, da sich die Formen beider Kurven sehr ähnlich sind. Zugunsten eines großen Signals wird entschieden, in dem Bereich des nur noch leichten Signalanstiegs zu schneiden, wo auch der Untergrund noch kontinuierlich zunimmt.

So sollen nur noch Spurpaare für die Hauptanalyse berücksichtigt werden, deren Spuren einen kleinsten Abstand von höchstens 0,05 cm besitzen.

5.4.5 Die definierten endgültigen Schnitte

Die in den vorangegangenen Teilabschnitten definierten endgültigen Schnitte für die Extraktion von ϕ -Mesonen aus den Signal-N-tupeln lauten nun wie folgt:

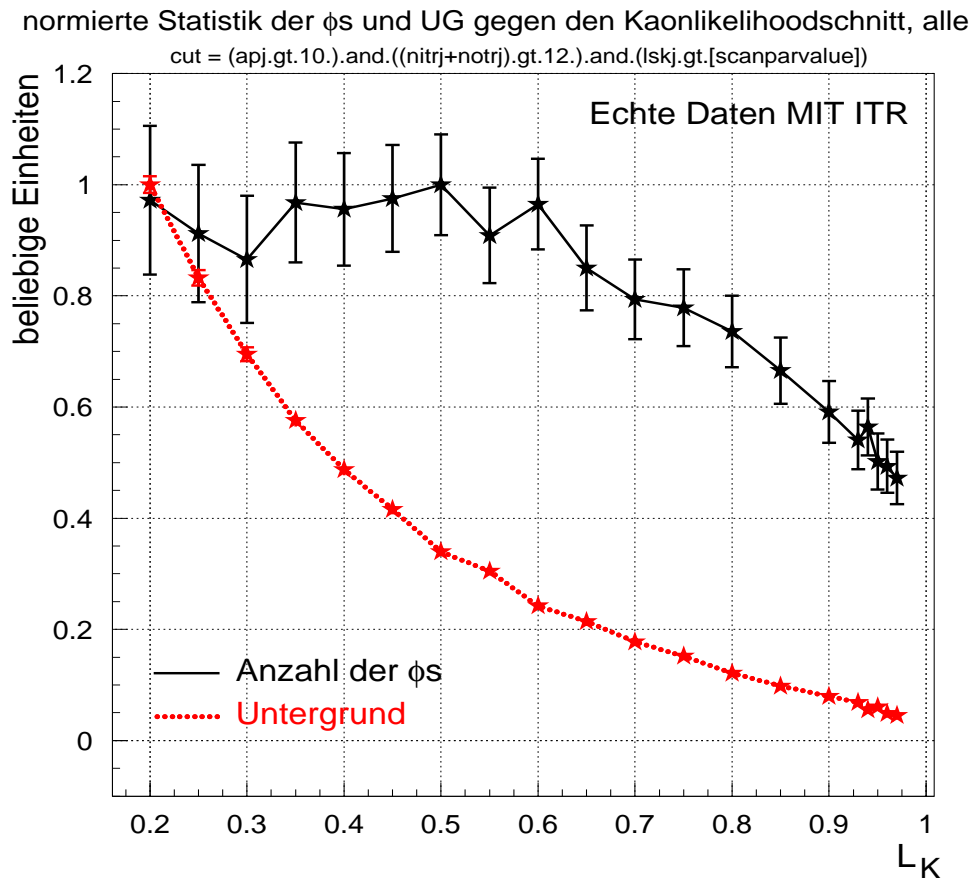


Abbildung 5.11: Die Anzahl der ϕ -Mesonen (durchgezogene Linie) und der Untergrund im Signal (punktiert) aufgetragen gegen den Kaonlikelihoodschnitt, jeweils normiert auf das Werteintervall $[0; 1]$ für echte Daten

Akzeptiert werden nur Spurpaare mit

- mehr als 12 Treffern im Spurkammersystem je Spur,
- Impulsen von über 10 GeV/c je Spur,
- einem Kaonlikelihood von über 0,6 je Spur und
- einer gemeinsamen Spurdistanz von höchstens 0,05 cm.

5.4.6 Der Konsistenzcheck der Rekonstruktion

In den Messreihen mit variablem Kaonlikelihood- und Spurdistanzschnitt wurden die Massen und die Resonanzbreite der ϕ -Mesonen für die Fitfunktionen auf die Literaturwerte fixiert. Im Folgenden wird belegt, dass dieser Schritt berechtigt war. Abbildung 5.16 zeigt die invarianten Massenverteilungen, die man mit allen vier wie zuvor definierten Schnitten erhält, wobei für den Fit nur die

Echte Daten: Statistik der ϕ s, Untergrund, Signifikanz und $\sigma(m)$ gegen den Spurdistanzschnitt, alle

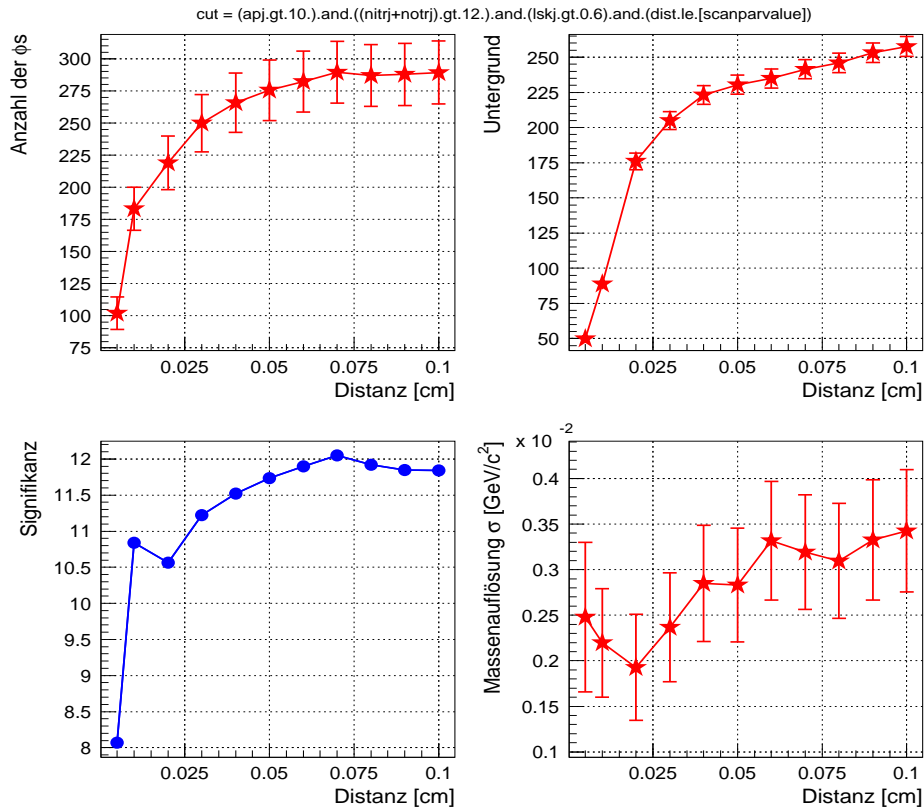


Abbildung 5.12: Die Anzahl der ϕ -Mesonen und der Untergrund im Signal, die Signifikanz und die Massenauflösung σ aufgetragen gegen den Spurdistanzschnitt für echte Daten

Resonanzbreite Γ , die von Detektoreinflüssen unabhängig ist, auf den obigen Erwartungswert fixiert wurde. Hingegen wurden die auf die Funktionalität des Detektors sensitive Masse und Massenauflösung σ freigelassen. Sowohl für MC-Reko- mit $m_\phi = (1,019385 \pm 0,000076)$ GeV/c² als auch für echte Daten mit $m_\phi = (1,01980 \pm 0,00049)$ GeV/c² ist die Lage der Verteilungsmaxima im Rahmen der Fehler mit der Vorhersage von $m_\phi = 1,019456$ GeV/c² kompatibel. Somit sind die Funktionalitäten der Detektorsimulation, des Detektors und der Rekonstruktion im Wesentlichen gewährleistet, und die Benutzung der obigen Erwartungswerte war berechtigt.

5.4.7 Die Abschätzung der Massenauflösung

Um eine Abschätzung der Massenauflösung σ zu erhalten, werden an dieselben Verteilungen nochmals Fitfunktionen gelegt, wobei jetzt wieder die Resonanzbreite Γ und die Masse auf die obigen Literaturwerte fixiert wurden. Die Massenauflösung σ hingegen ist ein freier Fitparameter. Damit sind die

MC-Daten: Statistik der ϕ s, Untergrund, Signifikanz und $\sigma(m)$ gegen den Spurdistanzschnitt, alle
 cut = (apj.gt.10.).and.((nitjr+notjr).gt.12.).and.(lskj.gt.0.6).and.(dist.le.[scanparvalue])

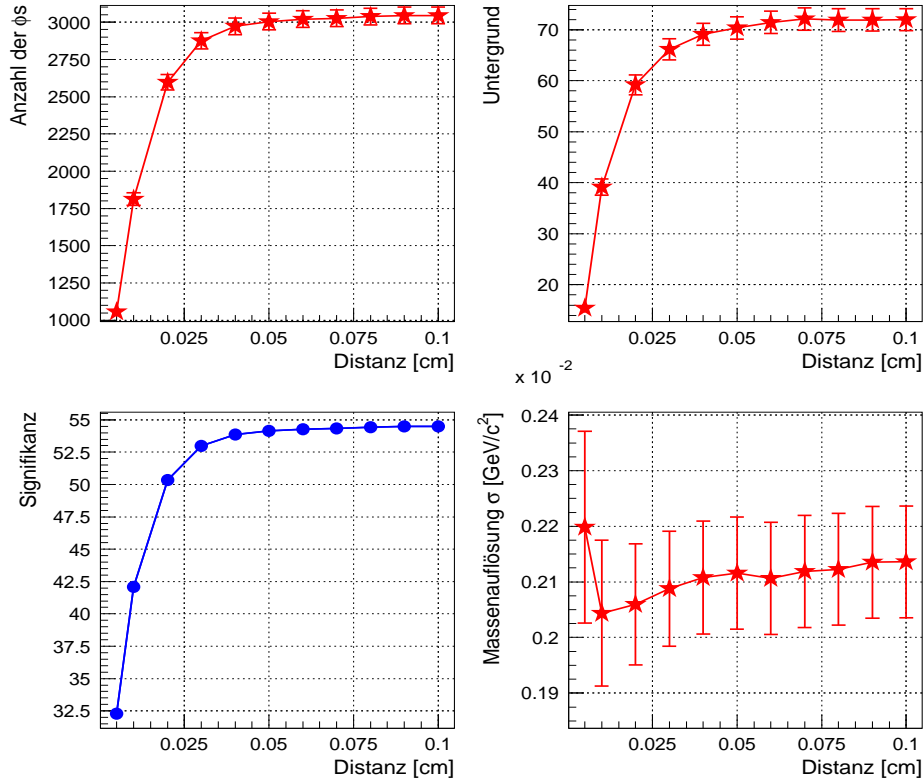


Abbildung 5.13: Dieselben Größen wie in Abbildung 5.12 für MC-Reko-Daten

Verteilungen und Fitbedingungen exakt dieselben wie im Falle des Spurdistanzschnitts von 0,05 cm in der Messreihe für die Spurdistanz, die in Abbildung 5.17 zu sehen sind. Es ergeben sich Werte für die Massenaufloesung σ von $\sigma(m_\phi) = (0,00212 \pm 0,00010) \text{ GeV}/c^2$ in der Monte-Carlo-Simulation und von $\sigma(m_\phi) = (0,00283 \pm 0,00062) \text{ GeV}/c^2$ in den echten Daten. Die Werte stimmen zwar im Rahmen der Fehler noch überein, zeigen aber für echte Daten eine ca. ein Drittel schlechtere Massenaufloesung. Auch dies ist ein Hinweis darauf, dass die Monte-Carlo-Simulation die beobachtete Physik nicht immer korrekt beschreibt.

5.4.8 Die Fehlerbestimmung für die Statistikgrößen

Im Folgenden wird die Berechnung der Fehler beider Statistiken im Signal, d. h. der Anzahl der ϕ -Mesonen und des Untergrunds, beschrieben. Hierzu werden verschiedene Definitionen eingeführt:

- N_{Hist} := alle Histogrammeinträge,
- N_{tot} := alle Bineinträge im Signalbereich,

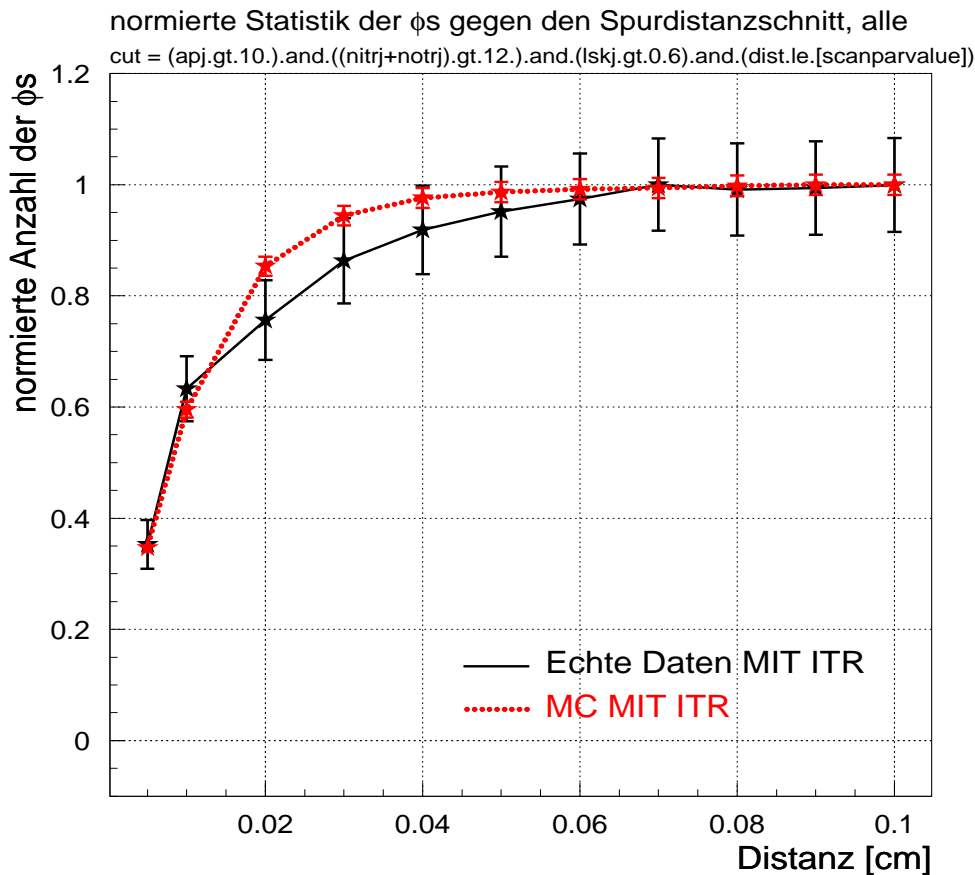


Abbildung 5.14: Die Anzahl der ϕ -Mesonen aufgetragen gegen den Spurdistanzschnitt für echte (durchgezogene Linie) und MC-Reko-Daten (punktirt), jeweils normiert auf das Werteintervall $[0; 1]$

- N_{UG} := Untergrund im Signalbereich und
- N_{Sig} := Anzahl der ϕ -Mesonen im Signalbereich.

Der Fehler des Untergrunds ΔN_{UG} lässt sich abschätzen, indem man alle Histogrammeinträge außerhalb des Signalbereichs als reinen Untergrund interpretiert und daraus seinen Relativfehler $\Delta N_{\text{UG,rel}}$ berechnet:

$$\Delta N_{\text{UG}} = \Delta N_{\text{UG,rel}} \cdot N_{\text{UG}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{\text{Hist}} - N_{\text{tot}}}} \cdot N_{\text{UG}} \quad . \quad (5.6)$$

Dieser Fehler ist unabhängig von der Statistik N_{tot} unter dem Signal. Daraus erhält man also mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung den Fehler ΔN_{Sig} der Anzahl der ϕ -Mesonen, $N_{\text{Sig}} = N_{\text{tot}} - N_{\text{UG}}$, gemäß:

$$\Delta N_{\text{Sig}} = \sqrt{(\Delta N_{\text{tot}})^2 + (\Delta N_{\text{UG}})^2} \approx \sqrt{N_{\text{tot}} + \frac{(N_{\text{UG}})^2}{N_{\text{Hist}} - N_{\text{tot}}}} \quad . \quad (5.7)$$

ΔN_{Sig} wird auch für die Berechnung der Signifikanz $\frac{N_{\text{Sig}}}{\Delta N_{\text{Sig}}}$ verwendet.

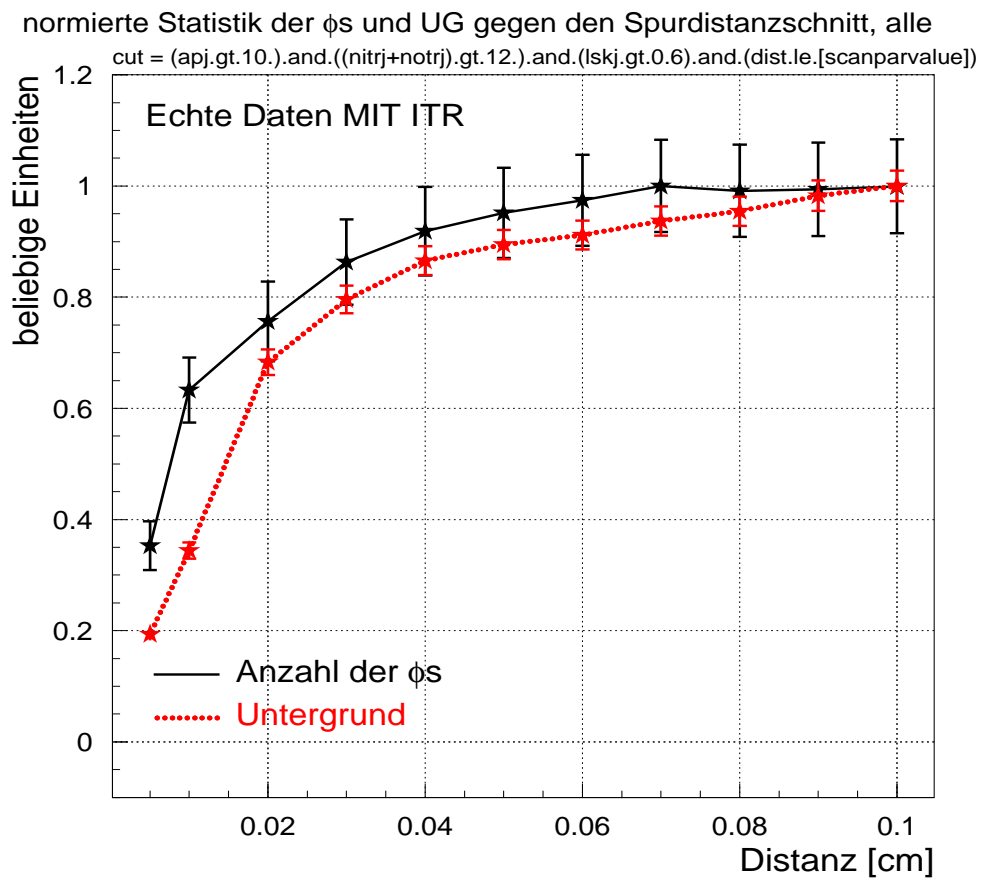


Abbildung 5.15: Die Anzahl der ϕ -Mesonen (durchgezogene Linie) und der Untergrund im Signal (punktiert) aufgetragen gegen den Spurdistanzschnitt, jeweils normiert auf das Wertintervall $[0; 1]$ für echte Daten

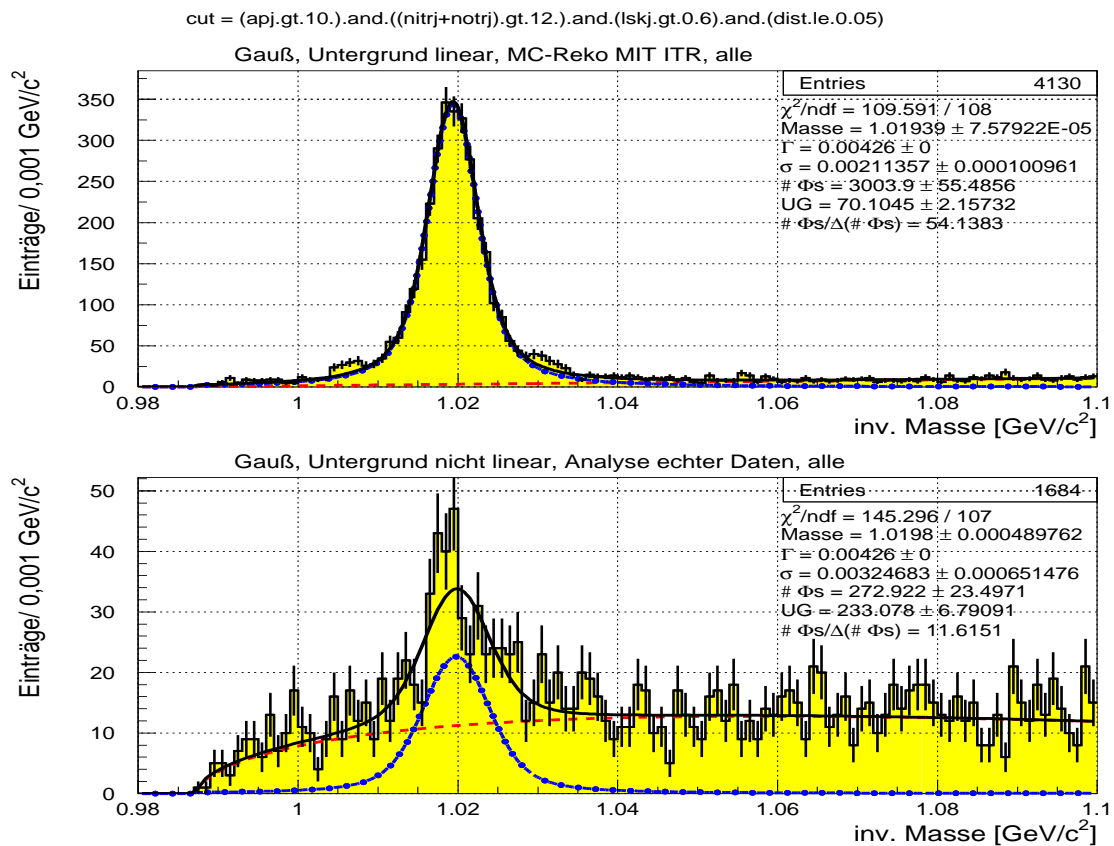


Abbildung 5.16: Die invarianten Massenverteilungen mit einem Fit zum Konsistenzcheck der Rekonstruktion. Hierzu wurden im Signalfit die Masse und die Massenauflösung σ freigelassen.

oben: MC-Reko

unten: echte Daten

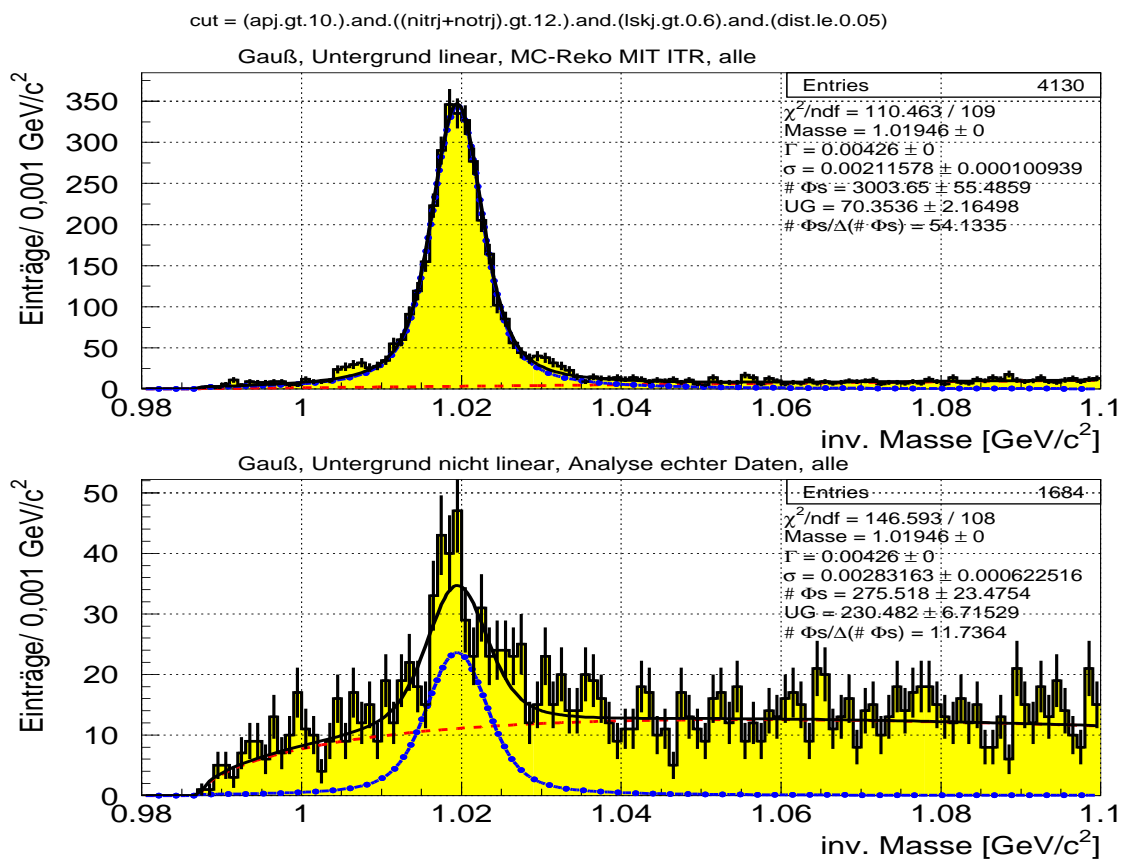


Abbildung 5.17: Die invarianten Massenverteilungen mit einem Fit zur Abschätzung der Massenauflösung. Hierzu wurde im Signalfit nur die Massenauflösung σ freigelassen.

oben: MC-Reko

unten: echte Daten

Kapitel 6

Das Verfahren zur Gewinnung von Signal und Untergrund

Zuvor sind alle für die Selektion von ϕ -Mesonen nötigen Schritte festgelegt sowie die Funktionalität der Rekonstruktion gezeigt worden. So kann in diesem Kapitel erläutert werden, wie man zu einer Aussage über die Höhe von Signal und Untergrund kommt.

6.1 Wege zur Beschreibung der Massenverteilungen

Um die Anzahl der ϕ -Mesonen zu ermitteln, ist eine zuverlässige Beschreibung von Signal und Untergrund notwendig. Da die Untergrund-Ntuple, wie in Abschnitt 5.4 erläutert wurde, nicht in der Lage sind, den Untergrund adäquat zu reproduzieren, müssen beide Komponenten aus den Signal-Ntupeln extrahiert werden. Dies ist aufgrund der geringen Statistik nicht ganz unproblematisch.

Die simultane Bestimmung von Signal und Untergrund wurde schon im genannten Abschnitt vorgestellt. Um die Selektionsschritte der vorliegenden Analyse zu definieren, wurde hier ein individueller gewichteter Fit der Summe von Untergrund- und Signalfunktion über den gesamten gefüllten Histogrammbereich durchgeführt. Dabei fixierte man zusätzlich zur ϕ -Masse und Resonanzbreite Γ auch die Massenauflösungen σ auf die in Teilabschnitt 5.4.7 abgeschätzten Werte und wählte die differenzierte Untergrundbeschreibung für MC-Reko- und echte Daten gemäß den Ausführungen auf Seite 105.

Ein Nachteil ist jedoch, dass durch die niedrige und stark fluktuierende Anzahl der Bineinträge und die Poissonsche Gewichtung insbesondere Bins mit wenigen Einträgen den Untergrund signifikant nach unten ziehen. Dies erkennt man in Abbildung 6.1, die die invariante Massenverteilung für Wolfram mit den in Teilabschnitt 5.4.5 definierten endgültigen Schnitten wiedergibt. Für echte Daten verläuft die Fitfunktion bei Massen oberhalb des Signalsbereichs deutlich zu tief.

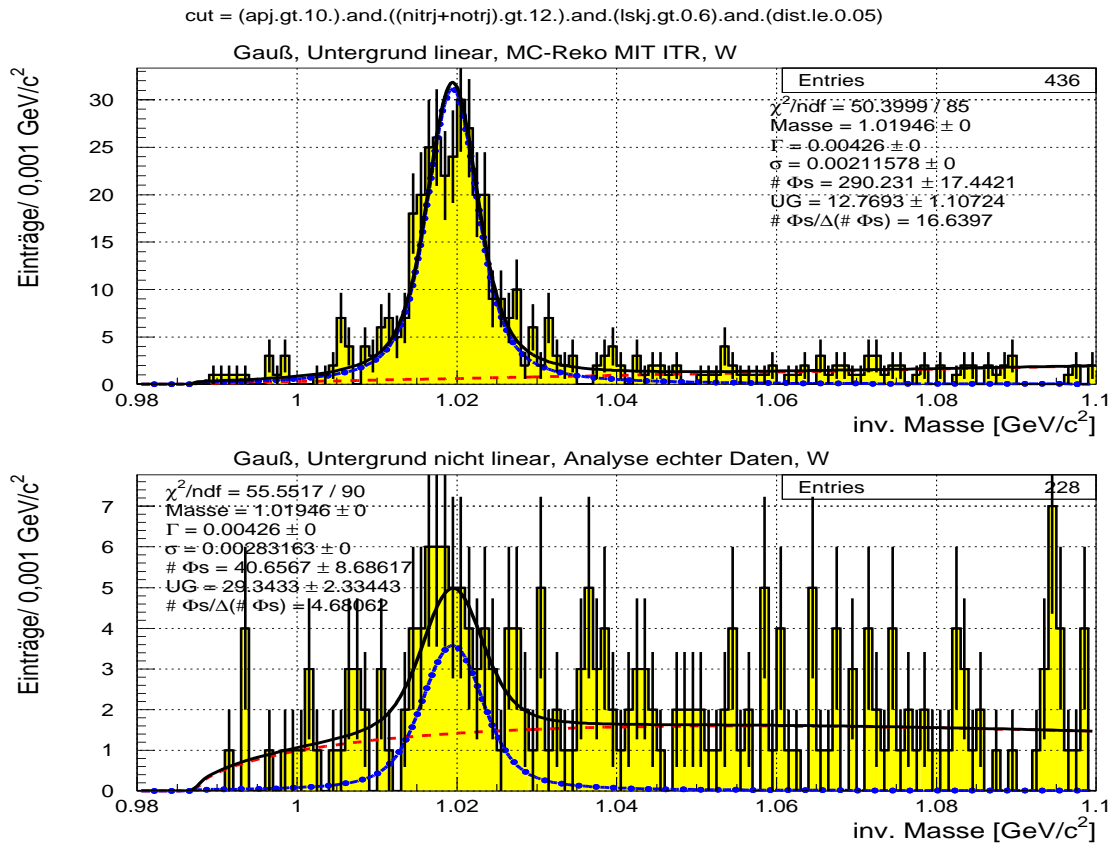


Abbildung 6.1: Die invarianten Massenverteilungen für Wolfram mit individuellem gewichtetem Fit der Summe von Untergrund- und Signalfunktion:

oben: MC-Reko

unten: echte Daten

Außerdem verfälschen sich durch die gemeinsame Beschreibung von Untergrund und Signal im Signalbereich diese beiden Anteile gegenseitig. Desweiteren kann man nicht immer der Beschreibung des Signals durch den Fit vertrauen, da es aufgrund der geringen Statistik u. U. stark von der erwarteten Voigt-Funktion abweicht, wie in der entsprechenden Massenverteilung aus echten Daten für Titan in Abbildung 6.2 unten zu erkennen ist. Hingegen lässt sich die MC-Reko-Verteilung gut durch die Fitfunktion beschreiben.

Um die beschriebenen Probleme zu umgehen, wäre eine Möglichkeit, an die Summenverteilung aller Materialien Signal und Untergrund zu fitten, dann die Form der beiden Komponenten zu fixieren und nur noch ihre Normierungen aus einer Anpassung an die Verteilungen einzelner Materialien zu gewinnen. Selbst das erwies sich aufgrund der kleinen Anzahlen von Bineinträgen in der Praxis aber noch nicht als robust genug.

Im Endeffekt wird daher an die gemeinsame Massenverteilung aller Materialien nur noch der Untergrund angepasst. Hierfür ist die vorhandene Statistik aus-

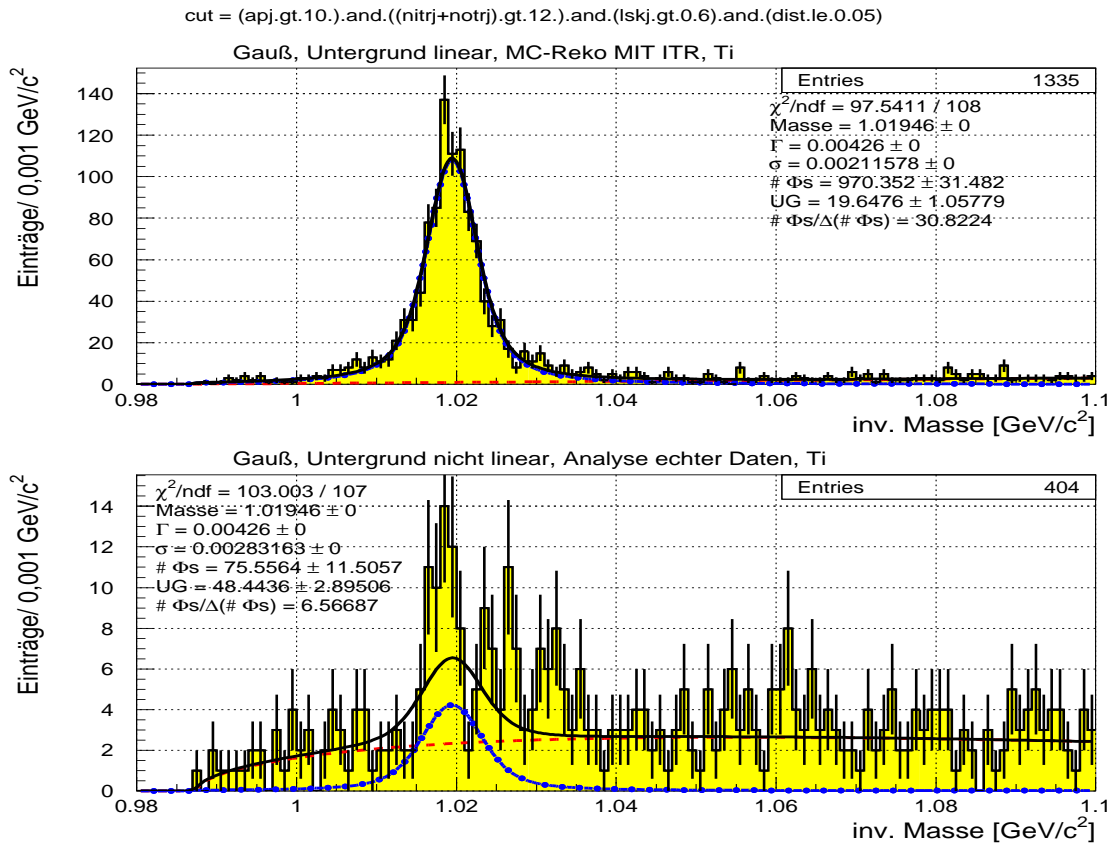


Abbildung 6.2: Die invarianten Massenverteilungen für Titan mit individuellem gewichtetem Fit der Summe von Untergrund- und Signalfunktion:

oben: MC-Reko

unten: echte Daten

reichend. Dazu wird nur je ein Bereich unter- und oberhalb des Signalbereichs herangezogen, während der Signalbereich unbenutzt bleibt. Danach wird wieder die Form der Fitfunktion fixiert und für jedes einzelne Material eine Skalierung mit Hilfe der Einträge in beiden Seitenbändern durchgeführt. Da sich jetzt die ϕ -Statistik durch direktes Auszählen der Einträge in den Bins des Signalbereichs nach Abzug des integrierten Untergrunds im Signalbereich ergibt, ist diese Methode von der Form des Signals in der Massenverteilung unabhängig. Das Nivelierungsproblem wird ebenfalls durch die Seitenbandskalierung minimiert.

Als Check wurde in der letzten Methode noch versucht, statt eines gewichteten einen ungewichteten Untergrundfit an alle Daten gemeinsam durchzuführen, der zu einer geringfügig anderen Form des Untergrunds im Vergleich zum gewichteten Fit führen kann. Ansonsten werden genau die zuletzt genannten Schritte übernommen. Ein Vergleich der gewonnenen Anzahlen der ϕ -Mesonen mit der Methode des gewichteten Fits von zuvor ergibt lediglich Abweichungen von wenigen Promille. Dies zeigt, dass die Skalierung leichte Variationen in der Form

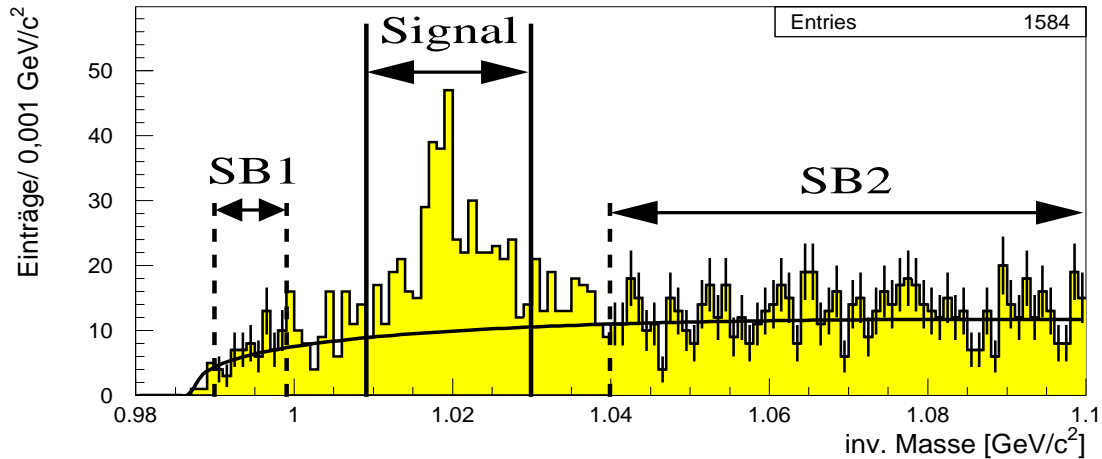


Abbildung 6.3: Die Festlegung des Signalbereichs und der beiden Seitenbänder SB1 und SB2 am Beispiel einer invarianten Massenverteilung aus echten Daten

des Untergrunds, der auch für echte Daten im Signalbereich ohnehin fast linear verläuft, nahezu ausgleicht.

6.2 Das endgültige Verfahren

Die Bestimmung von Signal und Untergrund erfolgt mit der im Vorabschnitt genannten Methode des gewichteten Untergrundfits über zwei Seitenbänder der Massenverteilung aller Daten mit anschließender Seitenbandskalierung für die jeweilige individuelle Verteilung der verschiedenen Targetmaterialien.

Anhand von Abbildung 6.3, die als Beispiel eine beliebige invariante Massenverteilung echter Daten zeigt, wird erläutert, wie die Intervalle zur Untergrund- und Signalbestimmung festgelegt werden. Als Signalbereich wählt man gemäß der Kennzeichnung das offene Intervall $]1,009; 1,030[\text{ GeV}/c^2$, das mit einer Breite von 21 Bins symmetrisch um das Bin mit dem zu erwartenden Maximum von $m_\phi \approx 1,0195 \text{ GeV}/c^2$ verteilt ist und die Bins 30 bis 50 umfasst. Um im Falle echter Daten eine gute Wiedergabe des steilen Anstiegs der Massenverteilung knapp oberhalb der Massenschwelle und des flachen Verlaufs oberhalb des Signalbereichs zu erhalten, werden für den Untergrundfit an alle Daten je ein Seitenband unterhalb (SB1) und oberhalb (SB2) des Signalbereichs benutzt. Dieselben Seitenbänder verwendet man für die nachfolgende Skalierung des gefitteten Untergrunds in der individuellen Verteilung jedes Materials. Zwischen jedem Seitenband und dem Signalbereich bleiben bewusst zehn Bins unbenutzt. So wird sichergestellt, dass die Seitenbänder nahezu ausschließlich Untergrund beschreiben. An der Massenschwelle werden die ersten 3 Bins extrem niedriger Statistik ausgelassen, so dass SB1 das Intervall $]0,990; 0,999[\text{ GeV}/c^2$ bzw. die Bins 11

3 090 937 Ereignisse für die ϕ -Produktionsquerschnitte				
Material	Aluminium	Kohlenstoff	Titan	Wolfram
Ereignisse	957 348	673 107	1 018 044	442 438

Tabelle 6.1: Die Verteilung der Ereignisse für die Analyse des ϕ -Produktionsquerschnitts auf die vier Targetmaterialien. Ein Vergleich mit Tabelle 4.2 zeigt, dass der Datensatz für Kohlenstoff unverändert übernommen wird. Der Ausschluss der Datennahmeläufe 14 595 bzw. 14 552, 14 554 und 14 557 führt lediglich zu Reduktionen der Ereignisstatistik von ca. 2,3 % für den Aluminium- bzw. von 8,1 % für den Titandatensatz, die im Rahmen der statistischen Fehler der ϕ -Statistik liegen. Da aus dem Datensatz für Wolfram die Datennahmeläufe 14 629, 14 632 und 14 644 ausscheiden, muss man hier eine Reduktion von 28,8 % in Kauf nehmen.

bis 19 umfasst. SB2 besteht aus der gesamten zweiten Hälfte des Histogramms oberhalb von $1,040 \text{ GeV}/c^2$, was den Bins 61 bis 120 entspricht. Zusätzlich sind beide Bereiche durch die Fehlerbalken der Bins gekennzeichnet.

Die hier gezeigten Intervalle gelten für sämtliche noch folgende invarianten Massenverteilungen, die zur Ermittlung von ϕ -Statistiken und Effizienzen herangezogen werden, wobei die Kennzeichnungen bis auf die Fehlerbalken der Bins in den beiden Seitenbändern weggelassen werden. Diese Definitionen galten auch in den in Abschnitt 6.1 zuletzt genannten Verfahren.

6.3 Die endgültig benutzten Daten

Für alle folgenden Untersuchungen sowie zur Analyse der A-Abhängigkeit des ϕ -Produktionsquerschnitts und Gewinnung der dazu nötigen ϕ -Statistik und Effizienzen werden von den echten Daten von nun an noch die sieben Datennahmeläufe 14 595, 14 552, 14 554, 14 557, 14 629, 14 632 und 14 644 aussortiert. Für sie liegen bisher keine Luminositätswerte vor. Nur der Datensatz für das Kohlenstofftarget wird uneingeschränkt aus Tabelle 4.2 auf Seite 91 übernommen. Die jetzt endgültige Ereignisstatistik ist in Tabelle 6.1 dargestellt und zeigt lediglich für Wolfram mit etwas mehr als einem Viertel einen größeren Einschnitt in den endgültigen Datensatz.

Kapitel 7

Die Untersuchung von Simulation und echten Daten

Nach Gleichung 5.1 wird zur Berechnung der totalen ϕ -Produktionsquerschnitte die totale Detektoreffizienz ε_{tot} benötigt. Diese ist aus simulierten und echten Daten zu bestimmen, so dass im Folgenden ein Vergleich von MC-Reko- mit echten Daten ansteht, bevor überhaupt die zur Effizienzberechnung notwendigen Schritte erfolgen können. Vor dem Vergleich wird mit Hilfe der MC truth die Physik in Bezug auf Materialabhängigkeiten überprüft.

Betrachtet werden Größen wie:

- der Absolutimpuls $|p_\phi|$ der ϕ -Mesonen,
- das Quadrat des Transversalimpulses $p_{t,\phi}^2$ der ϕ -Mesonen,
- die Feynman-x-Variable $x_{F,\phi} \approx \frac{2p_{z,\text{cm}}}{\sqrt{s}}$ der ϕ -Mesonen, wobei \sqrt{s} die Schwerpunktsenergie der Proton-Nukleon-Kollision ist und $p_{z,\text{cm}}$ der Longitudinalimpuls des ϕ -Mesons im Schwerpunktsystem
- die Rapidität $y_\phi = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ der ϕ -Mesonen mit p_z und E für den Longitudinalimpuls und die Energie der ϕ -Mesonen im Laborsystem und
- die Azimutwinkel ϕ_{azi,K^-} und ϕ_{azi,K^+} der K^- - und K^+ -Mesonen mit Bezug auf die positive x-Richtung.

7.1 Die Gewinnung untergrundreduzierter Verteilungen

Für die genannten Untersuchungen werden Verteilungen insbesondere kinematischer Größen herangezogen, da viele von ihnen für die ϕ -Analyse von zentraler Bedeutung sind. Diese sollen nahezu untergrundreduziert die Physik der erzeugten ϕ -Mesonen und der Kaonen aus dem Zerfall wiedergeben.

Hierzu werden wieder ein Signalbereich und je ein Seitenband unterhalb (SB1) und oberhalb (SB2) des Signalbereichs definiert. Als Signalbereich wird das bereits aus Teilabschnitt 6.3 bekannte offene Intervall $]1,009; 1,030[$ GeV/c² über 21 Bins gewählt. Um eine gute Übereinstimmung der Physik des Untergrunds im Signalbereich mit der in den Seitenbändern sicherzustellen, werden hier keine Bins zwischen den Intervallen ausgelassen und die Seitenbänder nicht zu breit gewählt. So entspricht SB1 dem Histogrammbereich von der Massenschwelle bis einschließlich 1,009 GeV/c² und SB2 dem Intervall $[1,030; 1,060[$ GeV/c².

Zur untergrundreduzierten Untersuchung wird die aus den Seitenbändern gewonnene Verteilung der betreffenden Größe, die den Untergrund repräsentiert, normiert von der Verteilung des Signalbereichs subtrahiert. Dies geschieht sowohl für MC-Reko- als auch für echte Daten, während die aus dem Signalbereich gewonnenen MC-truth-Verteilungen unverändert übernommen werden können. Für alle Verteilungen der ersten beiden Fälle werden wieder die in Teilabschnitt 5.4.5 aufgelisteten Schnitte gewählt.

Die genauen Rechenschritte werden im Folgenden kurz zusammengefasst. Durch Integration des gemäß Kapitel 6 gewonnenen Untergrunds über die soeben definierten Intervalle erhält man die beiden Beiträge

- $N_{\text{UG,peak,int,alle}}$:= integrierter Untergrund im Signalbereich, alle Daten und
- $N_{\text{UG,SB,int,alle}}$:= integrierter Untergrund in SB1 und SB2, alle Daten.

Zusätzlich mögen für MC-Reko- und echte Daten die folgenden Definitionen für die Anzahl von Einträgen eines Bins gelten:

- BinSig := ein Bin im Histogramm der Verteilung des reinen Signals,
- Binpeak := ein Bin im Histogramm der Verteilung im Signalbereich und
- BinSB := ein Bin im Histogramm der Verteilung in den Seitenbändern.

Dann ergeben sich mit den zuvor definierten Intervallen für die Anzahl von Bin-einträgen BinSig und ihren Fehler σ_{BinSig} die Beziehungen

$$\text{BinSig} = \text{Binpeak} - \frac{N_{\text{UG,peak,int,alle}}}{N_{\text{UG,SB,int,alle}}} \cdot \text{BinSB} \quad (7.1)$$

und

$$\sigma_{\text{BinSig}} = \sqrt{\sigma_{\text{Binpeak}}^2 + \left(\frac{N_{\text{UG,peak,int,alle}}}{N_{\text{UG,SB,int,alle}}} \right)^2 \cdot \sigma_{\text{BinSB}}^2} \quad (7.2)$$

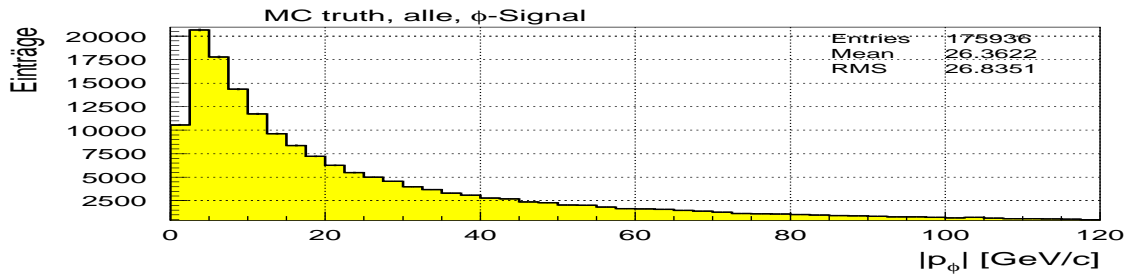
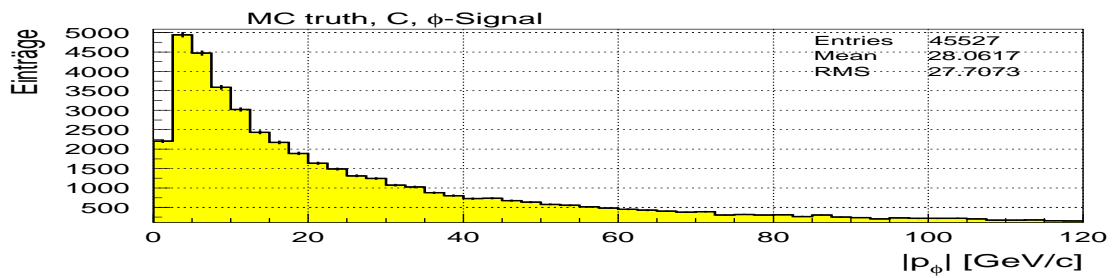
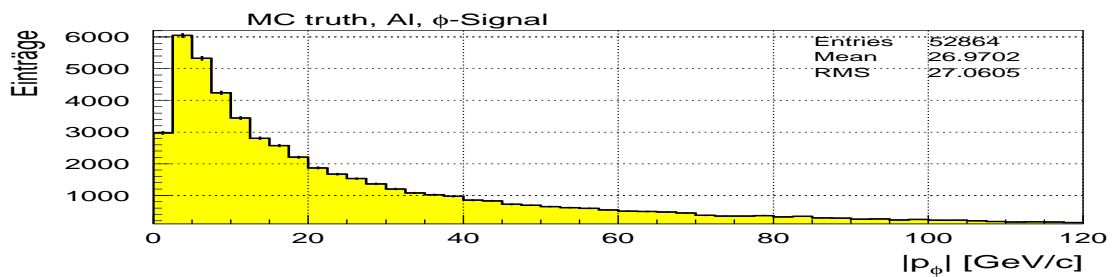
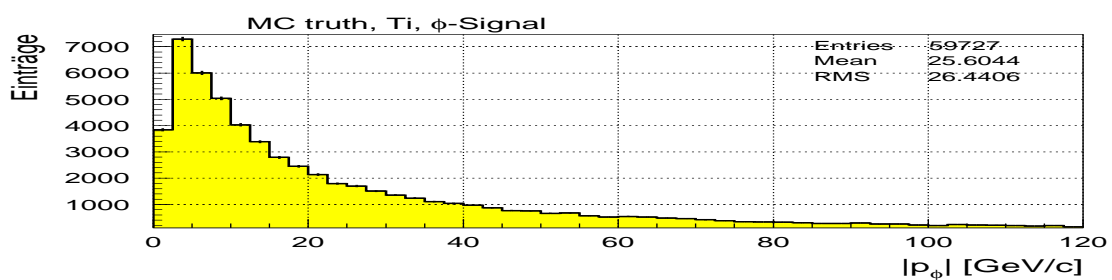
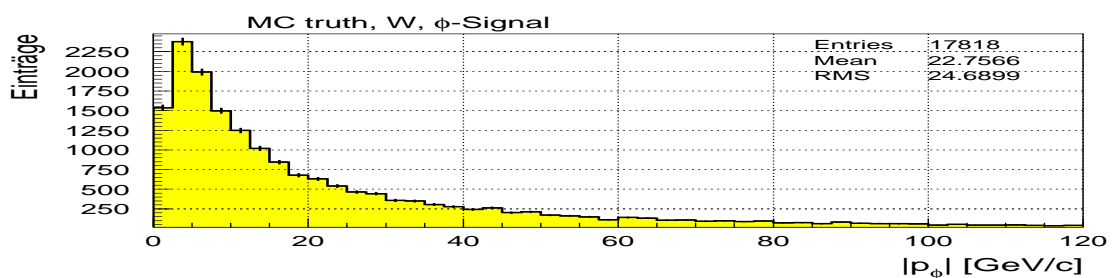
Im Signalbereich variiert der Untergrund nur wenig, so dass sich die korrelierten statischen Fehler im Skalenfaktor $N_{\text{UG,peak,int,alle}}/N_{\text{UG,SB,int,alle}}$ der beiden Untergrundbeiträge weitgehend herauskürzen. Dieser kann daher in guter Näherung als fehlerfrei angenommen werden.

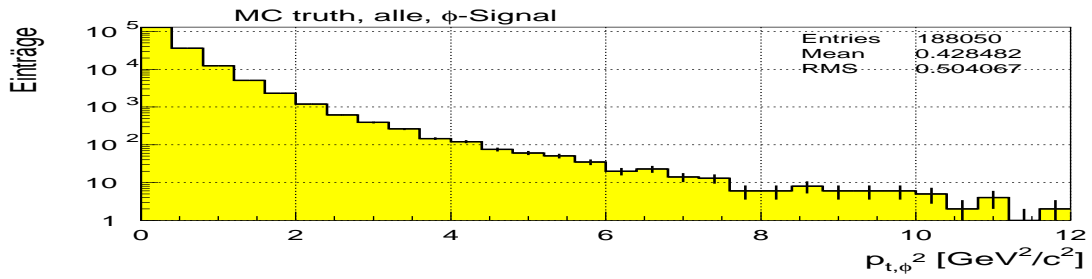
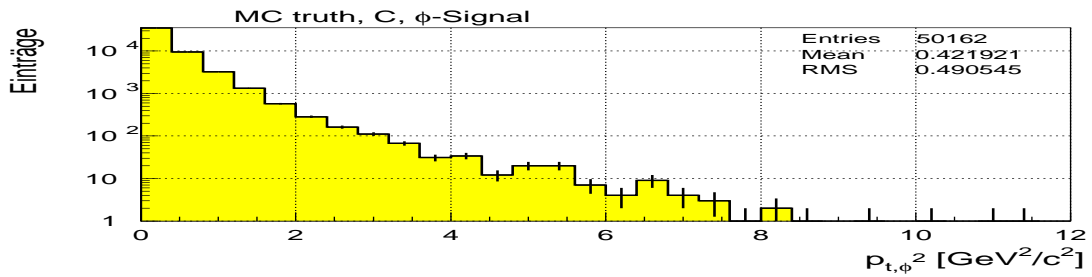
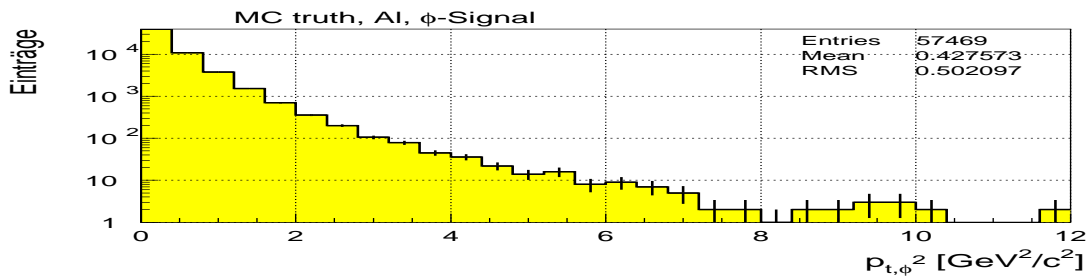
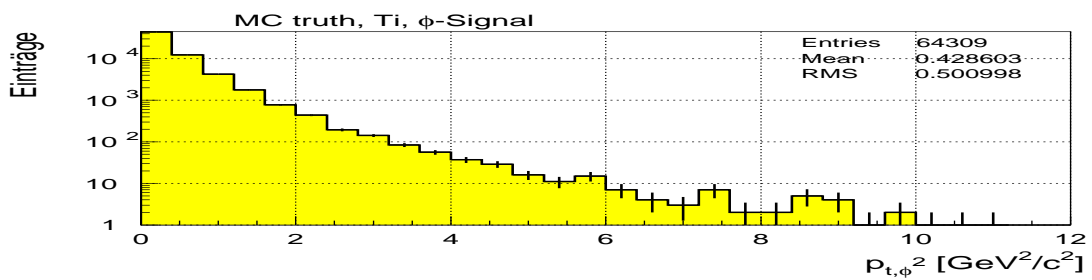
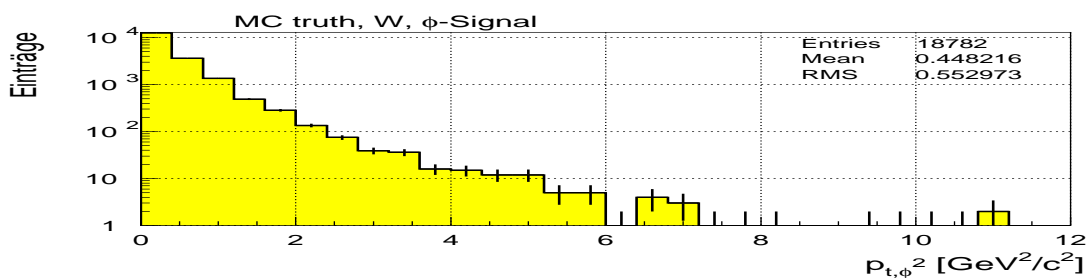
7.2 MC–truth–Verteilungen für verschiedene Materialien

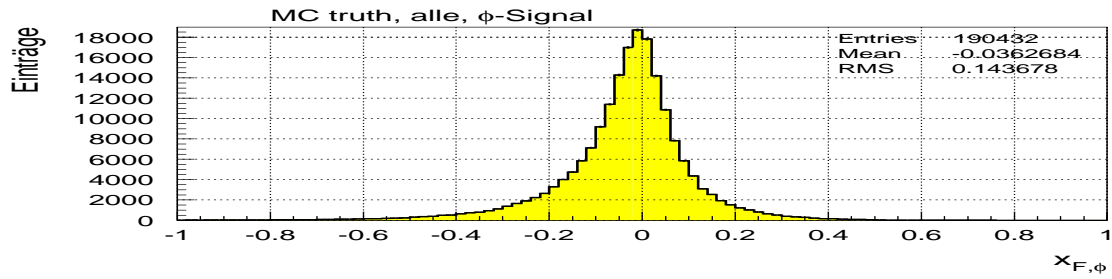
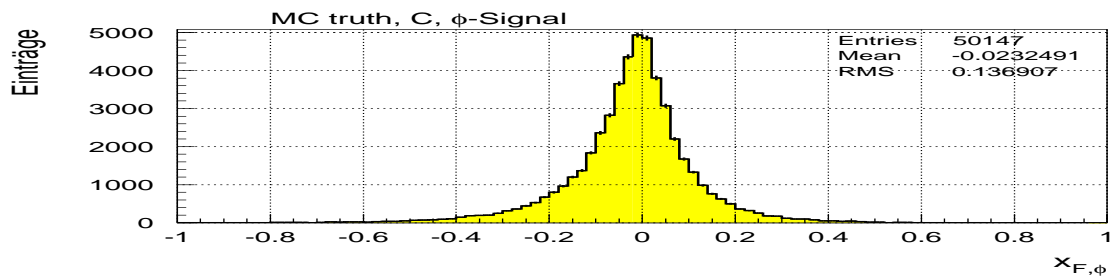
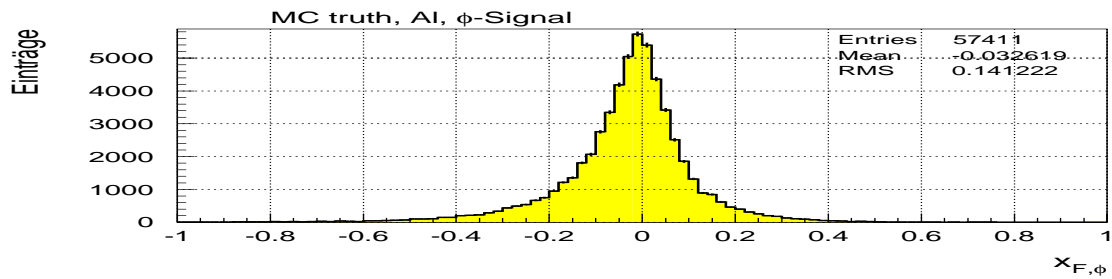
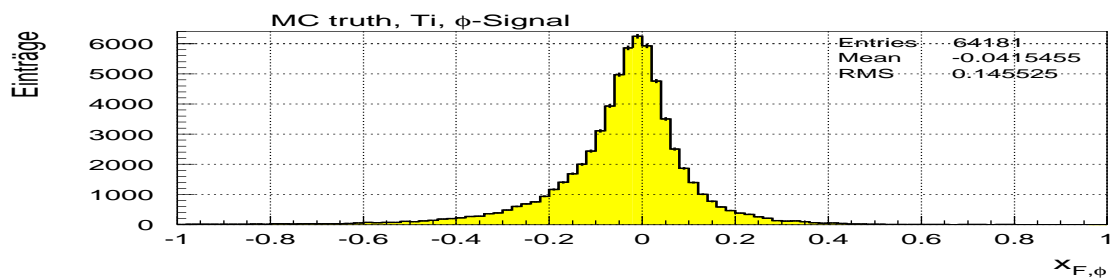
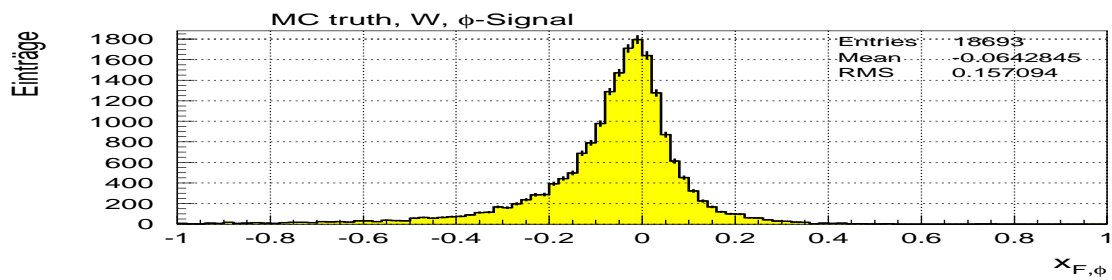
Die zu Beginn genannten vier kinematischen Größen der ϕ -Mesonen sollen zunächst in Bezug auf mögliche Abhängigkeiten von der Wahl des Targetmaterials (A-Abhängigkeit) untersucht werden, da in späteren Analyseschritten mangels großer Statistik die echten Daten aller Materialien zusammengelegt werden müssen. Um von der Rekonstruktion unbeeinflusst und eine ausreichende Statistik zu haben, geschieht dies mit Hilfe von MC–truth–Daten.

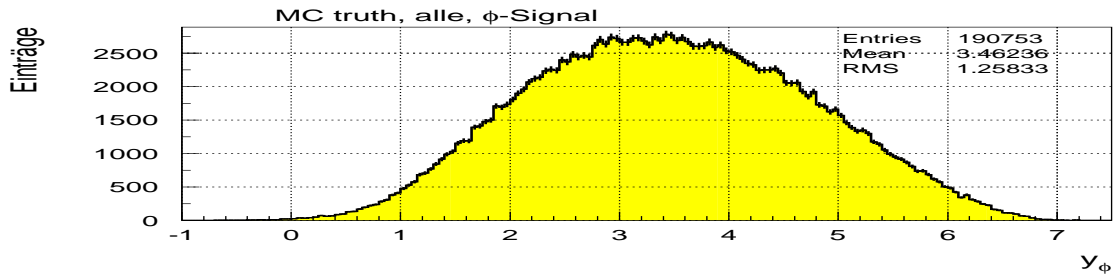
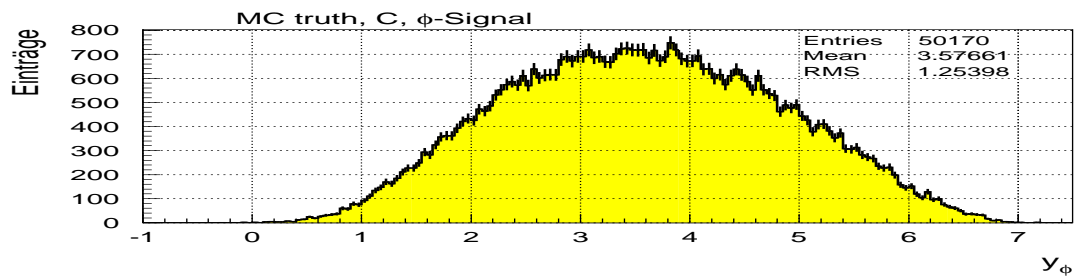
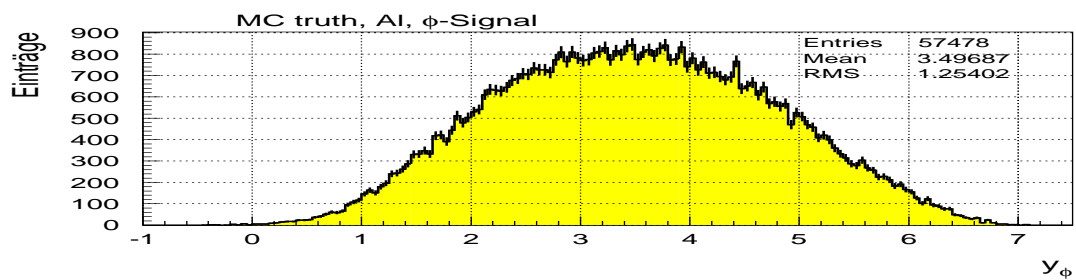
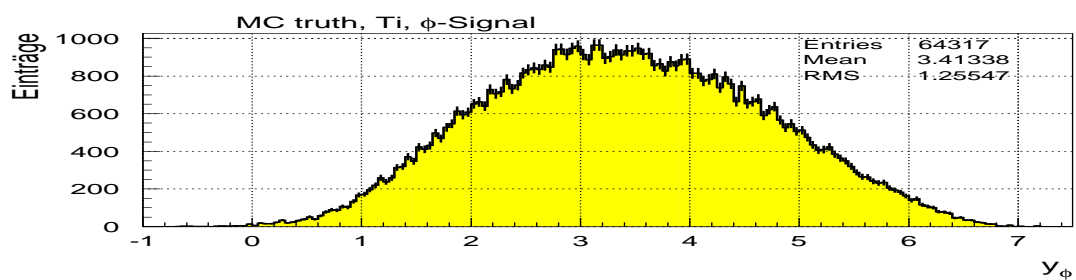
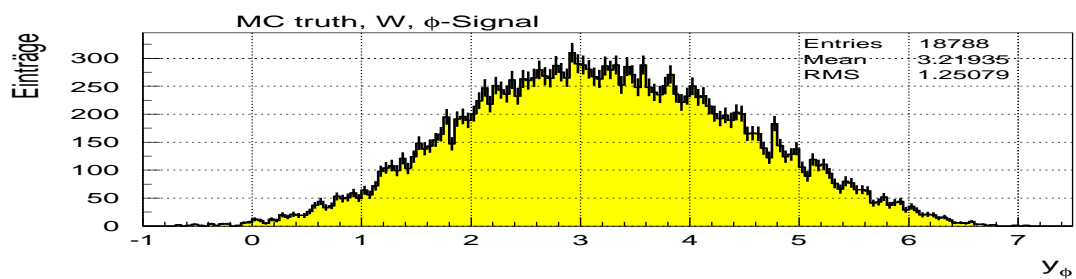
In jeweils fünf Darstellungen zeigen die Abbildungen 7.1 bis 7.20 die Verteilungen für alle Materialien gemeinsam und dann einzeln für Kohlenstoff, Aluminium, Titan und Wolfram für $|\mathbf{p}_\phi|$, $p_{t,\phi}^2$, $x_{F,\phi}$ und y_ϕ . Insbesondere für $p_{t,\phi}^2$ zeigt sich keine A-Abhängigkeit. Auch für die drei anderen Größen ist der Effekt gering, wobei sich hin zu schwereren Materialien eine leichte Tendenz zu etwas kleineren Werten abzeichnet. Der Grund ist, dass in schwereren Kernen die Wahrscheinlichkeit größer ist, zusammen mit einem ϕ -Meson noch andere Teilchen zu generieren, die dann einen Teil des Impulses aufnehmen.

Allgemein sind die materialabhängigen Unterschiede vernachlässigbar, so dass für den Vergleich von MC–Reko– mit echten Daten die Betrachtung der Verteilungen für alle Materialien zusammen ausreichend ist. Außerdem kann man erwarten, dass i. Allg. auch die noch zu ermittelnden Effizienzen von der Massenzahl des Targetmaterials nicht beeinflusst werden.

Abbildung 7.1: *MC truth: $|p_\phi|$ für alle Daten*Abbildung 7.2: *MC truth: $|p_\phi|$ für Kohlenstoff*Abbildung 7.3: *MC truth: $|p_\phi|$ für Aluminium*Abbildung 7.4: *MC truth: $|p_\phi|$ für Titan*Abbildung 7.5: *MC truth: $|p_\phi|$ für Wolfram*

Abbildung 7.6: MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für alle DatenAbbildung 7.7: MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für KohlenstoffAbbildung 7.8: MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für AluminiumAbbildung 7.9: MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für TitanAbbildung 7.10: MC truth: $p_{t,\phi}^2$ für Wolfram

Abbildung 7.11: MC truth: $x_{F,\phi}$ für alle DatenAbbildung 7.12: MC truth: $x_{F,\phi}$ für KohlenstoffAbbildung 7.13: MC truth: $x_{F,\phi}$ für AluminiumAbbildung 7.14: MC truth: $x_{F,\phi}$ für TitanAbbildung 7.15: MC truth: $x_{F,\phi}$ für Wolfram

Abbildung 7.16: MC truth: y_ϕ für alle DatenAbbildung 7.17: MC truth: y_ϕ für KohlenstoffAbbildung 7.18: MC truth: y_ϕ für AluminiumAbbildung 7.19: MC truth: y_ϕ für TitanAbbildung 7.20: MC truth: y_ϕ für Wolfram

7.3 Der Vergleich von MC-Reko- mit echten Daten

Nachdem anhand von generierten Simulationsdaten keine signifikante Abhängigkeit der Kinematik vom Targetmaterial nachgewiesen werden konnte, müssen noch die MC-Reko- und echten Daten miteinander verglichen werden. Dazu betrachtet man für alle Daten gemeinsam dieselben vier Größen wie zuvor und zusätzlich die Verteilungen der Azimutwinkel ϕ_{azi,K^-} und ϕ_{azi,K^+} der K^- - und K^+ -Mesonen aus den ϕ -Mesonzerfällen.

Es handelt ausschließlich um untergrundreduzierte Verteilungen, deren Berechnung nach der Beschreibung in Abschnitt 7.1 erfolgt ist. In den Darstellungen der genannten Größen in den Abbildungen 7.21 bis 7.26 wird die Verteilung der echten Daten mit Hilfe ihrer Zahl der Histogrammeinträge auf diejenige der MC-Reko-Verteilung skaliert und mit der Verteilung der letzteren superponiert. Mit demselben Skalenfaktor werden auch die Fehler jedes Bins der echten Daten multipliziert.

Um eine Abschätzungsmöglichkeit zu erhalten, wie stark die Verteilungen der MC-Reko- und echten Daten voneinander abweichen, wird außerdem ein Maß für die relative Differenz der Integrationsfläche unter der Verteilung echter Daten zur Fläche unter der MC-Reko-Verteilungen berechnet. Hierzu wird per Augenmaß jede dargestellte Superposition in einen Bereich guter und einen anderen schlechter Übereinstimmung beider Verteilungen unterteilt und zur Skalierung der gesamten Verteilung der echten Daten nur der Bereich guter Übereinstimmung zugrunde gelegt. Grafisch ist diese Zweiteilung an der durchgezogenen senkrechten Linie in jeder Abbildung zu erkennen.

Z. B. sei der „gute“ Bereich der obere, und es sollen zudem folgende Definitionen gelten:

- $h_{u_{echt}}$:= alle Einträge im unteren Histogrammteil der echten Daten,
- $h_{o_{echt}}$:= alle Einträge im oberen Histogrammteil der echten Daten,
- $h_{u_{MC}}$:= alle Einträge im unteren Histogrammteil der MC-Reko-Daten und
- $h_{o_{MC}}$:= alle Einträge im oberen Histogrammteil der MC-Reko-Daten.

Den Skalenfaktor, mit dem alle Einträge des Histogramms der echten Daten multipliziert werden, berechnet man dann nach

$$k := \frac{h_{o_{MC}}}{h_{o_{echt}}} \quad . \quad (7.3)$$

Damit ergibt sich die relative Flächenabweichung in Bezug auf die MC-Reko-Verteilung zu

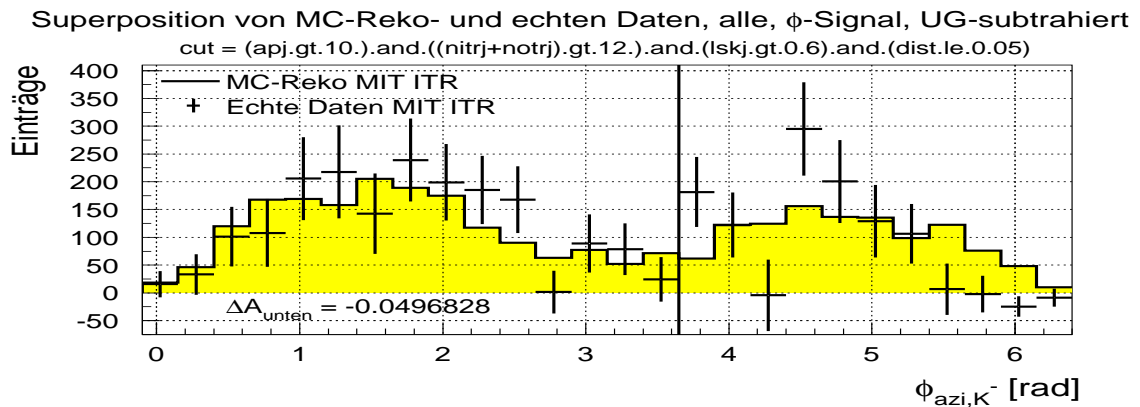
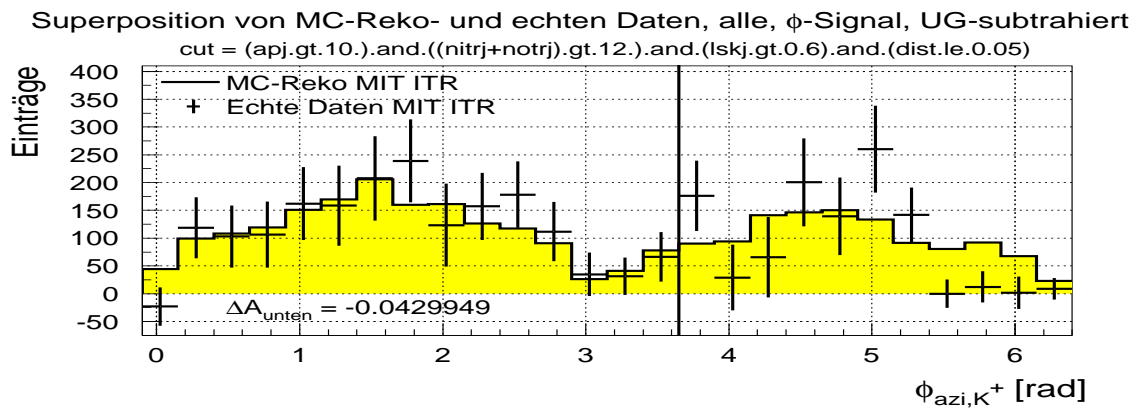
$$\Delta A_{oben} := k \cdot \frac{h_{u_{echt}} + h_{o_{echt}}}{h_{u_{MC}} + h_{o_{MC}}} - 1 \quad . \quad (7.4)$$

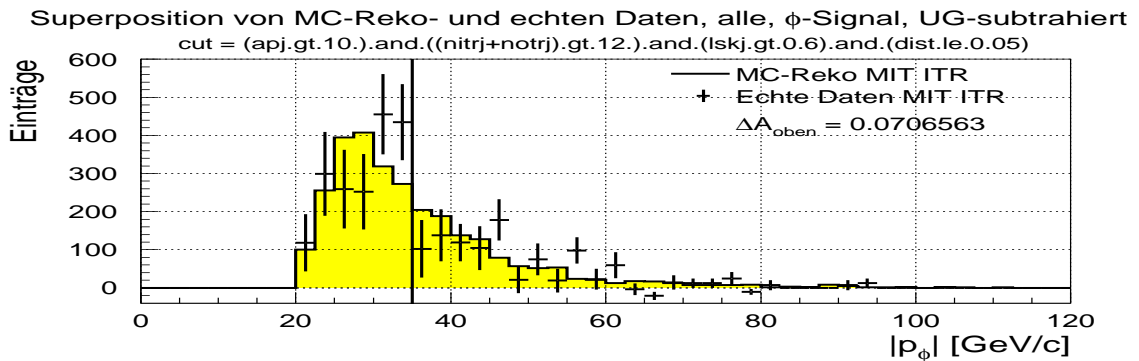
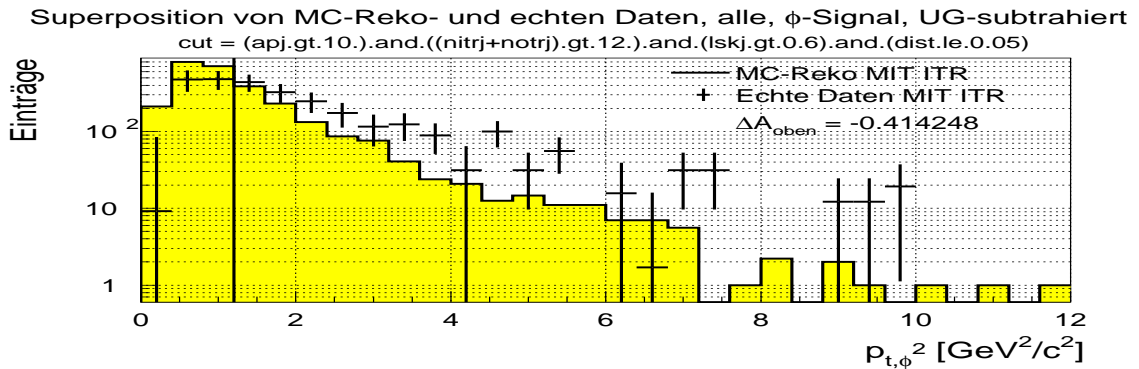
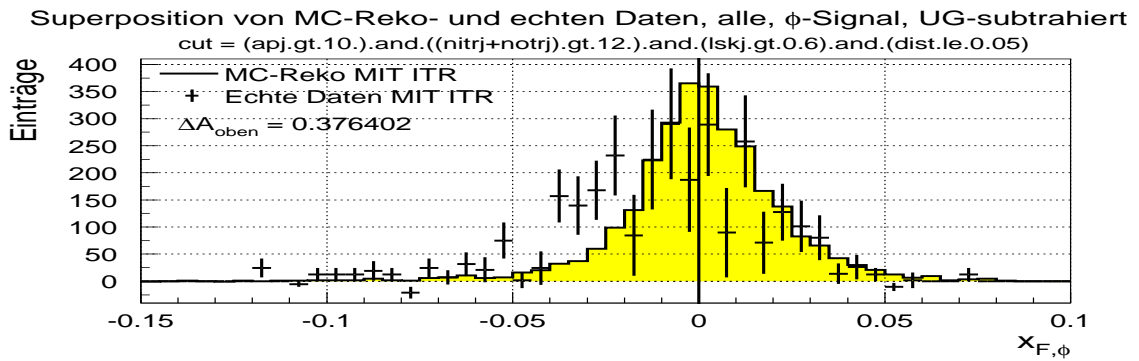
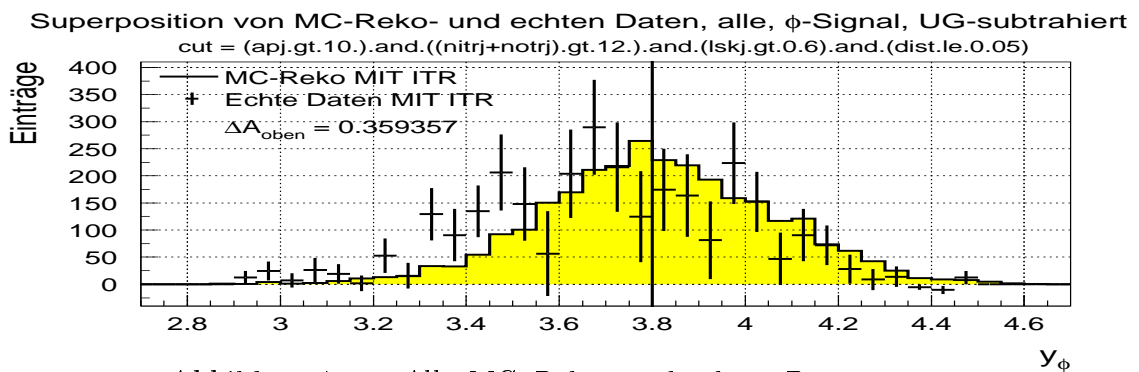
Entsprechend erhält man die relative Flächenabweichung ΔA_{unten} , wenn der „gute“ Bereich der untere ist.

Bis auf größere Abweichungen in den ersten Bins der Verteilung von $p_{t,\phi}^2$ stimmen die Verteilungen von MC-Reko- und echten Daten im Wesentlichen überein und weisen auf eine meist gute Anpassung der Simulation an die echten Daten hin. Die Verschiebungen der $x_{F,\phi}$ - und y_ϕ -Verteilungen gegeneinander sind nur leicht. Da die beschriebene Methode angesichts der geringen Statistik für echte Daten nur ein grobes Maß für einen Kompatibilitätscheck beider Datensätze sein kann, lässt sich $\Delta A_{\text{oben/unten}}$ als eine obere Abschätzung für den systematischen Fehler aus dem eigenen Analysebeitrag zum späteren Endergebnis auffassen.

Ein Vergleich der Verteilungen mit denen aus der MC truth aus Abschnitt 7.2 zeigt deutlich, dass die ϕ -Mesonen, die für die Analyse des Produktionsquerschnitts zur Verfügung stehen, aus einem signifikant kleineren Ausschnitt des gesamten Phasenraums stammen. Insbesondere der Impuls- und der harte Kaon-likelihoodschnitt sind dafür verantwortlich. So werden in echten Daten nur ϕ -Mesonen mit $x_{F,\phi} \in [-0,06; 0,05]$ und einem arithmetischen Mittel für $x_{F,\phi}$ von $-0,011$ sowie mit $y_\phi \in [2,9; 4,3]$ und einer mittleren Rapidität von $3,71$ akzeptiert.

Auch das $|p_\phi|$ -Spektrum setzt erst beim doppelten Wert $20 \text{ GeV}/c$ des Impulsschnitts ein, mit einem arithmetischen Mittel von $\overline{|p_\phi|} \approx 36,5 \text{ GeV}/c$. Mit der ϕ -Gesamtenergie E_ϕ und einer ϕ -Ruheenergie von $E_{\phi,0} \approx 1,0195 \text{ GeV}$ erhält man einen mittleren Lorentz-Faktor der ϕ -Mesonen von $\gamma = E_\phi/E_{\phi,0} \approx c\overline{|p_\phi|}/E_{\phi,0} \approx 35,8$. Zusammen mit der ϕ -Eigenzeit $\tau_0, c\hbar \approx 197,33 \text{ MeV fm}$ [Hag02] und der Resonanzbreite $\Gamma_\phi = 4,26 \text{ MeV}$ folgt dann für die zu erwartende mittlere ϕ -Zerfallsstrecke $\gamma c\tau_0 = \gamma c\hbar/\Gamma_\phi \approx 1,66 \text{ pm}$. Der Zerfallsort eines ϕ -Mesons befindet sich also noch im Targetdraht und ist vom Primärvertex nicht zu unterscheiden.

Abbildung 7.21: Alle MC-Reko- und echten Daten: ϕ_{azi,K^-} Abbildung 7.22: Alle MC-Reko- und echten Daten: ϕ_{azi,K^+}

Abbildung 7.23: Alle MC-Reko- und echten Daten: $|p_\phi|$ Abbildung 7.24: Alle MC-Reko- und echten Daten: $p_{t,\phi}^2$ Abbildung 7.25: Alle MC-Reko- und echten Daten: $x_{F,\phi}$ Abbildung 7.26: Alle MC-Reko- und echten Daten: y_ϕ

Kapitel 8

Die ϕ -Statistik und Ermittlung der Effizienzen

Alle nötigen Selektions- und Analyseschritte zur Gewinnung der ϕ -Statistik und die Funktionalität von Rekonstruktion und Simulation sind gezeigt worden. So kann in diesem Kapitel die Ermittlung der ϕ -Statistik und Bestimmung aller Detektoreffizienzen erfolgen, die in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts einfließen. Zugrunde liegt dabei die schon zu Beginn des Kapitels 5 genannte Beziehung

$$\sigma_{\phi} = \frac{N_{\phi \rightarrow K^+K^-}}{\varepsilon_{\text{tot}} \cdot \mathcal{L} \cdot \text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-)} \quad . \quad (8.1)$$

Die Luminosität \mathcal{L} des jeweiligen Datensatzes und das Verzweigungsverhältnis $\text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-)$ des betrachteten Zerfallskanals hingegen sind aus anderen Quellen erhältlich.

8.1 Die Gewinnung der endgültigen ϕ -Statistik

Zur Bestimmung der ϕ -Statistiken benutzt man die in Kapitel 6 beschriebene Methode des gewichteten Untergrundfits mit anschließender Seitenbandskalierung.

Mit den dortigen Definitionen der Intervalle geht man nun wie bekannt vor. Zuerst wird an die Massenverteilung, die sich als Summe der Daten aller vier Targetmaterialien ergibt, ausschließlich der Untergrund über SB1 und SB2 gefittet und durch Integration der Fitfunktion über obiges Signalintervall der Untergrund im Signalebereich und über SB1 und SB2 in den beiden Seitenbändern gewonnen. In einem zweiten Schritt wird für jede Massenverteilung der einzelnen Materialien die Form der gewonnenen Funktion übernommen und letztere lediglich durch Herunterskalieren auf den ausgezählten Untergrund in SB1 und SB2, d. h. der Summe dortiger Einträge, der betreffenden Verteilung angepasst.

8.1.1 Die Berechnung der Statistikgrößen mit Fehlern

Mit Hilfe der Definitionen

- $N_{UG,peak,int,alle}$:= integrierter Untergrund im Signalbereich, alle Daten,
- $N_{UG,SB,int,alle}$:= integrierter Untergrund in SB1 und SB2, alle Daten,
- $N_{UG,SB,gez,in}$:= ausgezählter Untergrund in SB1 und SB2, einzelnes Material,
- $N_{peak,gez,in}$:= ausgezählter kompletter Signalbereich, einzelnes Material,
- $N_{Sig,in}$:= Anzahl der ϕ -Mesonen im Signalbereich, einzelnes Material und
- $N_{UG,in}$:= Untergrund im Signalbereich, einzelnes Material

lassen sich die Statistikgrößen und ihre Fehler nun berechnen.

Den Untergrund in der Massenverteilung jedes einzelnen Materials erhält man aus der zuvor beschriebenen Skalierung von $N_{UG,peak,int,alle}$:

$$N_{UG,in} = \frac{N_{UG,peak,int,alle}}{N_{UG,SB,int,alle}} \cdot N_{UG,SB,gez,in} \quad . \quad (8.2)$$

Hierin sind die beiden Untergrundbeiträge genauso definiert wie in Teilabschnitt 7.1, wobei $N_{UG,SB,int,alle}$ der integrierte Untergrund in SB1 und SB2 aller Daten in den hier benutzten Seitenbändern ist. Ihre Fehler werden auch hier als stark korreliert angenommen und der Skalenfaktor als fehlerfrei angenommen. So ergibt sich für den Fehler des Untergrunds

$$\Delta N_{UG,in} = \frac{N_{UG,peak,int,alle}}{N_{UG,SB,int,alle}} \cdot \sqrt{N_{UG,SB,gez,in}} \quad . \quad (8.3)$$

Nach Abzug dieses Untergrunds von der Summe aller Einträge im Signalbereich und Einsetzen folgt für die endgültige Anzahl der ϕ -Mesonen im Signalbereich

$$N_{Sig,in} = N_{peak,gez,in} - \frac{N_{UG,peak,int,alle}}{N_{UG,SB,int,alle}} \cdot N_{UG,SB,gez,in} \quad . \quad (8.4)$$

$N_{peak,gez,in}$ und $N_{UG,SB,gez,in}$ ergeben sich aus disjunkten Anteilen der Massenverteilung, so dass ihre Fehler unabhängig voneinander sind. Somit erhält man für den Fehler des endgültigen Signals

$$\begin{aligned} \Delta N_{Sig,in} &= \sqrt{(\Delta N_{peak,gez,in})^2 + (\Delta N_{UG,in})^2} \\ &= \sqrt{N_{peak,gez,in} + \left(\frac{N_{UG,peak,int,alle}}{N_{UG,SB,int,alle}}\right)^2 \cdot N_{UG,SB,gez,in}} \quad . \quad (8.5) \end{aligned}$$

Die Signifikanz S ergibt sich wieder zu

$$S = \frac{N_{\text{Sig,in}}}{\Delta N_{\text{Sig,in}}} . \quad (8.6)$$

Desweiteren wird ein χ^2 -Test durchgeführt, um die Übereinstimmung des skalierten Untergrundfits mit der vorliegenden individuellen Massenverteilung in den oben definierten Seitenbändern SB1 und SB2 mit insgesamt 69 Bins zu überprüfen. Hierzu werden die Einträge N_i der Massenverteilung im Bin i als Erwartung aufgefasst, um die die Fitfunktion mit $N_{\text{UG,Fit},i}$ Bineinträgen streut, und die Größe

$$\chi^2 = \sum_{\substack{69 \text{ Bins in} \\ \text{SB1 und SB2}}} \frac{(N_i - N_{\text{UG,Fit},i})^2}{N_{\text{UG,Fit},i}} \quad (8.7)$$

berechnet. Für χ^2 und die 69 Freiheitsgrade wird zusätzlich die so genannte „upper tail“ Wahrscheinlichkeit der χ^2 -Verteilung bestimmt, die die Wahrscheinlichkeit angibt, dass der berechnete Wert größer als das gegebene χ^2 für die gegebene Anzahl von Freiheitsgraden ist [Bro91]. Mit ihr kann man später unter Berücksichtigung aller individueller Massenverteilungen die Konsistenz der Annahme überprüfen, dass die Form des Untergrunds von der Wahl des Targetmaterials unabhängig ist.

8.1.2 Die endgültige ϕ -Statistik

Mit den genannten Beziehungen können nun alle nötigen Größen aus den individuellen Massenverteilungen der einzelnen Materialien für die in Tabelle 6.1 dargestellte Ereignisstatistik gewonnen werden. Hierzu wurden in den fünf folgenden Abbildungen die Schnitte, die jeweils in den Bildüberschriften mit angegeben sind, gemäß den Angaben in Teilabschnitt 5.4.5 auf Seite 108 gesetzt.

Zunächst zeigt Abbildung 8.1 den Untergrundfit an die invarianten Massenverteilungen sämtlicher Daten, um die Form des Untergrunds festzulegen. Wie gewohnt stammt die obere Verteilung aus MC-Reko- und die untere aus echten Daten, ebenso in noch folgenden Abbildungen. Für den Fit wurde entsprechend den Ausführungen auf Seite 105 im Falle von MC-Reko- eine lineare Beschreibung und für echte Daten der Ansatz nach Gleichung 5.5 gewählt. Die Bezeichnung „2K-Massenverteilungen“ soll mit Blick auf die weiteren Analyseschritte verdeutlichen, dass für beide Spuren je Spurpaar der Kaonlikelihoodschnitt verlangt wird.

In den Abbildung 8.2 bis 8.6 sind nun die 2K-Massenverteilungen für alle Daten zusammen sowie für Kohlenstoff bis Wolfram mit allen Statistikangaben zu sehen, nachdem der Skalierungsschritt für den Untergrund angewendet worden ist. Die im Wesentlichen guten Fits bestätigen, dass die Annahme eines materialunabhängigen Untergrunds berechtigt und die gewählte Skalierungsmethode ein probates Mittel zur Bestimmung des jeweiligen Signals ist.

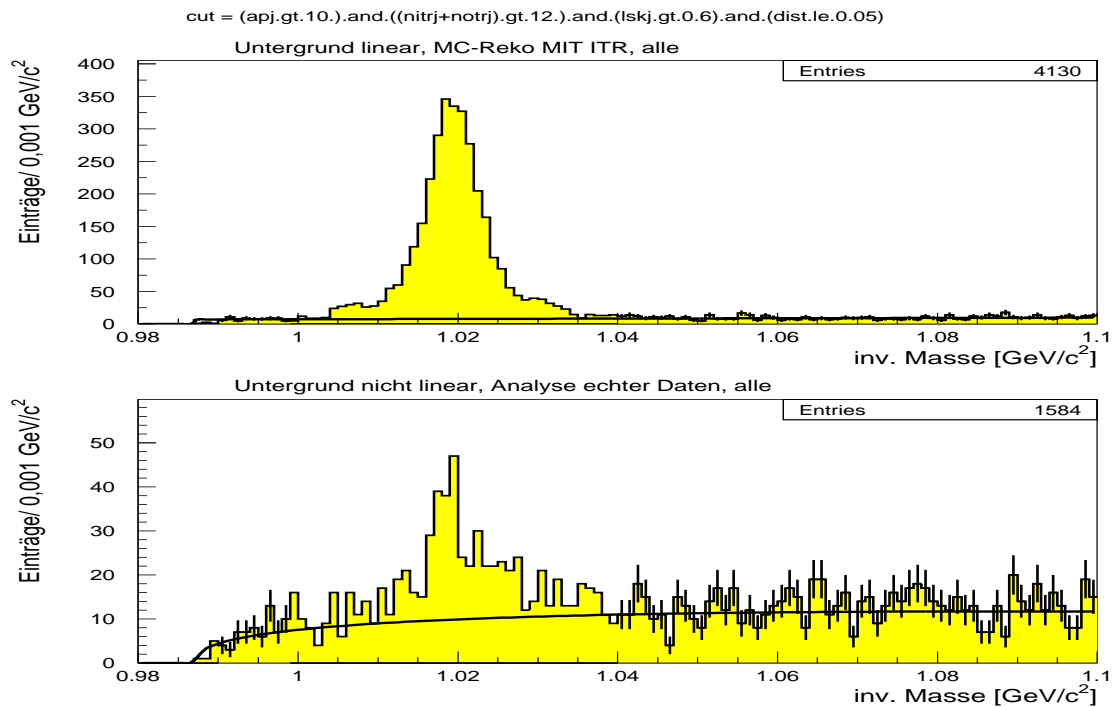


Abbildung 8.1: Die invarianten $2K$ -Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Fit der Untergrundfunktion:
oben: MC-Reko
unten: echte Daten

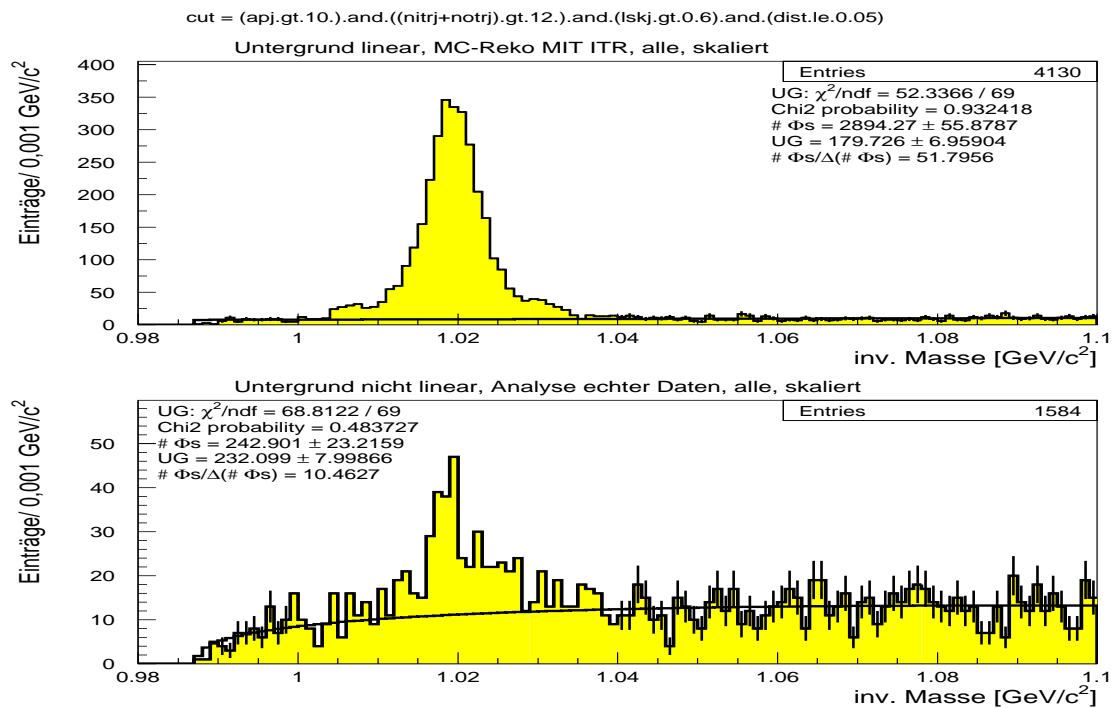


Abbildung 8.2: Die $2K$ -Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit

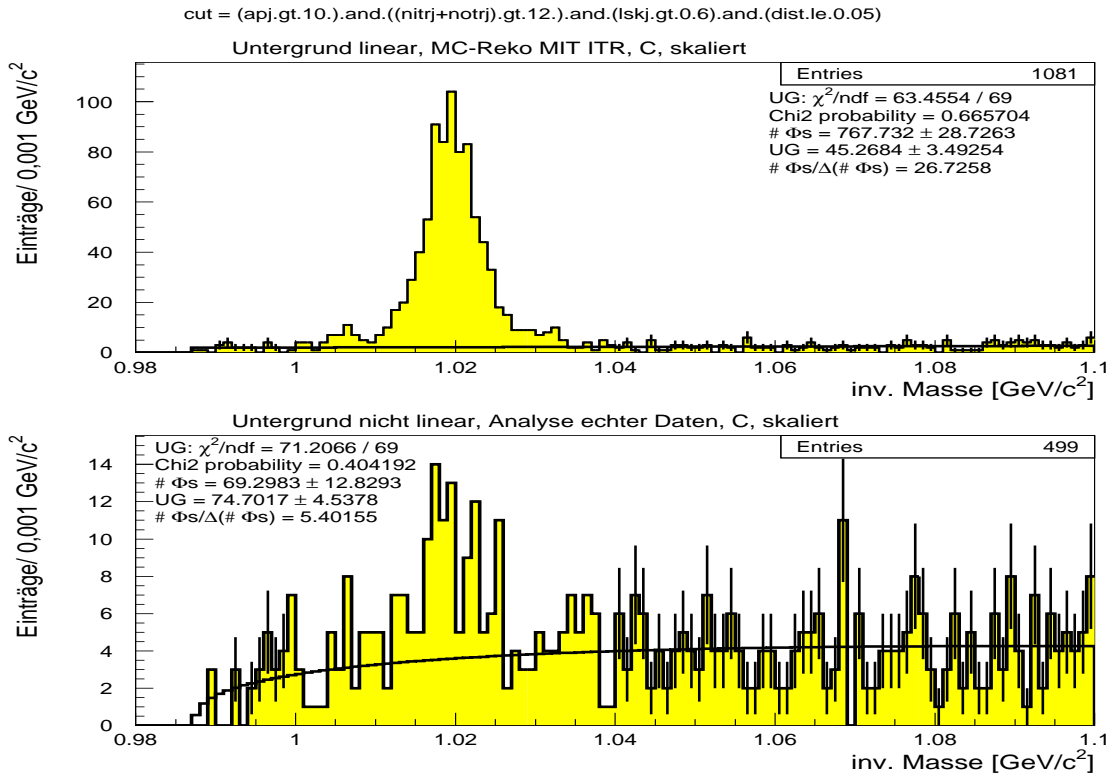


Abbildung 8.3: Die 2K-Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem Fit

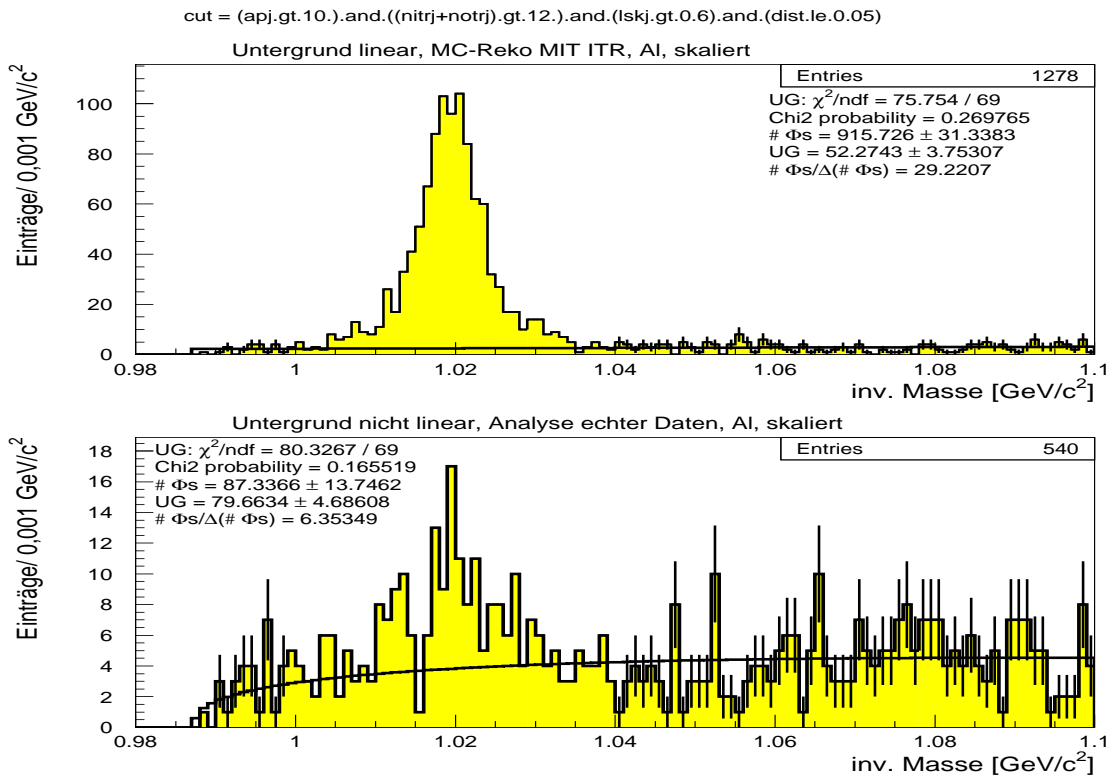
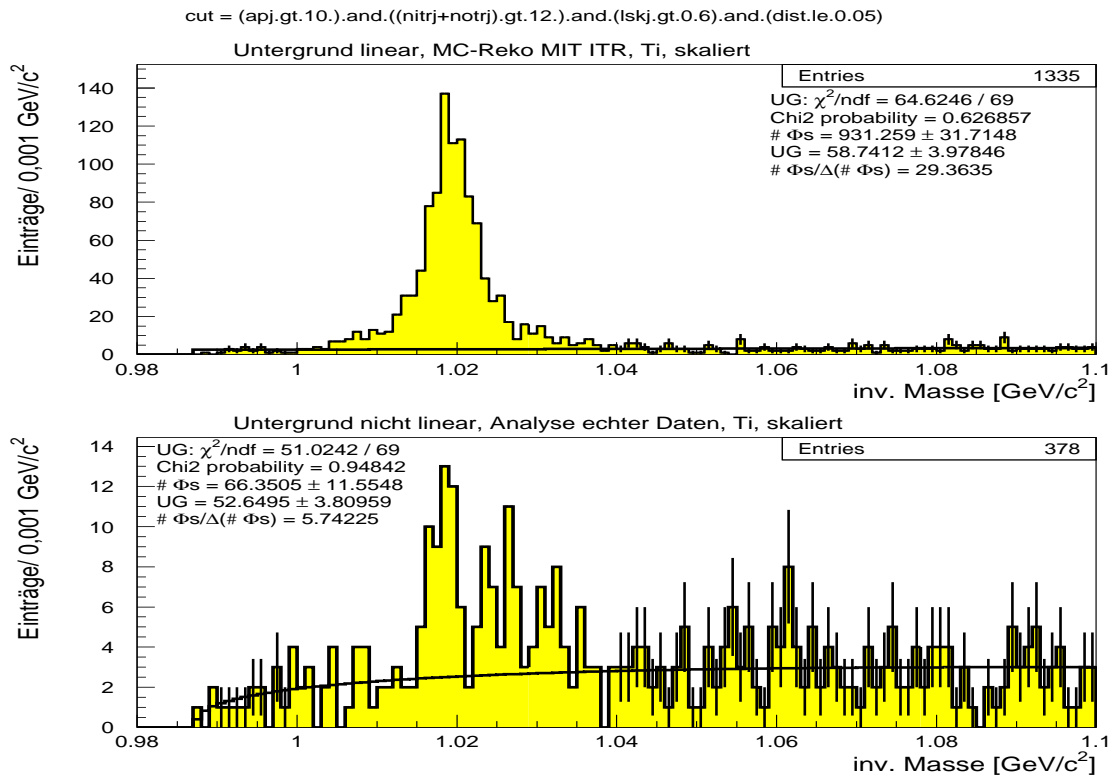
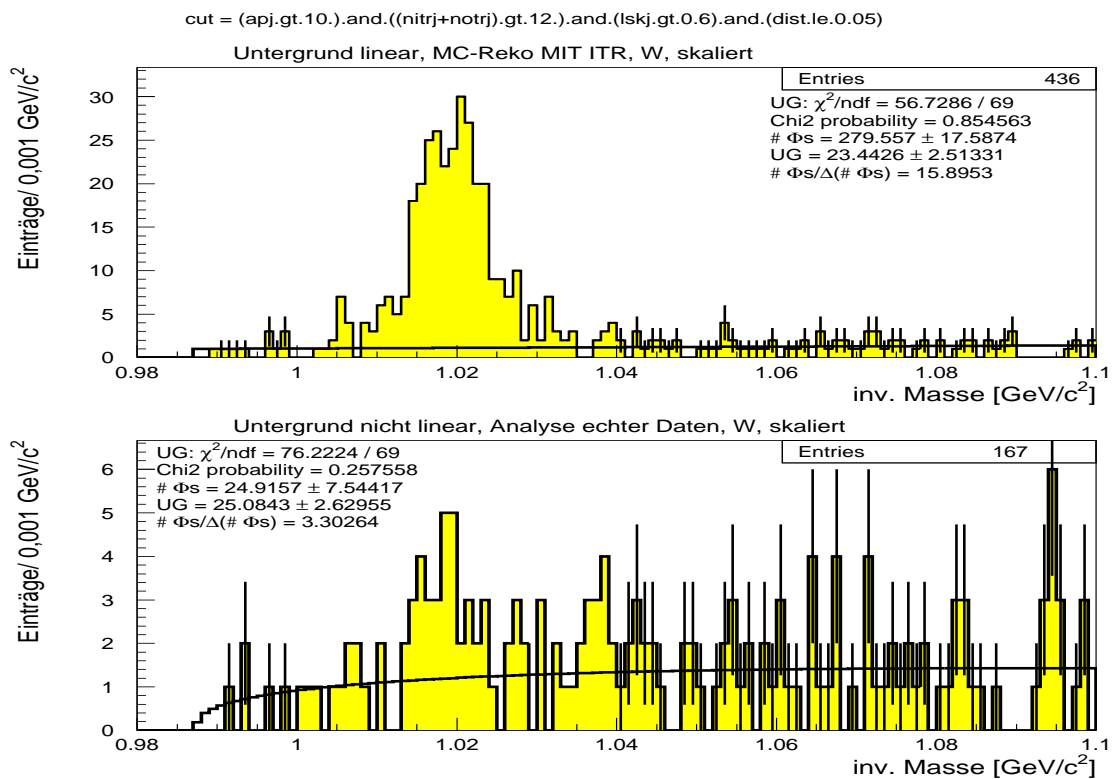


Abbildung 8.4: Die 2K-Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit

Abbildung 8.5: Die $2K$ -Massenverteilungen für Titan mit skaliertem FitAbbildung 8.6: Die $2K$ -Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit

Material	$N_{\phi,2,\text{echt}}$	$N_{\phi,2,\text{MCreko}}$	$N_{\phi,\text{MCtruth}}$
alle	$242,9 \pm 23,2$	$2894,3 \pm 55,9$	199 285
Kohlenstoff	$69,3 \pm 12,8$	$767,7 \pm 28,7$	52 344
Aluminium	$87,3 \pm 13,7$	$915,7 \pm 31,3$	60 056
Titan	$66,4 \pm 11,6$	$931,3 \pm 31,7$	67 149
Wolfram	$24,9 \pm 7,5$	$279,6 \pm 17,6$	19 736

Tabelle 8.1: Die Statistik der ϕ -Mesonen für die Analyse des ϕ -Produktionsquerschnitts für echte, $N_{\phi,2,\text{echt}}$, und MC-Reko-Daten, $N_{\phi,2,\text{MCreko}}$, sowie in der Monte Carlo truth, $N_{\phi,\text{MCtruth}}$

Tabelle 8.1 zeigt die endgültigen Anzahlen der ϕ -Mesonen gemäß den Gleichungen 8.4 und 8.5 für echte, $N_{\phi,2,\text{echt}}$, und MC-Reko-Daten, $N_{\phi,2,\text{MCreko}}$, gemeinsam mit der generierten MC-truth-Statistik $N_{\phi,\text{MCtruth}}$ nochmals in einer Gesamtübersicht. Der Index „2“ weist auch hier auf die Anwendung des Kaonlikelihoodschnitts auf beide Spuren je Spurpaar hin. Insbesondere für Wolfram ist die Statistik so gering, dass sich ein Relativfehler von ca. 30 % auf den Produktionsquerschnitt ergeben wird.

Es ist bekannt, dass die Summe der ϕ -Statistiken der einzelnen Materialien in den echten Daten um ca. 2 % von der Anzahl 242,9 für alle Daten abweicht. Dieses Problem ist zurzeit unverstanden und taucht nur hier auf und nicht in noch folgenden Statistiken. Sein Fehler ist im Vergleich zu den aufgeführten statistischen Fehlern ohnehin vernachlässigbar, so dass alle hier gezeigten Werte weiterverwendet werden können.

8.2 Die Gewinnung der totalen Effizienzen

In diesem Abschnitt wird die Ermittlung der totalen Detektoreffizienz ε_{tot} beschrieben, die nach Gleichung 8.1 zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts ebenfalls benötigt wird. Diese ist aus simulierten und echten Daten zu bestimmen.

Die Untersuchungen in Kapitel 7 haben gezeigt, dass die Kinematik und die geometrische Detektorakzeptanz in den rekonstruierten simulierten Daten im Wesentlichen realitätsgetreu beschrieben werden. Somit kann die geometrische Detektorakzeptanz aus Simulationsdaten ermittelt werden. Hingegen wird sich später noch zeigen, dass die Beschreibung des RICH in der Simulation nicht zufrieden stellend ist und die Effizienzen für die Identifizierungen von geladenen Kaonen aus echten Daten gewonnen werden müssen. Diese werden von nun an kurz als K^- - und K^+ -Effizienz bezeichnet. Aus den genannten drei Beiträgen lässt sich dann ε_{tot} berechnen.

8.2.1 Die Gewinnung der ϕ -Statistiken zur Effizienzbestimmung

Im Folgenden werden die entsprechenden invarianten Massenverteilungen gezeigt, aus denen die ϕ -Statistiken extrahiert werden, die zur Berechnung der einzelnen Effizienzbeiträge nötig sind.

Abbildung 8.7 zeigt in der gewohnten Darstellungsweise invariante Massenverteilungen sämtlicher Daten mit Untergrundfit. Hier wurde der harte Kaonlikelihoodschnitt nur auf die negativ geladene Spur jedes Spurpaares angewendet, während ansonsten dieselben Schnitte benutzt wurden wie für die 2K-Massenverteilungen. Daher sollen die gezeigten Darstellungen die Bezeichnung „ $-$ “-Massenverteilungen“ erhalten.

Im Unterschied zu den 2K-Massenverteilungen wurde auch zur Untergrundbeschreibung in den MC-Reko-Daten der Ansatz nach Gleichung 5.5 auf Seite 105 gewählt. Dies war nötig, da ein linearer Ansatz zu ungenau gewesen wäre.

In den Abbildungen 8.8 bis 8.12 sind die zugehörigen „ $-$ “-Massenverteilungen für alle Daten zusammen sowie für die einzelnen Materialien mit skaliertem Fit dargestellt.

Die gleichen Darstellungen werden auch für den umgekehrten Fall mit dem Kaonlikelihoodschnitt nur auf die positiv geladene Spur erzeugt. Sie sind für die Gewinnung des Untergrundfits in Abbildung 8.13 und für die Verteilungen mit skaliertem Fit in den Abbildungen 8.14 bis 8.18 zu sehen. Sie werden analog „ $+$ “-Massenverteilungen“ genannt.

Zur Effizienzbestimmung werden auch noch die ϕ -Statistiken für den Fall benötigt, dass auf keine der beiden Spuren der Kaonlikelihoodschnitt und somit kein Schnitt eines RICH-Parameters angewendet wird. Alle anderen Schnitte sind aber unverändert enthalten. Vollkommen analog zu eben zeigt Abbildung 8.19 den Untergrundfit an die als „0K-Massenverteilungen“ bezeichneten Histogramme für sämtliche Daten.

In den Abbildung 8.20 bis 8.24 folgen dann wieder die entsprechenden individuellen Verteilungen aller Daten und der verschiedenen Targetmaterialien mit der skalierten Fitfunktion.

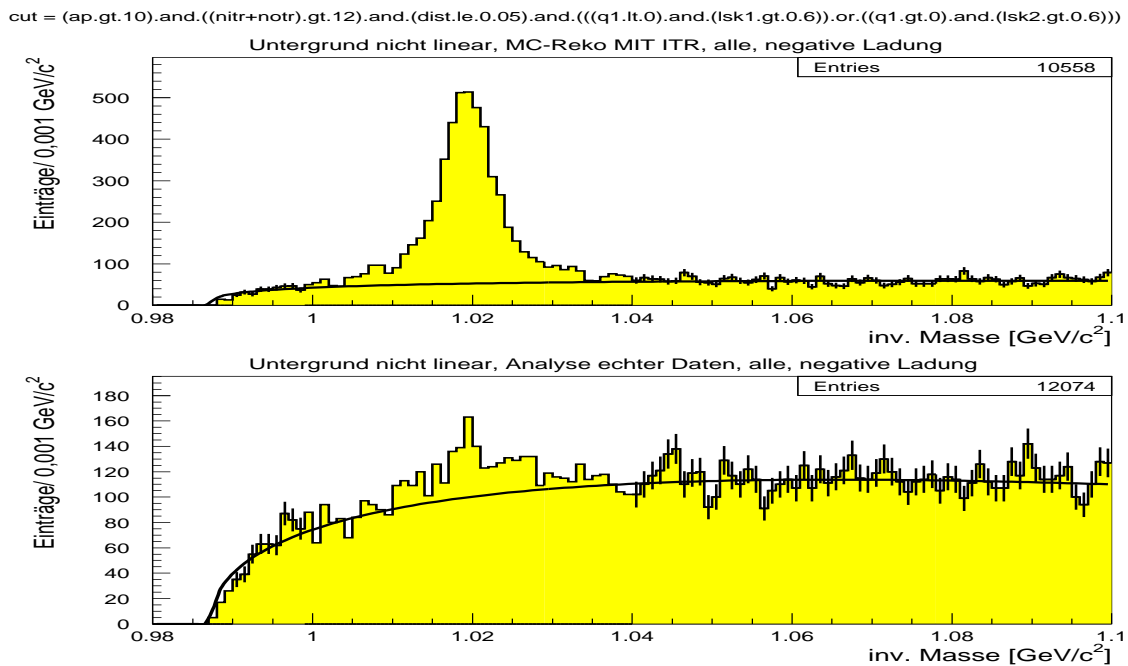


Abbildung 8.7: Die invarianten „-“-Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Untergrundfit:
oben: MC-Reko
unten: echte Daten

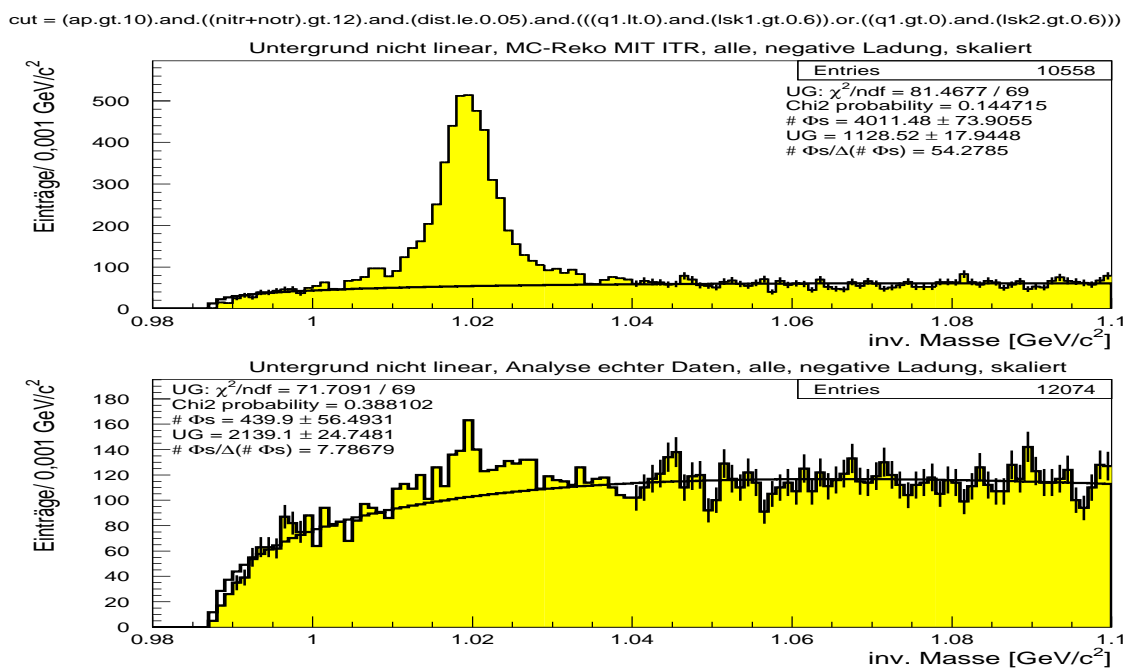


Abbildung 8.8: Die „-“-Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and(((q1.lt.0).and.(lsk1.gt.0.6)).or.((q1.gt.0).and.(lsk2.gt.0.6)))

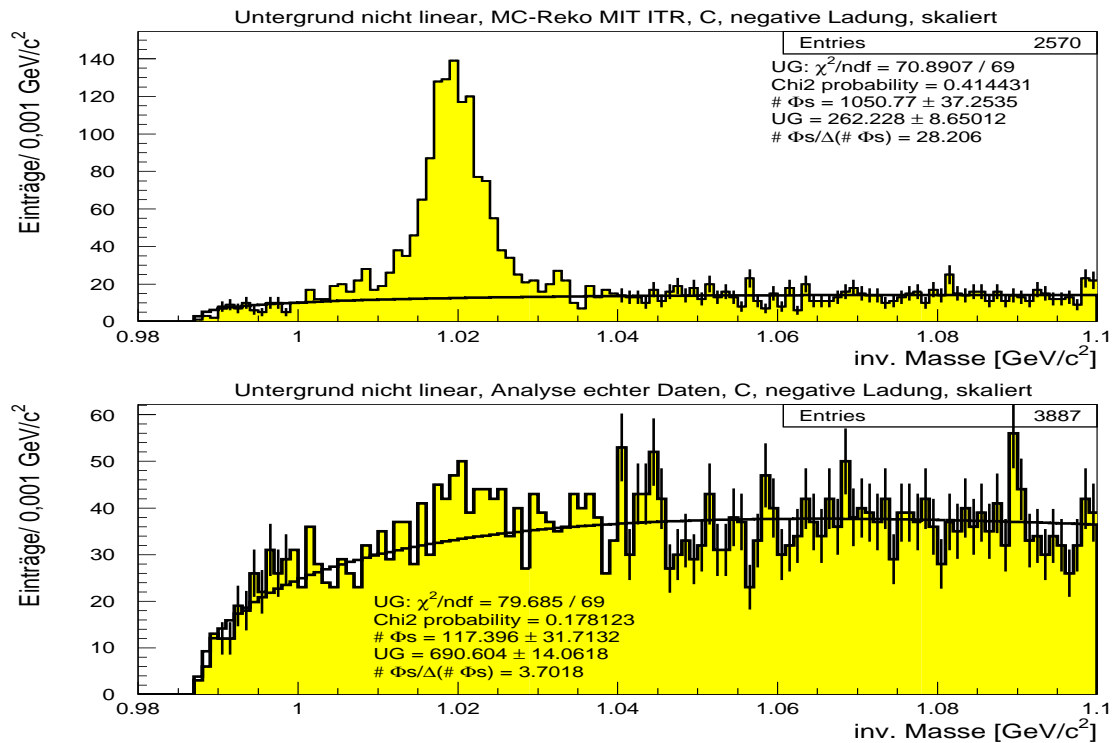


Abbildung 8.9: Die „-“-Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and(((q1.lt.0).and.(lsk1.gt.0.6)).or.((q1.gt.0).and.(lsk2.gt.0.6)))

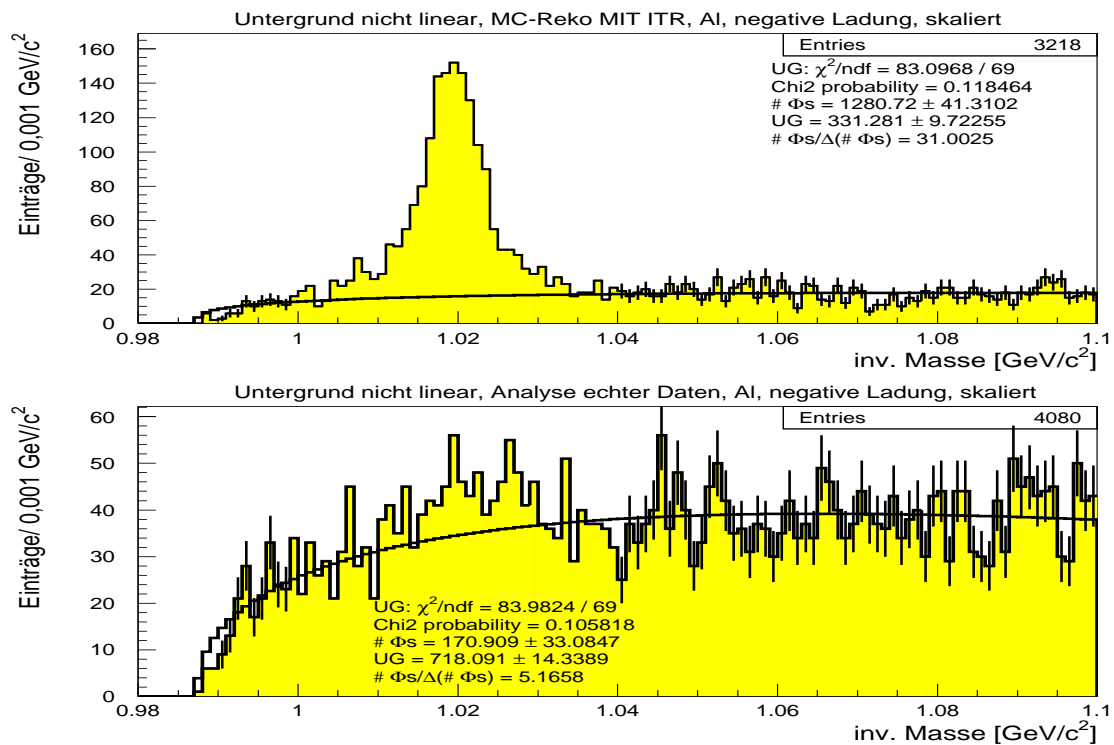


Abbildung 8.10: Die „-“-Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and((((q1.lt.0).and.(lisk1.gt.0.6)).or.((q1.gt.0).and.(lisk2.gt.0.6))))

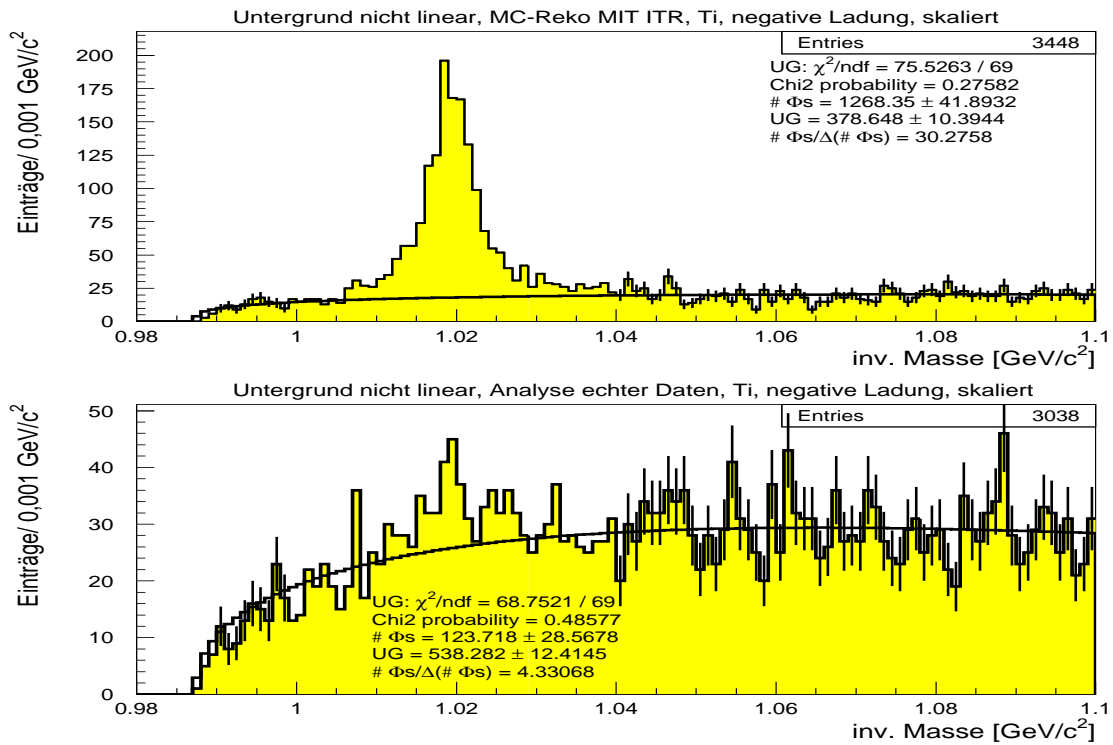


Abbildung 8.11: Die „–“-Massenverteilungen für Titan mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and((((q1.lt.0).and.(lisk1.gt.0.6)).or.((q1.gt.0).and.(lisk2.gt.0.6))))

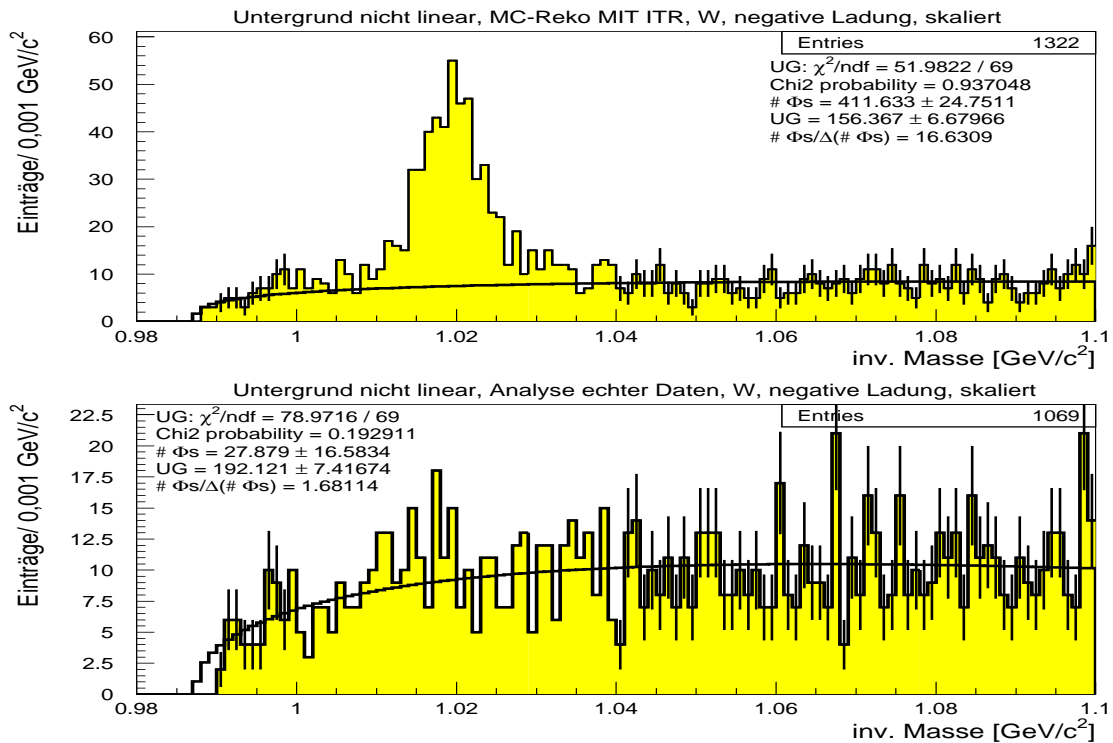


Abbildung 8.12: Die „–“-Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit

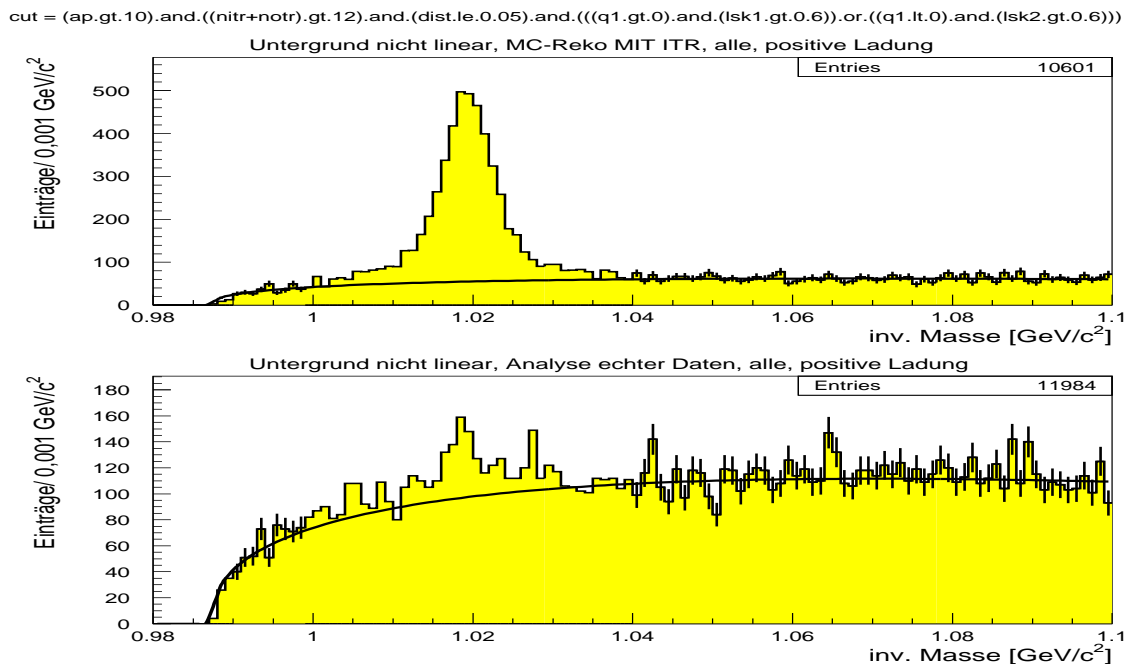


Abbildung 8.13: Die invarianten „+“-Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Untergrundfit:

oben: MC-Reko

unten: echte Daten

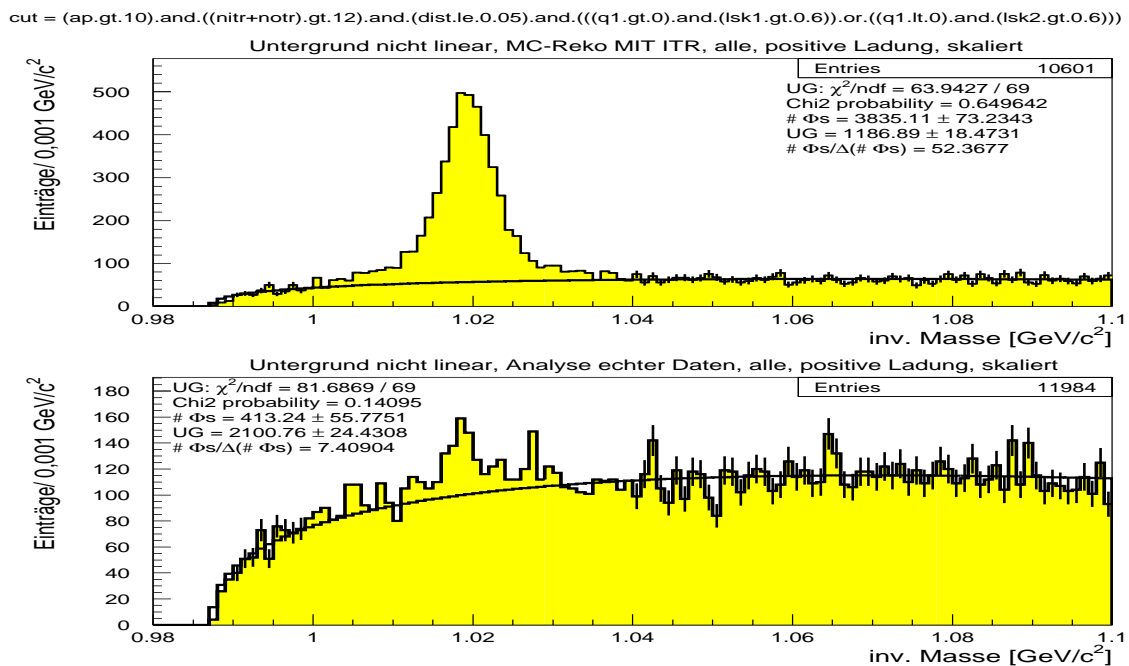


Abbildung 8.14: Die „+“-Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and(((q1.gt.0).and.(lisk1.gt.0.6)).or.((q1.lt.0).and.(lisk2.gt.0.6)))

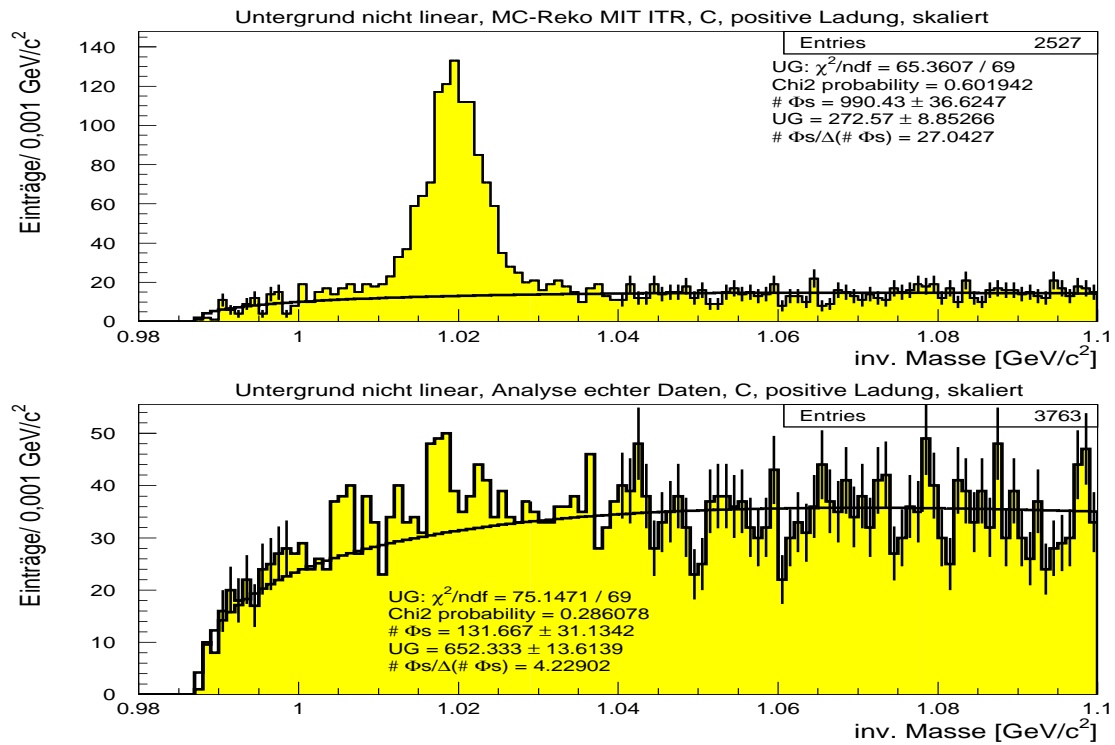


Abbildung 8.15: Die „+“-Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and(((q1.gt.0).and.(lisk1.gt.0.6)).or.((q1.lt.0).and.(lisk2.gt.0.6)))

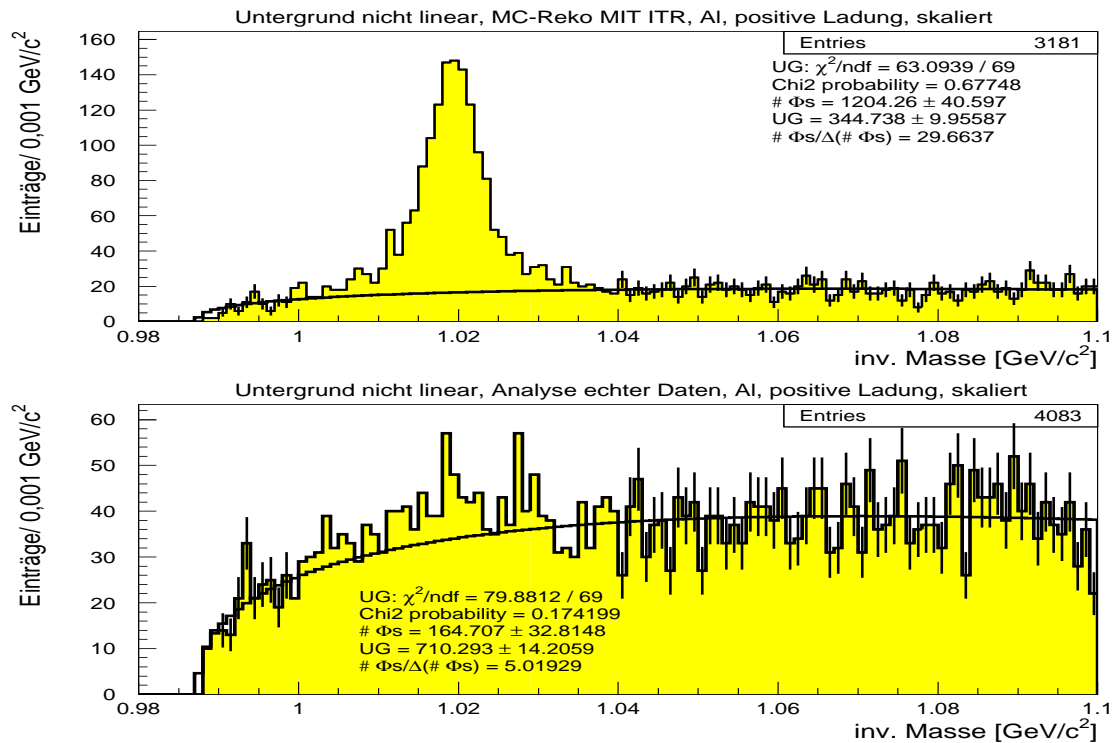


Abbildung 8.16: Die „+“-Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and(((q1.gt.0).and.(lsk1.gt.0.6)).or((q1.lt.0).and.(lsk2.gt.0.6)))

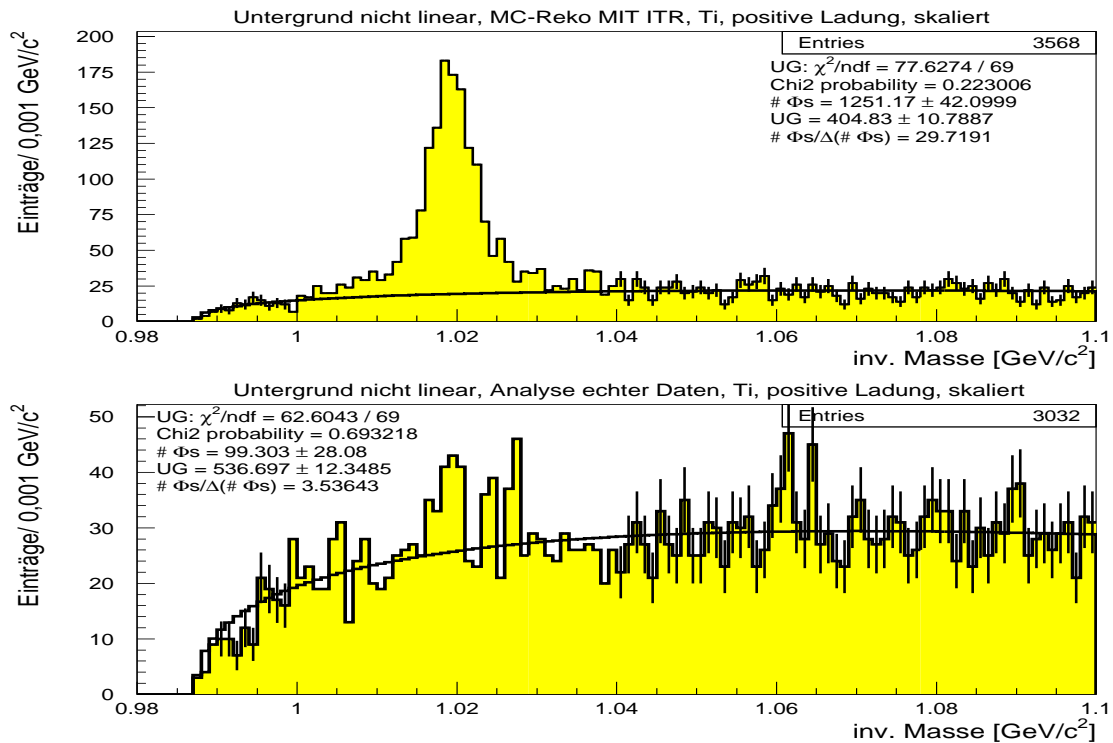


Abbildung 8.17: Die „+“-Massenverteilungen für Titan mit skaliertem Fit

cut = (ap.gt.10).and((nitr+notr).gt.12).and.(dist.le.0.05).and(((q1.gt.0).and.(lsk1.gt.0.6)).or((q1.lt.0).and.(lsk2.gt.0.6)))

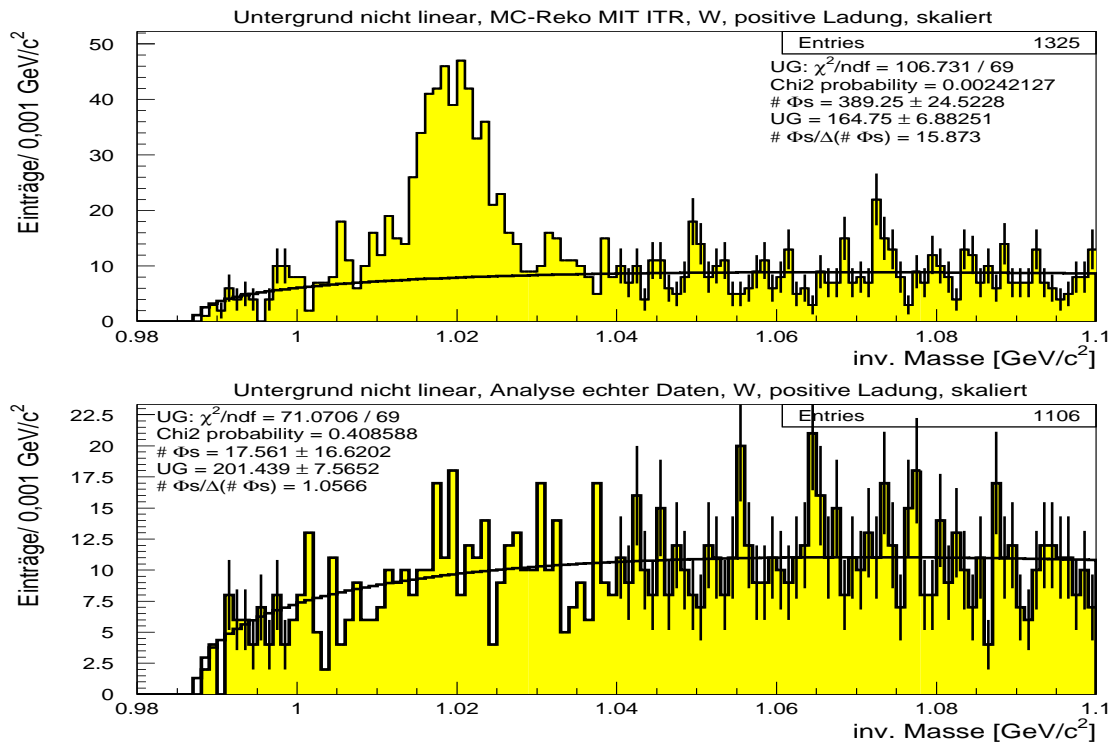


Abbildung 8.18: Die „+“-Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit

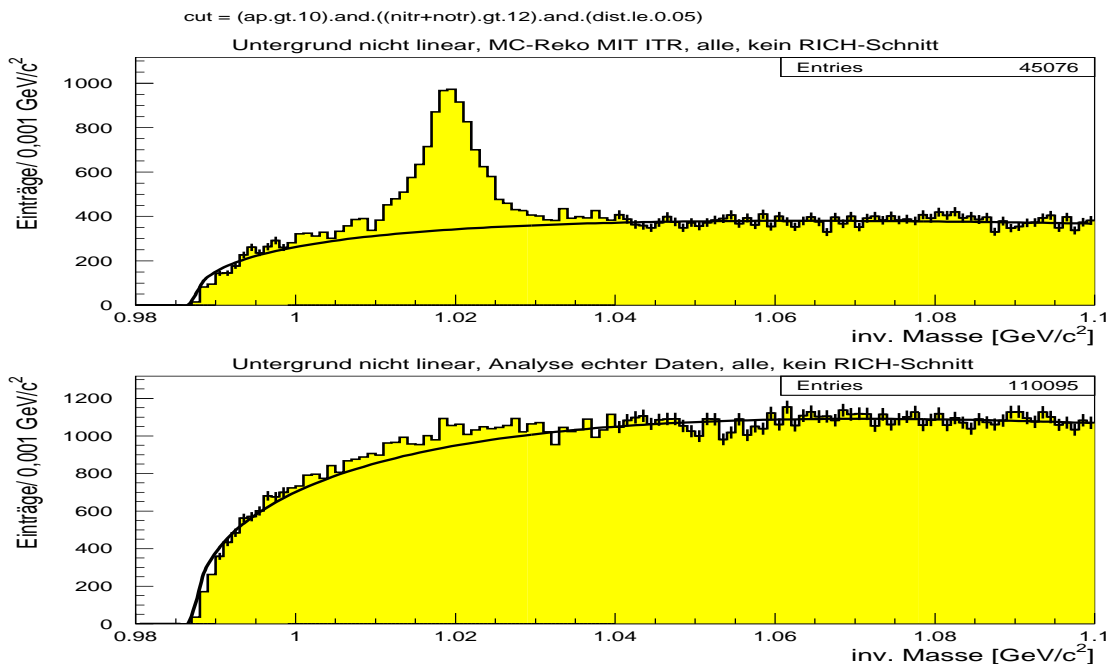


Abbildung 8.19: Die invarianten OK -Massenverteilungen für sämtliche Daten mit gewichtetem Untergrundfit:

oben: MC-Reko

unten: echte Daten

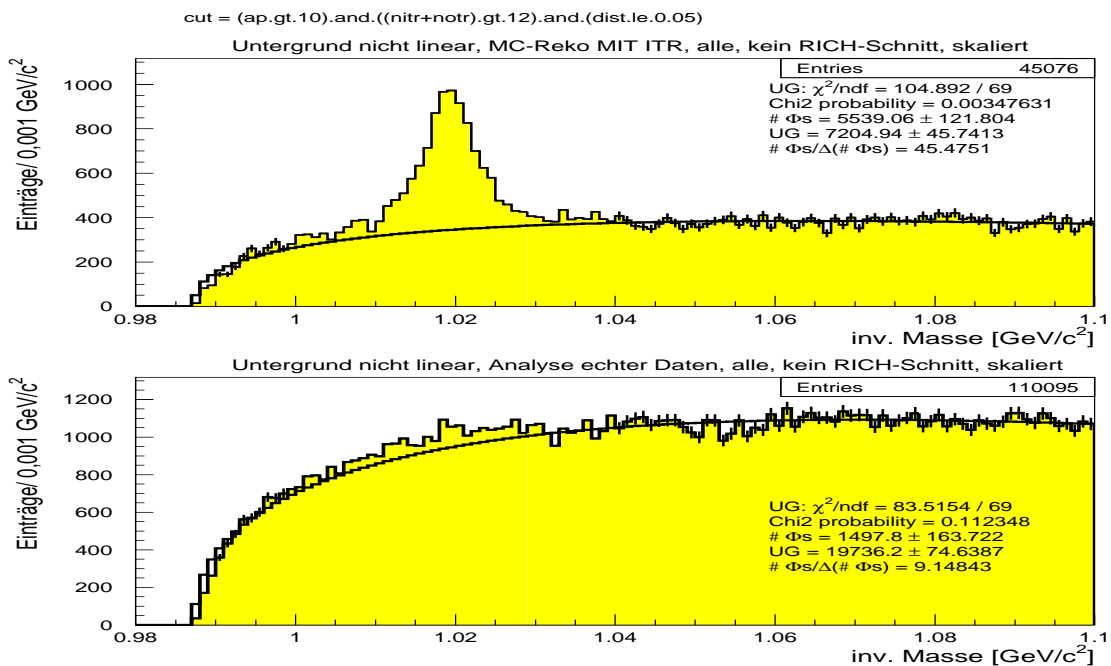
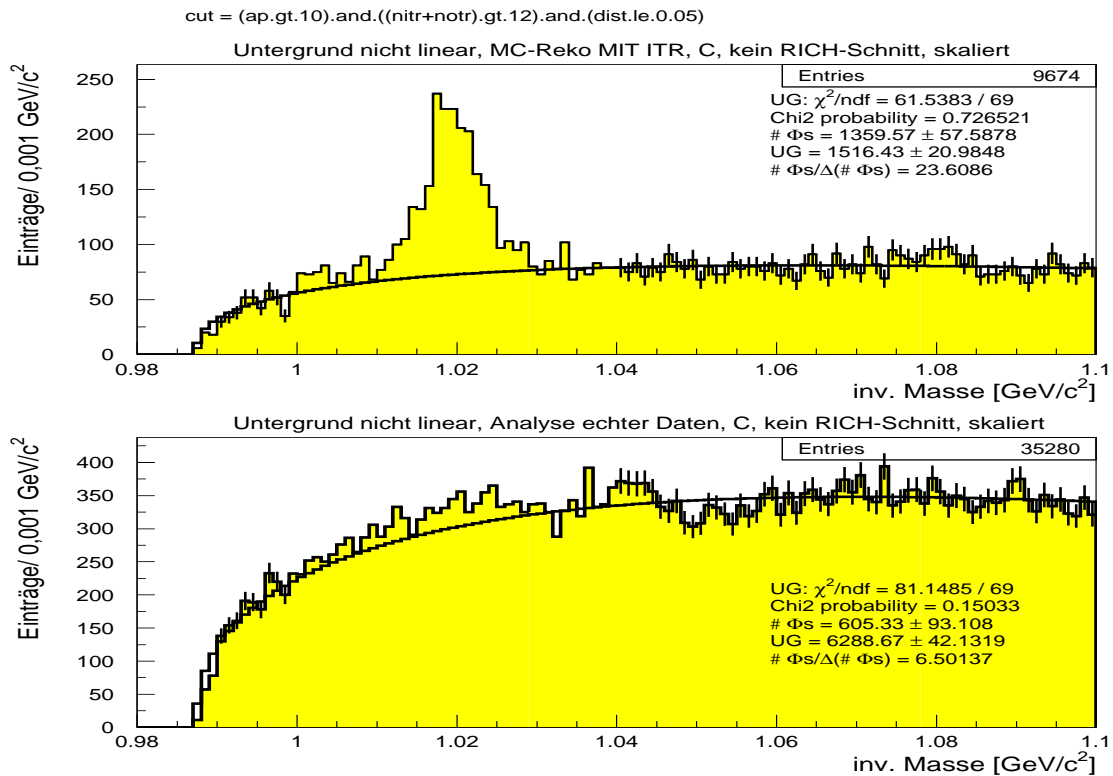
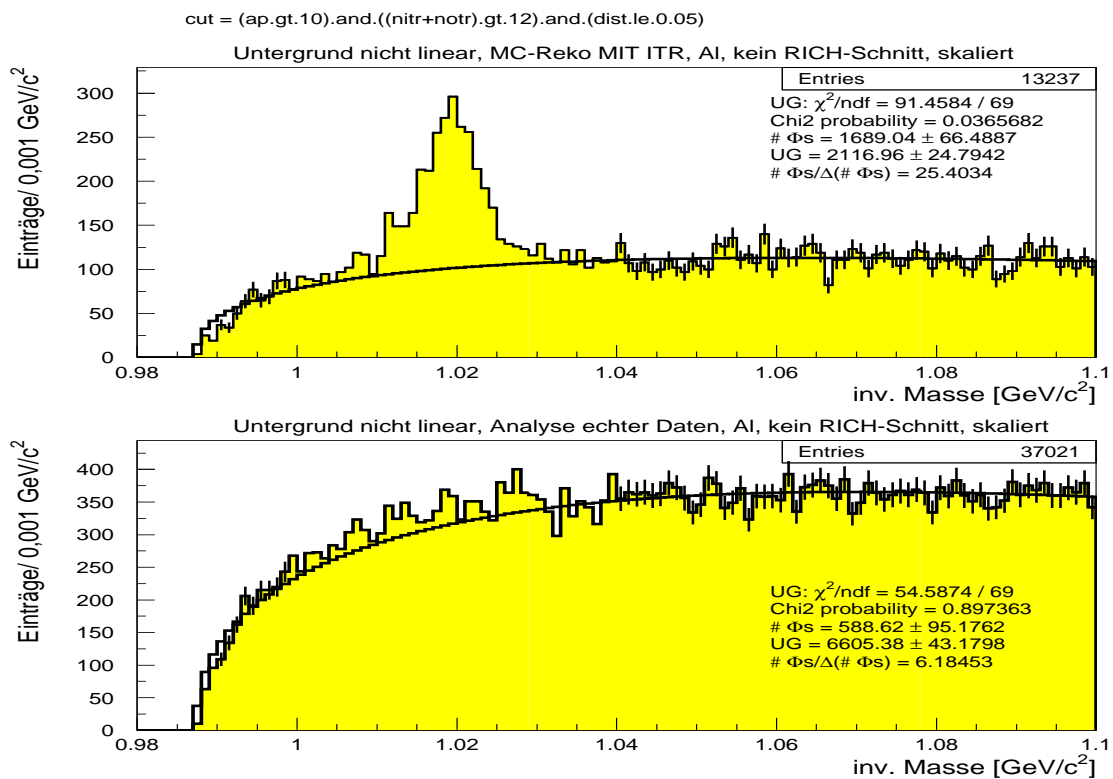


Abbildung 8.20: Die OK -Massenverteilungen für alle Daten mit skaliertem Fit

Abbildung 8.21: Die $0K$ -Massenverteilungen für Kohlenstoff mit skaliertem FitAbbildung 8.22: Die $0K$ -Massenverteilungen für Aluminium mit skaliertem Fit

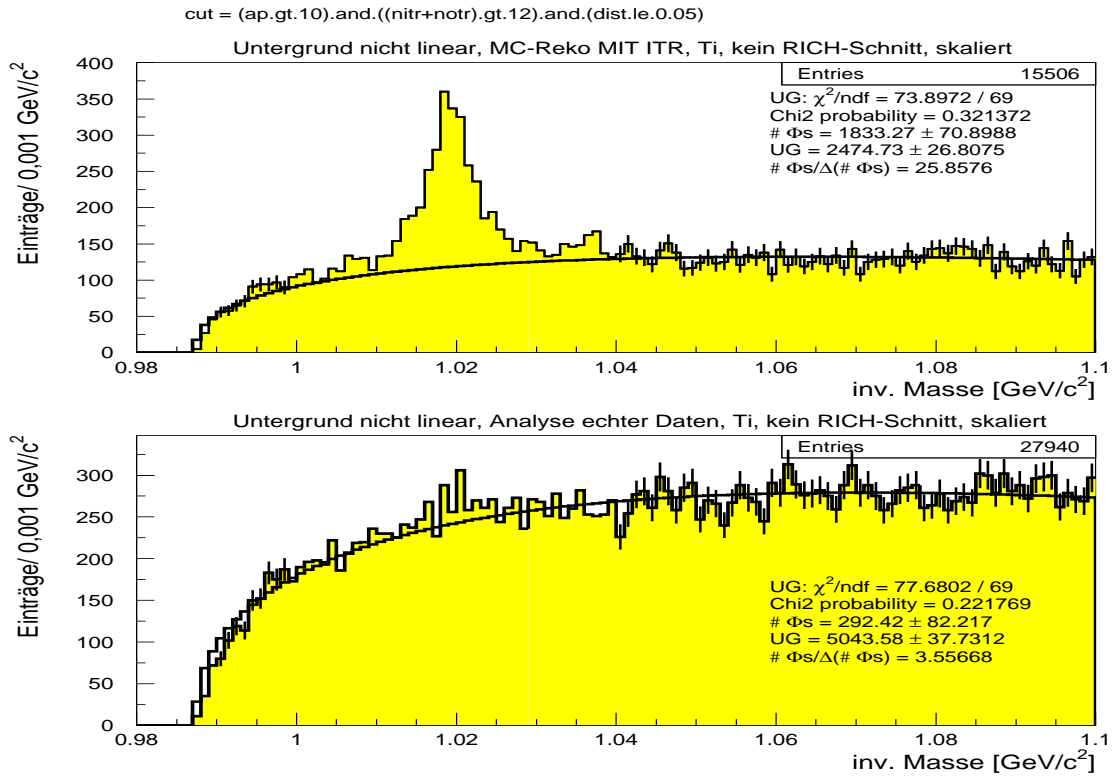


Abbildung 8.23: Die $0K$ -Massenverteilungen für Titan mit skaliertem Fit

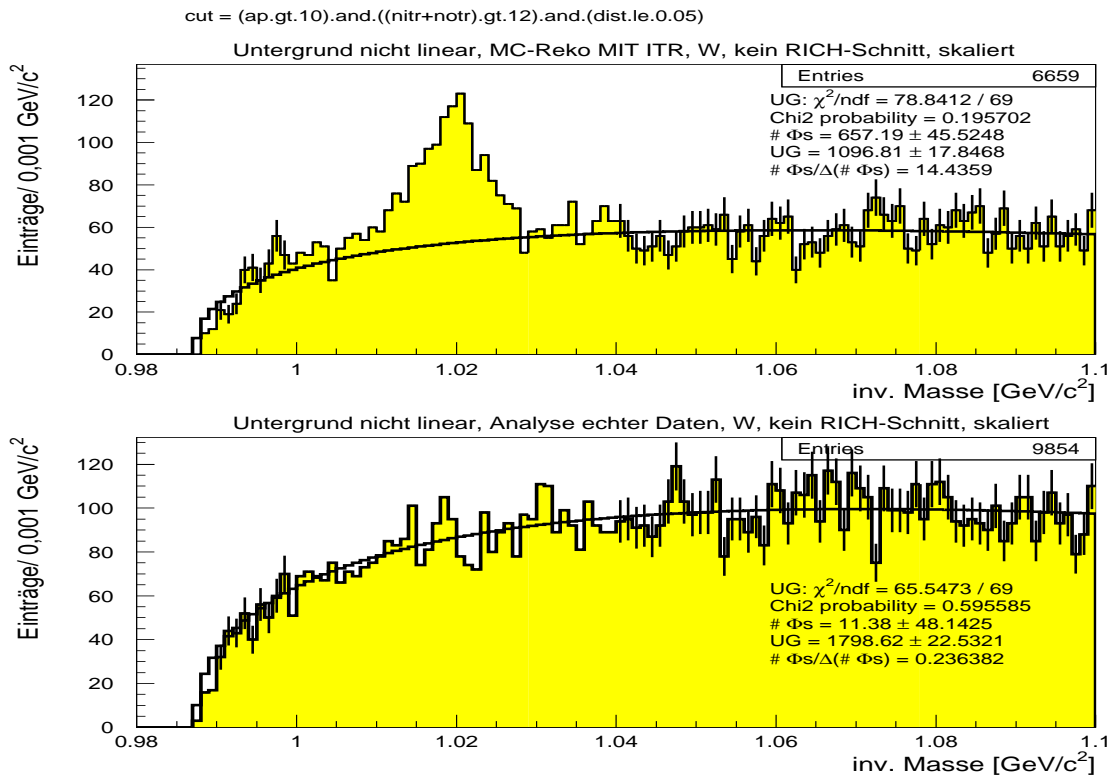


Abbildung 8.24: Die $0K$ -Massenverteilungen für Wolfram mit skaliertem Fit

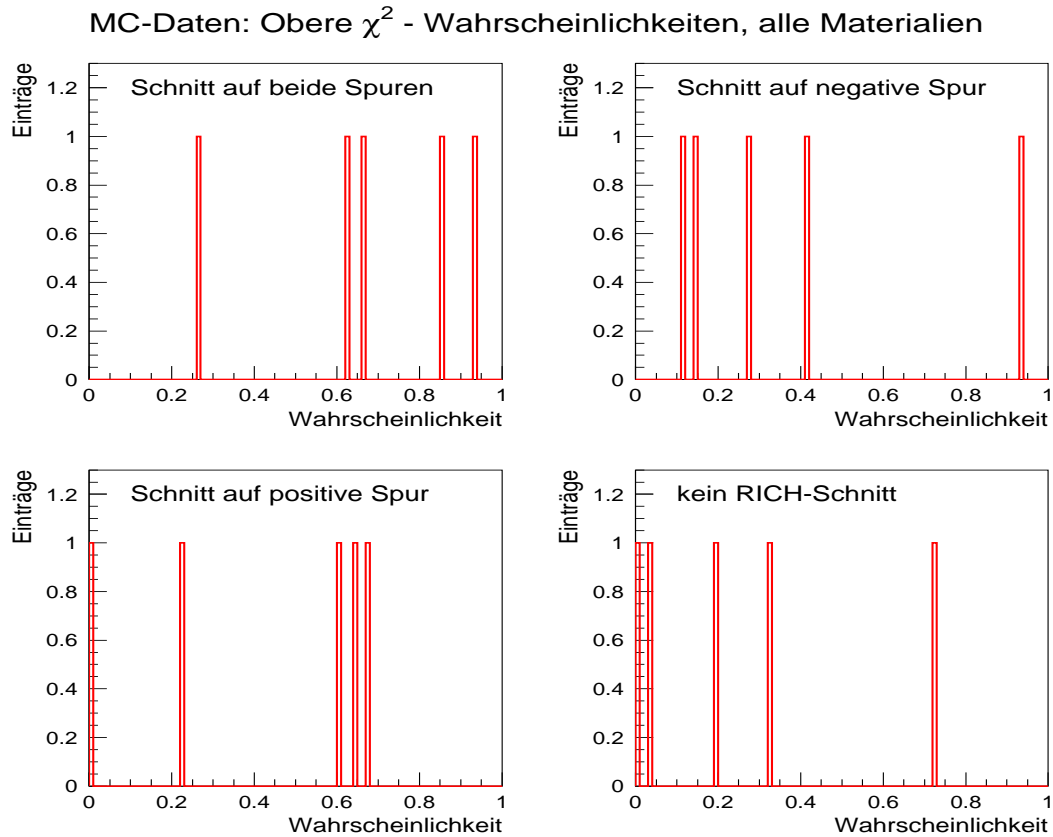


Abbildung 8.25: Die „upper tail“ Wahrscheinlichkeiten der vier Fälle „2K“, „-“, „+“ und „0K“ in Bezug auf die Benutzung des Kaonlikelihoodschnitts für die MC-Reko-Daten aus allen gezeigten Massenverteilungen

In allen drei Fällen „-“, „+“ und „0K“ konnten meistens gute Fits sowohl für MC-Reko- als auch für echte Daten erzielt werden, was die Annahme eines vom Targetmaterial unabhängigen Untergrunds auch hier rechtfertigt. Dies zeigen nicht nur die Werte für χ^2 , sondern auch ein Blick auf die zugehörigen „upper tail“ Wahrscheinlichkeiten, die in den Abbildungen als „Chi2 probability“ bezeichnet werden. Sie sind für MC-Reko- in Abbildung 8.25 und für echte Daten in Abbildung 8.26 dargestellt. Ihre Werte sowie diejenigen der 2K-Massenverteilungen aus Teilabschnitt 8.1.2 sind, sofern sich das für die wenigen Werte überhaupt sagen lässt, als Wahrscheinlichkeiten typischerweise im Intervall $[0; 1]$ homogen verteilt.

Desweiteren kann man bis auf die 0K-Massenverteilungen auch in den individuellen Verteilungen echter Daten an der Position der ϕ -Mesonmasse jeweils ein Signal erkennen. Somit lassen sich alle für eine Effizienzbestimmung notwendigen Statistiken, die in den zuvor gezeigten Abbildungen mit angegeben worden sind, verwenden.

Die aus den 2K-, „-“, „+“- und 0K-Massenverteilungen extrahierten ϕ -

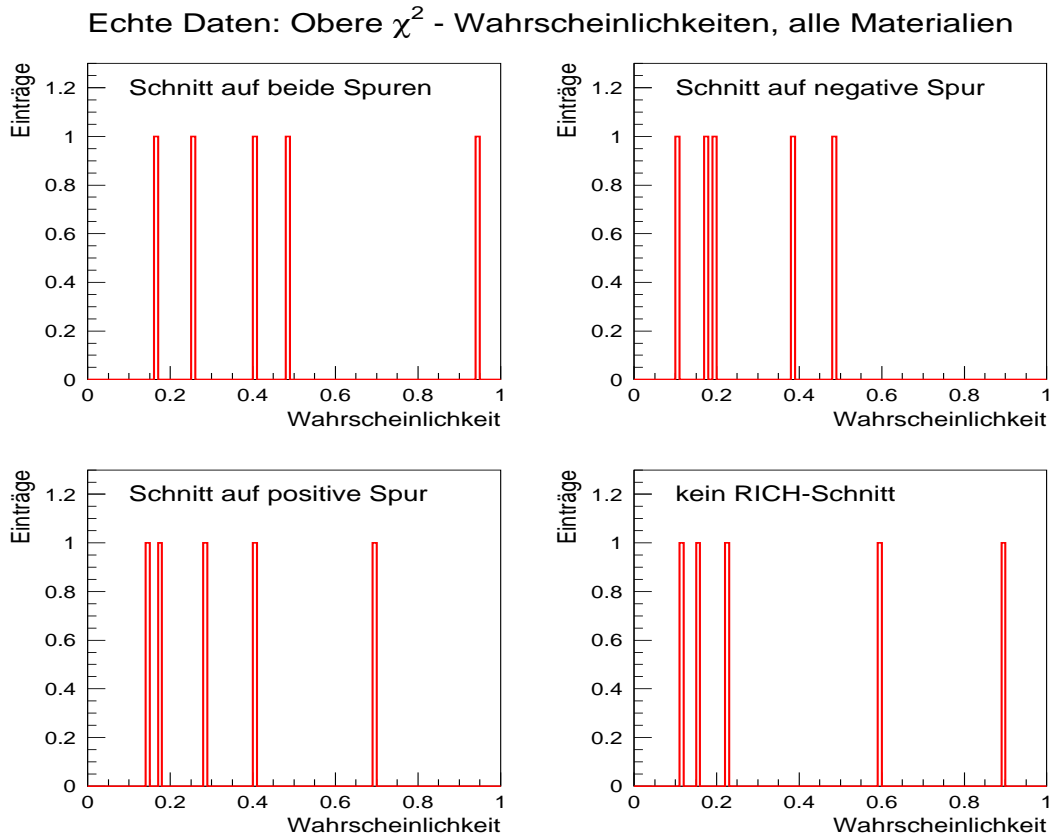


Abbildung 8.26: Die „upper tail“ Wahrscheinlichkeiten der vier Fälle „ $2K$ “, „ $-$ “, „ $+$ “ und „ $0K$ “ in Bezug auf die Benutzung des Kaonlikelihoodschnitts für die echten Daten aus allen gezeigten Massenverteilungen

Material	$N_{\phi,2,MCReko}$	$N_{\phi,-,MCReko}$	$N_{\phi,+,MCReko}$	$N_{\phi,0,MCReko}$
alle	$2894,3 \pm 55,9$	$4011,5 \pm 73,9$	$3835,1 \pm 73,2$	$5539,1 \pm 121,8$
Kohlenstoff	$767,7 \pm 28,7$	$1050,8 \pm 37,3$	$990,4 \pm 36,6$	$1359,6 \pm 57,6$
Aluminium	$915,7 \pm 31,3$	$1280,7 \pm 41,3$	$1204,3 \pm 40,6$	$1689,0 \pm 66,5$
Titan	$931,3 \pm 31,7$	$1268,4 \pm 41,9$	$1251,2 \pm 42,1$	$1833,3 \pm 70,9$
Wolfram	$279,6 \pm 17,6$	$411,6 \pm 24,8$	$389,3 \pm 24,5$	$657,2 \pm 45,5$

Tabelle 8.2: Die MC-Reko-Statistik der ϕ -Mesonen für die Fälle „ $2K$ “, „ $-$ “, „ $+$ “ und „ $0K$ “ mit den entsprechenden Benennungen $N_{\phi,2,MCReko}$, $N_{\phi,-,MCReko}$, $N_{\phi,+,MCReko}$ und $N_{\phi,0,MCReko}$

Statistiken werden für die MC-Reko- und die echten Daten getrennt noch einmal übersichtlich in den Tabellen 8.2 und 8.3 dargestellt, da sie die unmittelbaren Eingangsgrößen für die nun anstehenden Effizienzbestimmungen sind.

Material	$N_{\phi,2,\text{echt}}$	$N_{\phi,-,\text{echt}}$	$N_{\phi,+,\text{echt}}$	$N_{\phi,0,\text{echt}}$
alle	$242,9 \pm 23,2$	$439,9 \pm 56,5$	$413,2 \pm 55,8$	$1497,8 \pm 163,7$
Kohlenstoff	$69,3 \pm 12,8$	$117,4 \pm 31,7$	$131,7 \pm 31,1$	$605,3 \pm 93,1$
Aluminium	$87,3 \pm 13,7$	$170,9 \pm 33,1$	$164,7 \pm 32,8$	$588,6 \pm 95,2$
Titan	$66,4 \pm 11,6$	$123,7 \pm 28,6$	$99,3 \pm 28,1$	$292,4 \pm 82,2$
Wolfram	$24,9 \pm 7,5$	$27,9 \pm 16,6$	$17,6 \pm 16,6$	$11,4 \pm 48,1$

Tabelle 8.3: Die Statistik echter Daten der ϕ -Mesonen für die Fälle „2K“, „-“, „+“ und „0K“ mit den entsprechenden Benennungen $N_{\phi,2,\text{echt}}$, $N_{\phi,-,\text{echt}}$, $N_{\phi,+,\text{echt}}$ und $N_{\phi,0,\text{echt}}$. Die letztere ist nur der Vollständigkeit halber angefügt, da sie aufgrund der Unsicherheiten, das Signal im Untergrund zu sehen, für die weitere Analyse nicht mehr verwendet wird.

8.2.2 Die Bestimmung sämtlicher Effizienzen und ihrer Fehler

Anhand der verwendeten Schnitte für die 2K-Massenverteilungen (Teilabschnitt 5.4.5 auf Seite 108) kann man sich leicht klarmachen, wie die totale Detektoreffizienz ε_{tot} ermittelt werden kann. Wie bereits in Teilabschnitt 8.2.1 angedeutet worden ist, lassen sich die Schnitte in zwei Anteile untergliedern. So beziehen sich die beiden Kaonlikelihoodschnitte je Spurpaar auf die Teilchenidentifizierung im RICH, während alle anderen Schnitte im weiteren Sinn der totalen Detektorakzeptanz zugeordnet werden können.

Die 2K-Statistiken sind aufgrund des zusätzlichen Kaonlikelihoodschnitts auf die jeweils zweite Spur jedes Spurpaares eine echte Teilmenge der „-“- und „+“-Statistiken. Daher erhält man die K^- - und K^+ -Effizienz einfach als Verhältnis der 2K- zu den beiden anderen Statistiken. Die „-“- und „+“-Statistiken sind ihrerseits wiederum echte Teilmengen der 0K-Statistiken. Das Verhältnis der letzteren für MC-Reko-Daten zu den ungeschnittenen MC-truth-Statistiken $N_{\phi,\text{MCtruth}}$ im gesamten Phasenraum in Tabelle 8.1 auf Seite 141 liefert dann die totale Detektorakzeptanz für die gewählten ϕ -Selektionsschnitte, den benutzten Signalbereich und die begrenzte Detektorakzeptanz. Durch Multiplikation der beiden Kaoneffizienzen und der totalen Detektorakzeptanz erhält man dann schließlich ε_{tot} . Dieser Faktorisierungsansatz ist jedoch nur bei der Verwendung der Kaoneffizienzen aus echten Daten notwendig, während für Kompatibilitätschecks der Simulation ε_{tot} auch direkt aus den 2K-Statistiken der MC-Reko und $N_{\phi,\text{MCtruth}}$ errechnet werden kann.

Da die MC-truth-Statistik nach Abschnitt 5.1 nur die Anzahl der in zwei geladene Kaonen zerfallenden ϕ -Mesonen angibt, ist jetzt noch die Korrektur von ε_{tot} mit dem Verzweigungsverhältnis $\text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-)$ in Gleichung 8.1 nötig.

Die Berechnungsvorschriften für sämtliche Effizienzen und ihre Fehler sollen nun genau erläutert werden.

Dazu werden folgende Definitionen eingeführt:

- $\varepsilon_- := K^-$ -Effizienz,
- $\varepsilon_+ := K^+$ -Effizienz,
- $\varepsilon_{o,\text{RICH}} :=$ totale Detektorakzeptanz aus MC-Daten ohne RICH-Schnitt,
- $\varepsilon_{\text{tot,MC}} :=$ totale Detektoreffizienz nur aus MC-Daten und
- $\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}} :=$ totale Detektoreffizienz aus MC- und echten Daten.

Desweiteren werden für die Statistiken der vier Fälle „2K“, „-“, „+“ und „0K“ in MC-Reko- und echten Daten die Bezeichnungen aus den Tabellen 8.2 und 8.3 benutzt. Falls die Indizes „MCreko“ und „echt“ weggelassen werden, gelten die Größen für MC-Reko- und echte Daten.

Nach den vorherigen Erläuterungen bekommt man die beiden reinen MC-Effizienzen $\varepsilon_{o,\text{RICH}}$ und $\varepsilon_{\text{tot,MC}}$ unmittelbar gemäß

$$\varepsilon_{o,\text{RICH}} = \frac{N_{\phi,0,\text{MCreko}}}{N_{\phi,\text{MCtruth}}} \quad \text{und} \quad \varepsilon_{\text{tot,MC}} = \frac{N_{\phi,2,\text{MCreko}}}{N_{\phi,\text{MCtruth}}} . \quad (8.8)$$

Da die MC-Reko-Statistiken in beiden Gleichungen klein im Vergleich zu $N_{\phi,\text{MCtruth}}$ sind, kann man von der Binomialstatistik absehen und der Einfachheit halber Poissonfehler für die MC-Reko-Statistiken ansetzen. $N_{\phi,\text{MCtruth}}$ ist per Definition fehlerfrei, so dass die Fehler der MC-Effizienzen schlicht lauten:

$$\sigma(\varepsilon_{o,\text{RICH}}) = \frac{\sigma(N_{\phi,0,\text{MCreko}})}{N_{\phi,\text{MCtruth}}} \quad \text{und} \quad \sigma(\varepsilon_{\text{tot,MC}}) = \frac{\sigma(N_{\phi,2,\text{MCreko}})}{N_{\phi,\text{MCtruth}}} . \quad (8.9)$$

Die Kaoneffizienzen erhält man nach den Ausführungen von oben mit

$$\varepsilon_+ = \frac{N_{\phi,2}}{N_{\phi,-}} \quad \text{und} \quad \varepsilon_- = \frac{N_{\phi,2}}{N_{\phi,+}} . \quad (8.10)$$

Sie werden ggf. mit den Indizes „MCreko“ oder „echt“ versehen, um die Benutzung der MC-Reko- oder echten Daten zu verdeutlichen. Da $N_{\phi,2}$ eine echte Teilmenge der beiden anderen Statistiken dieser beiden Gleichungen ist, müsste man für die Berechnung der Fehler auf die Kaoneffizienzen die Binomialstatistik zugrunde legen. Ein nochmaliger Blick auf Tabelle 8.3 zeigt jedoch, dass man insbesondere für Wolfram in echten Daten Kaoneffizienzen größer als eins erhalten kann und eine Fehlerberechnung so nicht möglich wäre.

Daher werden die Fehler robust gegen derartige Fälle ermittelt. Hierzu wird die Fehlerfortpflanzung einschließlich der Nebendiagonalelemente angewendet, so dass z. B. für den Fehler $\sigma(\varepsilon_+)$ der K^+ -Effizienz gilt:

$$\sigma^2(\varepsilon_+) = \sum_{i,j} \frac{\partial \varepsilon_+}{\partial N_{\phi,i}} \frac{\partial \varepsilon_+}{\partial N_{\phi,j}} C_{ij} \quad \text{mit} \quad i, j \in \{2, -\} . \quad (8.11)$$

Hierin sind die C_{ij} die Elemente der Kovarianzmatrix

$$C = \begin{pmatrix} \sigma_2^2 & x \\ x & \sigma_-^2 \end{pmatrix} \quad (8.12)$$

mit den Kurzschreibweisen $\sigma_2 := \sigma(N_{\phi,2})$ und $\sigma_- := \sigma(N_{\phi,-})$ sowie $x := \min(\sigma_2^2, \sigma_-^2)$. Streng genommen sollte immer $x = \sigma_2^2$ gelten, da $N_{\phi,2}$ die Teilmenge darstellt. Doch mit der Verwendung des Minimums beider Varianzen werden die oben genannten Sonderfälle unphysikalischer Effizienzen berücksichtigt. Mit den genannten Beziehungen erhält man dann für $\sigma(\varepsilon_+)$ und analog für den Fehler der K^- -Effizienz, $\sigma(\varepsilon_-)$:

$$\sigma(\varepsilon_+) = \sqrt{\left(\frac{\sigma_2}{N_{\phi,-}}\right)^2 - 2 \cdot \frac{N_{\phi,2}}{N_{\phi,-}^3} \cdot x + \left(\frac{N_{\phi,2}}{N_{\phi,-}^2} \cdot \sigma_- \right)^2} \quad (8.13)$$

und

$$\sigma(\varepsilon_-) = \sqrt{\left(\frac{\sigma_2}{N_{\phi,+}}\right)^2 - 2 \cdot \frac{N_{\phi,2}}{N_{\phi,+}^3} \cdot x + \left(\frac{N_{\phi,2}}{N_{\phi,+}^2} \cdot \sigma_+ \right)^2} \quad (8.14)$$

mit $\sigma_+ := \sigma(N_{\phi,+})$.

Aus den bekannten Effizienzen ergibt sich nun die aus echten und MC-Daten zu berechnende totale Detektoreffizienz $\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}}$ zu

$$\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}} = \varepsilon_- \cdot \varepsilon_+ \cdot \varepsilon_{\text{o,RICH}} \quad (8.15)$$

Wegen der Gültigkeit für MC-Reko- und echte Daten wird der Index „echt“ an den Kaoneffizienzen weggelassen.

Bei der Fehlerrechnung ist die Korrelation der Fehler der beiden Kaoneffizienzen ε_- und ε_+ zu beachten. Daher sind nur die Fehler des Produkts $\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+$ und der totalen Detektorakzeptanz $\varepsilon_{\text{o,RICH}}$ unabhängig voneinander.

Den Fehler von $g := \varepsilon_- \cdot \varepsilon_+$, $\sigma(g)$, erhält man also ausgehend von den einfließenden drei ϕ -Statistiken vollkommen analog zu gerade eben, jedoch über eine 3×3 -Matrix. Dieselben Definition von zuvor liefern dann die Kovarianzmatrix

$$C = \begin{pmatrix} \sigma_2^2 & x & x \\ x & \sigma_+^2 & x \\ x & x & \sigma_-^2 \end{pmatrix} \quad (8.16)$$

mit $x := \min(\sigma_2^2, \sigma_+^2, \sigma_-^2)$, wobei

$$g = \frac{N_{\phi,2}^2}{N_{\phi,+} \cdot N_{\phi,-}} \quad (8.17)$$

gilt. Daraus folgt dann mit der Erweiterung von Gleichung 8.11 auf die hiesigen Komponenten für den Fehler von g :

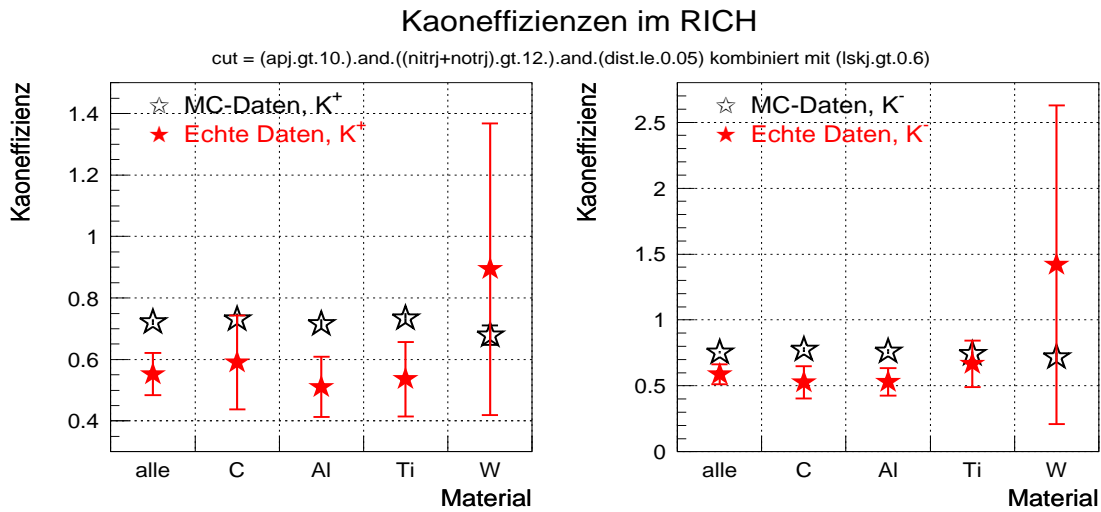


Abbildung 8.27: Die superponierten Kaoneffizienzen ϵ_+ (links) und ϵ_- (rechts) für MC-Reko- und echte Daten

$$\sigma(g) =$$

$$g \cdot \sqrt{\frac{4\sigma_2^2}{N_{\phi,2}^2} + \frac{\sigma_+^2}{N_{\phi,+}^2} + \frac{\sigma_-^2}{N_{\phi,-}^2} - 2 \left(\frac{1}{N_{\phi,2}N_{\phi,+}} + \frac{1}{N_{\phi,2}N_{\phi,-}} \right) x + \frac{2}{N_{\phi,+}N_{\phi,-}} x} \quad (8.18)$$

So erhält man schließlich unter Verwendung der Relativfehler und nach Re-substitution von g für den Fehler von $\epsilon_{\text{tot,MC+echt}}$:

$$\sigma(\epsilon_{\text{tot,MC+echt}}) = \epsilon_{\text{tot,MC+echt}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma(\epsilon_- \cdot \epsilon_+)}{\epsilon_- \cdot \epsilon_+} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\epsilon_{\text{o,RICH}})}{\epsilon_{\text{o,RICH}}} \right)^2} \quad (8.19)$$

Mit den genannten Vorschriften werden im Folgenden alle Effizienzen berechnet.

8.2.3 Die benutzten Effizienzen

Die nach den Gleichungen 8.10 bis 8.14 berechneten RICH-Kaoneffizienzen sind in Abbildung 8.27 für MC-Reko- und echte Daten für alle sowie für die einzelnen Materialien superponiert dargestellt. Dieselben Werte sind in Tabelle 8.4 nochmals übersichtlich aufgeführt. Von den beiden Kaoneffizienzen für Wolfram mit großen Fehlern in den echten Daten abgesehen, liegen die Effizienzen für echte Daten signifikant tiefer als die der MC-Reko-Daten. Die Monte-Carlo-Simulation gibt also die Kaoneffizienzen nicht korrekt wieder. Desweiteren zeigen sämtliche Werte insbesondere für echte Daten keine Materialabhängigkeit der Teilchenidentifikation im RICH, was man bei den meist niedrigen Targetraten von wenigen MHz während der Datennahme auch erwartet.

Daher werden für die oben definierte totale Detektoreffizienz $\epsilon_{\text{tot,MC+echt}}$ aller vier

Material	$\varepsilon_{-,MC\text{reko}}$	$\varepsilon_{+,MC\text{reko}}$	$\varepsilon_{-,echt}$	$\varepsilon_{+,echt}$
alle	$0,755 \pm 0,010$	$0,721 \pm 0,010$	$0,588 \pm 0,076$	$0,552 \pm 0,069$
Kohlenstoff	$0,775 \pm 0,019$	$0,731 \pm 0,018$	$0,526 \pm 0,122$	$0,590 \pm 0,153$
Aluminium	$0,760 \pm 0,017$	$0,715 \pm 0,017$	$0,530 \pm 0,104$	$0,511 \pm 0,098$
Titan	$0,744 \pm 0,018$	$0,734 \pm 0,017$	$0,668 \pm 0,176$	$0,536 \pm 0,121$
Wolfram	$0,718 \pm 0,034$	$0,679 \pm 0,032$	$1,419 \pm 1,210$	$0,894 \pm 0,474$

Tabelle 8.4: Die Werte der Kaoneffizienzen ε_+ und ε_- für MC-Reko- und echte Daten aus Abbildung 8.27. Die grau unterlegten Werte fließen in $\varepsilon_{\text{tot},MC+echt}$ und die Analyse der ϕ -Produktionsquerschnitte ein.

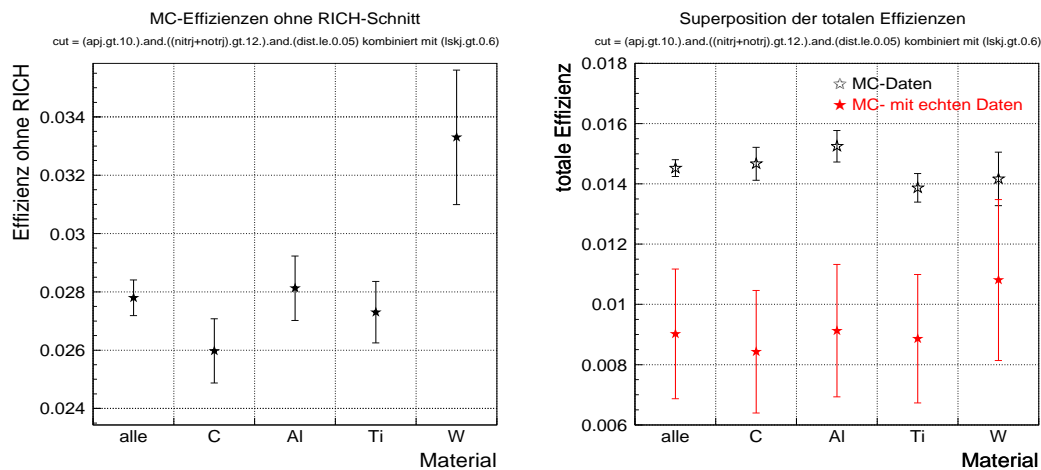


Abbildung 8.28: Die totalen Detektorakzeptanzen $\varepsilon_{o,RICH}$ und die superponierten totalen Detektoreffizienzen $\varepsilon_{\text{tot},MC}$ (hohle Sterne) und $\varepsilon_{\text{tot},MC+echt}$ (ausgefüllte Sterne) für MC-Reko- und echte Daten

Materialien, die aus MC- und echten Daten ermittelt wird, die in Tabelle 8.4 grau unterlegten Werte sämtlicher echter Daten mit vergleichsweise kleinem statistischen Fehler verwendet.

$\varepsilon_{\text{tot},MC+echt}$ ist auch die totale Detektoreffizienz, die zur Berechnung der ϕ -Produktionsquerschnitte herangezogen werden wird. Sie ist zusammen mit der totalen Detektorakzeptanz $\varepsilon_{o,RICH}$ und der totalen Detektoreffizienz $\varepsilon_{\text{tot},MC}$ nur aus MC-Daten in Abbildung 8.28 dargestellt. Die benutzten Werte zeigt Tabelle 8.5 außerdem in einer Übersicht. Da dieselben Kaoneffizienzen für alle Werte in den echten Daten wie beschrieben benutzt wurden, liegt im rechten Bild nun $\varepsilon_{\text{tot},MC+echt}$ auch für Wolfram unterhalb vom entsprechenden Eintrag von $\varepsilon_{\text{tot},MC}$. Die Superposition beider totalen Detektoreffizienzen zeigt nochmals, dass nicht alle Effizienzbeiträge von der Simulation korrekt beschrieben werden und die Verwendung der totalen Detektoreffizienzen $\varepsilon_{\text{tot},MC+echt}$ nach Gleichung 8.15 angebracht ist.

Mat.	$\varepsilon_{-,echt} \cdot \varepsilon_{+,echt}$	$\varepsilon_{o,RICH}$	$\varepsilon_{tot,MC}$	$\varepsilon_{tot,MC+echt}$
alle	0,325 ± 0,077	0,02779 ± 0,00061	0,01452 ± 0,00028	0,0090 ± 0,0022
C	0,311 ± 0,143	0,02597 ± 0,00110	0,01467 ± 0,00055	0,0084 ± 0,0020
Al	0,271 ± 0,101	0,02812 ± 0,00111	0,01525 ± 0,00052	0,0091 ± 0,0022
Ti	0,358 ± 0,162	0,02730 ± 0,00106	0,01387 ± 0,00047	0,0089 ± 0,0021
W	1,268 ± 1,514	0,03330 ± 0,00231	0,01416 ± 0,00089	0,0108 ± 0,0027

Tabelle 8.5: Die Werte der totalen Detektorakzeptanz $\varepsilon_{o,RICH}$, der totalen Detektoreffizienzen $\varepsilon_{tot,MC}$ und $\varepsilon_{tot,MC+echt}$ für MC-Reko- und echte Daten sowie von $\varepsilon_{-,echt} \cdot \varepsilon_{+,echt}$ für echte Daten aus Abbildung 8.28. Die dunkelgrau unterlegten Werte entsprechen den markierten in Tabelle 8.4, mit denen die hellgrau unterlegten $\varepsilon_{tot,MC+echt}$ -Werte für die Analyse der ϕ -Produktionsquerschnitte ermittelt wurden.

Kapitel 9

Die A-Abhängigkeit der ϕ -Produktion

Nach Gleichung 8.1 auf Seite 135 kann nun die Berechnung der ϕ -Produktionsquerschnitte erfolgen. Alle hierfür nötigen Größen sind bekannt, da die Luminosität und das Verzweungsverhältnis anderweitig gewonnen werden können.

9.1 Die Behandlung der übrigen Eingangsgrößen

Für das Verzweungsverhältnis findet man in [Hag02]

$$\text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-) = 0,492 \begin{matrix} +0,006 \\ -0,007 \end{matrix} . \quad (9.1)$$

Sein Fehler ist so klein, dass er im Folgenden nicht berücksichtigt wird.

Die gesamte Luminosität \mathcal{L}_{mat} für das jeweilige Targetmaterial „mat“ ist einfach die Summe der Beiträge $\mathcal{L}_{\text{mat},\text{run}(\text{mat})}$ der zu dem Material gehörenden Datennahmeläufe $\text{run}(\text{mat})$. Den Fehler auf \mathcal{L}_{mat} berechnet man aus den Fehlern $\sigma(\mathcal{L}_{\text{mat},\text{run}(\text{mat})})$ der Beiträge $\mathcal{L}_{\text{mat},\text{run}(\text{mat})}$ nach

$$\sigma(\mathcal{L}_{\text{mat}}) = \sqrt{\sum_{\text{run}(\text{mat})} \sigma^2(\mathcal{L}_{\text{mat},\text{run}(\text{mat})})} \quad \text{mit} \quad \text{mat} \in \{\text{C}, \text{Al}, \text{Ti}, \text{W}\} . \quad (9.2)$$

In Tabelle 9.1 sind sämtliche Datennahmeläufe, die zur Bestimmung der ϕ -Produktionsquerschnitte herangezogen wurden, gemeinsam mit ihren Luminositäten $\mathcal{L}_{\text{mat},\text{run}(\text{mat})}$ und dem verwendeten Targetmaterial aufgelistet [Bas02]. Die angegebenen Fehler sind nur statistische. Mit den hier genannten Werten sind die \mathcal{L}_{mat} und nach Gleichung 9.2 ihre Fehler berechnet worden, die in Tabelle 9.2 zu sehen sind. Auch hier sind die statistischen Fehler $\sigma(\mathcal{L}_{\text{mat}})$ so klein, dass sie nicht weiter beachtet werden. Hingegen lässt sich mit Angaben in [Bas02] eine Abschätzung für den systematischen Fehler auf \mathcal{L}_{mat} von ca. 7% machen, der später für das Endergebnis benutzt werden soll.

Datennahmelauf	Target	$\mathcal{L}_{\text{mat,run(mat)}} [\text{mb}^{-1}]$
14 566	C	$38,82 \pm 0,45$
14 567	C	$58,74 \pm 0,55$
14 568	C	$123,40 \pm 1,04$
14 570	C	$121,08 \pm 1,08$
14 571	C	$45,38 \pm 0,50$
14 572	C	$15,54 \pm 0,28$
14 577	C	$1089,15 \pm 2,46$
14 592	Al	$21,89 \pm 0,27$
14 593	Al	$41,54 \pm 0,45$
14 596	Al	$19,26 \pm 0,25$
14 603	Al	$748,74 \pm 2,20$
14 605	Al	$251,18 \pm 0,92$
14 606	Al	$208,72 \pm 0,96$
14 607	Al	$221,89 \pm 1,16$
14 543	Ti	$17,53 \pm 0,19$
14 544	Ti	$19,28 \pm 0,20$
14 548	Ti	$13,64 \pm 0,17$
14 549	Ti	$5,35 \pm 0,10$
14 551	Ti	$165,96 \pm 0,69$
14 553	Ti	$164,63 \pm 0,86$
14 556	Ti	$82,16 \pm 0,48$
14 575	Ti	$12,49 \pm 0,15$
14 576	Ti	$12,85 \pm 0,16$
14 585	Ti	$55,12 \pm 0,31$
14 601	Ti	$20,18 \pm 0,21$
14 610	Ti	$64,82 \pm 0,40$
14 637	Ti	$27,08 \pm 0,24$
14 627	W	$1,43 \pm 0,04$
14 628	W	$2,73 \pm 0,04$
14 630	W	$5,12 \pm 0,06$
14 631	W	$2,18 \pm 0,04$
14 639	W	$33,46 \pm 0,16$

Tabelle 9.1: Die Übersicht der Luminositäten $\mathcal{L}_{\text{mat,run(mat)}}$ mit statistischen Fehlern und des verwendeten Targetmaterials für alle Datennahmeläufe, die für die Bestimmung der ϕ -Produktionsquerschnitte benutzt wurden. Die Werte stammen aus [Bas02].

9.2 Die Bestimmung des ϕ -Produktionsquerschnitts

Mit Hilfe von Gleichung 8.1 kann nun die Berechnung der ϕ -Produktionsquerschnitte σ_ϕ für die verschiedenen Materialien mit der echten ϕ -Statistik

Material	\mathcal{L}_{mat} [mb $^{-1}$]	$\sigma_{\text{rel}}(\mathcal{L}_{\text{mat}})$
Kohlenstoff	$1492,11 \pm 3,02$	0,0020
Aluminium	$1513,22 \pm 2,88$	0,0019
Titan	$661,09 \pm 1,40$	0,0021
Wolfram	$44,92 \pm 0,18$	0,0041

Tabelle 9.2: Die Werte der gesamten Luminositäten \mathcal{L}_{mat} mit statistischen Absolutfehlern und ihrer Relativfehler $\sigma_{\text{rel}}(\mathcal{L}_{\text{mat}})$ für jedes Targetmaterial

$N_{\phi,2,\text{echt}}$ und $\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}}$ aus MC- und echten Daten erfolgen:

$$\sigma_{\phi} = \frac{N_{\phi,2,\text{echt}}}{\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}} \cdot \mathcal{L}_{\text{mat}} \cdot \text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-)} . \quad (9.3)$$

Hierin sind $N_{\phi,2,\text{echt}}$ und $\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}}$ dieselben Größen wie in Kapitel 8. Nach den Schilderungen in Abschnitt 9.1 sind also nur noch $N_{\phi,2,\text{echt}}$ und $\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}}$ fehlerbehaftet, und über die Relativfehler erhält man für den statistischen Gesamtfehler

$$\sigma(\sigma_{\phi}) = \sigma_{\phi} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma(N_{\phi,2,\text{echt}})}{N_{\phi,2,\text{echt}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}})}{\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}}}\right)^2} , \quad (9.4)$$

wobei $\sigma(\varepsilon_{\text{tot,MC+echt}})$ nach Gleichung 8.19 berechnet wird.

So lassen sich im folgenden Abschnitt die ϕ -Produktionsquerschnitte mit ihren Fehlern angeben.

9.3 Die A-Abhängigkeit des ϕ -Produktionsquerschnitts

Bei Untersuchungen von A-Abhängigkeiten eines beliebigen Produktionsquerschnitts hat sich in verschiedenen Experimenten, u.a. auch in wenigen Messungen zum ϕ -Produktionsquerschnitt, die empirische Parametrisierung

$$\sigma_{\phi} = \sigma_{\phi,0} \cdot A^{\alpha} \quad (9.5)$$

mit Massenzahlen $A > 9$ als sinnvoll erwiesen [Dau83]. Dabei entspricht $\sigma_{\phi,0}$ dem Wirkungsquerschnitt für den Fall $A=1$ und wird daher auch häufig in mb/Nukleon angegeben. Gewöhnlich weicht er vom Produktionsquerschnitt für Proton-Nukleon-Kollisionen ab. Mit dem Ansatz 9.5 werden in sehr guter Näherung Korrelationen der σ_{ϕ} der einzelnen Materialien im Proportionalitätsfaktor $\sigma_{\phi,0}$ konzentriert, so dass die Form des Fits relativ kleinen Unsicherheiten unterworfen ist.

Somit kann man in Gleichung 8.19 den Relativfehler von $\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+$ vernachlässigen und erst nach dem Fit passend berücksichtigen, da gemäß Teilabschnitt 8.2.3 für alle Materialien derselbe Wert für $\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+$ als konstanter Faktor eingesetzt wird.

Material	A	σ_ϕ [mb]
Kohlenstoff	12,01	$11,2 \pm 2,1$
Aluminium	26,98	$12,9 \pm 2,1$
Titan	47,87	$23,0 \pm 4,1$
Wolfram	183,84	$104,3 \pm 32,4$

Tabelle 9.3: Die Werte der totalen ϕ -Produktionsquerschnitte σ_ϕ und ihrer Fehler für jedes Targetmaterial mit dessen Massenzahl A. Die Fehler auf die beiden Kaoneffizienzen ε_- und ε_+ sind nicht berücksichtigt worden.

Parameter	Wert
$P1 = \ln(\sigma_{\phi,0}/\text{mb})$	$0,22 \pm 0,45$
$\Rightarrow \sigma_{\phi,0}$ [mb]	$1,25 \pm 0,56$
$P2 = \alpha$	$0,78 \pm 0,13$

Tabelle 9.4: Die Werte der Parameter des Fits an die ϕ -Produktionsquerschnitte aus Abbildung 9.1 und von $\sigma_{\phi,0}$ mit vorläufigem statistischen Fehler

Die entsprechenden Absolutwerte und Fehler von σ_ϕ sind in Tabelle 9.3 mit der Massenzahl A aufgeführt.

Aus diesen Werten extrahiert man nun mit Hilfe eines Fits mit dem obigen Ansatz den ϕ -Produktionsquerschnitt $\sigma_{\phi,0}$ „pro Nukleon“ und den Exponenten α . Hierzu hat es sich als sinnvoll erwiesen, die Daten aus Gleichung 9.5 doppeltlogarithmisch darzustellen. Hiermit wird ein linearen Fit ermöglicht, der wesentlich robuster ist und zuverlässige Fehler für die Fitparameter liefert. So transformiert sich Ansatz 9.5 zu

$$\ln \sigma_\phi = \ln(\sigma_{\phi,0}/\text{mb}) + \alpha \cdot \ln A \quad (9.6)$$

mit $\ln A$ als Abszisse, $\ln \sigma_\phi$ als Ordinate und einem Fehler auf die Ordinate von $\sigma(\sigma_\phi)/\sigma_\phi$. Die beiden Fitparameter sind in diesem Fall $P1 = \ln(\sigma_{\phi,0}/\text{mb})$ und $P2 = \alpha$.

In Abbildung 9.1 sind die totalen ϕ -Produktionsquerschnitte nun doppeltlogarithmisch aufgetragen und mit einem linearen Fit versehen. Seine Parameter zeigt Tabelle 9.4 zusammen mit der Umrechnung von P1 auf $\sigma_{\phi,0}$. Es gilt $\sigma_{\phi,0} = e^{P1}$ und $\sigma(\sigma_{\phi,0}) = e^{P1} \cdot \sigma(P1)$.

Wie bereits erläutert wurde, kann man die Form der Fitfunktion und somit α als unabhängig von $\sigma(\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+)$ annehmen und muss nur noch $\sigma(\sigma_{\phi,0})$ korrigieren. Nach einer erneuten Betrachtung der Gleichungen 8.19 und 9.4 bietet sich wieder der Weg über die Relativfehler an. Wenn $\sigma_{\phi,0} = 1,25$ mb und $\sigma_{\text{alt}}(\sigma_{\phi,0}) = 0,56$ mb die Werte aus Tabelle 9.4 und $\sigma_{\text{neu}}(\sigma_{\phi,0})$ der neu zu berechnende Fehler sind, dann

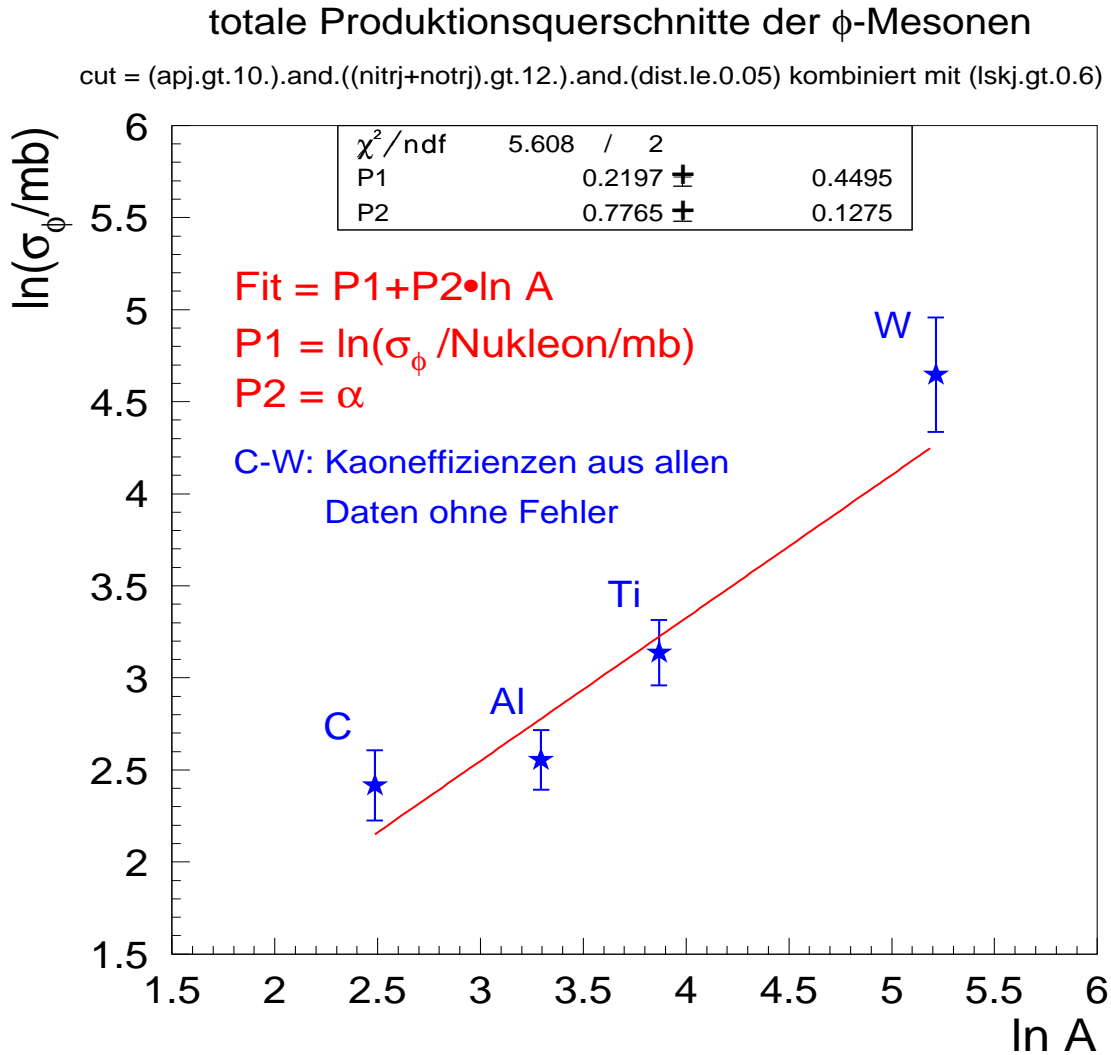


Abbildung 9.1: Die totalen ϕ -Produktionsquerschnitte σ_ϕ aus Tabelle 9.3 doppeltlogarithmisch gegen die Massenzahlen A aufgetragen, ohne Berücksichtigung der Fehler auf die beiden Kaoneffizienzen ε_- und ε_+ . Diese sind später in das endgültige Fitergebnis noch mit einzubeziehen.

folgt für den endgültigen statistischen Fehler von $\sigma_{\phi,0}$

$$\sigma_{\text{neu}}(\sigma_{\phi,0}) = \sigma_{\phi,0} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{alt}}(\sigma_{\phi,0})}{\sigma_{\phi,0}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+)}{\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+}\right)^2} \quad (9.7)$$

Dabei setzt man für $\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+$ und $\sigma(\varepsilon_- \cdot \varepsilon_+)$ die dunkelgrau unterlegten Werte aus Tabelle 8.5 auf Seite 159 ein, so dass $\sigma_{\text{neu}}(\sigma_{\phi,0}) = 0,63$ mb folgt.

Aufgrund des gewählten Ansatzes werden auch die systematischen Unsicherheiten im Fehler von $\sigma_{\phi,0}$ angesammelt und sind für α vernachlässigbar. Ein systematischer Fehlerbeitrag kommt von der Luminosität \mathcal{L}_{mat} mit ca. 7% laut

Abschnitt 9.1. Desweiteren lässt sich auch aus der relativen Flächenabweichung $\Delta A_{\text{oben/untten}}$ vom Vergleich von MC-Reko- mit echten Daten in Abschnitt 7.3 ein systematischer Fehler ableiten, indem man einen ähnlich großen Einfluss auf die ϕ -Statistiken annimmt. Aufgrund der Willkür in der anfänglichen Flächenaufteilung und der unbekanntem Auswirkung auf das Endergebnis kann dieser Fehlerbeitrag leicht überschätzt werden. Daher wird er auf $\Delta A_{\text{oben/untten}}/2$ gesetzt. Zugrunde gelegt werden die Vergleiche der Verteilungen für $x_{F,\phi}$ und y_ϕ , wobei der größere von beiden, $\Delta A_{\text{oben}}/2 \approx 38\%/2 = 19\%$ für $x_{F,\phi}$, schließlich herangezogen wird. Dann folgt als Abschätzung für den gesamten relativen systematischen Fehler des ϕ -Wirkungsquerschnitts

$$\sigma_{\text{syst,rel}}(\sigma_{\phi,0}) = \sqrt{(7\%)^2 + (19\%)^2} \approx 20\% \quad . \quad (9.8)$$

Somit lautet das endgültige Endergebnis der ϕ -Analyse aus dem Fit:

$$\sigma_{\phi,0} = (1,25 \pm 0,63 \text{ (stat.)} \pm 0,25 \text{ (syst.)}) \text{ mb/Nukleon} \quad (9.9)$$

und

$$\alpha = 0,78 \pm 0,13 \text{ (stat.)} \quad . \quad (9.10)$$

Bislang ist nicht bekannt, dass eine weitere Messung wie diese über einen weiten Bereich von A und für die benutzte Kombination von Targetmaterialien existiert und in der beide Parameter simultan ermittelt wurden.

Ein erneuter Blick auf Abbildung 9.1 zeigt, dass das χ^2 mit 5,6 für zwei Freiheitsgrade und die dazu errechnete „upper tail“ Wahrscheinlichkeit von 6% den Ansatz und das Fitergebnis bestätigen.

9.4 Der Vergleich mit anderen Experimenten und Ausblick

Seit Anfang der achtziger Jahren sind kaum noch Untersuchungen zur ϕ -Resonanz gemacht worden, da das Interesse zunehmend den Hadronen mit schweren Quarks galt, insbesondere auch gebundenen Zuständen schwerer Quark-Antiquark-Resonanzen. Zudem sind A-Abhängigkeiten in der Produktion der ϕ -Resonanz bisher kaum erforscht worden, so dass es hierzu nur wenige vergleichbare Resultate gibt.

Vorwiegend ist die Produktion der ϕ -Resonanz in pp- oder π p-Kollisionen untersucht worden. In solchen Reaktionen werden aufgrund fehlender Kernwechselwirkungen nicht dieselben ϕ -Produktionsquerschnitte erwartet wie für pA-Kollisionen. Ihre Werte und das in Gleichung 9.9 präsentierte Ergebnis für $\sigma_{\phi,0}$ sollten aber vergleichbar sein. Bei einer ähnlichen Schwerpunktsenergie von 52,5 GeV/c liefert [Spe80] eine Messung des totalen ϕ -Produktionsquerschnitts σ_{ϕ} in pp-Kollisionen. Mit einem dort empirisch gefundenen Zusammenhang zwischen σ_{ϕ} und dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s mit Hilfe anderer Ergebnisse lässt sich die Messung auf die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 41,6$ GeV bei HERA-B extrapolieren zu $\sigma_{\phi}(\text{pp} \rightarrow \phi + X) = (1,13 \pm 0,42)$ mb. Zu pA-Wechselwirkungen sind keine Vergleichsexperimente gefunden worden, so dass dieser Wert derzeit als der aktuellste Referenzwert verstanden wird, zumal er aus der Kombination mehrerer Referenzexperimente gewonnen wurde [Spe80].

Der Vergleich von α gestaltet sich einfacher, da der Fehler der hier präsentierten Messung den physikalisch möglichen Wertebereiche von $2/3$ bis 1 nahezu komplett überdeckt und somit alle folgenden Referenzen im Wesentlichen kompatibel mit hiesigem Wert sind. So existiert eine Messung zu Neutron auf Kohlenstoff, Aluminium und Kupfer mit $x_{F,\phi} > 0$ mit einem Mittelwert von $0,28$ sowie $p_{t,\phi} < 1$ GeV/c mit $\alpha = (0,81 \pm 0,06)$ [Ale92]. Der Überlapp mit $x_{F,\phi} \in [-0,06; 0,05]$ ist nur gering, wobei zu kleineren $x_{F,\phi}$ ein leichter Anstieg von α erwartet wird [Ale92]. In [Bai84] wird eine Messung für den Beschuss von Beryllium und Tantal mit Protonen genannt, die zu $\alpha = (0,86 \pm 0,02)$ führt. Sie erfolgte für $x_{F,\phi} \in [0; 0,3]$ und $p_{t,\phi}^2 < 0,8$ GeV²/c². Beide Werte für α liegen nahe bei dem obigen Fitergebnis von $\alpha = 0,78$. Schließlich existiert noch ein Messergebnis zu Proton auf Proton und Beryllium im kinematischen Bereich $x_{F,\phi} \in [0,11; 0,24]$ sowie $p_{t,\phi} < 1$ GeV/c [Dau83]. Mit einem großen Wert von $\alpha = (0,96 \pm 0,04)$ weicht diese Messung um mehr als eine Standardabweichung von dem in Gleichung 9.10 ab, obwohl sie für größere Werte von $x_{F,\phi}$ gewonnen wurde. Hier zeigt sich offensichtlich, dass man für kleine A einen steileren Zusammenhang zwischen σ_{ϕ} und A erhält.

In den Jahren 2002/3 hat HERA-B für drei Targetmaterialien eine um einen Faktor 100 höhere Statistik angesammelt, mit der der ϕ -Produktionsquerschnitt für diese Kerne mit einem eine Größenordnung kleineren Fehler gemessen werden wird. Auch diese Statistik ist jedoch noch nicht ausreichend, um eine entsprechende ϕ -Analyse im ebenfalls leicht zu messenden $\mu^+\mu^-$ -Zerfallskanal durchziehen zu können, da dessen Verzweigungsverhältnis ungefähr drei Größenordnungen kleiner ist als das für den hier betrachteten K^+K^- -Zerfallskanal der ϕ -Mesonen [Hag02].

Kapitel 10

Zusammenfassung

Die Thematik dieser Arbeit ist im Wesentlichen zweigeteilt. Zunächst wird eine Rohdatenüberwachung detailliert beschrieben, die für den Siliziumvertexdetektor des HERA-B Experiments am HERA Speicherring des DESY entwickelt wurde. Als erste bei HERA-B kam sie erfolgreich im geschilderten Umfang in der Datennahmephase 2000 zum Einsatz. Sie ist in der Lage, die Schichtbesetzung während der Datennahme auf Probleme aufmerksam zu machen, umfangreiche Information über den Status der Streifendetektoren und Front-End-Elektronik online und offline darzustellen und dauerhaft zu sichern und dem Experten wertvolle Zusatzinformationen zur raschen Fehlersuche zu liefern.

Im Hauptteil der Arbeit wurde mit einem zufallsgetriggerten Datensatz der Produktionsquerschnitt von ϕ -Mesonen untersucht, die mit Protonen des HERA Speicherrings des DESY in inelastischen Proton-Nukleon-Wechselwirkungen von 41,6 GeV Schwerpunktsenergie in fixierten Targets aus den Targetmaterialien Kohlenstoff, Aluminium, Titan und Wolfram erzeugt werden. Benutzt wurden ausschließlich ϕ -Mesonen mit Zerfällen in den häufigsten Zerfallskanal nach K^+K^- . Nachgewiesen wurden letztere im zuverlässig operierenden RICH.

Es konnten insgesamt ca. 250 ϕ -Mesonen mit Beiträgen von 25 für Wolfram bis zu 87 für Aluminium extrahiert werden. Ihre Werte der Feynman-Variablen $x_{F,\phi}$ liegen im Intervall $[-0,06; 0,05]$ mit einem arithmetischen Mittel von $-0,011$. Die Rapiditäten y_ϕ findet man in $[2,9; 4,3]$, wobei die mittlere Rapidität 3,71 beträgt.

Um die ϕ -Produktionsquerschnitte schließlich zu berechnen, wurden die totalen Detektoreffizienzen aus einer Kombination von Simulationsdaten zur Phasenraum- und Akzeptanzkorrektur sowie von echten Daten zur Berechnung der Kaoneffizienzen verwendet, da die Simulation des RICH nicht zufriedenstellend war. Die Kaoneffizienzen werden zur Berechnung der totalen Detektoreffizienzen für jedes Material einheitlich auf die Werte für alle Daten gemeinsam gesetzt.

Zur Parametrisierung der ϕ -Produktionsquerschnitte werden die Fehler der Kaoneffizienzen zunächst nicht berücksichtigt, da sie als derselbe Faktor in der

Messung für jedes Material enthalten sind. An diese Daten wird ein empirischer Fit gemäß $\sigma_\phi = \sigma_{\phi,0} \cdot A^\alpha$ gelegt, wobei σ_ϕ die ϕ -Produktionsquerschnitte in Abhängigkeit von der Massenzahl A des benutzten Materials sind.

Nach Einbeziehung der Fehler der Kaoneffizienzen lautet das endgültige Endergebnis der ϕ -Analyse aus dem Fit:

$$\sigma_{\phi,0} = (1,25 \pm 0,63 \text{ (stat.)} \pm 0,25 \text{ (syst.)}) \text{ mb/Nukleon}$$

und

$$\alpha = 0,78 \pm 0,13 \text{ (stat.)} .$$

Nach derzeitigem Erkenntnisstand ist dies die erste Messung über einen weiten Bereich von A und für die benutzte Kombination von Targetmaterialien, in der beide Parameter simultan ermittelt wurden.

Messungen anderer Experimente in Proton-Proton-Wechselwirkungen haben gezeigt, dass für Energien in der Nähe der Schwerpunktsenergie von HERA-B von ca. 42 GeV ein totaler ϕ -Produktionsquerschnitt σ_ϕ wenig über 1 mb/Nukleon erwartet wird. Das soeben präsentierte Ergebnis stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit diesem Wert überein. Es wird ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die Werte in pp-Kollisionen per Definition nicht mit dem Fitparameter $\sigma_{\phi,0}$ übereinstimmen müssen, da der Einfluss eines Atomkerns fehlt.

Auch der Parameter α ist im Rahmen seines relativ großen Fehlers konsistent mit Resultaten aus anderen Messungen. Diese sind jedoch alle in anderen kinematischen Bereichen gemessen worden, wobei zu kleineren $x_{F,\phi}$ ein leichter Anstieg von α erwartet wird.

So lässt sich zusammenfassen, dass $\sigma_{\phi,0}$ und α der präsentierten Analyse im Wesentlichen mit anderen Messungen kompatibel sind.

Anhang A

Die benutzten Datennahmeläufe

Die nachfolgenden Tabellen geben eine Übersicht der gesamten Datennahmeläufe mit **reinem Zufallstrigger**, die für die zeitliche Abhängigkeit der verschiedenen Qualitätsparameter aus Abschnitt 4.3 und für die ϕ -Analyse verwendet wurden.

Jeweils Datennahmeläufe mit demselben Targetdraht sind in einer Tabelle zusammengefasst. Dies betrifft auch sämtliche Datennahmeläufe mit dem Referenzdraht aus Titan. Mit diesem wurden zusätzlich zu den regulären Messreihen der anderen Materialien auch Referenzdaten jeweils bei gleicher Rate von 5 MHz aufgezeichnet, um eine Vergleichsmöglichkeit zwischen den Messreihen der unterschiedlichen Targetdrähte zu haben.

Dunkelgrau unterlegt sind Datennahmeläufe, die von vornherein ausgelassen wurden. Es sind diejenigen, die signifikante Probleme während der Datennahme hatten, sowie solche mit hoher Targetrate (20 MHz, für Titan auch 10 MHz).

Jeweils die erste Spalte zeigt die eingestellte Targetautomatikkrate und die zweite die Kennzahl des Datennahmelaufs. In der Spalte „p-Füllung“ bedeutet dieselbe Kennzahl, dass die betreffenden Datennahmeläufe während derselben Protonenfüllung aufgenommen wurden. Diese befinden sich in den zeitlichen Darstellungen der Qualitätsparameter aus Abschnitt 4.3 jeweils zwischen zwei aufeinander folgenden durchgezogenen senkrechten blauen Linien. Die Zählung der Kennzahl beginnt mit dem ersten Datennahmelauf der für die Analysen verwendeten Daten. Zwischen aufeinander folgenden Kennzahlen können u. U. andere Protonenfüllungen stattgefunden haben, die für die Datennahme nicht verwendet wurden. In der vierten Spalte ist jeweils die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse eingetragen. Ein Kommentar ist nur bei ungewöhnlichen Vorkommnissen des betreffenden Datennahmelaufs oder als Selektionskriterium in der letzten Spalte angegeben.

Die Informationen entstammen eigenen Analysen sowie [Mac02] und [Min02].

Aluminiumdraht: Oben 2 (3. und 4. p-Füllung), Ratenmessreihe mit Zufallstrigger („bx“ oder „Minimum-Bias“)				
Rate [MHz]	D.lauf	p-Füllung	Ereignisse	Kommentare
2	14 591	3	20 400	≈ 30 VDS-FED-Fehler
5	14 592	3	20 456	
10	14 593	3	21 855	
20	14 594	3	42 513	20 MHz
10	14 595	3	22 589	
5	14 596	3	21 452	
2	14 597	3	18 986	keine Bunchstruktur
10	14 603	3	366 735	10 MHz zum Wegkratzen des „coasting beam“
5	14 605	4	235 619	instabile Targetrate
5	14 606	4	190 642	40 % „coasting beam“
10	14 607	4	100 589	

Tabelle A.1: Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Aluminium (Oben 2)

Kohlenstoffdraht: Innen 2 (2. p-Füllung), Ratenmessreihe mit Zufallstrigger („bx“ oder „Minimum-Bias“)				
Rate [MHz]	D.lauf	p-Füllung	Ereignisse	Kommentare
2	14 566	2	47 606	schlechte BX-Verteilung am Anfang
5	14 567	2	28 819	
10	14 568	2	28 761	
20	14 569	2	≈ 46 000	20 MHz
10	14 570	2	25 870	
5	14 571	2	20 876	
2	14 572	2	19 962	
5	14 577	2	501 213	

Tabelle A.2: Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Kohlenstoff (Innen 2)

Titandraht: Innen 1 (1.–4. und 6. p-Füllung), Referenzdraht für andere Datensätze, Ratenmessreihe mit Zufallstrigger („bx“ oder „Minimum-Bias“)				
Rate [MHz]	D.lauf	p-Füllung	Ereignisse	Kommentare
2	14 543	1	68 711	Probleme mit MUON-SC
5	14 544	1	27 888	
10	14 545	1	25 199	10 MHz
20	14 546	1	43 517	20 MHz
10	14 547	1	16 986	schlechtes VDS am Ende
5	14 548	1	20 335	
2	14 549	1	20 220	
5	14 551	1	233 652	Datennahmelauf abgestürzt
5	14 552	1	20 180	Datennahmelauf abgestürzt
5	14 553	1	236 584	Datennahmelauf abgestürzt
5	14 554	1	20 532	reguläres Ende der p-Füllung
5	14 556	1	114 818	bis zum HERMES-Daten- nahmelauf mit hoher Dichte
5	14 557	1	49 541	gestoppt, als Speicher zu 96 % voll war
Hinweis: Da der Titandraht der Referenzdraht war, musste kein Referenzdatennahmelauf für diese Ratenmessreihe durchgeführt werden.				
Datennahmeläufe mit Referenzdraht in der Kohlenstoffmessreihe				
Rate [MHz]	D.lauf	p-Füllung	Ereignisse	Kommentare
5	14 575	2	20 485	
5	14 576	2	20 347	
5	14 585	2	84 568	5 schlechte HIPT-FEDs; bis Speicher voll war
Datennahmeläufe mit Referenzdraht in der Aluminiummessreihe				
Rate [MHz]	D.lauf	p-Füllung	Ereignisse	Kommentare
5	14 600	3	44 291	nur BX1 (1. Bunch)
5	14 601	3	30 074	bessere Bunchstruktur
5	14 604	4	≈ 41 000	BX1 dominant
5	14 610	4	100 082	VDS-Datenqualitätspro- gramm abgestürzt
Datennahmeläufe mit Referenzdraht in der Wolframmessreihe				
Rate [MHz]	D.lauf	p-Füllung	Ereignisse	Kommentare
5	14 637	6	40 280	
5	14 649	6	≈ 90 000	VDS-Probleme

Tabelle A.3: Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Titan (Innen 1)

Wolframdraht: Unten 2 (5. und 6. p-Füllung), Ratenmessreihe mit Zufallstrigger („bx“ oder „Minimum-Bias“)				
Rate [MHz]	D.lauf	p-Füllung	Ereignisse	Kommentare
2	14 627	5	25 713	instabile Targetrate
5	14 628	5	20 261	instabile Targetrate
10	14 629	5	19 669	Rate zwischen 2 und 12 MHz
10	14 630	5	20 142	instabile Targetrate
5	14 631	5	20 091	instabile Targetrate
2	14 632	5	4 445	e ⁺ -Strahlverlust
5	14 639	6	356 231	SL 5, VDS-Sektor 1 aus
5	14 644	6	154 822	SL 5, VDS-Sektor 1 aus

Tabelle A.4: Zufallsgetriggerte Datennahmeläufe für Wolfram (Unten 2)

Literaturverzeichnis

- [Abt01] I. Abt et al., *Cluster shapes and cluster sizes in the HERA-B silicon vertex detector*, Nucl. Instr. and Meth. A469 (2 001) 147–158
- [Aga01] M. Agari, *Search for the decay of charmed mesons with the HERA-B detector in proton-nucleon collisions at $\sqrt{s} = 42$ GeV*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Oktober 2 001
- [Ale92] A. N. Aleev et al., *A-Dependence of inclusive ϕ -Meson Production in Neutron-Nucleus Interactions at 30 GeV to 70 GeV*, Czech. J. Phys. 42 (1992) 11–19
- [Ari01] I. Ariño Ros, *Measurement of hadron fractions in Proton–Nucleus interactions at 920 GeV/c using the HERA–B detector*, Dissertation, Universität Barcelona, März 2 001
- [Art02a] Die HERA–B Softwaregruppe, ARTE – HERA–Bs Analyse– und Rekonstruktionswerkzeug,
<http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/>
(Stand: September 2 002)
- [Art02b] Die HERA–B Softwaregruppe, „Table of Contents“ aller ARTE–Tabellen,
<http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/tables/>
(Stand: September 2 002)
- [Avo01] G. Avoni et al., *The electromagnetic calorimeter of the HERA-B experiment*, Nucl. Instr. and Meth. A461 (2 001) 332–336
- [Bag02] Y. Bagaturia et al., *Studies of aging and HV break down problems during development and operation of MSGC and GEM detectors for the inner tracking system of HERA-B*, Nucl. Instr. and Meth. A490 (2 002) 223–242
- [Bai84] R. Bailey et al., *A-Dependence Study of Inclusive ϕ Production*, Z. Phys. C 22 (1984) 125–129

- [Bas02] J. Bastos et al., *A statistical method for monitoring the luminosity of HERA-B data*, HERA-B Interne Note 02-039 (2 002)
- [Bat01] J. Batista, *Hera-B VDS: Noise and Pedestal Monitoring*, [/afs/desy.de/user/h/hbvds/summerstudents/joao/HERA-B_VDS_jbatista_29082001.pdf](http://afs.desy.de/user/h/hbvds/summerstudents/joao/HERA-B_VDS_jbatista_29082001.pdf) (August 2 001)
- [Bau00] C. Bauer et al., *Status of the HERA-B vertex detector*, Nucl. Instr. and Meth. A447 (2 000) 61–68
- [Bau02] C. Bauer et al., *Radiation hardness of the HERA-B double-sided silicon strip detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A485 (2 002) 116–120
- [Bau03] C. Bauer et al., *Performance of the HERA-B vertex detector system*, Nucl. Instr. and Meth. A501 (2 003) 39–48
- [Bro91] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 25. Auflage, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart · Leipzig (1991)
- [Dau83] C. Daum et al., *Inclusive ϕ -Meson Production in K^- , \bar{p} and p Beryllium Interactions at 100 GeV/c*, Z. Phys. C 18 (1983) 1
- [DES02] „Foto-Archiv“ des DESY,
<http://www.desy.de/pr-info/desyhome/html/presse/fotos/desy/>
(Stand: Oktober 2 002)
- [Duj00] D. Dujmić et al., *Monitoring the ring radius and gas composition in HERA-B RICH vessel*, HERA-B Interne Note 00-016 (2 000)
- [Ehr00] K. Ehret, *Commissioning of the HERA-B internal target: using the HERA proton ring as a B-factory*, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2 000) 190–198
- [Ehr01a] K. Ehret et al., *Observation of coasting beam at the HERA proton-ring*, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2 001) 206–216
- [Ehr01b] K. Ehret et al., *Status of Luminosity Determination at HERA-B*,
http://www.desy.de/~ehret/lumi/Lumi_status.ps
HERA-B Interne Note in Vorbereitung, Oktober 2 001
- [Eig01] V. Eiges et al., *The MUON Detector at the HERA-B experiment*, Nucl. Instr. and Meth. A461 (2 001) 104–106
- [Eme00a] D. Emeliyanov und I. Kisel, *CATS Track fitting Algorithm based on the discrete Kalman Filter*, HERA-B Interne Note 00-032 (2 000)
- [Eme00b] D. Emeliyanov et al., *Primary Vertex Reconstruction by ROVER*, HERA-B Interne Note 00-139 (2 000)

- [Eme01a] D. Emel'yanov et al., *CATS: a Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector*, veröffentlicht in Peking 2001, CHEP, 160, September 2001
- [Eme01b] D. Emel'yanov et al., *OTR/ITR-CATS: Tracking Based on Cellular Automaton and Kalman Filter*, HERA-B Interne Note 01-137 (2001)
- [Eme02a] D. Emel'yanov et al., *GROVER manual*;
für eine aktuellere Onlinereferenz siehe (Stand: September 2002):
<http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/artef/grover/grover.html>
- [Eme02b] D. Emel'yanov, *persönliche Mitteilung* (September 2002)
- [GEA93] *GEANT 3.21 Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Genf (1993)
- [Gro00] D. E. Groom et al. (The Particle Data Group), *The European Physical Journal* **C15** (2000) 1
- [Hag02] K. Hagiwara et al. (The Particle Data Group), *Physical Review* **D 66** 010001 (2002)
- [Hal84] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, New York (1984)
- [HB94] T. Lohse et al. (The HERA-B Collaboration), *HERA-B – An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, HERA-B Proposal, DESY-PRC 94/02 (May 1994)
- [HB95] H. Albrecht et al. (The HERA-B Collaboration), *HERA-B – An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, HERA-B Technical Design Report, DESY-PRC 95/01 (January 1995)
- [HB00] The HERA-B collaboration, *Report on Status and Prospects*, DESY-PRC 00/04 (October 2000)
- [HBD99] Die HERA-B DAQ-Gruppe, *Remote Histogramming Package*, <ftp://ftp.desy.de/pub/herab/daq/rhp.ps> (Mai 1999)
- [HBO95] *HBOOK – Statistical Analysis and Histogramming*, CERN Program Library Long Writeup Y250, CERN, Genf (1995)
- [HDQ02] „Data Quality Information Pages“ der HERA-B Kollaboration, <http://www-hera-b.desy.de/subgroup/DataQuality/herab/> und dort „DQ assessment“ (Stand: Oktober 2002)

- [Her00] J. M. Hernández et al., *HERA-B Data Acquisition System*, Proc. of the IEEE Nucl. Science Symp., Lyon/F (2 000)
- [Hoh01] M. Hohlmann, *The Outer Tracker of HERA-B*, Nucl. Instr. and Meth. A461 (2 001) 21–24
- [Hul02] W. D. Hulsbergen, *A Study of Track Reconstruction and Massive Di-electron Production in Hera-B*, Dissertation, Universität von Amsterdam, Juli 2 002
- [Igo98] O. Igonkina, *MARPLE -Version 1.03-*, HERA-B Interne Note 98-129 (1998);
für eine aktuellere Onlinereferenz siehe (Stand: September 2 002):
<http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/arte/MARPLE>
- [Iss01] S. İşsever, *Entwicklung des Target-Steuersystems für das HERA-B-Experiment und Untersuchung der Eigenschaften des Targetbetriebs am HERA-Speicherring*, Dissertation, Universität Dortmund, März 2 001
- [Iva99] J. Ivarsson et al., *PYTHIA and FRITIOF: Event Generators for HERA-B*, HERA-B Interne Note 99-067 (1999)
- [Jag98] T. Jagla, *Untersuchung der Target-Strahl Wechselwirkung im HERA-B Experiment*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, Oktober 1998
- [Kel01] S. Keller, *Aufbau eines Spurtriggers bei HERA-B mit GEM-MSGC-Detektoren*, Dissertation, Universität Siegen, Juni 2 001
- [Kis99] I. Kisel und S. Masciocchi, *CATS: A Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector*, HERA-B Interne Note 99-242 (1999)
- [Loh99] T. Lohse, *MCGEN: A General Tool for Monte Carlo Production for Physics at HERA-B*, HERA-B Interne Note 99-098 (1999)
- [Mac02] „Welcome Page of the Machine Group“ des DESY, Übersicht des HERA-Status,
<http://www-mpy.desy.de/desy-acc.html> (Stand: September 2 002)
- [Min02] „Minimum Bias Analysis Home Page“ der HERA-B Kollaboration, „Summary of Available Runs (ps)“ (viermal),
<http://www-hera-b.desy.de/subgroup/physics/herab/minbias/>
(Stand: September 2 002)
- [Now94] S. Nowak, *A Description of HERA-B GEANT*, HERA-B Interne Note 94-123 (1994)

- [OTR03] Die OTR-Gruppe, Quellcode in ARTE – HERA-Bs Analyse- und Rekonstruktionswerkzeug,
/afs/desy.de/group/hera-b/ARTE/ARTE-03-09-r5/wax/OTrSelect.C
(Stand: März 2003)
- [PAW95] PAW – Physics Analysis Workstation, CERN Program Library Long Writeup Q121, CERN, Genf (1995);
für eine aktuellere Onlinereferenz siehe (Stand: Oktober 2002):
<http://wwwinfo.cern.ch/asd/paw/>
- [Per02] D. Peralta, Quellcode in ARTE – HERA-Bs Analyse- und Rekonstruktionswerkzeug,
/afs/desy.de/group/hera-b/ARTE/ARTE-03-09-r9/analysis/anl_richid.C (Stand: September 2002)
- [Pes01] R. Pestotnik, *Identification of Pions, Kaons and Protons in the HERA-B Spectrometer*, Dissertation, Universität Ljubljana, Januar 2001
- [Pi92] H. Pi, *An event generator for interactions between hadrons and nuclei - FRITIOF version 7.0*, Comp. Phys. Comm. 71 (1992) 173–192
- [Ple01] M.-A. Pleier, *Cloneremove V1.0*, HERA-B Interne Note 01-062 (Mai 2001)
- [Ple02] M.-A. Pleier, *Measurement of inclusive $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hyperon polarisation in proton nucleus collisions at 920 GeV proton beam energy*, Dissertation, Universität Heidelberg, Juli 2002
- [Pov95] B. Povh · K. Rith · C. Scholz · F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1995)
- [Pyr00] J. Pyrlik, *The HERA-B ring imaging Cherenkov system – design and performance*, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 299–304
- [Rie98] K. Riechmann, *Einsatz von Siliziumdetektoren in der Hochstrahlungsumgebung von HERA-B*, Dissertation, Technische Universität München, Dezember 1998
- [San02] F. Sánchez, *persönliche Mitteilung* (April 2002)
- [Sch98] S. Schaller, *Untersuchung der Beiträge einzelner Protonenbündel zur Wechselwirkungsrate des HERA-B Experiments*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Mai 1998
- [Spe80] J. Spengler, *Produktion von Vektor- und Tensormesonen in Proton-Proton Wechselwirkungen bei $\sqrt{s} = 52.5$ GeV*, Dissertation, Universität Dortmund, August 1980, sowie
D. Drijard et al., Z. Phys. C 9 (1981) 293

- [Spr96] S. Spratte, *Untersuchungen zu den Eigenschaften eines internen Draht-targets für das HERA-B Experiment*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, März 1996
- [Spr00] S. Spratte, *Bestimmung der Wechselwirkungsrate des HERA-B Targets und Untersuchung des Coasting Beam am HERA Protonen-Ring*, Dissertation, Universität Dortmund, Juni 2000
- [Vag01] V. Vagnoni et al., *Determination of correction factors to the online interaction rate and observation of track multiplicity A-dependence using ECAL and Target Hodoscope measurements*, HERA-B Interne Note 01-072 (2001)
- [VDS02] Die Expertenseite der HERA-B VDS-Gruppe „The VDS Expert Page“, Abschnitt „How to do ONLINE and OFFLINE checks of the L2-DQ histograms produced by the dmon“, http://www.desy.de/~hbvds/running/vds_expert.html und dort [/afs/desy.de/user/h/hbvds/www/running/vdsrhp_README.txt](http://afs.desy.de/user/h/hbvds/www/running/vdsrhp_README.txt) (Stand: Oktober 2002)
- [Wag99] W. Wagner, *Auswertung der Daten des HERA-B Vertexdetektors im Hinblick auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Siliziumstreifenzähler*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, Dezember 1999
- [Wal02] M. Walter, *persönliche Mitteilung* (Juli 2002)
- [Zav02] M. Zavertiaev, *The invariant mass spectra fit.*, HERA-B Interne Note 02-079 (2002)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Menschen bedanken, die irgendwie zum guten Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zu allererst gilt der Dank meinen Eltern und meiner Verlobten Joanna, die mein Leben unersetzlich mit viel Liebe bereichert hat. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet. Sie mussten insbesondere in den letzten Monaten nicht nur die meiste Zeit auf mich verzichten, sondern sie haben mir viel Mut gemacht, mich „nicht physikalisch“, aber maßgeblich, unterstützt und in schwierigen Phasen nie im Stich gelassen.

In fachlicher Hinsicht gilt mein Dank zunächst meinem Erstgutachter Herrn Prof. Dr. Werner Hofmann für die vielseitigen Tätigkeitsfelder während der Promotion und die daraus resultierende interessante Thematik dieser Arbeit. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Franz Eisele für sein Interesse an dieser Arbeit und seine spontane Zusage als Zweitgutachter.

Desweiteren gebührt vielen Mitgliedern der Arbeitsgruppe des HERA-B Vertexdetektors wegen ihres Teamgeistes besonderer Dank. Hier möchte ich insbesondere meinen Betreuer Herrn Priv. Doz. Dr. Michael Schmelling und Dr. Bernhard Schwingenheuer nennen, die auf viele Fragen Antworten wussten und meine Arbeit Korrektur gelesen haben, bis in letzter Minute. Michael danke ich außerdem für die Geduld in den vielen Diskussionen und Bernhard für seine „Hotline“ in den letzten Stunden vor der Abgabe.

Einen großen Anteil am Ergebnis dieser Arbeit hat auch Dr. Federico Sánchez, mit dem ich so manche fruchtbare Diskussion führen konnte und der uns leider viel zu früh verlassen hat. Hinsichtlich wertvoller Diskussionen möchte ich auch nicht Herrn Prof. Dr. Karl-Tasso Knöpfle und Dr. Mikhail Zavertiaev vergessen.

Für Korrekturvorschläge möchte ich außerdem Dr. Marc-André Pleier und Dr. Christian Bauer danken. Meine Zimmerkollegen, neben Marc-André und Mikhail (Micha) ebenso Michaela Agari und Markward Britsch, haben mit ihrem Humor und gelegentlichen Kalorien- oder Vitaminkicks immer für eine positive Arbeitsatmosphäre gesorgt. Für die eine oder andere Diskussion möchte ich desweiteren Dr. Johan Blouw danken und für die freundliche Arbeitsatmosphäre während meiner Zeit am DESY Dr. Francesco Giovanni Sciacca. Herzlichen Dank möchte ich auch Dr. Joachim Spengler sagen, der mir eine Kopie seiner Doktor-

arbeit zukommen ließ, die eine wichtige Vergleichsgrundlage für meine Messung darstellt.

Mit Spannung und Freude erinnere ich mich auch an die gemeinsamen Umbauarbeiten mit den „VDSLern“ am Vertexdetektor in der HERA–Westhalle.

Interessiert habe ich immer die Vorträge unserer Kollegen aus dem ASIC–Labor verfolgt und möchte ihnen für diese Bereicherung danken.

Ebenso bedanken möchte ich mich bei den Mitgliedern der HESS/HEGRA–Gruppe für den freundlichen Umgang, insbesondere bei „Frau Dr. in spe“ Ira Jung für so manche Plauderei auf dem Flur oder vorm Drucker. Zu erwähnen habe ich auch die „nicht physikalischen“ Hilfestellungen durch die Angestellten in der Verwaltung des MPI–K, insbesondere durch Frau Jacqueline Suppanz–Pirsch und Frau Ruth Häfner.

Dr. Guido Rademaker danke ich für Korrekturvorschläge und für so manche willkommene außerphysikalische Ablenkung.

Eine wichtige Stütze war auch immer die langjährige Freundschaft mit Lars und Kathi, die auch hoffentlich noch lange bestehen bleiben wird.

Gerne erinnere ich mich auch an die gemeinsamen Erlebnisse mit Mino in Hamburg bei Tranceklängen, kulinarischen Köstlichkeiten oder beim harten Krafttraining.

Zu guter Letzt möchte ich nicht die gesamte HERA–B Kollaboration und ihre Schichtbesatzungen vergessen, ohne deren unermüdlichen Einsatz die benutzten Daten nicht vorlägen.