

Internal Report  
DESY F15-92-04  
September 1992

## Inklusive $\phi$ -Produktion in Zerfällen von B-Mesonen

von

O. Behnke

Eigentum der	<b>DESY</b>	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	2 2.SEP. 1992	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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

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

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

# Inklusive $\phi$ -Produktion in Zerfällen von B-Mesonen

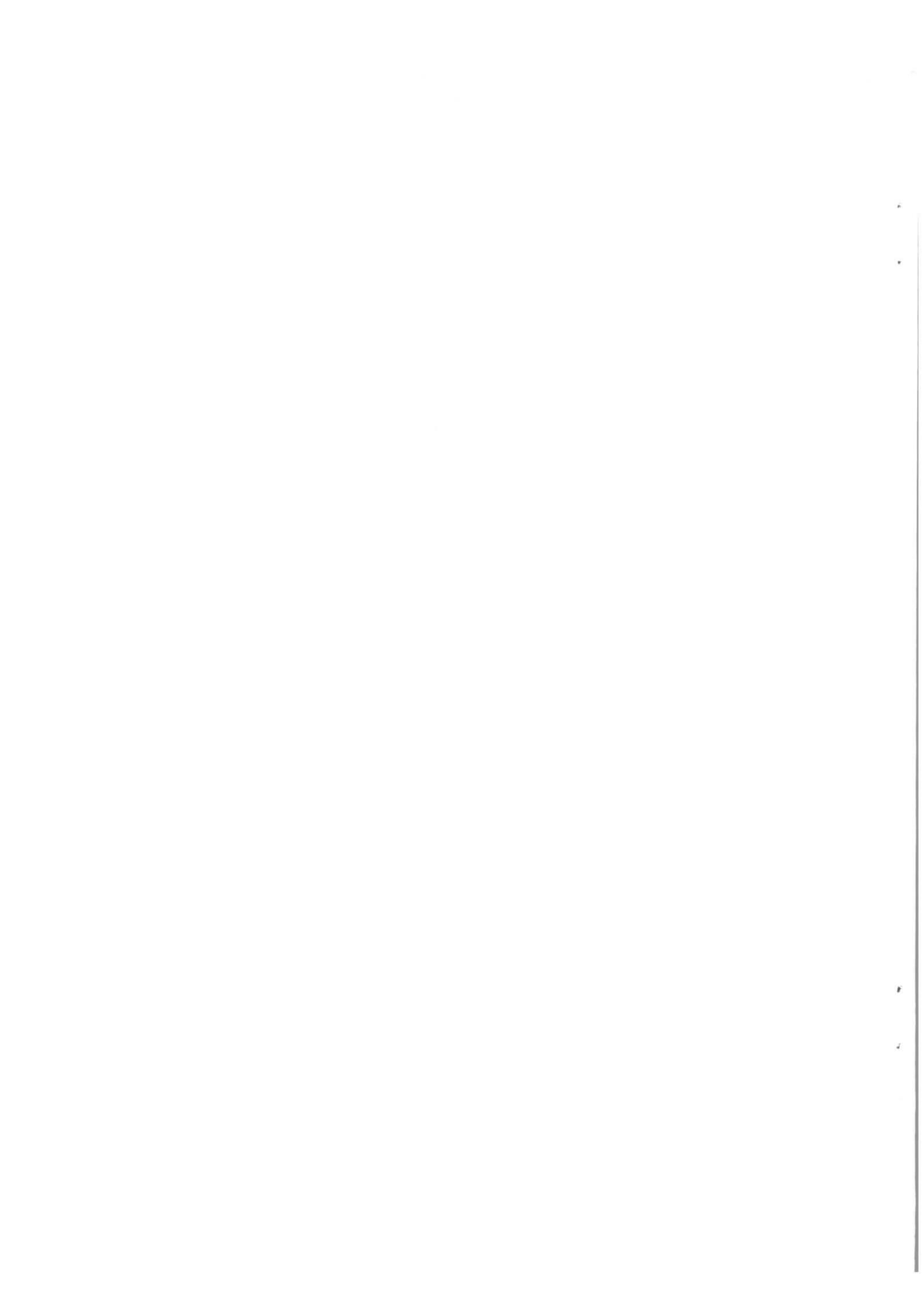
Diplomarbeit

von

Olaf Behnke ✓

Universität Hamburg

August 1992



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde mit dem ARGUS-Detektor am  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS II die inklusive  $\phi$ -Erzeugungsrate in Zerfällen von B-Mesonen gemessen. Das Ergebnis lautet:

$$Br(B \rightarrow \phi + X) = (3.90 \pm 0.30 \pm 0.37)\%$$

Das  $\phi$ -Impulsspektrum in diesen Zerfällen wurde bestimmt und ausgewertet.

Ferner konnte aus der Analyse von Rückstoßeffecten zwischen  $D^{*+}$ - und  $\phi$ -Mesonen aus den Zerfallsketten  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^{*-}$ ,  $D_s^{*-} \rightarrow D_s^-\gamma$ ,  $D_s^- \rightarrow \phi + X$  oder  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^-$ ,  $D_s^- \rightarrow \phi + X$  eine Abschätzung für die inklusive  $\phi$ -Produktion in  $D_s^\pm$ -Zerfällen gefunden werden:

$$Br(D_s^\pm \rightarrow \phi + X) < 14.4\% \quad \text{mit } 90\% \text{ c.l.}$$

Um dieses Resultat zu erlangen, wurden für die beiden B-Zerfälle die gemessenen Verzweigungsverhältnisse von [1,2] benutzt.

## Abstract

In this diploma thesis the inclusive  $\phi$ -production in decays of B-mesons was studied with the detector ARGUS at the  $e^+e^-$ -collider DORIS II. The following result was obtained:

$$Br(B \rightarrow \phi + X) = (3.90 \pm 0.30 \pm 0.37)\%$$

The  $\phi$ -momentum spectrum in these decays was determined and interpreted.

Further, by the analysis of angular correlations between  $D^{*+}$ - and  $\phi$ -Mesons in the decay chains  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^{*-}$ ,  $D_s^{*-} \rightarrow D_s^-\gamma$ ,  $D_s^- \rightarrow \phi + X$  or  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^-$ ,  $D_s^- \rightarrow \phi + X$  an upper limit was found for the inclusive  $\phi$ -production in  $D_s^\pm$ -decays:

$$Br(D_s^\pm \rightarrow \phi + X) < 14.4\% \quad \text{at } 90\% \text{ c.l.}$$

To obtain this result the measured branching ratios for the two B-decays from [1,2] were used.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>1 Theorie</b>	<b>6</b>
1.1 Das $\phi$ -Meson als Teilchen und sein Zerfall . . . . .	6
1.2 Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und die Erzeugung von B-Mesonen . . . . .	7
1.3 Die Produktion von $\phi$ -Mesonen in B-Zerfällen . . . . .	8
1.3.1 Die Produktion von $\phi$ -Mesonen aus D-Mesonen . . . . .	10
1.3.2 $\phi$ -Produktion aus seltenen B-Zerfällen . . . . .	12
1.3.3 Andere Quellen für $\phi$ -Mesonen in B-Zerfällen . . . . .	12
1.4 Theorien und Modelle . . . . .	13
<b>2 Das Experiment</b>	<b>14</b>
2.1 Der Speicherring DORIS II . . . . .	14
2.2 Der Detektor ARGUS . . . . .	15
2.2.1 Die Driftkammer . . . . .	15
2.2.2 Die Vertexdriftkammer . . . . .	17
2.2.3 Flugzeitsystem . . . . .	17
2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	18
2.2.5 Die Myonkammern . . . . .	18
2.2.6 Der ARGUS-Trigger . . . . .	18
2.3 Der Datenfluß . . . . .	19
2.3.1 Die Rekonstruktion der Daten . . . . .	20
<b>3 Die Grundlagen der Analyse</b>	<b>21</b>
3.1 Die Teilchenidentifikation . . . . .	21
3.2 Die allgemeinen Selektionskriterien . . . . .	23
3.3 Die Analysesprache KAL . . . . .	24
3.4 Die Monte Carlo-Simulation . . . . .	24
3.5 Die Anzahl der B-Mesonen . . . . .	24

<b>4 Die Analyse</b>	<b>26</b>
4.1 Die Rekonstruktion der $\phi$ -Mesonen . . . . .	27
Der gemessene Zerfallskanal . . . . .	27
Das $\phi$ -Signal und die speziellen Selektionskriterien . . . . .	27
Die Signalform . . . . .	27
Das beobachtbare Signal . . . . .	29
Die Anpassungsprozedur, das „fitten“ . . . . .	30
Die Masse des $\phi$ -Mesons . . . . .	31
4.2 Die unkorrigierten Impulsspektren und die Kontinuumssubtraktion . . .	32
4.3 Die Akzeptanz der $\phi$ -Mesonen . . . . .	34
4.3.1 Die Akzeptanz der geladenen Kaonen . . . . .	34
4.3.2 Der Einflußdes Zerfallswinkels . . . . .	35
4.3.3 Die Impulsabhängigkeit der Akzeptanz . . . . .	36
<b>5 Ergebnis und Auswertung</b>	<b>39</b>
5.1 Das Spektrum für $p_\phi > 2$ GeV . . . . .	41
5.2 Vergleich mit anderen Messungen . . . . .	42
5.3 Die Interpretation des Ergebnisses . . . . .	44
<b>6 Die Untersuchung von <math>\phi, D^{*+}</math>-Korrelationen in B-Zerfällen</b>	<b>49</b>
6.1 Die Bestimmung des Anteils von $D_s^+$ -Mesonen an der $\phi$ -Erzeugung . . .	49
6.1.1 Datenanalyse . . . . .	51
6.1.2 Die Messung der $\phi, D^{*+}$ -Korrelationen . . . . .	53
6.1.3 Die Interpretation des Ergebnisses . . . . .	56
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>58</b>
<b>A Systematik der inklusiven Analyse</b>	<b>60</b>
<b>Danksagung</b>	<b>73</b>
<b>Die ARGUS-Kollaboration</b>	<b>79</b>

# Einleitung

In dieser Arbeit behandeln wir einen Ausschnitt aus der Welt der Physik der B-Mesonen. Das Studium dieser Teilchen hat sehr viele interessante Aspekte, von denen zwei besonders erwähnenswert sind:

1.) Da die B-Mesonen das schwerste bislang nachgewiesene Quark <sup>1</sup>, das b-Quark enthalten, ermöglichen die Zerfälle der B-Mesonen durch den schwachen Zerfall des b-Quarks die Bestimmung fundamentaler Parameter im sogenannten Standardmodell [3]. Dieses ist das nach heutiger Kenntnis gültige Modell zur Beschreibung der elektroschwachen und starken Kraft.

2.) Innerhalb der B-Mesonen ist das b-Quark durch starke Kräfte an ein anderes Quark gebunden. Bei B-Zerfällen kommt es deshalb zu einem komplizierten und bisher nicht vollständig verstandenen Zusammenspiel von starker und schwacher Kraft, dessen Aufklärung ein angestrebtes Ziel ist.

Der spezielle Gegenstand dieser Analyse ist die Messung der inklusiven Zerfallsrate  $\text{Br}(B \rightarrow \phi + X)$  und des Impulsspektrums der  $\phi$ -Mesonen in diesen Zerfällen. Inklusiv bedeutet, daß man einzig und allein das  $\phi$ -Meson rekonstruiert, hingegen das  $X$ , welches für den Rest des Zerfalls steht, ungemessen und damit unbestimmt bleibt. Auf diese Weise summiert man über alle B-Zerfälle, bei denen im Laufe der Zerfallskette ein  $\phi$ -Meson erzeugt wird. Gerade bei der Produktion von  $\phi$ -Mesonen gibt es eine besonders interessante Vielfältigkeit von beitragenden Zerfallsprozessen. Am häufigsten erwartet man Kaskadenzerfälle der Art  $B \rightarrow D + X$  und daran anschließend  $D \rightarrow \phi + Y$  mit zwei aufeinanderfolgenden schwachen Zerfällen (D steht dabei für eines der drei D-Mesonen  $D^0, D^+$  oder  $D_s^+$ ). Dem entspricht, daß das  $\phi$ -Meson mit seinem Quarkinhalt ( $s\bar{s}$ ) von dem der B-Mesonen ( $b\bar{q}$ , mit  $\bar{q} = \bar{u}, \bar{d}$ ) auf der schwachen „Zerfallsleiter“ zwei Stufen entfernt steht, da das b-Quark vorwiegend in der Kette  $b \rightarrow c \rightarrow s$  zerfällt. Es sollte aber auch den direkten Übergang  $b \rightarrow s$  geben in den sogenannten „Pinguinzerfällen“, wie z.B. im Zerfall  $B^- \rightarrow \phi K^{*-}$ . Diese vom theoretischen Standpunkt äußerst lehrreichen Prozesse sind allerdings sehr selten, da sie erst auf dem Niveau 2. Ordnung schwacher Störungstheorie auftreten. Experimentell konnte für sie bislang kein Nachweis gefunden werden.

Die geringe Wahrscheinlichkeit für das Auftreten vieler interessanter Zerfälle ist ein großes experimentelles Problem. Bei einer inklusiven Analyse überdecken Kanäle mit großem Verzweigungsverhältnis meistens solche mit kleinem. Aus der Analyse des Impulsspektrums lassen sich aber noch weitere Informationen gewinnen, mit denen man etwas über die Art der Zerfälle erfahren kann. Der Vorteil der inklusiven Methode

---

<sup>1</sup>Über die Quarks  $u, d, s, c, b$  und das noch nicht nachgewiesene  $t$ -Quark s. [3]

gegenüber den exklusiven Analysen liegt dann vor allem in der insgesamt wesentlich größeren Statistik durch die verbesserte Nachweiswahrscheinlichkeit, da im Endzustand lediglich *ein* Teilchen rekonstruiert werden muß.

Der Aufbau dieser Arbeit gliedert sich wie folgt:

Im ersten Kapitel erörtern wir kurz die theoretischen Grundlagen der Analyse und konzentrieren uns dabei vor allem auf die verschiedenen Möglichkeiten der Erzeugung von  $\phi$ -Mesonen in B-Zerfällen. Das folgende Kapitel beschreibt das Experiment, d.h., den Speicherring DORIS II, den ARGUS-Detektor und die Methoden der Datenauswertung. Im dritten Kapitel werden einige Punkte zusammengefaßt, welche die Grundlagen der nachfolgenden Analysen bilden, wie z.B. die Monte Carlo-Simulation des Detektors. Kapitel 4 beschreibt die eigentliche Analyse  $B \rightarrow \phi + X$  („inklusiv“), deren Ergebnisse im nächsten Kapitel diskutiert und mit Resultaten anderer Messungen verglichen werden. Im sechsten Kapitel untersuchen wir Winkelkorrelationen von  $D^{*+}$ - und  $\phi$ -Mesonen. In Zweikörper B-Zerfällen gibt es wegen der kleinen Impulse der aus der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugten B-Mesonen ( $p_B \approx 300$  MeV) starke Rückstoßeffekte der Zerfallsteilchen im Laborsystem. Diese nutzt man zum Beispiel im Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^-$  aus. Man rekonstruiert das  $D^{*+}$  vollständig und mißt dann das  $\phi$ -Signal in verschiedenen Winkelbereichen dazu. Daraus läßt sich schließen, wieviele  $\phi$ -Mesonen aus  $D_s^-$ -Mesonen produziert werden. Im letzten Kapitel fassen wir die Ergebnisse kurz zusammen. Im Anhang werden die systematischen Probleme und Fehler der Analysen besprochen.

# Kapitel 1

## Theorie

In dieser Arbeit soll das Verzweigungsverhältnis  $B \rightarrow \phi + X$  („inklusiv“) gemessen werden. Zunächst erfolgt eine Einführung in die Welt dieser Teilchen und eine Beschreibung der zum Ergebnis beitragenden Prozesse.

### 1.1 Das $\phi$ -Meson als Teilchen und sein Zerfall

Das  $\phi$ -Meson gehört zur Familie der Vektor-Mesonen mit den Quantenzahlen  $J^P = 1^-$ . Bei diesen Teilchen handelt es sich um um Bindungszustände aus Quark und Antiquark, die unter dem Einfluß der starken Kraft sehr schnell zerfallen. Das  $\phi$  besteht aus einem  $s$ - und einem  $\bar{s}$ -Quark mit möglicherweise noch sehr kleinen Beimischungen von  $u\bar{u}$ - und  $d\bar{d}$ -Zuständen. Es zerfällt dominant in ein Kaon und ein Antikaon (s. Abb. 1.1). Seine wichtigsten Eigenschaften sind in folgender Tabelle zusammengefaßt.

Das $\phi$ -Meson		
Quarks	$s\bar{s}$ ( $\sim 100\%$ )	dominante Zerfälle
$J^P$	$1^-$	$\phi \rightarrow K^+ K^-$ $49.5 \pm 1.1\%$
Masse	$1019.412 \pm 0.008$ MeV	$K_s^0 K_l^0$ $34.4 \pm 0.9\%$
$\Gamma$	$4.41 \pm 0.07$ MeV	$\pi^+ \pi^0 \pi^-$ $14.8 \pm 1.4\%$

Tabelle 1.1: Eigenschaften des  $\phi$ -Mesons (aus [4]).

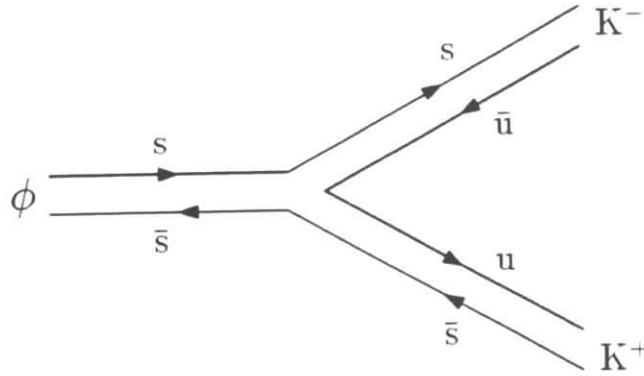


Abbildung 1.1:  $\phi$ -Zerfall in  $K^+ K^-$

## 1.2 Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und die Erzeugung von B-Mesonen

Die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist der dritte radial angeregte Bindungszustand eines  $b$ - und eines  $\bar{b}$ -Quarks aus dem System der  $\Upsilon$ -Resonanzen. Diese Resonanzen mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  können in  $e^+e^-$ -Annihilation bei verschiedenen Energien im Bereich um 10 GeV angeregt werden. Die besondere Bedeutung der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erklärt sich aus ihrer Energie von 10.58 GeV. Diese liegt gerade eben über der energetischen Schwelle zur Erzeugung zweier leichter B-Mesonen. Im starken Zerfall der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (s. Abb. 1.2) werden die pseudoskalaren  $B^+$ - oder  $B^0$ -Mesonen erzeugt, bei denen ein leichtes  $u$ - oder  $d$ -Quark an das  $\bar{b}$ -Quark ankoppelt (bzw. deren ladungskonjugierte Zustände  $B^-$  oder  $\bar{B}^0$ ). Die Eigenschaften der B-Mesonen sind in Tab. 1.2 zusammengefaßt. Da die Energie der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nur unwesentlich über der doppelten B-Ruhemasse liegt, werden die B-Mesonen praktisch in Ruhe erzeugt. Ihr Impuls im Laborsystem beträgt nur etwa 300 MeV. Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz beträgt etwa 1 nb gegenüber einem Untergrund aus Kontinuumsprozessen von ungefähr 3 nb (s. Abb. 1.3).

Meson	Quarks	$J^P$	Masse(ARGUS 1990)	Masse(CLEO 1987)
$B^+$	$\bar{b}u$	$0^-$	$5280.5 \pm 2.2\text{MeV}$	$5279.3 \pm 2.2\text{MeV}$
$B^0$	$\bar{b}d$	$0^-$	$5279.6 \pm 2.1\text{MeV}$	$5281.3 \pm 2.2\text{MeV}$

Tabelle 1.2: Eigenschaften der B-Mesonen. Ferner wurde die Lebensdauer für beide Arten zu  $\tau = (1.18 \pm 0.11) \times 10^{-12}$  s bestimmt (aus [4]).

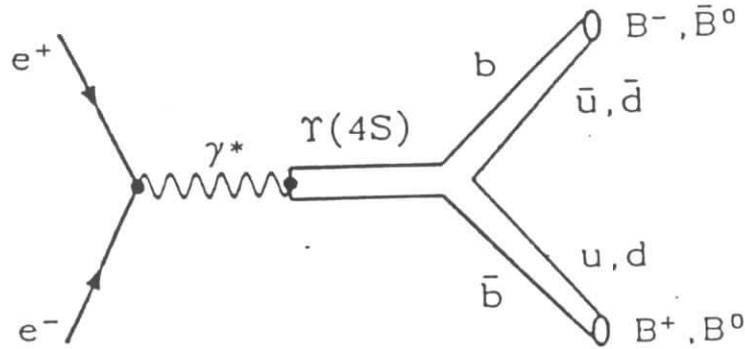


Abbildung 1.2: Erzeugung einer  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in der  $e^+e^-$ -Annihilation mit anschließendem Zerfall in zwei  $B$ -Mesonen

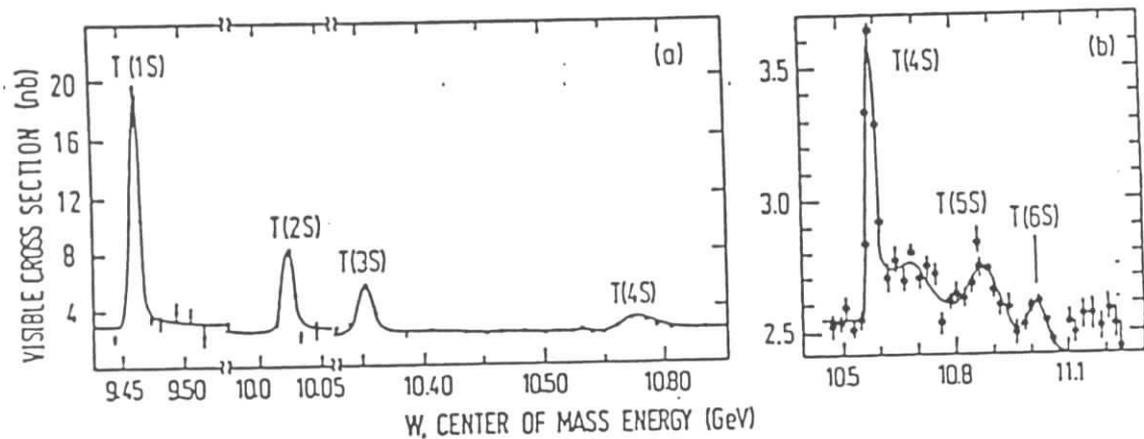


Abbildung 1.3: Die  $\Upsilon$ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  (aus [5])

### 1.3 Die Produktion von $\phi$ -Mesonen in $B$ -Zerfällen

Im folgenden gelten alle Bemerkungen ebenso für die ladungskonjugierten Zustände und Prozesse.

Der Zerfall der  $B$ -Mesonen findet statt durch den schwachen Zerfall des  $b$ -Quarks in ein leichteres Quark unter Ausstrahlung eines virtuellen  $W$ -Bosons. Dominant ist dabei der Zerfall  $b \rightarrow cW^-$ , während der Zerfall  $b \rightarrow uW^-$  weitaus seltener vorkommt. Auf der Ebene der Hadronen werden dabei häufig  $D$ -Mesonen erzeugt, die jeweils aus einem charm-Quark und einem leichteren Antiquark aufgebaut sind (s. Abb. 1.4). Dazu zählen  $D^+(c\bar{d})$ ,  $D^0(c\bar{u})$  und  $D_s^+(c\bar{s})$ . Diese Mesonen sind im Grundzustand spinlos, werden aber

in B-Zerfällen sehr oft in angeregten Zuständen mit Spin 1 oder 2 produziert<sup>1</sup>, welche dann zunächst in die Grundzustände zurückkehren. Bei den anschließenden wiederum schwachen Zerfällen der D-Mesonen können  $\phi$ -Mesonen erzeugt werden (s. Abb. 1.5, 1.6 und 1.7). Dies erscheint als einer der Hauptquellen für die  $\phi$ -Produktion aus B-Zerfällen.

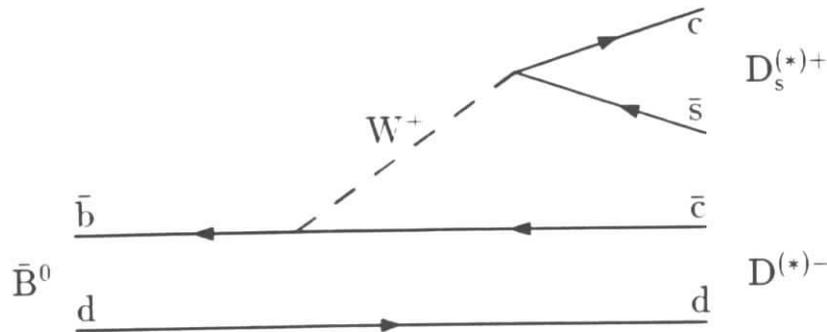


Abbildung 1.4: Spectator-Diagramm für B-Zerfall

Die theoretischen Grundlagen der schwachen Zerfälle von B- und D-Mesonen sind formal gleich und sollen hier kurz erwähnt werden. Im Rahmen der elektroschwachen Theorie wird die Lagrangedichte, die einen Zerfall wie in Abb. 1.4 bewirkt, folgendermaßen beschrieben:

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{cb} \cdot (\bar{s}c)(\bar{c}b) \quad (1.1)$$

$G_F$  bezeichnet dabei die Fermi-Kopplungskonstante und  $V_{q_1 q_2}$  ist ein Matrixelement der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix [7]. Ferner wurde die abkürzende Schreibweise

$$(\bar{q}_2 q_1) = \sum_{\alpha} \bar{q}_{2\alpha} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) q_{1\alpha} \quad (1.2)$$

( $\alpha = 1..3$ : Farbindices) verwendet. Die Wechselwirkung, die in der Gleichung (1.1) beschrieben wird, ist vom Typ Strom-Stromkopplung mit den Stromdichten  $j^{\mu} = V_{cb}(\bar{c}b)$  und  $j_{\mu}^{\dagger} = V_{cs}^*(\bar{s}c)$ .

Die Physik schwacher Zerfälle wird allerdings entscheidend durch die Wirkung der starken Kraft zwischen den Quarks beeinflusst. Dieses führt zu folgenden Effekten:

- Der Austausch eines harten Gluons zwischen den Quarks führt zu einer Korrektur der schwachen Lagrangedichte in erster Ordnung  $\alpha_s$  der QCD („kurze Distanz-Korrekturen“).
- Die langreichweitigen Effekte der starken Wechselwirkung, also der Austausch weicher Gluonen zwischen Quarks ermöglichen überhaupt erst die Bildung von gebundenen Zuständen wie die der Mesonen. Die Anwendung starker Störungstheorie versagt in diesem Bereich, da hier die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  zu groß ist. Über die Behandlung dieses grundlegenden theoretischen Problems soll zum Schluß des Kapitels einiges gesagt werden.

<sup>1</sup>Die Größe des Spins markiert man in der Bezeichnung des Teilchens durch die Anzahl der Sternchen\* im oberen Index.

Eine eher approximative Beschreibung für B-Zerfälle wird z.B. durch das Spectator Modell gegeben, wie in Abb. 1.4 zu sehen. In diesem nimmt man an, daß der schwache Zerfall des schweren Quarks ( $\bar{b}$ ) von dem leichten Bindungspartner ( $u, d$ ) nicht beeinflusst wird.

Da die  $\phi$ -Produktion von der Sorte der D-Mesonen abhängt (s.n. Kapitel), ist die Erzeugungshäufigkeit der verschiedenen D-Mesonen in B-Zerfällen wichtig. Die  $D_s^-$ -Mesonen werden z.B. in Prozessen wie in Abb. 1.4 erzeugt, wenn das virtuelle  $W^-$ -Boson an einen  $\bar{c}s$ -Zustand ankoppelt. Das  $W^-$  kann jedoch auch anders zerfallen, z.B. in Lepton und Antineutrino. Inklusive Messungen belegen, daß in rund einem Achtel aller B-Zerfälle  $D_s^-$ -Mesonen erzeugt werden [1]. Dagegen werden in etwa der Hälfte aller B-Zerfälle  $D^0$ -Mesonen und zu einem Drittel  $D^+$ -Mesonen beobachtet [8]. Die Produktion dieser Teilchen wird vor allem durch den Zerfall des b-Quarks in ein c-Quark und die Kopplung an das übriggebliebene  $\bar{u}$ - oder  $\bar{d}$ -Quark aus dem B-Meson genährt (s. Abb. 1.4).

### 1.3.1 Die Produktion von $\phi$ -Mesonen aus D-Mesonen

In diesem Unterkapitel sollen die wesentlichen Produktionsmechanismen von  $\phi$ -Mesonen aus D-Zerfällen erläutert werden. Die Physik der D-Mesonzerfälle ist formal der Physik der B-Mesonzerfälle sehr ähnlich, wenn man sich das b-Quark durch ein c-Quark ersetzt denkt. Die tatsächlichen Unterschiede ergeben sich aber aus der verschiedenen Massenskala von b- und c-Quark (4.9 GeV gegenüber 1.8 GeV).

**Zerfälle von  $D_s^+$ -Mesonen:** Die  $\phi$ -Produktion aus  $D_s^+$ -Mesonen wird dadurch unterstützt, daß bereits ein s-Quark im  $D_s^+$  vorhanden ist. Da das c-Quark vorwiegend in das s-Quark zerfällt erscheint die  $\phi$ -Mesonenproduktion als einer der natürlichsten Wege für  $D_s^+$ -Zerfälle. Wie in folgendem Bild zu sehen ist, stehen sehr viele Kanäle zur Verfügung.

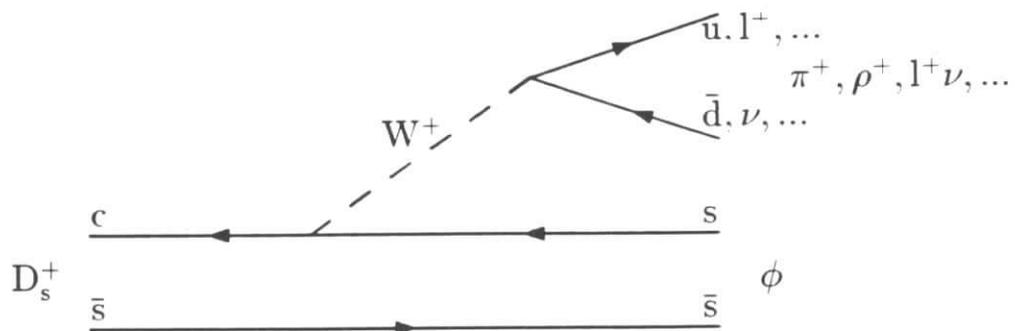


Abbildung 1.5:  $\phi$ -Produktion aus  $D_s^+$ -Zerfällen

**Zerfälle aus  $D^+$ -Mesonen:** Die  $\phi$ -Produktion aus  $D^+$ -Zerfällen ist weitaus kleiner zu erwarten als die aus  $D_s^+$ -Zerfällen, weil neben dem s-Quark aus dem Zerfall des c-Quarks erst noch ein weiteres s-Quark erzeugt werden muß. So erscheinen die

Cabibbo-unterdrückten Zerfälle in der folgenden Abbildung als die Hauptquellen für die  $\phi$ -Produktion.

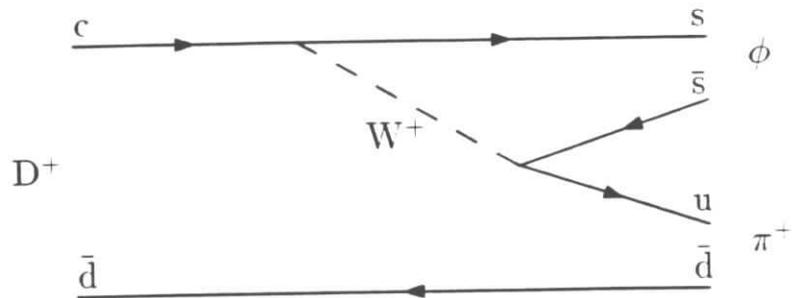


Abbildung 1.6:  $\phi$ -Produktion aus  $D^+$ -Zerfällen

**Zerfälle aus  $D^0$ -Mesonen:** Zusätzlich zu den Cabibbo-unterdrückten Zerfällen wie bei den  $D^+$ -Zerfällen gibt es hier noch die Möglichkeit des  $W$ -Austausches und/oder der „final state interaction“ zur  $\phi$ -Produktion. Der gemessene Zerfall  $D^0 \rightarrow \phi K_s^0$  [9] ist ein Indiz dafür. In Abb. 1.7 sehen wir den Feynmangraphen für  $W$ -Austausch zwischen  $c$ - und  $\bar{u}$ -Quark. Die „final state interaction“ bedeutet dagegen die Rückstreuung von Teilchen aus  $D^0$ -Zerfällen in andere Endzustände durch starke Wechselwirkung (z.B.  $D^0 \rightarrow K^- \rho^+ \leftrightarrow \phi K_s^0$ ). Welche der beiden erwähnten Ursachen in welchem Maße zu diesem Zerfall beitragen ist noch nicht aufgeklärt.

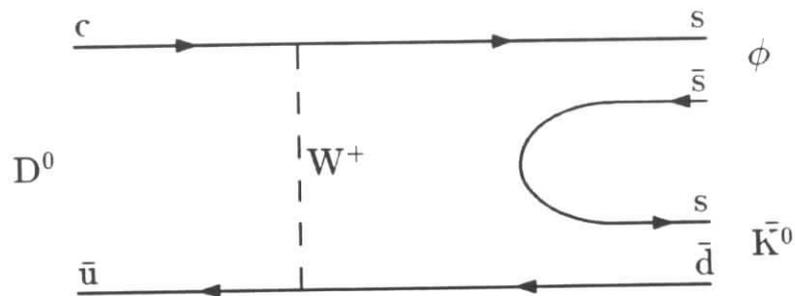


Abbildung 1.7:  $\phi$ -Produktion aus  $D^0$ -Zerfällen

### 1.3.2 $\phi$ -Produktion aus seltenen B-Zerfällen

In Graphen höherer Ordnung schwacher Störungstheorie sind auch direkte Übergänge von B-Mesonen in  $\phi$ -Mesonen möglich. In solchen sogenannten „Pinguin-Zerfällen“ findet ein schleifen-induzierter Übergang  $b \rightarrow s$  statt, wie in Abb. 1.8 zu sehen. Gemessen wurden Vorgänge dieser Art bislang noch nicht. Eine Messung wäre sehr interessant, da man das Standardmodell in wichtigen Punkten testen kann. Der Beitrag zur  $\phi$ -Produktion aus solchen B-Zerfällen ist aber auf jeden Fall sehr klein im Vergleich zu allen anderen bisher vorgestellten Zerfällen. Eine ungefähre theoretische Abschätzung für die Kanäle  $B \rightarrow \phi K$  liegt z. B. bei  $Br(B \rightarrow \phi K) \approx 0.5 \times 10^{-4}$  [10].

In [11] findet sich eine Zusammenfassung des experimentellen und theoretischen Status dieser Zerfälle.

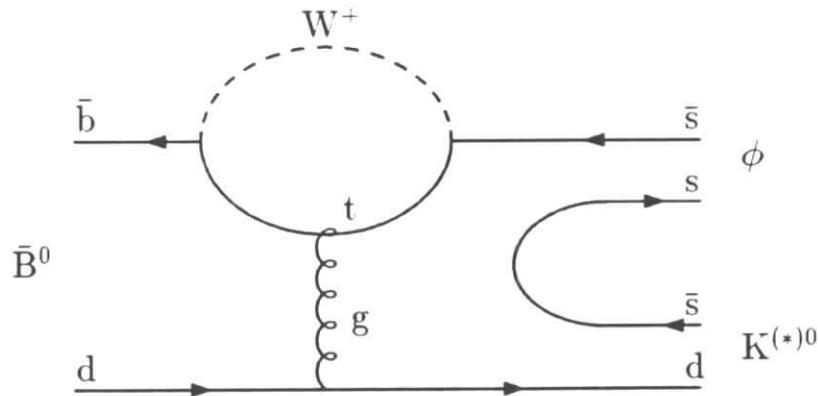


Abbildung 1.8: „Pinguin“-Zerfall

### 1.3.3 Andere Quellen für $\phi$ -Mesonen in B-Zerfällen

Eine weitere Quelle für  $\phi$ -Mesonen sind Baryonen, die in immerhin 5% – 10% aller B-Zerfälle erzeugt werden [12]. Besonders häufig wird dabei das  $\Lambda_c^+$ -Teilchen produziert [13]. Der Cabibbo-unterdrückte Zerfall des  $\Lambda_c^+$  in ein Proton und ein  $\phi$  konnte gemessen werden zu  $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p\phi) = 0.13\% \pm 0.09\%$  (aus [4]). Die zu erwartende Größenordnung der Verzweigungsrate für B-Mesonen in  $\phi$ -Mesonen durch baryonische Kanäle liegt damit bei mindestens  $10^{-4}$ .

$\phi$ -Mesonen können ferner in Zerfällen von  $J/\psi$ -Mesonen als auch von vielen hochangeregten Resonanzen wie z.B. der  $K_4^*(2045)$ -Resonanz beobachtet werden (s. [4]). Im ersten Fall kann man die Größenordnung zu kleiner als  $10^{-4}$  für die  $\phi$ -Erzeugungsrates in B-Zerfällen abschätzen, da die wichtigsten Zerfallskanäle des  $J/\psi$  in das  $\phi$  und die Erzeugungsrates des  $J/\psi$  in B-Zerfällen gemessen wurden (s. [4]). Im zweiten Fall gibt es bisher keine Hinweise für eine Produktion dieser Resonanzen in B-Zerfällen.

## 1.4 Theorien und Modelle

Mit der durch Störungsrechnung in erster Ordnung  $\alpha_s$  (Austausch eines harten Gluons) verbesserten Lagrangedichte der Form 1.1 läuft die Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen von Prozessen wie z.B.  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  auf die Bestimmung des Übergangsmatrixelementes

$$M_{(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = \langle \phi\pi^+ | L_{weakQCDkor.} | D_s^+ \rangle \quad (1.3)$$

hinaus. Zur Berechnung benötigt man also die Kenntnis der Wellenfunktionen der hadronischen Anfangs- und Endzustände oder der hadronischen Formfaktoren. Einfache Störungstheorie nach Ordnungen  $\alpha_s$  versagt bei dem Übergang von Quarks zu Hadronen. Stattdessen gibt es einige andere Ansätze mit unterschiedlichen Erfolgen, die auch nach der Art der Zerfälle stark variieren. Dazu zählen vor allem phänomenologische Modelle [14,15]. Weitere Beispiele sind QCD-Summenregeln [16],  $\frac{1}{N_c}$ -Ansätze [17] (mit  $N_c$  als die Anzahl der Quark-colours), QCD-Störungsrechnung eingebettet in Potentialmodellen [18], Anwendungen der "heavy quark effective theory" [19] und Gitterrechnungen [20].

Werfen wir noch einen kurzen Blick auf die phänomenologischen Modelle. Diese benutzen normalerweise einen Faktorisierungsansatz. In diesem wird eines der produzierten Teilchen durch sein asymptotisch auslaufendes „out“-Feld angenähert und damit jegliche Wechselwirkung zwischen den Teilchen im Endzustand vernachlässigt. Dann kann man das Matrixelement als Produkt zweier entkoppelter Ströme schreiben. In dem Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  erhält man z.B. die Zerfallsamplitude

$$M_{(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = \langle \phi | j_\mu | D_s^+ \rangle |_{q^2=m_\pi^2} \times q^\mu f_\pi, \quad (1.4)$$

wobei  $q^\mu$  der Vierer-Impuls und  $f_\pi$  die schwache Zerfallskonstante des  $\pi^+$  ist, welche definiert ist über  $-if_\pi q^\mu = \langle \pi^+ | \bar{u}d | 0 \rangle$ . Bei Kenntnis von  $f_\pi$  reduziert sich die ganze Schwierigkeit auf die Bestimmung des hadronischen Matrixelementes  $\langle \phi | j_\mu | D_s^+ \rangle$ . Dieses kann man allein aufgrund von Lorentzinvarianz noch weiter in Formfaktoren zerlegen, welche dann nur noch von  $q^2$ , also dem invarianten Quadrat des ausgetauschten Viererimpulses, abhängen. Die Bestimmung der Formfaktoren geschieht schließlich über die Berechnung der Überlappintegrale der modellabhängigen Wellenfunktionen. Im Modell von Bauer, Stech und Wirbel [15] benutzt man dafür z.B. relativistische Oszillatorwellenfunktionen.

Eine Einführung in die Welt der Physik der B-Mesonen, in der auf viele interessante theoretische Aspekte eingegangen wird, findet sich in [21]. Dort finden sich auch weitere Literaturangaben über die verschiedenen Ansätze, die in diesem Unterkapitel erwähnt wurden.

# Kapitel 2

## Das Experiment

### 2.1 Der Speicherring DORIS II

Eine Untersuchung der  $e^+e^-$ -Physik im Energiebereich der  $\Upsilon$ -Resonanzen findet am Speicherring DORIS II bei DESY in Hamburg statt. Dieser 288 m lange  $e^+e^-$  Speicherring ist eine Einfachringanlage mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 11.2 GeV. Der in seiner heutigen Form und Bezeichnung seit 1982 existierende Ring erreicht durch den Einbau von Mini- $\beta$ -Quadrupolen in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes eine Spitzenluminosität von  $33 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

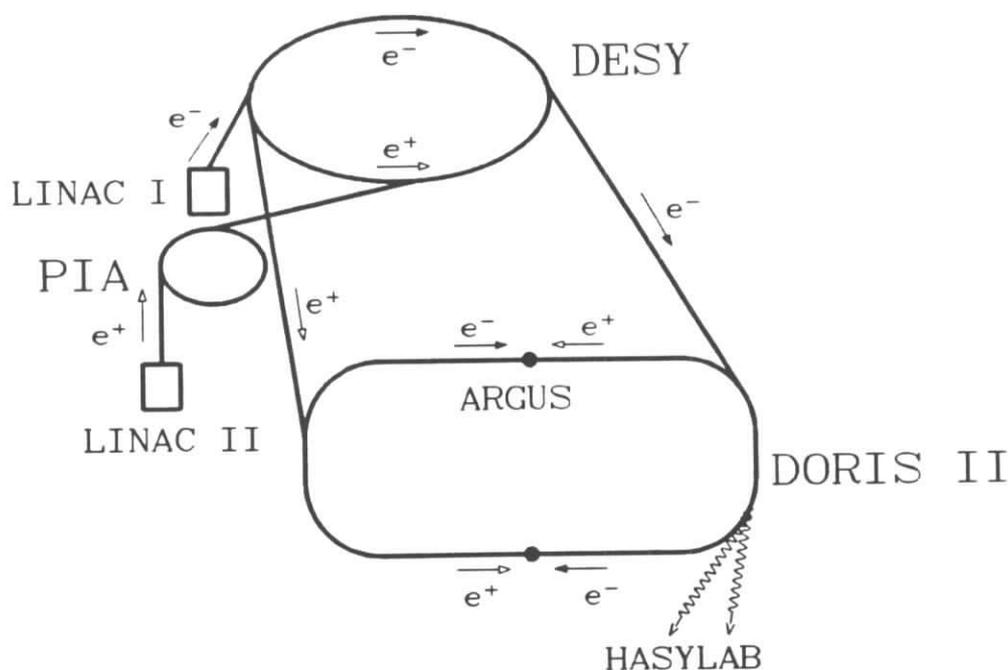


Abbildung 2.1: Die Strahlführung bei DORIS

Zum Aufbau (s. Abb. 2.1): Elektronen werden im Linearbeschleuniger LINAC I vorbeschleunigt und dann in das Synchrotron DESY II injiziert. Die durch Beschuß eines Wolframtargets mit Elektronen in LINAC II erzeugten Positronen speist man nach Vor-

beschleunigung und Zwischenspeicherung in PIA<sup>1</sup> in DESY II ein. Sowohl Elektronen als auch Positronen beschleunigt man in DESY II auf ihre Endenergie von etwa 5 GeV. Nach Injektion in DORIS II werden hier lediglich noch Energieverluste durch Synchrotronstrahlung ausgeglichen. Ansonsten laufen die Teilchen in zwei getrennten Paketen von  $10^{11} - 10^{12}$  Teilchen herum und werden mit einer Frequenz von 1 MHz im Wechselwirkungspunkt von ARGUS zur Kollision gebracht. Die Teilchenströme bleiben dabei etwa für 1 - 2 Stunden in ausreichend großer Menge erhalten, bevor sie durch eine neue Injektion ersetzt werden müssen. Das Labor HASYLAB<sup>2</sup> nutzt die Synchrotronstrahlung für seine Forschung.

## 2.2 Der Detektor ARGUS

Der ARGUS-Detektor, seit 1982 in Betrieb, ist ein universeller  $4\pi$  Detektor für  $e^+e^-$ -Physik im Energiebereich der  $\Upsilon$ -Resonanzen (um 10 GeV). Wie in dieser Messung ist eines der Hauptanliegen die Untersuchung der Zerfälle von B-Mesonen, die aus der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugt werden. Da diese Zerfälle eine hohe Multiplizität haben, wurde ARGUS für eine besonders gute Identifizierung geladener Teilchen ausgelegt. Dadurch kann man verhindern, daß bei der Analyse solcher Prozesse ein großer Beitrag von kombinatorischem Untergrund durch Fehlidentifikation entsteht. Der grundlegende Aufbau von ARGUS ist annähernd zylindersymmetrisch (s. Abb. 2.2). Die Stirnflächen des Zylinders werden als „Endkappen“ (25% der Gesamtoberfläche), der Bereich innerhalb des Mantels als „Barrel“ (75% der Oberfläche) bezeichnet. Normalleitende Spulen erzeugen ein solenoidales Magnetfeld von 0.8 T. Kompensationsspulen eliminieren das Feld im Bereich der zur Strahlfokussierung eingebauten Mini- $\beta$ -Quadrupole. Im folgenden soll nun kurz auf die Detektorkomponenten eingegangen werden, mit denen man die Teilchen registriert. Eine wesentlich ausführlichere Beschreibung des ARGUS-Detektors findet man z.B. in [22].

### 2.2.1 Die Driftkammer

Für geladene Teilchen dient sie der Erfüllung folgender Aufgaben:

- Spurrekonstruktion
- Impulsmessung über Krümmung der Spur im Magnetfeld
- Messung des Energieverlustes  $dE/dx$  durch Ionisation

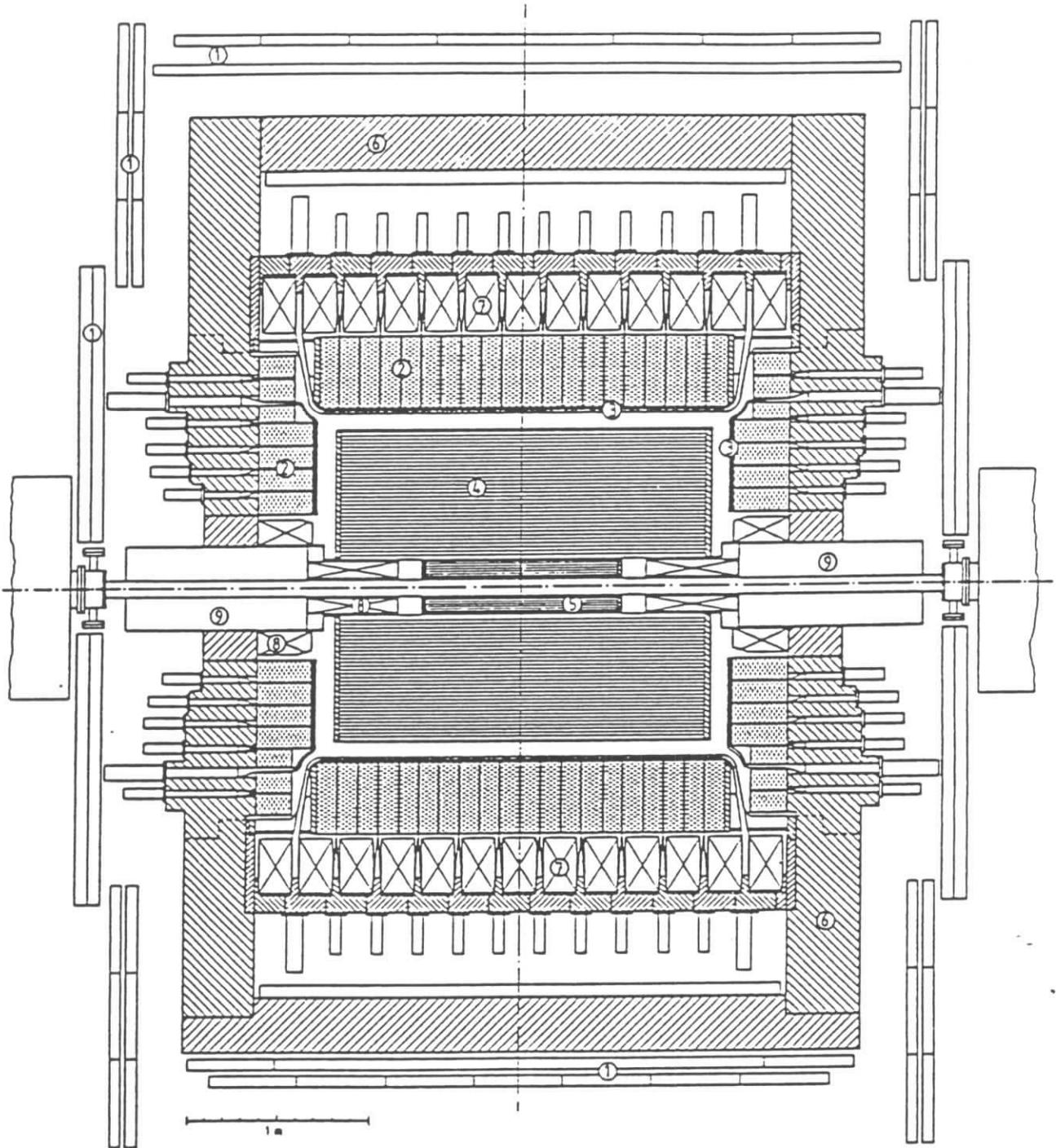
Damit ist sie die wichtigste Komponente zur Erkennung geladener Teilchen und eine der Hauptkomponenten zur eindeutigen Identifizierung.

Aufbau: Die zylindrische Kammer ist 2 m lang bei einem Innen(Außen)durchmesser von 30(172) cm. Sie ist in Längsrichtung von 5940 Signal- und 24588 Potentialdrähten durchzogen. Diese bilden 5940 Driftzellen mit einem rechteckigen Querschnitt von

<sup>1</sup>Pia steht für "Positron Intermediate Accumulator"

<sup>2</sup>Hamburger Synchrotronstrahlungs- Labor

# ARGUS



- |                   |                 |                              |
|-------------------|-----------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern    | 4) Driftkammer  | 7) Spule                     |
| 2) Schauerzähler  | 5) Vertexkammer | 8) Kompensationsspulen       |
| 3) Flugzeitzähler | 6) Eisenjoch    | 9) Mini- $\beta$ -Quadrupole |

Abbildung 2.2: Der Detektor ARGUS

18 mm × 18.8 mm. Die Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet. Jede zweite Lage ist eine Stereolage mit einem kleinen eingebauten azimutalen Winkel zwischen Signaldrahnten und Strahlachse im Bereich von ±(40-80) mrad. Durch diese Anordnung ist man in der Lage, auch die z-Komponente einer Spur zu bestimmen. Die Kammer wird mit 97% Propan, 3% Methylal und einer 0.2 prozentigen Beimischung aus Wasserdampf betrieben.

Performanz: Den Gesamtimpuls bestimmt man mit Hilfe des Transversalimpulses und der Information über die z-Komponente der Spur. Aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld bestimmt man den Transversalimpuls mit folgender Genauigkeit:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 \cdot p_T[\text{GeV}] \quad \text{für } p > 1 \text{ GeV}$$

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T[\text{GeV}])^2} \quad \text{für } p < 1 \text{ GeV}$$

Die Ungenauigkeiten resultieren für kleine Impulse aus der Vielfachstreuung und für große Impulse aus den Fehlern in der Spurmessung.

Den Energieverlust  $dE/dx$  kann man anhand der in den Zellen deponierten Ladung auf 5% genau bestimmen.

## 2.2.2 Die Vertexdriftkammer

Die Vertexdriftkammer wurde erst 1984 zwischen Strahlrohr und Hauptdriftkammer eingebaut. Sie ermöglicht die Rekonstruktion von Spuren bis nahe an den Wechselwirkungspunkt heran. Dadurch erreicht man eine bessere Impulsaufosung geladener Spuren sowie eine sehr viel höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Sekundärvertices wie etwa bei  $K_s^0$ -Zerfällen ( $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ). Die Vertexdriftkammer ist 1 m lang, der innere (äußere) Durchmesser beträgt 10 cm (28 cm). Sie deckt 95% des Raumwinkels ab. 594 Signaldrahnte und 1412 Potentialdrahnte durchziehen die Kammer und bilden hexagonale Driftzellen mit einem Innendurchmesser von 9 mm. Es gibt keine Stereodrahnte und daher auch keine z-Auflösung der Spuren. Als Füllgas wird  $\text{CO}_2$  mit einer 0.2% Beimischung aus Wasserdampf verwendet, der Druck beträgt 1.5 bar.

## 2.2.3 Flugzeitsystem

Mit dem Flugzeitsystem (*time-of-flight, TOF*) bestimmt man die Geschwindigkeit geladener Teilchen, indem man deren Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zum jeweiligen Flugzeitzahler mit. Zusammen mit der Impulsmessung aus der Driftkammer kann man dann die Teilchenmasse bestimmen (s. Gleichung (3.1)). Das Flugzeitsystem besteht aus 160 Szintillationszählern, davon liegen 64 um den Driftkammermantel, der Rest bedeckt die Endkappen der Driftkammer. 92% des Raumwinkels werden mit dieser Anordnung überdeckt. Ein geladenes Teilchen erzeugt beim Durchgang durch das Szintillatormaterial Lichtblitze, die mit Lichtleitern zu Photomultipliern geführt werden, die sich außerhalb des starken Magnetfeldes des Detektors befinden. Die Genauigkeit der so durchgeführten Flugzeitmessung für geladene Teilchen beträgt 220 ps.

## 2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das Kalorimeter dient zur Messung der Energie und Richtung von Elektronen und Photonen als auch zur eindeutigen Identifizierung der Elektronen. Elektronen können von Myonen und Hadronen dadurch gut getrennt werden, daß sich ihre Schauer in der lateralen Ausdehnung unterscheiden und nur die Elektronen ihre volle Energie abgeben. Die 1280 Schauerzähler im Barrelbereich und die 480 im Endkappenbereich befinden sich direkt hinter den TOF-Zählern. Sie decken 96% des Raumwinkels ab. Ein Zähler besteht aus sich abwechselnden Lagen von 5 mm dicken Szintillatorplatten und 1 mm (Barrel), bzw. 1.5 mm (Endkappen) dicken Bleiplatten. Die Dicke jedes Zählers entspricht 12.5 Strahlungslängen. Vor Eintritt in das Kalorimeter legen die Teilchen nur zwischen 0.16 (Barrel) und 0.52 (Endkappen) Strahlungslängen zurück. Man kann Photonen bis herunter zu 50 MeV mit 98% Akzeptanz nachweisen. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt im Barrelbereich

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}}$$

und im Bereich der Endkappen

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}}$$

## 2.2.5 Die Myonkammern

218 Myonkammern in drei Lagen, von denen sich zwei innerhalb und eine außerhalb des Eisenjochs befinden, bilden den äußeren Abschluß des Detektors. Jede Kammer besteht aus 8 Proportionalzählrohren. Durch die Abschirmung des Eisenjochs werden in den beiden äußeren Lagen nur Myonen mit Impulsen  $> 1.1$  GeV registriert, während die innere Lage schon von Myonen mit Impulsen ab 0.7 GeV getroffen wird. Die Abschirmung ist sinnvoll um zu verhindern, daß Hadronen die Kammern erreichen. Die mittlere Akzeptanz für die Myonen, die die Kammern treffen, beträgt 98%.

## 2.2.6 Der ARGUS-Trigger

Etwa jede Mikrosekunde treffen die  $e^+e^-$  Pakete in ARGUS einmal aufeinander. Der Trigger muß in dieser kurzen Zeitspanne entscheiden, ob es sich um ein physikalisch lohnendes Ereignis handelt. Ist dies der Fall, so gibt er das Ereignis zur erheblich länger dauernden Weiterverarbeitung frei. Das Triggersystem besteht aus einem schnellen Vortrigger, der innerhalb von 300 ns entscheidet, ob überhaupt ein interessantes Ereignis stattgefunden haben kann. Ein zweiter nachgeschalteter langsamer Trigger, der „little track finder“ untersucht die übriggebliebenen Kandidaten und trifft schließlich die endgültige Entscheidung.

**Der Pretrigger:**

Er verarbeitet ausschließlich Informationen aus TOF-System und Schauerzählern. Man

teilt den Detektor dabei in zwei Hemisphären mit  $z > 0$  und  $z < 0$  (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) auf. Informationen aus vier unabhängigen Subtriggern können zur Entscheidung beliebig kombiniert werden:

- Der Total Energy Trigger (ETOT)  
Läßt nur Ereignisse zu, die in jeder der beiden Hemisphären mindestens 700 MeV in allen Schauerzählern zusammen deponiert haben. Bhabha-Streuungs- und  $\gamma\gamma$ -Ereignisse sollen damit erkannt werden
- Der High Energy Shower Trigger (HESH)  
Er verlangt eine Energiedeponierung von mehr als 1 GeV in mindestens einer der 16 Gruppen, die aus mehreren Barrel-Schauerzählern bestehen.
- Der Charged Particle Pretrigger (CPPT)  
Gefordert wird mindestens eine geladene Spur pro Hemisphäre. Zur Erkennung von geladenen Spuren wird Koinzidenz zwischen einer Schauerzählergruppe und der davor befindlichen TOF-Gruppe gefordert. Die deponierte Schauerenergie muß mindestens 50 MeV betragen, was für 95% aller geladenen Teilchen zutrifft.
- Der Coincidence-Matrix-Trigger (CMT)  
Er funktioniert genauso wie der CPPT, nur daß hier zwei Spuren mit entgegengesetzten Azimutwinkeln gefordert werden, ohne daß man auf die Hemisphären achtet.

#### Die langsame Triggerstufe:

Etwa hundert Ereignisse pro Sekunde (100 Hz) werden vom Pretrigger akzeptiert und an den langsamen Trigger weitergegeben. Dieser sucht nun nach geladenen Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt. Dazu wird das Muster der angesprochenen Driftkammerdrähte und Flugzeitähler mit 2000 vorgegebenen Referenzmustern verglichen. In Abhängigkeit der gesetzten Subtrigger fordert man Übereinstimmung in mindestens null bis zwei Spuren. Die Akzeptanz der Spurfindung beträgt etwa 97%. Der LTF benötigt für die Überprüfung eines Ereignisses 20  $\mu$ s, die Rate akzeptierter Ereignisse beträgt ungefähr 10 Hz.

## 2.3 Der Datenfluß

Die digitalisierten Meßdaten der einzelnen Detektorkomponenten werden von einem schnellen Mikroprozessor (CAMAC-Booster) innerhalb von 1.2 ms ausgelesen und als Ereignis zusammengefaßt an den Online-Computer (Typ DEC PDP 11/45) geschickt. Dieser Computer, der während der Unterbrechung der Datennahme für die Kalibration einzelner Detektorkomponenten benutzt wird, gibt die Ereignisse an eine VAX 11/780 weiter. Die VAX erstellt ein umfangreiches Histogrammpaket, mit dem sich die Güte des momentanen Detektorzustandes überprüfen läßt. Sie faßt jeweils 20 Ereignisse zu einem Block zusammen und transferiert sie an den DESY-Zentralrechner vom Typ IBM 3090. Von hier werden die unbearbeiteten Rohdaten auf Magnetbänder geschrieben und auf den sogenannten EXDATA-Magnetbändern endgültig abgelegt.

### 2.3.1 Die Rekonstruktion der Daten

Die für sich allein nichtssagenden aus bloßen Zahlenreihen bestehenden Meßwerte der Detektorkomponenten müssen nun in physikalische Informationen umgewandelt werden. Zunächst rekonstruiert man geladene Spuren mit einem Mustererkennungsprogramm anhand der in der Driftkammer getroffenen Drähte.

Für gefundene Spuren werden dann die Parameter, die eine gekrümmte Spur im Magnetfeld beschreiben, wie z.B. der Transversalimpuls, durch eine Anpassungsrechnung bestimmt. Dabei berücksichtigt man die Inhomogenitäten des ARGUS-Magnetfeldes und die Energieverluste geladener Teilchen in der Driftkammer. Die Spuren werden jetzt durch eine sich verengende Helix angepaßt. Auch die Möglichkeit, daß Teilchen an Drähten gestreut werden und somit Knicke in den Spuren vorkommen, wird berücksichtigt. Danach versucht man die Spuren in die Vertex-Driftkammer zu verlängern und die Information aus Schauer-, Flugzeitzählern und Myonkammern zuzuordnen. Ein elektromagnetischer Schauer ohne korrespondierende Spur wird einem Photon zugeschrieben. Desweiteren führt man eine Vertexrekonstruktion zur Bestimmung des Haupt- und möglicher Sekundärvertices durch. Dazu werden die Spuren bis zur Strahlachse extrapoliert, wobei Energieverlust und Streuung am Strahlrohr berücksichtigt wird. Die rekonstruierten Daten legt man zusammen mit den Rohdaten auf EXPDST-Magnetbändern ab. Da diese Bänder noch sehr viele für die meisten physikalischen Analysen uninteressante Ereignisse, z.B. aus dem QED-Bereich (Bhabha-Streuung etc.) enthalten, unternimmt man zur Unterdrückung derselben einen sogenannten „multi-hadronischen Schnitt“:

- Mindestens drei geladene Spuren müssen auf einen gemeinsamen Vertex zeigen, der innerhalb eines Zylinders um die Strahlachse mit  $R < 1.5$  cm und  $|z| < 6.0$  cm liegt.
- alternativ: Mindestens drei geladene Spuren ohne rekonstruierten Vertex können in den Bereich  $R < 1.0$  cm und  $|z| < 5.0$  cm hinein extrapoliert werden. Die im Kalorimeter deponierte Energie muß 1.7 GeV übertreffen.

85% der Ereignisse erfüllen keine der beiden Bedingungen und werden verworfen. Der Rest wird auf EXMUHA-Magnetbänder geschrieben, und die wesentlichen aus der Rekonstruktion gewonnenen physikalischen Daten, auf ein kleineres Datenformat, das sogenannte MINI-Datenformat, übertragen. Dieses MINI-Format ist die Arbeitsgrundlage dieser Analyse.

# Kapitel 3

## Die Grundlagen der Analyse

### 3.1 Die Teilchenidentifikation

Außer Photonen fliegen nur die langlebigen geladenen Teilchen so weit, daß sie in einer oder mehreren Detektorkomponenten direkt nachgewiesen werden können. Dazu gehören Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen. Zur Identifizierung der Teilchensorte gibt es bei ARGUS im wesentlichen zwei voneinander unabhängige Methoden. Beide nutzen sie die Tatsache aus, daß sich Teilchen mit verschiedener Ruhemasse bei gleichen Impulsen unterschiedlich schnell bewegen. Die Impulsmessung aus der Driftkammer ist also in beiden Fällen eine zusätzliche Eingangsinformation.

Die Methoden:

1. Messung des spezifischen Energieverlustes in der Driftkammer:

Nach der Bethe-Bloch-Formel (s. [4]) hängt der spezifische Energieverlust nur von der Geschwindigkeit ab, mit der ein Teilchen das Medium durchquert. Aus dem  $dE/dx$ -Meßwert kann man durch Umkehren der Formel die Geschwindigkeit bestimmen und mit dem Impuls zusammen die Ruhemasse des Teilchens berechnen (s. Gleichung (3.1)). Kaonen und Pionen können mit dieser Methode bis zu Impulsen von 800 MeV eindeutig voneinander getrennt werden (s. Abb. 3.1).

2. Flugzeitmessung in den TOF-Zählern:

Aus der Flugzeit TOF und der in der Driftkammer gemessenen Spurlänge  $l$  erhält man die Geschwindigkeit  $v = \frac{l}{TOF}$  und bestimmt die Ruhemasse nach

$$m^2 = p^2 \cdot \left( \frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} \right) \quad (3.1)$$

Für konstante Zeitauflösung variiert die Massenauflösung mit dem Quadrat des Impulses:

$$\sigma(m^2) = 2 \cdot (p/l)^2 \cdot TOF \cdot \sigma(TOF) \quad (3.2)$$

Bei einer Zeitauflösung von 220 ps kann man so Kaonen und Pionen bis zu Impulsen von 700 MeV eindeutig trennen (s. Abb. 3.2).

Wie man in den Abb. 3.1 und 3.2 erkennen kann, ist ab Impulsen von  $p > 1$  GeV eine effektive Trennung von Pionen und Kaonen bei ARGUS leider nicht möglich. Um

Elektronen von Hadronen und Myonen effektiv zu trennen, benutzt man zusätzlich die Informationen aus den Schauerzählern. Für die Myonerkenkung kommen als wichtiges Element die Treffer in den Myonkammern hinzu.

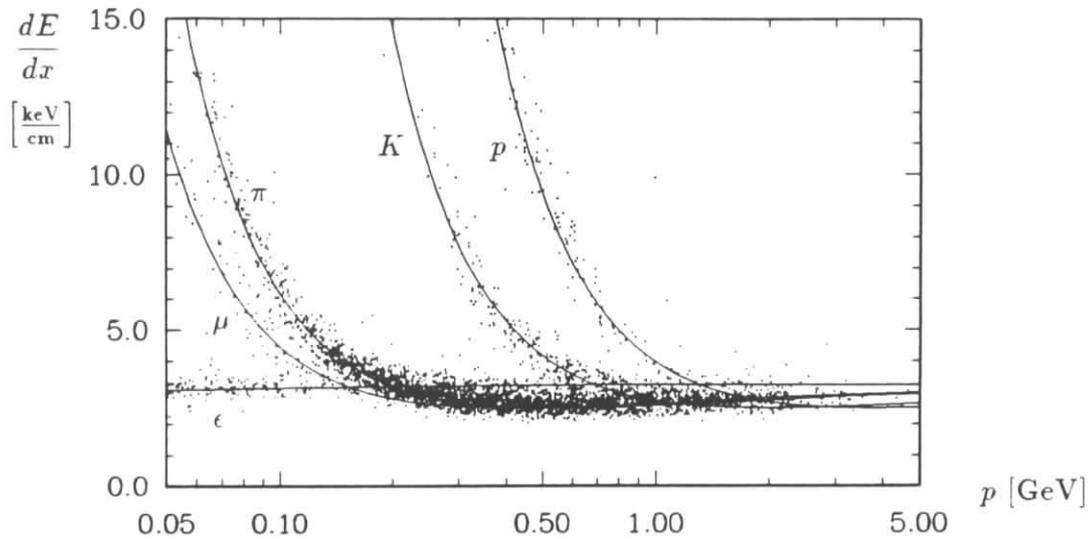


Abbildung 3.1: Die gemessenen und die theoretisch erwarteten spezifischen Ionisationen  $dE/dx$  für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls.

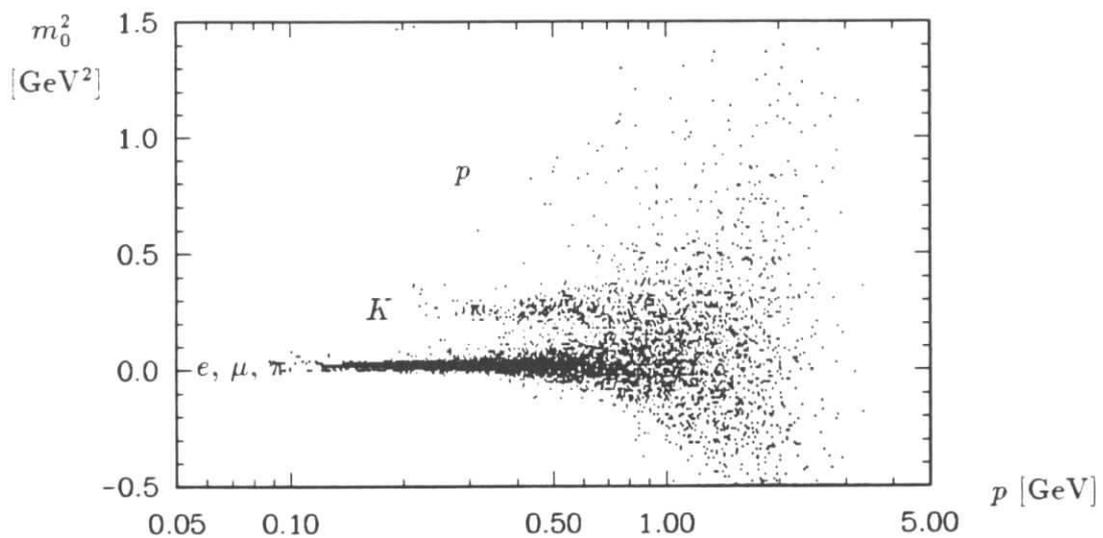


Abbildung 3.2: Aus Flugzeit- und Impulsmessung ermittelte Werte für  $m_0^2$  von geladenen Teilchen.

Für jede geladene Spur kann man nun eine Art Wahrscheinlichkeit berechnen, daß es sich hierbei z.B. um ein Pion oder um ein Kaon handelt. Dazu bildet man aus den Informationen der  $dE/dx$ - und der Flugzeitmessung für jede Teilchenhypothese  $i =$

$e, \mu, \pi, K, p$  aus Meß- und theoretisch erwarteten Werten  $\chi^2$ :

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th,i}]^2}{\sigma_{dE/dx,exp}^2 + \sigma_{dE/dx,th}^2} \quad (3.3)$$

$$\chi_i^2(TOF) = \frac{[(1/\beta)_{exp} - (1/\beta)_{th,i}]^2}{\sigma_{1/\beta,exp}^2 + \sigma_{1/\beta,th}^2} \quad (3.4)$$

$\sigma_{th}^2$  wird dabei durch den Fehler aus der Impulsmessung bestimmt. Die  $dE/dx$ - und die TOF-Messung sind unabhängig voneinander und die  $\chi_i^2$  können für jede Teilchenhypothese zu einem Gesamtwert aufaddiert werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(TOF)$$

Hieraus werden nun normierte Wahrscheinlichkeiten ("Likelihoods") berechnet:

$$L_i = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad i, k = e, \mu, \pi, K, p \quad (3.5)$$

Dabei berücksichtigt man mit den Gewichtungsfaktoren  $w_i$  die von vorneherein unterschiedlichen Produktionshäufigkeiten der Teilchensorten. So werden im allgemeinen erheblich mehr Pionen als Kaonen erzeugt. In dieser Arbeit wurden für die Werte von  $w_i$  Verhältnisse von

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1$$

benutzt.

Für Elektronen und Myonen kann man mit den zusätzlichen Informationen aus Schauerzählern und Myonkammern die Definitionen der Wahrscheinlichkeiten erweitern.

## 3.2 Die allgemeinen Selektionskriterien

In Analysen bei ARGUS müssen geladene Spuren normalerweise folgende Standardbedingungen erfüllen:

- Der Winkel  $\theta$ , den die Spur mit der Strahlachse bildet, wird durch

$$|\cos\theta| < 0.92$$

eingeschränkt. Damit soll gewährleistet werden, daß jedes Teilchen genügend Driftkammerlagen durchquert, um die Spurparameter ausreichend genau festlegen zu können.

- Zur Vermeidung von Untergrund aus Spuren, die nicht aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, muß der Beitrag jeder Spur zum Hauptvertex-Fit die Bedingung

$$\chi_{Vertex}^2 < 36$$

erfüllen.

### 3.3 Die Analysesprache KAL

Die eigentliche Auswertung der Daten geschieht mit der Interpretersprache KAL (Kinematical Analysis Language [23]), die bei ARGUS entwickelt wurde und deren Syntax an FORTRAN angelehnt ist. Mit KAL definiert man „seine“ ganz speziellen Selektionskriterien, die für die eigene Messung erforderlich sind und wendet sie auf die Daten im MINI-Format an. Die Stärke von KAL liegt darin, daß man die gemessenen Spuren direkt als Teilchen ansprechen kann. Als Beispiel möge der Befehl `select K+` dienen. In diesem Fall werden alle die Spuren ausgewählt und als Kaon interpretiert (d.h. mit der Ruhemasse des Kaon versehen), welche einen vorher zu definierenden Mindestwert der Likelihood für Kaonenidentifizierung (s. Gleichung (3.5)) von z.B. 5% überschreiten.

### 3.4 Die Monte Carlo-Simulation

Auch ein sehr guter Detektor wie ARGUS kann längst nicht alles registrieren, was in ihm vorgeht. So decken seine Detektorkomponenten nur einen begrenzten Raumwinkel ab. Kaonen z.B. mit zu kleinen Impulsen ( $P_{K^\pm} < 0.2$ ) zerfallen vor dem Erreichen der Driftkammer und werden nicht bemerkt. Neben solchen Ursachen, von denen man noch viele aufzählen könnte, führen auch die ganz speziellen Selektionskriterien, die man in seiner Messung benutzt, also z.B. kinematische Einschränkungen, zu weiteren Verlusten. Diese werden aber zugunsten eines oft erheblich verbesserten Verhältnis von Signal zu Untergrund in Kauf genommen. Es ist offensichtlich, daß man all diese Verluste korrigieren muß, in dem man durch die Größe teilt, die man Akzeptanz nennt:

$$\text{Akzeptanz } \eta = \frac{\text{Anzahl der beobachteten Teilchen}}{\text{Anzahl der vorhandenen Teilchen}} \quad (3.6)$$

Zur Akzeptanzbestimmung führt man eine Monte-Carlo-Simulation durch. Diese besteht aus der Erzeugung und Simulation von physikalischen Ereignissen und der Simulation der Registrierung im Detektor. Als Ereignisgenerator wurde in dieser Arbeit der Generator MOPEK 43 [24] benutzt. Dieser speziell für die Simulation von B-Zerfällen konstruierte Zufallsgenerator wird durch den Einbau neuester experimenteller und theoretischer Ergebnisse für B- und D-Mesonenzfälle gewartet. Die generierten Ereignisse werden mittels des Detektorsimulationsprogramms SIMARG [25] durch einen imaginären Detektor gejagt, wobei die Wechselwirkungen mit allen Komponenten des Detektors simuliert werden. Zum Schluß werden die so erhaltenen Meßwerte des Detektors wie echte Meßwerte behandelt, also rekonstruiert und in das MINI-Datenformat überführt. Dies erlaubt eine totale Gleichbehandlung in der Analyse von rekonstruierten Monte Carlo-Daten und echten Daten. Bei Monte Carlo-Daten ist jedoch zusätzlich immer der Zugriff auf die ursprünglich generierten Daten möglich, so daß man durch Vergleich die Akzeptanz bestimmen kann.

### 3.5 Die Anzahl der B-Mesonen

Zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen von B-Mesonen benötigt man zunächst die Anzahl  $N_B$  der erzeugten B-Mesonen. Unter der Annahme, daß  $\Upsilon(4S)$ -Mesonen

vollständig in jeweils zwei B-Mesonen zerfallen, ergibt sich  $N_B$  wie folgt:

$$N_B = 2 \cdot N_{\Upsilon(4S)} = 2 \cdot \sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)} \cdot \mathcal{L} \quad (3.7)$$

$\mathcal{L}$  bezeichnet dabei die von ARGUS dem Speicherring entnommene integrierte Luminosität  $\mathcal{L} = \int L dt$ . Diese wird bei ARGUS über die Anzahl  $N_{Bhabha}$  der aufgezeichneten Bhabha-Streuereignisse ermittelt (kalibriert). Da der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  aus der QED genauestens bekannt ist und außerdem wegen seiner Größe sehr viel Statistik liefert, eignet sich dieser Reaktionskanal am besten für eine Eichung:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}} \quad (3.8)$$

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Bhabha}^{vis}$ , der Selektionskriterien und Detektorakzeptanz bei ARGUS berücksichtigt, wurde aus M. Carlo-Simulation zu  $\sigma_{Bhabha}^{vis} = 11.8 \text{ nb}$  bestimmt (s. [26]). Die systematische Unsicherheit in der Bestimmung von  $\mathcal{L}$  liegt bei 1.8%. Die in dieser Arbeit benutzten Daten auf der  $\Upsilon(4S)$ -Energie entsprechen einer integrierten Luminosität von

$$\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)} = 234.5 \text{ pb}^{-1}. \quad (3.9)$$

Sie wurden in den Experimenten<sup>1</sup> 2 und 4-8 in den Jahren 1982-1989 aufgenommen. Die Anzahl der  $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse wird nun allerdings nicht aus Gleichung (3.7) berechnet, sondern auf direktem Wege bestimmt. Hierzu zählt man die Anzahl der multihadronischen Ereignisse in den aufgenommenen  $\Upsilon(4S)$ -Daten. Als multihadronische Ereignisse werden alle die zugelassen, die die multihadronische Vorselektion überstehen und noch weitere Schnitte zur Unterdrückung von restlichem Untergrund passieren. Den großen Anteil von Kontinuumsereignissen bei der Resonanzenergie (s. Abb. 1.3) schätzt man mit Hilfe der reinen Kontinuumsdaten etwas unterhalb der Resonanzenergie ab. Dazu benötigt man einen Skalierungsfaktor  $S$ , mit dem die unterschiedlichen Luminositäten der Daten und die Energieabhängigkeit der Kontinuumsproduktion berücksichtigt werden. (Mit diesem Skalierungsfaktor beschäftigen wir uns später genauer, wenn wir uns um den Kontinuumsanteil von  $\phi$ -Mesonen kümmern.) Es ergibt sich:

$$N_{\Upsilon(4S)} = N_{muha}^{\Upsilon(4S)} - S N_{muha}^{cont} = 200000 \pm 10000 \quad (3.10)$$

Damit ergibt sich die Anzahl von B-Mesonen zu

$$N_B = 400000 \pm 20000 \quad (3.11)$$

Über die Gleichungen (3.7) und (3.9) erhält man schließlich für den Wirkungsquerschnitt der  $\Upsilon(4S)$ -Erzeugung

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)} = 0.84 \pm 0.04 \text{ nb}^{-1} \quad (3.12)$$

<sup>1</sup>Ein Experiment kennzeichnet jeweils eine bestimmte Periode der Datennahme

# Kapitel 4

## Die Analyse

Das Ziel dieser Analyse ist es, das **Verzweigungsverhältnis**  $BR(B \rightarrow \phi + X)$  zu messen, also die inklusive  $\phi$ -Produktion in B-Zerfällen. Außerdem soll das **Impulsspektrum** der  $\phi$ -Mesonen in diesen Zerfällen gemessen werden. Aus dem Spektrum lassen sich dann Rückschlüsse auf die Art der Zerfälle ziehen. Im folgenden soll kurz die Vorgehensweise erklärt werden:

1. Die Analyse beginnt mit der Erklärung der grundlegenden Meßmethode. Diese besteht aus der **Rekonstruktion** der  $\phi$ -Mesonen über den Zerfall  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ .
2. Mit dieser Methode führt man die Untersuchung in **verschiedenen Impulsbereichen** des  $\phi$ -Mesons fort.
3. Das so auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzenergie gewonnene Impulsspektrum enthält neben den  $\phi$ -Mesonen aus der Reaktionskette  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \phi X$  auch Anteile aus der **Kontinuumsproduktion**  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \phi X$  (s. Abb. 1.3). Diese bestimmt man durch eine Untersuchung der Daten etwas unterhalb der Resonanzenergie und zieht sie dann ab.
4. Das so erhaltene Spektrum muß noch auf die **Einflüsse des Detektors** korrigiert werden. Dazu gehört auch die Extrapolation in den Bereich, der vom Detektor überhaupt nicht registriert wird, also in das Gebiet sehr kleiner Impulse ( $p_\phi < 0.5$  GeV). Das korrigierte Spektrum kann nun aufintegriert werden und die Gesamtzahl der  $\phi$ -Mesonen aus reinen  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz-Zerfällen bestimmt werden.
5. Wie bereits erklärt wurde, geht man davon aus, das die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz vollständig in jeweils zwei B-Mesonen zerfällt. Mit der unter dieser Annahme im letzten Kapitel bestimmten Anzahl  $N_B$  der B-Mesonen kann man dann sofort ein **Verzweigungsverhältnis für den Zerfall**  $B \rightarrow \phi X$  angeben.

## 4.1 Die Rekonstruktion der $\phi$ -Mesonen

### Der gemessene Zerfallskanal:

Die  $\phi$ -Mesonen mißt man über den Zerfallskanal  $\phi \rightarrow K^+K^-$ . Zum einen ist das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall sehr groß und relativ genau bekannt, es beträgt  $49.5 \pm 1.1\%$  [4]. Zum anderen lassen sich die beiden geladenen Kaonen bei ARGUS hervorragend nachweisen. Die anderen Kanäle (Verzweigungsverhältnisse aus [4]) haben dagegen folgende Nachteile:

- Im Zerfall  $\phi \rightarrow K_s^0 K_l^0$ , der mit immerhin rund 34% angegeben ist, läßt sich das  $K_l^0$  nicht nachweisen, da es erst weit außerhalb des Detektors zerfällt.
- Die Zerfälle in  $\rho\pi$  und in  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , die zusammen etwa 15% ausmachen, liefern ein sehr schlechtes Verhältnis von Signal zu Untergrund, da im Endzustand ein neutrales Pion rekonstruiert werden muß.
- Alle anderen Kanäle machen zusammen nur noch 1-2% aller Zerfälle aus, und lassen sich noch schlechter nachweisen.

### Das $\phi$ -Signal und die speziellen Selektionskriterien:

Das  $\phi$ -Signal erscheint in den Daten als auffällige Spitze im invarianten Massenspektrum  $m(K^+K^-)$  der als  $K^+K^-$ -Kandidaten ausgewählten Spurkombinationen (s. Abb. 4.1 und 4.2). Um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu optimieren, wurden dabei nur Spuren als Kaonkandidaten akzeptiert, deren Likelihood für Kaonidentifizierung mindestens 5% beträgt, also

$$L_k > 5\% \quad \forall \text{ selektierte Spuren}$$

Abb. 4.1 zeigt uns das mit diesem Selektionsschnitt erhaltene Signal für *alle* bei ARGUS verfügbaren Daten in den Experimenten 2 und 4 – 8. Die auf den  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ -,  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzenergien und im Kontinuumsbereich daneben gesammelten Daten entsprechen einer Gesamtluminosität von  $434 \text{ pb}^{-1}$ . Die Erzeugungsmechanismen für  $\phi$ -Mesonen sind dabei natürlich sehr verschieden. Wegen der großen Datenmenge lassen sich jedoch viele *systematische* Eigenheiten der Daten hier am besten erkennen. Diese werden in einer kleineren Menge häufig durch statistische Fluktuationen überdeckt. Abb. 4.2 zeigt uns das gesamte  $\phi$ -Signal in den Datenmengen, die im weiteren Verlauf der Analyse untersucht werden, also auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzenergie und im Kontinuumsbereich mit  $10.4 \text{ GeV} < E_{\text{cm}s} < 10.55 \text{ GeV}$ .

### Die Signalform:

Das  $\phi$ -Meson ist eine Resonanz mit den Quantenzahlen  $J^P = 1^-$ . Seine Signalform folgt einer Breit-Wigner-Verteilung mit relativistischen Korrekturen und massenabhängiger

Breite. Jackson [27] gibt sie wie folgt an:

$$BW(m) = \frac{mm_0\Gamma(m)}{(m_0^2 - m^2)^2 + (m_0\Gamma(m))^2}$$

mit

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left( \frac{q}{q_0} \right)^{2l+1} \frac{\rho(m)}{\rho(m_0)}$$

und nach Selleri [28] für einen Zerfall der Art  $(1^-) \rightarrow (0^-)(0^-)$

$$\rho(m) = \frac{1}{q_0^2 + q^2}$$

$q$  bedeutet dabei den Impulsübertrag auf ein Zerfallsteilchen, in diesem Fall also

$$q = \frac{\sqrt{m^2 - 4m_k^2}}{2}.$$

$l$  ist der relative Drehimpuls zwischen den Zerfallsteilchen und beträgt hier  $l = 1$ , da der Spindrehimpuls des  $\phi$ -Mesons auf zwei spinlose Kaonen übertragen wird.  $\Gamma_0$  und  $m_0$  stehen für die Breite und die Masse des  $\phi$ .

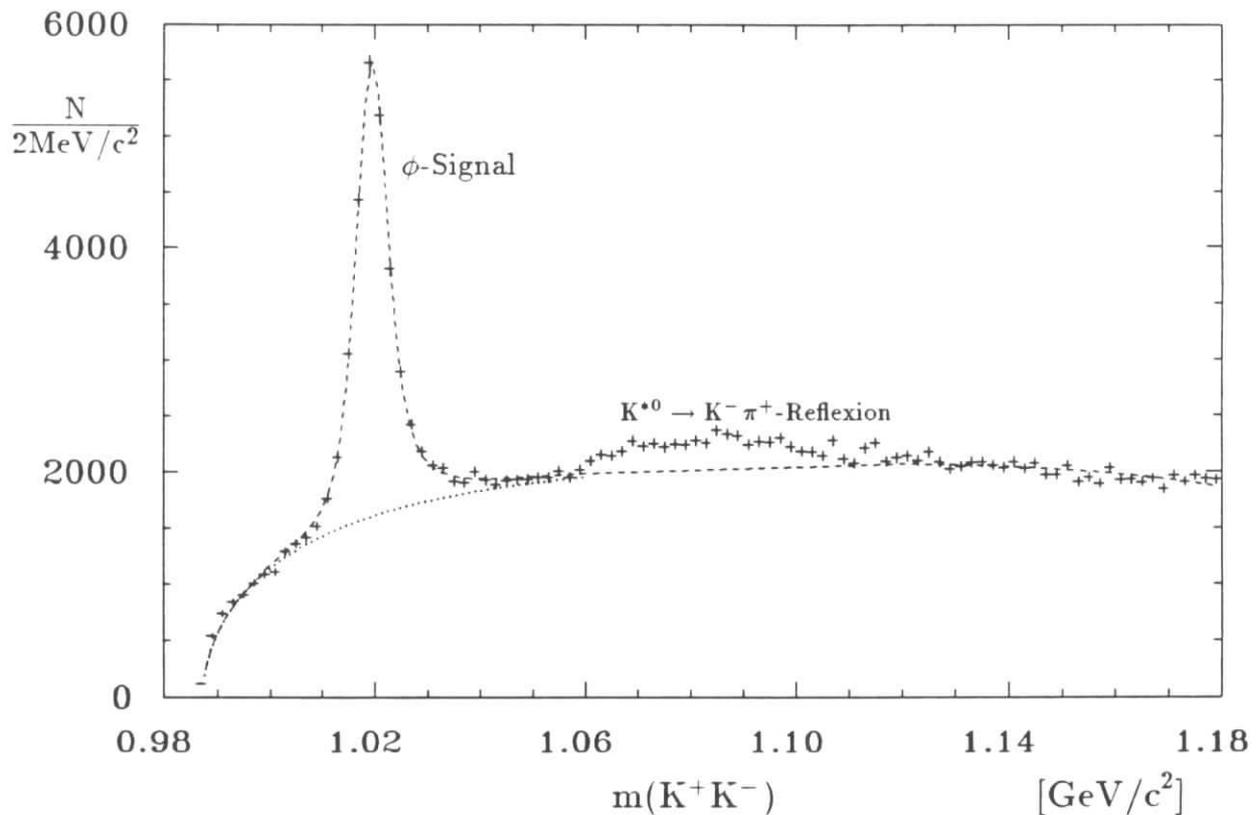


Abbildung 4.1: Das Signal aller  $\phi$ -Mesonen bei Argus in den Experimenten 2 und 4-8 und daran angepaßte Signal- und Untergrundfunktion

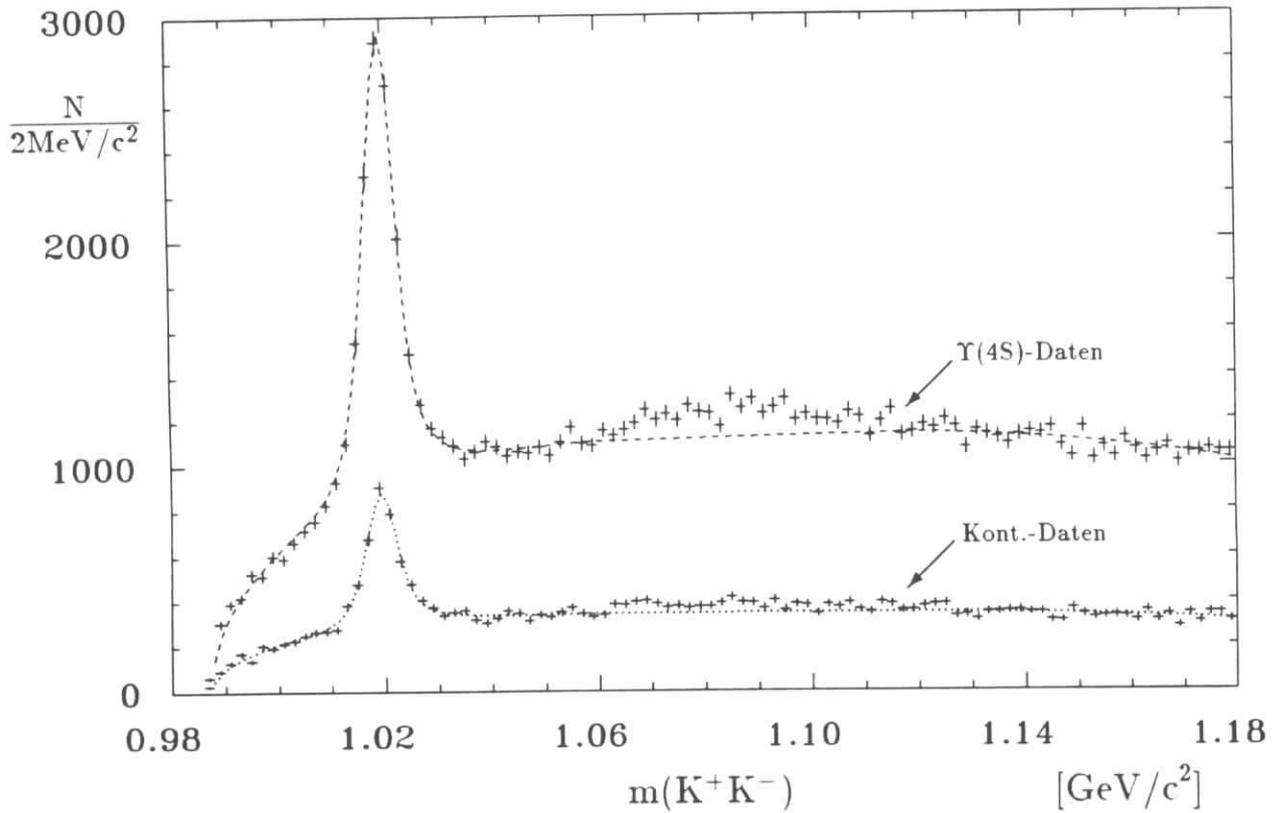


Abbildung 4.2: Das  $\phi$ -Mesonensignal bei Argus für die Daten im Energiebereich der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und im Kontinuum.

### Das beobachtbare Signal:

Das tatsächlich zu beobachtende Signal resultiert aus dem Breit-Wigner-Signal und der Verschmierung durch die begrenzte Impuls- und Winkelauflösung des ARGUS-Detektors. Dadurch wird das Signal verbreitert. Paßt man es mit einer Breit-Wigner-Funktion mit variabler Breite an, so erhält man eine fast doppelt so große Breite wie die natürliche von 4.41 MeV (Tabellenwert aus [4]). Damit ergibt sich aber eine Überbewertung der weitreichenden Ausläufer der Verteilung. Die Verschmierung wächst nämlich keineswegs mit der Entfernung vom Resonanzzentrum, sondern ist in etwa überall gleich groß. Das verschmierte Signal wird korrekt reproduziert, wenn man eine Breit-Wigner-Funktion mit der Breite des Tabellenwertes (4.41 MeV) nimmt und sie mit der zu erwartenden Verschmierungsfunktion faltet. Die Verschmierungsfunktion wird als Gaußverteilung angenommen. Das Signal hat also folgende Form in Abhängigkeit von  $m = m(K^+K^-)$ :

$$GBW(m) = \int_{2m_k}^{\infty} G(m - m') BW(m') dm'$$

GBW ist dabei die korrekte nichtnormierte Verteilung, BW steht für die Breit-Wigner-

Funktion mit fester Breite von 4.41 MeV und  $G$  für eine Gaußverteilung mit Mittelwert bei 0 und variabler Breite. In der praktischen Durchführung nähert man das Integral durch eine Summation :

$$GBW(m) \approx \sum_{m'=m-5\sigma_{det.}}^{m+5\sigma_{det.}} G(m - m')BW(m')$$

$\sigma_{det.}$  bedeutet dabei die Breite der Gaußfunktion, also der Detektorverschmierung. Da die Gaußfunktion schnell abfällt, braucht man nur in der Nähe ihres Zentrums aufzusummieren. Die tatsächliche Detektorverschmierung ist abhängig vom Impuls des  $\phi$ -Mesons (Diskussion im Anhang A), bewegt sich aber bei den üblichen Impulsen, welche im Bereich  $p_\phi < 4$  GeV liegen, im Rahmen einer Größenordnung von etwa  $\sigma_{det.} \approx 2$  MeV.

## Die Anpassungsprozedur, das „fitten“:

Das Messen des Signals geschieht mit Hilfe einer Anpassungsprozedur, mit der man Signal- und Untergrundanteile in den Daten bestimmt. Die Untergrundquellen in den Daten sind:

- nichtresonante  $K^+K^-$  -Kombinationen, d.h. Paare von Kaonen, die in Wirklichkeit völlig unkorreliert sind und deren invariante Masse rein zufällig im Bereich der  $\phi$ -Resonanz liegt.
- Kombinationen mit fehlidentifizierten Teilchen wie  $K^+\pi^-$  oder  $\pi^+\pi^-$ , bei denen ein oder sogar zwei Pionen als Kaonen identifiziert werden. Diese Kombinationen können aus unkorrelierten Teilchen bestehen, oder aus resonanten Zerfällen wie z.B.  $K^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$  stammen. Im letzteren Fall muß man überlegen, wie ein solches Zerfallssignal in den Daten in Erscheinung tritt.

Für einen einzelnen Eintrag im Massenbereich des  $\phi$ -Mesons ist es leider unmöglich festzustellen, ob es sich um den gewünschten Zerfall handelt oder um einen Untergrundprozeß. Man kann aber davon ausgehen, daß die Größe des Untergrundes in Abhängigkeit der invarianten Masse einen stetigen Verlauf annimmt. Die gewählte Gesamtfunktion aus Signal und Untergrund paßt man in einem die Resonanz weiträumig umfassenden Massenbereich an die Daten an. Eine vernünftige, stetige Untergrundfunktion kann dabei sehr gut in den reinen Untergrundbereichen ober- und unterhalb der Resonanz angepaßt werden. Dann darf aus dem Stetigkeitsargument vermutet werden, daß diese so angepaßte Funktion auch den Untergrund im Signalbereich vernünftig interpoliert. Es wird allerdings auch der Signalbereich berücksichtigt und insgesamt eine gemeinsame Optimierung der Gesamtfunktion aus Signal und Untergrund an die Daten über den gesamten Anpassungsbereich hinweg angestrebt. Zur Anpassung des Untergrundes wurde die Funktion

$$f_u = a_1 * \sqrt{m'} * (1 + a_2 * m' + a_3 * m'^2 + a_4 * m'^3)$$

benutzt, mit frei zu variierenden Parametern  $a_1$  bis  $a_4$  und  $m' = m - 2m_K$ . Diese Funktion hat keinerlei physikalische Bedeutung bis auf die Tatsache, daß die Wurzelfunktion den Anstieg des Phasenraumes für kombinatorischen Untergrund an der Massenschwelle  $2m_K$  wiedergibt. Die Anpassung der Gesamtfunktion

$$f_{gesamt} = a_1 * GBW(m) + f_u(a_2, a_3, a_4, a_5, m)$$

an die Daten, d.h., das Bestimmen der einzelnen Parameter von Signal- und Untergrundfunktion wurde mit dem fit-Programm MINUIT [29] durchgeführt.

### Das Reflexionssignal $K^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ :

Wie man in Abb. 4.1 sieht, funktioniert die Anpassung ausgezeichnet, wenn man dabei den Bereich zwischen 1.06 und 1.12 in der invarianten Masse  $m(K^+ K^-)$  ausläßt. In genau diesem Bereich erscheint das Reflexionssignal aus dem Zerfall  $K^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ . Der beobachtbare Buckel entsteht durch die Massenverschiebung des  $K^{*0}$  (892 GeV) in höhere Bereiche durch die Fehlidentifizierung des im Zerfall auftretenden Pions als Kaon. Man kann diesen Buckel versuchsweise mit einer Gaussfunktion anpassen, in dem man durch Monte-Carlo-Simulation seinen Ort und Breite genau festlegt. Dieses führt bei der gesamten verfügbaren Datenmenge auch zum Erfolg, erweist sich jedoch als äußerst schwierig, wenn man die Daten, wie wir es später tun werden, in kleinere Mengen aufteilt. Die statistischen Fluktuationen machen eine konsistente Beschreibung dieses Effektes dann unmöglich. Es ist also vernünftiger diesen Bereich bei der Anpassungsprozedur herauszunehmen.

### Die Masse des $\phi$ -Mesons:

Mit der gesamten Datenmenge wurde eine Anpassung auf die Masse des  $\phi$ -Mesons durchgeführt, also auf das Zentrum der Resonanz. Dazu wurde in der Breit-Wigner-Funktion die Resonanzstelle als Parameter freigelassen. Die Anpassung ergab

$$M_\phi = 1019.49 \pm 0.05 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

Dieser Wert stimmt mit dem von  $M_\phi = 1019.41 \pm 0.0008 \text{ MeV}$  aus [4] überein.

## 4.2 Die unkorrigierten Impulsspektren und die Kontinuumsubtraktion

Um ein Impulsspektrum der  $\phi$ -Mesonen zu messen, bestimmt man mit der Anpassungsmethode die Größe des Signals in verschiedenen Impulsbereichen und trägt die gemessenen Werte in einem Histogramm auf. Im Anhang (Abb. A.1-A.4) sind die Daten in den einzelnen Impulsbereichen und die daran angepaßten Signal- und Untergrundfunktionen zu sehen. In Abb. 4.3 sehen wir die so gemessenen Impulsspektren der  $\phi$ -Mesonen in den Daten auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzenergie und in den Kontinuumsdaten mit Schwerpunktsenergie  $E_{\text{cms}} > 10.4$  GeV. Die Kontinuumsdaten sind dabei skaliert mit einem Faktor von 2.48. Dieser Faktor, der zur Vergleichbarkeit des reinen Kontinuumsanteils in den beiden Datenmengen führt, errechnet sich zum einen aus dem Verhältnis der aufgenommenen Luminositäten, also aus

$$\frac{\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)}}{\mathcal{L}_{\text{cont.}}} = \frac{234 \text{ pb}^{-1}}{92.4 \text{ pb}^{-1}} = 2.53.$$

Zum anderen muß man berücksichtigen, daß die Kontinuumsproduktion von der Schwerpunktsenergie  $E_{\text{cms}}$  abhängt und zwar gilt:

$$\sigma_{\text{cont.}} = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}} \sim 1/s \quad (\text{mit } s = E_{\text{cms}}^2)$$

Das Gros der Kontinuumsdaten wurde bei  $E_{\text{cms}} = 10.47$  GeV aufgenommen. Damit ergibt sich der Skalierungsfaktor zu

$$\text{Sk}_{\text{Kont.}} = 2.53 \times \frac{(10.47 \text{ GeV})^2}{(10.58 \text{ GeV})^2} = 2.483 \quad (4.2)$$

Ferner wurde bei den untersuchten Kontinuumsdaten eine Korrektur auf die Meßbereiche der  $\phi$ -Impulse durchgeführt, da diese sich ebenfalls mit der Schwerpunktsenergie verschieben. Zu diesem Zweck skaliert man die  $\phi$ -Impulse um:

$$p_{\text{cont}} = p_{\Upsilon(4S)} \cdot \frac{p_{\text{max}}^{\text{cont}}}{p_{\text{max}}}, \quad \text{mit } p_{\text{max}} = \sqrt{E_{\text{Strahl}}^2 - m_{\phi}^2} \quad \text{und } E_{\text{Strahl}} = \frac{E_{\text{cms}}}{2} \quad (4.3)$$

Der Anteil der  $\phi$ -Mesonen aus der  $\Upsilon(4S)$ -Produktion ist als Überschuß in dem unschraffierten Histogramm gegenüber dem schraffierten in Abb. 4.3 deutlich zu erkennen. In Abb. 4.4 ist das durch Subtraktion dieser beiden Histogramme erhaltene Impulsspektrum zu sehen. Dieses ist das gemessene, aber auf die Detektoreinflüsse noch nicht korrigierte Impulsspektrum von  $\phi$ -Mesonen aus reinen  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzzerfällen. Die Detektoreinflüsse werden im nächsten Unterkapitel ausführlich besprochen.

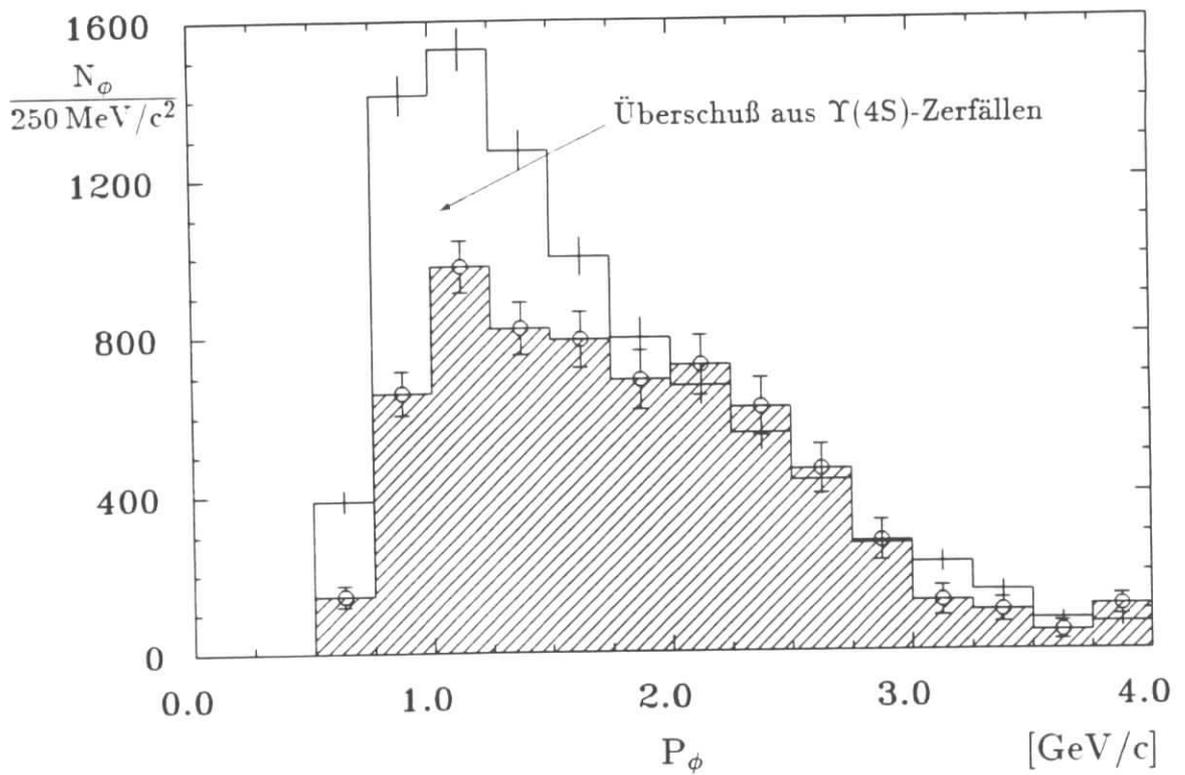


Abbildung 4.3: Die gemessenen Impulsverteilungen des  $\phi$ -Mesons in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten (*unschraffiert*) und in den skalierten Kontinuumsdaten (*schraffiert*).

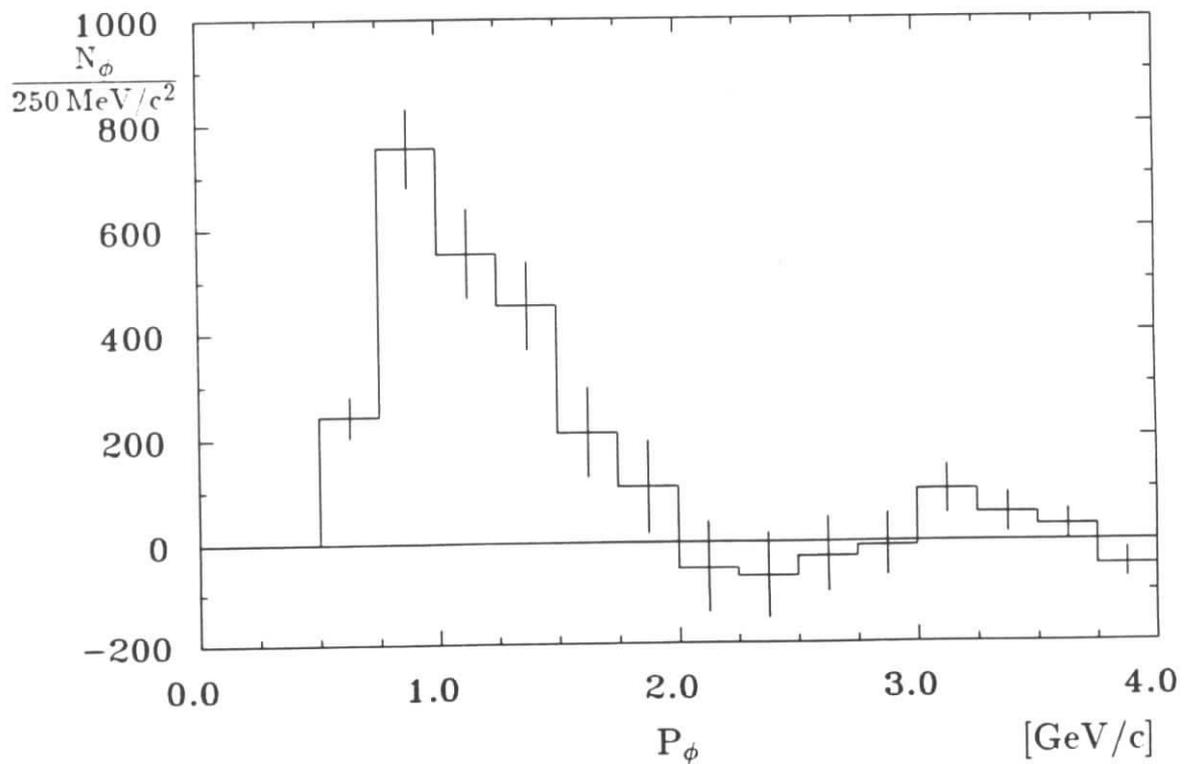


Abbildung 4.4: Das unkorrigierte Impulsspektrum der  $\phi$ -Mesonen aus  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

## 4.3 Die Akzeptanz der $\phi$ -Mesonen

### 4.3.1 Die Akzeptanz der geladenen Kaonen

Zum Messen des  $\phi$ -Mesons müssen *beide* Kaonen aus dem Zerfall  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  nachgewiesen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein einzelnes geladenes Kaon hängt von *Impuls* und *Raumwinkel* des Teilchens ab sowie von den gewählten *Selektionskriterien* bei der *Teilchenidentifizierung*. Die Abhängigkeit vom Impuls bei dem gewählten Schnitt von mindestens 5% auf die Kaonenlikelihood einer Spur ist in Abb. 4.5 zu sehen. Sie wurde mit der geschilderten Monte Carlo-Detektorsimulation bestimmt. Dazu erzeugte man Kaonen aus Monte Carlo B-Zerfällen. Da B-Zerfälle räumlich sehr isotrop sind, ist eine Mittelung über den Raumwinkel implizit enthalten.

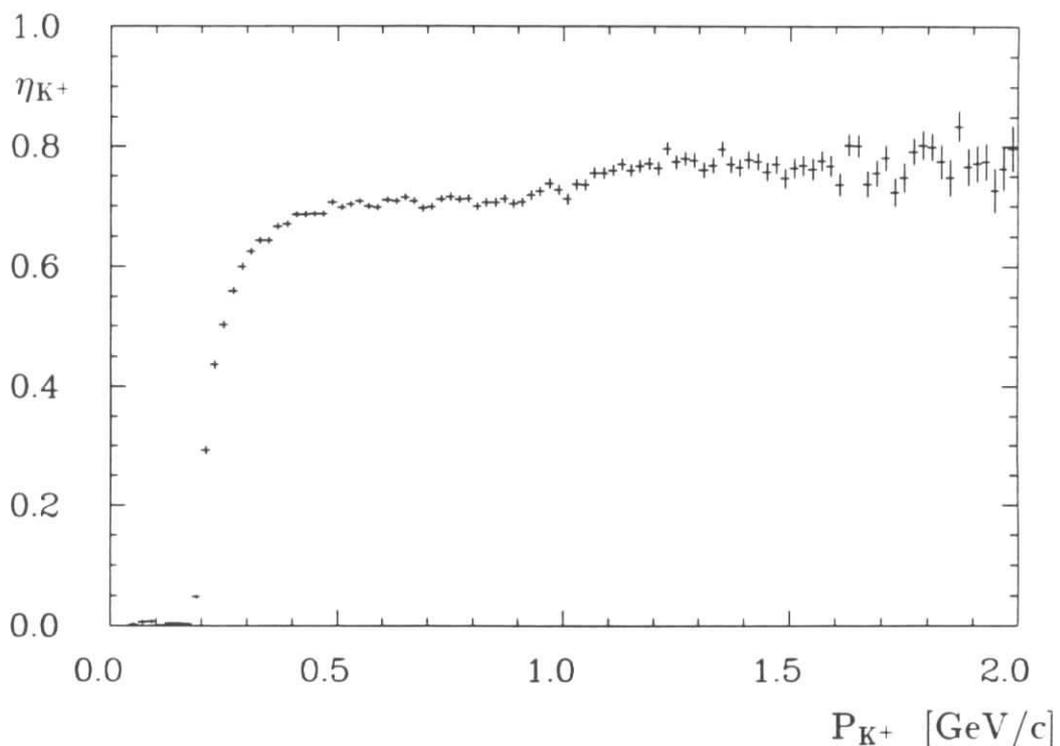


Abbildung 4.5: Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Kaonen bei einem Schnitt von mindestens 5% auf die Kaonenlikelihood einer Spur (aus Monte Carlo-Simulation)

Die Abhängigkeit vom Impuls läßt sich wie folgt erklären:

- Für kleinere Impulse  $P_{K^+} < 0.5$  GeV ist die Zerfallszeit der Kaonen die wichtigste Größe, welche die Nachweiswahrscheinlichkeit reduziert. Die mittlere Zerfallslänge der Kaonen bestimmt sich nach der Formel

$$\langle l \rangle = 7.5 \left[ \frac{m}{\text{GeV}} \right] \cdot p .$$

Kaonen mit Impulsen unter 0.2 GeV erreichen im Mittel noch nicht einmal den Innenradius der Driftkammer in einer Entfernung von 15 cm zum Wechselwirkungspunkt. Bei Impulsen  $P_{K^+} > 0.2$  GeV wächst die Wahrscheinlichkeit schlagartig,

daß ein Kaon genügend Driftkammerlagen durchquert um als Spur registriert zu werden.

- Bei Impulsen  $P_{K^+} > 0.5$  GeV verliert die Instabilität weitgehendst an Bedeutung und ein Akzeptanzplateau wird erreicht.
- Bei Impulsen  $P_{K^+} > 0.8$  GeV beginnt der Bereich, in dem die Methoden zur Teilchenunterscheidung von Kaonen und Pionen zu versagen beginnen. Die üblichen Werte für die Kaonenlikelihood verteilen sich nun gleichmäßiger als in dem Impulsbereich darunter, bei dem Werte von Null oder Eins favorisiert werden. Deswegen sinkt der relative Anteil der Kaonen mit Likelihood  $L_K < 5\%$  und die Akzeptanz steigt insgesamt noch etwas an.

Außerdem führen die Verluste bei kleinen Winkeln zum Strahlrohr, die Effizienz in der Spurerkennung und die Absorption langsamer Kaonen im Detektor zu Einbußen beim Nachweis. Unterhalb von etwa 0.3 GeV ist der Akzeptanzabfall dermaßen steil, daß Ungenauigkeiten in der Monte Carlo-Simulation des Detektors zu großen Fehlern in der Akzeptanzbestimmung führen können. Um sichere Bedingungen zu haben, wurde für die weitere Analyse versuchsweise ein Schnitt von 0.3 GeV für den Mindestimpuls der Kaonen eingeführt. Wie wir noch sehen werden, verkleinert sich andererseits durch diesen Schnitt das Nachweisgebiet für  $\phi$ -Mesonen beträchtlich. So wurde kein fester Schnitt gewählt und stattdessen der Schnitt für den Mindestimpuls der Kaonen systematisch variiert (Diskussion im Anhang).

### 4.3.2 Der Einfluß des Zerfallswinkels

Für den Nachweis des  $\phi$ -Mesons müssen wie gesagt beide Kaonen des Zerfalles gemessen werden. Im Ruhesystem des  $\phi$ -Mesons wird ein Kaon in die eine Richtung und das andere in die entgegengesetzte emittiert. Aufgrund des bei dem  $\phi$ -Zerfall sehr kleinen Impulsübertrages von nur 0.128 GeV auf ein Kaon werden die Kaonen bei  $\phi$ -Impulsen  $P_\phi > 0.7$  GeV im Laborsystem in Flugrichtung des  $\phi$ -Mesons und unter kleinem Öffnungswinkel zueinander beobachtet. Beide Kaonen sind dann über 0.2 GeV schnell und

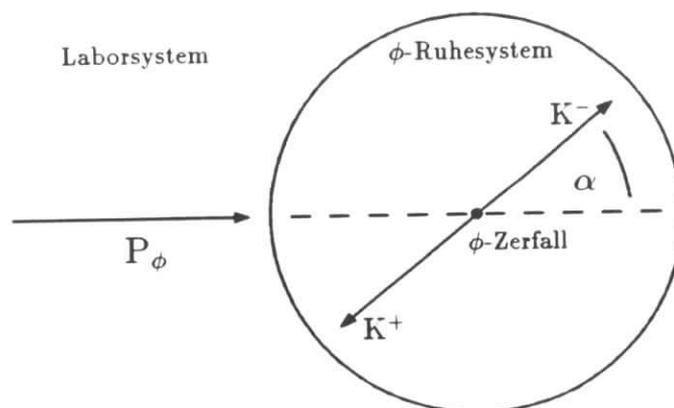


Abbildung 4.6: Die Definition des Zerfallswinkels  $\alpha$

das  $\phi$  kann prinzipiell nachgewiesen werden. Bei Impulsen  $p_\phi < 0.7$  GeV kann es jedoch vorkommen, daß ein Kaon, wenn es im Ruhesystem des  $\phi$ -Mesons entgegengesetzt zur Flugrichtung desselben emittiert wird, im Laborsystem einen Impuls von weniger als 0.2 GeV hat. Dieses Kaon geht damit für unsere Analyse verloren. Daraus folgt, daß die Akzeptanz für niederenergetische  $\phi$ -Mesonen neben dem Impuls von einer weiteren kinematischen Größe abhängt, nämlich dem Zerfallswinkel  $\alpha$ . Dieser Winkel gibt an, unter welcher Richtung die Kaonen relativ zur Flugrichtung des  $\phi$ -Mesons entsendet werden und wird im Ruhesystem des  $\phi$ -Mesons gemessen (s. Abb. 4.6). Für unpolarisierte  $\phi$ -Mesonen sollte dieser Winkel isotrop verteilt sein.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\phi$ -Mesonen in Abhängigkeit des Impulses (bis 1 GeV) und des Zerfallswinkels ist in Abb. 4.7 zu sehen. Dabei wurden keinerlei Schnitte auf die Kaonenimpulse gemacht. Die absoluten Werte der Akzeptanz sind hier nicht zu erkennen. Dafür erkennt man umso besser den sehr wesentlichen Einfluß des Zerfallswinkels. Der Zerfallswinkel stellt einen Freiheitsgrad im Phasenraum dar. Für Impulse zwischen 0.3 GeV und 0.7 GeV gibt es nur eingeschränkte Bereiche im Phasenraum, für die überhaupt die Akzeptanz von Null verschieden ist. So können unterhalb von 0.4 GeV praktisch nur noch wenige und ausschließlich transversal polarisierte  $\phi$ -Mesonen nachgewiesen werden. Die Einführung eines größeren Mindestimpulses für Kaonen verkleinert die Nachweisgebiete im Phasenraum natürlich weiter. In Abb. 4.8 liegen diese Gebiete jeweils rechts von den Grenzlinien für verschiedene Kaonenmindestimpulse.

### 4.3.3 Die Impulsabhängigkeit der Akzeptanz

Die Impulsakzeptanz ergibt sich nun durch Mittelung der Nachweiswahrscheinlichkeit über den Zerfallswinkel. Die Akzeptanz bei einem exemplarischen Schnitt von 0.3 GeV auf den Kaonenmindestimpuls ist in Abb. 4.9 zu sehen. Der starke Abfall unterhalb von 0.9 GeV spiegelt hauptsächlich die Reduzierung des nachweisbaren Phasenraumes durch den verlangten Mindestimpuls wieder. Um diesen Effekt von den anderen Effekten zu trennen, wurde durch den jeweils verfügbaren Phasenraum geteilt und die obere stetig-differenzierbare Kurve erhalten. Diese konnte sehr gut angepaßt werden, so daß der Gesamtverlauf der Akzeptanz zumindest von dieser Seite sehr genau bestimmt werden konnte. Zur Monte-Carlo-Bestimmung der Akzeptanz wurden über 60000  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen generiert und der Detektorsimulation unterzogen. Da das Impulsspektrum der  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen im wesentlichen nur bis 2 GeV reicht, wurden zur Bestimmung der Akzeptanz noch schnellerer  $\phi$ -Mesonen Monte-Carlo-Kontinuumsdaten benutzt, nach denen die Nachweiswahrscheinlichkeit ab etwa 2 GeV auf konstantem Niveau verharrt.

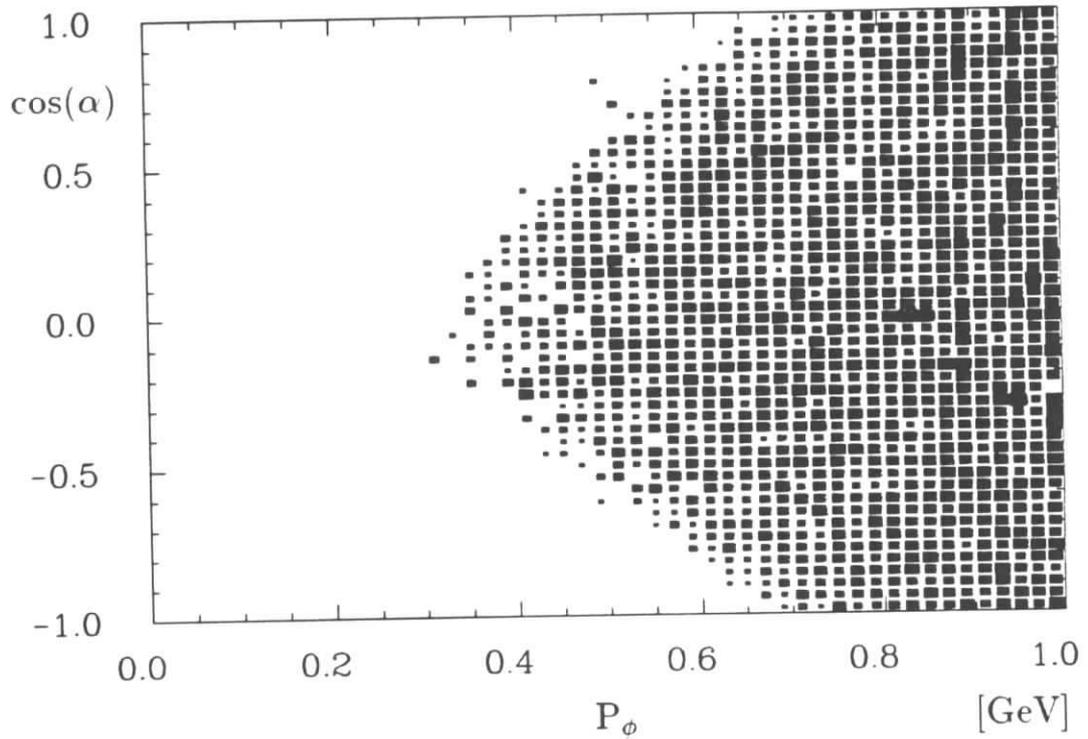


Abbildung 4.7: Die Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\phi$ -Mesonen in Abhängigkeit des Impulses und des Zerfallswinkels  $\alpha$ . (Ohne Schnitte auf die Kaonenimpulse)

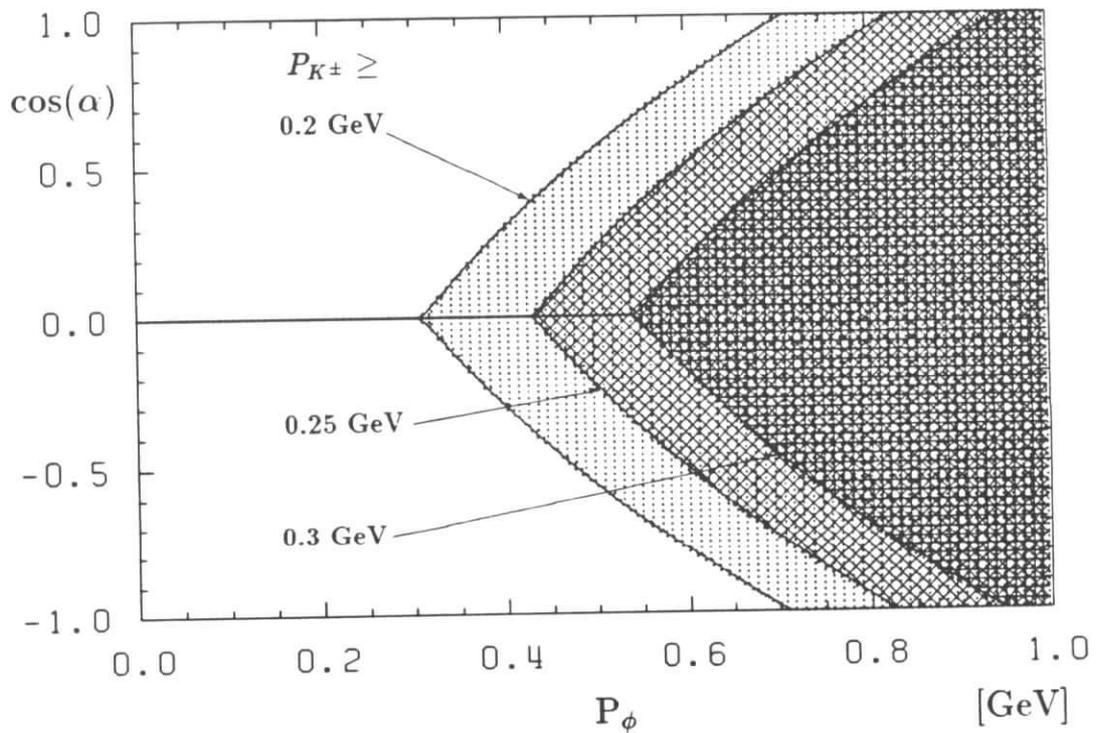


Abbildung 4.8: Schnitte für den Phasenraum, in dem das  $\phi$ -Meson nachgewiesen werden kann, durch das Einführen von Mindestimpulsen für die geladenen Kaonen.

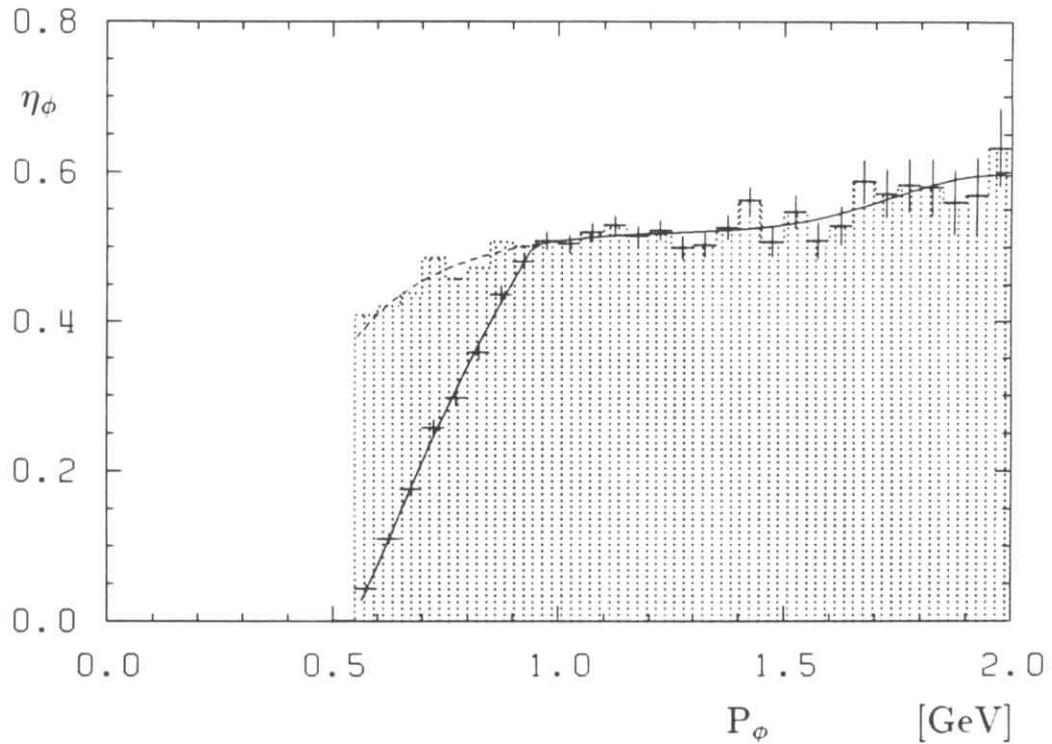


Abbildung 4.9: Die Akzeptanz für  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen bei einem Schnitt auf den Kaonenmindestimpuls von 300 MeV (aus Monte Carlo-Simulation). Das gepunktete Histogramm zeigt die Akzeptanz, bei der man auf den Verlust an nachweisbarem Phasenraum im Zerfallswinkel  $\alpha$  (s. Text) korrigiert hat. Die durchgezogene Linie gibt den endgültig bestimmten (angepassten) Nachweisverlauf wieder. Dieser wird für Impulse  $p_\phi > 2$  GeV als konstant fortgesetzt, was aus Monte Carlo-Simulation von  $\phi$ -Mesonen aus Kontinuumszerfällen folgt.

# Kapitel 5

## Ergebnis und Auswertung

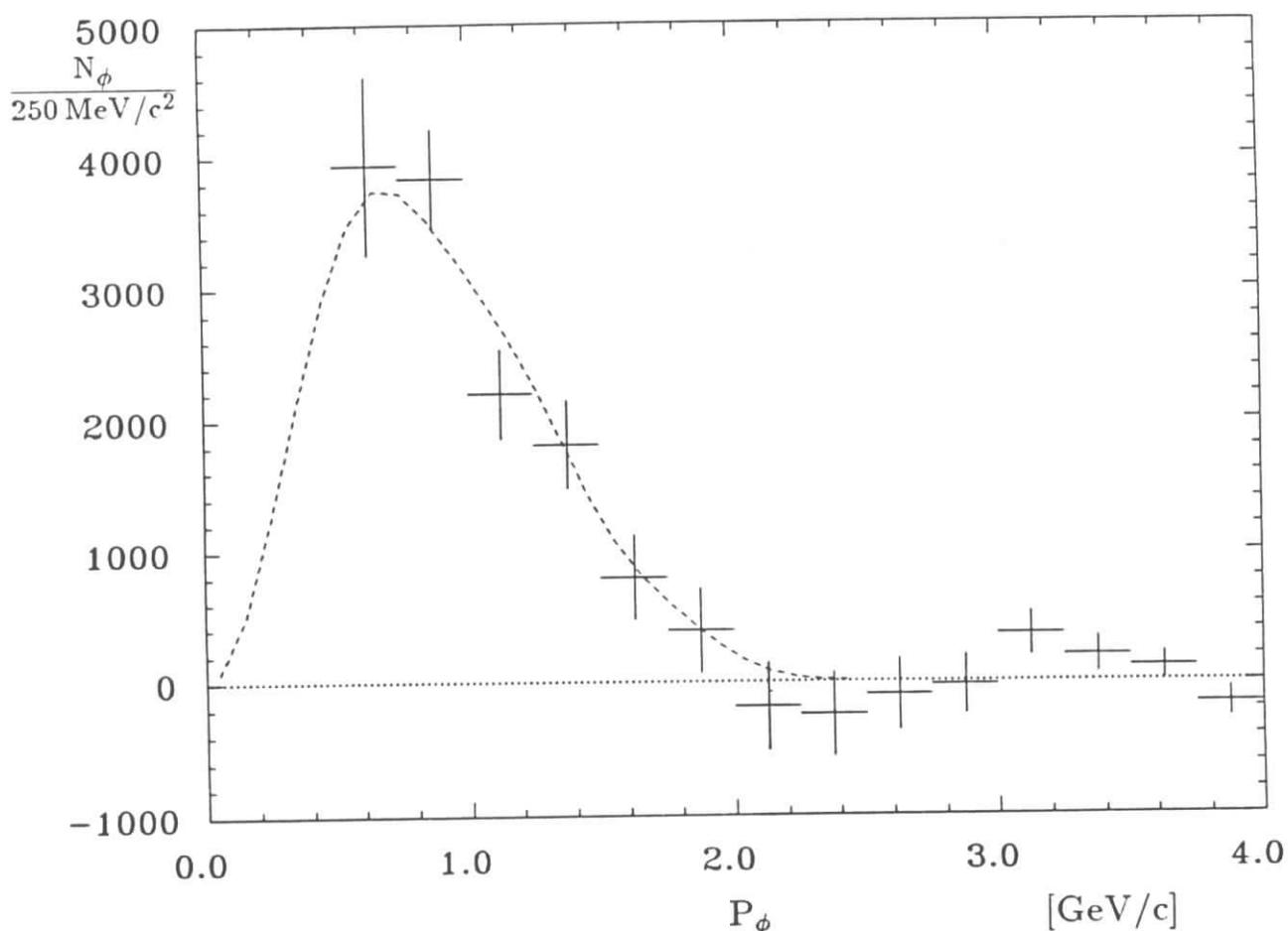


Abbildung 5.1: Das gemessene Impulsspektrum der  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen

Das nach Division durch die Akzeptanzfunktion auf den Detektoreinfluß korrigierte Spektrum von  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen ist in Abb. 5.1 zu sehen<sup>1</sup>. Dieses Spektrum wurde in dem eingeschränkten Impulsbereich, in dem man überhaupt messen kann, d.h. für Impulse  $p_\phi > 0.5 \text{ GeV}$ , mit einer Funktion angepaßt und dann mit dieser bis

<sup>1</sup>Bei dieser Gelegenheit wurde auch noch durch das Verzweungsverhältnis  $Br(\phi \rightarrow K^+ K^-)$  geteilt

$p_\phi = 0$  extrapoliert. Die dabei benutzte Funktion wurde, wie wir später noch genauer sehen, aus Monte-Carlo-Simulation von B-Zerfällen und allen nachfolgenden Zerfällen wie z.B. D-Zerfällen gewonnen, in denen ein  $\phi$ -Meson entsteht. Durch Aufintegration der angepaßten Funktion über den gesamten Impulsbereich erhält man ein Ergebnis für die Gesamtzahl der  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen. Bei einer ausgewerteten Datenmenge von etwa 400000 B-Mesonen ergibt sich damit folgendes Gesamtergebnis:

$$\begin{aligned}
 \text{Br}(B \rightarrow \phi + X) &= 3.90\% \pm 0.30\% \pm 0.37\% \\
 &\qquad\qquad\qquad \Delta_{stat.} \qquad\qquad \Delta_{syst.} \\
 &= 3.90\% \pm 0.47\%
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Unter der Annahme von gaussverteilten statistischen und systematischen Fehlern wurden in der zweiten Zeile beide Fehler quadratisch zu einem Gesamtfehler aufaddiert. Die einzelnen systematischen Fehler werden in Anhang A besprochen.

In Tabelle 5.1 finden wir die Meßergebnisse in den einzelnen Impulsbereichen. Dieses ermöglicht eine Bewertung des Spektrums *unabhängig* von der durchgeführten Anpassung und Extrapolation. In der rechten Spalte ist die in dem jeweiligen Bereich beobach-

p [GeV]	$N_\phi \pm \sigma_{stat.} \pm \sigma_{syst.}$	$\frac{dN_\phi}{N_B} \pm \sigma_{stat.} \pm \sigma_{syst.}$ [%]
0.5 - 0.75	3939 $\pm$ 678 $\pm$ 398	0.98 $\pm$ 0.17 $\pm$ 0.10
0.75 - 1.0	3838 $\pm$ 379 $\pm$ 163	0.96 $\pm$ 0.09 $\pm$ 0.04
1.0 - 1.25	2205 $\pm$ 343 $\pm$ 169	0.55 $\pm$ 0.09 $\pm$ 0.04
1.25 - 1.5	1817 $\pm$ 340 $\pm$ 148	0.45 $\pm$ 0.08 $\pm$ 0.04
1.5 - 1.75	799 $\pm$ 327 $\pm$ 84	0.20 $\pm$ 0.08 $\pm$ 0.02
1.75 - 2.0	389 $\pm$ 324 $\pm$ 86	0.10 $\pm$ 0.08 $\pm$ 0.02
2.0 - 2.25	-189 $\pm$ 327 $\pm$ 294	-0.05 $\pm$ 0.08 $\pm$ 0.07
2.25 - 2.5	-246 $\pm$ 312 $\pm$ 381	-0.06 $\pm$ 0.08 $\pm$ 0.09
2.5 - 2.75	-98 $\pm$ 269 $\pm$ 106	-0.02 $\pm$ 0.07 $\pm$ 0.03
2.75 - 3.0	-27 $\pm$ 222 $\pm$ 60	-0.01 $\pm$ 0.06 $\pm$ 0.02
3.0 - 3.25	359 $\pm$ 170 $\pm$ 184	0.09 $\pm$ 0.04 $\pm$ 0.05
3.25 - 3.5	193 $\pm$ 137 $\pm$ 98	0.05 $\pm$ 0.03 $\pm$ 0.02
3.5 - 3.75	111 $\pm$ 102 $\pm$ 20	0.03 $\pm$ 0.03 $\pm$ 0.01
3.75 - 4.0	-165 $\pm$ 110 $\pm$ 22	-0.04 $\pm$ 0.03 $\pm$ 0.01

Tabelle 5.1: Die gemessene Anzahl von  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen in den einzelnen Impulsbereichen

tete Erzeugungsrate von  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen eingetragen. Bei den angegebenen systematischen Fehlern in den Ergebnisspalten wurden die Fehler auf die Akzeptanz der  $\phi$ -Mesonen, auf die durchgeführte Kontinuumsubtraktion und die Systematik beim

Anpassen des  $\phi$ -Signals jeweils in den einzelnen Bereichen bestimmt und quadratisch addiert. Dagegen wurden die Fehler auf die Anzahl der B-Mesonen und auf das Verzweungsverhältnis  $Br(\phi \rightarrow K^+ K^-)$  nicht berücksichtigt.

## 5.1 Das Spektrum für $p_\phi > 2$ GeV

An dieser Stelle soll zunächst eine Bewertung des schnellen Teils des Spektrums mit Impulsen  $p_\phi > 2$  GeV erfolgen. Das Impulsspektrum der  $\phi$ -Mesonen aus Zerfällen von B-Mesonen, die aus der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz fast in Ruhe produziert wurden, ist kinematisch bis ca.  $p_\phi = 2.8$  GeV begrenzt. Dies folgt aus Energie- und Impulserhaltung beim Zerfall der B-Mesonen. Wie man aus dem Verlauf der Anpassungsfunktion erkennen kann (s. Abb. 5.1), liegen die erwarteten Hauptbeiträge, das sind vor allem  $\phi$ -Mesonen aus Zerfällen von D-Mesonen, im Impulsbereich bis  $p_\phi < 2$  GeV.

Bei Impulsen  $2 \text{ GeV} < p_\phi < 2.75 \text{ GeV}$  liegt der kinematische Bereich, in dem die  $\phi$ -Mesonen aus seltenen Zweikörper-B-Zerfällen vom Typ der Pinguindiagramme zu finden sind (s. Abb. 1.8). Das gemessene inklusive Spektrum tendiert zu leicht negativen Werten in dieser Region, die aber im Rahmen der statistischen Fehler noch unbedenklich sind (s. Abb. 5.1). In systematischen Tests, bei denen die Mindestlikelihood für Kaonenidentifizierung von 5% zu höheren Werten (z.B. 10%) variiert wurde, wodurch sich das Signal- zu Untergrundverhältnis in diesem Bereich verbessert (s. Abb. A.5), verschwand dieser negative Effekt sogar gänzlich. Es gibt jedenfalls keine Anzeichen dafür, daß bei der Kontinuumsubtraktion ein Fehler gemacht wurde, der zu systematisch negativen Werten in den Daten führt. Unter dieser Voraussetzung können wir eine obere Schranke für  $\phi$ -Mesonen in diesem Gebiet angeben, müssen aber wegen des zufällig erzielten negativen Ergebnisses besondere Vorsicht walten lassen. In [4] wird eine Methode beschrieben, wie man in einem Fall eines im unphysikalischen Bereich liegenden Meßergebnisses vorgehen kann und zu konservativen Abschätzungen gelangt. Damit konnte folgendes Resultat erzielt werden:

$$Br(B \rightarrow \phi X)_{|2 \text{ GeV} < p_\phi < 2.75 \text{ GeV}} < 3.2 \times 10^{-3} \quad \text{bei } 90\% \text{ c.l.} \quad (5.2)$$

Diese Schranke kann verglichen werden mit der Summe der Schranken aus den bisherigen Messungen exklusiver Kanäle (s. Tab. 5.2 unten). Man stellt fest, daß das Resultat aus dieser inklusiven Messung bereits eine deutlich strengere Schranke setzt.

$B^0 \rightarrow$	$BR < \text{mit } 90\% \text{ c.l.}$	$B^+ \rightarrow$	$BR < \text{mit } 90\% \text{ c.l.}$
$\phi K^0$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	$\phi K^+$	$8.0 \cdot 10^{-5}$
$\phi K^*(892)^0$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$\phi K^*(892)^+$	$1.3 \cdot 10^{-3}$
$\phi K^1(1400)^0$	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$\phi K^1(1400)^+$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$\phi K^2(1430)^0$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$\phi K^2(1430)^+$	$3.4 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma$	$7.2 \cdot 10^{-3}$	$\Sigma$	$5.9 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2: Gemessene Schranken für exklusive Pinguinzerfälle (aus [4] )

Ferner kann eine obere Grenze für  $\phi$ -Mesonen aus Zerfällen der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz im Bereich von  $2.75 \text{ GeV} < p_\phi < 4 \text{ GeV}$  angegeben werden. In diesem Bereich können B-Mesonen nicht mehr beitragen, es müßten dann andere Zerfallsmechanismen der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz existieren, von denen allerdings bislang niemand etwas weiß. Folgendes Ergebnis wurde erzielt:

$$Br(\Upsilon(4S) \rightarrow \phi X)_{|2.75 \text{ GeV} < p_\phi < 4 \text{ GeV}} < 1.7 \times 10^{-3} \quad \text{bei } 90\% \text{ c.l.} \quad (5.3)$$

## 5.2 Vergleich mit anderen Messungen

Um das inklusive Meßergebnis (5.1) zu bewerten, ist es als erstes angebracht, einen Vergleich mit bisherigen Messungen durchzuführen. Zur Verfügung stehen dabei zwei schon relativ alte Messungen, eine frühere ARGUS-Messung [30] und eine CLEO-Messung [31]. Das Ergebnis von CLEO wurde auch von der Particle Data Group 1990 [4] übernommen. In Tabelle 5.4 sind die gemessenen Verzweigungswerte zum Vergleich eingetragen. Auffällig ist die große Diskrepanz zwischen den beiden ARGUS-Messungen und der CLEO-Messung. Das CLEO-Resultat fällt deutlich niedriger aus. Die ARGUS-Messungen stimmen dagegen gut miteinander überein, wobei zu berücksichtigen ist, daß die gesamte Datenmenge der alten Messung (Experimente 2, 4 und 5) auch in dieser Messung mit benutzt wurde. Da jedoch die Datenmenge inzwischen um den Faktor 5 angewachsen ist, kann man der neuen Messung schon eine statistische Unabhängigkeit von der alten bescheinigen. So bleibt die Aussage bestehen, daß die neue Messung die alte gut bestätigt.

Messung	$Br(B \rightarrow \phi + X)$
ARGUS '92	$3.90\% \pm 0.30\% \pm 0.37\% = 3.90\% \pm 0.47\%$
ARGUS '87	$4.35\% \pm 0.95\% \pm 1.35\% = 4.35\% \pm 1.65\%$
CLEO '86	$2.3\% \pm 0.6\% \pm 0.5\% = 2.3\% \pm 0.8\%$

Tabelle 5.3: Vergleich der in dieser Analyse bestimmten Produktionsrate von  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen mit anderen Messungen

Interessanter noch als die Zahlen ist der direkte Vergleich der beobachteten Impulsspektren von ARGUS und CLEO. Die auf gleiche Normierung gebrachten Impulsspektren sind in Abb. 5.3 zu sehen. Dabei ist nur der Bereich bis 2 GeV abgebildet, da die CLEO-Messung nicht weiter geht und außerdem die wesentlichen Einträge aus B-Zerfällen hier zu erwarten sind. Folgende Erkenntnisse lassen sich gewinnen:

- Das in dieser Messung bestimmte Spektrum ist deutlich weicher als das der CLEO-Kollaboration

- Bei Impulsen  $p_\phi < 1$  GeV ist die Produktionsrate in diesem Experiment um den Faktor 2.5 größer als bei CLEO
- Bei Impulsen  $p_\phi > 1$  GeV stimmen die Produktionsraten in etwa überein

Die durchgezogenen Kurven in den Spektren in Abb. 5.2 sind die aus Monte-Carlo-Simulation gewonnenen Funktionen, die den Verlauf des Spektrums angemessen beschreiben sollen. Im Gegensatz zur ARGUS-Messung wurde bei CLEO keine Anpassung an die Daten mit dieser Funktion durchgeführt. Aus dem Funktionsverlauf wurde dort lediglich der Extrapolationsanteil für kleine und große Impulse bestimmt, der zu den gemessenen Daten addiert werden muß. Die eingezeichnete Kurve bei dem CLEO-Spektrum ist so normiert, daß das gemessene Verzweigungsverhältnis von CLEO reproduziert wird.

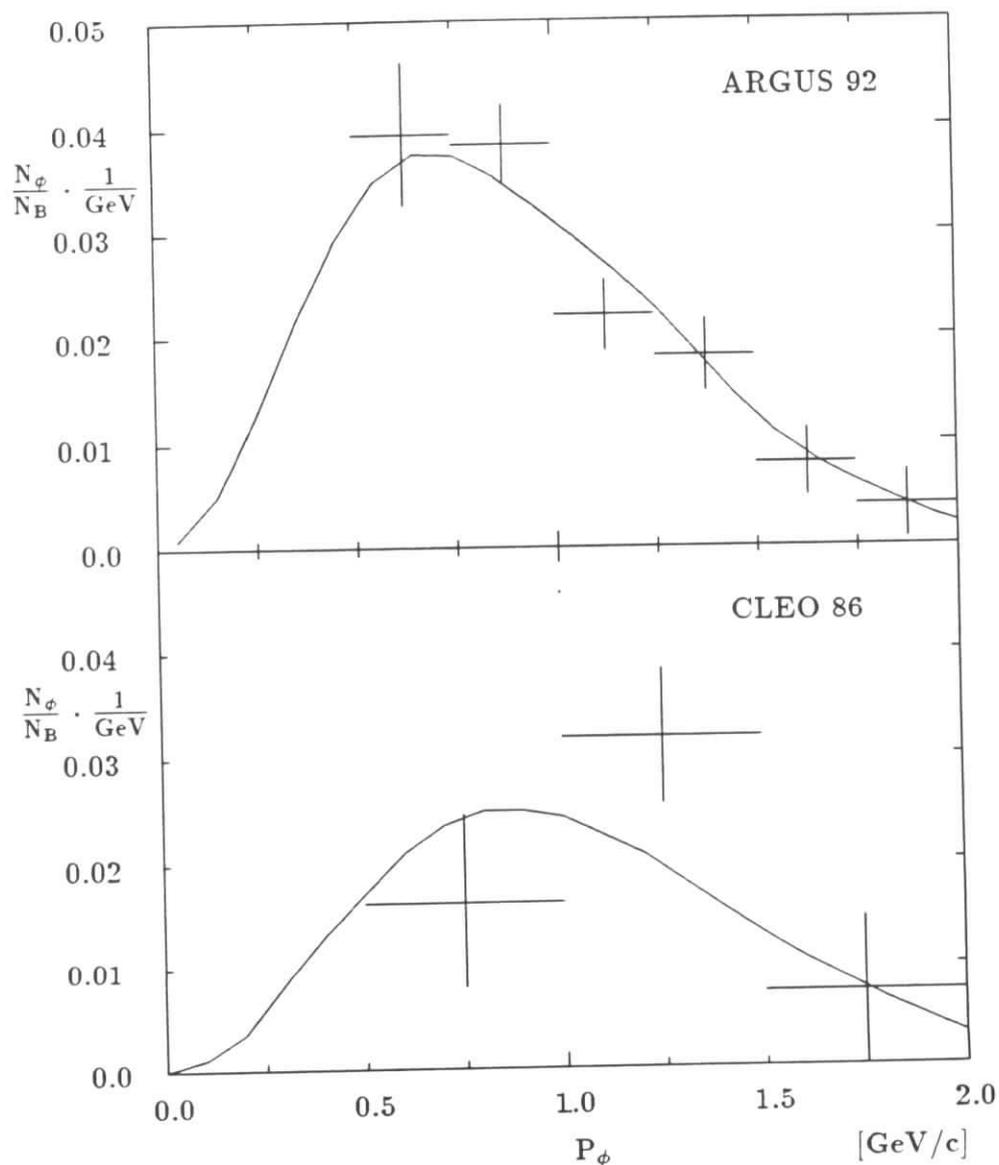
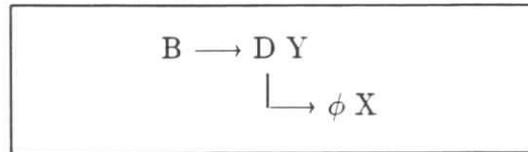


Abbildung 5.2: Vergleich der gemessenen Impulsspektren von  $\phi$ -Mesonen in B-Zerfällen zwischen ARGUS und CLEO

### 5.3 Die Interpretation des Ergebnisses

Der inklusive Zerfall  $B \rightarrow \phi X$  umfaßt, wie wir im Theoriekapitel gesehen haben, einen ganzen Katalog verschiedener Prozesse. Allgemein erwartete man vor allem schwache Kaskadenzerfälle der Art  $b \rightarrow c \rightarrow s$  und damit auf der Ebene der Hadronen folgende Vorgänge:



Dabei steht D für eines der drei verschiedenen D-Mesonen  $D^0$ ,  $D^+$  oder  $D_s^+$ . Diese Abkürzung wird auch im weiteren Text so verwendet. X und Y können Ein- oder Vielteilchenzustände sein. Durch den doppelten schwachen Zerfall mit mehreren uns unbekanntem weil experimentell unzugänglichen Teilchen ist es außerordentlich schwierig, allein aus dem Impulsspektrum der  $\phi$ -Mesonen interessante Rückschlüsse zu ziehen. Eine sinnvolle Alternative besteht darin, zu untersuchen, welche Anteile des inklusiven Spektrums man aus bereits vorliegenden Messungen bestimmter Zerfallskanäle erklären kann und zu sehen, wieviel dann noch vom Spektrum übrig bleibt. Dazu ist es ratsam, sich alle vorhandenen Informationen zu besorgen aus Messungen von



Das weitere Vorgehen kann man in zwei Schritte unterteilen:

1. Man nehme die gemessenen Impulsspektren von D-Mesonen in B-Zerfällen und generiere Monte-Carlo-D-Mesonen mit demselben Spektrum.
2. Man benutze alle gemessenen exklusiven Zerfallskanäle von D-Mesonen in  $\phi$ -Mesonen und lasse die im 1. Schritt erzeugten D-Mesonen genauso zerfallen. (Monte-Carlo-Phasenraumzerfälle)

Alle Resultate werden schließlich normiert auf die Anzahl der B-Mesonen in unserem Experiment (ca. 400000) und die gemessenen Verzweigungsverhältnisse im 1. und 2. Schritt.

Die inklusiven Impulsspektren und Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen D-Mesonen aus B-Zerfällen sind in Abb. 5.3 zu sehen, bzw. in Tab. 5.4 eingetragen. Es handelt sich hierbei um ARGUS-Messungen [1,8]. Die bekannten exklusiven Zerfälle von D-Mesonen in  $\phi$ -Mesonen sind in Tab. 5.5 eingetragen. Inklusive Messungen der Zerfälle von D-Mesonen in das  $\phi$ -Meson sind leider noch nicht erhältlich.

Zerfallskanal	Br(%)	Quelle
$B \rightarrow D_s^+ X$	$10.8 \pm 3.3$	ARGUS 91
$B \rightarrow D^0 X$	$52.2 \pm 8.9$	ARGUS 90
$B \rightarrow D^+ X$	$27.2 \pm 7.2$	ARGUS 90

Tabelle 5.4: Gemessene inklusive Zerfallsraten von B-Mesonen in D-Mesonen (aus [1],[4])

Zerfallskanal	Br(%)	Quelle
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	$2.7 \pm 0.7$	PDG 90
$\phi \rho^+$	$5.0 \pm 0.9$	CLEO 91
$\phi \pi^+ \pi^- \pi^+$	$1.3 \pm 0.5$	PDG 90
$\phi l^+ \nu$	$1.5 \pm 0.6$	ARGUS 90
$\Sigma D_s^+ \rightarrow \phi + \dots$	<u><math>12.0 \pm 1.4</math></u>	
$D^0 \rightarrow \phi K^0$	$0.8 \pm 0.2$	PDG 90
$\phi \rho^0$	$0.2 \pm 0.1$	CLEO 91
$\Sigma D^0 \rightarrow \phi + \dots$	<u><math>1.0 \pm 0.2</math></u>	
$D^+ \rightarrow \phi \pi^+$	$0.6 \pm 0.2$	PDG 90
$\Sigma D^+ \rightarrow \phi + \dots$	<u><math>0.6 \pm 0.2</math></u>	

Tabelle 5.5: Gemessene exklusive Zerfälle von D-Mesonen in  $\phi + \dots$  genauere Informationen über einzelne Messungen in [5]

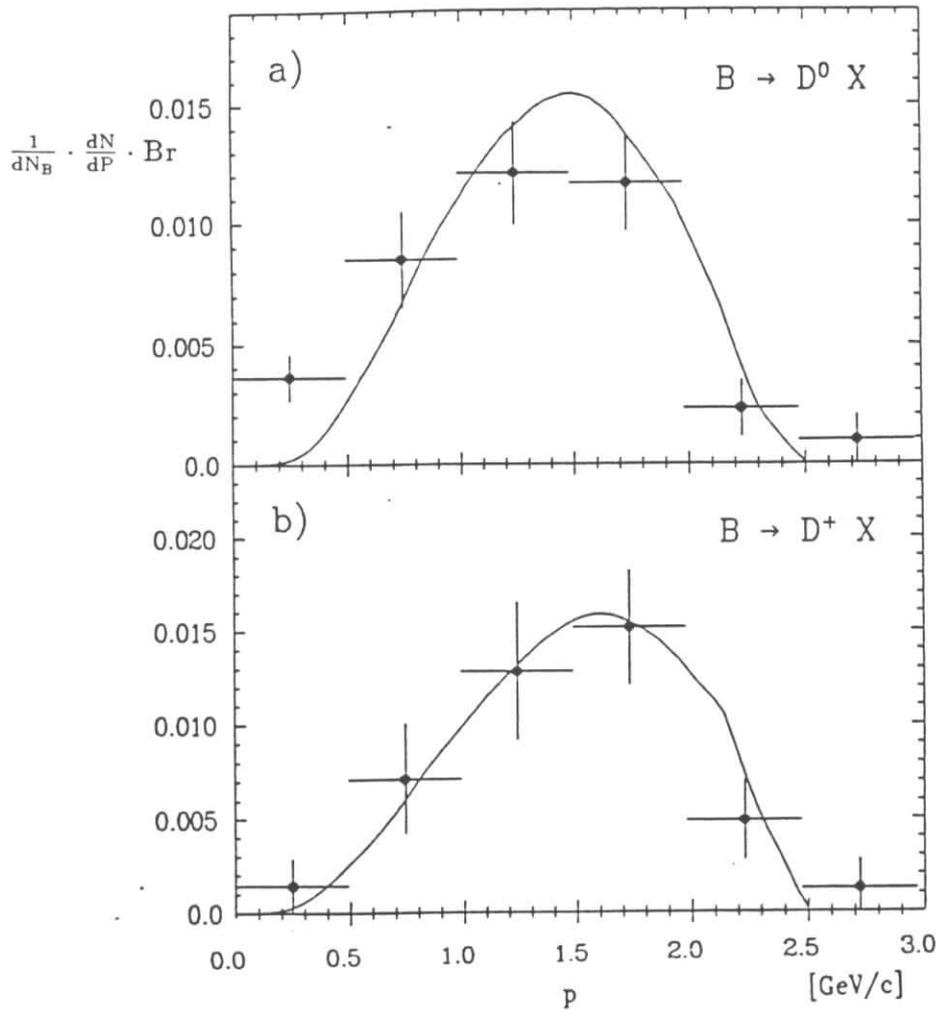
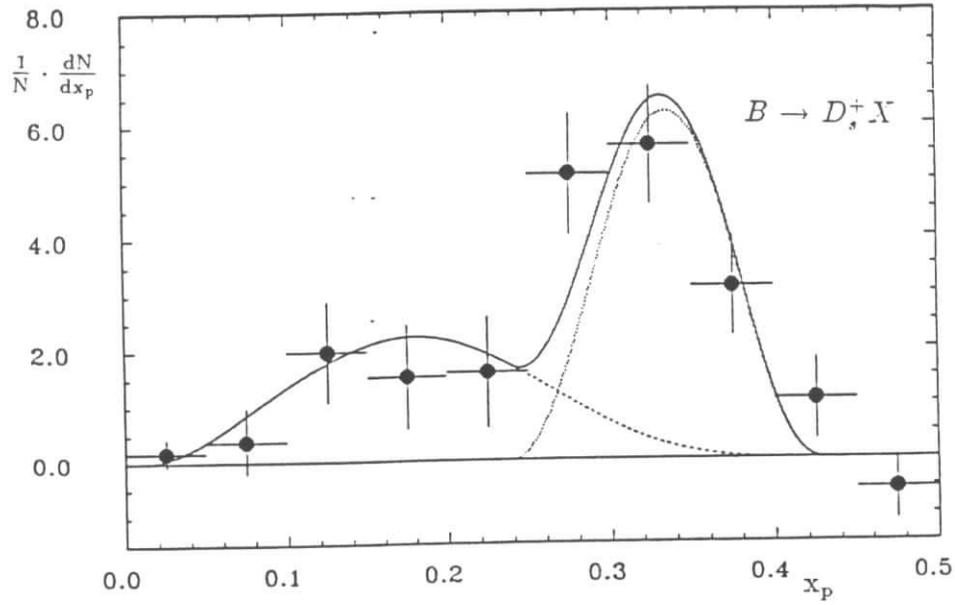


Abbildung 5.3: Die Impulsspektren von D-Mesonen in B-Zerfällen (ARGUS-Messungen [1],[8])

Das Ergebnis dieser Prozedur ist ein Impulsspektrum von  $\phi$ -Mesonen, das man direkt mit den Daten vergleichen kann, und welches den Anteil wiedergibt, den man nach unserem bisherigen Wissen schon erwarten würde.

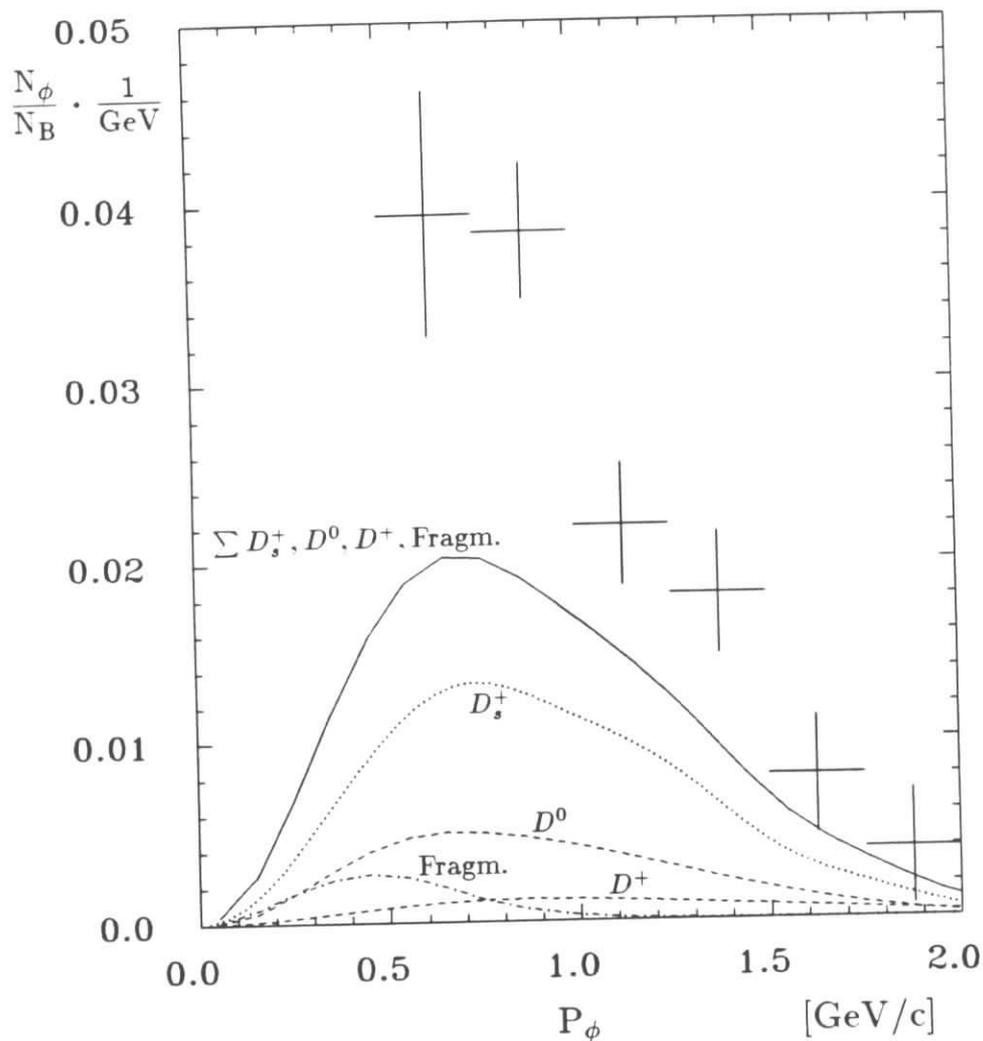


Abbildung 5.4: Der bereits aus anderen Messungen erschließbare Anteil des Impulsspektrums

In Abbildung 5.4 sind die so bestimmten bereits verstandenen Anteile von  $\phi$ -Mesonen aus D-Mesonen als Linien eingetragen.

Dazu sind noch die erwarteten  $\phi$ -Mesonen aus Fragmentationsprozessen abgebildet, welche im Theoriekapitel nicht behandelt wurden. Dazu zählen Zerfälle z.B. der Art  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^- \phi$  oder  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \phi K^0 K^-$ , bei denen ein oder zwei  $s\bar{s}$ -Paare aus dem Vakuum erzeugt werden. Gemessen werden konnten solche Zerfälle bislang nicht. Das theoretische Verständnis dieser Prozesse ist leider nicht sehr zuverlässig. Die Verzweungsverhältnisse wurden aus dem bei ARGUS benutzten Monte Carlo für B-Zerfälle entnommen. Das Monte Carlo orientiert sich dabei an anderen Fragmentationszerfällen,

welche schon gemessen wurden (z.B.  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} n\pi$ , s. [26]). Man nimmt an, daß in solchen Zerfällen die Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines  $s\bar{s}$ -Paares 15% beträgt.

Im weiteren könnte man auch noch die Beiträge aus bekannten baryonischen Zerfällen hinzunehmen (s. Kap. 1.33). Diese sind aber von der Größenordnung nur ungefähr ein zehntel so groß wie die eingezeichneten Fragmentationsprozesse. Sie liegen etwa in demselben Impulsbereich und werden bei der Darstellung vernachlässigt.

Die durchgezogene Linie in Abb. 5.4 stellt nun die Summe aus den bekannten D-Zerfällen und den vermuteten Fragmentationsprozessen dar. Man erkennt, daß das gemessene Spektrum (Datenkreuze) weit über dieser Summe liegt, im Durchschnitt ist es sogar fast doppelt so groß! Daraus folgt das Ergebnis, daß ein großer Teil des Spektrums unverstanden, bzw. ungemessen sein muß. Einen gewissen Teil der Diskrepanz kann man damit erklären, daß einige theoretisch erwartete D-Mesonenzfälle bislang nicht gemessen werden konnten. Es handelt sich dabei um Kanäle mit zu rekonstruierenden neutralen Teilchen, die bei der Analyse sehr viel Untergrund verursachen. So erwartet man bei den  $D^0$ -Mesonen aus den Zerfällen  $D^0 \rightarrow \phi\pi^0, \phi\omega, \phi\eta$ , bzw. bei den  $D^+$ -Mesonen aus  $D^+ \rightarrow \phi\rho^+$  Beiträge, die nach theoretischen Erwartungen [15] die  $\phi$ -Produktion dieser Mesonen um bis zu 40% steigern sollten. Bei den  $D_s^+$ -Mesonen wird die Erwartung für noch ungemessene Kanäle durch das im nächsten Kapitel gewonnene Resultat für die inklusive  $\phi$ -Produktion in  $D_s^+$ -Zerfällen (6.5 und 6.8) deutlich eingeschränkt. Nach Impulsbereichen aufgeteilt, ergibt sich folgendes Bild:

- Bei Impulsen  $1 \text{ GeV} < p_\phi < 2 \text{ GeV}$  sind die D-Mesonen die einzige *bekannte* bedeutsame Quelle für die Produktion von  $\phi$ -Mesonen (s. Abb. 5.4). Die Diskrepanz in diesem Bereich läßt also vermuten, daß tatsächlich noch einige Beiträge aus D-Mesonen zu erwarten sind.
- Der enorme Unterschied in dem Bereich  $p_\phi < 1 \text{ GeV}$  kann jedoch kaum allein durch Beiträge aus D-Mesonen gesättigt werden. Dies spricht für einen deutlich höheren Anteil von Fragmentationsprozessen, also von Mehrkörper-B-Zerfällen (mindestens 3 Zerfallsteilchen) mit direkter  $\phi$ -Produktion.

Trotz der beobachteten Diskrepanzen wurde zur Anpassung an die Daten und zur Extrapolation in den nichtmeßbaren Bereich ( $p_\phi < 0.5 \text{ GeV}$ ) die Verlaufsform der durchgezogenen Kurve benutzt und lediglich die Normierung an die Daten angepaßt (s. Abb. 5.1). Eine Hinzunahme der theoretisch erwarteten und bisher ungemessenen D-Zerfälle zu dieser Kurve veränderte die Verlaufsform und die erzielten Ergebnisse praktisch nicht. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers bei der Anpassung und Extrapolation wurden für die einzelnen bekannten Quellen um bis zu einem Faktor 2.5 höhere Gewichte in der Gesamtfunktion ausprobiert (s. Anhang A).

# Kapitel 6

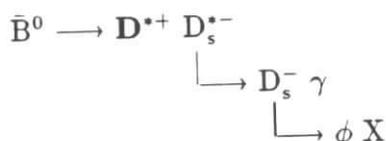
## Die Untersuchung von $\phi, D^{*+}$ -Korrelationen in B-Zerfällen

### 6.1 Die Bestimmung des Anteils von $D_s^+$ -Mesonen an der $\phi$ -Erzeugung

Informationen über den Anteil des  $D_s$ -Mesons an der  $\phi$ -Produktion in B-Zerfällen kann man aus der partiellen Analyse der Zerfälle



und



erhalten. Dabei rekonstruiert man nur die fettgedruckten Teilchen, also das  $\phi$ -Meson und das  $D^{*+}$ -Meson und mißt den Winkel zwischen beiden Teilchen.

Die **Idee** dabei ist folgende: Die  $\bar{B}^0$ -Mesonen werden fast in Ruhe produziert, sie haben nur einen Impuls von  $p_B \approx 300$  MeV im Laborsystem. In den zwei untersuchten Zerfällen wird dagegen auf die  $D^{*+}$ - und auf die  $D_s^{(*)-}$ -Mesonen ein Impuls von ungefähr 1.7 GeV übertragen, so daß diese beiden Teilchen im Laborsystem ruckstoßartig auseinanderdriften. Im zweiten Zerfall wird der Impuls des  $D_s^{*-}$  zum großen Teil auf das  $D_s^-$ -Meson übertragen. Da auch das  $\phi$ -Meson mit seiner relativ großen Masse einen beachtlichen Teil des  $D_s^-$ -Impuls weiterträgt, erwartet man zwischen  $\phi$ -Meson und  $D^{*+}$ -Meson noch einen ausgeprägten Rückstoßeffect. Abb. 6.1 zeigt uns die Verteilungen des Cosinus vom Winkel zwischen den Impulsrichtungen der beiden Teilchen. Diese wurde durch Monte Carlo-Simulation erstellt, bei der man über die beiden Zerfälle (s.o.)mittelte.

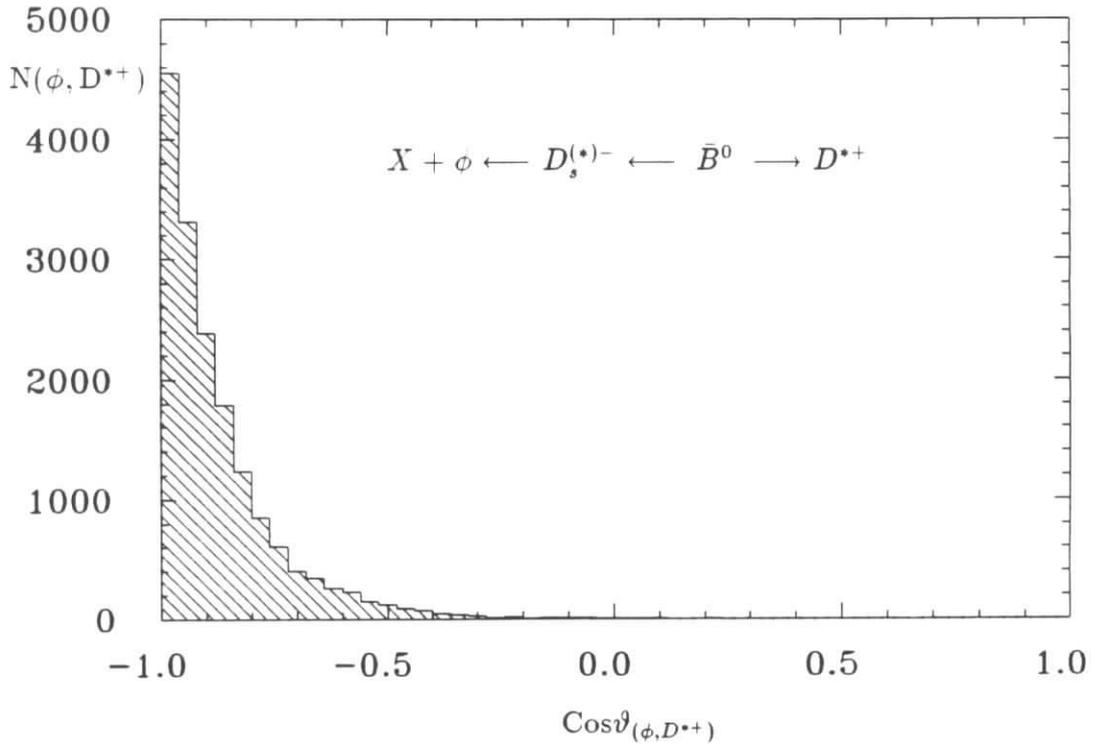


Abbildung 6.1: Der Rückstoßeffekt zwischen  $\phi$ -Meson und  $D^{*+}$ -Meson in den angegebenen B-Zerfällen aus Monte-Carlo Simulation

Der beobachtete Rückstoßeffekt ist sehr nützlich, weil er es einem ermöglicht, die Korrelation in der Erzeugung zweier Teilchen aus *demselben* B-Meson aufzudecken. Wenn das  $\phi$ -Meson und das  $D^{*+}$ -Meson aus zwei *verschiedenen* B-Mesonen stammen würden, erwartete man eine isotrope Winkelverteilung zwischen ihnen. Dies liegt daran, daß die Impulse der Zerfallsprodukte zweier verschiedener B-Mesonen weitgehend unkorreliert sind, da die B-Mesonen fast in Ruhe produziert werden. Eine Winkelmessung zwischen  $\phi$ -Mesonen und  $D^{*+}$ -Mesonen sollte also beide Anteile, isotrope und die vom Rückstoßsignal enthalten.

**Das Eindeutigkeitsproblem:** Da man keine vollständige Rekonstruktion der beiden obigen Zerfälle durchführt, hat man bei der Rückstoßanalyse zu zeigen, daß  $\phi$ - und  $D^{*+}$ -Meson wirklich aus diesen Zerfällen kommen. Es könnte ja schließlich auch noch andere B-Zerfälle mit korrelierter  $\phi, D^{*+}$ -Erzeugung geben. Man kann aber die relativ harte Kinematik der Teilchen in Zweikörper B-Zerfällen ausnutzen, um andere Zerfälle weitgehend auszuschließen, bzw. zu unterdrücken. Das harte Impulsspektrum der  $D^{*+}$ -Mesonen in den gesuchten Zerfällen ist im schräg schraffierten Histogramm in Abb. 6.2. dargestellt. Fordert man, daß der Impuls des  $D^{*+}$ -Mesons zwischen 1.45 GeV und 1.95 GeV liegt, so geht kein Anteil des gesuchten Zerfalls verloren. Dreikörper-B-Zerfälle werden aber wirkungsvoll unterdrückt, wie man im gepunkteten Histogramm in Abb. 6.2 exemplarisch erkennen kann. Bei den Zweikörperzerfällen der B-Mesonen kommen aber praktisch nur diese beiden Kanäle überhaupt in Frage. Eine andere Möglichkeit wäre z.B die Produktion von  $D^{(*)-}$ -Mesonen an Stelle der  $D_s^{(*)-}$ -Mesonen, diese Prozesse sind aber alle Cabibbo-unterdrückt. Ein direkter Zweikörperzerfall  $B^- \rightarrow D^{*+}\phi$  ist nach



rekonstruiert. Die danebenstehenden Zahlen sind die gemessenen Verzweigungsverhältnisse dieser Zerfälle nach heutigem Stand. Der untersuchte  $D^0$ -Zerfallskanal  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  liefert das mit Abstand beste Verhältnis von Signal zu Untergrund aller Kanäle mit relevantem Verzweigungsverhältnis. Zum einen liegt das daran, daß man nur geladene Spuren mißt, zum anderen beobachtet man im Endzustand lediglich zwei Teilchen hingegen bei den anderen bedeutsamen Kanälen mindestens drei, so daß der kombinatorische Untergrund dort wesentlich größer ist.

Die Rekonstruktion der  $D^{*+}$ -Mesonen im Kanal  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  profitiert von der äußerst geringen Massendifferenz zwischen  $D^{*+}$  und  $D^0$ , die mit 145.6 MeV nur um 6 MeV größer als die Masse des abgestrahlten geladenen Pions ist. Dies führt zu folgenden Effekten:

- Die  $D^0$ - und  $\pi^+$ -Mesonen haben im  $D^{*+}$ -Ruhesystem einen sehr kleinen Impuls. Im Laborsystem beträgt der maximale Impuls von Pionen aus  $D^{*+}$ -Mesonen in  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen etwa 250 MeV, die Pionen sind also sehr langsam und können gut identifiziert werden.
- Da das  $D^{*+}$ -Meson direkt über der Massenschwelle von  $m_{D^0} + m_{\pi^+}$  sitzt, ist der Phasenraum für kombinatorischen Untergrund noch sehr klein. Die Massenauflösung für das  $D^{*+}$ -Mesons ist außerdem sehr gut in diesem Anfangsbereich.

Zusammen mit der schon relativ sauberen Rekonstruktion der  $D^0$ -Mesonen führt dies zu einem ausgesprochen untergrundfreien  $D^{*+}$ -Signal (s. Abb. 6.3). zu sehen. Im folgenden werden nun die einzelnen Selektionskriterien bei der Rekonstruktion behandelt.

**Die  $D^0$ -Selektion:** Alle  $K^- \pi^+$ -Paare, die folgende zwei Bedingungen erfüllen, werden als  $D^0$ -Kandidaten akzeptiert:

$$|M(K^- \pi^+) - M(D^0)| < 80 \text{ MeV}$$

und

$$\chi^2 = \frac{|M - M(D^0)|^2}{\sigma_M^2} < 16$$

Dabei ist  $M(D^0)$  der Tabellenwert der  $D^0$ -Masse von 1.864 MeV (aus [4]) und  $\sigma_m$  der Meßfehler in den invarianten Massen der  $K^- \pi^+$ -Kombinationen. Die so selektierten  $D^0$ -Kandidaten werden zur Korrektur der experimentellen Massenverschmierung einem sogenannten kinematischen 1 C-Fit unterworfen. In diesem werden die Energien und Impulse des  $D^0$ -Kandidaten unter der Berücksichtigung der Kovarianzmatrix ihre Fehler so variiert, daß wieder

$$E^2(K^- \pi^+) - p^2(K^- \pi^+) = M^2(D^0)$$

gilt. Eine Beschreibung dieses Verfahrens befindet sich in [32].

**$D^{*+}$ -Selektion:** Die akzeptierten  $D^0$ -Kandidaten werden nun mit allen mit der  $\pi^+$ -Hypothese verträglichen Spuren kombiniert. Abb. 6.3 zeigt uns die Verteilung der invarianten Massen dieser Kombinationen in einer ausgewählten Datenmenge. Für die

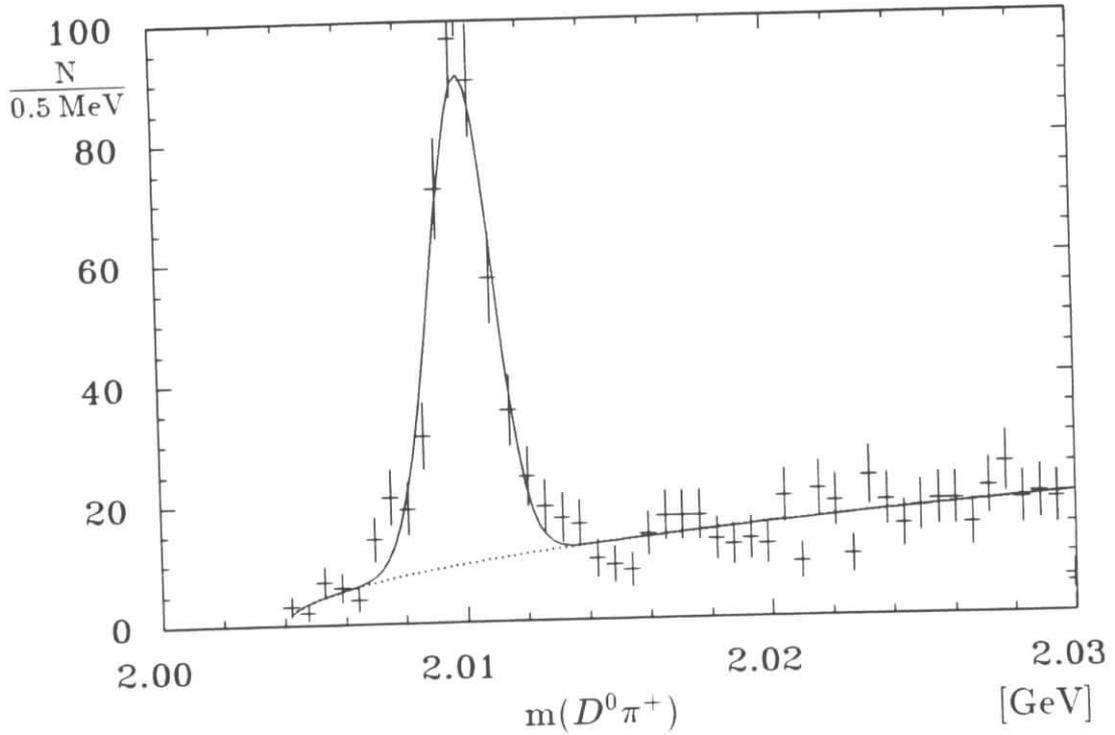


Abbildung 6.3: Das  $D^{*+}$ -Signal in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten mit  $1.45 \text{ GeV} < p_{D^{*+}} < 1.95 \text{ GeV}$

weitere Analyse wurden alle Kombinationen akzeptiert, die folgende zwei Anforderungen erfüllen:

$$|M(\pi^+ D^0) - M(D^{*+})| < 4 \text{ MeV}$$

und

$$\chi^2 = \frac{|M(\pi^+ D^0) - M(D^{*+})|^2}{\sigma_M^2} < 16$$

Als genereller Schnitt wurde für alle beteiligten Teilchen bei der  $D^{*+}$ -Rekonstruktion ein Likelihood-Wert von mindestens 1% für die jeweilige Teilchenhypothese verlangt. Ein härterer Schnitt bringt hier keinen Nutzen. Daß ohnehin schon sehr gute Signal-zu-Untergrund-Verhältnis läßt sich damit nicht weiter verbessern.

#### $\phi$ -Rekonstruktion:

Die Rekonstruktion der  $\phi$ -Mesonen geschieht wie in Kapitel 4.2 ausführlich geschildert über den Zerfall  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ . Im Unterschied zur bisherigen  $\phi$ -Rekonstruktion wird allerdings nur eine Likelihood von mindestens 1% für die Kaonenidentifizierung der beiden Spuren verlangt, um bessere Akzeptanzbedingungen zu schaffen.

### 6.1.2 Die Messung der $\phi, D^{*+}$ -Korrelationen

Die eigentliche Untersuchung besteht nun darin, daß man zunächst ein rekonstruiertes  $D^{*+}$ -Meson verlangt, d.h., einen unter den genannten Selektionskriterien als  $D^{*+}$  akzeptierten Kandidaten. Dann mißt man das  $\phi$ -Signal in verschiedenen Winkelbereichen zu diesen  $D^{*+}$ -Kandidaten und erhält eine erste Winkelverteilung. Diese kann allerdings noch Untergrund enthalten, wenn sich unter den als  $D^{*+}$  akzeptierten Teilchen

auch „falsche“ Einträge befinden. Diese können mit einer Seitenbandanalyse, d.h. mit einer Untergrunduntersuchung in den Massenbändern neben dem  $D^{*+}$  abgeschätzt und subtrahiert werden. Dann müssen zum Schluß noch eventuelle Kontinuumsbeiträge abgezogen werden. Dazu führt man die Untersuchung genauso in den Kontinuumsdaten durch und zieht das Ergebnis mit einem geeigneten Skalierungsfaktor ab.

Folgende spezifische Schnitte wurden bei der Analyse gemacht:

1.  $1.45 \text{ GeV} < p_{D^{*+}} < 1.95 \text{ GeV}$   
Impulsschnitt, der den Signalbereich umschließt (s. Abb. 6.2) und gleichzeitig unerwünschte Beiträge aus Dreikörper-B-Zerfällen unterdrückt.
2.  $p_{\phi} < 2 \text{ GeV}$   
Zur Unterdrückung von schnellen  $\phi$ -Mesonen aus Kontinuumsprozessen.
3.  $2 \cdot \text{Fox-Wolframmoment} < 0.5$   
Mit diesem topologischen Schnitt auf den „jet-artigen“ Charakter eines Ereignisses sollen Kontinuumsereignisse unterdrückt werden. Eine Beschreibung findet sich in [33].
4.  $\text{Probtot} > 0.002$   
Dies ist ein Schnitt auf die kombinierte Wahrscheinlichkeit von Teilchenidentifikation und kinematischen Fits bei der Selektion der  $(D^{*+}, \phi)$ -Paare. Er dient zur Unterdrückung von Untergrundbeiträgen unter den Resonanzsignalen.

Die **Nachweiswahrscheinlichkeit** für die gesuchten Prozesse nach allen Schnitten und Selektionen wurde durch Monte Carlo Simulation der Zerfälle und des Detektors bestimmt zu

$$\text{Akzeptanz } \eta = 20\% \pm 1\%.$$

Dabei wurde eine Mittelung über beide Zerfälle durchgeführt. Die Akzeptanzen der beiden Prozesse unterscheiden sich nur unwesentlich, da sich die Kinematik der  $D^{*+}$ - und  $\phi$ -Mesonen kaum ändert.

Die gemessenen Winkelverteilung zwischen  $D^{*+}$ - und  $\phi$ -Mesonen sollte sich aus einem Rückstoßpeak der erwarteten korrelierten Paare und einem isotropen Untergrund von Paaren aus verschiedenen B-Mesonen zusammensetzen. Da aufgrund der vollständigen Rekonstruktion der  $D^{*+}$ -Mesonen in einem speziellen Zerfallskanal sehr wenig Statistik zu erwarten ist, untersuchen wir die Winkelverteilungen nur in zwei Bereichen:

1.  $-1 < \cos(\phi, D^{*+}) < -0.2$   
In diesem Bereich liegt der Rückstoßpeak (s. Abb. 6.1) und ein Anteil des isotropen Untergrundes
2.  $-0.2 < \cos(\phi, D^{*+}) < 1$   
Hier ist nur isotroper Untergrund zu erwarten

Das nach allen Selektionen und Schnitten in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten gewonnene  $\phi$ -Signal in den beiden Winkelbereichen zeigt uns Abb. 6.4. Im Rückstoßbereich ist kein  $\phi$ -Signal

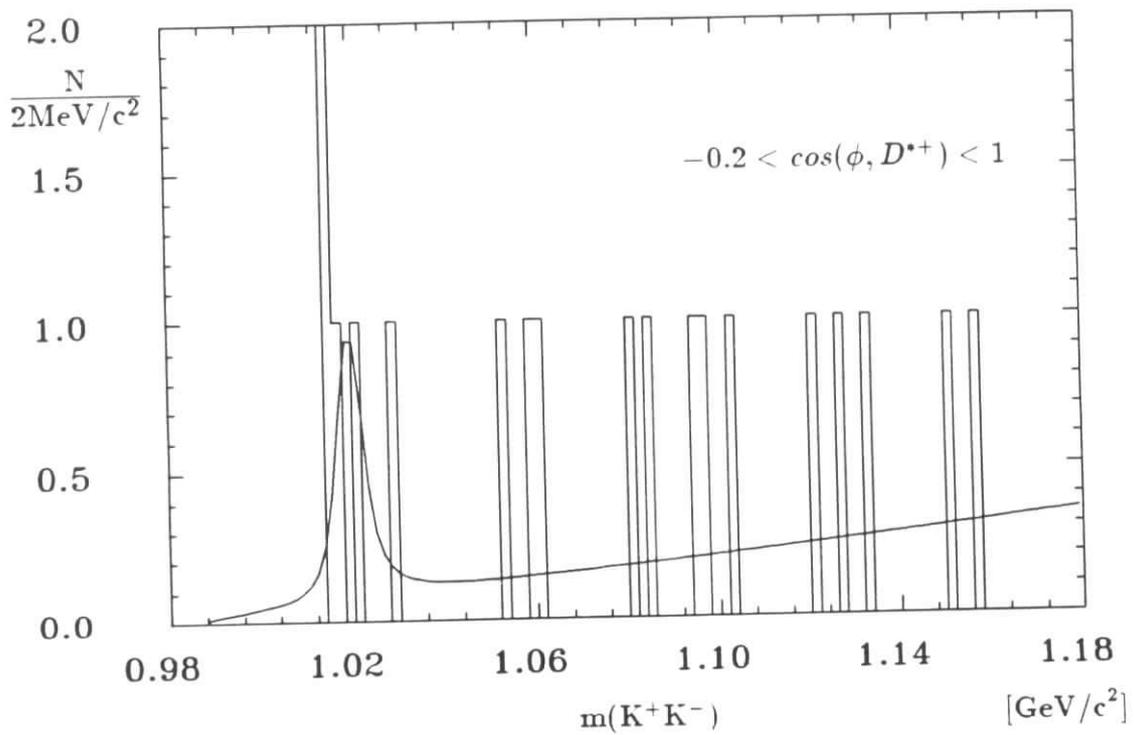
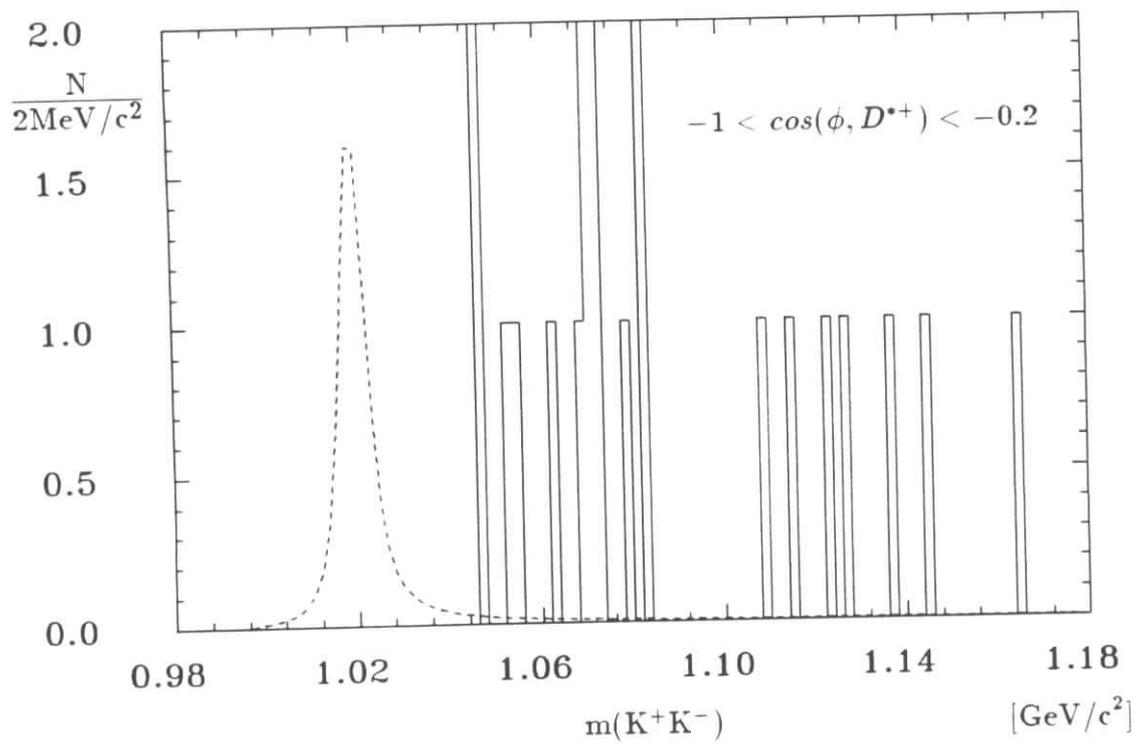


Abbildung 6.4: Das  $\phi$ -Signal in den verschiedenen Winkelbereichen zum  $D^{*+}$  (gemessen in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten)

erkennbar! Kein Signal bedeutet in diesem Fall, daß nicht ein einziger Eintrag in einem ausgewählten Massenband von  $\pm 25$  MeV um die  $\phi$ -Masse herum zu finden ist. Die Einträge zu größeren Massen sind aber mit ziemlicher Sicherheit Untergrundbeiträge, wie die gestrichelte Kurve verdeutlicht, welche die Signalform zeigt.

Im zweiten Winkelbereich sehen wir dagegen ein schwaches  $\phi$ -Signal, das mit der Anpassungsmethode bestimmt wurde zu  $N_\phi = 3.7 \pm 2.3$ . Dieses deckt sich mit dem Erwartungswert von etwa zwei unkorrelierten  $(D^{*+}, \phi)$ -Paaren in den Daten, welcher aus der beobachteten Anzahl von  $\phi$ -Mesonen und  $D^{*+}$ -Mesonen in inklusiven Messungen von B-Zerfällen (diese Messung Kap. 4 und 5, bzw. Messung von [8]) abgeschätzt werden kann. Da wir im Rückstoßbereich kein Signal gemessen haben, erübrigt sich die Diskussion der Untergrundsubtraktion unter den  $D^{*+}$ -Signalen. In den Kontinuumsdaten konnte überhaupt kein Signal gefunden werden. Dieses überrascht nicht, da die  $D^{*+}$ -Mesonen dort direkt in harten Fragmentationsprozessen erzeugt werden und deswegen die Produktion erst ab Impulsen von  $p_{D^{*+}} > 2$  GeV bedeutsam wird (s. [8]).

### 6.1.3 Die Interpretation des Ergebnisses

Da sich kein Signal im Rückstoßbereich befindet, stellt sich folgende Frage: Ist dieses Ergebnis überraschend, oder ist die zu erwartende Statistik einfach zu klein, als daß etwas herauskommen konnte. Kein Signal bedeutet jedenfalls nach Poisson-Statistik eine obere Schranke von 2.3 Ereignissen mit 90% „confidence level“. Somit können wir folgende Ungleichung aufstellen (bei 90% c.l.):

$$Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{*-}) \cdot Br(D_s^- \rightarrow \phi \pi^-) \cdot \frac{Br(D_s^- \rightarrow \phi X)}{Br(D_s^- \rightarrow \phi \pi^-)} \cdot f_1 < 2.3 \quad (6.1)$$

Dabei muß die linke Seite summiert werden über die Zerfälle  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^-$  und  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{*-}$ .  $f_1$  ist eine experimentelle Konstante und ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} f_1 &= N_{\bar{B}^0} \cdot Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \cdot Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \cdot Br(\phi \rightarrow K^+ K^-) \cdot \text{Akzeptanz} \\ &= 200000 \cdot 66\% \cdot 3.71\% \cdot 49.5\% \cdot 20\% = 485 \pm 53 \end{aligned} \quad (6.2)$$

Die Ungleichung (6.1) wurde auf der linken Seite mit dem Term  $Br(D_s^- \rightarrow \phi \pi^-)$  erweitert, da dann das Produkt der ersten beiden Terme mit Messungen verglichen werden kann. Das  $D_s^-$  wird nämlich meistens über den Zerfall in  $\phi$  und  $\pi^-$  rekonstruiert. Das Problem ist aber, das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall unabhängig zu bestimmen. Stattdessen werden normalerweise einfach alle Ergebnisse auf die Größe dieses Kanals normiert. Für die Prozesse  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^-$  und  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{*-}$  ergibt sich so aus den Mittelwerten von ARGUS- und CLEO-Messungen ([1,2]):

$$Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^-) + Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{*-}) = (3.3\% \pm 1.54\%) \times \frac{2.7\%}{Br(D_s^- \rightarrow \phi \pi^-)} \quad (6.3)$$

Unter Benutzung dieses Ergebnis und mit den Gleichungen (6.1) und (6.2) kann man nun folgendes Ergebnis extrahieren:

$$\boxed{\frac{Br(D_s^+ \rightarrow \phi + X)}{Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} < 5.3 \quad \text{mit 90\% c.l.}} \quad (6.4)$$

Mit dem wohl zur Zeit sichersten Wert von  $Br(D_s \rightarrow \phi\pi^+) = 2.7\% \pm 0.7\%$  aus [4] ergibt sich:

$$Br(D_s^+ \rightarrow \phi + X) < 14.4\% \quad \text{mit } 90\% \text{ c.l.} \quad (6.5)$$

Die Summe aller gemessenen exklusiven Zerfälle (s. Tab. 5.3) ergibt dagegen:

$$\sum D_s^+ \rightarrow \phi + X_{exkl.} = 12\% \pm 1.4\% \quad (6.6)$$

Aus dem Vergleich kann man schließen, daß nicht mehr allzu viel Raum bleibt für weitere noch ungemessene exklusive Kanäle. Dies ist übrigens die erste gemessene Abschätzung überhaupt für die inklusive Zerfallsrate des  $D_s^+$ -Mesons in das  $\phi$ -Meson.

Da das Resultat (6.5) doch sehr stark unter den großen experimentellen Meßfehlern in den Verzweigungsverhältnissen von  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^-$  und  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{*-}$  leidet (s. (6.3)), ist ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen für diese beiden Zerfälle interessant. Die „Heavy-Quark-effective-Theory“ [34] ist wohl die zur Zeit vielversprechendste Theorie auf diesem Gebiet. Viele ihrer Resultate konnten schon experimentell bestätigt werden. Mannel [35] gibt folgendes Ergebnis an:

$$Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^-) + Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{*-}) = 2.82\% \quad (6.7)$$

Daraus folgt

$$Br(D_s \rightarrow \phi + X) < 16.8\% \quad \text{mit } 90\% \text{ c.l.} \quad (6.8)$$

Das erzielte Resultat kann nun verglichen werden mit Vorhersagen aus phänomenologischen Modellen wie etwa dem Bauer-Wirbel-Stech-Modell. Deren Ergebnisse haben auch bei der Monte Carlo Simulation von  $D_s^-$ -Zerfällen Einzug gehalten, die bei ARGUS weitgehend benutzt wird. Sie geben an:

$$Br(D_s^+ \rightarrow \phi + X) = 33\% \quad (6.9)$$

Man sieht, daß dieses Ergebnis deutlich im Widerspruch zu dem gemessenen steht. Mit dem Ergebnis (6.9.) würde man im Rückstoßbereich ungefähr 5-6 Signaleinträge erwarten.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Mit der vorliegenden Arbeit wurde bei ARGUS zum zweiten Mal eine inklusive Messung  $B \rightarrow \phi X$  durchgeführt. Während die Messung von [30] aus dem Jahr 1987 noch stark unter der relativ kleinen verfügbaren Datenmenge von  $54.5 \text{ pb}^{-1}$  auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzenergie litt, konnten dieses Mal mit untersuchten  $234 \text{ pb}^{-1}$  erheblich genauere und aussagekräftigere Ergebnisse erzielt werden. Unter der Annahme, daß jede  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in zwei B-Mesonen zerfällt, entspricht dies einer Anzahl von ca. 400000 untersuchten B-Mesonen.

Die Stärke des  $\phi$ -Signals wurde durch das Anpassen geeigneter Signal- und Untergrundfunktionen an die Daten in verschiedenen Impulsbereichen ermittelt. Nach der Abschätzung und Subtraktion des Anteils von Kontinuumsprozessen auf der  $\Upsilon(4S)$ -Energie, der Korrektur auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors und der Extrapolation in den nicht meßbaren Impulsbereich ( $p_\phi < 0.5 \text{ GeV}$ ) summiert sich das erhaltene Spektrum zu folgendem Resultat:

$$Br(B \rightarrow \phi X) = 3.90\% \pm 0.30\% \pm 0.37\%$$

Dieses Resultat ist in guter Übereinstimmung zur alten ARGUS-Messung, während das von der Particle Data Group [4] übernommene CLEO-Meßresultat [2] aus dem Jahr 1986 mit  $Br(B \rightarrow \phi X) = 2.3\% \pm 0.8\%$  deutlich darunter liegt.

Das gemessene Impulsspektrum ist insgesamt sehr weich. Dieses könnte ein Indiz für einen beachtlichen Anteil von Mehrkörper-B-Zerfällen (mit mindestens 3 Zerfallsteilchen) mit direkter  $\phi$ -Produktion sein.

In einer zweiten Analyse wurden Winkelkorrelationen zwischen  $\phi$ -Mesonen und  $D^{*+}$ -Mesonen in den Zerfallsketten  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^{*-}$ ,  $D_s^{*-} \rightarrow D_s^- \gamma$ ,  $D_s^- \rightarrow \phi + X$  oder  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^-$ ,  $D_s^- \rightarrow \phi + X$  untersucht. Da die erzeugten B-Mesonen sehr kleine Impulse haben ( $p_B \approx 300 \text{ MeV}$ ) gibt es bei Zweikörper-B-Zerfällen ausgeprägte Rückstoßeffekte zwischen den Zerfallsteilchen. In der Analyse rekonstruierte man die  $D^{*+}$ -Mesonen vollständig im Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  und  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Danach untersuchte man das  $\phi$ -Signal in verschiedenen Winkelbereichen zum rekonstruierten  $D^{*+}$ -Meson. Im Rückstoßbereich wurde kein einziges Signal gefunden. Dieses führt zusammen mit dem gemessenen Ergebnis für die beiden Zweikörper-B-Zerfälle [1] zu folgender Abschätzung:

$$Br(D_s^+ \rightarrow \phi X) < 14.4\% \text{ mit } 90\% \text{ c.l.}$$

Dies ist die erste gemessene Abschätzung überhaupt für das inklusive Verzweigungs-  
verhältnis des  $D_s^+$ -Mesons in das  $\phi$ -Meson.

# Anhang A

## Systematik der inklusiven Analyse

In diesem Kapitel werden die einzelnen *systematischen* Probleme in der inklusiven Analyse  $B \rightarrow \phi + X$  diskutiert und der jeweilige Fehler auf das Gesamtergebnis (5.1) bestimmt. Eine Zusammenfassung aller Fehler ist in Tab. A.1 zu finden. Dabei fällt auf, daß der größte systematische Fehler aus der Unsicherheit in der Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen resultiert, ein Fehler der in dieser Analyse leider genauso wenig beeinflußt werden kann wie der Fehler auf das Verzweigungsverhältnis  $Br(\phi \rightarrow K^+ K^-)$ .

### Die Kontinuumssubtraktion

Der Fehler bei der Kontinuumssubtraktion resultiert aus der 1.8% Unsicherheit in der Luminositätsbestimmung der Datenmengen auf der  $\Upsilon(4S)$ -Energie und im Kontinuumsbereich. Der anzuwendende Skalierungsfaktor für die Kontinuumsdaten ist deshalb mit einem Fehler von  $\sqrt{2} \cdot 1.8\% = 2.5\%$  behaftet. Der resultierende Fehler für die Analyse wurde durch Ausprobieren eines um diesen Betrag größeren, bzw. kleineren Skalierungsfaktor ermittelt und ergab sich zu 3.5%.

### Die Anpassungsprozedur

Das Hauptproblem bei der Anpassungsprozedur an die  $m(K^+ K^-)$ -Verteilungen ist die Unkenntnis des genauen Verlaufs des Untergrundes in den Daten. Dabei ist nicht die Normierung das Problem, da diese mit dem Anpassungsprogramm relativ einfach bestimmt werden kann. Die Form des Untergrundes ist aber im allgemeinen nur ungenau bekannt und variiert stark in Abhängigkeit von den gewählten Schnitten auf die Daten. Dies wird bei einem Blick auf die Messungen in den verschiedenen Impulsbereichen des  $\phi$ -Mesons sofort klar (s. Abb. A.6 - A.9). Die gewählte Funktion zur Beschreibung des Untergrundes muß deshalb sehr variabel in der Form sein. Dafür bietet sich ein Polynom n.-ten Grades sehr gut an.

Die Daten wachsen von der Massenschwelle  $m_{Schwelle} = 2 \cdot m_{K^\pm}$  sprunghaft an (s. Abb. A.1). Um dieses zu reproduzieren, multipliziert man das Polynom mit einer Potenzfunktion  $(m - 2 \cdot m_{K^\pm})^a$ , mit einer Potenz  $a$  zwischen Null und Eins. Standardmäßig nimmt man dafür  $a = 0.5$ , also die Wurzelfunktion, da diese den Anstieg des verfügbaren

Phasenraumes korrekt beschreibt. Mit dieser Untergrundfunktion kann man den rein kombinatorischen Untergrund aus unkorrelierten  $K^+K^-$ -Paaren bereits hervorragend behandeln. Diese Untergrundquelle ist in den Impulsbereichen bis ungefähr  $P_\phi < 1.25$  GeV dominierend, in denen als Kaonen fehlidentifizierte Pionen noch nicht zu erwarten sind. Abb. A.1 zeigt uns als Beispiel die Anpassung an die  $\Upsilon(4S)$  Daten mit Impulsen  $0.75 < p_\phi < 1.25$ . Der Untergrund ist völlig glatt und flach und damit sehr einfach anzupassen.

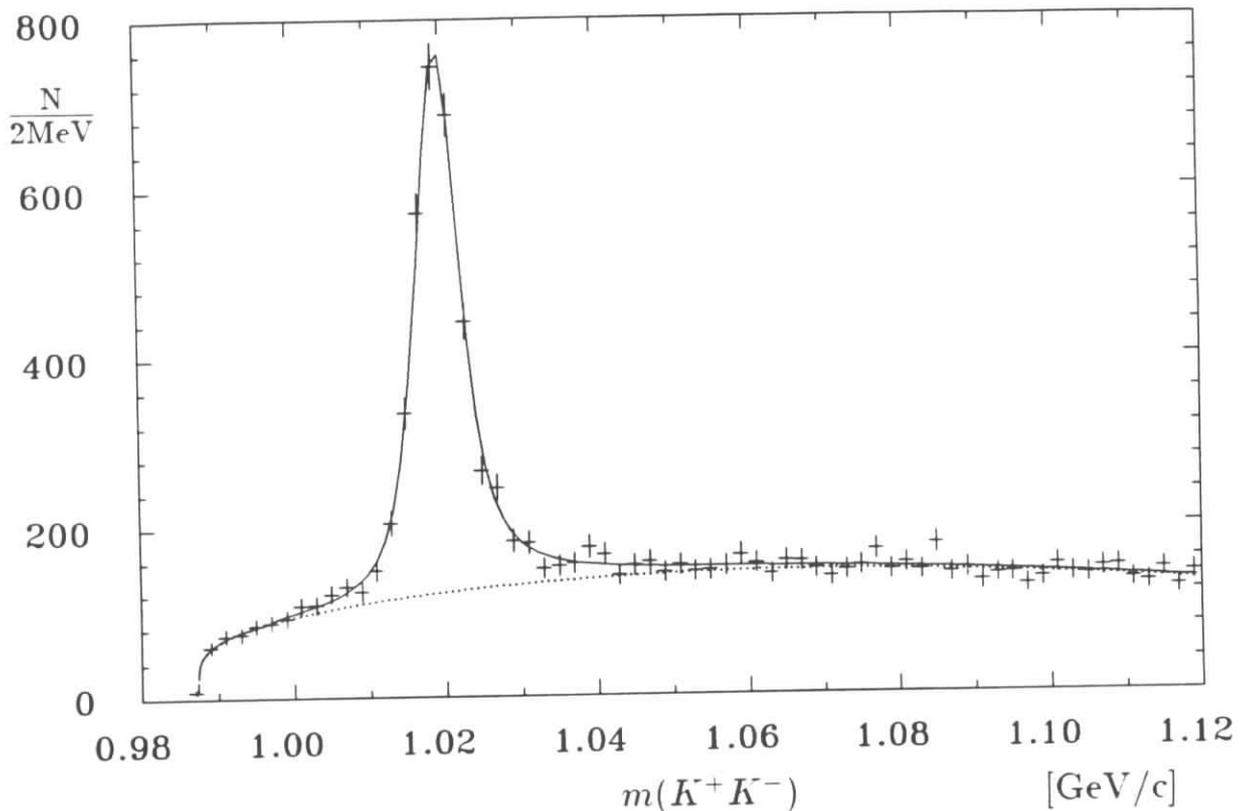


Abbildung A.1: exemplarisches Ergebnis der Anpassungsprozedur

Bei Impulsen  $p_\phi > 1.25$  GeV wächst der Anteil an fehlidentifizierten Pionen stark an und damit auch der Reflexionsbuckel aus dem Zerfall  $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ . In Abb. A.2 sehen wir drei verschiedene Möglichkeiten, diese Reflexion zu behandeln. Im obersten Bild wurde der Reflexionsbereich (1.06 - 1.12 GeV) einfach aus der Anpassungsprozedur herausgenommen. Im mittleren wurde durch Monte-Carlo-Simulation Form und Lage des Buckels gefunden und durch eine Gaussfunktion angenähert. Die Normierung der Gaussfunktion erfolgte dann in der Anpassung an die Daten. Im unteren Bild wurde dagegen nur das normale Polynom benutzt. Während die oberen beiden Anpassungen sich vom Resultat auf das Signal kaum unterscheiden, ist bei dem unteren das Signal etwas kleiner, da der Untergrund durch die Auswirkung des Buckels etwas höher gezogen wird. Im allgemeinen wurde bei der Analyse die Methode der Herausnahme des Reflexionsbereiches verwendet.

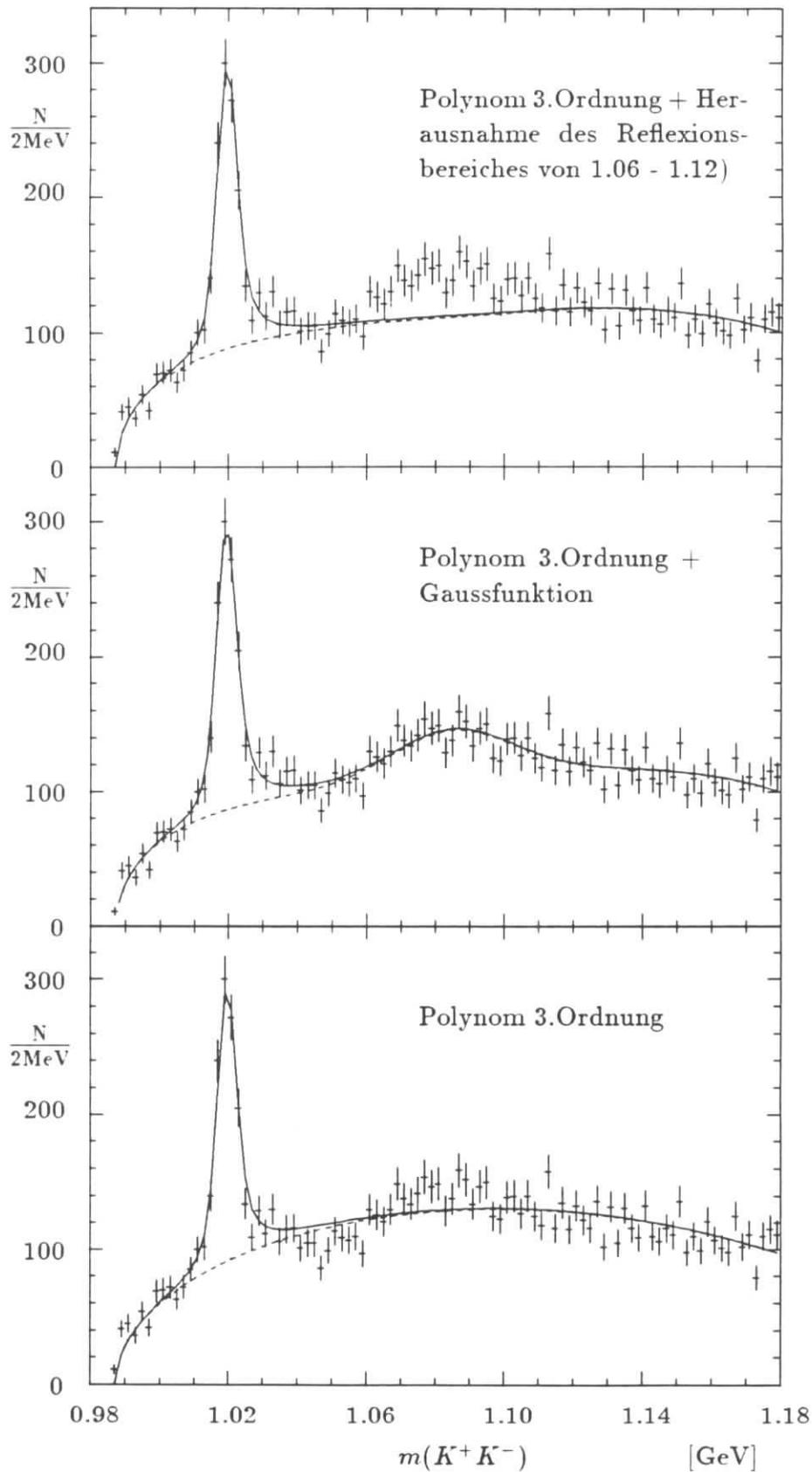


Abbildung A.2: Fit-Systematik: Auswirkungen verschiedener Untergrundparametrisierungen auf die Güte der Anpassung

Folgende Variationen der Untergrundfunktionen wurden getestet, miteinander kombiniert und die resultierenden Abweichungen in den systematischen Fehler mit einbezogen:

- Polynome 1., 2. und 3. Grades
- Variationen des Anpassungsbereichs, z.B. Anpassen nur bis 1.06, 1.07 oder 1.08 GeV
- unterschiedliche Behandlung der Reflexion wie in Abb. A.2 zu sehen und im Text diskutiert
- Variation der Potenz der Schwellenfunktion

Die Variation der Potenz der Schwellenfunktion hatte allerdings kaum Einfluß auf die Ergebnisse und wurde wieder fallengelassen. Insgesamt konnte der Fehler auf das Gesamtergebnis (5.1) zu kleiner als 3% abgeschätzt werden.

## Der Extrapolationsfehler

Der aus dem Monte Carlo (s. Diskussion am Ende von Kapitel 5.2) gewonnene Extrapolationsanteil für kleine Impulse  $p_\phi < 0.5$  GeV beträgt 17% des Gesamtspektrums. Zur Bestimmung des Fehlers wurden im erzeugten Monte Carlo um bis zu einen Faktor 2.5 größere Gewichte für die verschiedenen Herkunftsquellen der  $\phi$ -Mesonen ausprobiert. Der Extrapolations-Anteil schwankte dabei zwischen 16% und 18%, so daß für das Gesamtergebnis (5.1) der Fehler zu kleiner als 2.5% abgeschätzt werden konnte.

## Detektorbreite $\sigma_{det.}$

Die Massenverschmierung der Breit-Wignerresonanz durch den Einfluß des Detektors ist abhängig vom Impuls des  $\phi$ -Mesons. Aus Monte Carlo-Simulation ergab sich ein linearer Anstieg für die Breite der Gaußfunktion, welche die Verschmierung charakterisiert. Zur genauen Überprüfung wurde die Verschmierung durch Anpassung an die Daten bestimmt, wobei man die gesamte bei ARGUS verfügbare Datenmenge ( $434 \text{ pb}^{-1}$ ) ausnutzte. Das Ergebnis lautet:

$$\sigma_{Det.} = (1.5 + 0.2 \cdot p_\phi) [\text{MeV}]$$

Dabei muß  $p_\phi$  in GeV angegeben werden. Der systematische Fehler für das Meßresultat (5.1) bei Variation der Größe der Verschmierung im Rahmen der Anpassungsfehler derselben ist sehr klein und konnte zu 1% abgeschätzt werden.

## Akzeptanztests

In diesem Unterkapitel beschäftigen wir uns mit systematischen Fehlern, die aus den Nachweisschwächen des Detektors herrühren. Diese Fehler beruhen nicht allein auf dem Detektor, sondern auch auf der nicht perfekten Beschreibung zur Korrektur dieser Schwächen durch Monte Carlo-Simulation.

### Das Ergebnis bei kleinen Impulsen

Ein Problem bei der inklusiven Messung  $B \rightarrow \phi + X$  sind die langsamen  $\phi$ -Mesonen mit Impulsen  $p_\phi < 0.75$  GeV. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese  $\phi$ -Mesonen ist in einem kritischen Bereich, da sie zu langsameren Impulsen hin steil abfällt (s. Abb. 4.7). Zum Testen des Ergebnisses in diesem Bereich wurden verschiedene Schnitte auf den Mindestimpuls geladener Kaonen ausprobiert. Durch Einführung solcher Schnitte können Fehler vermieden werden, falls die Monte Carlo-Simulation den Akzeptanzverlauf für Kaonen direkt an der Nachweisschwelle nicht korrekt wiedergibt. Auch ohne irgendwelche Schnitte ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\phi$ -Mesonen mit Impulsen  $p_\phi < 0.5$  GeV so klein, daß eine vernünftige Messung in diesem Bereich unmöglich ist.

Konzentrieren wir uns also auf die Region  $0.5 \text{ GeV} < P_\phi < 0.75 \text{ GeV}$ :

Durch das Einführen von Schnitten auf den Mindestimpuls der Kaonen wird dort der „beobachtbare“ Bereich im Phasenraum von Impuls und Zerfallswinkel des  $\phi$ -Mesons allerdings stark eingeschränkt (siehe Abb. 4.8). In Abb. A.3 ist der Anteil des dort meßbaren Phasenraumes in Abhängigkeit von dem Mindestimpuls der Kaonen zu sehen. Daraus wird deutlich, daß man bei einem Mindestimpuls von z.B. 0.3 GeV einen großen, wenn nicht zu großen Anteil des Phasenraumes ausschließt. Dazu kommt, daß man dann immer am oberen Ende der Impulsregion mißt, also bei 0.7 GeV, während man über das untere Ende bei Impulsen  $p_\phi < 0.55$  GeV überhaupt keine Meßinformationen mehr hat (s. Abb. 4.8).

In Abb. A.4 ist die gemessene Anzahl von  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen im Bereich  $0.5 \text{ GeV} < P_\phi < 0.75 \text{ GeV}$  in Abhängigkeit des Mindestimpulses der Kaonen zu sehen. Der Wert bei 0.18 GeV wurde ohne Schnitte auf die Kaonenmindestimpulse bestimmt, da ein Schnitt von kleiner als 0.18 GeV ohnehin ohne jegliche Akzeptanz ist. Das Ergebnis ist eine bis zu Mindestimpulsen von 0.26 GeV etwa konstante Anzahl von  $\phi$ -Mesonen, die dann allerdings um bis zu 15% ansteigt. Ob dieses an der genaueren Akzeptanzbeschreibung für Kaonen bei höheren Impulsen liegt oder nicht doch viel eher ein Effekt des eingeschränkten Phasenraumes im gewählten Impulsbereich ist, bleibt offen. Die gestrichelte Gerade gibt den Meßwert an, der in das Endergebnis übernommen wurde. Dieser wurde durch das Anpassen des Verlaufes mittels einer Konstanten gefunden. Auf jeden Fall wurde aber auf das Ergebnis in diesem Impulsbereich ein zusätzlicher systematischer Fehler von 10% aufgeschlagen, um der beobachteten Meßvariation Rechnung zu tragen.

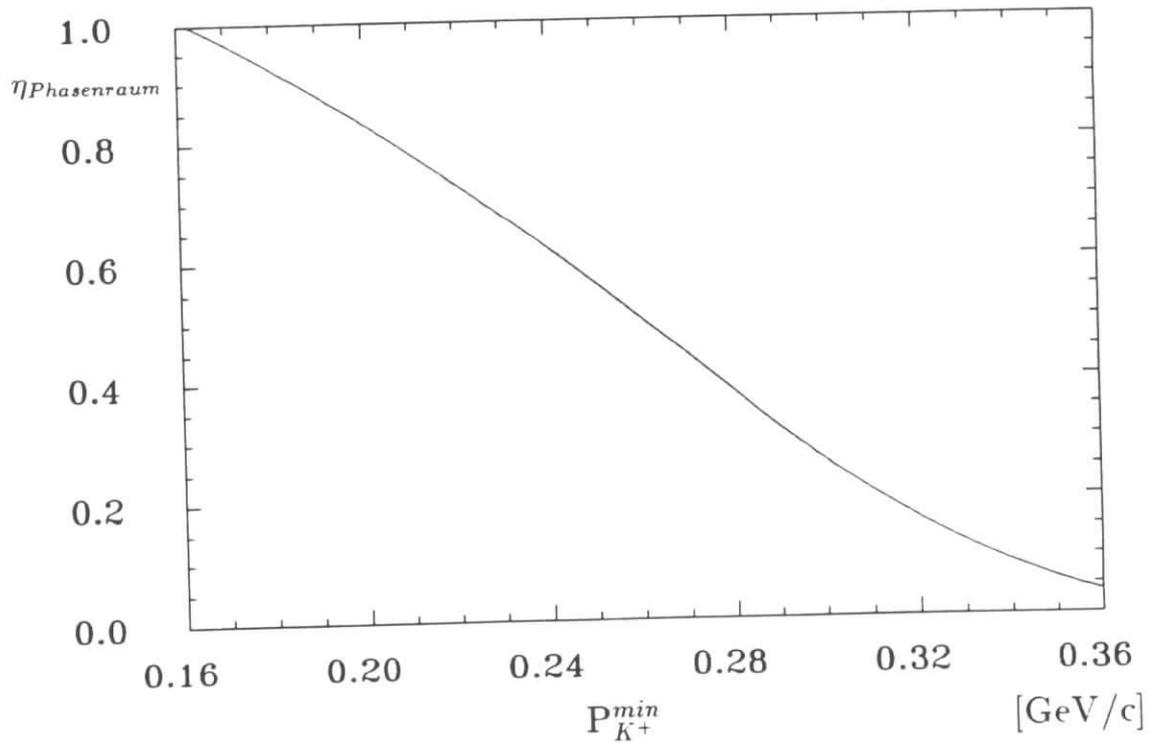


Abbildung A.3: Der Einfluß eines eingeführten Mindestimpuls für Kaonen auf den meßbaren Phasenraumanteil des  $\phi$ -Mesons im Impulsintervall  $0.5 \text{ GeV} < p_\phi < 0.75 \text{ GeV}$

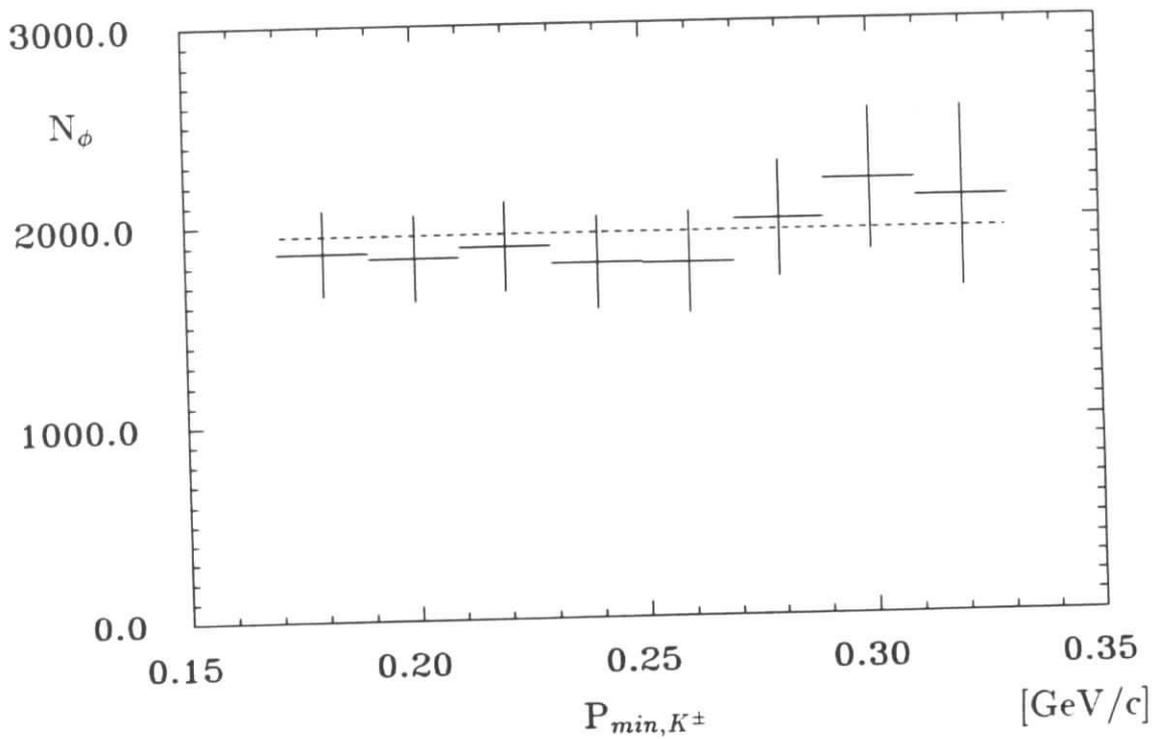


Abbildung A.4: Das  $\phi$ -Signal aus B-Zerfällen im Bereich  $0.5 \text{ GeV} < p_\phi < 0.75 \text{ GeV}$  in Abhängigkeit vom gewählten Schnitt auf den Kaonenmindestimpuls

## $\text{Cos}\theta_\phi$

Ein weiterer systematischer Test wurde gemacht, in dem versuchsweise nur  $\phi$ -Mesonen gemessen wurden, deren Impulsvektor in den Barrel-Bereich des Detektors zeigt. Dies entspricht der Bedingung  $|\text{cos}\theta_\phi| < 0.7$ . Damit können optimale Nachweisbedingungen für die im Zerfall  $\phi \rightarrow K^+K^-$  zu rekonstruierenden Kaonen geschaffen werden. Für kleinere Winkel zum Strahlrohr wird die Rekonstruktion nämlich immer schwieriger und damit unsicherer, weil die Kaonen im Durchschnitt erheblich weniger Driftkammerlagen durchqueren, bevor sie zerfallen oder aus dem Detektor austreten. Da die  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen praktisch isotrop verteilt sind, geht mit dem eingeführten Schnitt 30% der Teilchen verloren. Das erzielte Ergebnis für  $B \rightarrow \phi X$  liegt um 2.5% niedriger als ohne den Schnitt und ist damit noch im Rahmen der statistischen Schwankungen, die man bei Einführung dieses Schnittes erwarten kann.

## Variation der Kaonenlikelihood

Die Variation des Schnittes von 5% auf die Mindest-Likelihood der Kaonen dient folgenden Zwecken:

1. Durch Veränderung dieses Schnittes kann man das Verhältnis von Signal zu Untergrund in den Bereichen, wo es zu Mißidentifikationen von Pionen als Kaonen kommt, deutlich beeinflussen. Abb. A.5 zeigt uns dies in dem davon vor allem betroffenen Bereich  $p_\phi > 1.5$  GeV für die gesamten bei ARGUS verfügbaren Daten. Von  $L_k > 1\%$  ausgehend verbessert sich das Signal- zu Untergrundverhältnis bis zu einem Schnitt von  $L_k > 10\%$  um fast einen Faktor 2, ohne daß dabei viel an Signal verloren geht. Bei noch größeren Schnitten verbessert sich dieses Verhältnis weiter, man muß aber schon eine deutliche Reduzierung des Signals hinnehmen.
2. Die Genauigkeit der Monte-Carlo-Simulation zur Akzeptanzbestimmung der Kaonen sollte sich in der Unabhängigkeit der Meßergebnisse von dem gewählten Schnitt auf die Likelihood widerspiegeln. Die Variation ist deshalb ein guter Test für systematische Fehler im Monte-Carlo.

Das Ergebnis der Variation ist ein im Hauptmeßbereich  $p_\phi < 2$  GeV mit zunehmender Likelihood langsam aber stetig abnehmendes Resultat für  $B \rightarrow \phi X$ . Die Abnahme von einem  $L_k > 1\%$  Schnitt bis zu einem  $L_k > 20\%$  Schnitt beträgt etwa 3%. Noch höhere Schnitte wurden nicht untersucht, da dabei zu viel an Statistik verloren geht.

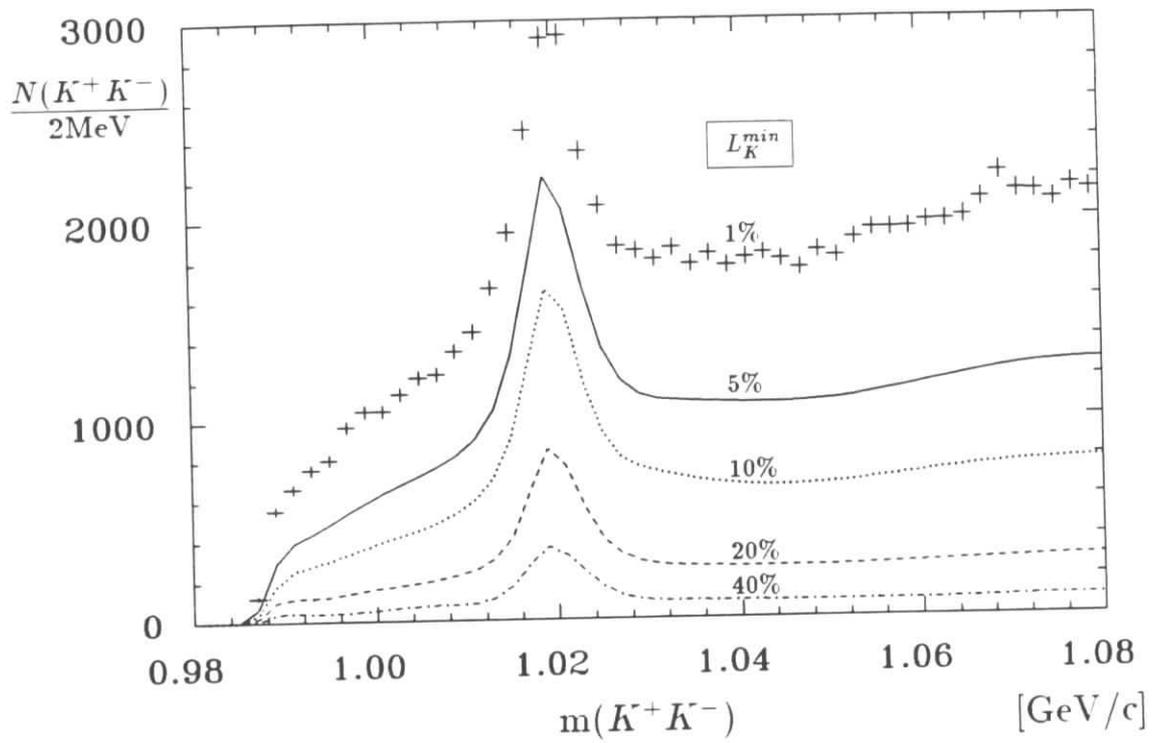


Abbildung A.5: Einfluß des Likelihoodschnitts auf das S/U-Verhältnis für Impulse  $p_\phi > 1.5 \text{ GeV}$ . Die zum Teil geglätteten Kurven geben das  $\phi$ -Signal in der gesamten bei ARGUS verfügbaren Datenmenge wieder.

Gemessene Anzahl der  $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen  
bei einer Datenmenge von ca. 400000 B-Mesonen:  
(incl. Extrapolation bis  $p_\phi = 0$ , aber ohne syst. Fehler)

$$N_\phi = 15600 \pm 1180$$

<b>stat. Fehler</b>	7.6%
---------------------	------

**systematische Fehler:**

Datenmenge $N_B$	5%
Kontinuumssubtraktion	3.5%
Anpassungs-Fehler	3%
Extrapolationsfehler	2.5%
$Br(\phi \rightarrow K^+ K^-)$	2.2%
Detektorbreite $\sigma_{det.}$	1%

Akzeptanztests:

$0.5 < P_\phi < 0.75$	4%
Kaonenlikelihood	3%
costheta	2.5%
$\Sigma$ system. Fehler	<u>9.5%</u>

Gesamtresultat:

$$Br(B \rightarrow \phi + X) = 3.90\% \pm 0.30\% \pm 0.37\% = 3.90\% \pm 0.47\%$$

Tabelle A.1: Meßergebnis  $Br(B \rightarrow \phi + X)$  mit stat. und syst. Fehlern

$\Upsilon(4S)$ -Daten

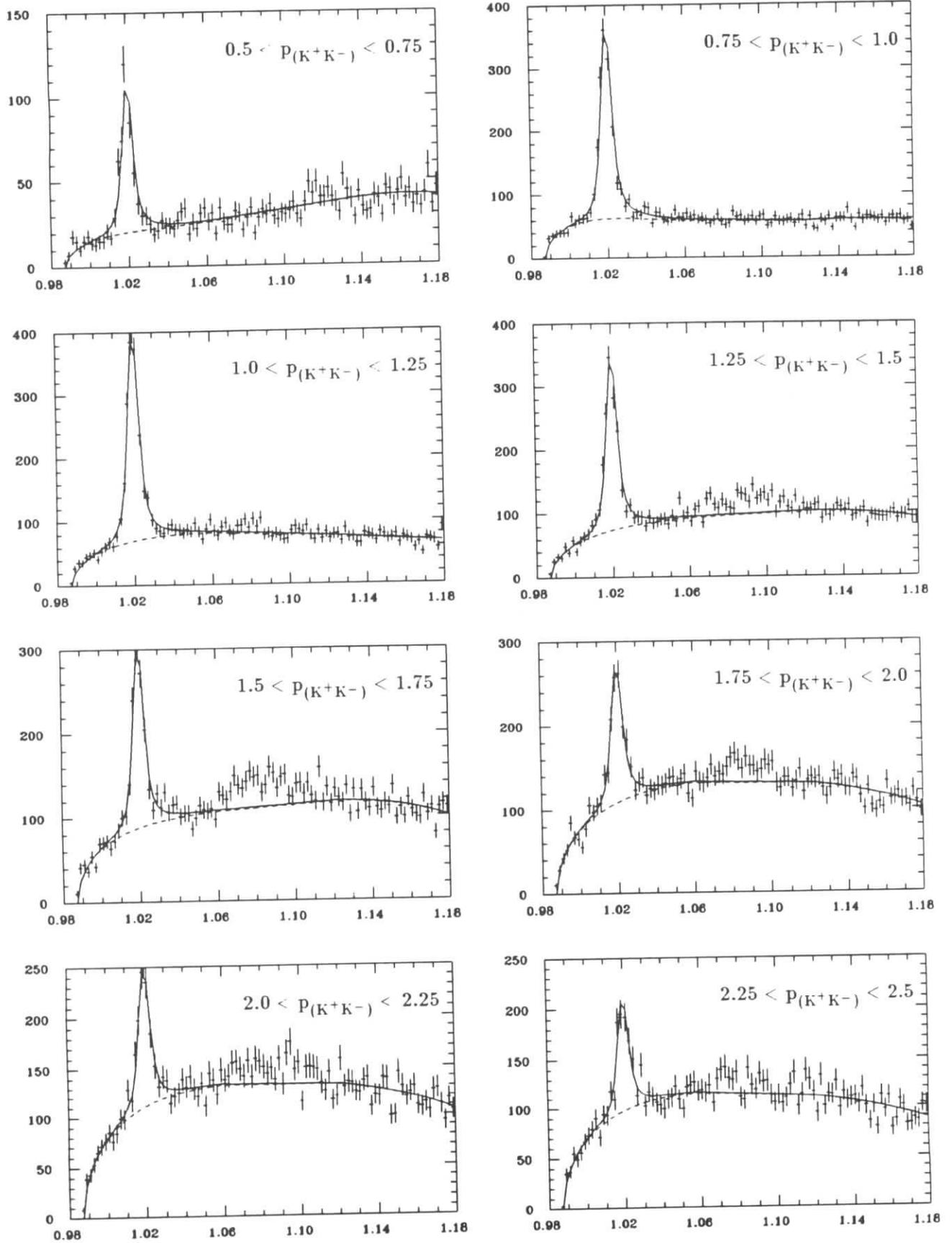


Abbildung A.6:  $m(K^+ K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen  
 Abszissen:  $m(K^+ K^-)$  in GeV;      Ordinaten: Anzahl  $\frac{N}{2\text{MeV}}$ ;       $P(K^+ K^-)$  in GeV

$\Upsilon(4S)$ -Daten

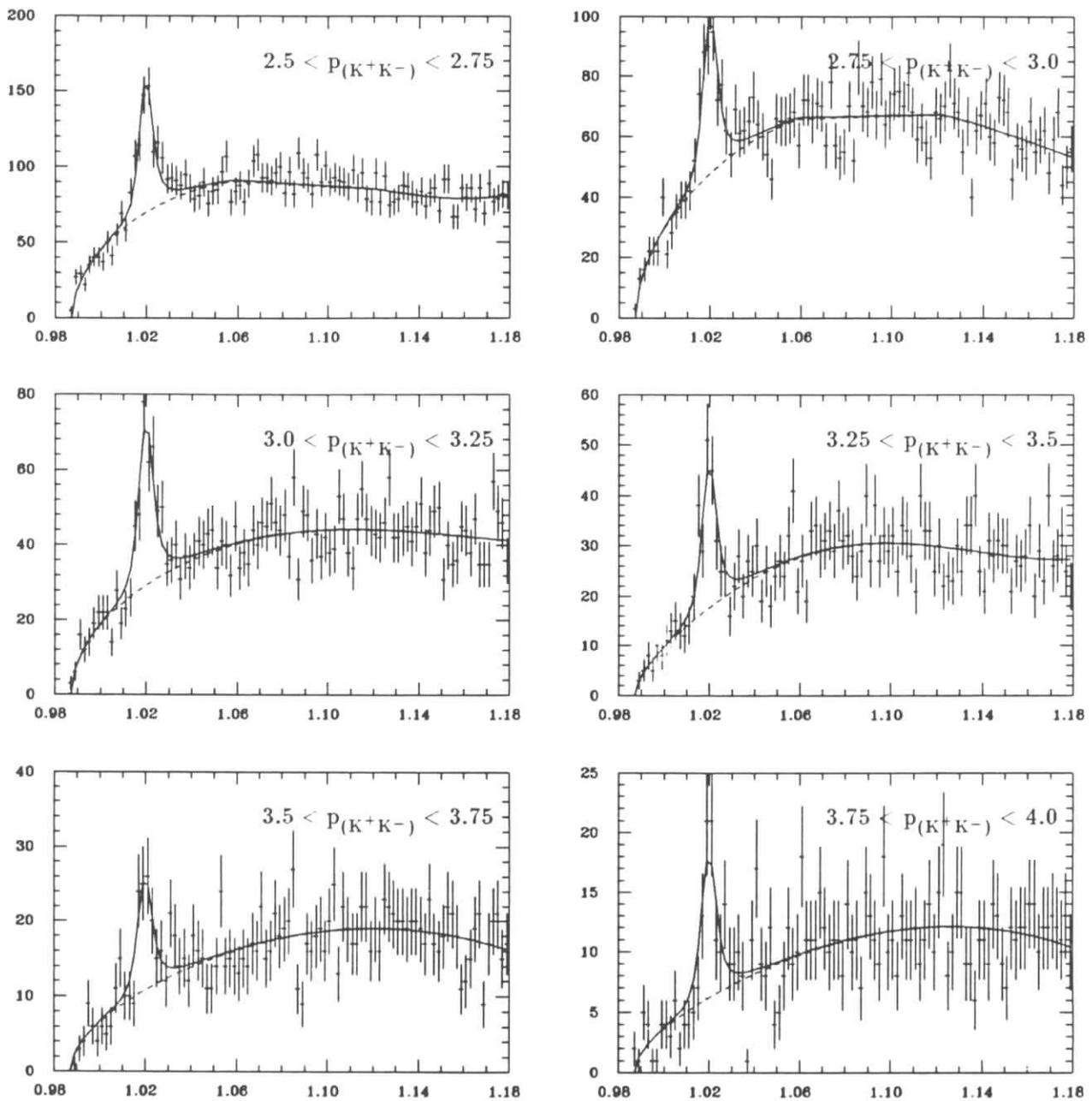


Abbildung A.7:  $m(K^+K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen

Abszissen:  $m(K^+K^-)$  in GeV; Ordinatens: Anzahl  $\frac{N}{2\text{MeV}}$ ;  $p_{(K^+K^-)}$  in GeV

# Kontinuumsdaten

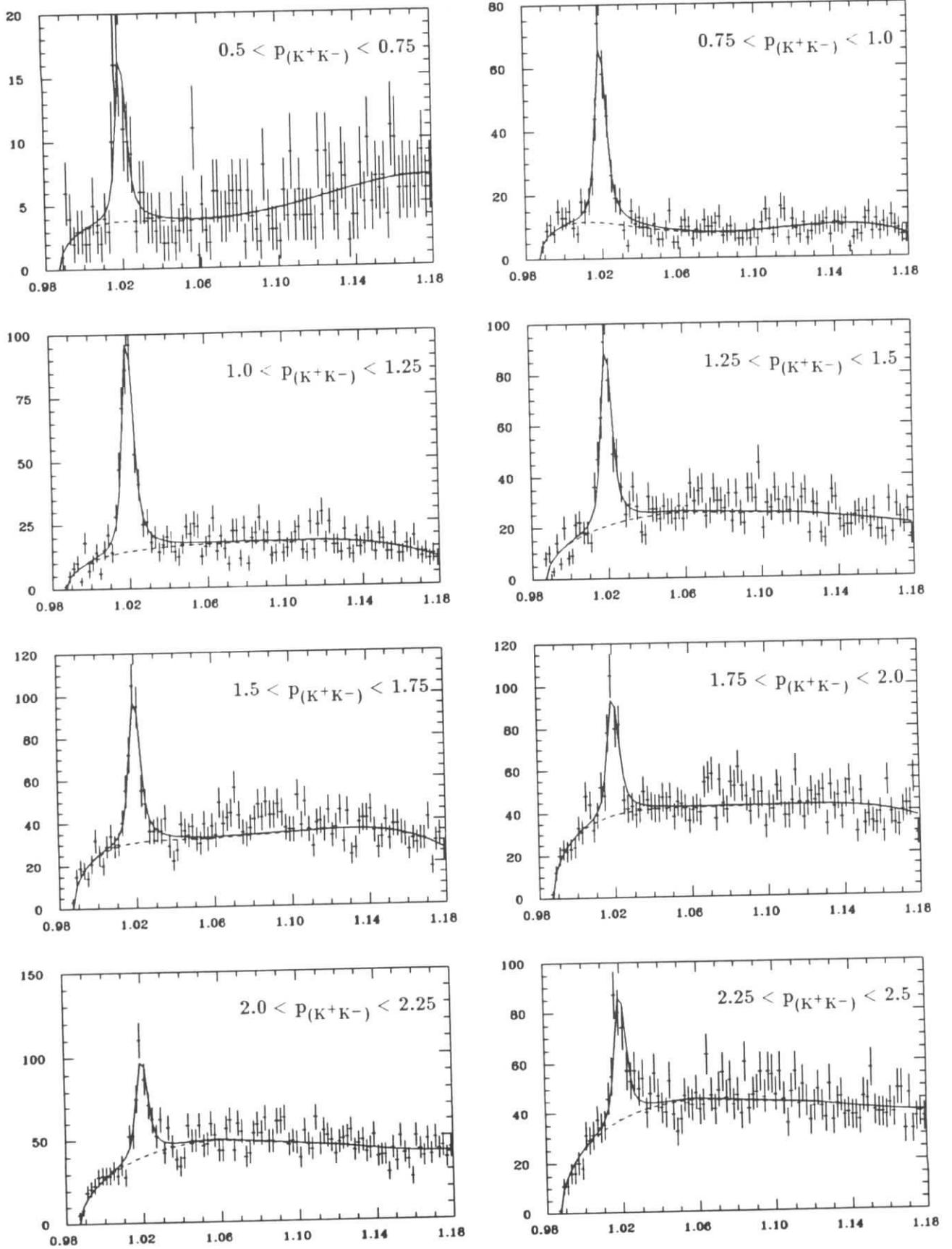


Abbildung A.8:  $m(K^+K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen  
 Abszissen:  $m(K^+K^-)$  in GeV;    Ordinaten: Anzahl  $\frac{N}{2\text{MeV}}$ ;     $P_{(K^+K^-)}$  in GeV

### Kontinuumsdaten

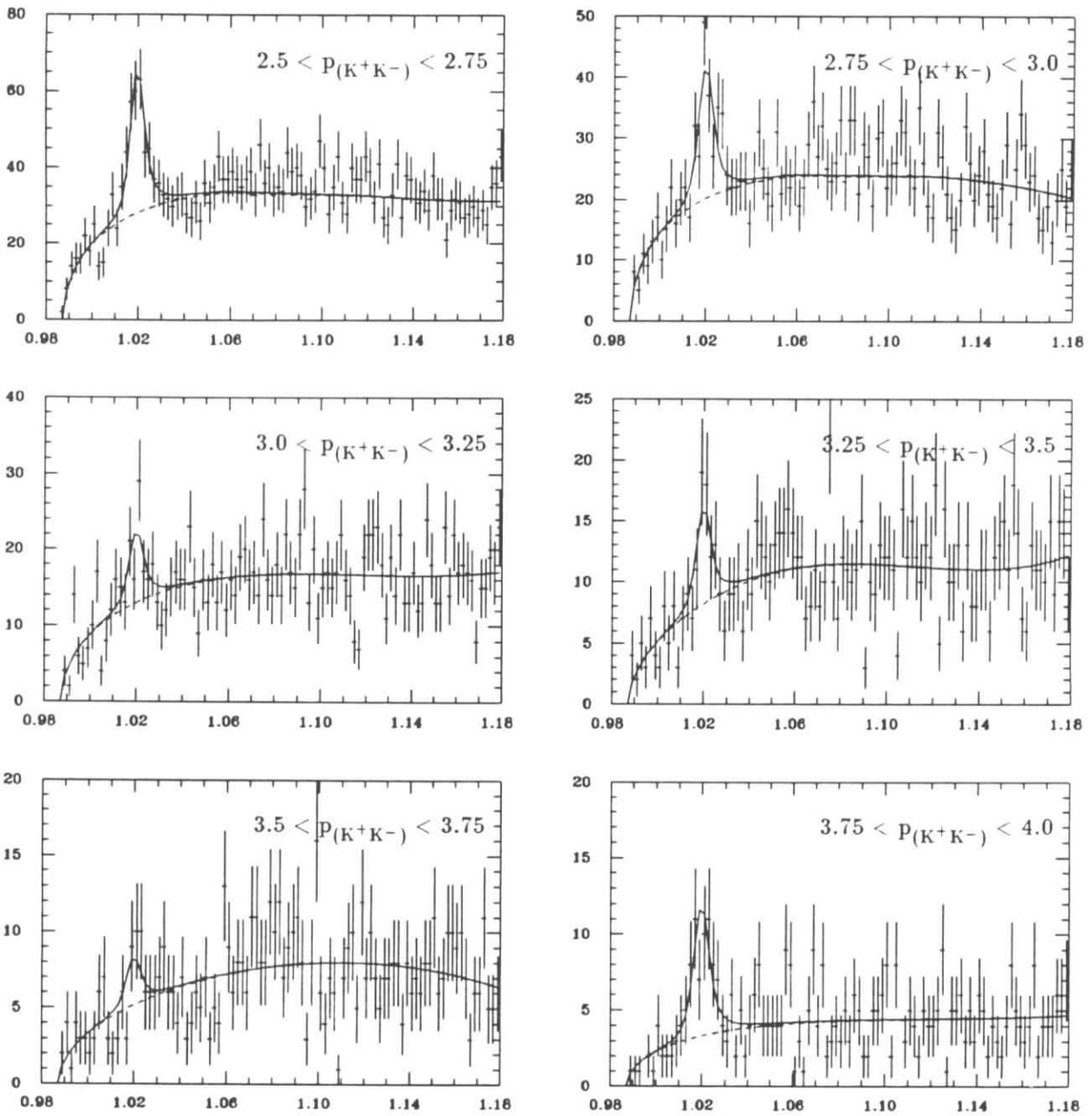


Abbildung A.9:  $m(K^+K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen

Abszissen:  $m(K^+K^-)$  in GeV;      Ordinaten: Anzahl  $\frac{N}{2\text{MeV}}$ ;       $p_{(K^+K^-)}$  in GeV

# Danksagung

In erster Linie möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken für die großzügige Unterstützung, die mir stets zuteil wurde.

Den Herren Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall und Dr. H. Schröder danke ich für die freundliche Aufnahme bei ARGUS und die interessante Themenstellung.

Für die aufwendige und gewissenhafte Betreuung der Arbeit danke ich Alex Nippe. Thorsten war immer ansprechbar und gab mir sehr viele wichtige fachliche Ratschläge. Kirsten war eine sehr angenehme Zimmerkameradin, mit der es mir nie langweilig wurde in unserem Büro. Oliver danke ich für seine unentbehrliche Unterstützung in allen Computerfragen. Bei Hartmut möchte ich mich schon jetzt dafür entschuldigen, daß ich am nächsten Wochenende wieder nicht mit in die Disco komme. Ich danke ihm für seine entscheidenden Beiträge zu einer entspannten und unterhaltsamen Atmosphäre in unserem Institut. Dafür möchte ich mich auch nicht zuletzt bei Rainer, Rüdiger Robert und allen anderen noch einmal herzlich bedanken.

Mein besonderer persönlicher Dank gilt Angela, erst durch sie wurden die letzten Monate zu einer richtig schönen Zeit.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	$\phi$ -Zerfall in $K^+K^-$ . . . . .	7
1.2	Die Erzeugung der $\Upsilon(4S)$ Resonanz bei der $e^+e^-$ -Annihilation . . . . .	8
1.3	Der Wirkungsquerschnitt der $e^+e^-$ -Annihilation in Hadronen . . . . .	8
1.4	Spectator-Diagramm für B-Zerfall . . . . .	9
1.5	$\phi$ -Produktion aus $D_s^+$ -Zerfällen . . . . .	10
1.6	$\phi$ -Produktion aus $D^+$ -Zerfällen . . . . .	11
1.7	$\phi$ -Produktion aus $D^0$ -Zerfällen . . . . .	11
1.8	„Pinguin“-Zerfall . . . . .	12
2.1	Der Doris II Speicherring . . . . .	14
2.2	Der Detektor ARGUS . . . . .	16
3.1	Die spezifische Ionisation $dE/dx$ . . . . .	22
3.2	$m_0^2$ für geladene Teilchen aus TOF-Messung . . . . .	22
4.1	Das gesamte $\phi$ -Signal bei ARGUS . . . . .	28
4.2	Das $\phi$ -Signal in den $\Upsilon(4S)$ - und in den Kontinuumsdaten . . . . .	29
4.3	Die Impulsverteilungen des $\phi$ -Mesons in den $\Upsilon(4S)$ -, bzw. Kontinuumsdaten . . . . .	33
4.4	Das unkorrigierte Impulsspektrum der $\phi$ -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen . . . . .	33
4.5	Die Akzeptanz geladener Kaonen . . . . .	34
4.6	Die Definition des Zerfallswinkels $\alpha$ . . . . .	35
4.7	Die $\phi$ -Akzeptanz in Abhängigkeit vom Zerfallswinkel und Impuls . . . . .	37
4.8	Akzeptanzverluste bei Einführung von Mindestimpulsen für Kaonen . . . . .	37
4.9	Die $\phi$ -Akzeptanz in Abhängigkeit des Impulses . . . . .	38
5.1	Das gemessene Impulsspektrum der $\phi$ -Mesonen aus B-Zerfällen . . . . .	39
5.2	Vergleich des $\phi$ -Impulsspektrums von ARGUS und CLEO . . . . .	43
5.3	Die Impulsspektren von D-Mesonen in B-Zerfällen . . . . .	46
5.4	Der bereits verstandene Teil des Impulsspektrums . . . . .	47
6.1	Der Rückstoßeffekt zwischen $\phi$ - und $D^{*+}$ -Mesonen . . . . .	50
6.2	Der $D^{*+}$ -Impuls in speziellen B-Zerfällen . . . . .	51
6.3	exemplarisches $D^{*+}$ -Signal . . . . .	53

6.4	Das $\phi$ -Signal in verschiedenen Winkelbereichen zum $D^{*+}$ . . . . .	55
A.1	exemplarisches Ergebnis der Anpassungsprozedur . . . . .	61
A.2	Die Fit-Systematik . . . . .	62
A.3	Der nachweisbare Phasenraumanteil im Bereich $0.5 \text{ GeV} < p_\phi < 0.75 \text{ GeV}$	65
A.4	Variation des $\phi$ -Signals bei Schnitten auf $p_{K^\pm}^{min}$ . . . . .	65
A.5	Einflußdes Likelihoodschnitts auf das S/U-Verhältnis . . . . .	67
A.6	$m(K^+K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen für die $\Upsilon(4S)$ -Daten	69
A.7	$m(K^+K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen für die $\Upsilon(4S)$ -Daten	70
A.8	$m(K^+K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen für die Kont.-Daten	71
A.9	$m(K^+K^-)$ -Spektren in verschiedenen Impulsbereichen für die Kont.-Daten	72

# Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften des $\phi$ -Mesons . . . . .	6
1.2	Eigenschaften der B-Mesonen . . . . .	7
5.1	Das $\phi$ -Impulsspektrum in B-Zerfällen . . . . .	40
5.2	Gemessene Schranken für exklusive Pinguinzerfälle (aus [4] ) . . . . .	41
5.3	Vergleich mit Ergebnissen anderer Messungen . . . . .	42
5.4	Gemessene inklusive Zerfallsraten von B-Mesonen in D-Mesonen (aus [1],[7])	45
5.5	Gemessene exklusive Zerfälle von D-Mesonen in $\phi + \dots$ . . . . .	45
A.1	Meßergebnis $Br(B \rightarrow \phi + X)$ mit stat. und syst. Fehlern . . . . .	68

# Literaturverzeichnis

- [1] M. Paulini, Z.Phys. **C54**: 1-12, 1992
- [2] D. Bortoletto et al., Phys.Rev.Lett. **64** (1990) 2117
- [3] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte*, Vieweg 1986
- [4] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys.Lett. **B239** (1990).
- [5] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys.Rev. **D45** (1992).
- [6] B. Gittelmann und S.Stone (CLEO), in: A.Ali und P.Söding (Hg.), *high Energy Electron Positron Physics*, World Scientific, Singapore (1988).
- [7] N. Cabibbo, Phys.Rev.Lett. **10** (1963) 531 als auch M.Kobayashi und T.Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.
- [8] G. Harder, DESY-F15-89/01, Mai 1989, 130 Seiten (Doktorarbeit)
- [9] Binder, Boeckmann, Glaeser, Z.Phys. **C33** (1987) 359
- [10] M.B. Gavela et al., Phys.Lett. **154** (1985) 425
- [11] H. Schröder, DESY 88-101 (1988), 92
- [12] D. Kamp (ARGUS). *Untersuchungen zur Baryonproduktion in Zerfällen von B-Mesonen*, Doktorarbeit (1988) Universität Dortmund
- [13] F. Wartenberg (ARGUS). *Eine Untersuchung über den Zerfall von B-Mesonen in das  $\Lambda_c^+$ -Baryon*, Diplomarbeit (1990) Uni Hamburg
- [14] A. Ali et al., Zeit.f.Phys. **C1** (1979) 269
- [15] M.Bauer, B.Stech und M.Wirbel, Z.Phys. **C34** (1987) 103
- [16] M.A .Shifman, in *proc. Int.Symp. on Production and Decay of Heavy Hadrons, Heidelberg*, Hg. K.R. Schubert, R. Waldi (1986), und darin zitierte Referenzen
- [17] A.J. Buras, in *CP Violation*, Ed. C.Jarlskog (World Scientific) (1989) 575, und darin zitierte Referenzen
- [18] A. Ali und E. Piirtainen, Nucl.Phys. **B154** (1979) 519
- [19] T. Mannel, W. Roberts und Z. Rysak Phys.Lett. **259B** (1991) 485

- [20] M. Lusignoli et al. Univ. di Roma Preprint n.810(1991);  
C. Alexandrou et al., CERN-Th.6113/91, WUP 91-23, PSI-PR-91-14 (1991);  
C. Sachrajda, this volume
- [21] A. Ali, *B-Decays - Introduction*, DESY 91-137
- [22] H. Albrecht et al.(ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **A 275** (1989) 1
- [23] ARGUS Kollaboration, *KAL-Manual*. IBM-HELP „KAL“
- [24] T.Ruf, (ARGUS), Doktorarbeit Universität Karlsruhe, IEKP-KA/89-5 (1989)
- [25] H. Gennow, *SIMARG- A Program to Simulate the ARGUS Detector*, DESY F15-85-02 (1985)
- [26] A. Hölscher (ARGUS). *Exklusive hadronische Zerfälle von B-Mesonen*, Doktorarbeit, veröffentlicht in: Z.Phys. **C48** (1990) 543
- [27] J.D. Jackson, Il Nuovo Cimento **34** (1964) 1644
- [28] F. Selleri, Phys.Lett. **3** (1962) 76
- [29] F. James, M.Roos, Computer Physics Communications **10** (1975) 343
- [30] U. Matthiesen (ARGUS), Doktorarbeit (1987), unveröffentlicht
- [31] D. Bortoletto et al., Phys.Rev.Letters **56** (1986) 800
- [32] ARGUS Software Note Nr. 41, unveröffentlicht
- [33] G.C. Fox und S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1581
- [34] M. Voloshin, M. Shifman, Sov.J.Nucl.Phys. **45** (1987) 292 and  
Sov.J.Nucl.Phys. **47** (1988) 511;  
E. Eichten, B. Hill. Phys.Lett. **B234** (1990) 511;  
H. Politzer, M. Wise, Phys.Lett. **B206** (1988) 681 and Phys.Lett. **B208** (1988)  
504;  
N. Isgur, M. Wise, Phys.Lett. **B232** (1989) 113 and Phys.Lett. **B237** (1990) 527;  
B. Grinstein. Nucl.Phys. **B339** (1990) 253;  
H. Georgi, Phys.Lett. **B240** (1990) 447;  
J.D Bjorken, SLAC preprint, SLAC-PUP-5278 (1990);  
A. Falk, H.Georgi, B. Grinstein, M.Wise, Nucl.Phys. **B343** (1990) 1;  
A. Falk, B. Grinstein, Phys. Lett. **B247**(1990) 406.
- [35] T. Mannel, W. Roberts und Z. Rysak Phys.Lett. **259B** (1991) 359

*The ARGUS Collaboration*

H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher, R. P. Hofmann, T. Kirchhoff, A. Nau,  
S. Nowak<sup>1</sup>, H. Schröder, H. D. Schulz, M. Walter<sup>1</sup>, R. Wurth  
*DESY, Hamburg, Germany*

R. D. Appuhn, C. Hast, H. Kolanoski, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel, M. Schieber,  
T. Siegmund, B. Spaan, H. Thurn, D. Töpfer, A. Walther, D. Wegener  
*Institut für Physik<sup>2</sup>, Universität Dortmund, Germany*

M. Bittner, P. Eckstein  
*Institut für Kern- und Teilchenphysik<sup>3</sup>, Technische Universität Dresden, Germany*

M. G. Paulini, K. Reim, H. Wegener  
*Physikalisches Institut<sup>4</sup>, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany*

R. Mundt, T. Oest, R. Reiner, W. Schmidt-Parzefall  
*II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany*

W. Funk, J. Stiewe, S. Werner  
*Institut für Hochenergiephysik<sup>5</sup>, Universität Heidelberg, Germany*

K. Ehret, W. Hofmann, A. Hüpper, S. Khan, K. T. Knöpfle, J. Spengler  
*Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany*

D. I. Britton<sup>6</sup>, C. E. K. Charlesworth<sup>7</sup>, K. W. Edwards<sup>8</sup>, J. W. Goethe<sup>9</sup>, E. R. F. Hyatt<sup>6</sup>,  
H. Kapitza<sup>8</sup>, P. Krieger<sup>10</sup>, D. B. MacFarlane<sup>6</sup>, P. M. Patel<sup>6</sup>, J. D. Prentice<sup>7</sup>, P. R. B. Saull<sup>6</sup>,  
K. Tzamariudaki<sup>6</sup>, R. G. Van de Water<sup>7</sup>, T.-S. Yoon<sup>7</sup>  
*Institute of Particle Physics<sup>11</sup>, Canada*

D. Reßing, M. Schmidtler, M. Schneider, K. R. Schubert, K. Strahl, R. Waldi, S. Weseler  
*Institut für Experimentelle Kernphysik<sup>12</sup>, Universität Karlsruhe, Germany*

G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, T. Podobnik, T. Živko  
*Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko<sup>13</sup>, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia*

V. Balagura, I. Belyaev, S. Chechelnitzsky, M. Danilov, A. Droutskoy, Yu. Gershtein,  
A. Golutvin, I. Gorelov, G. Kostina, V. Lubimov, P. Pakhlov, F. Ratnikov, S. Semenov,  
V. Shibaev, V. Soloshenko, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev  
*Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*

---

<sup>1</sup> DESY, IfH Zeuthen

<sup>2</sup> Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

<sup>3</sup> Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055DD11P.

<sup>4</sup> Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

<sup>5</sup> Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

<sup>6</sup> McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

<sup>7</sup> University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

<sup>8</sup> Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

<sup>9</sup> On leave of absence from Faust University, Ontario, Canada. Now at Reinecke Fuchs Institute, Weimar, Germany.

<sup>10</sup> Supported in part by the Walter C. Sumner Foundation.

<sup>11</sup> Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

<sup>12</sup> Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

<sup>13</sup> Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KfA, Jülich.

