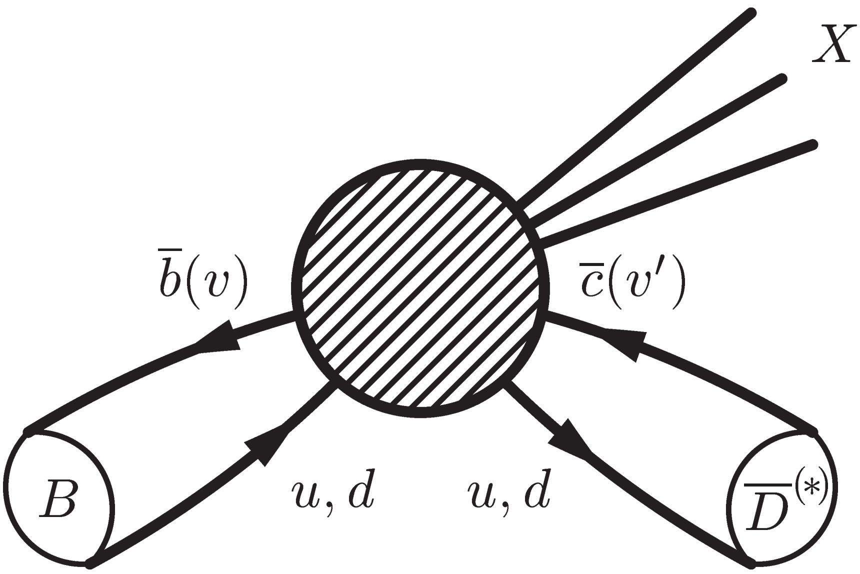
Ingo Schwarze, TTP Uni Karlsruhe

QCD-basierte Beschreibung ein-Teilchen inklusiver B-Zerfälle und CP-Asymmetrien

In Zusammenarbeit mit Thomas Mannel and Xavier Calmet
vgl. hep-ph/9907378, TTP99–31, Phys. Rev. D (in Druck)
und hep-ph/0001022, TTP99–53, unter Begutachtung



64. Physiktagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
Fachverband Teilchenphysik, Vortrag T605.3
Technische Universität Dresden, 24. März 2000

- Ich stelle eine spezielle Art vor,
  ***B*-Zerfälle** zu betrachten,
  nämlich die halb-inklusive.

- Halb-inklusiv
  — oder **ein-Teilchen-inklusiv** —
  bedeutet,
  dass wir im Endzustand
  ein bestimmtes Hadron verlangen,
  während uns der Rest
  des hadronischen Endzustands egal ist.

1. Einführung und Motivation

Stand der Beschreibung von B-Zerfällen

- ⋆ $1/m_b$-Entwicklung für exklusive Zerfälle $B \to D\,\ell\nu$:
  Effektive Theorie schwerer Quarks (HQET)
- ⋆ $1/m_b$-Entwicklung für inklusive Zerfälle $B \to X\ell\nu$:
  HQET und Entwicklung nach kurzen Abständen (SDE)
- ⋆ keine gute Methode für halb-inklusive Zerfälle $B \to DX$

Ein-Teilchen-inklusive Zerfälle sind interessant

- ⋆ große Verzweigungsverhältnisse: $\mathrm{Br}(\mathrm{B} \to \overset{(-)}{D}\mathrm{X}) \approx 85\%$
- ⋆ reichhaltige B-Gemisch-Daten von CLEO and ARGUS
  zu interessanten Messgrößen (Spin & Ladung, Spektren)
- ⋆ Einzelkanäle sind bei LEP I zugänglich, z.B. bei DELPHI
- ⋆ CP-Verletzung bei CDF II oder den B-Fabriken?

- Hierfür gibt es **noch keine gute Theorie**, obwohl die Voraussetzungen
  - Effektive Theorie schwerer Quarks
  - Entwicklung nach kurzen Abständen

  bewährt sind.

- **Warum** sollten wir B-Zerfälle überhaupt ein-Teilchen-inklusiv betrachten?
  1. werden wir mit großen Verzweigungsverhältnissen belohnt; ein D-Meson ist fast immer dabei.
  2. gibt es reichhaltige Daten von CLEO, ARGUS und LEP I.
  3. ist auf die halbinklusive Beobachtung von CP-Asymmetrien bei CDF II oder den B-Fabriken zu hoffen.

- Im ersten **Teil** diskutiere ich
  Raten und Spektren von D-Mesonen,
  im zweiten Teil
  CP-Asymmetrien durch Mischung.

- Angesichts von Auditorium und Zeit deute ich die theoretischen Konzepte
  jeweils nur an
  und konzentriere mich
  auf die experimentellen Konsequenzen.

2. Eine QCD-basierte Beschreibung

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \left[(\bar{b}c)\,(\bar{\ell}\nu) + V_{ud}^{*}(\bar{b}c)\,(\overline{u}d) + V_{cs}^{*}(\bar{b}c)\,(\overline{c}s) \right]$$

$\otimes$ Strahlungskorrekturen $\otimes$ Cabibbo-unterdrückte Operatoren
$\otimes$ Pinguin-Operatoren $\otimes$ Oktett-Operatoren **vernachlässigt**

Faktorisierung im Grenzfall vieler Quark-Farben

$$\langle B | H_{\rm eff} | \overline{D}^{(*)} X \rangle \to \langle B | \bar{b}c | \overline{D}^{(*)} X \rangle \langle 0 | \overline{u}d | X' \rangle, \qquad \Gamma \propto K_{\mu\nu} P^{\mu\nu}$$

Entwicklung nach kurzen Abständen (SDE)

$$P_{\mu\nu}(Q) \propto \sum_{X'} \langle 0 \left| \overline{u}d \right| X' \rangle \langle X' \left| \bar{d}u \right| 0 \rangle \propto (Q_\mu Q_\nu - g_{\mu\nu} Q^2)$$

Spin-Symmetrie schwerer Quarks

$$H(v) = \frac{1}{2}\sqrt{m}(1 + \not{v}) \begin{cases} \not{\epsilon} & \text{(Vektormeson)} \\ \gamma_5 & \text{(Pseudoskalares Meson)} \end{cases}$$

$$K_{\mu\nu} \propto \overline{H}_B \gamma_\mu (1 - \gamma_5) H_{\overline{D}^{(*)}} \otimes \overline{H}_{\overline{D}^{(*)}} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) H_B$$

- Wir gehen für den den $b \to c$-Zerfall vom schwachen effektiven **Hamilton-Operator** aus und rechnen in jeder Hinsicht in führender Ordnung.

- Im ersten Schritt wird das Matrixelement des Strom-Strom-Operators **faktorisiert**. Dies gilt im Grenzfall vieler Quark-Farben, denn dann entkoppeln die Vorgänge an beiden Enden des W-Propagators.

- Das Quadrat des Matrix-Elementes, also die Rate, lässt sich dadurch als Kontraktion zweier **hadronischer Tensoren** schreiben, die den beiden Strömen entsprechen.

- Einer der beiden Ströme ist vollständig inklusiv. Hier erhält man durch eine **Entwicklung nach kurzen Abständen** in führender Ordnung das bekannte partonische Ergebnis.

- Im anderen Strom scheitert die Entwicklung am D-Meson im Endzustand. Hier kann lediglich unter Ausnutzung der **Spin-Symmetrie** schwerer Mesonen die Form des hadronischen Tensors eingeschränkt werden.

3. Modellierung der Formfaktoren

Der Beitrag $b \to c$ (right charm)

Gleicher Strom wie im semileptonischen Fall:

$$K_{\mu\nu} \propto \mathrm{Tr}[\overline{H}_B \gamma_\mu (1-\gamma_5) H_{\overline{D}^{(*)}}] \mathrm{Tr}[\overline{H}_{\overline{D}^{(*)}} \gamma_\nu (1-\gamma_5) H_B] \, \eta(v_B v_{\overline{D}})$$

Sättigungsannahme $\Rightarrow$ Verwendung der Isgur-Wise-Funktion:

$$\Gamma(B \to DX\ell\nu) \approx \Gamma(B \to D^*\ell\nu) + \Gamma(B \to D\ell\nu) \Rightarrow \eta = |\xi|^2$$

Nur “External Spectator”: $B^+ \to \overline{D}^{(*)0} X$, $B^0 \to D^{(*)-} X$

Der Beitrag $b \to \bar{c}$ (wrong charm)

Wahl der partonischen Spin-Struktur

$$K'_{\mu\nu} \propto \mathrm{Tr}[\overline{H}_{D^{(*)}} \gamma_\mu (1-\gamma_5)(\not{Q} - \not{p}_D) \gamma_\nu (1-\gamma_5) H_{D^{(*)}}] \, \eta'$$

dabei s-Quark masselos, η' konstant, Isospin-Symmetrie

jeweils Umverteilung durch $D^* \to D$ Zerfall

- Die **verbleibende Parametrisierung** hat für den “richtigen” und “falschen” Charm-Flavour getrennt zu erfolgen.

- Der $b \to c$-Strom am **unteren Vertex** ist der gleiche wie im semileptonischen Fall; daher ist es natürlich, die gleiche Spin-Struktur und die gleiche nichtperturbative Funktion zu verwenden.

- Im rückstoßfreien Grenzfall und für schwere Quarks kommen nur vektorielle D-Mesonen vor. Insofern wird die gesuchte Funktion mit der **Isgur-Wise-Funktion** identifiziert.

- Für den $\overline{c}s$-Strom am **oberen Vertex** ist der einfachste Ansatz die Verwendung der partonischen Spin-Struktur.

- Die nichtperturbative Funktion wird als Konstante angenommen und aus CLEO-Daten bestimmt.

- In beiden Fällen ist schließlich noch die Umverteilung durch den **Zerfall der vektoriellen D-Mesonen** zu beachten.

$\longrightarrow$ Ergebnisse ...

4. Theoretische und experimentelle Raten

B-Gemisch-Verzweigungsverhältnisse auf dem Υ

Kanal	Theorie	Experiment
$B \to \overset{(-)}{D} X$	68.8%	$(87.2 \pm 3.5)\%$
$B \to \overset{(-)}{D}{}^* X$	51.8%	$(48.7 \pm 3.1)\%$
$B \to \overset{(-)}{D}{}^0 X$	52.0%	$(63.1 \pm 2.9)\%$
$B \to D^\pm X$	16.8%	$(24.1 \pm 1.9)\%$
$B \to \overset{(-)}{D}{}^{*0} X$	25.9%	$(26.0 \pm 2.7)\%$
$B \to D^{*\pm} X$	25.9%	$(22.7 \pm 1.6)\%$

Vorhersagen für Einzel-Kanäle

Vektorielle D-Mesonen		Pseudoskalare D-Mesonen	
$B^0 \to \overline{D}{}^{*0} X$	0%	$B^0 \to \overline{D}{}^0 X$	31.8%
$B^0 \to D^{*-} X$	46.8%	$B^0 \to D^- X$	29.1%
$B^+ \to \overline{D}{}^{*0} X$	46.8%	$B^+ \to \overline{D}{}^0 X$	60.9%
$B^+ \to D^{*-} X$	0%	$B^+ \to D^- X$	0%
$B^0 \to D^{*0} X$	2.5%	$B^0 \to D^0 X$	5.7%
$B^0 \to D^{*+} X$	2.5%	$B^0 \to D^+ X$	2.2%
$B^+ \to D^{*0} X$	2.5%	$B^+ \to D^0 X$	5.7%
$B^+ \to D^{*+} X$	2.5%	$B^+ \to D^+ X$	2.2%

- In Anbetracht
  der diversen theoretischen Unsicherheiten
  im Bereich von mehreren zehn Prozent
  werden die im B-Gemisch auf dem Υ
  gemessenen Raten akzeptabel beschrieben.

- Dass die **Gesamtrate** etwas zu niedrig liegt,
  ist nicht weiter beunruhigend, sondern wohl
  auf die Sättigungsannahme zurückzuführen.

- Es können Raten
  für noch nicht gemessene
  Einzelkanäle vorhergesagt werden.
  Eine Messung bei LEP I mit DELPHI-Daten
  steht unmittelbar bevor.

$\longrightarrow$ Spin & Ladung ...

5. Häufigkeit der Spins und Ladungen

Spin

$r_S = \dfrac{\mathrm{Br}(B \to \overset{(-)}{D}{}^* X)}{\mathrm{Br}(B \to \overset{(-)}{D}_{\mathrm{dir}} X)}$	Alle Kanäle	Semi-leptonisch
Naives Spin-Verhältnis	3	3
Unsere Rechnung	3.26	3.36
Direkte Messung	1.26±0.22	1.62±0.91

Ladung

$r_Q = \dfrac{\mathrm{Br}(B \to \overset{(-)}{D}{}^0 X)}{\mathrm{Br}(B \to D^{\pm} X)}$	Alle Kanäle	Semi-leptonisch
Naives Spin-Verhältnis	3	3
Unsere Rechnung	3.17	3.20
Messung	2.62±0.24	2.59±0.93

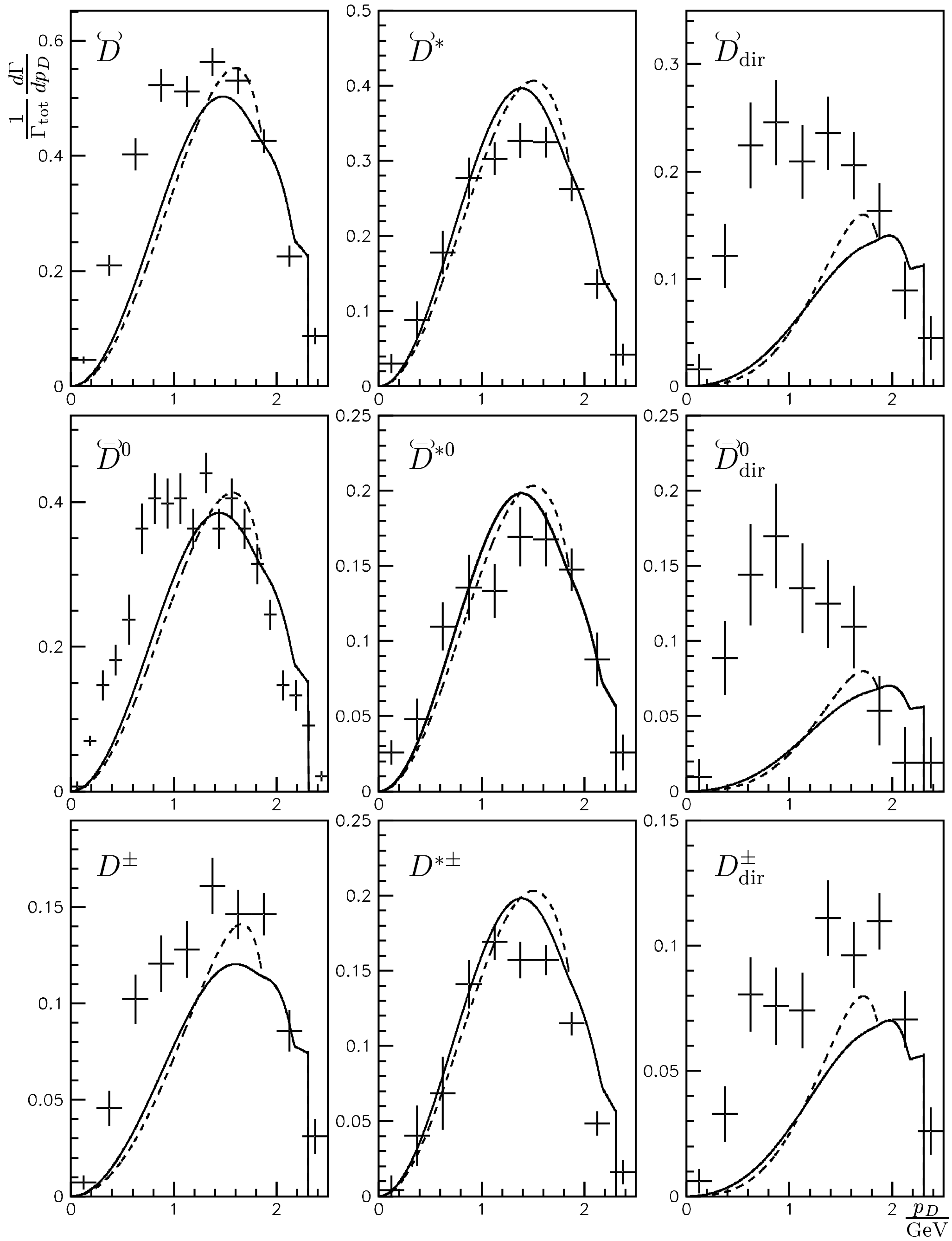
Mit dem gemessenen Spin-Verhältnis $r_S \approx 3/2$
lautet die Vorhersage $r_Q = 7/3$ statt $r_Q = 3$.

- Theoretisch sind
  drei mal mehr vektorielle als direkte pseudoskalare
  Charm-Mesonen zu erwarten,
  experimentell werden aber
  von beiden **Spins** fast gleich viele gefunden.

- Dieses bekannte Problem
  kann leider auch unsere Rechnung nicht lösen.

- Die Vorhersage von
  drei mal **mehr neutralen als geladenen**
  Charm-Mesonen stimmt dagegen besser,
  vor allem,
  wenn nicht das vorhergesagte,
  sondern das gemessene
  Spin-Verhältnis verwendet wird.

6. Impulsspektren der D-Mesonen



- Das **Spektrum** der vektoriellen Charm-Mesonen wird für alle Ladungen gut beschrieben.

- Damit ergibt sich auch für das Gesamtspektrum etwa die richtige Form.

- Das Spektrum der pseudoskalaren Charm-Mesonen wird dagegen vollkommen falsch vorhergesagt.

- Das ist schwer zu verstehen,
  denn beide Spektren hängen
  über die **Spin-Symmetrie** schwerer Mesonen
  eng zusammen.

- Insbesondere sind langsame pseudoskalare Mesonen nur auf Grund von **$1/m$-Effekten** zu erwarten.
  Es ist schwer vorstellbar, dass diese so groß sein sollen.

7. Ein-Teilchen inklusive CP-Asymmetrien

$$\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0_{(t)} \to DX) - \Gamma(\overline{B}^0_{(t)} \to \overline{D}X)}{\Gamma(B^0_{(t)} \to DX) + \Gamma(\overline{B}^0_{(t)} \to \overline{D}X)}$$

Matrixelemente, zeitabhängige Mischfunktionen

$$T_D \propto \langle B \,|H_{\text{eff}}|\, DX\rangle \langle DX \,|H_{\text{eff}}|\, \overline{B}\rangle\,, \quad \Gamma_D = \Gamma(B \to DX)$$

$$g_\pm(t) = e^{-iMt} e^{-\frac{1}{2}\Gamma t} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} \frac{\Delta M t}{2}$$

Vernachlässigt werden

- ⊗ die Breitendifferenz $\Delta\Gamma \ll \Delta M$
- ⊗ die sehr kleine direkte CP-Verletzung
- ⊗ eine eventuelle CPT-Verletzung

$$\Rightarrow \mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\sin(\Delta M t)\, \mathrm{Im}\left\{e^{-2i\beta}\, T_D\right\}}{\cos^2\left(\frac{\Delta M t}{2}\right)\Gamma_D + \sin^2\left(\frac{\Delta M t}{2}\right)\Gamma_{\overline{D}}}$$

- Wir betrachten die **Asymmetrie**
  zwischen dem Zerfall $B^0 \to DX$
  und seinem konjugierten Prozess,
  erzeugt durch die Interferenz
  von ungemischter und gemischter Amplitude.

- Die Größe der Asymmetrie wird bestimmt
  durch das $\boldsymbol{\Delta B = 2}$**-Matrixelement**,
  ihr zeitlicher Verlauf
  durch die bekannten Mischfunktionen.

- Mit geeigneten Näherungen
  erhält man einen einfachen Ausdruck,
  der sich durch das Auftreten der CKM-Phase $sin(2\beta)$
  sofort als CP-Asymmetrie ausweist.

$\longrightarrow$ Mischungs-Matrixelement ...

8. Die $\Delta B = 2$ Mischungs-Matrixelemente

$$T_q \propto \left\langle B^0 \middle| (\overline{q}b)(\overline{d}c) \middle| DX \right\rangle \left\langle DX \middle| (\overline{d}q)(\overline{c}b) \middle| \overline{B}^0 \right\rangle \propto K_{\mu\nu} P_q^{\mu\nu}$$

Fierz-Transformation, Faktorisierung

$$(\overline{q}b)(\overline{d}c) \to (\overline{d}b)(\overline{q}c)$$

$$K_{\mu\nu} \quad \propto \quad \sum_X \left\langle B^0 \middle| \overline{d}b \middle| X \right\rangle \left\langle X \middle| \overline{d}b \middle| \overline{B}^0 \right\rangle \overset{\text{SDE}}{\propto} f_B^2$$

$$P_q^{\mu\nu} \quad \propto \quad \sum_{X'} \left\langle 0 \middle| \overline{q}c \middle| D^{(*)} X' \right\rangle \left\langle D^{(*)} X' \middle| \overline{c}q \middle| 0 \right\rangle$$

Spin-Symmetrie, partonische Modellierung

$$P_q^{\mu\nu} \propto \mathrm{Tr}\left\{ \not{p}_D \, \gamma^\mu (1-\gamma_5) \, (\not{Q} - \not{p}_D) \, \gamma^\nu (1-\gamma_5) \right\} \eta'$$

Wesentliche Eigenschaften von der Asymmetrie

$$\mathcal{A}_{CP} \propto \mathrm{Im}\left\{ e^{-2i\beta} T_D \right\} = \sin(2\beta) \, |T_c| + \sin(2\beta+\gamma) \, |T_u| \propto \mathcal{O}\left(\frac{f_B^2}{m_B^2}\right)$$

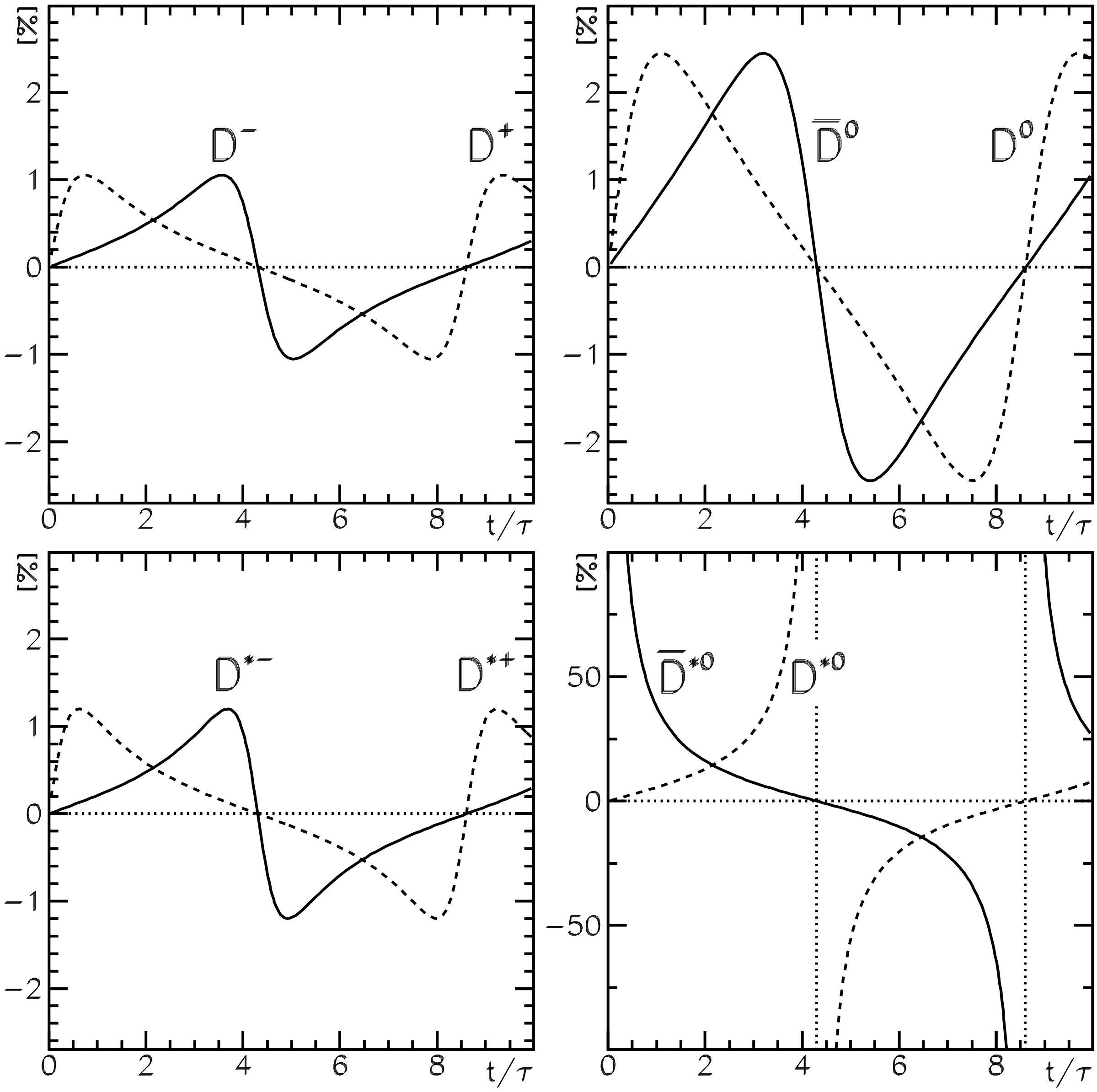
- Um die Mischungs-Matrixelemente zu faktorisieren,
ist zuerst eine **Fierz-Transformation**,
d.h. eine Umordnung der Quarks in den
Strom-Strom-Operatoren,
notwendig.

- Der nach kurzen Abständen entwickelbare Strom
liefert diesmal Terme
proportional zur ***B*-Zerfallskonstante**.

- Beim anderen Strom gibt es zwei Beiträge:
Der größere kann mit der Spin-Struktur und Konstante
aus dem Wrong-Charm-Fall parametrisiert werden.

- Die Asymmetrie hängt letztlich vorwiegend,
durch den kleineren Beitrag aber nicht rein,
von $sin(2\beta)$ ab
und ist in der Regel
um zwei Potenzen der B-Masse unterdrückt.

9. Zeitabhängige CP-Asymmetrien



- Durch diese $(f_B/m_B)^2$-Unterdrückung
  sind selbst die zeitabhängigen Asymmetrien
  in der Regel klein, im **Prozentbereich**.

- Eine interessante **Ausnahme**
  bildet aber der Kanal $B^0 \to \overline{D}^{*0}$.

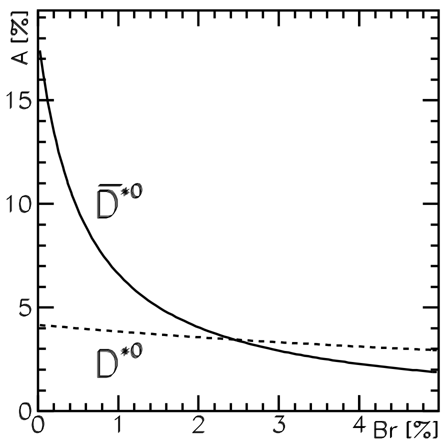
- Er ist in führender Ordnung verboten.
  Dadurch ist die Asymmetrie vermutlich groß.

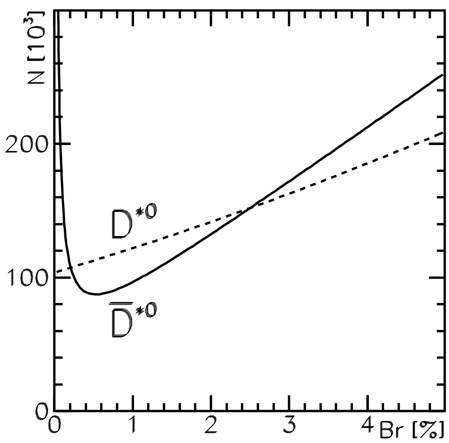
- Sie kann dafür allerdings auch nur
  mit **logarithmischer Genauigkeit** abgeschätzt werden,
  da nicht-führende Beiträge zur Zerfallsbreite
  noch nicht berechnet werden können.

10. Zeitintegrierte CP-Asymmetrien

Zerfallskanal	Br (%)	$\mathcal{A}$ (%)	$\mathcal{A}$-Bereich (%)	Erforderliche B^0-Zerfälle
$B^0 \to D^- X$	29.1	0.16	0.15–0.24	6.000.000
$B^0 \to \overline{D}^0 X$	31.8	0.58	0.59–0.51	400.000
$B^0 \to D^+ X$	2.2	0.58	0.54–0.86	6.000.000
$B^0 \to D^0 X$	5.7	1.53	1.56–1.35	350.000
$B^0 \to D^{*-} X$	46.8	0.16	0.15–0.23	4.000.000
$B^0 \to \overline{D}^{*0} X$	(0)	(20)	(21)–(13)	> 80.000
$B^0 \to D^{*+} X$	2.5	0.61	0.56–0.89	5.000.000
$B^0 \to D^{*0} X$	2.5	4.17	4.40–2.75	100.000

$\mathcal{A}_{CP}$





N_{B^0}

- Die zeitintegrierten Asymmetrien
liegen in der Größenordnung
von einem **Promille** bis zu einigen Prozent.

- Generell sind sie
für neutrale D-Mesonen größer als für geladene
und im Wrong-Charm-Fall größer als im
Right-Charm-Fall.

- Durch die kleineren Verzweigungsverhältnisse
ist der Wrong-Charm-Fall allerdings,
was die Zahl der zu messenden Ereignisse betrifft,
nicht unbedingt günstiger.

- Im **Sonderfall** der neutralen
Right-Charm-Vektormesonen
hängt die Asymmetrie zwar sehr empfindlich
von dem weder gemessenen noch berechenbaren
Verzweigungsverhältnis ab,
die Zahl der zu messenden Ereignisse
ist aber stets relativ klein.

- Ärgerlicherweise ist gerade dieser Kanal
besonders **schwer zu messen**,
weil dafür niederenergetische Photonen
nachgewiesen werden müssen.

11. Zusammenfassung

- ⋆ Die vorgestellte QCD-basierte Beschreibung der Zerfälle $B \to \overset{(-)}{D}X$ erlaubt im Prizip die Berechnung von Korrekturen in $\Lambda_{QCD}/(m_b - m_c)$, $1/N_C$ und $\alpha_s(m_c)$.
- ⋆ Sie begründet einfache Spin-Symmetrie-Beziehungen zwischen den $\overset{(-)}{D}$- und $\overset{(-)}{D}{}^*$-Raten und -Spektren.
- ⋆ Für die auftretenden nichtperturbativen Funktionen haben wir erste einfachste Ansätze vorgeschlagen.
- ⋆ Raten, Spektren und CP-Asymmetrien wurden für zahlreiche Einzelkanäle berechnet.
- ⋆ Die Häufigkeit der Ladungszustände wird zufriedenstellend beschrieben.
- ⊗ Das experimentelle Verhältnis von $\overset{(-)}{D}{}^*$- zu direkten $\overset{(-)}{D}$-Mesonen ist erheblich kleiner als erwartet.
- ⊗ Die Spektren der $\overset{(-)}{D}$-Mesonen stimmen im Gegensatz zu den $\overset{(-)}{D}{}^*$-Mesonen nicht mit den Daten überein.
- ⊗ Ein Zusammenhang zwischen beiden Problemen ist wahrscheinlich, aber noch ungeklärt.

12. Ausblick

Weitere theoretische Möglichkeiten

- ⋆ Verfeinerung der nichtperturbativen Funktionen durch die Betrachtung (nicht-)resonanter $D(n\pi)$ Zerfälle
- ⋆ Konstruktion eines vollständigen Satzes nicht-perturbativer Funktionen mit dem Ziel eines globalen Fits an die Daten

Experimentelle Aussichten

- ⋆ Die Messung erster Einzelraten und -Spektren aus LEP-I-Daten steht bei DELPHI unmittelbar bevor.
- ⋆ Die vorhergesagten CP-Asymmetrien können wahrscheinlich bei CDF II oder an den B-Fabriken gefunden werden.