

# ***B*-Physik und CP-Verletzung:**

## **Theoretische Grundlagen**

Robert Fleischer

DESY Hamburg, Theorie-Gruppe

32. Herbstschule für Hochenergiephysik,

Maria Laach, 05.–15. September 2000

(III)

## Teil III

- Phänomenologie der  $B \rightarrow \pi K$  Zerfälle:
  - Liefern interessante Strategien für  $\gamma$ .
  - Die folgenden Kombinationen spielen eine zentrale Rolle:
    - \*  $B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  und  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K$
    - \*  $B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$  und  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K$
    - \*  $B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  und  $B_d \rightarrow \pi^0 K$ .
- Das  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $B_s \rightarrow K^+ K^-$  System:
  - Erlaubt die gleichzeitige Bestimmung von  $\beta$  und  $\gamma$ .
  - Hat gewisse theoretische Vorteile im Vergleich mit den  $B \rightarrow \pi K$  Strategien.
- Bemerkungen über weitere seltene  $B$ -Zerfälle
  - $B \rightarrow K^* \gamma$ ,  $B_{s,d} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ , ...
- Zusammenfassung und Ausblick

Die Phänomenologie

der

$B \rightarrow \pi K$  Zerfälle

## Vorbemerkungen

- Um direkte Informationen über den Winkel  $\gamma$  zu erhalten sind  $B \rightarrow \pi K$  Zerfälle sehr vielversprechend.
- Experimentelle Daten werden allmählich verfügbar:

- CLEO '97-'00: CP-gemittelte  $\langle BR \rangle$ s,
- CLEO '99: erste Aussagen über CP-Asymmetrien:

Zerfall	$\langle BR \rangle / 10^{-6}$	$\mathcal{A}_{CP} / 10^{-2}$
$B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$	$17.2^{+2.5}_{-2.4} \pm 1.2$	$0.04 \pm 0.16$
$B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$	$11.6^{+3.0+1.4}_{-2.7-1.3}$	$0.29 \pm 0.23$
$B^\pm \rightarrow \pi^\pm K$	$18.2^{+4.6}_{-4.0} \pm 1.6$	$-0.18 \pm 0.24$
$B_d \rightarrow \pi^0 K$	$14.6^{+5.9+2.4}_{-5.1-3.3}$	×

[CLEO Kollaboration, hep-ex/0001009 und hep-ex/0001010]

- BaBar '00 & BELLE '00: erste Ergebnisse zu  $\langle BR \rangle$ s:

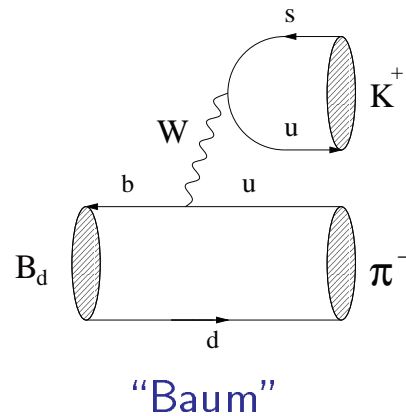
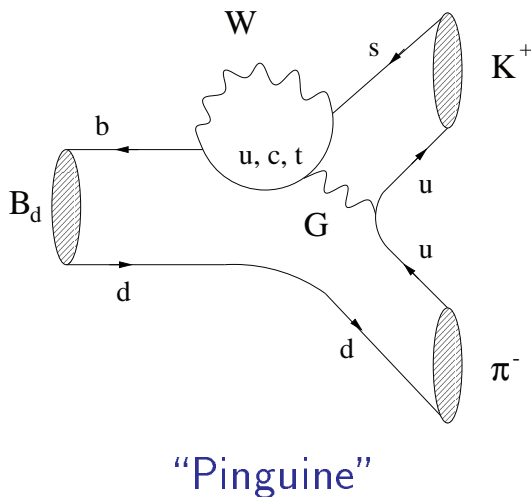
Zerfall	BaBar	BELLE
$B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$	$12.5^{+3.0+1.3}_{-2.6-1.7}$	$17.4^{+5.1}_{-4.6} \pm 3.4$
$B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$	×	$18.8^{+5.5}_{-4.9} \pm 2.3$
$B^\pm \rightarrow \pi^\pm K$	×	×
$B_d \rightarrow \pi^0 K$	×	$21^{+9.3+2.5}_{-7.8-2.3}$

[BaBar & BELLE Kollaborationen, ICHEP 2000, Osaka]

- $B \rightarrow \pi K$  Zerfälle werden von QCD-Pinguinen beherrscht:

– Beispiel:

$$B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+$$



–  $|V_{us}V_{ub}^*/(V_{ts}V_{tb}^*)| \approx 0.02 \Rightarrow$  Pinguine dominieren!

- Rolle der elektroschwachen Pinguine (großes  $m_t$ !):

–  $B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+, B^+ \rightarrow \pi^+ K^0$ :

ESP sind **farbunterdrückt** und sollten eine untergeordnete Rolle spielen: "Faktorisierung"  $\rightarrow \mathcal{O}(1\%)$ .

–  $B^+ \rightarrow \pi^0 K^+, B_d^0 \rightarrow \pi^0 K^0$ :

ESP tragen auch in **farberlaubter** Form bei und können mit "baumartigen" Topologien konkurrieren!

- Wichtige  $SU(2)$ -Isospinrelation:

$$\begin{aligned}
 & \sqrt{2}A(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) + A(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) \\
 &= \sqrt{2}A(B_d^0 \rightarrow \pi^0 K^0) + A(B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+) \\
 &= -[(T + C) + P_{ew}] \propto [e^{i\gamma} + q_{ew}].
 \end{aligned}$$

- Amplitudenrelation mit analoger Phasenstruktur auch für das “gemischte”  $B^+ \rightarrow \pi^+ K^0, B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+$  System.

- Kombinationen von  $B \rightarrow \pi K$  Zerfällen für  $\gamma$ :

- $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K, B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  (“gemischt”)

[R.F. ('95); R.F. & Mannel ('97); Gronau & Rosner ('98)]

- $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K, B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$  (“geladen”)

[Gronau, Rosner, London ('94); Neubert, Rosner; Buras, R.F. ('98)]

- $B_d \rightarrow \pi^0 K, B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  (“neutral”)

[Buras & R.F. ('98–'00)]

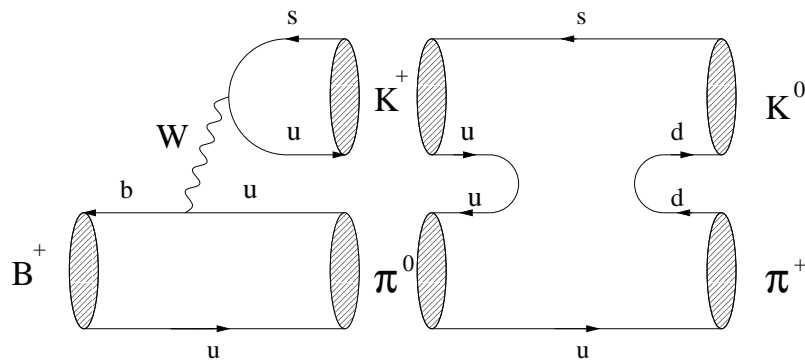
- Interessanterweise können bereits CP-gemittelte BRs nichttriviale Einschränkungen für  $\gamma$  liefern!

[R.F. und T. Mannel, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 2752; M. Neubert und J.L. Rosner, *Phys. Lett.* **B441** (1998) 403]

## Theoretische Grundlagen

- Die  $B \rightarrow \pi K$  Strategien basieren auf folgenden Punkten:
  - Flavour-Symmetrieargumente ( $SU(2)$  oder  $SU(3)$ ).
  - Dynamische Annahmen, die hauptsächlich die Vernachlässigung gewisser Rückstreuereffekte betreffen:

\* Beispiel:  $B^+ \rightarrow \{\pi^0 K^+\} \rightarrow \pi^+ K^0$

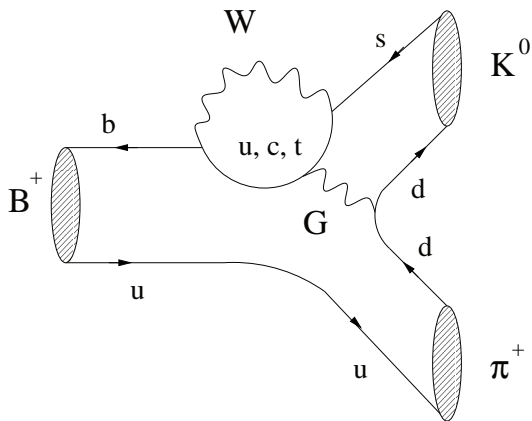


[Wolfenstein; Gérard & Weyers; Neubert; Buras, R.F. & Mannel; Falk, Kagan, Nir & Petrov; Atwood & Soni; . . . ]

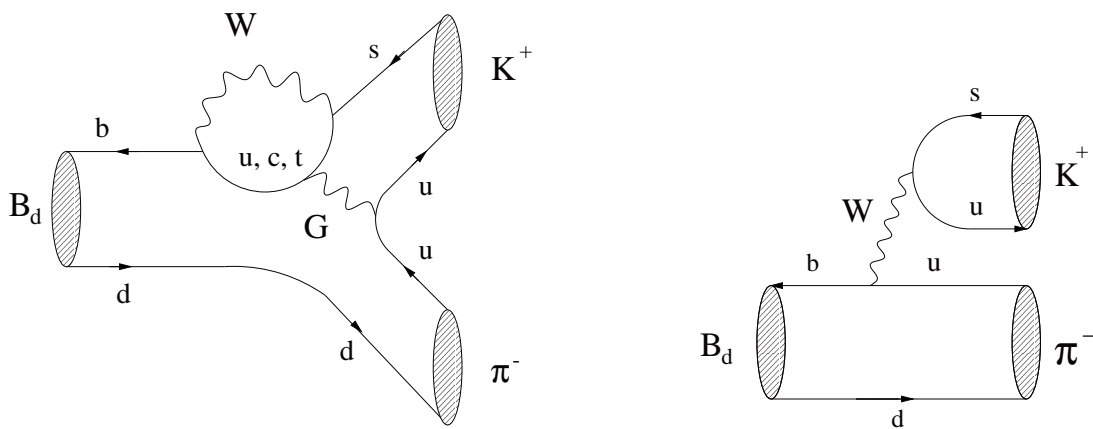
- Das theoretische Verständnis solcher Endzustandswechselwirkungsprozesse ist immer noch sehr schlecht!  
[Interessante Arbeit: Beneke, Buchalla, Neubert & Sachrajda ('99)]
- Es gibt jedoch wichtige experimentelle Indikatoren für große Rückstreuereffekte ( $B_d \rightarrow K^+ K^-$ ,  $B^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0, \dots$ ), und Methoden um diese in den  $\gamma$ -Strategien zu berücksichtigen.  
[R.F.; Gronau & Rosner; Gronau & Pirjol, Agashe & Deshpande; . . . ]

## Beispiel: Das "gemischte" $B \rightarrow \pi K$ System

- $B^+ \rightarrow \pi^+ K^0$ :



- $B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+$ :



- Vernachlässigung von Pinguindiagrammen mit internen Up-Quarks, Annihilationstopologien und farbunterdrückten elektroschwachen Pinguinen:

$$A(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) = \tilde{P} \equiv -|\tilde{P}|e^{i\delta_{\tilde{P}}}$$

$$A(B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+) = -[P + T] \equiv -\left[-|P|e^{i\delta_P} + |T|e^{i\delta_T}e^{i\gamma}\right].$$



- Schreibe die  $B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+$  Amplitude wie folgt um:

$$A(B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+) = |P| e^{i\delta_P} [1 - r e^{i\delta} e^{i\gamma}],$$

wobei

$$r \equiv \frac{|T|}{|P|}, \quad \delta \equiv \delta_T - \delta_P.$$

- CP-gemittelte Amplitudenquadrate:

$$\langle |A(B^\pm \rightarrow \pi^\pm K)|^2 \rangle = |\tilde{P}|^2$$

$$\langle |A(B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm)|^2 \rangle = |P|^2 [1 - 2r \cos \delta \cos \gamma + r^2].$$

- $SU(2)$ -Isospinsymmetrie:  $\Rightarrow$   $\boxed{|\tilde{P}| = |P|}$   $\Rightarrow$

$$\boxed{R \equiv \frac{\text{BR}(B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm)}{\text{BR}(B^\pm \rightarrow \pi^\pm K)} = 1 - 2r \cos \delta \cos \gamma + r^2.}$$

- Halte  $r$  und  $\delta$  als "freie" Parameter:  $\Rightarrow R \geq \sin^2 \gamma.$

- Für  $R < 1$  folgt aus dieser Ungleichung

$$0^\circ \leq \gamma \leq \gamma_0 \quad \vee \quad 180^\circ - \gamma_0 \leq \gamma \leq 180^\circ$$

mit

$$\boxed{\gamma_0 = \arccos(\sqrt{1 - R}).}$$

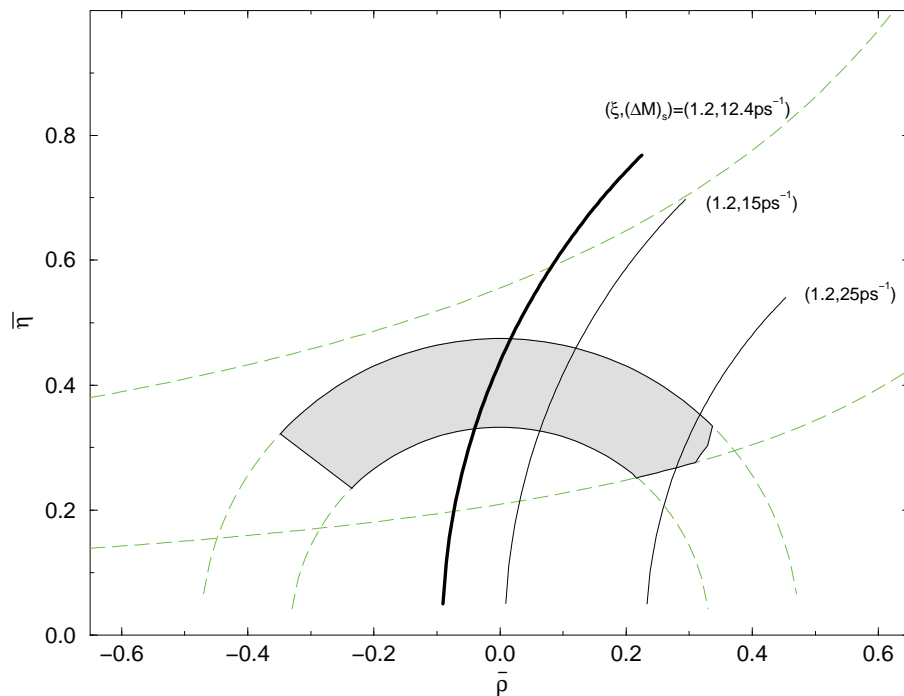
[R.F. und T. Mannel, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 2752]

- CLEO '97:

$$R = 0.65 \pm 0.40$$

$R = 0.65 \Rightarrow \gamma_0 = 54^\circ \Rightarrow$  erlaubter Bereich von

$$0^\circ \leq \gamma \leq 54^\circ \quad \vee \quad 126^\circ \leq \gamma \leq 180^\circ :$$



- CLEO '00:

$$R = 0.95 \pm 0.28$$

- Die gegenwärtigen experimentellen Unsicherheiten sind leider noch zu groß um zu entscheiden ob  $R < 1$ .

## Der allgemeine $B \rightarrow \pi K$ Fall

- Die Schlüsselgrößen: [CLEO '00]

$$R \equiv \frac{\text{BR}(B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+) + \text{BR}(\overline{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-)}{\text{BR}(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) + \text{BR}(B^- \rightarrow \pi^- \overline{K}^0)} = 0.95 \pm 0.28$$

$$R_c \equiv 2 \left[ \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) + \text{BR}(B^- \rightarrow \pi^0 K^-)}{\text{BR}(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) + \text{BR}(B^- \rightarrow \pi^- \overline{K}^0)} \right] = 1.27 \pm 0.47$$

$$R_n \equiv \frac{1}{2} \left[ \frac{\text{BR}(B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+) + \text{BR}(\overline{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-)}{\text{BR}(B_d^0 \rightarrow \pi^0 K^0) + \text{BR}(\overline{B}_d^0 \rightarrow \pi^0 \overline{K}^0)} \right] = 0.59 \pm 0.27.$$

- Verwendung der  $SU(2)$ -Isospinsymmetrie und plausibler dynamischer Annahmen (betreffen hauptsächlich FSI):

$$\Rightarrow \boxed{R_{(c,n)} = R_{(c,n)} \left( \gamma, q_{(c,n)}, r_{(c,n)}, \delta_{(c,n)} \right) .}$$

- Hierbei treten die folgenden Variablen auf:

- $q_{(c,n)}$ : Verhältnis von ES Pinguinen zu "Bäumen".
- $r_{(c,n)}$ : Verhältnis von "Bäumen" zu QCD-Pinguinen.
- $\delta_{(c,n)}$ : starke Phase zwischen "Bäumen" und QCD-Pinguinen.

[A. Buras & R.F., *Eur. Phys. J.* **C11** (1999) 93]

- Die  $q_{(c,n)}$  folgen aus theoretischen Überlegungen:

- $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K, B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$ :  $q \approx 0$ , da ES Pinguine nur in farbunterdrückter Weise beitragen.
- $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K, B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ :  $q_c \approx 0.63$  kann durch die  $SU(3)$ -Flavour-Symmetrie festgelegt werden!  
[M. Neubert und J. Rosner, *Phys. Lett.* **B441** (1998) 403]
- $B_d \rightarrow \pi^0 K, B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$ :  $q_n \approx 0.63$  kann analog zum geladenen  $B \rightarrow \pi K$  System festgelegt werden.  
[A. Buras & R.F., *Eur. Phys. J.* **C11** (1999) 93]

- Die  $r_{(c,n)}$  folgen aus zusätzlichen experimentellen Infos:

- $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K, B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$ :  $r \approx 0.18$  durch “Faktorisierung” ( $B_d \rightarrow \pi l \nu_l$  hilfreich);  $B_s \rightarrow \pi K$ .  
[R.F. ('95); Gronau und Rosner ('98,'00)]
- $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K, B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$ :  $r_c \approx 0.21$  kann aus  $BR(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)$  mit Hilfe der  $SU(3)$ -Flavour-Symmetrie bestimmt werden!  
[Gronau, Rosner and London, *Phys. Rev. Lett.* **B73** (1994) 21]
- $B_d \rightarrow \pi^0 K, B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$ :  $r_n \approx 0.17$  kann analog zum geladenen  $B \rightarrow \pi K$  System festgelegt werden.  
[A. Buras & R.F., *Eur. Phys. J.* **C11** (1999) 93]

- Bemerkungen über Endzustandswechselwirkungen:

- Während die Bestimmung von  $q$  und  $r$  durch solche Effekte in Mitleidenschaft gezogen werden kann, ist dies bei  $q_{c,n}$  und  $r_{c,n}$  nicht der Fall, da hier  $SU(3)$  ausreicht.

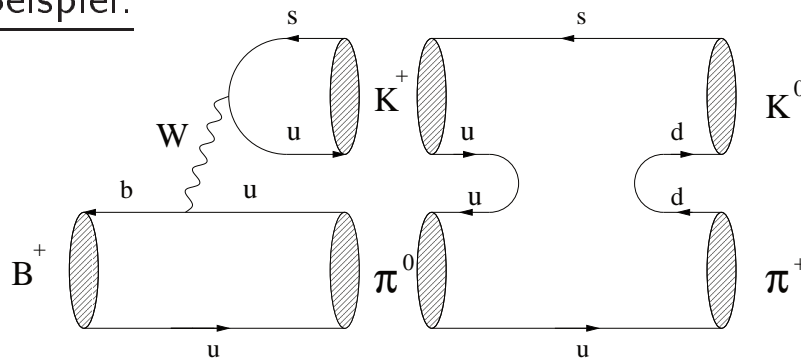
- Wir müssen dennoch annehmen, dass in  $B^+ \rightarrow \pi^+ K^0$  oder  $B_d \rightarrow \pi^0 K$  keine CP-verletzende Phase auftritt:

$$A(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) = - |\tilde{P}| e^{i\delta_{\tilde{P}}} = A(B^- \rightarrow \pi^- \overline{K^0}).$$

- Kann durch Rückstreueffekte verletzt werden:

$$A(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) = - |\tilde{P}| e^{i\delta_{\tilde{P}}} [1 + \rho e^{i\theta} e^{i\gamma}].$$

\* Beispiel:



- Können durch zusätzlichen Input, z.B.  $SU(3)$ -Symmetrie und  $B^\pm \rightarrow K^\pm K$ , berücksichtigt werden. Im Falle des neutralen  $B \rightarrow \pi K$  Systems ist dies mit Hilfe von  $\mathcal{A}_{CP}^{\text{mix}}(B_d \rightarrow \pi^0 K_S)$  in exakter Weise möglich!

## Zurück zu den Einschränkungen für $\gamma$ ...

- Zentrale Observable:

$$R_{(c,n)} \left( \gamma, q_{(c,n)}, r_{(c,n)}, \delta_{(c,n)} \right).$$

- Die starke Phase  $\delta_{(c,n)}$  ist aufgrund großer hadronischer Unsicherheiten praktisch völlig unbekannt!!
- Wir können jedoch  $\delta_{(c,n)}$  eliminieren, indem wir diese Phase als “freien” Parameter betrachten:  $\Rightarrow$  Extremalwerte:

$$R_{(c,n)}^{\text{ext}} \Big|_{\delta_{(c,n)}} = \text{komplizierter Ausdruck} \left( \gamma, q_{(c,n)}, r_{(c,n)} \right).$$

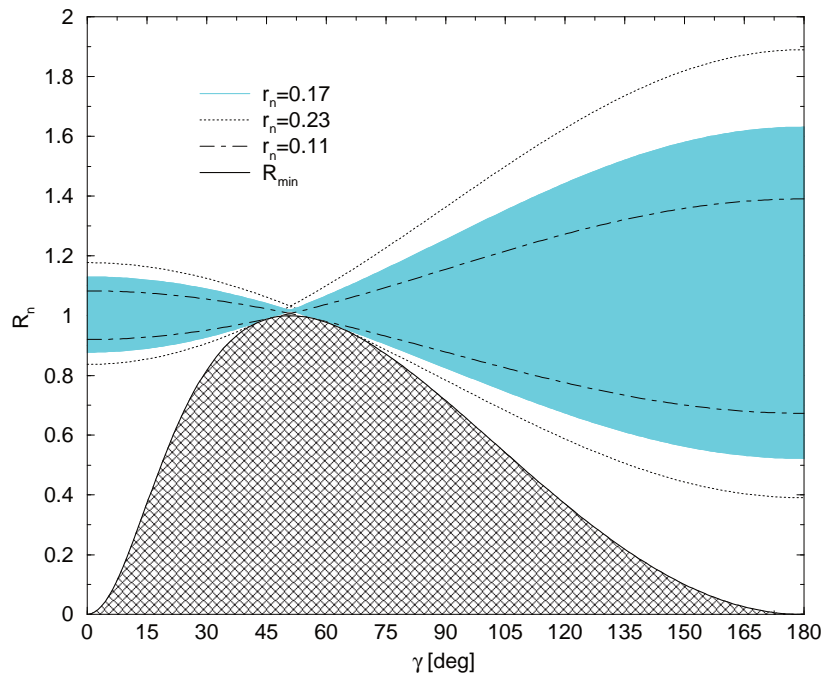
- Falls auch  $r_{(c,n)}$  als “freier” Parameter betrachtet wird, so ergibt sich ein etwas weniger restriktiver Minimalwert:

$$R_{(c,n)}^{\text{min}} \Big|_{r_{(c,n)}, \delta_{(c,n)}} = \kappa(\gamma, q_{(c,n)}) \sin^2 \gamma.$$

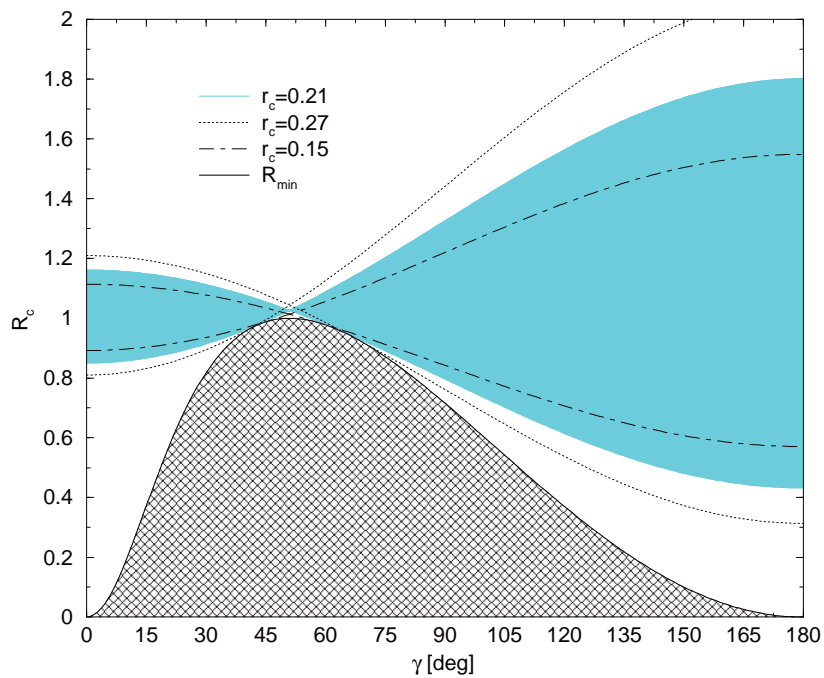
- Aus diesen Extremalwerten können Einschränkungen für  $\gamma$  gewonnen werden, da folgende Fälle ausgeschlossen sind:

$$R_{(c,n)}^{\text{exp}} < R_{(c,n)}^{\text{min}}, \quad R_{(c,n)}^{\text{exp}} > R_{(c,n)}^{\text{max}}.$$

- Die Abhängigkeit der Extremalwerte der Größe  $R_n$  (neutrales  $B \rightarrow \pi K$  System) von  $\gamma$  für  $q_n = 0.63$ :

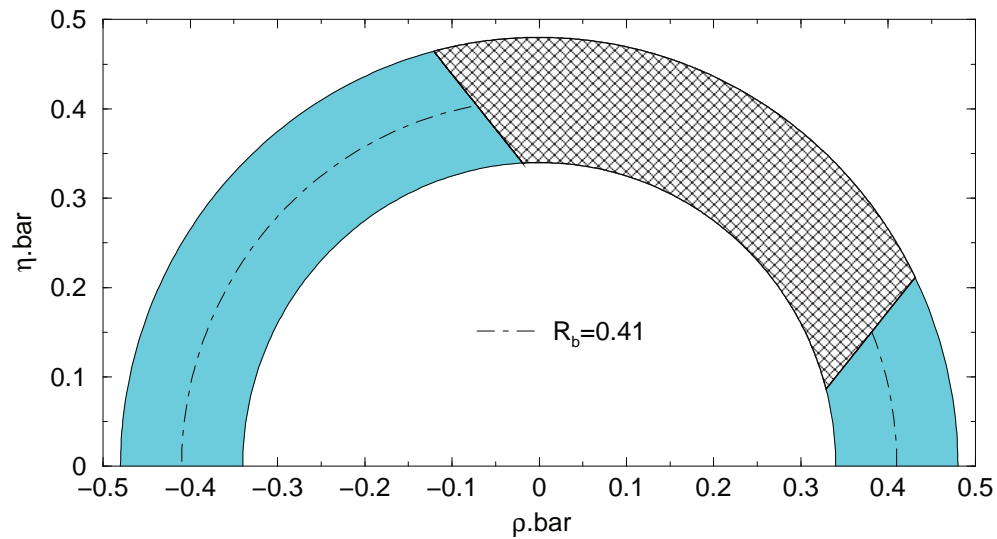


- Die Abhängigkeit der Extremalwerte der Größe  $R_c$  (geladenes  $B \rightarrow \pi K$  System) von  $\gamma$  für  $q_c = 0.63$ :

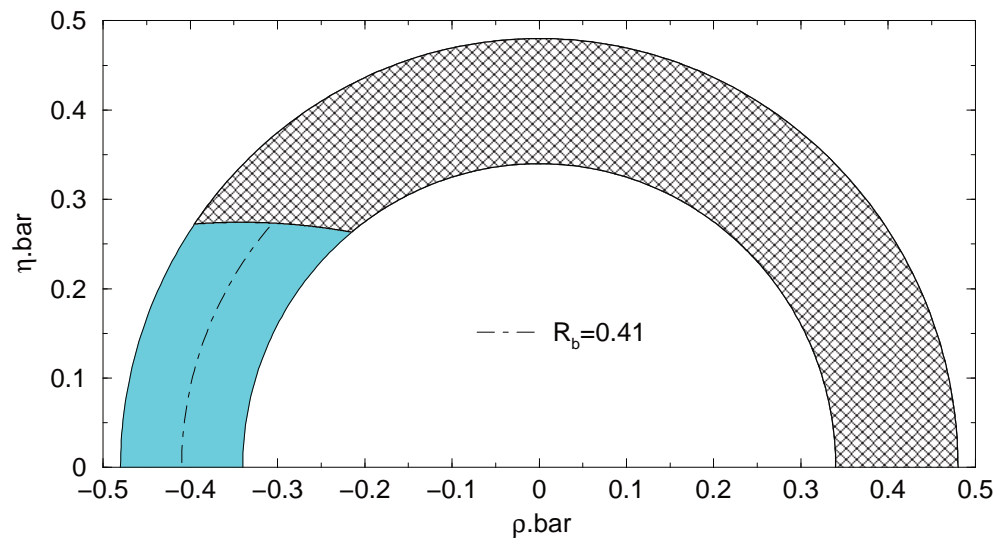


[A. Buras & R.F., *Eur. Phys. J.* **C16** (2000) 97]

- Die Einschränkungen in der  $\bar{\rho}-\bar{\eta}$ -Ebene durch  $R_n^{\min}|_{r_n, \delta_n}$  für  $R_n = 0.6$  und  $q_n = 0.63 \times [0.41/R_b]$ :



- Die Einschränkungen in der  $\bar{\rho}-\bar{\eta}$ -Ebene durch  $R_n^{\min}|_{r_n, \delta_n}$  für  $R_n = 0.6$ ,  $r_n = 0.17$  und  $q_n = 0.63 \times [0.41/R_b]$ :



[A. Buras & R.F., *Eur. Phys. J.* **C16** (2000) 97]

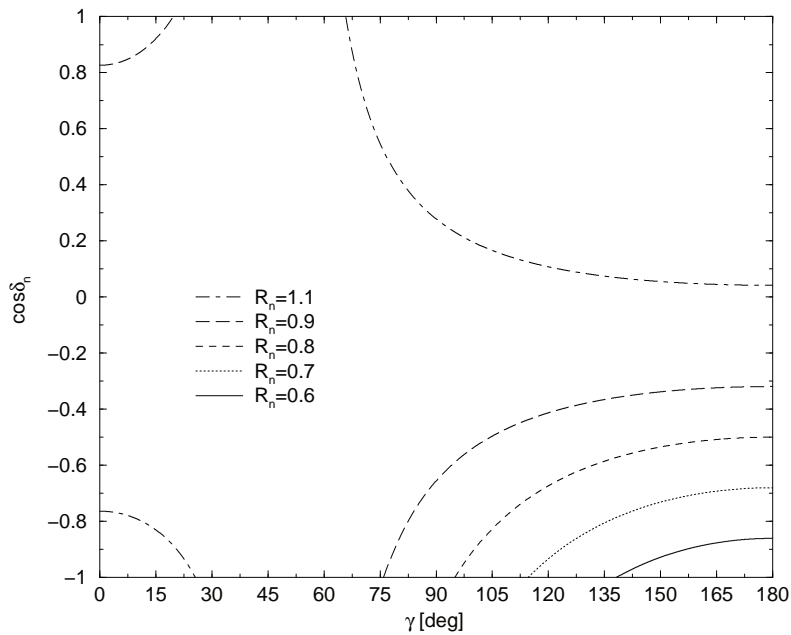


## Weitere Bemerkungen über $B \rightarrow \pi K$

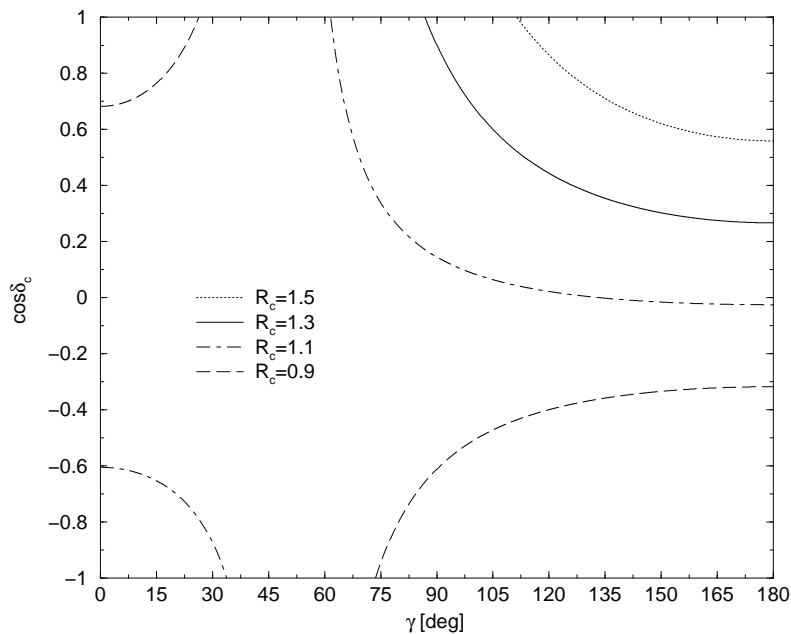
- Mit Hilfe der Observablen  $R_{(c,n)}$  kann  $\cos \delta_{(c,n)}$  als Funktion von  $\gamma$  bestimmt werden.
- Die im Januar 2000 veröffentlichten Ergebnisse der CLEO-Kollaboration favorisieren  $\cos \delta_c > 0$  und  $\cos \delta_n < 0$ .
- Solch ein Muster wäre im Widerspruch zur theoretischen Erwartung gleicher Vorzeichen für  $\cos \delta_c$  und  $\cos \delta_n$ !
- Sollten zukünftige Daten dieses “Rätsel” bestätigen, so wäre dies ein Hinweis auf Beiträge neuer Physik zum elektroschwachen Pinguinsektor, oder auf große flavoursymmetriebrechende Effekte.
- Um zwischen diesen Szenarien zu unterscheiden sind weiterführende Studien erforderlich...
- Sobald CP-Asymmetrien  $A_{\text{CP}}^{(c,n)}$  in  $B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  oder  $B^\pm \rightarrow \pi^0 K^\pm$  beobachtet werden, können  $\gamma$  und  $\delta_{(c,n)}$  bestimmt werden:

$$A_{\text{CP}}^{(c,n)} = A_{\text{CP}}^{(c,n)} \left( \gamma, q_{(c,n)}, r_{(c,n)}, \delta_{(c,n)} \right).$$

- Die Abhängigkeit von  $\cos \delta_n$  von  $\gamma$  für verschiedene Werte von  $R_n$  im Falle  $q_n = 0.63$  und  $r_n = 0.17$ :



- Die Abhängigkeit von  $\cos \delta_c$  von  $\gamma$  für verschiedene Werte von  $R_c$  im Falle  $q_c = 0.63$  und  $r_c = 0.21$ :



[A. Buras & R.F., *Eur. Phys. J.* **C16** (2000) 97]

## Berechnungen von $B \rightarrow \pi K$ , $\pi\pi$ Zerfällen

- Gewöhnlich störungstheoretisches Bild und Faktorisierung; starke Phasen werden durch absorptive Anteile von Schleifen-Diagrammen gewonnen: “BSS-Mechanismus”.

[M. Bander, D. Silverman und A. Soni, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 242]

- Konzeptionelle Verbesserung durch Beneke *et al.*:

- “Heavy-Quark-Entwicklung”:

$$A(B \rightarrow \pi\pi) = \langle \pi | j_1 | 0 \rangle \langle \pi | j_2 | B \rangle [1 + \mathcal{O}(\alpha_s) + \mathcal{O}(\Lambda/m_b)]$$

- $\mathcal{O}(\alpha_s)$  kann systematisch berechnet werden.
- Andere nichtfaktorisierte Beiträge und Endzustandswechselwirkungen sind durch  $\Lambda/m_b$  unterdrückt (?).
- Probleme durch “chiral-verstärkte” Terme:

$$r_\chi = \frac{2M_\pi^2}{(m_u + m_d)m_b},$$

die formal durch  $1/m_b$  unterdrückt sind, jedoch numerisch von  $\mathcal{O}(1)$  sind und eine wichtige Rolle spielen!

- Etliche Fragen zu klären ...

[Beneke, Buchalla, Neubert & Sachrajda, *PRL* **83** (1999) 1914]

- Viele Versuche,  $B \rightarrow \pi K$ ,  $\pi\pi$  Zerfälle zu berechnen:
  - A. Ali, G. Kramer und C.-D. Lü, *Phys. Rev.* **D58** (1998) 094009, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 014005.
  - Y.-Y. Keum, H.-n. Li und A.I. Sanda, hep-ph/0004173.
  - T. Muta, A. Sugamoto, M.-Z. Yang und Y.-D. Yang, hep-ph/0006022.
  - Beneke *et al.*, hep-ph/0007256 ...
- Die Vorhersagen der CP-gemittelten BRs sind üblicherweise in ziemlich guter Übereinstimmung mit CLEO!
- Es gibt jedoch zwei Ausnahmen:
  - $BR(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-) = (4.3_{-1.4}^{+1.6} \pm 0.5) \times 10^{-6}$ :
    - \* Größer Wert auf  $7 \times 10^{-6}$  Niveau favorisiert.
    - \* Wegen  $A(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \propto [P + e^{i\gamma}T]$  hängen diese Vorhersagen von  $\gamma$  ab:

CLEO favorisiert  $\gamma > 90^\circ$ !
  - $BR(B_d \rightarrow \pi^0 K) = (14.6_{-5.1-3.3}^{+5.9+2.4}) \times 10^{-6}$ :
    - \* Kleinerer Wert auf  $5 \times 10^{-6}$  Niveau favorisiert, der praktisch nicht von  $\gamma$  abhängt.

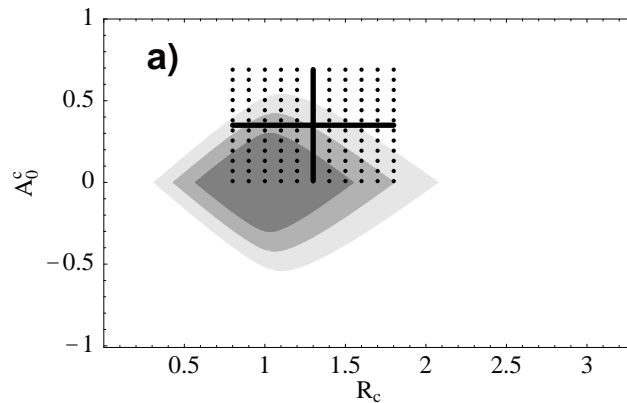
[W.-S. Hou, J.G. Smith und F. Würthwein, hep-ex/9910014;  
W.-S. Hou, K.-C. Yang, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 073014]

## Einige Bemerkungen über “neue” Physik

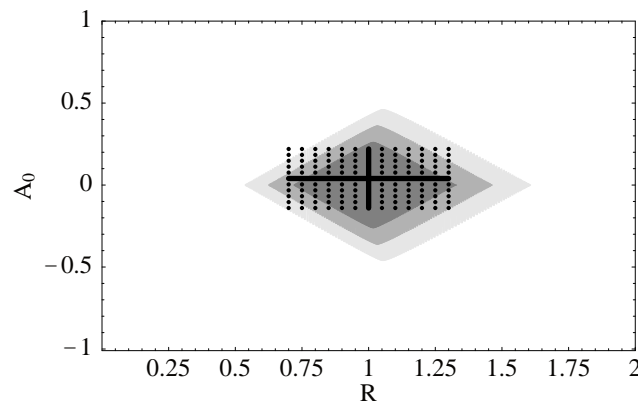
- Da die  $B_q^0-\overline{B}_q^0$ -Mischung ( $q \in \{d, s\}$ ) ein “seltener” FCNC Prozess ist, kann neue Physik hier sehr gut eine wichtige Rolle spielen:
  - Einfluß auf  $\Delta M_q$  and  $\Delta\Gamma_q$ .
  - Einfluß auf die schwache Mischungsphase  $\phi_q$ .
- Beispiele: Modelle mit erweiterten Higgs-Sektoren, nichtminimale SUSY, links-rechts-symmetrische Modelle ...
- Da  $B_d \rightarrow J/\psi K_S$  und  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  im SM durch “baumartige” Prozesse dominiert werden, spielt neue Physik in den entsprechenden Zerfallsamplituden eine kleine Rolle:
  - ⇒ Messen immer noch die  $B_q^0-\overline{B}_q^0$ -Mischungsphasen !
- Vergleich der so bestimmten  $\phi_q$  mit den Werten der CKM-Fits kann Hinweise auf neue Physik liefern !
- In den sauberen Methoden zur Bestimmung von  $\gamma$  mit Hilfe “baumartiger” Zerfälle wie  $B \rightarrow KD$ ,  $B_d \rightarrow D^{(*)\pm} \pi^\mp$  oder  $B_s \rightarrow D_s K$  spielt neue Physik auch eine kleine Rolle:
  - ⇒ “Referenzwert” für  $\gamma$ , d.h. schwache Phase von  $V_{ub}$ .
- Die  $B \rightarrow \pi K$  Strategien für  $\gamma$  beruhen hingegen auf der Interferenz zwischen “baum-” und pinguinartigen Beiträgen:
  - ⇒ Durch neue Physik können sich sehr gut Widersprüche zum “Referenzwert” für  $\gamma$  ergeben !

- Erlaubte Bereiche im Raum der  $B \rightarrow \pi K$  Observablen:

- $R_c-A_0^c$ -Ebene [ $0.18 \leq r_c \leq 0.30$ ,  $q_c = 0.63$ ]:



- $R-A_0$ -Ebene [ $0.16 \leq r \leq 0.26$ ]:



- Eine zukünftige Messung, die signifikant außerhalb dieser Bereiche liegt, würde einen sofortigen Hinweis auf neue Physik geben!

[R.F. & J. Matias, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 074004]

- Auch die im Folgenden diskutierten Methoden, vor allem die  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $B_s \rightarrow K^+ K^-$  Strategie, sind sehr gut geeignet um nach neuer Physik zu suchen!

# Neue Strategien

... verwenden  $U$ -Spin-Symmetrie:

$$d \longleftrightarrow s$$

[“Vorgeschichte”: I. Dunietz, *Snowmass '93 Proceedings*; H.J. Lipkin, *Phys. Lett.* **B415** (1997) 186; A. Buras, R.F. und T. Mannel, *Nucl. Phys.* **B533** (1998) 3; R.F., *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 451, ...]

- Bestimmung von  $\gamma$  aus  $B_{s(d)} \rightarrow J/\psi K_S$   
oder  $B_{d(s)} \rightarrow D_{d(s)}^+ D_{d(s)}^-$ .  
[R.F., *Eur. Phys. J.* **C10** (1999) 299]
- $\beta$  und  $\gamma$  aus  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  und  $B_s \rightarrow K^+ K^-$ .  
[R.F., *Phys. Lett.* **B459** (1999) 306]
- Methoden, die Winkelverteilungen verwenden  
[R.F., *Phys. Rev.* **D60** (1999) 073008]
- Bestimmung von  $\gamma$  aus  $B \rightarrow \pi K$  und  $B_s \rightarrow \pi K$  Zerfällen.  
[Gronau und Rosner, hep-ph/0003119; Chiang und Wolfenstein, hep-ph/0004255]

$\beta$  und  $\gamma$  aus

---

$$\underline{B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-}$$

und

$$\underline{B_s \rightarrow K^+ K^-}$$

R.F., *Phys. Lett.* **B459** (1999) 306



## Vorbemerkungen

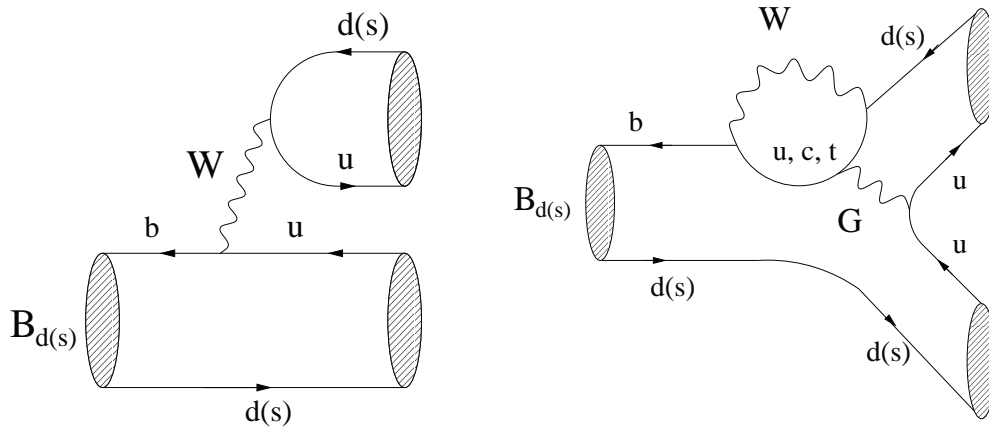
- Der Zerfall  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  taucht üblicherweise als Werkzeug zur Bestimmung von  $\alpha = 180^\circ - \beta - \gamma$  auf.
- Große Pinguinunsicherheiten. Strategien zur Kontrolle der Pinguine sind gewöhnlich experimentell sehr anspruchsvoll.
- Neue Methode, sich die CP-verletzenden Observablen des Zerfalls  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  zunutze zu machen:

Verknüpfung mit  $B_s \rightarrow K^+ K^-$  Observablen ( $U$ -Spin) ermöglicht simultane Bestimmung von  $\phi_d = 2\beta$  und  $\gamma$ !

- In dieser neuen Methode treten keine Probleme durch Pinguinbeiträge auf und es sind keine modellabhängige Annahmen erforderlich!
- Darüber hinaus führen Endzustandswechselwirkungen, die große Beachtung im  $B \rightarrow \pi K$  System erfahren haben, hier zu keinerlei Problemen. Die theoretische Unsicherheit wird nur durch  $U$ -Spin-brechende Effekte begrenzt.
- Methode ist vielversprechend für CDF-II ( $\Delta\gamma = \mathcal{O}(10^\circ)$ ) und in idealer Weise für LHCb geeignet ( $\Delta\gamma = \mathcal{O}(1^\circ)$ )!

# Die $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , $B_s \rightarrow K^+ K^-$ Amplituden

- Feynman-Diagramme:



- Die  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Zerfallsamplitude:

$$\begin{aligned}
 A(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \lambda_u^{(d)} \left( A_{cc}^u + A_{\text{pen}}^u \right) + \lambda_c^{(d)} A_{\text{pen}}^c + \lambda_t^{(d)} A_{\text{pen}}^t \\
 &= e^{i\gamma} \left( 1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) C \left[ 1 - d e^{i\theta} e^{-i\gamma} \right],
 \end{aligned}$$

wobei

$$C \equiv \lambda^3 A R_b \left( A_{cc}^u + A_{\text{pen}}^{ut} \right) \quad \text{mit} \quad A_{\text{pen}}^{ut} \equiv A_{\text{pen}}^u - A_{\text{pen}}^t,$$

$$d e^{i\theta} \equiv \frac{1}{(1 - \lambda^2/2) R_b} \left( \frac{A_{\text{pen}}^{ct}}{A_{cc}^u + A_{\text{pen}}^{ut}} \right).$$

- Die  $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$  Zerfallsamplitude:

$$A(B_s^0 \rightarrow K^+ K^-) = e^{i\gamma} \lambda C' \left[ 1 + \left( \frac{1 - \lambda^2}{\lambda^2} \right) d' e^{i\theta'} e^{-i\gamma} \right],$$

wobei  $C'$ ,  $d' e^{i\theta'}$  die gleiche Form wie  $C$ ,  $d e^{i\theta}$  haben.

## Die CP-verletzenden Observablen

- $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ : ( $\Delta\Gamma_d$  vernachlässigt)

$$a_{\text{CP}}(t) = \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} \cos(\Delta M_d t) + \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} \sin(\Delta M_d t)$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} = - \left[ \frac{2 d \sin \theta \sin \gamma}{1 - 2 d \cos \theta \cos \gamma + d^2} \right]$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} = + \left[ \frac{\sin(\phi_d + 2\gamma) - 2 d \cos \theta \sin(\phi_d + \gamma) + d^2 \sin \phi_d}{1 - 2 d \cos \theta \cos \gamma + d^2} \right].$$

- $B_s \rightarrow K^+ K^-$ : ( $\Delta\Gamma_s$  berücksichtigt)

$$a_{\text{CP}}(t) = 2 e^{-\Gamma t} \left[ \frac{\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} \cos(\Delta M t) + \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} \sin(\Delta M t)}{e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t} + \mathcal{A}_{\Delta\Gamma} (e^{-\Gamma_H t} - e^{-\Gamma_L t})} \right]$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} = + \left[ \frac{2 \tilde{d}' \sin \theta' \sin \gamma}{1 + 2 \tilde{d}' \cos \theta' \cos \gamma + \tilde{d}'^2} \right]$$

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} = + \left[ \frac{\sin(\phi_s + 2\gamma) + 2 \tilde{d}' \cos \theta' \sin(\phi_s + \gamma) + \tilde{d}'^2 \sin \phi_s}{1 + 2 \tilde{d}' \cos \theta' \cos \gamma + \tilde{d}'^2} \right]$$

$$\mathcal{A}_{\Delta\Gamma} = - \left[ \frac{\cos(\phi_s + 2\gamma) + 2 \tilde{d}' \cos \theta' \cos(\phi_s + \gamma) + \tilde{d}'^2 \cos \phi_s}{1 + 2 \tilde{d}' \cos \theta' \cos \gamma + \tilde{d}'^2} \right],$$

wobei

$$\tilde{d}' \equiv \left( \frac{1 - \lambda^2}{\lambda^2} \right) d' \approx 20 \times d'.$$

- Die  $\phi_{d,s}$  bezeichnen die  $B_{d,s}^0 - \overline{B_{d,s}^0}$ -Mischungsphasen.

## Die Bestimmung von $\beta$ und $\gamma$

- $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  und  $B_s \rightarrow K^+ K^-$  hängen durch Austausch aller Strange- und Down-Quarks miteinander zusammen:

$$U\text{-Spin-Symmetrie} \quad \Rightarrow \quad d' = d, \quad \theta' = \theta.$$

- Wenn wir annehmen, dass  $\phi_s$  vernachlässigbar klein ist oder durch  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  bestimmt wird, hängen die vier CP-verletzenden Observablen der Zerfälle  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  und  $B_s \rightarrow K^+ K^-$  von folgenden vier "Unbekannten" ab:

$$d, \quad \theta, \quad \phi_d = 2\beta, \quad \gamma.$$

- Diese Größen können somit bestimmt werden!

- Die  $U$ -Spin-Symmetrieargumente können “minimiert” werden, wenn auch  $\phi_d$  als Input verwendet wird:
  - $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-)$  und  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-)$  erlauben dann die Eliminierung der starken Phase  $\theta$  und die Bestimmung von  $d$  als Funktion von  $\gamma$ .
  - $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_s \rightarrow K^+K^-)$  und  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_s \rightarrow K^+K^-)$  erlauben die Bestimmung von  $d'$  als Funktion von  $\gamma$ .
- Die entsprechenden Konturen in der  $\gamma$ - $d^{(\prime)}$ -Ebene können theoretisch sauber bestimmt werden!
- $\gamma, d$  (und  $\theta, \theta'$ ) aus folgender  $U$ -Spin-Relation:

$$d' = d.$$

- Beispiel:

- Input-Parameter:

- \*  $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ -Mischungsphase  $\phi_s = 0$

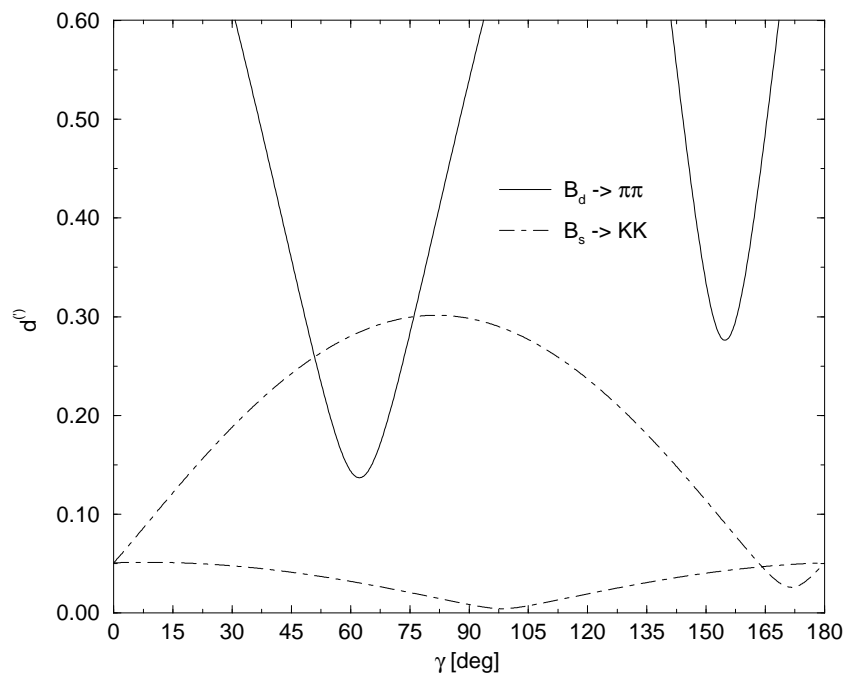
- \*  $2\beta = 53^\circ$ ,  $\gamma = 76^\circ$ ,  $d = d' = 0.3$ ,  $\theta = \theta' = 210^\circ$ .

- Output für die Observablen:

- \*  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ :  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} = +24\%$ ,  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} = +4.4\%$

- \*  $B_s \rightarrow K^+ K^-$ :  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} = -17\%$ ,  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} = -28\%$ .

- Konturen in den  $\gamma$ - $d$ - und  $\gamma$ - $d'$ -Ebenen:



- Experimentelle Genauigkeit von  $\mathcal{O}(10^\circ)$  und  $\mathcal{O}(1^\circ)$  für  $\gamma$  bei CDF-II und LHCb  $\Rightarrow$  sehr vielversprechend!

## Einblicke in $U$ -Spin-brechende Effekte

- Die oben diskutierte Methode erlaubt eine Bestimmung sowohl von  $\gamma$ , als auch von  $d = d'$  und  $\theta, \theta'$ .
- Erster Konsistenztest durch  $\theta' = \theta$ .
- Darüber hinaus können auch die Normierungsfaktoren  $|C|$  und  $|C'|$  aus den CP-gemittelten BRs bestimmt werden!
- Vergleich mit Faktorisierung liefert weiteren Test:

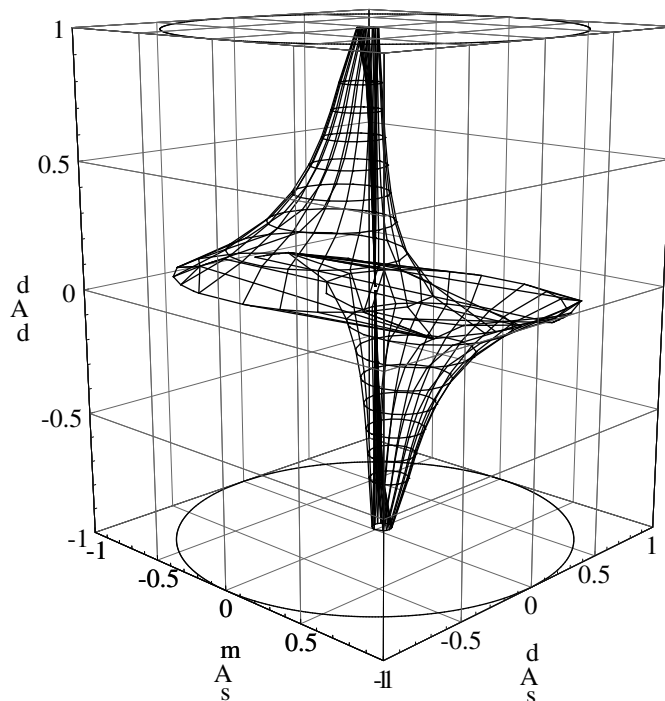
$$\left| \frac{C'}{C} \right|_{\text{fact}} = \frac{f_K F_{B_s K}(M_K^2; 0^+)}{f_\pi F_{B_d \pi}(M_\pi^2; 0^+)} \left( \frac{M_{B_s}^2 - M_K^2}{M_{B_d}^2 - M_\pi^2} \right).$$

- Im Rahmen des “BSS-Mechanismus” gibt es keine  $U$ -Spin-brechenden Korrekturen zu  $d' e^{i\theta'} = d e^{i\theta}$ ! Welche Rolle spielen nichtfaktorisiere Effekte?
- Weitere Folgerung von  $d' e^{i\theta'} = d e^{i\theta}$ :

$$- \frac{\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_s \rightarrow K^+ K^-)}{\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \frac{\text{BR}(B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\text{BR}(B_s \rightarrow K^+ K^-)} \times \left| \frac{C'}{C} \right|^2 \left[ \frac{M_{B_d}}{M_{B_s}} \frac{\Phi(M_K/M_{B_s}, M_K/M_{B_s})}{\Phi(M_\pi/M_{B_d}, M_\pi/M_{B_d})} \frac{\tau_{B_s}}{\tau_{B_d}} \right].$$

## Suche nach neuer Physik

- Da Pinguinprozesse in  $B_s \rightarrow K^+ K^-$  und  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  eine wichtige Rolle spielen, können diese Zerfälle signifikant durch neue Physik beeinflusst werden:
  - ⇒ Diskrepanzen von  $\gamma$  mit den Resultaten anderer Methoden (z.B.  $B_s \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ ) oder den CKM-Fits!
- Erlaubter Bereich für das Standardmodell im Raum der  $B_s \rightarrow K^+ K^-$ ,  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Observablen ( $\phi_s = 0$ ):



- Eine zukünftige Messung, die signifikant außerhalb dieses Bereichs liegt würde sofort auf neue Physik hinweisen.

[R.F. & J. Matias, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 074004]



## Abwandlung für $B$ -Experimente der “ersten” Generation

- Im Gegensatz zu  $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$  ist  $B_s \rightarrow K^+K^-$  an den  $e^+e^-$   $B$ -Fabriken nicht zugänglich!
- **Abwandlung obiger Strategie, indem  $B_s \rightarrow K^+K^-$  durch  $B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  ersetzt wird:**  $s \leftrightarrow d$  Spektator-Quarks
  - Einschränkung von **Pinguinparametern** und  $\gamma$  durch die CP-gemittelten BRs und  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-)$ .
  - **Bestimmung dieser Größen**, falls direkte CP-Verletzung in  $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$  oder  $B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  gemessen wird.
  - $SU(3)$  ist für diese Variante nicht ausreichend; zusätzlich sind dynamische Annahmen erforderlich!

[Details: R.F., *Eur. Phys. J.* **C16** (2000) 87]

- **Mögliches zukünftiges Szenario:**
  - **BaBar und BELLE:** verbesserte Messungen der CP-gemittelten  $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$  und  $B_d \rightarrow \pi^\mp K^\pm$  BRs und hoffentlich Beobachtung CP-verletzender Effekte.
  - **HERA-B und Tevatron-II:** ermöglichen ersten Zugang zum Zerfall  $B_s \rightarrow K^+K^-$ !
    - \* **CDF-II:**  $\rightarrow \Delta\gamma|_{\text{exp}} = \mathcal{O}(10^\circ)$ .
  - **LHCb und BTeV:** vollständige Ausschöpfung des physikalischen Potenzials der Zerfälle  $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$  und  $B_s \rightarrow K^+K^-$ :  $\rightarrow \Delta\gamma|_{\text{exp}} = \mathcal{O}(1^\circ)$ .

## Bemerkungen über weitere seltene $B$ -Zerfälle

- Treten im Standardmodell nur auf Einschleifen-Niveau auf und laufen über  $b \rightarrow d$  oder  $b \rightarrow s$  FCNC-Prozesse ab:
  - $B \rightarrow K^* \gamma$
  - $B_{s,d} \rightarrow \mu^+ \mu^-$
  - $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$
  - Inklusive Zerfälle
  - ...
- Kleine Verzweigungsverhältnisse auf  $10^{-5} \dots 10^{-10}$  Niveau.
- Hängen von  $|V_{td}|$  und  $|V_{ts}|$  ab: entsprechende Messung wäre komplementär zur  $B_{d,s}^0 - \overline{B}_{d,s}^0$ -Mischung.
- Interessante “Sonden” um nach neuer Physik zu suchen!
- Viele weitere interessante Aspekte ...

[Auswahl von Übersichtsartikeln: M. Misiak, hep-ph/0002007; C. Greub, hep-ph/9911348; A. Buras, hep-ph/9806471; A. Ali, hep-ph/9709507]

## Zusammenfassung und Ausblick

- Die Phänomenologie des  $B$ -Systems ist sehr reichhaltig und stellt einen fruchtbaren Boden für Tests des SM dar!
- Sehr aktives Gebiet während der vergangenen Jahre.
- Einige neuere Entwicklungen:
  - $\gamma$  aus  $B \rightarrow \pi K$  Zerfällen ist sehr interessant!
  - Die  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $B_s \rightarrow K^+ K^-$  Methode ist eine der vielversprechendsten Möglichkeiten  $\gamma$  zu messen.
- Als Nebenprodukt erlauben diese Strategien auch die Bestimmung interessanter hadronischer Größen:
  - ⇒ Tests der entsprechenden Berechnungen!
- Viele weitere interessante Aspekte ...
- BaBar und BELLE haben bereits erste Ergebnisse vorgestellt, CLEO-III hat mit der Datennahme begonnen, HERA-B hat erste Ereignisse beobachtet und Tevatron-II wird im Frühjahr folgen.
- Viele Strategien können erst in der LHC-Ära voll ausgeschöpft werden ( $\geq 2005$ ).
- Spannende Zukunft liegt vor uns!