

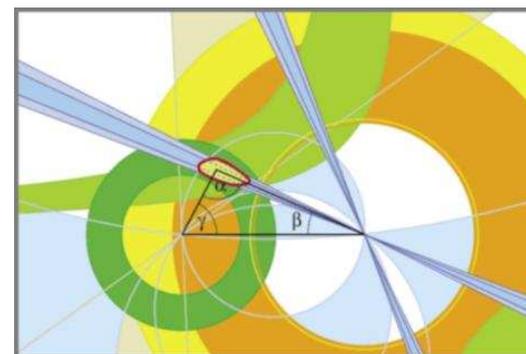


Grundlagen der CP-Verletzung

Michael Schmelling – MPI für Kernphysik
e-Mail: Michael.Schmelling@mpi-hd.mpg.de

Übersicht

- Einführung
- CP-Verletzung
- Bestimmung des Unitaritätsdreiecks
- Zusammenfassung





1. EINFÜHRUNG - WO IST DIE ANTIMATERIE?

naive Erwartung: gleiche Mengen Materie und Antimaterie beim Urknall, aber ...

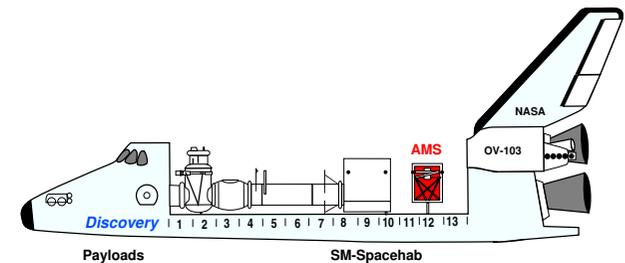
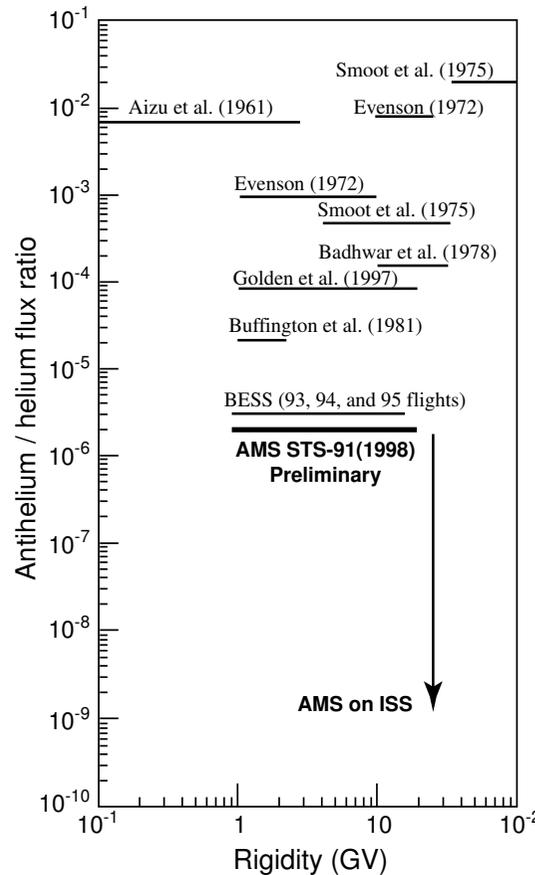
- keine Annihilationsstrahlung von primordialer Materie gesehen
- Suche nach primordialem $\overline{\text{He}}$ bisher ohne Erfolg
- ...

zum Beispiel:

- $\overline{\text{He}}$ in der kosmischen Strahlung
- Nachweis in der Atmosphäre nicht möglich
- AMS experiment im Weltraum

Resultat:

kein $\overline{\text{He}}$ gefunden





Zur Erklärung eines Materie dominierten Universums braucht man:

1. Baryonenzahlverletzung
2. C- und CP-Verletzung (C=Teilchen-Antiteilchen-Austausch, P=Parität)
3. thermisches Nichtgleichgewicht

Illustration anhand eines **Spielzeug-Universums**:

- Elementarteilchen: $e^+, e^-, p, \bar{p}, \pi^0, \gamma$
- anfangs gleiche Mengen von Materie $H(e^-, p)$ und Antimaterie $\bar{H}(e^+, \bar{p})$.
- Gleichgewichtszustand von $e^+e^- \leftrightarrow \gamma\gamma$, $p\bar{p} \leftrightarrow \gamma\gamma$ und $\pi_0 \leftrightarrow \gamma\gamma$
 - ➔ beachte: Materie und Antimaterie für sich sind stabil
- nun erlaube **Protonzerfall** und damit folgende Zerfallsketten:
 - ➔ $H : e^- p \rightarrow e^- (e^+ \pi^0) \rightarrow 4\gamma$
 - ➔ $\bar{H} : e^+ \bar{p} \rightarrow e^+ (e^- \pi^0) \rightarrow 4\gamma$
 - ✗ Endzustand ist ein CP-Eigenzustand
- C- und CP-Verletzung erlaubt $\Gamma(H \rightarrow 4\gamma) < \Gamma(\bar{H} \rightarrow 4\gamma) \rightarrow$ **Materieüberschuss...**
- aber kein Netto-Effekt in thermischem Gleichgewicht, da $\Gamma(4\gamma \rightarrow \bar{H}) > \Gamma(4\gamma \rightarrow H)$
- thermisches Nichtgleichgewicht, z.B. durch Expansion des Universums:
 - ✗ rot-verschobene γ -Energien \rightarrow **Materieüberschuss!**



→ Check der Zakharov'schen Bedingungen:

- C- und CP-Verletzung ist im CKM-Sektor realisiert
 - die CP-verletzenden Effekte sind klein
 - der Materieüberschuss des Universums ebenfalls
 - ✗ Verhältnis von Baryon- und Photon-Dichte: $n(\text{Baryon})/n(\gamma) \sim 10^{-9}$
- Baryonzahlverletzung existiert durch nichtperturbative Effekte (Sphalerons). B und L sind simultan verletzt, aber $B - L$ ist erhalten (sonst Anomalien in der Theorie).
- thermisches Nichtgleichgewicht kann im frühen Universum durch einen vom Higgs-Feld getriebenen Phasenübergang 1. Ordnung zustande kommen
 - beachte: Hintergrundstrahlung hat Schwarzkörperspektrum d.h. die Expansion des Universums ist so langsam, dass sie im thermischen Gleichgewicht abläuft

→ Probleme:

- Das SM-Higgs Teilchen ist zu schwer für einen Phasenübergang 1. Ordnung
- CP-Verletzung im CKM-Sektor ist zu klein trotz $(n_b - n_{\bar{b}})/n_\gamma \approx n_b/n_\gamma \approx 6 \cdot 10^{-10}$

→ Schlussfolgerungen:

- anstatt der die Zakharov'schen Bedingungen hat an CPT-Verletzung
- oder es gibt weitere Quellen von CP-Verletzung
 - ✗ Evidenz für "Neue Physik" aus Präzisionsmessungen zur CP-Verletzung



- ursprüngliche Annahme: C, P, T Symmetrie
- bewiesen: CPT-Symmetrie
- 1957: Schwache Wechselwirkung verletzt C&P
- 1964: CP in $K^0 \bar{K}^0$ -Mixing verletzt
- 1967: Formulierung der Zakharov'sche Bedingungen
- 1973: CP-Verletzung in der Formulierung des Standardmodells
- 1987: ARGUS findet $B^0 \bar{B}^0$ -Mixing
- 1999: direkte CP-Verletzung im K -Zerfall bestätigt
- 1999: CDF bestimmt das Vorzeichen von $\sin 2\beta$
- 2000: Messung von CP-Verletzung im B-System
- 2004: Nachweis direkter CP-Verletzung im B-System
- 2006: Messung von Δm_s durch CDF
- 2007: experimentelle Evidenz für D-Mixing
- 2007: Start von LHC . . .

→ gehe nochmal genauer auf Symmetrien ein . . .



→ Fundamentale diskrete Symmetrien

- P: Raumspiegelung
- C: Teilchen-Antiteilchen-Austausch
- T: Zeitumkehr

→ formale Beschreibung: Operatoren (P,C,T) mit Wirkung auf . . .

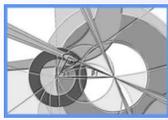
■ Koordinaten

- P: $(\vec{x}, t) \rightarrow (-\vec{x}, t)$
- C: $(\vec{x}, t) \rightarrow (\vec{x}, t)$
- T: $(\vec{x}, t) \rightarrow (\vec{x}, -t)$

■ Objekte

- c-Zahlen
- skalare Felder $\phi(\vec{x}, t)$
- pseudo-skalare Felder $\pi(\vec{x}, t)$
- Dirac Spinoren $\Psi(\vec{x}, t), \bar{\Psi}(\vec{x}, t)$
- Vektorfelder $V_\mu(\vec{x}, t)$
- Axialvektorfelder $A_\mu(\vec{x}, t)$
- Tensorfelder $T_{\mu\nu}(\vec{x}, t)$

beachte: die C,P,T Operatoren sind nicht trivial . . .



Transformationsverhalten physikalische Größen (aus "CP Violation/C. Jarlskog"). Neben den fundamentalen Feldern sind auch die Transformationen für bilineare Ausdrücke von Dirac-Spinoren gegeben, wie sie in Lagragedichten auftreten.

Objekt	Symbol	P	C	T
Raum-Zeit	(\vec{x}, t)	$(-\vec{x}, t)$	(\vec{x}, t)	$(\vec{x}, -t)$
c – Zahl	c	c	c	c^*
skalares Feld	$\phi(\vec{x}, t)$	$\phi(-\vec{x}, t)$	$\phi^\dagger(\vec{x}, t)$	$\phi^\dagger(\vec{x}, -t)$
Pseudoskalar	$\pi(\vec{x}, t)$	$-\pi(-\vec{x}, t)$	$\pi^\dagger(\vec{x}, t)$	$\pi^\dagger(\vec{x}, -t)$
Dirac-Spinor	$\Psi(\vec{x}, t)$	$\gamma_0 \Psi(-\vec{x}, t)$	$i\gamma^2 \gamma^0 \Psi(\vec{x}, t)$	$i\gamma^2 \gamma_5 \gamma^0 \Psi(\vec{x}, -t)$
Dirac-Spinor	$\bar{\Psi}(\vec{x}, t)$	$\bar{\Psi}(-\vec{x}, t) \gamma_0$	$-\bar{\Psi}^T(\vec{x}, t) (i\gamma^2 \gamma^0)^{-1}$	
Vektorfeld	$V_\mu(\vec{x}, t)$	$V^\mu(-\vec{x}, t)$	$-V_\mu^\dagger(\vec{x}, t)$	
Axialvektorfeld	$A_\mu(\vec{x}, t)$	$A^\mu(-\vec{x}, t)$	$A_\mu^\dagger(\vec{x}, t)$	
Skalar	$\bar{\Psi}_1 \Psi_2$	$\bar{\Psi}_1 \Psi_2$	$\bar{\Psi}_2 \Psi_1$	$\bar{\Psi}_1 \Psi_2$
Pseudoskalar	$\bar{\Psi}_1 \gamma_5 \Psi_2$	$-\bar{\Psi}_1 \gamma_5 \Psi_2$	$\bar{\Psi}_2 \gamma_5 \Psi_1$	$-\bar{\Psi}_1 \gamma_5 \Psi_2$
Vektor	$\bar{\Psi}_1 \gamma_\mu \Psi_2$	$\bar{\Psi}_1 \gamma^\mu \Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2 \gamma_\mu \Psi_1$	$\bar{\Psi}_1 \gamma^\mu \Psi_2$
Axialvektor	$\bar{\Psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \Psi_2$	$-\bar{\Psi}_1 \gamma^\mu \gamma_5 \Psi_2$	$\bar{\Psi}_2 \gamma_\mu \gamma_5 \Psi_1$	$\bar{\Psi}_1 \gamma^\mu \gamma_5 \Psi_2$
Tensor	$\bar{\Psi}_1 \sigma_{\mu\nu} \Psi_2$	$\bar{\Psi}_1 \sigma^{\mu\nu} \Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2 \sigma_{\mu\nu} \Psi_1$	$-\bar{\Psi}_1 \sigma^{\mu\nu} \Psi_2$



Invarianz bedeutet, dass die Übergangsmatrixelemente vor und nach einer Symmetrie-Transformation gleich sind. Maximale Verletzung einer Invarianz heisst, dass der transformierte Prozess nicht auftritt.

→ formal: $[T, X] = 0$ bzw. $TXT^{-1} = X$

d.h. der Operator X einer Observablen vertauscht mit der Transformation T . Im Falle der CPT -Invarianz gilt daher:

$$CPT \neq \mathbf{1} \quad \text{aber} \quad (CPT)X(CPT)^{-1} = X$$

betrachte z.B. folgende Reaktionen (mit $\vec{p}^\pm =$ Impuls \vec{p} und Helizität \pm):

- Anfangszustand: $\pi^-(\vec{p}_1) p(\vec{p}_2^+) \rightarrow K^0(\vec{p}_3) \Lambda(\vec{p}_4^+)$
- Paritätstransformation P : $\pi^-(\vec{-p}_1) p(\vec{-p}_2^-) \rightarrow K^0(\vec{-p}_3) \Lambda(\vec{-p}_4^-)$
- Ladungskonjugation C : $\pi^+(\vec{-p}_1) \bar{p}(\vec{-p}_2^-) \rightarrow \bar{K}^0(\vec{-p}_3) \bar{\Lambda}(\vec{-p}_4^-)$
- Zeitumkehr T : $\bar{K}^0(\vec{p}_3) \bar{\Lambda}(\vec{p}_4^-) \rightarrow \pi^+(\vec{p}_1) \bar{p}(\vec{p}_2^-)$

völlig anderer Prozess, aber gleiches S-Matrixelement



2. CP-VERLETZUNG



→ Voraussetzungen:

CP-Verletzung bedeutet dass die **Partialbreite** für den Zerfall eines **Teilchens** B in einen Endzustand y **verschieden** ist von der **Partialbreite** beim Zerfall des **Antiteilchens** \bar{B} in \bar{y} :

$$\Gamma(B \rightarrow y) \neq \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{y}) \quad \text{bzw.} \quad |a(B \rightarrow y)|^2 \neq |a(\bar{B} \rightarrow \bar{y})|^2$$

Im Rahmen der **Schwachen Wechselwirkung** werden beim Übergang von Teilchen zu Antiteilchen Amplituden komplex konjugiert. Also, **keine CP-Verletzung wenn...**

- nur eine Amplitude zum Zerfall beiträgt:

$$|a|^2 = |a^*|^2$$

- in einer Summe von zwei Amplituden eine der beiden reell ist:

$$|(a + b)|^2 = (a + b)(a^* + b) = |a^* + b|^2$$

- in einer Summe von zwei Amplituden beide beim Übergang von Teilchen zu Antiteilchen komplex konjugiert werden:

$$|(a + b)|^2 = (a + b)(a^* + b^*) = |a^* + b^*|^2$$

Man braucht also **zwei interferierende komplexwertige** Amplituden von denen **eine** beim Übergang vom Teilchen zum Antiteilchen **nicht komplex-konjugiert** wird. Beschränkt man sich auf die Schwache Wechselwirkung kann es also keine CP-Verletzung geben!



CP-Asymmetrie A_{CP} für Zerfälle in einen Endzustand y :

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(X \rightarrow y) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{y})}{\Gamma(X \rightarrow y) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{y})} \quad \text{mit Partialbreiten} \quad \Gamma(\cdot) = |a(\cdot)|^2$$

Betrachte **mixing-induzierte CP-Verletzung** für den Zerfall in einen CP-Eigenzustand $y = y_{CP}$. Hier sind die zuvor diskutierten Voraussetzungen erfüllt:

$$a(X \rightarrow y_{CP}) = a_m(X \rightarrow X) \cdot a_d(X \rightarrow y_{CP}) + a_m(X \rightarrow \bar{X}) \cdot a_d(\bar{X} \rightarrow y_{CP})$$

$$a(\bar{X} \rightarrow y_{CP}) = a_m(\bar{X} \rightarrow \bar{X}) \cdot a_d(\bar{X} \rightarrow y_{CP}) + a_m(\bar{X} \rightarrow X) \cdot a_d(X \rightarrow y_{CP})$$

Die beitragenden **Amplituden** sind:

$\left. \begin{array}{l} a_d(X \rightarrow y_{CP}) \\ a_d(\bar{X} \rightarrow y_{CP}) \end{array} \right\} = A e^{\pm i\omega}$	$\left. \begin{array}{l} a_m(X \rightarrow X) \\ a_m(\bar{X} \rightarrow \bar{X}) \end{array} \right\} = \cos \frac{\Delta mt}{2}$	$\left. \begin{array}{l} a_m(X \rightarrow \bar{X}) \\ a_m(\bar{X} \rightarrow X) \end{array} \right\} = i \sin \frac{\Delta mt}{2} e^{\pm i\phi}$
---	--	--

mit Phasenfaktoren

- Zerfallsphase: ω
- Mischungsphase: ϕ



$$A_{CP} = -\sin(\Delta mt) \sin(\phi - 2\omega)$$



In der Näherung

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K_S^0\rangle + |K_L^0\rangle) \quad \text{und} \quad |\bar{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K_S^0\rangle - |K_L^0\rangle)$$

findet man folgende CP-Asymmetrien

$$A_{CP}^{+-} = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) - \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) + \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} = |\eta_{+-}|^2$$

$$A_{CP}^{00} = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) - \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) + \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \approx \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = |\eta_{00}|^2$$

- obige CP-Asymmetrien liefern die Zahlenwerte $|\eta_{00}|^2 \approx |\eta_{+-}|^2 \approx 5.3 \times 10^{-6}$
- detaillierte Isospinanalyse zeigt:

- die Werte sind gleich, wenn es keine direkte CP-Verletzung gibt
- im Falle von direkter CP-Verletzung im Zerfall gilt

$$\frac{|\eta_{+-}|^2}{|\eta_{00}|^2} \approx 1 + 6\text{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$$

- experimentell extrem schwierig ...

$$\varepsilon'/\varepsilon = (28.0 \pm 4.1) \cdot 10^{-4} (\text{KTEV})$$

$$\varepsilon'/\varepsilon = (14.0 \pm 4.3) \cdot 10^{-4} (\text{NA48})$$



→ CP-Verletzung in Oszillationen

- CP-Verletzung entsteht dadurch, dass die Masseneigenzustände keine CP-Eigenzustände sind

→ Beispiel: K^0 -System, Messung von $\text{Re}\varepsilon$

→ CP-Verletzung in der Interferenz von Oszillationen und Zerfall

- CP-Verletzung entsteht dadurch, dass derselbe Endzustand (CP-Eigenzustand) von Teilchen und Antiteilchen erreicht werden kann, und dass Teilchen und Antiteilchen oszillieren

→ Beispiel: $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ -System

→ “direkte CP-Verletzung” beim Zerfall in einen Endzustand

- benötigt unterschiedliche Streuphasen in der Wechselwirkung der Endzustände

→ Beispiel: $B_d \rightarrow K^+ \pi^-$ und $\bar{B}_d \rightarrow K^- \pi^+$

→ “direkte CP-Verletzung” beim Zerfall in mehrere Endzustände

- Phasendifferenz implizit in den Wellenfunktionen (z.B. Isospin-Zerlegungen)

→ Beispiel: $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ und $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, Messung von $\text{Im}\varepsilon'$



→ Massenerzeugung mittels Higgs-Mechanismus, angewendet auf . . .

- mehrere Generationen
- Eigenzustände der Schwachen Wechselwirkung (u' , d')

Allgemeiner $SU(2)_L \times U(1)_R$ invarianter Massenterm im Lagrangian

$$\mathcal{L}_m = \bar{u}'_L M^{(u)} u'_R + \bar{d}'_L M^{(d)} d'_R + h.c.$$

Umschreiben auf Masseneigenzustände, d.h. **Diagonalisierung von $M^{(u)}$, $M^{(d)}$** :

$$M^{(u)} = U^\dagger M_{diag}^{(u)} U \quad \text{und} \quad M^{(d)} = D^\dagger M_{diag}^{(d)} D$$

also, da $M^{(u)}$ und $M^{(d)}$ hermitesch sind, für rechts- und linkhändige Felder,

$$u = U \cdot u' \quad \text{und} \quad d = D \cdot d'$$

$$\text{bzw.} \quad u' = U^\dagger \cdot u \quad \text{und} \quad d' = D^\dagger \cdot d$$

und damit, wegen $\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L = \bar{\Psi} \Psi$

$$\mathcal{L}_m = \bar{u}_L M_{diag}^{(u)} u_R + \bar{d}_L M_{diag}^{(d)} d_R + h.c. = \bar{u} M_{diag}^{(u)} u + \bar{d} M_{diag}^{(d)} d$$



→ Konsequenz für geladene schwache Ströme linkshändiger Fermionen:

$$\begin{aligned}j_\mu &= \bar{u}'_L \gamma_\mu d'_L + \bar{d}'_L \gamma_\mu u'_L \\ &= (\bar{u}_L U) \gamma_\mu (D^\dagger d_L) + (\bar{d}_L D) \gamma_\mu (U^\dagger u_L) \\ &= \bar{u}_L \gamma_\mu V d_L + \bar{d}_L V^\dagger \gamma_\mu u_L\end{aligned}$$

mit

$$V = U \cdot D^\dagger \quad \text{“Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix”}$$

- U , D , und V sind unitäre Matrizen
- keine Mischung für neutrale Ströme, d.h. auf Tree-Niveau **keine FCNC**
- für **entartete Massen** gilt ohne Beschränkung der Allgemeinheit $U = D$, d.h. $V = 1$
 - eventuelle Phasen können in Umdefinition der Quarkfelder absorbiert werden
 - keine Mischung wenn alle Massen gleich sind
 - keine Mischung für masselose Neutrinos
 - ✗ Neutrino-Oszillationen \Rightarrow Mischungsmatrix im Leptonsektor
- **Fazit:** Untersuchung von CP-Verletzung und der Struktur der CKM-Matrix geht die Frage nach dem Ursprung der Masse auf eine Weise an, die über die Suche nach dem Higgs-Teilchen hinausgeht.



Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}_{CC} = W_{\mu}^{-} \bar{d} V^{\dagger} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) u + W_{\mu}^{+} \bar{u} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) V d$$

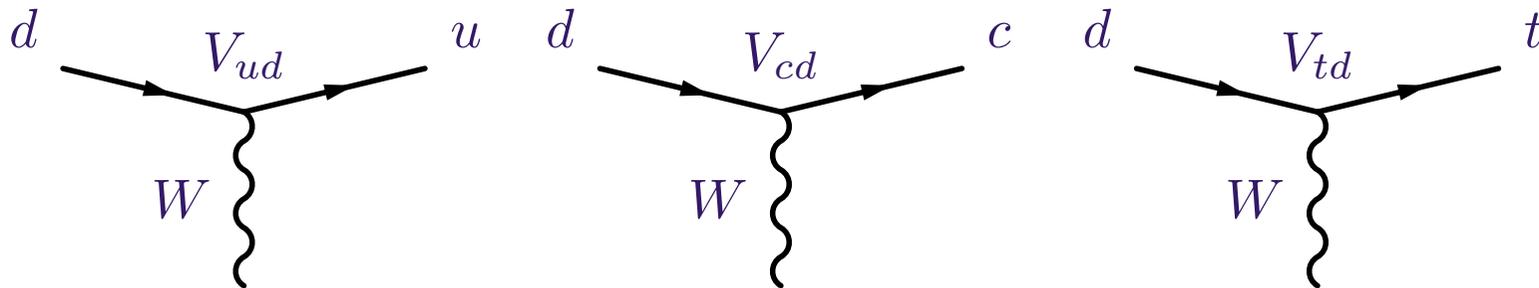
■ V_{UD} ist die Kopplung eines up-type Quarks U an ein down-type Quark D

■ Resultierende Feynman Regeln:

→ auslaufende Fermionlinien: $\bar{\Psi}$ → auslaufendes down-type Quark: V_{UD}^{*}

→ einlaufende Fermionlinien: Ψ → einlaufendes down-type Quark: V_{UD}

Unitarität für die Kopplungen des d -Quarks: → $|V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{td}|^2 = 1$



Anmerkung: Die Lagrange-Dichte für geladene Ströme ist **NICHT** CP-invariant:

$$(CP) V = V$$

$$(CP) V^{\dagger} = V^{\dagger}$$

$$(CP) W_{\mu}^{-} = -W^{+\mu}$$

$$(CP) W_{\mu}^{+} = -W^{-\mu}$$

$$(CP) \bar{d} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) u = -\bar{u} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) d$$

$$(CP) \bar{u} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) d = -\bar{d} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) u$$

und damit: $(CP) \mathcal{L}_{CC} = W^{+\mu} \bar{u} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) V^{\dagger} d + W^{-\mu} \bar{d} V \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) u = \mathcal{L}_{CC}^{*}$



$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

Wolfenstein-Parametrisierung

- Entwicklung nach Potenzen von $\lambda = \sin \Theta_C \approx 0.2258$
 - Unitarität: $R_i \cdot R_j^* = C_i \cdot C_j^* = \delta_{ij}$
 - einige Beispiele – bis zur Ordnung λ^3 :
 - $C_1 \cdot C_2^* = 0 = V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = (\lambda - \lambda^3/2) + (-\lambda + \lambda^3/2)$
 - $C_2 \cdot C_3^* = 0 = V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = A\lambda^2 - A\lambda^2$
 - $C_1 \cdot C_3^* = 0 = V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta) - A\lambda^3 + A\lambda^3(1 - \rho - i\eta)$
 - in führender Ordnung ...
 - nur zwei komplexwertige Matrixelemente und
 - nur eine nicht rein reelle Unitaritätsrelation $C_1 \cdot C_3^* = 0$
- bis zur Ordnung $\lambda^4 \sim 10^{-3}$ gilt:

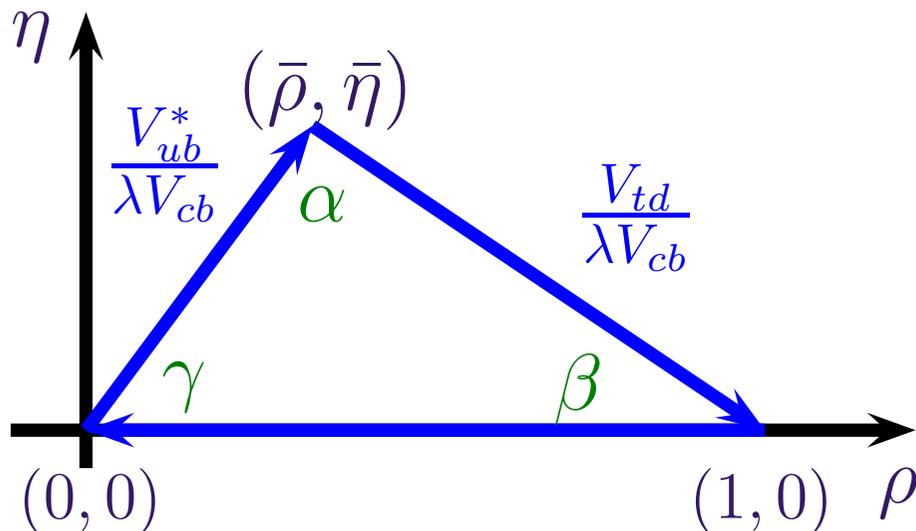
$$C_1 \cdot C_3^* = V_{ub}^* - \lambda V_{cb} + V_{td} = 0$$



→ graphische Darstellung der Unitaritätsrelation

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb} + V_{td} = 0$$

- Dreieck in der komplexen Ebene
- verwende eine auf λV_{cb} normierte Darstellung
- in der Wolfenstein-Parametrisierung ist die Normierung reell
 - keine Drehung des Dreiecks durch die Normierung
 - die Koordinaten des Scheitelpunktes sind $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$
 - es gilt $V_{ub}^*/\lambda V_{cb} = \bar{\rho} + i\bar{\eta}$ sowie $V_{td}/\lambda V_{cb} = 1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}$
 - Winkel des Dreiecks entsprechen Phasen von CKM-Matrixelementen
 - ✗ Messung durch CP-Asymmetrien möglich



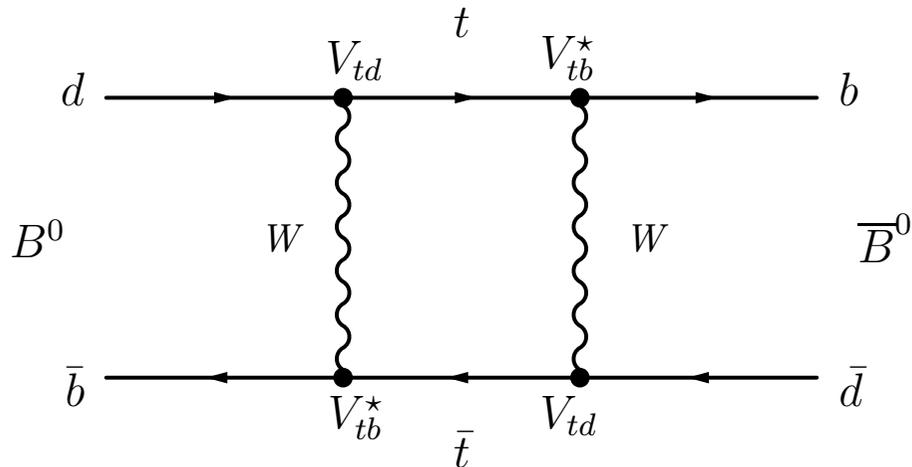
Die **Wolfenstein-Parametrisierung** liefert einen einfachen Zusammenhang zwischen **Winkeln** des Unitaritätsdreiecks und den **Phasen** von CKM Matrixelementen:

- $\arg(V_{ub}) = -\gamma$
- $\arg(V_{td}) = -\beta$

→ einige Beispiele ...



→ B_d -Mischung



große Mischungsphase

$$\phi_d = 2 \arg(V_{td}) = -2\beta$$

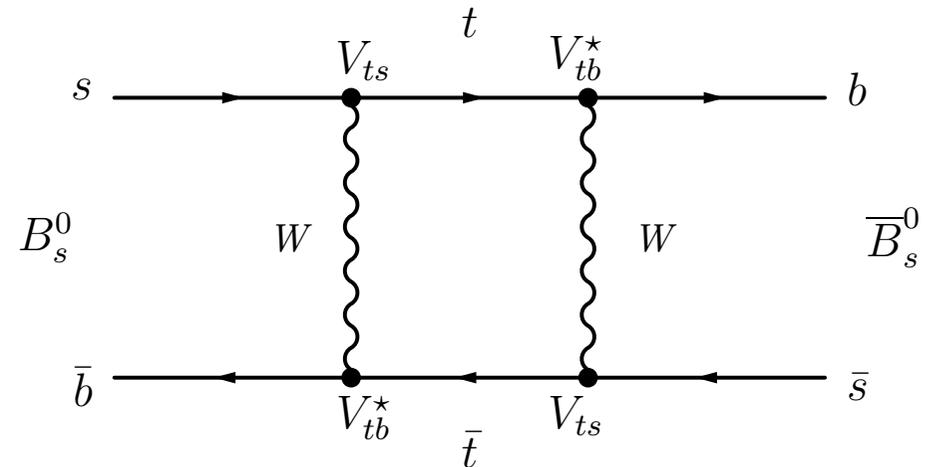
Mischungsfrequenz sensitiv auf $|V_{td}|$

$$\Delta m_d \sim |V_{td}|^2$$

- Information über zwei Parameter des Unitaritätsdreiecks aus B_d -Mixing
- Seitenlänge $|V_{ub}|$ aus $b \rightarrow u$ Übergängen bekannt

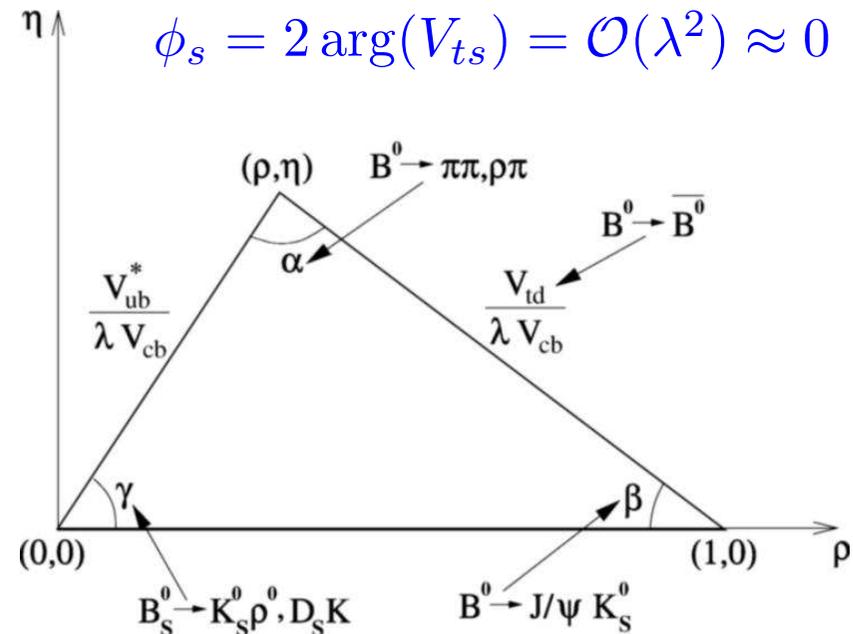
✗ SM-Test des CKM-Sektors

→ B_s -Mischung



kleine Mischungsphase

$$\phi_s = 2 \arg(V_{ts}) = \mathcal{O}(\lambda^2) \approx 0$$





CP-Verletzung im B_d -System

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} B_H &= p B^0 + q \bar{B}^0 \\ B_L &= p B^0 - q \bar{B}^0 \end{aligned} \quad \Delta m \equiv M_H - M_L$$

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}$$

$$= \frac{2 \operatorname{Im} \lambda}{1 + |\lambda|^2} \sin(\Delta m \cdot t) - \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \cos(\Delta m \cdot t)$$

S
 $C(BABAR)$
 $-A(Belle)$

CP-Verletzung:

- ☀ **in der Mischung:** $|q/p| \neq 1$
- ☀ **im Zerfall:** $|\bar{A}/A| \neq 1$
- ☀ **in der Interferenz zwischen Zerfall mit und ohne Mischung:** $\operatorname{Im} \lambda \neq 0$

(H. Lacker)

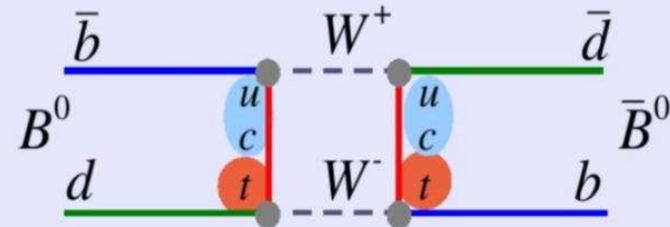


CP-Verletzung in B^0 - \bar{B}^0 -Mischung

Observable:
$$A_{SL}^d = \frac{P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)(t) - P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)(t)}{P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)(t) + P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)(t)} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}$$

Theorie:
$$A_{SL}^d = \Im \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}$$

**Sensitiv
auf NP**



SM-Vorhersage:
$$A_{SL}^d = (-4.8_{-1.2}^{+1.0}) 10^{-4}$$
 Lenz, Nierste, hep-ph/0612167

Siehe z.B. auch:

Ciuchini, Franco, Lubicz, Mescia, Tarantino, JHEP 0308, 031 (2003)

Beneke, Buchalla, Lenz, Nierste, PLB576, 173 (2003)

**Ungeeignet für präzise Bestimmung von CKM-Parametern,
aber nützlich um NP in der Mischung einzuschränken!**

Numerische Analysen z.B. in: Laplace et al., PRD65, 094040 (2002)

CKMfitter group, EPJC 41, 1 (2005)

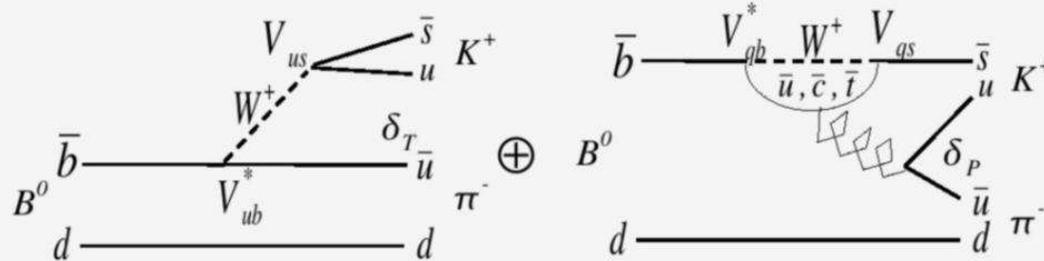
UTfit collaboration, JHEP 0603, 080 (2006), PRL 97, 151803 (2006)

(H. Lacker)



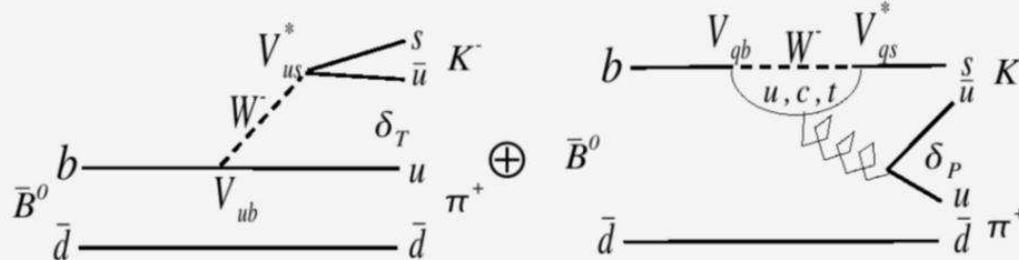
CP-Verletzung im Zerfall

$$\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) \neq \Gamma(B \rightarrow f)$$



$$A(B^0 \rightarrow \pi^- K^+) = T e^{+i\phi_T} e^{i\delta_T} + P e^{+i\phi_P} e^{i\delta_P}$$

$$A(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ K^-) = T e^{-i\phi_T} e^{i\delta_T} + P e^{-i\phi_P} e^{i\delta_P}$$



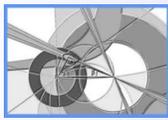
* Keine Zeitinfo notwendig

In diesem Fall darüberhinaus:

* Kein Tagging notwendig

$$A_{K\pi} = \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ K^-) - \Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- K^+)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ K^-) + \Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- K^+)} \propto \left| \frac{P}{T} \right| \cdot \sin(\phi_T - \phi_P) \sin(\delta_T - \delta_P)$$

(H. Lacker)



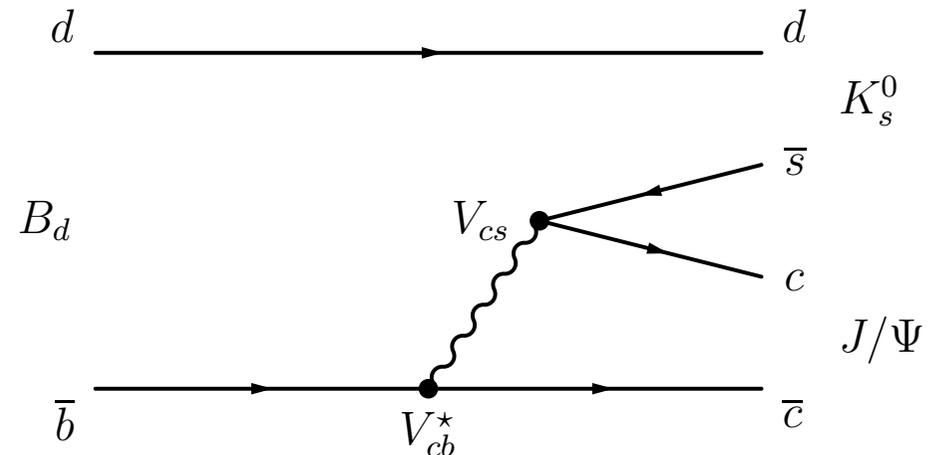
→ Primärziel von BaBar/Belle: $\sin(2\beta)$ aus $B_d \rightarrow J/\psi K_s \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-$

- Zerfall in einen CP-Eigenzustand
- Mischungs-induzierte CP-Verletzung
 - Mischungsphase $\phi_s = -2\beta$
 - keine zusätzliche Phase im Zerfall
- Observable

$$A_{CP} = -\sin(\Delta m \tau) \sin(2\beta - 2\omega)$$

$$= \sin(\Delta m \tau) \sin(2\beta)$$

- keine weiteren Beiträge von ähnlicher Grössenordnung
 - kleine theoretische Unsicherheiten
 - experimentell sehr klare Signatur
 - ✗ $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$
 - daher "goldener Zerfall" ...



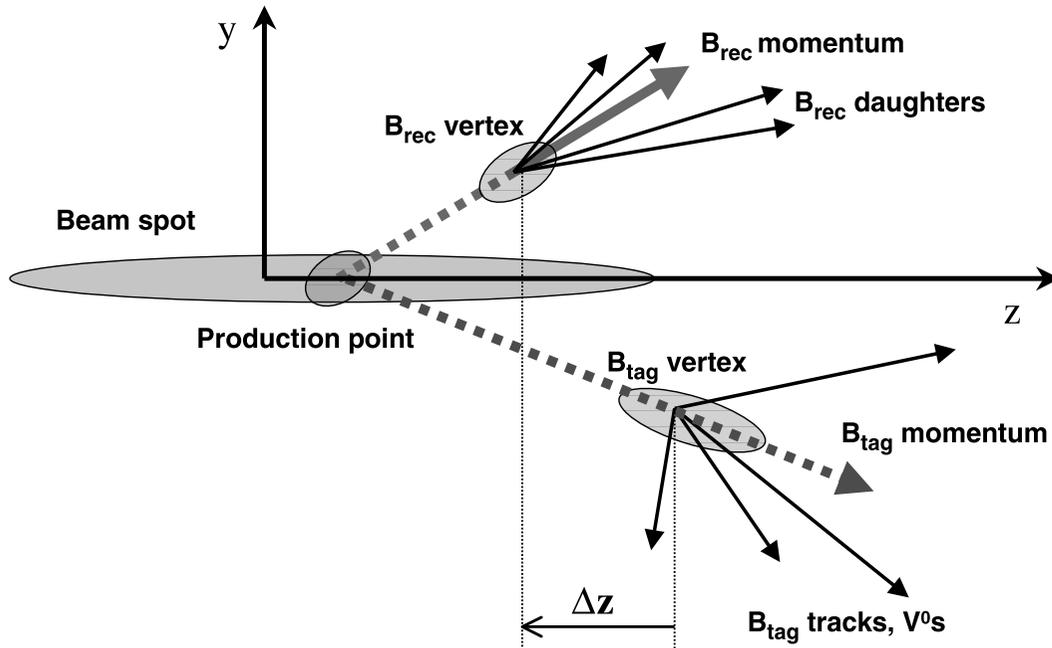
→ Herausforderungen

- Verzweigungsverhältnisse
 - $Br(B_d \rightarrow J/\psi K^0) = 8.7 \times 10^{-4}$
 - $Br(K^0 \rightarrow K_s) = 0.5$
 - $Br(K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 0.69$
 - $Br(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 0.059$
- Tagging-Power
 - $D \sim 0.05$

effektiv hat man $\mathcal{O}(10^{-6})$ goldene Zerfälle pro B-Meson...



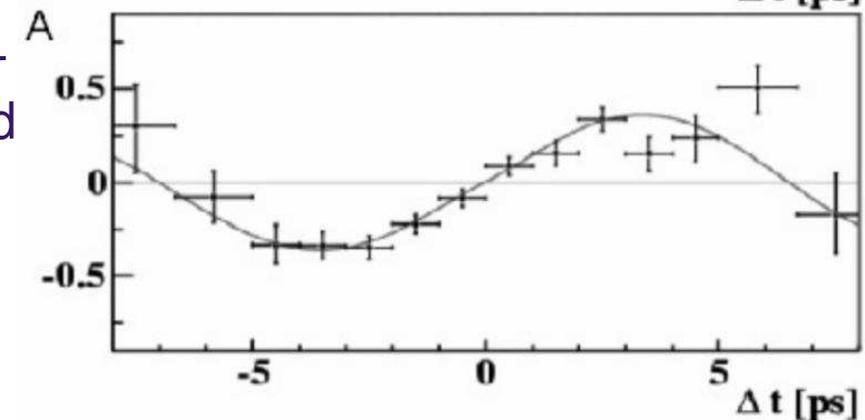
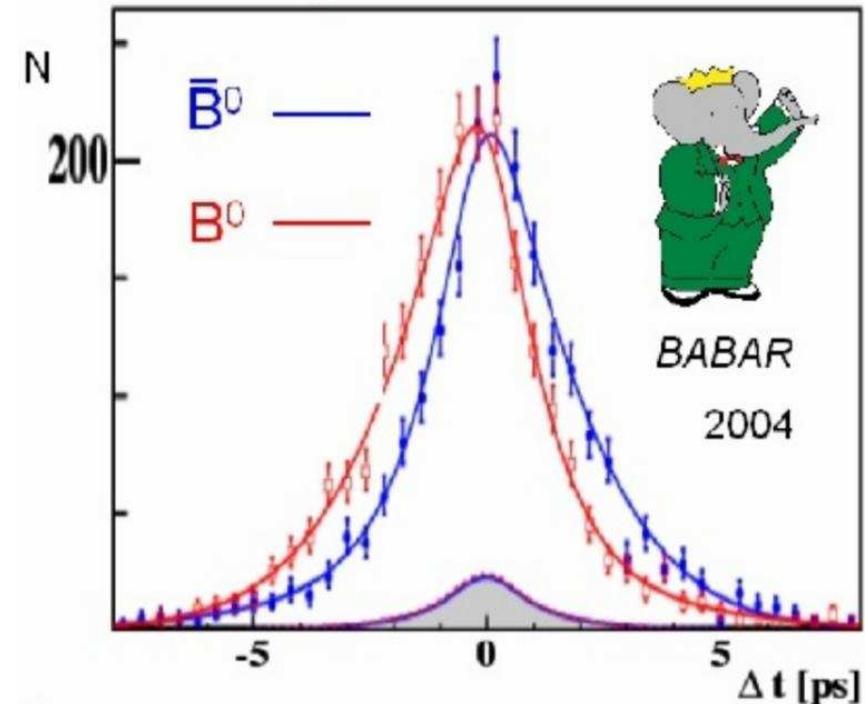
→ Messprinzip



- B_d und \bar{B}_d sind verschränkt
- erst im Zerfall wird die Verschränkung aufgehoben, d.h. die Uhr für Mixing läuft los, sobald das erste der beiden B-Mesonen zerfällt
- BaBar+Belle Resultat (PDG 2006)

$$\sin(2\beta)|_{J/\psi K_s} = 0.69 \pm 0.3$$
- SM-Tree-Level, **insensitiv auf "neue Physik"**

→ Resultate von $J/\psi K_s$





Verschiedene Möglichkeiten existieren um Information über die Art eines schweren Quarks (b oder \bar{b}) zu gewinnen. In der Praxis werden die vorhandenen Methoden üblicherweise mit Hilfe eines neuronalen Netzes kombiniert.

→ mögliche Signaturen

■ “opposite side lepton tag”

→ $b \rightarrow l^- \bar{\nu}_l c$ versus $\bar{b} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c}$ mit $l = \text{Elektron oder Muon}$

■ “opposite side kaon tag”

→ $b \rightarrow cX, c \rightarrow sX', s \rightarrow K^- X''$ versus $\bar{b} \rightarrow \bar{c}X, \bar{c} \rightarrow \bar{s}X'; \bar{s} \rightarrow K^+ X''$

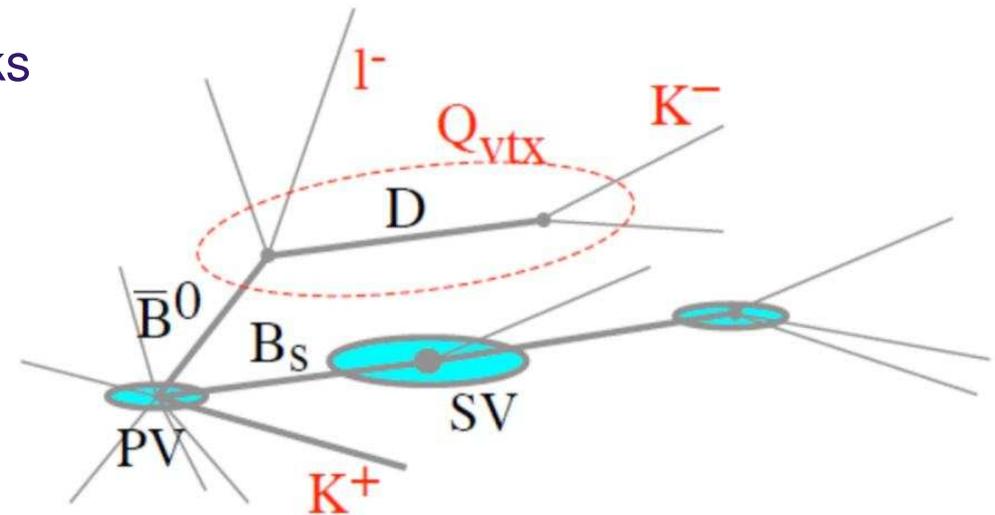
■ “opposite side vertex charge”

→ Summe aller Ladungen aus Sekundärvertizes enthält Information über die Ladung des primären langlebigen b -Quarks, d.h. $\langle Q_{\text{vtx}}(b) \rangle < 0$ versus $\langle Q_{\text{vtx}}(\bar{b}) \rangle > 0$

■ “same side kaon tag”

→ Fragmentation $\bar{b} \rightarrow B_s$ hinterlässt ein \bar{s} -Quark, welches oftmals in ein K^+ bildet; Fragmentation $b \rightarrow \bar{B}_s$ hinterlässt ein s -Quark, welches oftmals in ein K^- bildet

✗ nur bei Hadron-Maschinen möglich!





→ relevante Größen:

■ Tagging-Effizienz: ε

→ Wahrscheinlichkeit in einem Signalereignis ein Tag zu finden

■ Mistag-Wahrscheinlichkeit: w

→ Wahrscheinlichkeit, dass ein Tag die falsche Zuweisung liefert

→ untersuche den Einfluss auf Messungen anhand von Asymmetrien:

Betrachte ein Sample von N Ereignissen, die sich auf zwei Kategorien aufteilen. Die Anzahlen in den beiden Kategorien seien n und m , mit einer Asymmetrie A

$$A = \frac{n - m}{n + m}$$

Es folgt für die Ereigniszahlen n und m :

$$n = \frac{1 + A}{2} N \quad \text{und} \quad m = \frac{1 - A}{2} N$$

Unter Berücksichtigung der Tagging-Effizienz und Mistag-Wahrscheinlichkeit findet man für die in beiden Kategorien beobachteten Anzahlen

$$n_{obs} = n\varepsilon(1 - w) + m\varepsilon w = \frac{N\varepsilon}{2} [1 + (1 - 2w)]$$

und

$$m_{obs} = n\varepsilon w + m\varepsilon(1 - w) = \frac{N\varepsilon}{2} [1 - (1 - 2w)]$$



Die nach dem Tagging beobachtete Asymmetrie ergibt sich dann zu

$$A_{obs} = \frac{n_{obs} - m_{obs}}{n_{obs} + m_{obs}} = A(1 - 2w) \quad \text{mit} \quad N_{obs} = n_{obs} + m_{obs} = N\varepsilon$$

Die Mistag-Wahrscheinlichkeit muss also bekannt sein, um die gemessene Asymmetrie zu korrigieren. Interessant ist die relative Präzision mit der die Asymmetrie gemessen werden kann. Fehlerfortpflanzung für $A = (n - m)/(n + m)$ liefert zunächst

$$\sigma^2(A) = \left(\frac{\partial A}{\partial n}\right)^2 C_{nn} + \left(\frac{\partial A}{\partial m}\right)^2 C_{mm} + 2 \left(\frac{\partial A}{\partial n}\right) \left(\frac{\partial A}{\partial m}\right) C_{nm}$$

und mit der Kovarianzmatrix von n und m , mit $n + m = N$,

$$C_{nn} = n \left(1 - \frac{n}{N}\right) \quad C_{mm} = m \left(1 - \frac{m}{N}\right) \quad C_{nm} = -\frac{nm}{N} \quad (\text{Binomialstatistik})$$

findet man

$$\sigma^2(A) = \frac{4}{N} \left(\frac{n}{N}\right) \left(\frac{m}{N}\right)$$

Einsetzen der beobachteten Größen liefert dann

$$\sigma^2(A_{obs}) = \frac{4}{N_{obs}} \frac{1}{2} [1 - A(1 - 2w)] \frac{1}{2} [1 + A(1 - 2w)] = \frac{1}{N\varepsilon} [1 - A^2(1 - 2w)^2]$$

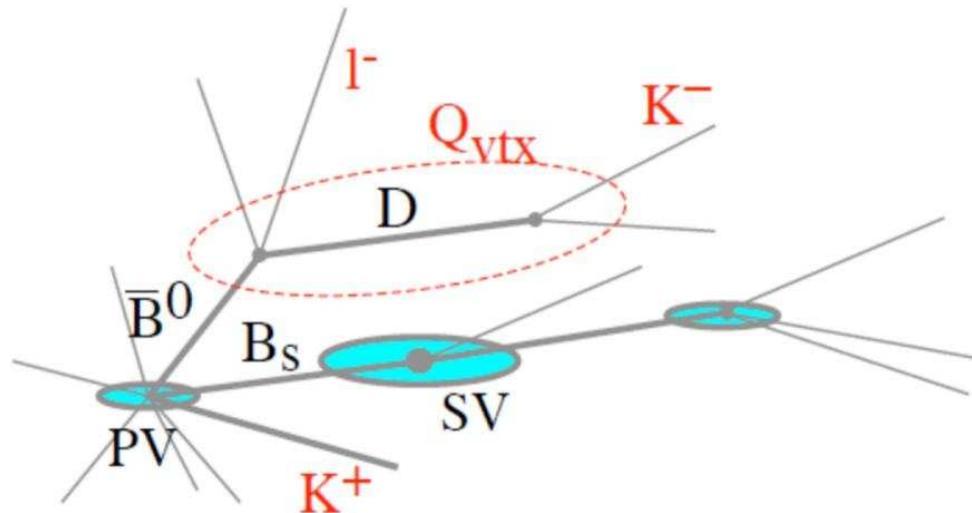
und damit:
$$\frac{\sigma^2(A_{obs})}{A_{obs}^2} = \frac{1}{N\varepsilon} \left[\frac{1}{A^2(1 - 2w)^2} - 1 \right] \approx \frac{1}{NA^2D} \quad \text{mit} \quad D = \varepsilon(1 - 2w)^2 .$$



→ Resultat:

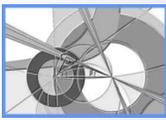
$$\frac{\sigma A_{obs}}{A_{obs}} \sim \frac{1}{\sqrt{N \cdot D}} \quad \text{mit} \quad D = \varepsilon(1 - 2w)^2$$

- “Tagging Power” D = statistisches Gewicht eines Ereignisses in der Messung von A
 - linear in Tagging Efficiency ε
 - quadratisch als Funktion der Mistag-Wahrscheinlichkeit w
- keine Messung möglich für $w = 1/2$
- typische Werte: $\varepsilon \sim 0.1$ und $w \sim 1/3$



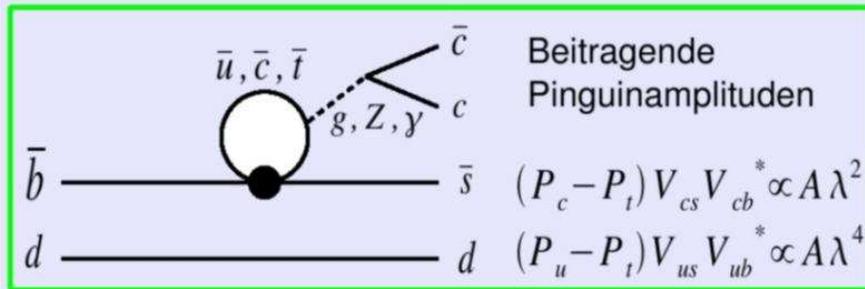
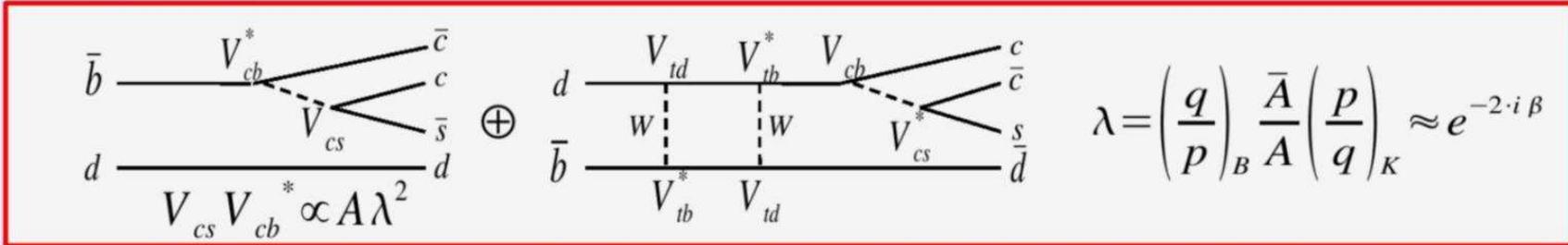
(Tabelle mit Zahlenwerten von LHCb)

Tag	$\varepsilon(1 - 2w)^2$
Opposite side μ	0.7 – 1.8 %
Opposite side e	0.4 – 0.6 %
Opposite side K	1.6 – 2.4 %
Opposite side Q_{vtx}	0.9 – 1.3 %
Same side $\pi(B_d)$	0.8 – 1.0 %
Same side $K(B_s)$	2.7 – 3.3 %
Combined (B_d)	4 – 5 %
Combined (B_s)	7 – 9 %



CP-Verletzung in Interferenz zwischen Zerfall mit und ohne Mischung: Bsp. $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow c\bar{c} K_{S,L}$

Theoretisch sauber:



$$A_{CP}(t) = S \sin(\Delta m \cdot t) - C \cos(\Delta m \cdot t)$$

$$S - \sin 2\beta > -1 \cdot 10^{-3} \quad C \leq 1 \cdot 10^{-3}$$

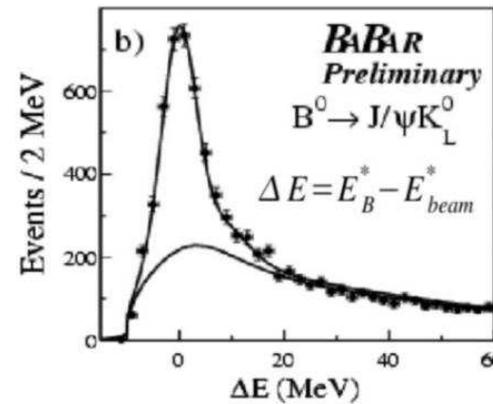
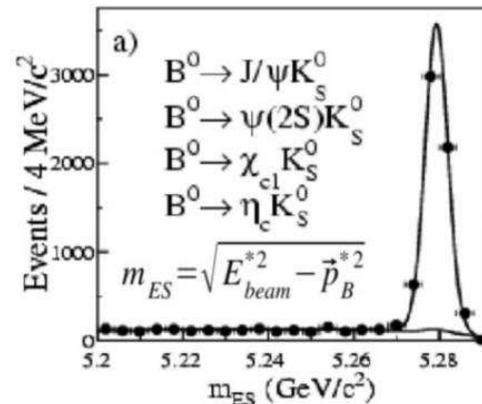
Boos, Mannel, Reuter, PRD 70, 036006 (2004)

Grossman, Kagan & Ligeti, PLB538, 327 (2002)

Ciuchini, Pierini & Silvestrini, PRL 95, 221804 (2005)

Li & Mishima, hep-ex/0610120

Experimentell sauber:

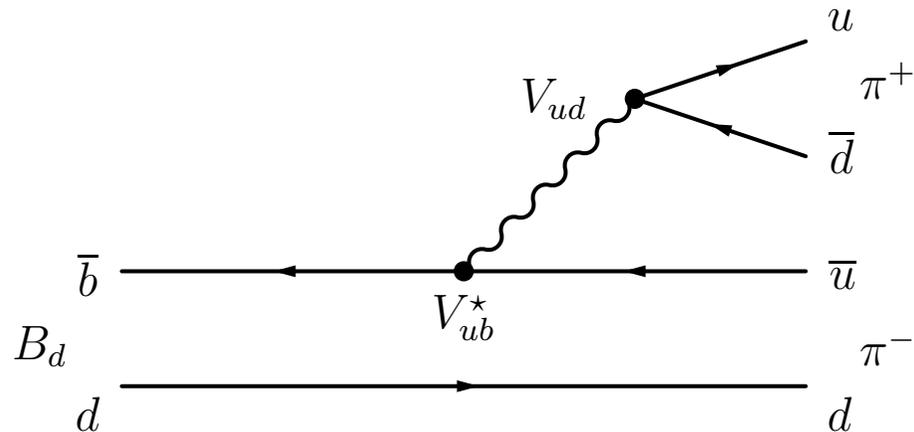


(H. Lacker)



→ Winkel aus CP-Asymmetrien: $A_{CP} = -\sin(\Delta mt) \sin(\phi - 2\omega)$

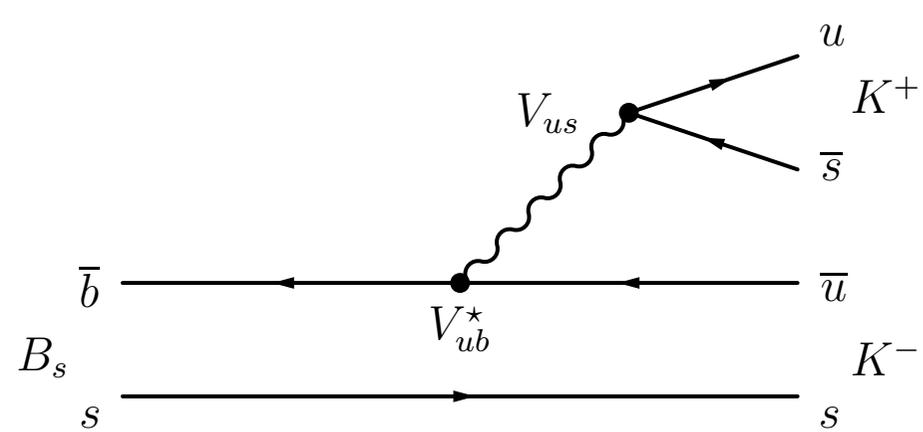
$B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$:



$$\omega = \arg(V_{ub}^*) = \gamma$$

$$\begin{aligned}
 A_{CP} &= -\sin(\Delta m_d t) \sin(\phi_d - 2\gamma) \\
 &= \sin(\Delta m_d t) \sin(2\beta + 2\gamma) \\
 &= \sin(\Delta m_d t) \sin(2\alpha)
 \end{aligned}$$

$B_s \rightarrow K^+ K^-$:



$$\omega = \arg(V_{ub}^*) = \gamma$$

$$\begin{aligned}
 A_{CP} &= -\sin(\Delta m_s t) \sin(\phi_s - 2\gamma) \\
 &= \sin(\Delta m_s t) \sin(2\gamma)
 \end{aligned}$$

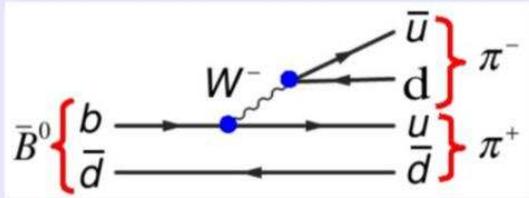
- konzeptuell einfache Messungen von α und γ aber ...
- theoretische und experimentelle Komplikationen, wie z.B.
 - Pinguin- und andere Beiträge in beiden Zerfallsmoden
 - Notwendigkeit zeitaufgelöster Messungen



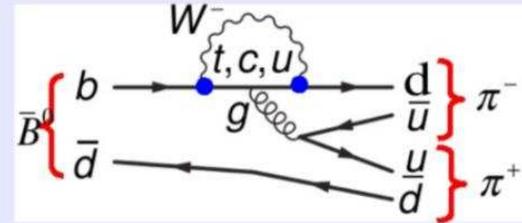
Pinguin-Beiträge in $b \rightarrow u$ -Übergängen



$$\alpha (= \pi - \beta - \gamma)$$



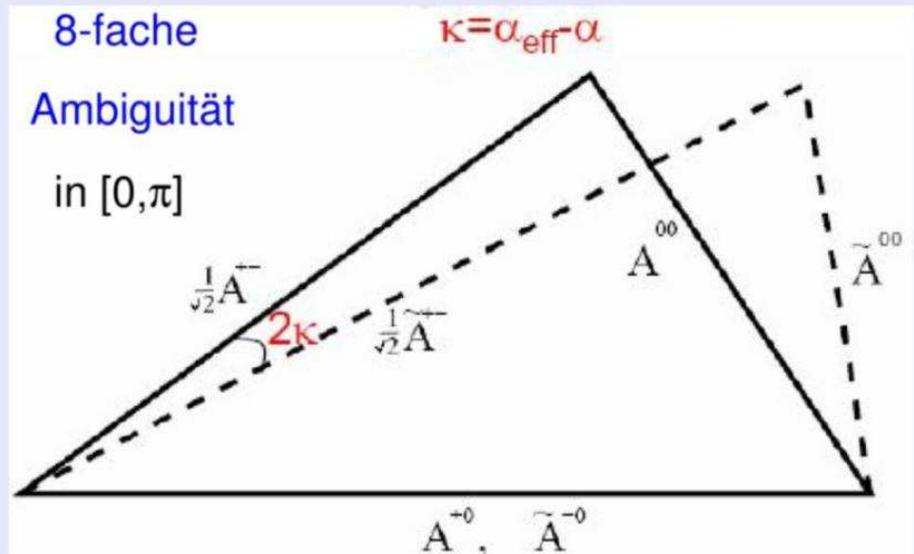
Tree : Dominant $V_{ub} V_{ud}^*$
 λ^3



Pinguin: nicht vernachlässigbar $V_{tb} V_{td}^*$
 λ^3

Zeitabhängige CP-Asymmetrie: $A_{CP}(t) = \sqrt{1 - C^2} \sin(2\alpha_{\text{eff}}) \sin(\Delta m_d t) - C \cos(\Delta m_d t)$
 $\alpha_{\text{eff}} \rightarrow \alpha$: Isospin-Analyse (Gronau & London)

1. $B^{00} = BF(B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ groß
=> Gute Präzision in κ
2. $B^{00} = BF(B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ klein
=> Obere Grenze für κ
("Grossman-Quinn Bound")



(H. Lacker)



Zeitabhängigkeit von Mischungs-Induzierter CP-Verletzung:

$$A_{CP}(t) = \sin(\Delta mt) \cdot A_{CP}^0$$

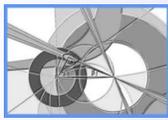
- Information über Unitaritätsdreieck steckt in $A_{CP}^0 = -\sin(\phi - 2\omega)$
- Extraktion der vollen Information erfordert zeitaufgelöste Messungen
- Zeit-integrierte Messung ist möglich, hat aber reduzierte Sensitivität ...

$$\begin{aligned}\bar{A}_{CP} &= \int_0^\infty dt \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} A_{CP}(t) \\ &= A_{CP}^0 \cdot \int_0^\infty dz e^{-z} \sin(\Delta m\tau z) = A_{CP}^0 \cdot \int_0^\infty dz e^{-z} \frac{1}{2i} (e^{i\Delta m\tau z} - e^{-i\Delta m\tau z}) \\ &= A_{CP}^0 \cdot \frac{1}{2i} \left(\frac{1}{1 - i\Delta m\tau} - \frac{1}{1 + i\Delta m\tau} \right) = A_{CP}^0 \cdot \frac{x}{1 + x^2} \quad \text{mit } x = \Delta m\tau = \frac{\Delta m}{\Gamma}\end{aligned}$$

→ Resultat: gute Zeitauflösung ist essentiell für B_s -Messungen

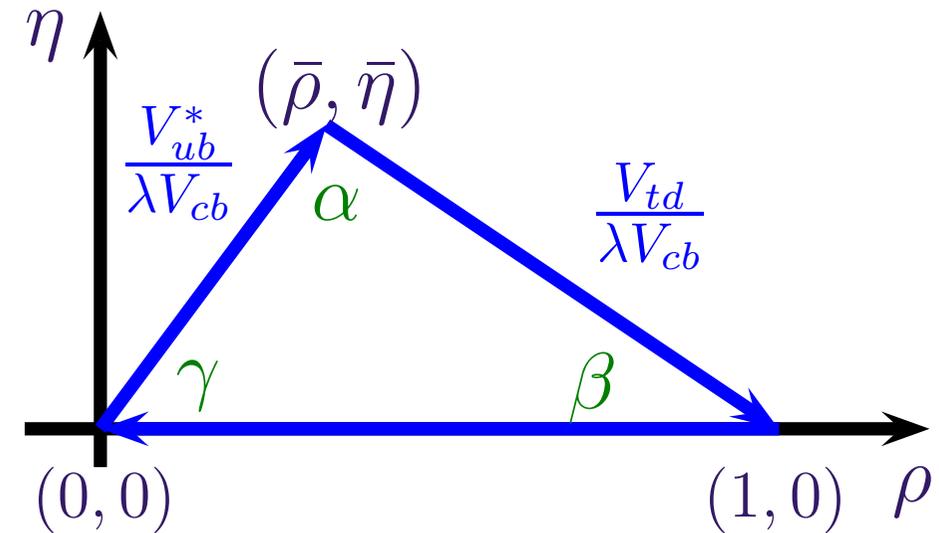
$$\bar{A}_{CP}(B_d) = A_{CP}^0(B_d) \cdot \frac{x_d}{1 + x_d^2} = A_{CP}^0 \cdot 0.48 \quad \text{mit } x_d = 0.75$$

$$\bar{A}_{CP}(B_d) = A_{CP}^0(B_s) \cdot \frac{x_s}{1 + x_s^2} \approx A_{CP}^0 \cdot 0.04 \quad \text{mit } x_d = 25$$



→ mögliche Zugänge

- Messung der Seitenlängen aus
 - Raten schwacher Zerfälle
 - B-Mixing
- direkte Bestimmung der Winkel durch Messung von CP-Asymmetrien
 - β aus $B_d \rightarrow J/\psi K_s$
 - γ aus $B_s \rightarrow K^+ K^-$
 - α aus $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$
- beachte jedoch folgende Warnung ...



Der Winkel β lässt sich aus dem “goldenen Zerfall” zuverlässig bestimmen. Die beiden anderen Zerfallsmoden eignen sich wegen “Penguin Pollution” nur sehr bedingt für Präzisionsmessungen. Es gibt ausgefeilte Strategien durch Kombination mehrerer Messungen die unbekannt Beiträge zu separieren. Das Gesamtziel ist ein Präzisionstest des CKM-Sektors durch Überbestimmung der Parameter des Unitaritätsdreiecks.



→ Präzisionstests des Standardmodells und Suche nach “neuer Physik”

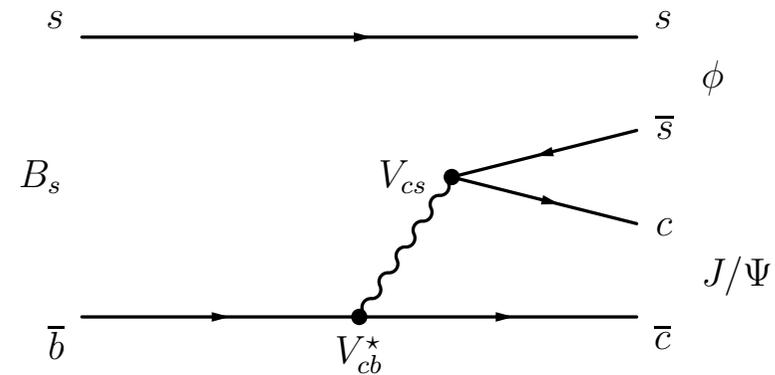
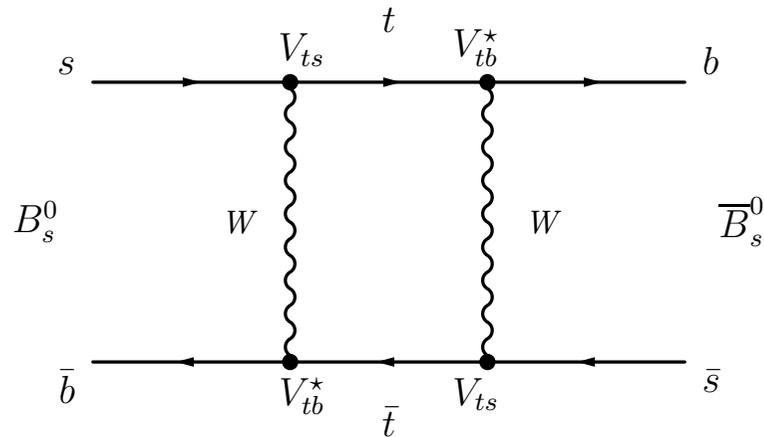
- Raten von schwachen Zerfällen
 - Beträge von CKM-Matrixelementen
- CP-Asymmetrien in Tree-Level dominierten Prozessen
 - aus dem Standardmodell erklärbare CP-Asymmetrien
 - Beispiel: der “goldene Zerfall” $B_d \rightarrow J/\psi K_s$
- CP-Asymmetrien in Prozessen mit Schleifendiagrammen
 - erhöhte Sensitivität auf “neue Physik”
 - Beispiel: Pinguin-dominierte Zerfälle wie $B_d \rightarrow \phi K_s$
- “Nullmessungen”, d.h. Observable mit im Standardmodell kleinen Signal
 - theoretische Unsicherheiten oft klein, d.h. hohe Sensitivität
 - Beispiel: B_s -mixing Phase ϕ_s aus $B_s \rightarrow J/\psi \phi$
 - Beispiel: seltene Zerfälle wie $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$
 - Beispiel: FCNC-Prozesse wie $B_d \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$

Fazit: Untersuche so viele Prozesse wie möglich. Inkonsistenzen in der Interpretation liefern dann eventuell Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells.

→ Beispiele typischer Messungen . . .



→ untersuche z.B. den Zerfall $B_s \rightarrow J/\Psi \phi$



- Analogon des “goldenen Zerfalls” $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ mit der Ersetzung $d \rightarrow s$
- kleine theoretische Unsicherheiten, nur sehr kleine Pinguin Beiträge
- im Standardmodell sehr kleine CP-Asymmetrie: $\phi_s = -\arg V_{ts}^2 \approx -2\eta\lambda^2 \approx -0.04$
- sensitiv auf “neue Physik” in der B_s -Mischung
- Endzustand aus zwei CP-ungeraden Vektormeson, d.h. eine Mischung verschiedener CP-Eigenzustände
 - CP-gerade Zustände von skalarer 0 und longitudinaler \parallel Polarisation
 - CP-ungerade Zustände von transversaler \perp Polarisation
- betrachte alternativ auch Endzustände die CP-Eigenzustände sind, z.B.
 - $B_s \rightarrow J/\psi \eta$, $B_s \rightarrow \eta_c \phi$, ...

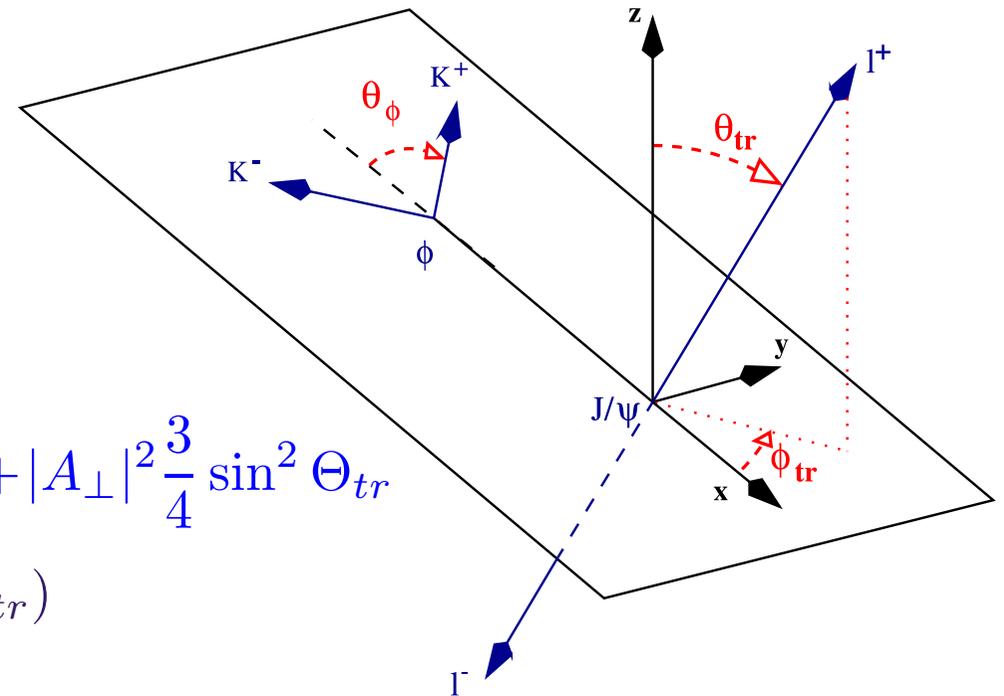


- standard Messung für CP-Eigenzustände
- Helizitätsanalyse for $B_s \rightarrow J/\Psi\phi$

$$\frac{d\Gamma}{d \cos \Theta_{tr}} \propto [|A_0|^2 + |A_{||}|^2] \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \Theta_{tr}) + |A_{\perp}|^2 \frac{3}{4} \sin^2 \Theta_{tr}$$

- doppelt differentielle Messung $A_{CP}(\tau, \Theta_{tr})$

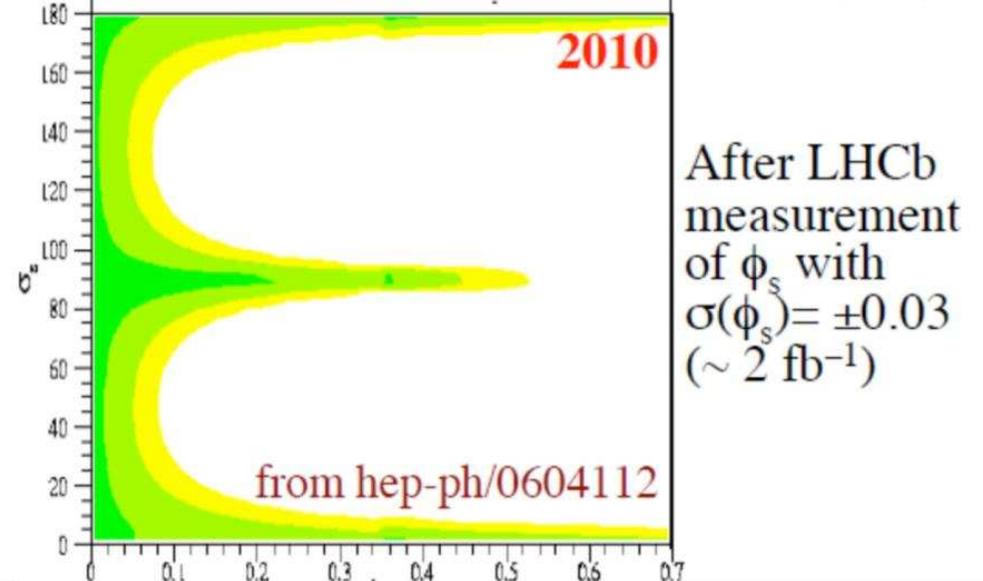
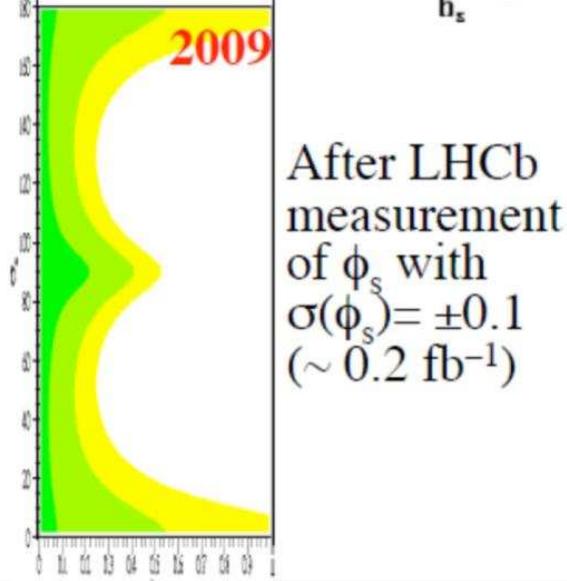
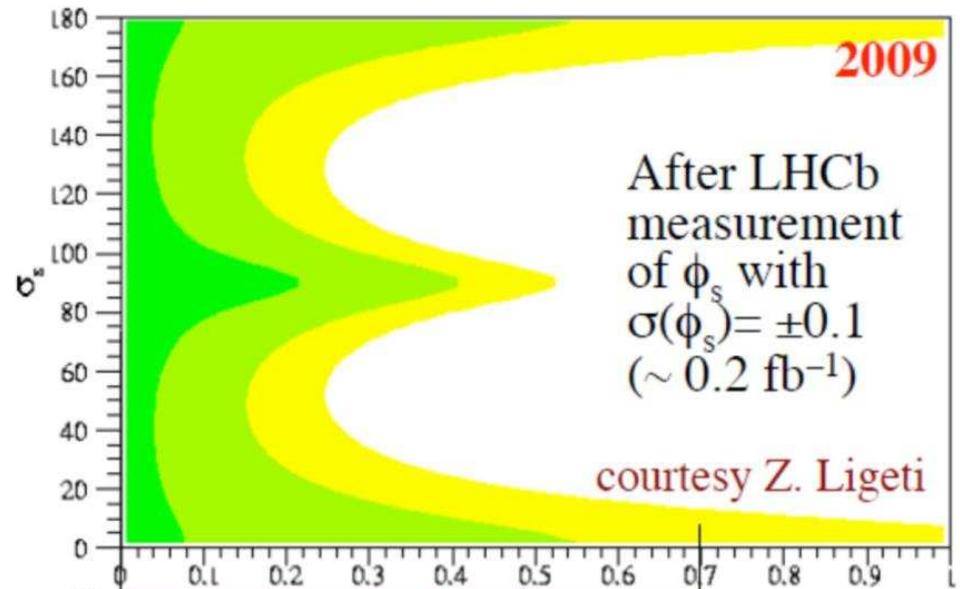
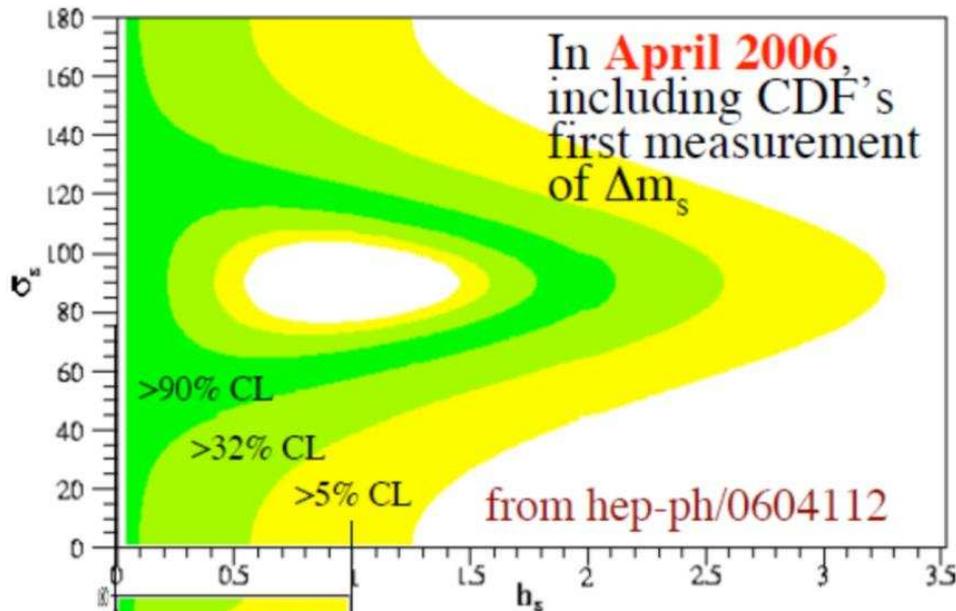
→ **Resultate** ([LHCb-2006-047]/2 fb⁻¹)



Kanal	CP-Eigenzustand	$\sigma(\phi_s)$ [rad]
$B_s \rightarrow J/\Psi\phi$	gemischt	0.023
$B_s \rightarrow D_s D_s$	gerade	0.133
$B_s \rightarrow J/\Psi\eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	gerade	0.142
$B_s \rightarrow J/\Psi\eta(\gamma\gamma)$	gerade	0.109
$B_s \rightarrow \eta_c \phi$	gerade	0.108
kombiniert		0.022



→ Parametrisierung von "NP" in B_s -Mixing: $M_{12} = (1 + h_s \exp(2i\sigma_s))M_{12}^{SM}$





γ aus $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ und $B \rightarrow K^+ K^-$



- bestimme die CP-Asymmetrie beider Moden

$$A_{CP}(t) = A_{dir} \cos(\Delta mt) + A_{mix} \sin(\Delta mt)$$

→ A_{dir} und A_{mix} hängen ab von der Mischungsphase, von γ und dem Verhältnis von Pinguin zu Tree-Amplituden $R = de^{i\Theta}$

- nehme weiterhin U-spin-Symmetry an, d.h.

→ $d_{\pi\pi} = d_{KK}$ und $\Theta_{\pi\pi} = \Theta_{KK}$

→ 4 Messungen und 3 Unbekannte falls ϕ_s und ϕ_d bekannt sind

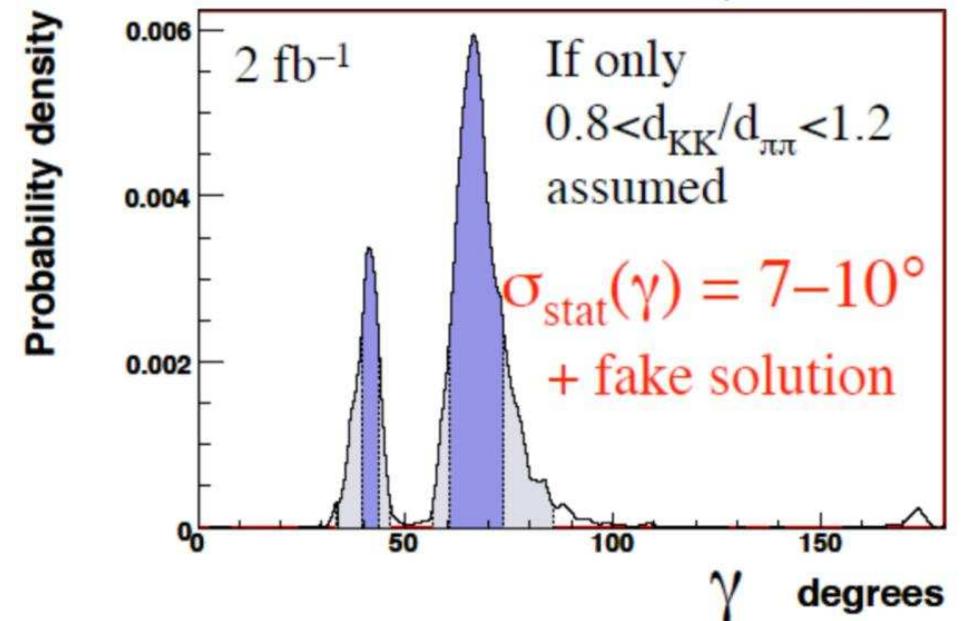
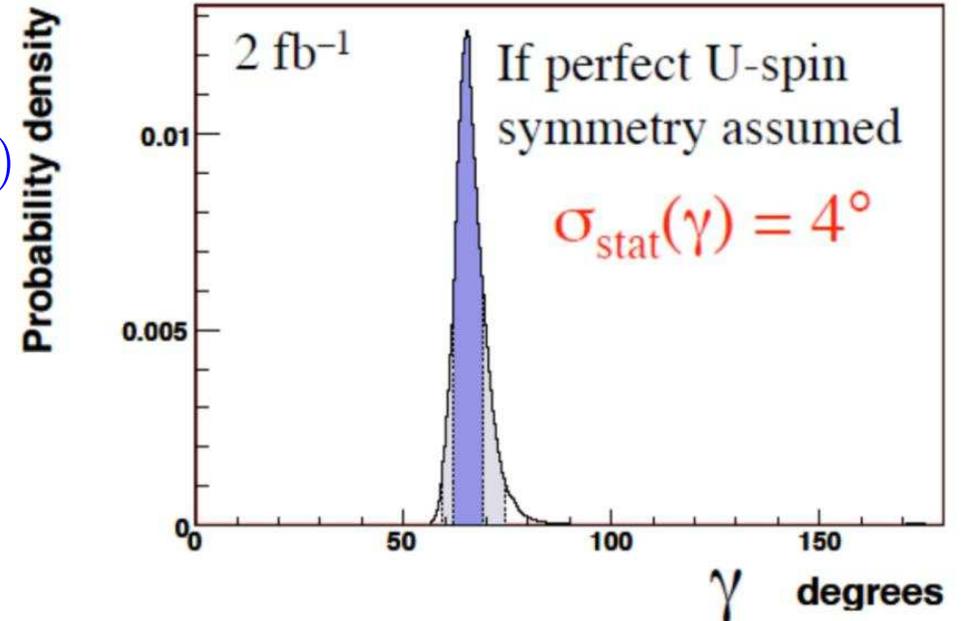
✗ Fit von γ , und eventuell ...

✗ Test der U-spin Symmetry

- erwartete Resultate für 2 fb^{-1}

→ $36k B \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $B/S \sim 0.54$

→ $36k B_s \rightarrow K^+ K^-$, $B/S < 0.14$





Die Zerfallskanäle $B_d \rightarrow \phi K_s$ und $B_s \rightarrow \phi\phi$



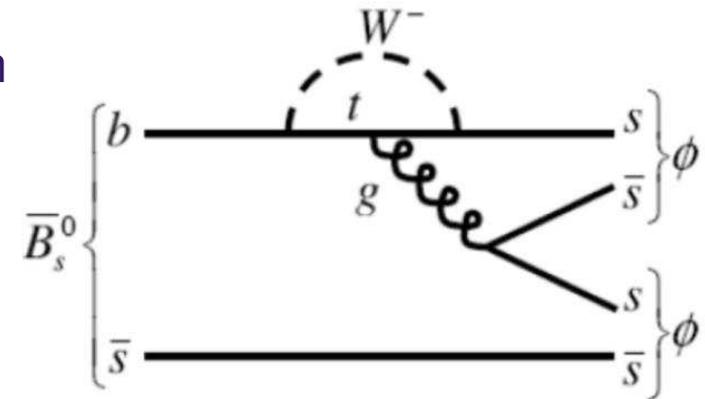
- zeitabhängige CP-analyse von Pinguin-Zerfällen in CP-Eigenzustände

■ $B_d \rightarrow \phi K_s$

- Analogon zum “goldenen Zerfall” mit Sensitivität auf “neue Physik”
- 4'000 Signalereigniss in 10 fb^{-1} erwartet
- Sensitivität $\sigma_{stat}(\sin(2\beta^{\text{eff}})) = 0.14$,
- ähnlich wie die Erwartungen von den B -Fabriken

■ $B_s \rightarrow \phi\phi$

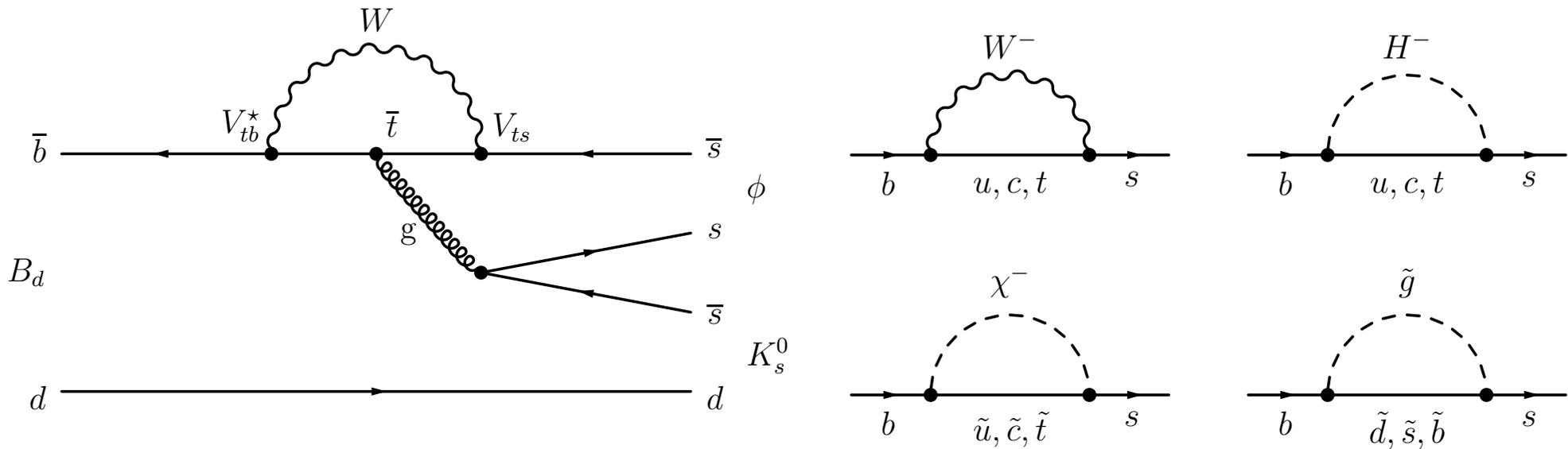
- Analogon zu $B_d \rightarrow \phi K_s$ im B_s -Sektor
- CP-Asymmetrie $< 1 \%$ im Standardmodell
 - ✗ kleine Phase aus dem Zerfall kompensiert die kleine Mischungsphase ϕ_s
 - ✗ Messung extrem sensitiv auf “neue Physik”
 - ✗ B_s -Sektor derzeit favorisiert für Entdeckungen
- Endzustand aus zwei Vektormesonen erfordert Helizitätsanalyse
- 20'000 Signalereignisse in 10 fb^{-1} erwartet
- Sensitivität $\sigma_{stat}(\phi^{NP}) = 0.042$





→ Betrachte B_d Zerfälle über Pinguin-Diagramme

- Zerfall über ein Schleifendiagramm, d.h. potentiell sensitiv auf "neue Physik"
- Mischungsphase $\phi_d = -2\beta$ wie gehabt
- Zerfallsphase $\omega \sim \arg(V_{ts}) = \mathcal{O}(\lambda^2)$ wie beim "goldenen Zerfall" sehr klein



→ mögliche Beiträge "neuer Physik"

- neue schwere Eichbosonen mit CKM-artigen Kopplungen
- neue Beiträge zu Übergängen mit Flavour-Changing-Neutral-Currents (FCNC)
 - ✗ z.B. geladene Higgs-Bosonen, Supersymmetrische Teilchen, ...

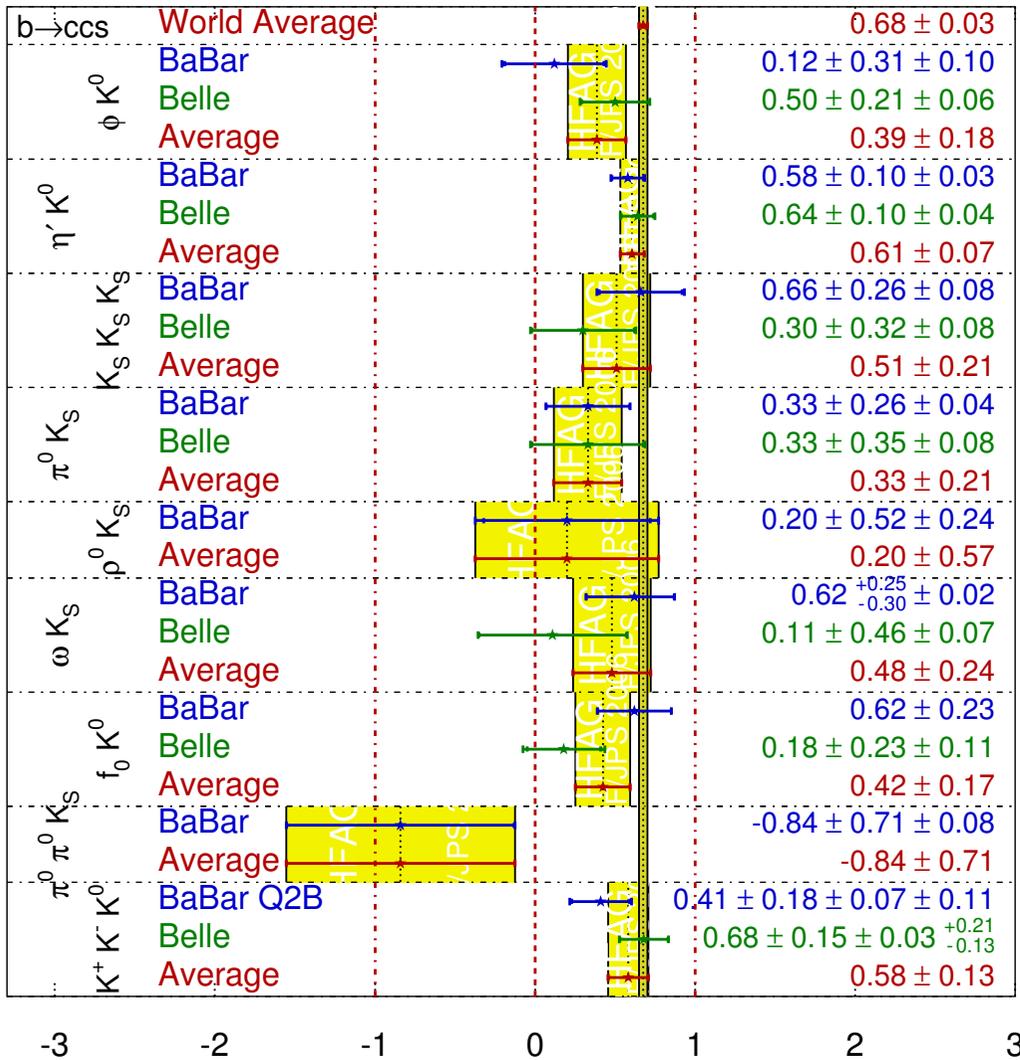


Messungen von $b \rightarrow s\bar{s}s$ durch die B-Fabriken



$$\sin(2\beta^{\text{eff}}) \equiv \sin(2\phi_1^{\text{eff}})$$

HFAG
DPF/JPS 2006
PRELIMINARY



- 16 Messungen
- immer $\sin(2\beta^{\text{eff}}) < \sin(2\beta)$
- bleibt mit hoher Wahrscheinlichkeit so wenn die spezifischen hadronischen Korrekturen eingerechnet werden
- die Wahrscheinlichkeit dafür dass alle Fluktuationen in die gleiche Richtung gehen ist: $2^{-16} \approx 1.5 \cdot 10^{-5}$
→ äquivalent zu einem 4.3σ -Effekt
- **ABER:** die systematischen Fehler der Messungen sind korreliert ...

→ stay tuned!



4. ZUSAMMENFASSUNG



- CP-Verletzung ist von fundamentaler Bedeutung zum Verständnis des Universums
- Flavour Physik, d.h. CP-Verletzung und seltene Zerfälle, ist komplementär zur Higgs-Suche und der direkten Erzeugung neuer Teilchen in der Suche nach “neuer Physik” und dem Verständnis der Massen der Elementarteilchen
- Die Wolfenstein-Parametrisierung liefert eine griffige Formulierung für die Phänomenologie der CP-Verletzung

$$\arg(V_{ub}) = -\gamma$$

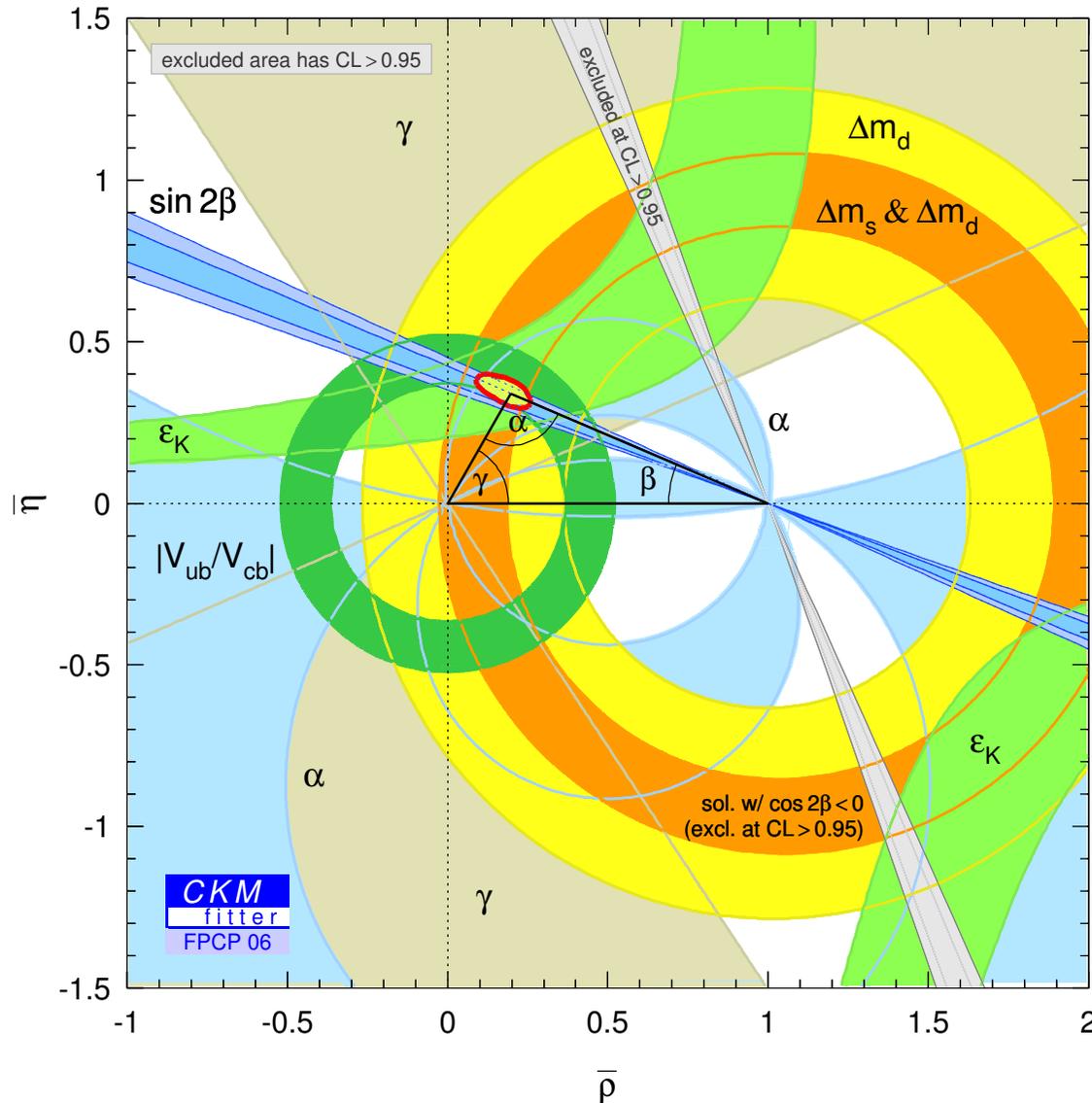
$$\arg(V_{td}) = -\beta$$

- Mischungs-Induzierte CP-Verletzung ist beschrieben durch

$$A_{CP} = -\sin(\Delta mt) \sin(\phi_s - 2\omega)$$

- zahlreiche experimentelle Herausforderungen
 - ✗ z.B. Tagging, Lebensdauerermessungen, Trigger und Datenanalyse
- viele theoretische Herausforderungen
 - ✗ z.B. Analysestrategien oder hadronische Korrekturen
- Flavour Physik ist ein sehr aktives und aktuelles Forschungsgebiet

→ grosse Fortschritte in den letzten Jahren. . .



- gegenwärtiger Kenntnisstand dominiert durch die Messungen von BaBar/Belle
 - präzise Messung von β
- in Zukunft weitere wichtige Beiträge von LHCb erwartet
 - deutliche Verbesserung für α
 - gleiche Präzision für γ und β
- Vergleich von Messungen aus Tree-Level und Schleifen-dominierten Zerfallsprozessen sowie seltenen Zerfällen wird hoffentlich klare Evidenz für Existenz und Art von “neuer Physik” liefern.

→ hohes Entdeckungspotenzial in der Flavour Physik. . .