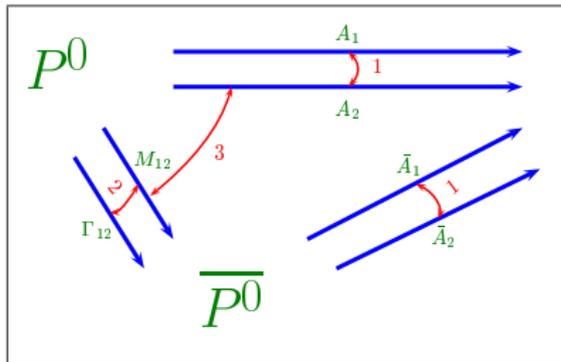


Teilchenphysik mit höchstenergetischen Beschleunigern (Tevatron und LHC)



V8: CP-Verletzung

4. Dezember 2007

Richard Nisius (MPP München)

nisius@mppmu.mpg.de

TU München, WS 07/08, S. Bethke und R. Nisius



Vorlesungsthemen

- | | | |
|-----|---|----------|
| 1. | Einführung: Stand der Teilchenphysik | 16.10.07 |
| 2. | Teilchenphysik: offene Fragen und Projekte | 23.10.07 |
| 3. | Hadronenbeschleuniger: Tevatron und LHC | 30.10.07 |
| 4. | Teilchendetektoren an Tevatron und LHC (I) | 06.11.07 |
| 5. | Teilchendetektoren an Tevatron und LHC (II) | 13.11.07 |
| 6. | Trigger, Datennahme und Computing | 20.11.07 |
| 7. | Ereignisgeneratoren und Detektor Simulation | 27.11.07 |
| 8. | CP-Verletzung | 04.12.07 |
| 9. | QCD, Jets, Strukturfunktionen | 11.12.07 |
| 10. | Standard Modell Tests | 18.12.07 |
| |  | |
| 11. | Top-Quark Physik | 08.01.08 |
| 12. | Suche nach dem Higgs-Boson | 15.01.08 |
| 13. | Supersymmetrie | 22.01.08 |
| 14. | Andere Erweiterungen des Standard Modells | 29.01.08 |
| 15. | Ausblick & Zukunftsprojekte | 05.02.08 |

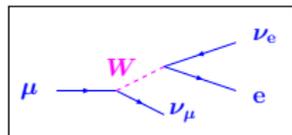
Die C- und P-Transformationen - eine Erinnerung

- C und P sind die Operatoren der Ladungskonjugation und der Paritätstransformation. Sie überführen Teilchen in Antiteilchen (C) und spiegeln die Ortskoordinaten (P).
- Die Operatoren C und P sind unitär, d.h. $1 = UU^\dagger$ mit $U = C, P$. Zweimalige Anwendung liefert den Ausgangszustand, $U^2|f\rangle = |f\rangle$. Daraus folgt dann $U^{-1} = U = U^\dagger$.
- Die Eigenwerte zu C und P sind multiplikative Quantenzahlen.
- Für Fermionen und Antifermionen definiert man: $C|f\rangle \equiv |\bar{f}\rangle$ und $C|\bar{f}\rangle \equiv |f\rangle$.
- Un Zustände ohne flavour-Quantenzahl können Eigenzustände zum Ladungsoperator sein, z.B. $C|\pi^+\pi^-\rangle = (-1)^2|\pi^-\pi^+\rangle$ und $C|\pi^0\pi^0\rangle = 1^2|\pi^0\pi^0\rangle$.
- Für Fermionen und Antifermionen definiert man: $P|f\rangle \equiv |f\rangle$ und $P|\bar{f}\rangle \equiv -|\bar{f}\rangle$.
- Für Spin 0 Mesonen folgt: $P|q\bar{q}\rangle = 1 \cdot (-1) \cdot (-1)^\ell |q\bar{q}\rangle = -|q\bar{q}\rangle$ für $\ell = 0$.
- Wenn C und P Erhaltungsgrößen sind, gilt: $[S, C] = 0$, $[S, P] = 0$ und $[S, CP] = 0$.
- Die Übergangsamplitude ist: $\langle f|S|i\rangle = \langle f|(CP)^\dagger(CP)S(CP)^\dagger(CP)|i\rangle$.
Bei **CP-Erhaltung** und **Eigenzuständen** folgt: $\langle f|S|i\rangle = \eta_{CP}(f)\eta_{CP}(i)\langle f|S|i\rangle$.

Das heisst, bei CP-Erhaltung haben entweder $|i\rangle$ und $|f\rangle$ identische CP-Eigenwerte, oder die Amplitude $\langle f|S|i\rangle$ muss verschwinden.

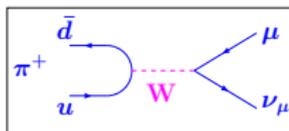
Der Cabibbo-Winkel

– Teilchen-Dubletts: $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$ und $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$.

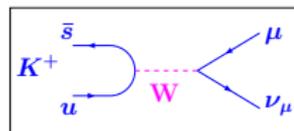


– Die W-Bosonen vermitteln die Übergänge in den Familien, z.B.:

– Das erklärt den Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ als $u \rightarrow d$ Übergang,

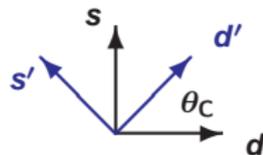


aber für $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ also $u \rightarrow s$ ist dann kein Platz.



– Der Ausweg: Die W-Bosonen koppeln nicht an die Flavour-Eigenzustände, z.B. d , sondern an die Eigenzustände zur schwachen WW, z.B. d' , die durch eine unitäre Transformation aus den Flavour-Eigenzuständen erzeugt werden:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$



– Das gibt Kopplungen proportional zu $\cos\theta_C$ für $u \rightarrow d$ und $\sin\theta_C$ für $u \rightarrow s$, und damit $\frac{\sigma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\sigma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \approx \tan^2 \theta_C$, was experimentell mit $\sin\theta_C = 0.2257 \pm 0.0021$ gut bestätigt ist.

Die Mischung der Quarks erhält die Universalität der schwachen Wechselwirkung.

Die CP-Verletzung und die CKM-Matrix

– Die CKM-Matrix $\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$ rotiert

die down-type Quarks.

- Die CKM-Matrix hat 4 reelle Parameter, ($4 = 18 - 9 [V^\dagger V = 1] - 5 [\text{Quarkphasen}]$), z.B. $\sin \theta_C = \lambda, A, \rho, \eta$. Eine Rotation hat drei reelle Winkel \Rightarrow **Es gibt eine komplexe Phase**.
- Es lässt sich zeigen, dass im Standardmodell CP-verletzende Amplituden proportional zu $J_{CP} = |\text{Im}(V_{mo} V_{ml}^* V_{ko} V_{kl}^*)|$, mit $m \neq k, o \neq l$ sein müssen.
- Dieses Produkt ist die doppelte Fläche des Dreiecks mit den Seiten $V_{mo} V_{ml}^*$ und $V_{ko} V_{kl}^*$. CP-Verletzung ist also mit nicht verschwinden Flächen der Unitaritätsdreiecke verbunden.
- In der Wolfenstein-Parametrisierung bedeutet dies, dass $\eta \neq 0$ sein muss.
- Die Dreiecke sehen sehr verschieden aus, haben aber alle die gleiche Fläche.

$$0 = V_{us}^* V_{ud} + V_{cs}^* V_{cd} + V_{ts}^* V_{td} \quad \text{mit} \quad 0 = \mathcal{O}(\lambda^1) + \mathcal{O}(\lambda^1) + \mathcal{O}(\lambda^5).$$

$$0 = V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} \quad \text{mit} \quad 0 = \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3).$$

$$0 = V_{ub}^* V_{us} + V_{cb}^* V_{cs} + V_{tb}^* V_{ts} \quad \text{mit} \quad 0 = \mathcal{O}(\lambda^4) + \mathcal{O}(\lambda^2) + \mathcal{O}(\lambda^2).$$

Die verschiedenen Formen haben Auswirkungen auf die Größe der CP-verletzenden Effekte.

Die Wolfenstein-Parametrisierung

– Da $\cos \theta_{13} \equiv c_{13}$ sehr nahe an 1 ist, so dass $1 - c_{13} < 10^{-5}$ ergibt sich:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13} e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & s_{23} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{23} \end{pmatrix}$$

– Ansatz: $\sin \theta_{12} \equiv s_{12} = \sin \theta_C = \lambda$, $s_{23} = A\lambda^2$, $s_{13} = A\lambda^3 \sqrt{\rho^2 + \eta^2}$,

wobei $\tan \delta_{13} = \frac{\eta}{\rho}$ ist, und $A = \mathcal{O}(1)$ und $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = \mathcal{O}(1)$.

– Benutze: $e^{\pm i\delta_{13}} = \cos \delta_{13} \pm i \sin \delta_{13}$, $c_{ij} = \sqrt{1 - s_{ij}^2}$ und entwickle in λ :

$$\sqrt{1 - \lambda^2} = 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4, \quad \sqrt{1 - A^2\lambda^4} = 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4$$

$$\left. \begin{aligned} -e^{-i\delta_{13}} &= \cos \delta_{13}(1 - i \tan \delta_{13}) = \frac{\cos \delta_{13}}{\rho}(\rho - i\eta) \\ -A\lambda^3 \sqrt{\rho^2 + \eta^2} &= A\lambda^3 \rho \sqrt{1 + \tan^2 \delta_{13}} = A\lambda^3 \frac{\rho}{\cos \delta_{13}} \end{aligned} \right\} s_{13} \cdot e^{-i\delta_{13}} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$$

– Entwickeln und Einsetzen der Terme liefert die Wolfenstein-Parametrisierung

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{1}{2}A^2\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3[1 - (1 - \frac{1}{2}\lambda^2)(\rho + i\eta)] & -A\lambda^2 + \frac{1}{2}A\lambda^4[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6)$$

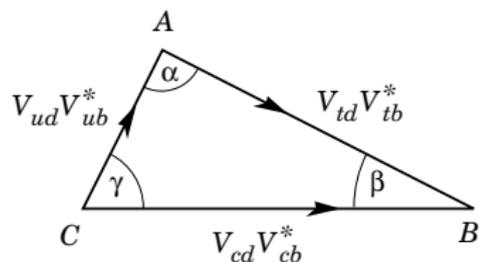
Bei der Analyse der CKM-Matrix wird diese Parametrisierung häufig verwendet.

Von der CKM-Matrix zum Unitaritätsdreieck

– Unitarität: $V^\dagger V = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$

- Die Darstellung einer Unitaritätsbedingung z.B.

$V_{3k}^* V_{k1} = 0 = V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td}$
in der komplexen Zahlenebene liefert ein Unitaritätsdreieck.



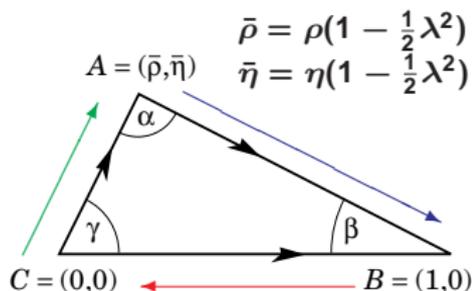
- In der Wolfenstein-Parametrisierung, entwickelt bis $\mathcal{O}(\lambda^5)$, lautet diese Unitaritätsbedingung:

$$A\lambda^3(\bar{\rho} + i\bar{\eta}) - A\lambda^3 + A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) = 0$$

- Normiert man $V_{cb}^* V_{cd} = A\lambda^3$ auf 1 so folgt:

$$(\bar{\rho} + i\bar{\eta}) + (1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) - 1 = 0$$

Bei CP-Erhaltung sind die Dreiecksflächen Null.



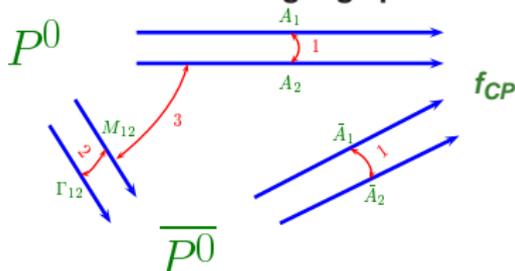
Die drei möglichen Arten von CP-Verletzung im Standardmodell

- Im Standardmodell gibt es drei Möglichkeiten zum Auftreten von CP-verletzenden Phasen:
 - 1) CP-Verletzung im Zerfall von Teilchen, z.B. im Zerfall $K_1 \rightarrow 2\pi$.
Dies wird auch direkte CP-Verletzung genannt, $\eta_{CP}(K_1) \neq \eta_{CP}(2\pi)$.
 - 2) CP-Verletzung in Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen z.B. in $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ - Oszillationen.
Dies wird auch indirekte CP-Verletzung, oder CP-Verletzung in der Mischung, genannt.
 - 3) CP-Verletzung durch eine Interferenz von Oszillations- und Zerfallsamplituden,
z.B. in der Reaktion $B^0 \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S + X_{\text{flav}}$.
- Historisch erfolgte zuerst die Entdeckung der CP-Verletzung im Kaon-System durch Christenson, Cronin, Fitch und Turlay (1964).
- Danach wurde das Kaon-System mit großer Präzision vermessen. Die Experimente NA48 am CERN und KTeV am FermiLab haben die CP-Verletzung sowohl in $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ Oszillationen als auch in der Interferenz eindeutig nachgewiesen.
- Heute konzentriert man sich auf das System der neutralen B-Mesonen, bei dem die CP-verletzenden Effekte wesentlich größer sind.
- Die Experimente BaBar am SLAC und Belle bei KEK haben die CP-Verletzung im $B^0 \bar{B}^0$ -System in der Interferenz $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ und im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow K\pi$ nachgewiesen.
- Die Tevatron Experimente CDF und D0 untersuchen die CP-Verletzung im $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -System.

Die Verifizierung der CKM-Phase als Hauptquelle der CP-Verletzung dauerte etwa 30 Jahre.

CP-Verletzung und pseudoskalare Mesonen

- Man studiert die Übergänge pseudoskalarer Mesonen P^0 in CP-Eigenzustände f_{CP} .



- Die Transformationseigenschaften sind:

$$CP|P^0\rangle = -|\bar{P}^0\rangle \quad \text{und} \quad CP|\bar{P}^0\rangle = -|P^0\rangle.$$

- Das bedeutet, dass weder $|P^0\rangle$ noch $|\bar{P}^0\rangle$ ein CP-Eigenzustand ist.

- Die Linearkombinationen:

$$|P_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (p|P^0\rangle + q|\bar{P}^0\rangle) \quad \text{und} \quad |P_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (p|P^0\rangle - q|\bar{P}^0\rangle) \quad \text{mit} \quad p, q \in \mathbb{C} \quad \text{sind} \\ \text{CP-Eigenzustände falls } p = q = 1 \Rightarrow CP|P_1\rangle = -|P_1\rangle, \quad \text{und} \quad CP|P_2\rangle = |P_2\rangle.$$

- Variablen sind: $\Delta m = m_{P_1} - m_{P_2} > 0$, $\Delta\Gamma = \Gamma_{P_1} - \Gamma_{P_2}$ und $\Gamma = \frac{1}{2}(\Gamma_{P_1} + \Gamma_{P_2})$.

- Zum Auftreten der CP-Verletzung braucht man die Interferenz zweier Übergangs-

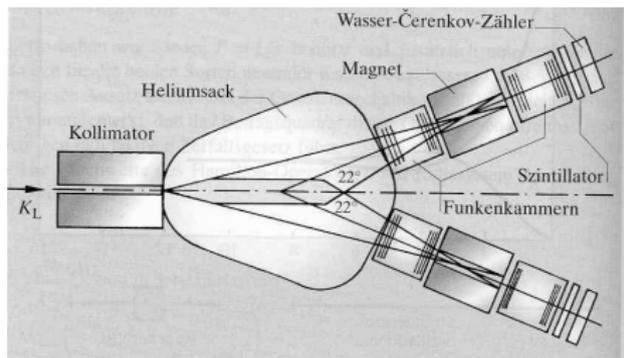
Amplituden: 1) Im Zerfall: $|\frac{\bar{A}}{A}| \equiv |\frac{\bar{A}_1 + \bar{A}_2}{A_1 + A_2}| \neq 1$, mit $A_i \equiv \langle f_{CP} | S_i | P^0 \rangle$.

2) In der Oszillation: $|\frac{p}{q}| \neq 1$.

3) Interferenz zwischen Oszillation und Zerfall: $Im[\Lambda] = Im\left[\frac{p\bar{A}}{qA}\right] \neq 0$.

Alle drei Spielarten der CP-Verletzung wurden experimentell untersucht.

Die Entdeckung der CP-Verletzung - das Experiment



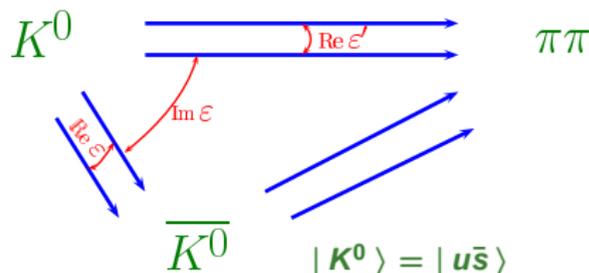
- Der Preis 1980
- Am Brookhaven AGS Beschleuniger wurde 1964 ein 30 GeV p Strahl auf ein Be-Target geschossen. Der Strahl neutraler Kaonen wurde unter 30° zum p-Beam extrahiert.
- Im Experiment von Cronin, Fitch et al. wurde der Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ mit einer Rate von $(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ gemessen.

- Dies ist die CP-Verletzung in der Mischung:

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} \left[(1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle \right]$$

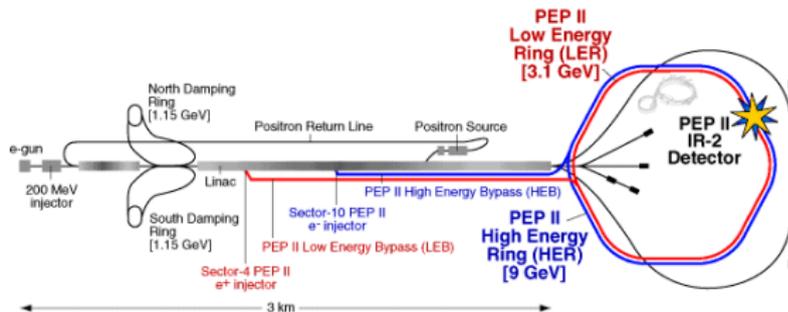
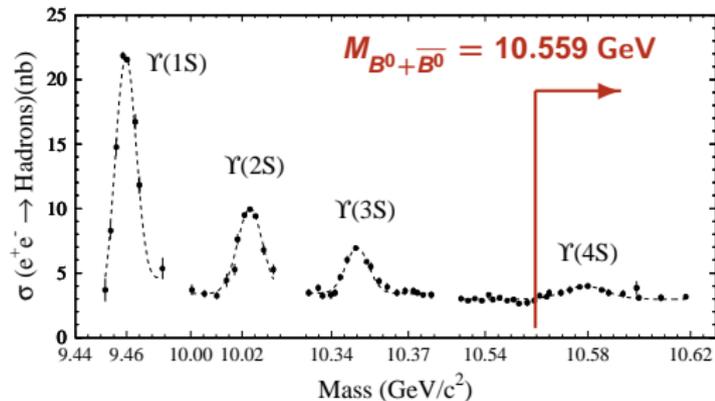
$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} \left[(1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle \right]$$

- Dies bedeutet, dass das K_L mit einem kleinen Anteil ϵ in 2π zerfallen darf. Die zwei Amplituden sind $2\pi(I=0)$ und $2\pi(I=2)$.



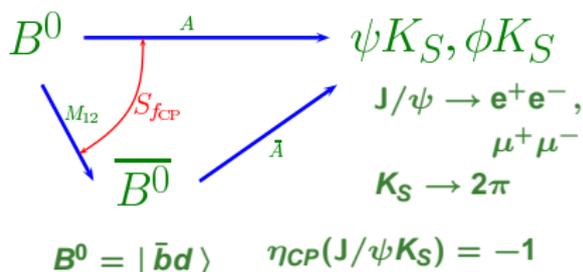
Dies war der Start zu 30 Jahren Messung der CP-Verletzung.

Der asymmetrische e⁺e⁻ Beschleuniger PEP II am SLAC



	PEP-II	KEK-B
E_{e^+} [GeV]	3.1	3.5
E_{e^-} [GeV]	9.0	8.0
\mathcal{L}_{int} [fb^{-1}]	460	710
$B^0 \bar{B}^0$ [10^6]	380	535

CP-Verletzung im B-System



- Im Zerfall $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow f$ mit $f = J/\psi K_S$ gibt es nur eine Zerfallsamplitude $\Rightarrow |\frac{\bar{A}}{A}| = 1$ und nur eine Oszillationsamplitude $\Rightarrow |\frac{p}{q}| = 1$, also ist $|\Lambda| = |\frac{p}{q} \frac{\bar{A}}{A}| = 1$, und nur die Interferenz $Im[\Lambda] = Im[\frac{p}{q} \frac{\bar{A}}{A}] \neq 0$ induziert die CP-Verletzung.

- Dies führt zu einer zeitabhängigen Asymmetrie: $A_f(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f) - \Gamma(B^0 \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f) + \Gamma(B^0 \rightarrow f)}$

$$- A_f(t) = \frac{2Im[\Lambda]}{1+|\Lambda|^2} \sin(\Delta m_d t) - \frac{1-|\Lambda|^2}{1+|\Lambda|^2} \cos(\Delta m_d t) = Im[\Lambda] \sin(\Delta m_d t), \quad \text{für } |\Lambda| = 1.$$

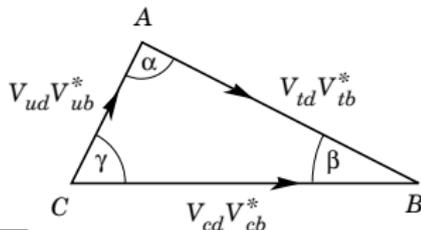
- Da $\Lambda = \eta_{CP}(f) \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{td}^* V_{tb}}\right) \left(\frac{V_{cd}^* V_{cb}}{V_{cb}^* V_{cd}}\right) = \eta_{CP}(f) e^{-2i\beta}$ folgt $Im[\Lambda] = -\eta_{CP}(f) \sin 2\beta$

$$A_f(t) = -\eta_{CP}(f) \sin 2\beta \sin(\Delta m_d t)$$

- In der Wolfenstein-P. gilt: $\sin 2\beta = \frac{2\bar{\eta}(1-\bar{\rho})}{\bar{\eta}^2 + (1-\bar{\rho})^2}$.

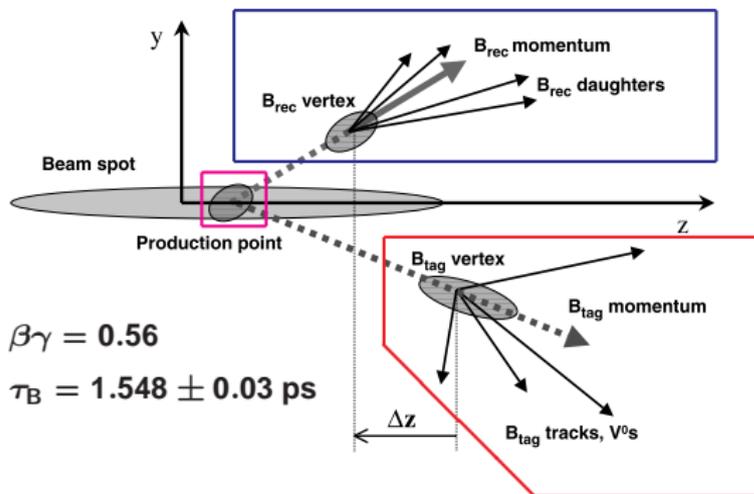
- Aus $\Delta m_d = 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ folgt $T_{osz} = 12.4 \text{ ps}$.

Ein klarer Kanal mit geringer theoretischer Unsicherheit.



Die Rekonstruktion der Ereignisse

- Auf der $\Upsilon(4S)$ Resonanz wird zur Zeit $t = 0$ ein kohärenter $B^0 \bar{B}^0$ -Zustand erzeugt.



$$\beta\gamma = 0.56$$

$$\tau_B = 1.548 \pm 0.03 \text{ ps}$$

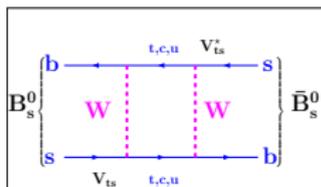
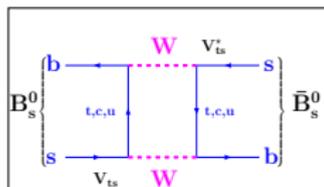
- Falls zur Zeit t ein B-Meson als B^0 erkannt wird **muss** das andere B-Meson ein \bar{B}^0 sein, und umgekehrt.
- Zur Zeit $t = t_{\text{tag}}$ wird die **flavour** eines B-Mesons im Zerfall bestimmt, z.B. als B^0 durch Leptonen aus $\bar{b} \rightarrow \bar{c} W^+$ und $W^+ \rightarrow \ell^+ \nu$.
- Zur Zeit $t = t_{\text{rec}}$ wird der Zerfall des anderen B-Mesons in einen CP-Eigenzustand, z.B. $J/\psi K_S$, vollständig rekonstruiert.

- Die räumliche Differenz: $\Delta z = \beta\gamma c \Delta t$ ($\Delta z \approx 250 \mu\text{m}$, für $\Delta t = \tau_B$), wird in eine Zeitdifferenz $\Delta t = t_{\text{tag}} - t_{\text{rec}} = \frac{\Delta z}{\beta\gamma c}$ umgerechnet, die mit einer Genauigkeit von etwa $\sigma_{\Delta t} = 1.1 \text{ ps}$ gemessen wird.

Durch den asymmetrischen Beschleuniger wird die Zerfallslänge im Detektor gestreckt.

Das $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -System an Hadronbeschleunigern

- Das $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -System ist zu schwer, um bei KEK/SLAC produziert zu werden. Dies ist eine Domäne der Hadronbeschleuniger.
- Dort untersucht man das $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -System auf Oszillationen und CP-Verletzung. Analog zum $B^0 \bar{B}^0$ -System muss man die Flavour bei der Erzeugung und beim Zerfall bestimmen.



- Die Oszillationen sind proportional zu:

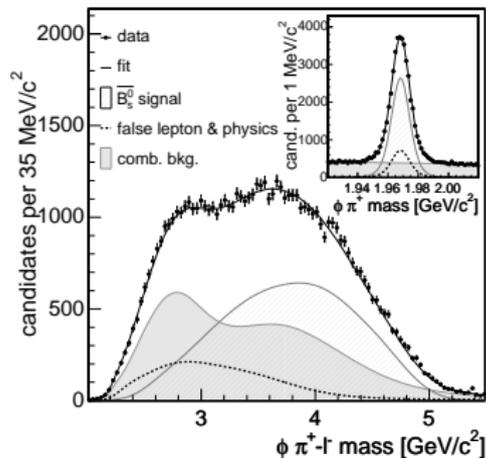
$$\cos(\Delta m t) = \cos\left(2\pi \frac{t}{T_{Osz}}\right)$$

PDG 2007	K^0	B^0	B_s^0
m [MeV]	497.648 ± 0.022	5279.5 ± 0.5	5364.4 ± 1.1
Δm [\hbar/ps]	0.005290 ± 0.000015	0.507 ± 0.005	17.77 ± 0.12
$\Delta m/m$ [10^{-9}]	6.99	63.2	2180
T_{Osz} [ps]	1188	12.39	0.35
$\bar{\tau}$ [ps]	25500 ± 210	1.530 ± 0.009	1.425 ± 0.0041
$\Delta\tau$ [ps]	50900 ± 210	-	0.173
$\Delta\tau/\bar{\tau}$	1.996	-	0.12

Das Prinzip ist gleich, die Phänomenologie aber sehr stark verschieden.

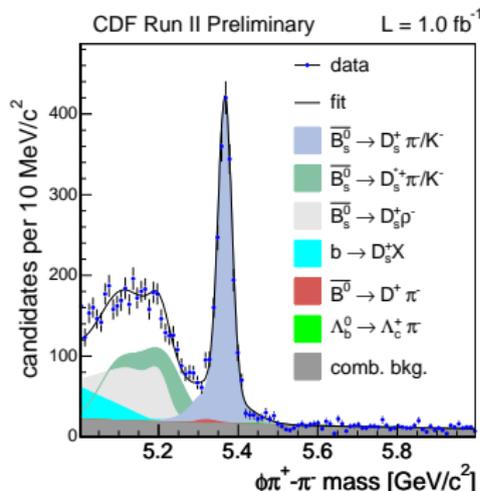
Messung der verschiedenen Zerfallskanäle in CDF

Der semileptonische Kanal



- Im Zerfall $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^+(\Phi\pi^+) \ell^- \nu_\ell$ trägt das Neutrino Information davon. Das führt zu einer schlechten Massen- und Impulsauflösung

Die hadronischen Kanäle

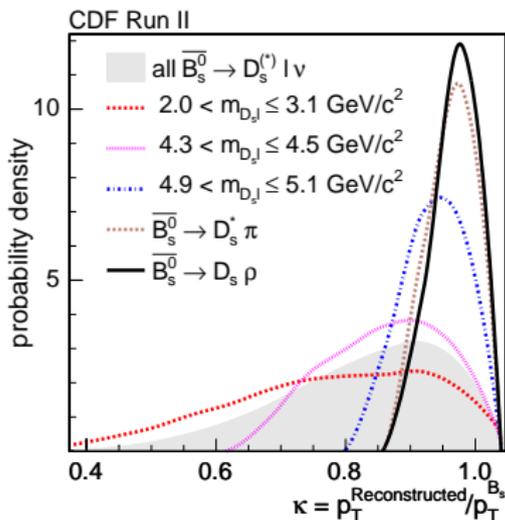


- Der vollständige Vermessung der hadronischen Zerfälle mit $D_s^+ \rightarrow \Phi\pi^+$ ist wesentlich genauer.

Die hadronischen Kanäle sind wesentlich besser gemessen.

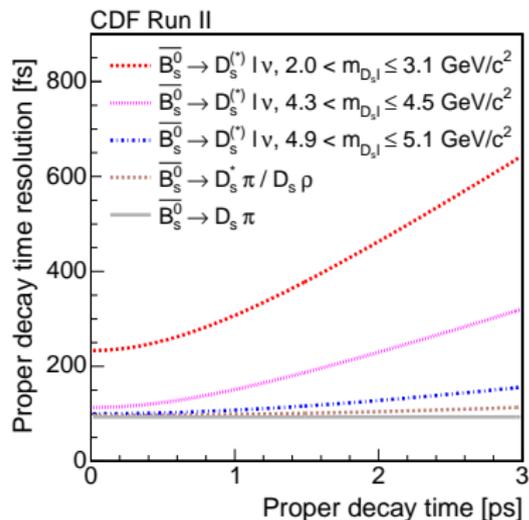
Impuls- und Zerfallslängenmessung

Die Güte der Impulsbestimmung



- Bei den semileptonischen Kanälen ist, durch das Neutrino, häufig ein großer Teil des B_s^0 Impulses unsichtbar.

Die Zerfallszeitauflösung

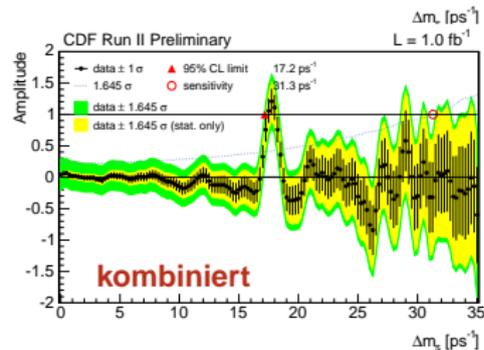
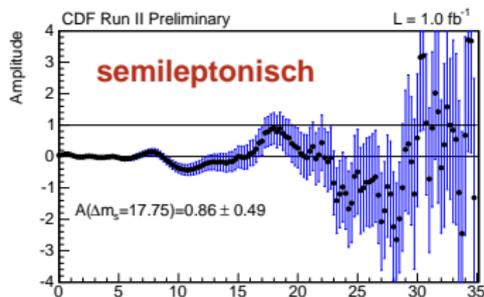


- Im besten Kanal $D_s^+ \pi$ ist die Auflösung etwa 100 fs und beinahe unabhängig von der Zerfallszeit, $ct = \frac{m(B_s^0)}{p_t(B_s^0)}$.

Die genaue Kontrolle der Impuls und Zeitauflösungen ist sehr wichtig.

Die Amplitudenanpassung

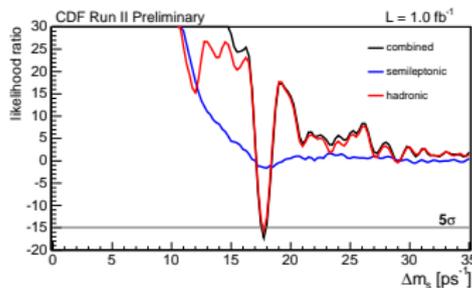
Amplitude als Funktion von Δm_s



- Bestimme die Amplitude A für festes Δm_s .
- Falls verträglich mit $A = 1$ aber nicht mit $A = 0$, ist dies ein klarer Hinweis auf Oszillationen.
- Bester Fit für: $\Delta m_s = (17.77 \pm 0.1 \pm 0.07)/\text{ps}$
- Mit $\Delta m_d = (0.507 \pm 0.005)/\text{ps}$, $m(B^0)/m(B_S^0)=0.8390$ und $\xi = 1.210^{+0.047}_{-0.035}$ folgt:

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = \xi \sqrt{\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} \frac{m(B_S^0)}{m(B^0)}} = 0.2060 \pm 0.0007^{+0.0081}_{-0.0060}$$

Die Signifikanz der Messung



$$-\log \left(\frac{\mathcal{L}(A=0)}{\mathcal{L}(A=1)} \right) = -15$$

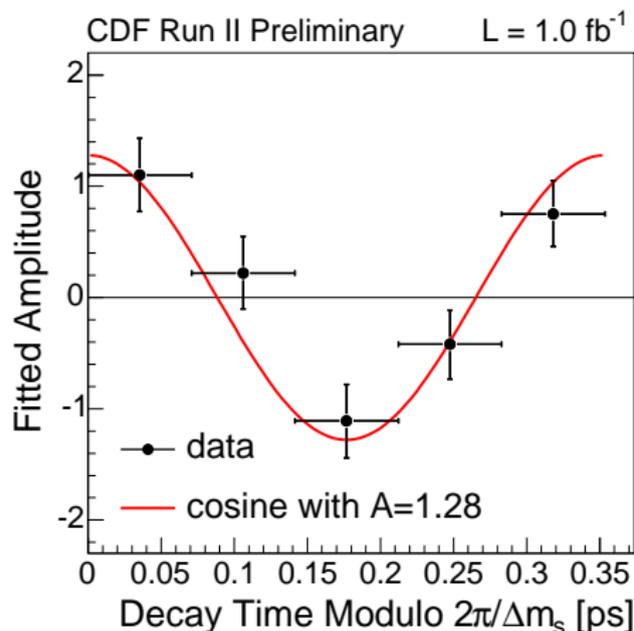
$$\Leftrightarrow$$

$$P = 5.7 \cdot 10^{-7} = 5\sigma$$

für Zufallsergebnis
ohne Oszillationen

$B_S^0 \bar{B}_S^0$ -Oszillationen sind damit zweifelsfrei nachgewiesen.

Die Verifikation der Oszillation

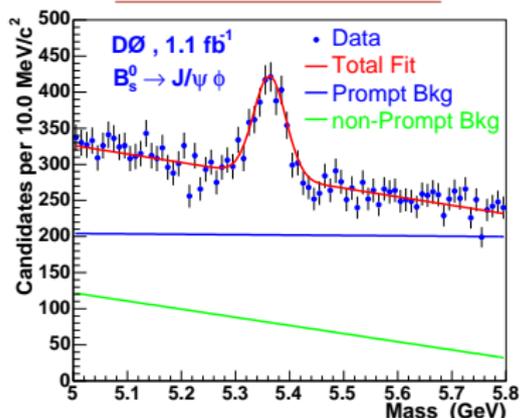


- Die angepassten Amplituden in Intervallen der Zerfallszeit im Ruhesystem der B_s^0 (\overline{B}_s^0), modulo der gemessenen Periode von $T = \frac{2\pi}{\Delta m_s}$, ergeben einen Kosinus-Verlauf.

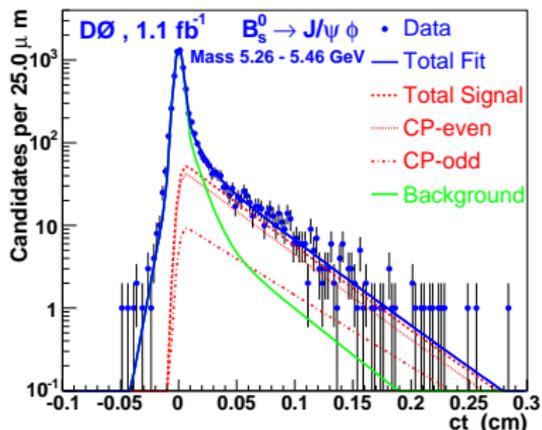
Die Daten zeigen ein sehr klares Oszillationssignal.

Suche nach CP-Verletzung im Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$

Signal und Untergrund



Die Zerfalls-längenverteilung



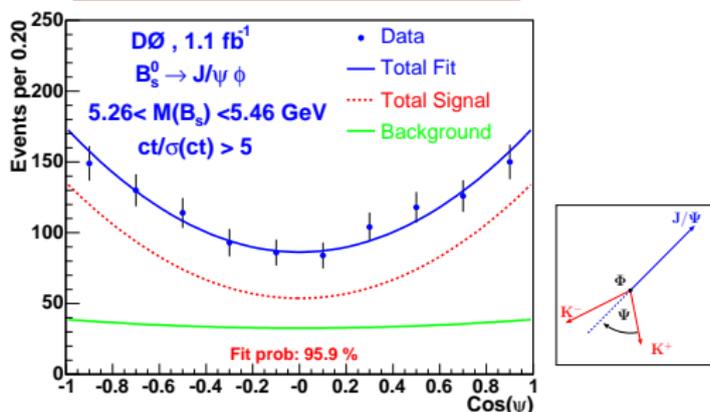
- Das Signal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\Phi(K^+K^-)$ hat $\eta_{CP} = 1$ und $\eta_{CP} = -1$ Anteile.
- Der Untergrund kommt von J/ψ vom primären Zerfallspunkt (prompt) oder J/ψ aus B-Hadron Zerfällen (non-prompt), plus Zufallsspuren für das Φ .

- $ct = \frac{m(B_s^0)}{p_t(B_s^0)}$ und $\sigma(ct) = 25 \mu\text{m}$
- Die Zerfalls-längenverteilung ist sensitiv auf die Zerfallsbreitendifferenz $\Delta\Gamma$ und die Phase Φ_s zwischen den $\eta_{CP} = 1$ und $\eta_{CP} = -1$ Zuständen.

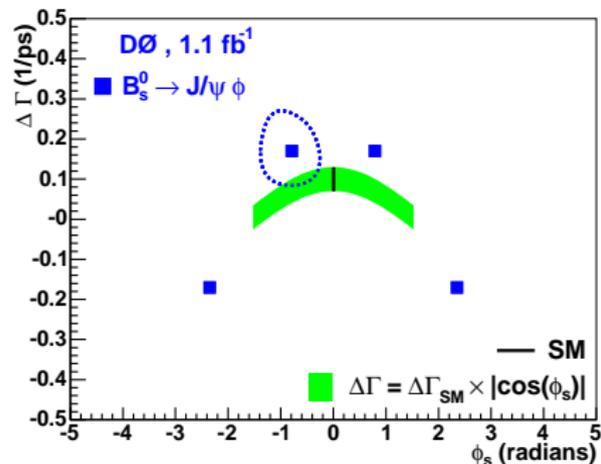
Eine komplizierte Messung von Winkeln in verschiedenen Bezugssystemen ist nötig.

Die CP-verletzende Phase Φ_s

Zerfallswinkel im Φ -Ruhssystem



Phase versus Zerfallsbreitendifferenz



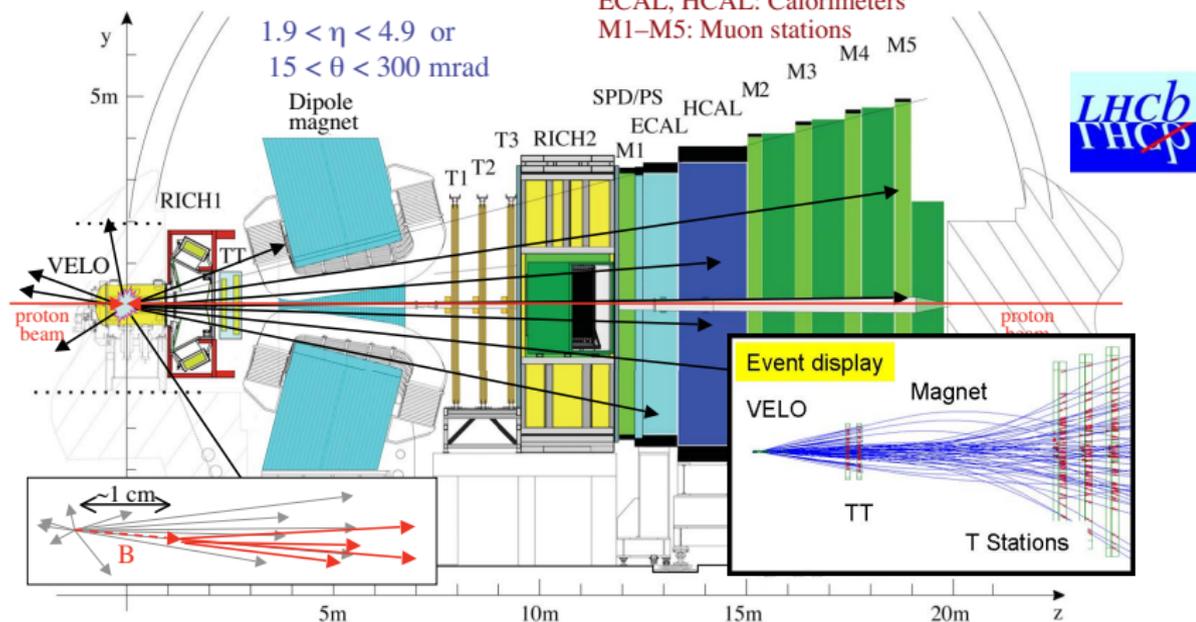
- Der Untergrund hat keine Winkelkorrelation.
- Die Anpassung an die Massen-, sowie Zerfallslängen- und dreier Winkelverteilungen liefert das Resultat für Φ_s und $\Delta \Gamma$.

- SM Vorhersage: $\Phi_s^{\text{SM}} = -0.037 \pm 0.02$
 $\Delta \Gamma^{\text{SM}} = (0.10 \pm 0.03)/\text{ps}$
- Messwerte: $\Phi_s = -0.79 \pm 0.56$ und
 $\Delta \Gamma = (0.17 \pm 0.09 \pm 0.02)/\text{ps}$

Ein noch nicht signifikanter Hinweis auf CP-Verletzung im $B_s^0 \overline{B_s^0}$ -System.

Das LHCb Experiment

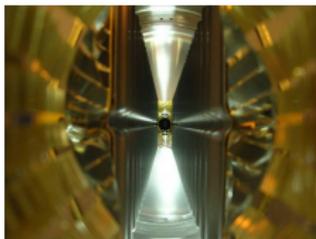
LHCb spectrometer



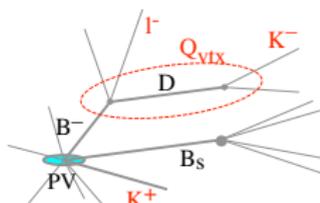
Ähnlich eines Fixed-Target Experiments wird nur die Physik in Vorwärtsrichtung untersucht.

LHCb - auf der Suche nach Neuer Physik

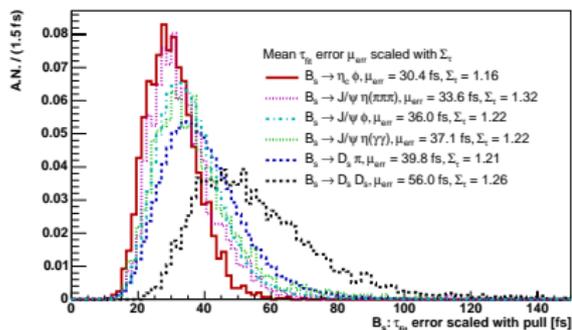
Blick entlang des Strahls



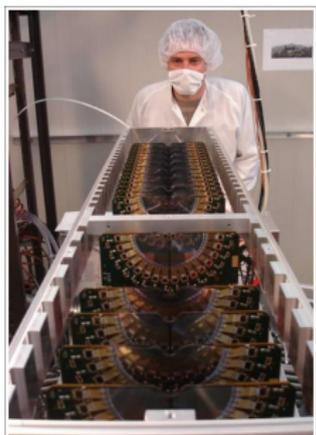
Zerfallspunkte



Zerfallszeitauflösung



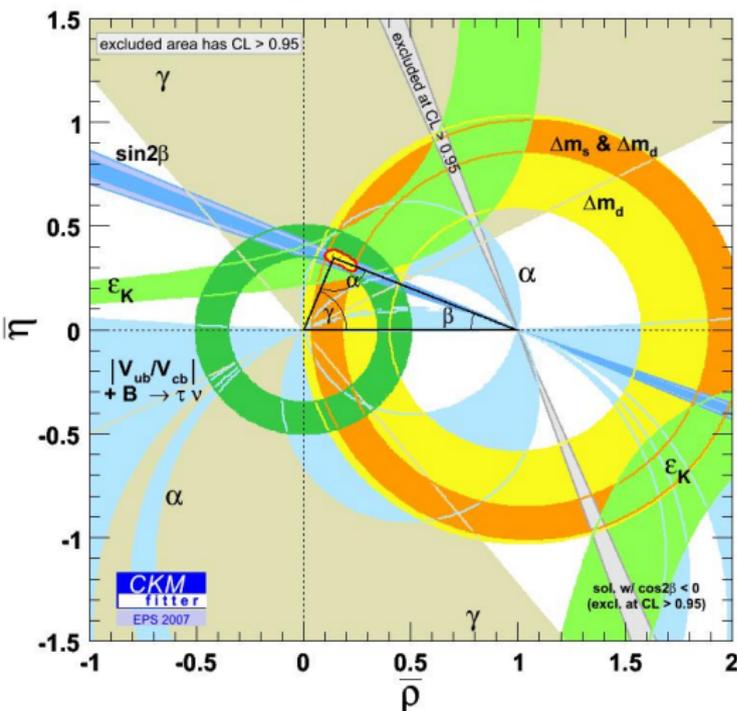
Der Vertexlocator (VELO)



- $\sigma_{b\bar{b}}(\theta < 300\text{mrad}) = 230 \mu\text{b}$, also 10^5 b-Hadronen pro Sekunde für $\mathcal{L}_{int} = 10^{32}/\text{cm}^2\text{s}$, dies sind 2/fb pro Jahr.
- Auflösungen: b-Zerfallsspuren: $\sigma_{IP} \approx 30 \mu\text{m}$, $\frac{\sigma_P}{P} \approx 0.36\%$
B-Mesonen: $\sigma_\tau \approx 40$ fs, $\sigma_{M_B} = 8 - 18$ MeV.
- Der Hauptkanal ist $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\Phi$, 130k Ereignisse pro Jahr.
- Mit weiteren Kanälen: $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta'$, $\eta_c\Phi$, $D_s^+ D_s^-$, ist der Fehler für 10/fb, $\sigma_{\Phi_s}(\text{stat}) = 0.009$, bei $\Phi_s(\text{SM}) = -0.037 \pm 0.002$.
- Eine Messung mit gutem Potential zur Entdeckung Neuer Physik.

Der erwartete Fehler auf die B_s^0 Mixingphase Φ_s ist sehr klein.

Einschränkung der Parameter der CKM-Matrix



- $\epsilon_K \equiv \epsilon = \frac{2}{3}\eta_{+-} + \frac{1}{3}\eta_{00}$ wird aus $K^0\bar{K}^0$ -Oszillationen bestimmt.
- $\Delta m_d \propto |V_{tb}^* V_{td}|^2$ wird aus $B^0\bar{B}^0$ - und $\Delta m_s \propto |V_{tb}^* V_{ts}|^2$ aus $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Oszillationen gewonnen. Das Verhältnis $\Delta m_d/\Delta m_s$ liefert eine starke Einschränkung da einige theoretische Unsicherheiten herausfallen.
- $|V_{ub}/V_{cb}|$ erhält man aus charmlosen semileptonischen B-Zerfällen.
- $\sin 2\beta = \frac{2\bar{\eta}(1-\bar{\rho})}{\bar{\eta}^2+(1-\bar{\rho})^2}$ kommt aus $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen mit Zerfällen in CP-Eigenzustände, wie z.B. $J/\psi K_S$.
- α bekommt man aus $B \rightarrow \rho\rho$.
- γ bekommt man aus $b \rightarrow c\bar{u}s$, z.B. aus $B^-(b\bar{u}) \rightarrow D^0(c\bar{u})K^-(\bar{u}s)$.

Durch Messungen verschiedener Observablen wird das Unitaritätsdreieck eingeschränkt.

Zusammenfassung

- Die einzige Quelle für CP-Verletzung im Standardmodell ist die komplexe Phase η in der CKM-Matrix
- CP-Verletzung ist unverzichtbar zur Erklärung der beobachteten Baryon-Antibaryon Asymmetrie im Universum.
- Im Standardmodell gibt es drei mögliche Arten von CP-Verletzung **im Zerfall**, **in der Mischung** oder **durch Interferenz von Mischung und Zerfall** Alle drei Arten sind in der Natur verwirklicht.
- Im $K^0 \bar{K}^0$ -System wurde bereits 1964 CP-Verletzung **in der Mischung** nachgewiesen.
- Das $B^0 \bar{B}^0$ -System wird bei Babar und Belle im Detail studiert. Die CP-Verletzung **durch Interferenz von Mischung und Zerfall** und **im Zerfall** sind nachgewiesen.
- Das $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -System wird am Tevatron und in Zukunft auch am LHC studiert. Oszillationen sind nachgewiesen, die Hinweise auf CP-Verletzung sind aber noch schwach.
- Bei LHCb wird das B_s^0 -System mit hoher Präzision auf Neue Physik untersucht werden.

Nächste Vorlesung: Vorlesung 9, 11. Dezember 9:15 Uhr, Prof. S. Bethke.