

# **Das Standardmodell der Elementarteilchen**

## *Geladene und neutrale Ströme*

Hendrik van Hees

Fakultät für Physik  
Universität Bielefeld

# Inhalt

- Theoretische Grundlagen: Eichtheorien
  - Masselose Vektorbosonen *müssen* Eichbosonen sein
  - Nichtabelsche Eichgruppen
  - Massive nichtabelsche Eichbosonen + Renormierbarkeit  $\Rightarrow$  Higgsmechanismus

# Inhalt

- Theoretische Grundlagen: Eichtheorien
  - Masselose Vektorbosonen *müssen* **Eichbosonen** sein
  - Nichtabelsche Eichgruppen
  - Massive nichtabelsche Eichbosonen + Renormierbarkeit  $\Rightarrow$  **Higgsmechanismus**
- Phänomenologische Grundlagen (kurze Historie)
  - $\beta$ -Zerfallsphänomenologie
  - Schwache Ströme, Fermitheorie
  - Universalität der schwachen Kopplung
  - Maximale P-Symmetrieverletzung: **V – A-Kopplung**

# Inhalt

- Theoretische Grundlagen: Eichtheorien
  - Masselose Vektorbosonen *müssen* **Eichbosonen** sein
  - Nichtabelsche Eichgruppen
  - Massive nichtabelsche Eichbosonen + Renormierbarkeit  $\Rightarrow$  **Higgsmechanismus**
- Phänomenologische Grundlagen (kurze Historie)
  - $\beta$ -Zerfallsphänomenologie
  - Schwache Ströme, Fermitheorie
  - Universalität der schwachen Kopplung
  - Maximale P-Symmetrieverletzung: **V – A-Kopplung**
- Das Standardmodell
  - „Minimale Welt“, 1 Familie von Leptonen: Die Symmetriegruppe  **$SU_{Wiso}(2) \times U_Y(1)$**
  - Ausdehnung auf Quarks und mehr Familien, **GIM, CKM-Massenmischung**
  - Anomaliefreiheit  $\Rightarrow$  Quarks *mit Farbe* und Leptonen
  - Experimenteller Status des SM
  - Probleme des Standardmodells

# Das Eichprinzip und QED

- Poincarégruppe (Wigner 1939): **Masselose** Vektorbosonen = **Eichbosonen**
- Vektorfelder  $A^\mu$  nur bis auf den Gradienten eines Skalarfelds bestimmt
- Theorie **muß** invariant unter **Eichtransformationen** sein:

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \chi(x)$$

- Einfachstes eichinvariantes observables Feld: Faradaytensor

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

- **Wechselwirkende** Eichbosonen **müssen** an **erhaltenen Strom** koppeln
- Beispiel: Elektrodynamik

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\not{\partial} + e\not{A} - m)\psi$$

- Eichtransformation:

$$\psi'(x) = \exp[ie\chi(x)]\psi, \quad \bar{\psi}'(x) = \exp[-ie\chi(x)]\bar{\psi}(x) \Rightarrow j_{em}^\mu = -\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$

# Nichtabelsche Eichgruppen

- Elektrodynamik: „Eichung“ der U(1)-Phasensymmetrie des freien Diracfeldes
- Aus **globaler** Symmetrie wird **lokale** Symmetrie
- Prinzip der minimalen Substitution:  $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu$
- Vektorfeld formal **affiner Zusammenhang im „Ladungsraum“**
- Erweiterung zu nichtabelschen Eichgruppen (Klein 1938, Yang, Mills 1954): „Eichung“ der Isospin-SU(2)

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{A}_\mu = A_\mu^a t^a, \quad \mathcal{D}_\mu = \mathbb{1}\partial_\mu + ig\mathcal{A}_\mu$$

$$\mathcal{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{ig} [\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu]_- = (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c) t^a$$

- Eichfelder **geladen**  $\Rightarrow$  **Universelle Eichkopplung  $g$** :

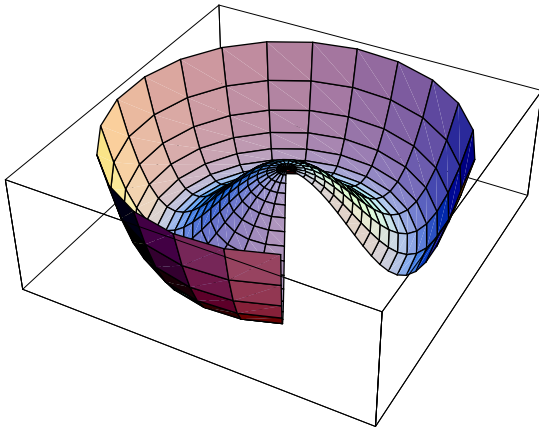
$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\not{D} - m)\psi_f - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

**Alle** „flavour“-Dubletts haben notwendig die gleiche Kopplung  **$g$**

# Massive Vektorfelder

- Quantisierung von Eichfeldern mit Faddeev-Popov-Formalismus
- Eichinvarianz  $\Rightarrow$  BRST-Invarianz: darf nicht verletzt werden (caveat: **Anomalien!**)
- „Naiver Massenterm“  $\mathcal{L}_M = M^2/2 A_\mu^a A^{a\mu}$  bricht Eichinvarianz
- **Einzig**er Ausweg: Higgs-Kibble-Mechanismus
- Spontane Brechung **lokaler** Eichsymmetrie

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) + \frac{\mu^2}{2} \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$



- Symmetriegruppe  $G$  spontan gebrochen zu  $H$  (Untergruppe, die Vakuum invariant läßt)
- **Globale** Symmetrie:  $n = \dim G - \dim H$  **masselose** Nambu-Goldstone-Felder
- **Lokale Symmetrie**: „Would-be Goldstone-Felder“ absorbiert in Eichfelder  $\Rightarrow n$  Eichfelder werden massiv
- 't Hooft (1971):  $R_\xi$ -Eichung: Nichtabelsche Eichtheorien renormierbar (auch „gehiggste“!)

# Kurze Geschichte der schwachen Wechselwirkung

- 1896 Becquerel: Entdeckung der Radioaktivität
- 1899 Rutherford: Unterscheidung zwischen  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen
- 1913 Bohr: Ursprung der  $\beta$ -Strahlen im Atomkern
- 1914 Chadwick:  $\beta$ -Strahlen zeigen kontinuierliches Spektrum
- 1927 Ellis und Wooster:  ${}^{210}_{83}\text{Bi} \xrightarrow{\beta} {}^{210}_{84}\text{Po}$ , Energiesatz scheint verletzt!
- 1930 Pauli: Postulat der Existenz des **Neutrinos**; leichtes Spin-1/2-Teilchen
- 1933** Fermis Strom-Stromkopplungstheorie des Betazerfalls

$$\mathcal{L}_i = -G_F \{\bar{p}\gamma^\mu n\} \{\bar{e}\gamma_\mu \nu\} + \text{h.c.}, \quad G_F \approx 1.1 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

Neutrinomasse erwies sich als sehr klein

- 1936 Gamov, Teller: Fermitheorie mit verallgemeinerten Vierfermionenpunktkopplungen:

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^5 \{g_j [\bar{p}M_j n][\bar{e}M'_j \nu] + g'_j [\bar{p}M_j n][\bar{e}M'_j \gamma_5 \nu]\} + \text{h.c.}$$

$$M \in \{\mathbb{1}, \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu}, \gamma^\mu \gamma_5, \gamma_5\}$$

# Kurze Geschichte der schwachen Wechselwirkung

1953 Reines et al: Direkter Nachweis von Neutrinos

1956 Yang, Lee: Lösung des „ $\vartheta\tau$ -Problems“  $\Rightarrow$  Annahme von **Paritätsverletzung** konsistent mit allen damaligen empirischen Fakten, „ $\vartheta$ “ und „ $\tau$ “ waren das gleiche Teilchen (moderne Nomenklatur:  $K^+$ )

1957 Wu: Nachweis der Paritätsverletzung

1957 Salam, Feynman, Gell-Mann et al: Gamovs Theorie + Paritätsverletzung + Experiment:

$$\mathcal{L}_\beta = - \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{p} \gamma^\mu \left( 1 - \frac{g_A}{g_V} \gamma_5 \right) n(x) \right\} \left\{ \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu \right\} + \text{h.c.},$$
$$G_\beta \approx 1.15 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}, \quad \frac{g_A}{g_V} \approx 1.255$$

Vektor – Axialvektor-Struktur: Masselose Neutrinos sind strikt **linkshändig**, Antineutrinos strikt **rechtshändig**. Nur  $\nu_L = (1 - \gamma_5)\nu$  koppelt, solange kein (Dirac-)Massenterm für Neutrinos eingeführt wird!

1957 Goldhaber, Grodzins, Sunyar: Nachweis der Linkshändigkeit von Neutrinos und V – A-Struktur (gegen Tensor-Struktur)

# Kurze Geschichte der schwachen Wechselwirkung

- 1962** Ledermann, Schwartz, Steinberger et al: Entdeckung eines zweiten Neutrinos:  $\mu$ -Neutrino. Lagrangedichte für  $\mu$ -Zerfall:

$$\mathcal{L}_\mu = -\frac{G_\mu}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_\mu\gamma^\mu(1-\gamma_5)\mu)(\bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu_e) + \text{h.c.}$$

$$G_\mu \approx 1.166 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \Rightarrow \frac{G_\beta}{G_\mu} \approx 0.98$$

- 1963** Cabibbo: Universalität der schwachen Kopplung, Hadronische schwache Ströme bauen sich aus Mischungen der Ströme verschiedener "Flavour" auf. Moderner Lagrangian im Quarkbild:

$$\mathcal{L} = -\frac{G_\mu}{\sqrt{2}}\bar{u}\gamma^\rho(1-\gamma_5)[\cos\vartheta_C d + \sin\vartheta_C s][\bar{e}\gamma_\rho(1-\gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\rho(1-\gamma_5)\nu_\mu]$$

$$\cos\vartheta_C = \frac{G_\beta}{G_\mu} \approx 0.98, \quad \sin\vartheta_C \approx 0.2$$

# Standardmodell: Eichbosonen

- Salam, Glashow, Weinberg: Standardmodell
  - **Renormierbare** „Vierfermionenkopplungen“  $\Rightarrow$  **Eichtheorie** à la Elektrodynamik
  - Universalität der schwachen Wechselwirkung: **Nichtabelsche Eichfelder**
  - Elektromagnetisches Feld paritätserhaltend  $\Rightarrow$  elektromagnetischer Strom **rein vektoriell**
  - Eichgruppe:  $SU_{\text{wiso}}(2) \times U_{\text{wY}}(1) \Rightarrow$  **Vorhersage des neutralen Stroms**
  - Fermi-Theorie als „effektive Theorie“: Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung müssen **massiv** sein  $\Rightarrow$  **Higgs-Kibblemechanismus**
- Eichbosonen-Higgssektor des Standardmodells:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i\mathfrak{A}_\mu, \quad \mathfrak{A}_\mu = gW_\mu^a t^a + ig' B_\mu Y_H$$

$$[t^a, t^b]_- = i\epsilon^{abc} t^c, \quad [t^a, Y_H]_- = 0.$$

# Standardmodell: Eichbosonen

- Ladungen der schwachen Ströme: Universelle Kopplung  $g$ , kann nur durch Wahl der **Darstellung** der SU(2) variiert werden
- Schwache Hyperladung  $Y$  nicht universell (abelsch), muß für jedes Teilchen an empirische Fakten angepaßt werden
- Für Higgssektor (unitäre Eichung!): Wähle  $v = 1/\sqrt{2}(0, h_0)$  mit  $h_0 = \mu/\sqrt{\lambda} \in \mathbb{R}$ .
- Bestimmung des Higgsfreiheitsgrades: Suche Untergruppe, die Vakuum invariant läßt  $\Rightarrow$  wird generiert von  $Q_H = t^3 + Y_H$  mit  $Y_H = \text{diag}(1/2, -1/2)$
- An  $Q$ -Strom koppelndes Feld muß elektromagnetisches Feld sein (bleibt masselos)
- **schwacher Mischungswinkel:**

$$\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A^\mu \end{pmatrix}$$

- Higgsmode darf nicht an elektromagnetisches Feld  $A^\mu$  koppeln:

$$\cos \theta_w = \frac{g}{G}, \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{G} \quad \text{mit } G = \sqrt{g^2 + g'^2}$$

# Standardmodell: Eichbosonen

● Unitäre Eichung:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h_0 + h \end{pmatrix}, \quad h_0 = \frac{\mu}{\lambda} \in \mathbb{R}, \quad h \in \mathbb{R}$$

NB: Jedes Dublett  $\Phi$  kann daraus durch **lokale** Eichtransformation erreicht werden  
⇒ kann diese Eichtransformation durch Umeichung kompensieren!

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) \\ & + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \end{aligned}$$

# Standardmodell: Eichbosonen

● Unitäre Eichung:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h_0 + h \end{pmatrix}, \quad h_0 = \frac{\mu}{\lambda} \in \mathbb{R}, \quad h \in \mathbb{R}$$

NB: Jedes Dublett  $\Phi$  kann daraus durch **lokale** Eichtransformation erreicht werden  
⇒ kann diese Eichtransformation durch Umeichung kompensieren!

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & [(\partial_\mu + i\mathcal{A}_\mu)\phi]^\dagger (\partial^\mu + i\mathcal{A}^\mu)\phi \\ & + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \end{aligned}$$

# Standardmodell: Eichbosonen

● Unitäre Eichung:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h_0 + h \end{pmatrix}, \quad h_0 = \frac{\mu}{\lambda} \in \mathbb{R}, \quad h \in \mathbb{R}$$

NB: Jedes Dublett  $\Phi$  kann daraus durch **lokale** Eichtransformation erreicht werden  
⇒ kann diese Eichtransformation durch Umeichung kompensieren!

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) - \frac{G^2}{8} (h + h_0)^2 [(W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) \cos^2 \theta_w + Z_\mu Z^\mu] \\ & - \frac{m_h^2}{2} h^2 \left( 1 + \frac{m_h^2}{h_0} h + \frac{m_h^2}{4h_0^2} h^2 \right) \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \end{aligned}$$

# Standardmodell: Eichbosonen

- Unitäre Eichung:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h_0 + h \end{pmatrix}, \quad h_0 = \frac{\mu}{\lambda} \in \mathbb{R}, \quad h \in \mathbb{R}$$

NB: Jedes Dublett  $\Phi$  kann daraus durch **lokale** Eichtransformation erreicht werden  
 $\Rightarrow$  kann diese Eichtransformation durch Umeichung kompensieren!

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) - \frac{G^2}{8} (h + h_0)^2 [(W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) \cos^2 \theta_w + Z_\mu Z^\mu] \\ & - \frac{m_h^2}{2} h^2 \left( 1 + \frac{m_h^2}{h_0} h + \frac{m_h^2}{4h_0^2} h^2 \right) \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \end{aligned}$$

- Physikalische Parameter:

$$G, \quad \theta_w, \quad h_0, \quad m_h (= 2\mu^2/\lambda) \quad \Rightarrow \quad m_W^2 = \frac{G^2}{4} h_0^2 \cos^2 \theta_w, \quad m_Z^2 = \frac{G^2}{4} h_0^2$$

# Minimales Modell: Eine Leptonengeneration

- Strikt linkshändige Neutrinos  $\Rightarrow$  **Chirales Modell**
- A-Ströme koppeln schwach, Neutrino elektrisch neutral  $\Rightarrow$  linkshändige Leptonenfelder bilden **SU(2)-Dublett**, rechtshändiges Elektron **SU(2)-Singulett**:

$$\mathcal{L}_e^{\text{eich}} = \bar{\psi}_{eL} \not{D}_{eL} \psi_{eL} + \bar{e}_R \not{D}_{eR} e_R$$

$$\psi_{eL} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix},$$

$$D_{eL}^\mu = \partial^\mu + igW^{a\mu}t^a + ig'B^\mu Y_{eL},$$

$$D_{eR}^\mu = \partial^\mu + ig'B^\mu Y_{eR}$$

- Festlegung der **Hyperladungen**: Neutrino elektrisch neutral, elektromagnetischer Strom rein vektoriell:

$$y_{eL} = -\frac{1}{2}, \quad y_{eR} = -1$$

# Minimales Modell: Eine Leptongeneration

- V- und A-Ströme an Eichbosonen gekoppelt  $\Rightarrow$  **Elektronenmasse** muß durch **Yukawakopplung an das Higgs** erreicht werden!
- Dabei muß auch die Hyperladung erhalten bleiben. Wegen  $y_h = 1/2$ ,  $y_{eL} = -1/2$  und  $y_{eR} = -1$  bleibt nur eine **renormierbare** Yukawakopplung:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_e^{\text{Yuk}} &= -c_e \bar{e}_R \phi^\dagger \psi_{eL} + \text{h.c.} \\ &= -\frac{c_e}{\sqrt{2}} (h_0 + h) \bar{e} e\end{aligned}$$

- Es konnte  $c_e \in \mathbb{R}$  angenommen werden, weil man andernfalls durch Änderung der **globalen** Leptonenphasen die Felder umdefinieren kann, so daß Yukawakopplung für neue Felder reell wird!
- Leptonenmassen:

$$m_{\nu_e} = 0, \quad m_e = \frac{1}{\sqrt{2}} c_e h_0$$

- NB: (Dirac-)Neutrinomasse **notwendig** strikt 0, solange man reine Linkshändigkeit verlangt!

# Mehr Flavour

- Nach derzeitigem Stand: drei Generationen von Leptonen und Quarks
- Vorgehen analog zu einer Leptongeneration
  - Linkshändige Fermionen  $SU(2)$ -Dubletts, rechtshändige  $SU(2)$ -Singulets  $\Rightarrow$   $SU(2)$ -Kopplung liegt fest
  - „Justage“ der Hyperladungen, so daß elektromagnetischer Strom rein vektoriell ist und daß beobachtete Ladungspattern entstehen
- Massen dürfen wieder nur über Yukawakopplungen, also den Higgs-Kibble-Mechanismus, erzeugt werden
- Zusatzprinzip: Quarks sind links- und rechtshändig  $\Rightarrow$  es können beliebige Massenmischungen auftreten  $\Rightarrow$  Verallgemeinerung des Cabibbowinkels zur **Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix**
- Wichtige Folgerung: auf Tree-Level **keine flavour-ändernden neutralen Ströme** (1970: Glashow, Iliopoulos, Maiani: Vorhersage des charm-Quarks)

# Die Quantenzahlen

Teilchen			$t$	$t^3$	$Y$	$Q$
(Higgs)	$\phi$		1/2	-1/2	1/2	0
$\nu_{eL}$	$\nu_{\mu L}$	$\nu_{\tau L}$	1/2	1/2	-1/2	0
$e_L$	$\mu_L$	$\tau_L$	1/2	-1/2	-1/2	-1
$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	0	0	-1	-1
$u_L$	$c_L$	$t_L$	1/2	1/2	1/6	2/3
$d'_L$	$s'_L$	$b'_L$	1/2	-1/2	1/6	-1/3
$u_R$	$c_R$	$t_R$	1/2	1/2	1/6	2/3
$d_R$	$s_R$	$b_R$	1/2	-1/2	1/6	-1/3

- Dreiecksdiagramme mit einem Axialstrom und zwei Vektorströmen kann **Anomalien** erzeugen
- Anomaliefreiheit  $\Leftrightarrow \sum_f Q_f = 0$ , im Standardmodell erfüllt, weil Quarks **3 Farben** haben!

# Die Yukawakopplungen

- Mit Symmetrien verträgliche Kopplungen

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{leptons}}^{\text{Yuk}} &= -\bar{\psi}_R^{\text{lept}} \mathcal{C}_{\text{lept}} \phi^\dagger \psi_L^{\text{lept}} \\ \mathcal{L}_{\text{Yuk}}^{\text{quarks}(1)} &= -\bar{\psi}_R^D \mathcal{C}_{\text{quarks}} \phi^\dagger \psi_L^{UD} \\ \mathcal{L}_{\text{Yuk}}^{\text{quarks}(2)} &= -\bar{\psi}_R^U \mathcal{C}'_{\text{quarks}} \phi^T \epsilon \psi_L^{UD}, \quad \epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

- Die  $\mathcal{C}$ -Matrizen sind zunächst beliebige  $3 \times 3$ -Matrizen im **Flavourraum**
- Beliebige Freiheit, im Flavourraum mit constanten Matrizen  $\mathcal{U}$  zu transformieren:

$$\mathcal{C}_{\text{lept}} \rightarrow \mathcal{U}_1^\dagger \mathcal{C}_{\text{lept}} \mathcal{V}_1, \quad \mathcal{C}'_{\text{quarks}} \rightarrow \mathcal{U}_2^\dagger \mathcal{C}'_{\text{quarks}} \mathcal{V}_2, \quad \mathcal{C}_{\text{quarks}} \rightarrow \mathcal{U}_3^\dagger \mathcal{C}_{\text{quarks}} \mathcal{V}_2,$$

- Standardwahl der  $\mathcal{C}$ -Matrizen:

$$\begin{aligned}\mathcal{C}_{\text{lept}} &= \text{diag}(c_e, c_\mu, c_\tau) \text{ mit } c_e, c_\mu, c_\tau \in \mathbb{R}_{>0}, \\ \mathcal{C}'_{\text{quarks}} &= \text{diag}(c_u, c_c, c_t) \text{ mit } c_u, c_c, c_t \in \mathbb{R}_{>0}, \\ \mathcal{C}_{\text{quarks}} &= \mathcal{V} \text{diag}(c_d, c_s, c_b) \mathcal{V}^\dagger \text{ mit } c_d, c_s, c_b \in \mathbb{R}_{>0}, \mathcal{V} \in \mathbf{U}(3)\end{aligned}$$

# Die CKM-Matrix

- Die Standardwahl der  $\mathcal{C}$  für die Quarks bleibt erhalten unter  $\mathcal{V} \rightarrow \text{diag}[-\exp(i\chi_1), \exp(-i\chi_2), \exp(-i\chi_3)]\mathcal{V}\text{diag}[\exp(i\varphi_1), \exp(i\varphi_2), \exp(i\varphi_3)]$
- Eine Standardparametrisierung der CKM-Matrix:

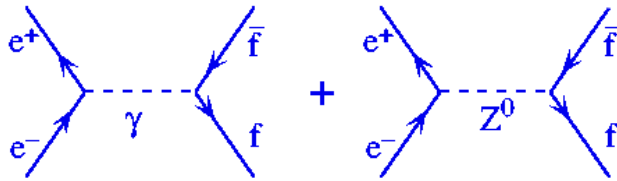
$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 \exp(i\delta) & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 \exp(i\delta) \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 \exp(i\delta) & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 \exp(i\delta) \end{pmatrix},$$

$$c_i = \cos \vartheta_i, \quad s_i = \sin \vartheta_i \quad \text{mit} \quad 0 \leq \vartheta_i \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \delta \leq 2\pi$$

- Unitarität der CKM-Matrix: Flavourändernde neutrale Ströme reine Strahlungskorrektur („Boxdiagramme“)
- Phase  $\delta$ : CP-Verletzung durch Boxdiagramme

# Präzisionsexperimente zum SM

- Quelle: S. Bethke, Standard Model Physics at LEP, hep-ex/0001023
- $e^+e^-$ -Annihilationsdaten auf Tree-Level („Bornnäherung“) beschrieben durch drei Parameter ( $e$ ,  $G_F$ ,  $\sin \theta_W$ )
- Wirkungsquerschnitte in Nähe der Z-Masse



$$\sigma_f(s) = \sigma_f^0 \frac{s\Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} + (\gamma) + (\gamma Z)$$

$$\sigma_f^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e\Gamma_f}{\Gamma_Z^2}, \quad \sum_f \Gamma_f = \Gamma_Z$$

- Messungen: Modellunabhängige Bestimmung von  $M_Z$ ,  $\Gamma_Z$ ,  $\Gamma_f$ ,  $\sigma_f^0$
- Standard-Modell:

$$\Gamma_f = \frac{G_f}{6\pi} \frac{M_Z^3}{\sqrt{2}} \left( g_{A,f}^2 + g_{V,f}^2 \right) N_{c,f}, \quad g_{A,f} = t_f^3, \quad g_{V,f} = t_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_w$$

# Präzisionsexperimente zum SM

- Weitere meßbare Observablen
  - Differentielle Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\vartheta} \propto A(1 + \cos^2\vartheta) + B\cos\vartheta, \quad \vartheta \text{ Streuwinkel}$$

- „Forward-Backward-Asymmetries“

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad N_F : \text{Events mit } \vartheta < \frac{\pi}{2}, \quad N_B : \text{Events mit } \frac{\pi}{2} < \vartheta < \pi$$

$$\text{am Z-Pol: } A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} A_e A_f \text{ mit } A_f = \frac{2g_{V,f}g_{A,f}}{g_{V,f}^2 + g_{A,f}^2}$$

- Polarisation von Leptonen im Endzustand

$$P_f = \frac{\sigma_f(h = +1) - \sigma_f(h = -1)}{\sigma_{\text{tot}}}, \quad P_f(s = M_z^2) = -A_f$$

# Präzisionsexperimente zum SM

- Strahlungskorrekturen:
  - Photonische faktorisieren, können bis zu 100% ausmachen
  - Nichtphotonische (einschl. QCD!) ⇒ „Running couplings“ in Born-Näherung

Tampere 1999

experiments measure  $\sigma_f(s)$ ,  $A_{FB}^f$ ,  $\mathcal{P}_f$ ,  $A_{FB}^{P_f}$

data of 4 experiments are combined by

„LEP Electroweak Working Group“

\* common fit to combined data

↓ (LEP-I)

$$M_Z = 91187.2 \pm 2.1 \text{ MeV} \quad n.b.: 23 \text{ ppm !!}$$

$$\Gamma_Z = 2499.4 \pm 2.4 \text{ MeV}$$

$$\sigma_{had}^0 = 41.544 \pm 0.037 \text{ nb}$$

$$\Gamma_{had} = 1743.9 \pm 2.0 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{lept} = 83.96 \pm 0.09 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{invis} = 489.8 \pm 1.5 \text{ MeV}$$

$$N_\nu = 2.9835 \pm 0.0083$$

from radiative corrections :

LEP I & II

LEP & SLD & pp &  $\nu N$

$$M_{top} = 172_{-11}^{+14} \text{ GeV}$$

$$173.6 \pm 4.3 \text{ GeV}$$

$$M_H = 143_{-87}^{+284} \text{ GeV}$$

$$92_{-45}^{+78} \text{ GeV}$$

$$\alpha_s(M_Z) = 0.120 \pm 0.003 \pm 0.002$$

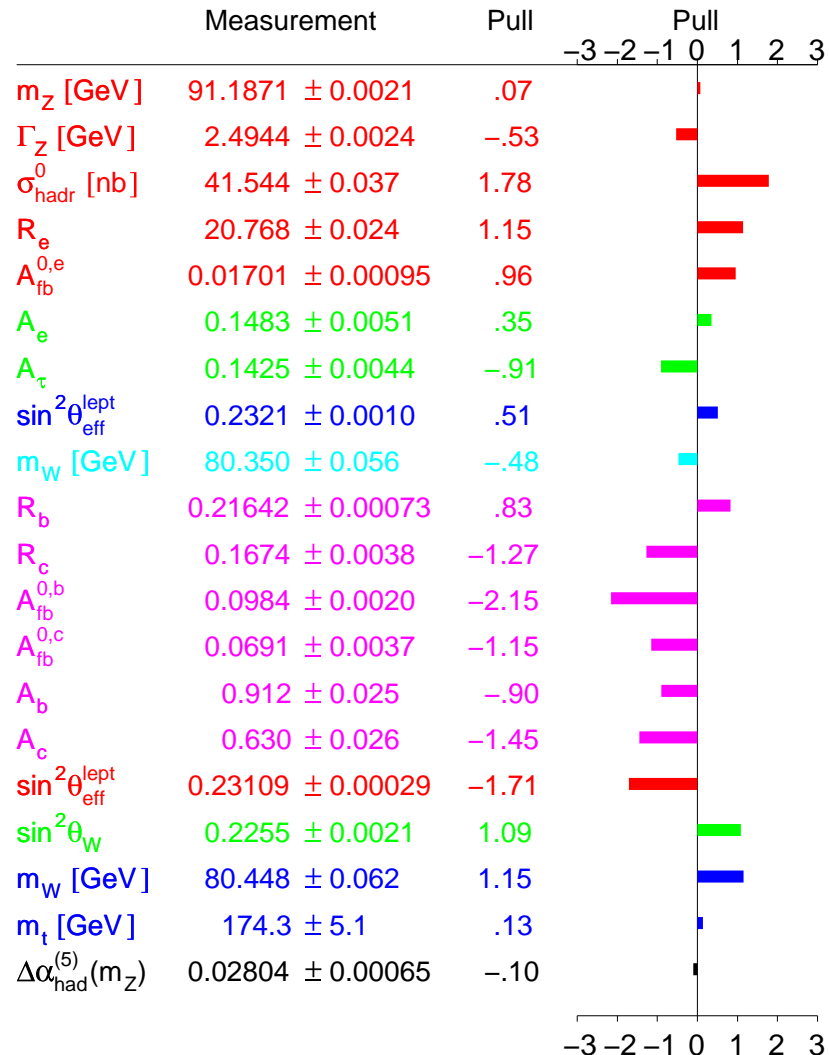
$$0.119 \pm 0.003 \pm 0.002$$

$$\sin^2 \theta_{lept}^{eff} = 0.23187 \pm 0.00021$$

$$0.23159 \pm 0.00016$$

$$M_W = 80.340 \pm 0.032 \text{ GeV}$$

$$80.377 \pm 0.022 \text{ GeV}$$



# Probleme im SM

## ● „Intrinsische Probleme“

- Viele Parameter: zwei Kopplungen ( $e$  und  $\sin \theta_W$ ), 6 Quarkmassen, 3 Leptonenmassen, Higgsmasse, 4 CKM-Parameter
- Noch 2 QCD-Parameter:  $\alpha_s$ ,  $\theta_{\text{QCD}}$
- Higgs ist skalares Boson: Masse quadratisch divergent

$$m_h^2 = m_{h,0}^2 + \frac{3}{16\pi^2} \lambda \Lambda_h^2$$

$\Lambda_h \approx \Lambda_{\text{Planck}} \Rightarrow m_{h,0} < 0$  muß auf 30 (!) Dezimalstellen genau eingestellt werden  $\Rightarrow$  „The naturalness problem“ oder „The hierarchy problem“

- Kosmologische Konstante  $\propto \Lambda_h^4$  Feintuning auf  $\approx 10^{120}$  Größenordnungen
- Wenig Vorhersagekraft für elektroschwache CP-Verletzungen: Was ist der „wahre Higgssektor“?

# Probleme im SM

- NuTeV-Experiment: Geladene und neutrale Stromreaktionen von Neutrinos mit Kernen (hep-ex/0110059)

$$R_A^\nu = \frac{\sigma_A(\nu A \rightarrow \nu X)}{\sigma_A(\nu A \rightarrow l^-)} + \text{für Antineutrino}$$

- Resultat:

$$\sin^2 \theta_W = 0.2277 \text{ (NuTeV) vs. } 0.2227$$

- $3\sigma$ -Abweichung vom Wert aus „direkten Messungen“
- Einwand (Miller, Thomas hep-ex/0204007): Es wurden keine Korrekturen von „Nuclear Shadowing“-Effekten berücksichtigt
- Wesentlicher Anteil der Daten für  $x < 0.1$  bei kleinen  $Q^2$ , Analyse von Strukturfunktionen unter der Annahme von Vektormeson-Dominanz (VMD) liefert Korrekturbeiträge, die von der Größenordnung der beobachteten Abweichung **geschätzt** werden

# Ausblick

- Sicherster Nachweis von Abweichungen zum SM: **Neutrinooszillationen** (SuperKamiokande, SNO, . . .)
- „Einbau“ von Neutrinomassen ins SM kein grundlegendes Problem
- Natur der Neutrinos (Pures Diracfermion oder auch Majoranamassen?)
- Sterile Neutrinos?
- Solares Neutrinoproblem gelöst (SNO)?
- CP-Verletzungen vs. Materie-Antimaterieasymmetrie im Universum?
- Lepto- und Baryogenese im frühen Universum?

Antworten  $\Rightarrow$  folgende Vorträge!