

# TEILCHENPHYSIK FÜR FORTGESCHRITTENE

Die (elektro-)schwache Wechselwirkung  
(in Anlehnung an Skript R. Klanner/T. Schöner)



Caren Hagner  
Achim Geiser

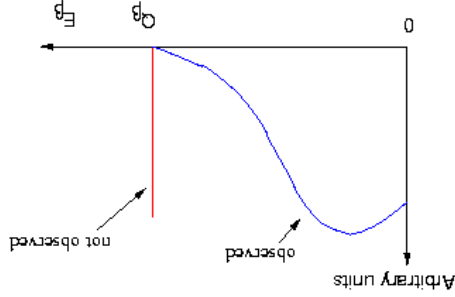
Universität Hamburg, IExpPh  
Sommersemester 2007

1. Die quantenmechanische Beschreibung von Elektronen
  2. Feynman-Regeln und –Diagramme
  3. Lagrange-Formalismus und Eichprinzip
  4. QED
  5. Starke Wechselwirkung und QCD
  6. Schwache Wechselwirkung
- Fermi-Modell  
elektro-schwache Vereinigung  
Experimente zur elektroschwachen Wechselwirkung

# 6. DIE SCHWACHE WECHSELWIRKUNG

## Historischer Einstieg:

- 1896: Becquerel entdeckt Radioaktivität (Uranpech auf verpackter Photoplatte).
- 1914: Chadwick:  $\beta$ -Strahlen aus nuklearen  $\beta$ -Zerfall haben kontinuierliches Spektrum (im Gegensatz zu z.B.  $\alpha$ -Teilchen – diskrete Energieniveaus!).

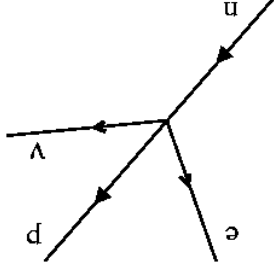


- Interpretation (Ende der 1920er):
- Energieerhaltung verletzt (Bohr)
- "Neutrino" trägt Energiedifferenz weg (Pauli).
- 1933: **Fermi und Theorie des  $\beta$ -Zerfalls** in Analogie zur QED (Vierpunkt-WW und Strom-Strom-Form):

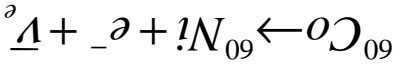
$$M = G^{(F)} (\bar{u}^u \gamma^\mu n^d) (\bar{n}^v \gamma^\mu n^e)$$

... mit Kopplungskonstante  $G \sim 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ .

Beachte das Fehlen eines Propagator-Terms!



- 1955: Wu: **Beobachtung der Paritätsverletzung** in



der schwachen WW:

Ausrichten der Co-Spins im B-Feld  $\rightarrow$  e-Impuls bevorzugt entgegen Co-Spin  $\rightarrow$  Paritätsverletzung!

**Problem:** Fermi-Matrixelement ist paritätserhaltend!

$\rightarrow$  Theorie muss modifiziert werden durch bekannte

Faktoren (Chiralitätsoperatoren).

$$\frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$$

- Denn:

$$\bar{u} \gamma^\mu n \equiv \bar{u} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \gamma^\mu n$$

$V_\mu$  transformiert unter Raumspiegelungen wie ein Vektor,  $A_\mu$  wie ein Axialvektor:

$$\bar{A}'_0 = -A_0 \quad \bar{A}'_i = A_i$$

Obiger Strom verletzt also die Paritätsinvarianz!

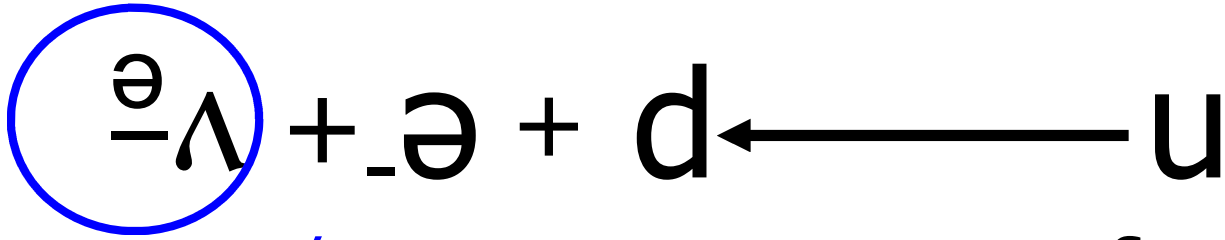
- Damit wird das Matrixelement:

$$M = G^{(F)} (\bar{u}^u \gamma^\mu n^d) (\bar{n}^v \gamma^\mu n^e)$$

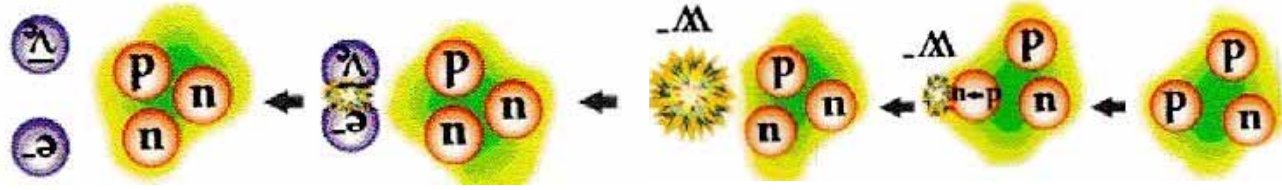
**$(V-A)$ -Theorie der schwachen Wechselwirkung!**

Berücksichtigt Chiralität, beschreibt Paritätsverletzung

- e.g. radioactive neutron decay:



not visible



## Neutrino

must be present  
to account for  
conservation of energy  
and (angular) momentum



Wolfgang Pauli  
(Nobel 1945)

# The power of symmetries: Parity

## Parity = Mirror Symmetry

- Will physical processes look the same when viewed through a mirror?

- In everyday day life:

violation of parity symmetry is common

- “natural”: our heart is on the left

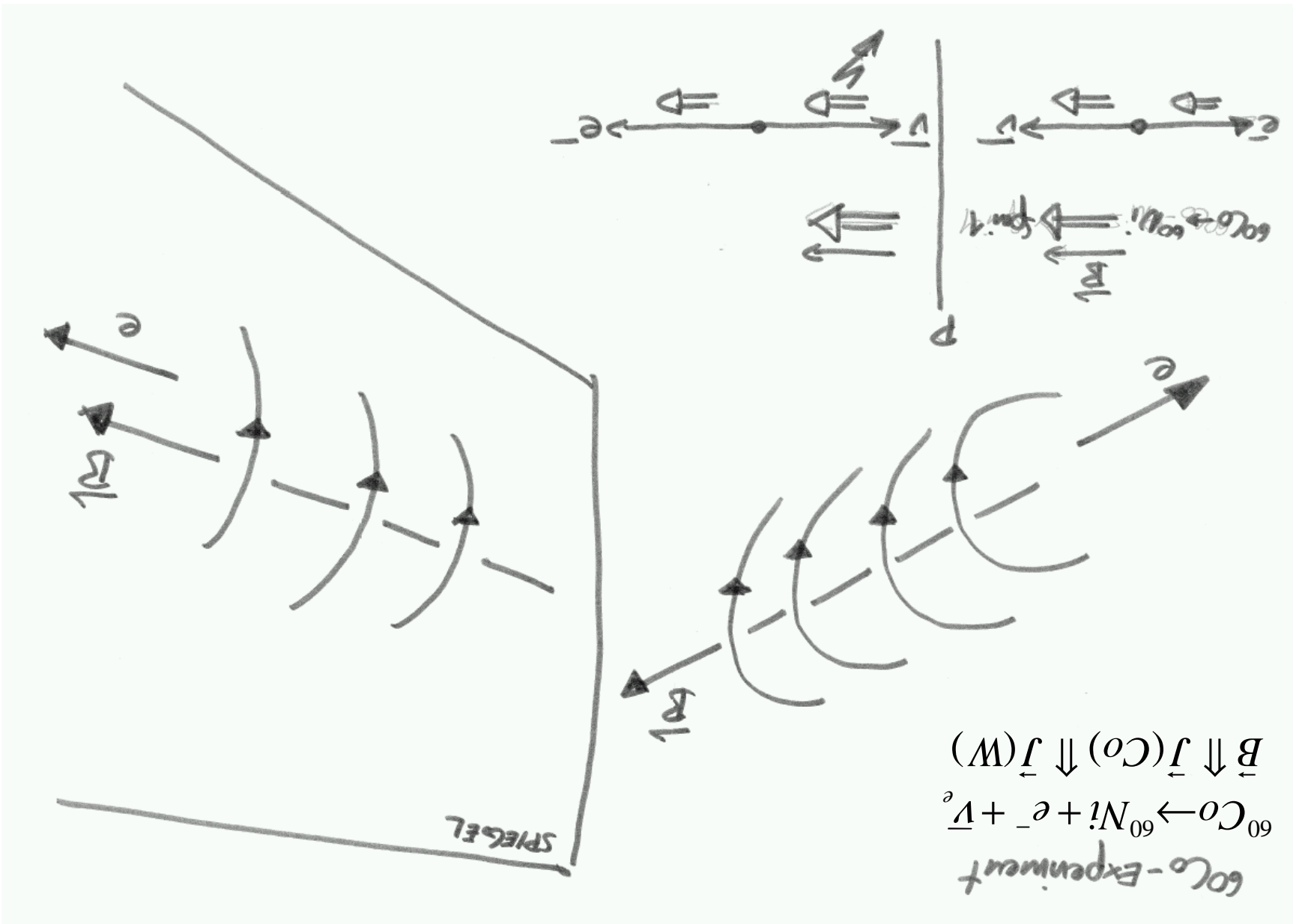
- “spontaneous”: cars drive on the right (on the continent)

- What about basic interactions?

- Electromagnetic and strong interactions conserve parity!



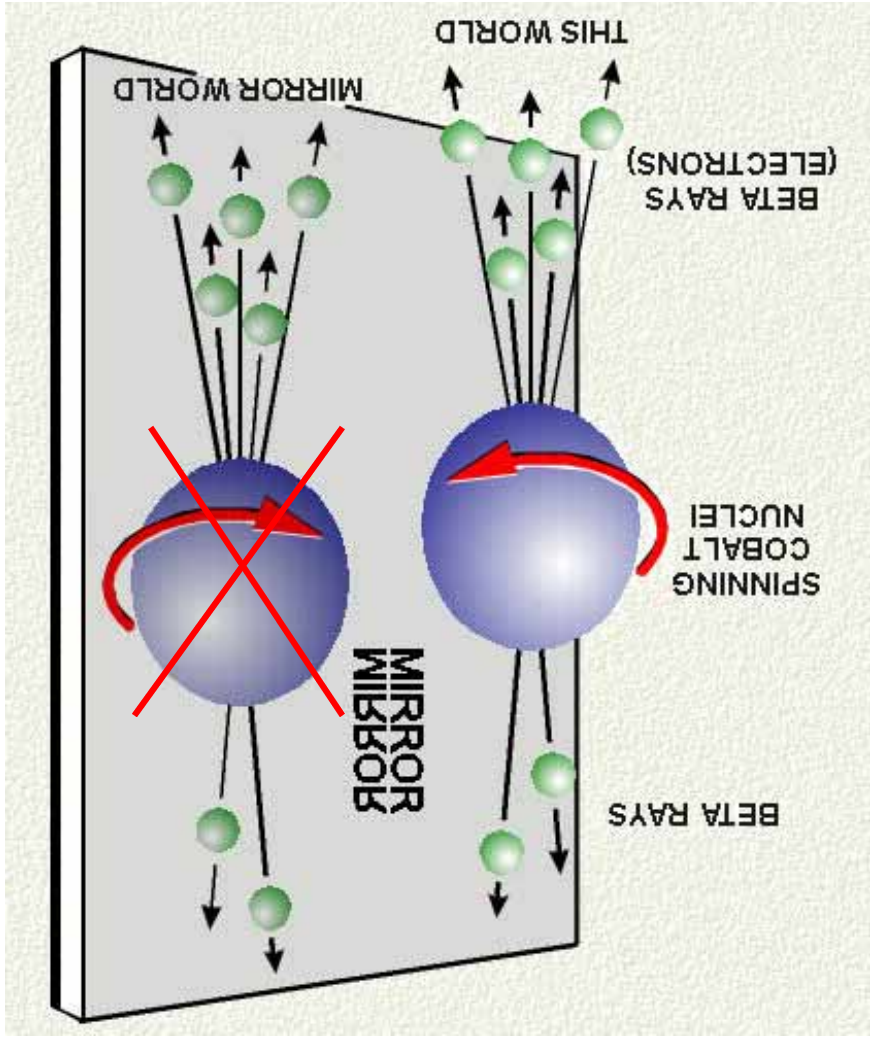
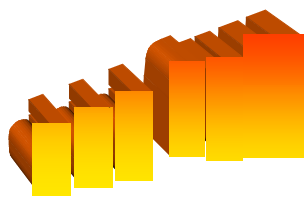
Eugene Wigner  
(Nobel 1963)



# 6. DIE SCHWACHE WECHSELWIRKUNG

# The power of symmetries: Parity

Lee & Yang 1956: **weak interactions violate Parity**  
 experimentally verified by Wu et al. 1957:



Chen Ning Yang



(Nobel 1957)

Tsung-Dao Lee



Cheng Shung Wu





# 6.1 (V-A) IM PION-ZERFALL

(Schmüser 6.3)

Interessante Erkenntnis: **Pion-Zerfall myonisch**  
 dominiert: eher  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  als  $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$   
 (Verzweigungsverhältnis  $1.28 \cdot 10^{-4}$ ) - obwohl  
 $m_\mu/m_e \sim 210$  ( $\Rightarrow$  wenig Phasenraum für Myon)!!!

Ansatz Matrixelement:

$$M = \frac{G(F)}{\sqrt{2}} \bar{j}_\mu (1 - \gamma_5) u_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\nu$$

Leptonischer (V-A)-Strom

Da **Pion Spin-0-Teilchen** ist ( $\rightarrow$  kein Dirac-Spinor) ist  
 der-Impuls einziger Vektor, mit dem der leptonische  
 Strom kontrahiert werden kann:

$$\bar{j}_\mu = f_\pi \cdot p_\mu = f_\pi \cdot (m_\pi, \vec{0}) \rightarrow \text{Pion-Ruhsystem}$$

Damit wird das Matrixelement ...

$$M = \frac{G(F)}{\sqrt{2}} f_\pi m_\pi \bar{u}_e \gamma^0 (1 - \gamma_5) u_\nu$$

... und man erhält als **Zerfallsbreite** (richtige  
 Behandlung des Phasenraumes, des Flussfaktors):

$$d\Gamma = \frac{32\pi^2 m_\pi^2}{d} |M|^2 d\Omega$$

**Welche Spinoren** kommen in Frage (z-Achse  
 parallel zu Elektron-Impuls)?  
 - Antineutrino ist rechtshändig:  $v_2$  mit  $p_z = -k$ !  
 $v_2 = \sqrt{k} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

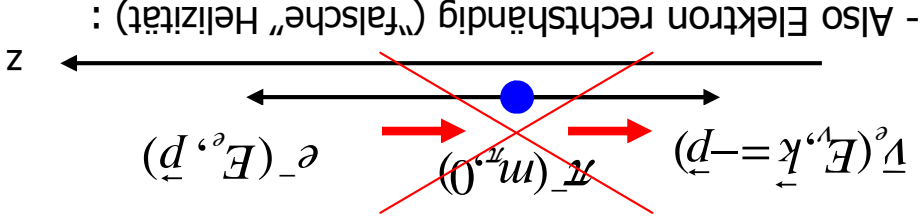
- Erster Versuch Elektron:  $u_2$  (Spin entgegen z-Achse,  
 negative Helizität, linksständig) :

$$u_2 = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} - d/(E+m)$$

- Aber:

$$\begin{aligned} \bar{u}_2 \gamma^0 (1 - \gamma_5) v_2 &= u_2^+ \gamma^0 \gamma^0 (1 - \gamma_5) v_2 = u_2^+ \gamma^0 \gamma^0 \gamma^5 v_2 \\ &= u_2^+ \gamma^0 v_2 - u_2^+ \gamma^0 \gamma^5 v_2 \\ &= u_2^+ v_2 + u_2^+ \gamma^0 \gamma^5 v_2 = 2u_2^+ v_2 \\ &= 0 \end{aligned}$$

Lösung mit negativer Helizität verschwindet!  
 Muss sie auch - Drehimpulserhaltung!



- Also Elektron rechtshändig ("falsche" Helizität) :

$$u_2^+ v_2 = \sqrt{E+m} \sqrt{k} \left( \frac{E+m}{d} - 1 \right) = \sqrt{d} \left( \sqrt{E-m} - \sqrt{E+m} \right)$$

$$|u_2^+ v_2|^2 = 2d(E-d) = 2dE(1-\beta)$$

Ausrichtungsgrad  $\beta$



# 6.1 (V-A) IM PION-ZERFALL

Matrixelement:

$$|M|^2 = 4G_F^2 f_\pi^2 m_\pi^2 p(E - p) = 2G_F^2 f_\pi^2 m_\pi^2 (m_\pi^2 - m_e^2)$$

Das Matrixelement ist unabhängig vom Winkel (keine Bezugssache bei ruhendem Pion)!

Zerfallsbreite:

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2}{8} m_\pi^3 f_\pi^2 m_e^2 (m_\pi^2 - m_e^2)$$

Analoge Rechnung für myonischen Zerfall. Verhältnis:

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \frac{m_\mu^2 (m_\pi^2 - m_\mu^2)}{m_e^2 (m_\pi^2 - m_e^2)} = 1.28 \cdot 10^{-4}$$

Diese starke Unterdrückung des elektronischen

Zerfalls kommt (fast) ausschließlich vom

Matrixelement – nicht vom Phasenraum. Er spiegelt

die chirale Struktur der schwachen WW wider!

# 6.1 BEDEUTUNG VON $G_F$ (Schmüser 6.4)

Mit der normalen Formel zur Berechnung des WQS ...

$$\frac{d\Omega}{d} = \frac{1}{1} \frac{1}{p'} |M_{-}^{2}|$$

... folgt dann ( $p = \sqrt{s}/2, p' = (s - m_{\mu}^2)/(2\sqrt{s})$ ):

$$\frac{d\Omega}{d} = \frac{4\pi^2}{G_F^2} \frac{s}{(s - m_{\mu}^2)^2} \approx \frac{4\pi^2}{G_F^2} \cdot s$$

$$\sigma \approx \frac{\pi}{G_F^2} \cdot s$$

**Anmerkungen:**

- Der diff. WQS ist unabhängig vom Winkel.

- Der WQS steigt mit dem Quadrat der

Schwerpunktseenergie an !!!

**(Problem!)**

- In der  $e^-e^-$ -Annihilation tritt Winkelabhängigkeit auf:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{4\pi^2}{G_F^2} \cdot s \cdot \left( \frac{1 + \cos\theta}{2} \right)$$

$$\sigma \approx \frac{\pi}{3G_F^2} \cdot s$$

Anschaulich:

- In  $e^-e^-$ -Streuung ist  $J_z = 0$  (links/links)  $\rightarrow$  keine Achse

ausgezeichnet.

- In  $e^-e^-$ -Annihilation ist  $J_z$  (Anfang) = +1 (links/rechts),

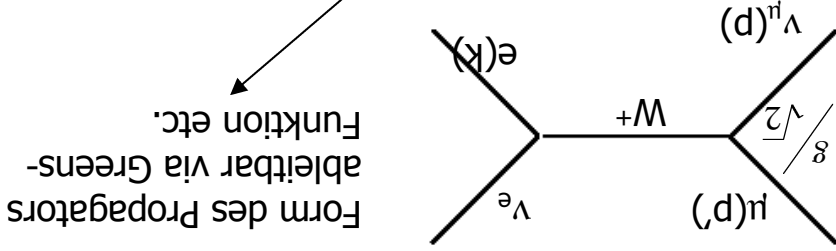
aber  $J_z$  ( $\mu\nu$ ) ist nur in mit 33% W'keit +1.

- Erwartung in Neutrino-Nukleon-Streuung:

$$\sigma(\bar{\nu}q) = \frac{3}{1} \sigma(\nu q)$$

Matrixelement der  $e^-e^-$ -Streuung unter Annahme eines

**schweren Eichbosons:**



Form des Propagators  
ableitbar via Greens-  
Funktion etc.

$$M_{2^+} = \frac{2}{G_F^2} \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right)$$

$$M_{2^+} = \frac{2}{G_F^2} \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right) \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right)$$

**Vergleich mit Fermis 4-Punkt-WV:**

$$\frac{G_F^2}{8} = \frac{\sqrt{2}}{8M_W^2}$$

Beste Bestimmung von  $G_F$  aus der Lebensdauer des

Myons:  $G_F \sim (1.16639 \pm 0.00002) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ .

$G_F$  ist effektive Kopplung für den Fall kleiner

Impulsbeiträge  $Q^2$ !

Berechnung des WQS: Spin-Mittelung/Summation etc ...

$$|M_{2^+}^2| = \frac{G_F^2}{2} \cdot M_{\mu\nu}^{\mu\nu} \cdot E_{\mu\nu}$$

... ergibt schliesslich:

$$|M_{2^+}^2| = 16G_F^2 \cdot s \cdot (s - m_{\mu}^2)$$

# 6.1 WO IST DAS PROBLEM? (Schmüser 8.1)

Bei Schwerpunktsimpulsen von  $p^* = 370 \text{ GeV}$  tritt also ein Konflikt auf

→ **Verletzung der Unitarität**

**Grund: Fermi-Kopplung statt Austausch eines W-bosons keine gültige Näherung mehr!**

$$\sigma_{inel} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-|\eta_l|^2)$$

werden als:

**(Streutheorie):** Der inelastische WQS kann geschrieben werden als:

( $\eta$  Amplitude  $0 < \eta < 1$ ,  $l$  Bahndrehimpuls,  $k$  Wellenzahl).

Im Fall der  $l$ -ten Partialwelle gilt also:

$$\sigma_{inel} \leq \frac{\pi}{k^2} (2l+1)$$

Andererseits ist die Reichweite der schwachen WW sehr klein:

$$R \approx \frac{\hbar}{M_W} \approx 2.5 \cdot 10^{-18} \text{ m}$$

Es gibt also faktisch keinen Stossparameter – die Streuung erfolgt immer mit  $l=0$  (s-Welle). Mit (im CMS)  $k=p^*$  folgt also für die inelastische Reaktion

$$e^+ \nu_e \rightarrow \mu^+ \nu_e$$

$$\sigma(e^+ \nu_e \rightarrow \mu^+ \nu_e) \leq \frac{\pi}{k^2} (2l+1) = \frac{\pi}{k^2}$$

Laut Fermi aber:

$$\sigma(e^+ \nu_e \rightarrow \mu^+ \nu_e) = \frac{\pi}{G_F^2} \cdot s = \frac{\pi}{G_F^2} \cdot 4p_*^2$$

# 6.1 DIVERGENZEN UND NEUTRALE STRÖME

(Schmüser 8.2)

**WCS der (Myon-Neutrino)-Elektron-Streuung:**

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{G_F^2} (s - m_\nu^2)^2 \approx \frac{4n^2}{4n^2} \cdot s$$

Wir haben den "Fehler" gemacht, auch für hohe Energien (si) den Propagator zu vereinfachen:

$$\frac{-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu}{1} \leftarrow \frac{b^2 - M_w^2}{M_w^2}$$

Im Falle sehr hoher  $Q^2$  aber eher:

$$\frac{-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu}{1} \leftarrow \frac{b^2 - M_w^2}{M_w^2}$$

Das sieht wieder aus wie der Photon-Propagator  $\rightarrow$  jetzt sollte alles in Ordnung sein. Allerdings: kompensieren die beiden q im Zähler das  $Q^2$ ? Nein!  $(q = p_3 - p_1 = p_4 - p_2)$

$$\left( \frac{-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu}{1} \frac{b^2 - M_w^2}{M_w^2} \right) \left( \frac{-g^{\rho\sigma} + q^\rho q^\sigma}{1} \frac{b^2 - M_w^2}{M_w^2} \right) = \left( \frac{-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu}{1} \frac{b^2 - M_w^2}{M_w^2} \right) \left( \frac{-g^{\rho\sigma} + q^\rho q^\sigma}{1} \frac{b^2 - M_w^2}{M_w^2} \right)$$

Dirac-Gleichungen der (adjungierten) Spinoren:

$$\begin{aligned} \bar{u}^\epsilon d^\nu &= 0 & \bar{u}^\epsilon n^\nu &= 0 \\ \bar{u}^\epsilon n^\nu &= 0 & \bar{u}^\epsilon d^\nu &= 0 \end{aligned}$$

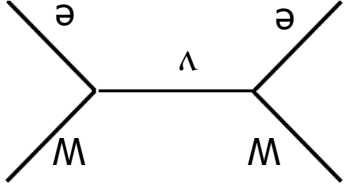
# 6.1 DIVERGENZEN UND NEUTRALE STRÖME

Beitrag des  $q^\mu q^\nu$ -Termes ist also von Ordnung  $\frac{m_e m_\mu}{M_w^2} \rightarrow$  vernachlässigbar klein!

$$\frac{-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu}{1} \leftarrow \frac{b^2 - M_w^2}{M_w^2}$$

$\rightarrow$  Ersetze (in Austauschdiagrammen):

Aber: Probleme treten wieder auf, wenn **externe W-Bosonen** einbezogen werden, z.B.  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , die linear mit s ansteigt!



Entscheidender Punkt (ohne Rechnung): Masse des  $W: M^W > 0 \rightarrow$  Helizität 0 möglich, und dieser "longitudinale" Anteil steigt mit s an.

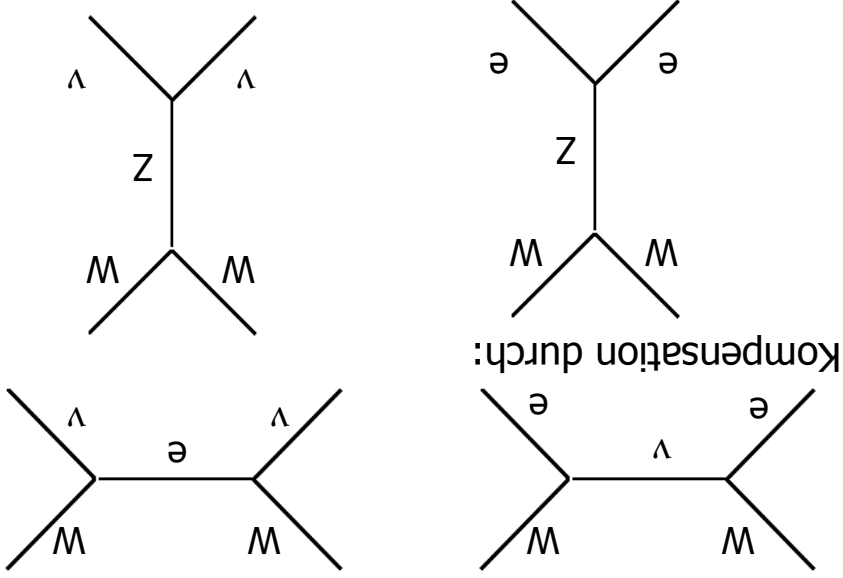
$$\sigma \approx \frac{G_F^2}{12\pi} \cdot s$$

Theoretische Lösung (wegweisend für Experimente!): Existenz eines **neutralen Feldquants ( $Z^0$ )**, das die Divergenzen kompensiert.

# 6.1 DIVERGENZEN UND NEUTRALE STRÖME

(Schmüser 8.3)

Divergenzen in:



Kompensation durch:

Damit Kompensation (mit nur einem Z) eintritt, muss gelten:  $g(W_e \nu) \sim g(Zee) \sim g(ZW\nu) \sim e$

$$g^Z \sim g^W \sim e$$

Mithilfe von folgt in erster Ordnung:  $M^W \sim M^Z \sim 40 \text{ GeV}$

$$\frac{G_F}{g^2} = \frac{\sqrt{2}}{8M_W^2}$$

(Modifiziert durch EW-Mischungswinkel)  
Achtung: Auch schweres Lepton im t-Kanal kann kompensieren. - Es kann auch mehrere Z-Bosonen geben! - falls  $m_e > 0 \rightarrow$  weitere Divergenzen  $\rightarrow$  Higgs!

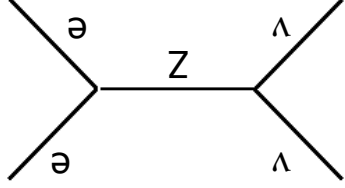
CH/AG



Die Theorie fordert also die Existenz von **Neutralen Strömen**:

- Schon früh in tiefinelastischer eN-Streuung Hinweise auf Notwendigkeit schwerer neutraler Feldquanten (Interferenz mit Photon-Term).
- Hinweise aus Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien in  $e^+e^-$ -Experimenten (PETRA, später)
- 1973 (Blasenkammer Gargamelle am CERN) erstmals Neutrino-Reaktionen ohne geladene Myonen im Endzustand (keine Flavour/Ladungsänderung  $\rightarrow$  "neutral current", NC):

$$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$$



- Gleichzeitig viele hadronische Ereignisse mit grosser Rate, die nur mit NC gehen konnten:

$$\bar{\nu}_e N \rightarrow \bar{\nu}_e N, \quad \bar{\nu}_e N \rightarrow \bar{\nu}_e X$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e N \rightarrow \bar{\nu}_e X) : \sigma(\bar{\nu}_e N \rightarrow \bar{\nu}_e X) \approx 0.25$$

- Gleiche Raten legen nahe, dass Kopplung des Z an Quarks/Leptonen etwa wie W-Kopplungen! - 1984 Entdeckung von  $W, Z$  am SPS (UA1,UA2)

# Weak Interactions

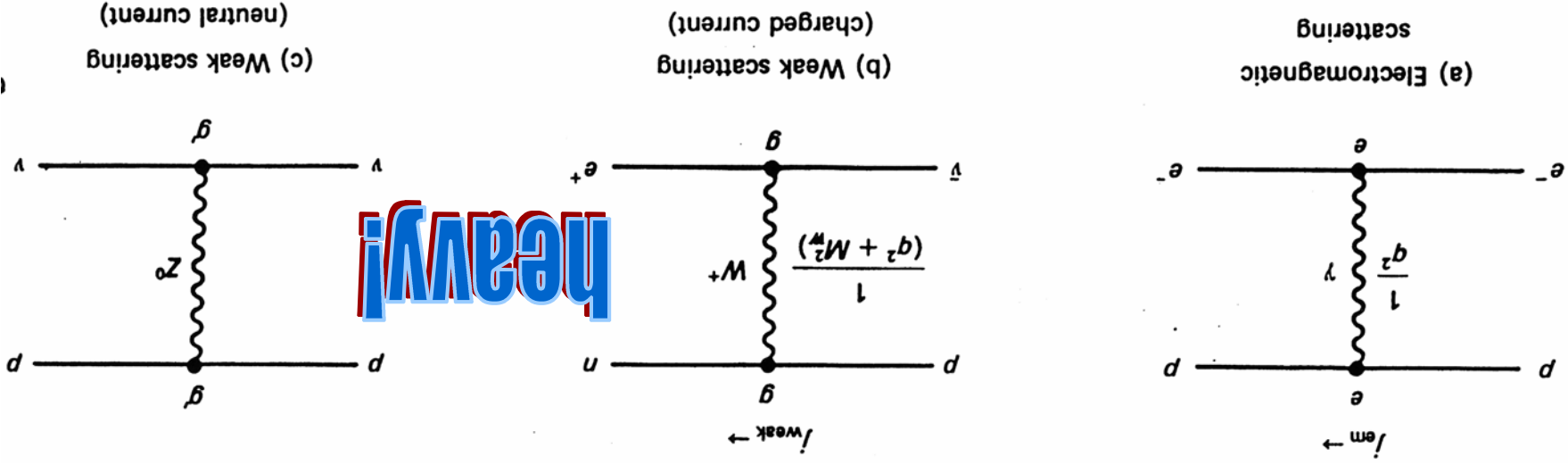
The Theory of GLASHOW, SALAM and WEINBERG

~ 1959-1968

(Nobel 1979)



Theory of the unified weak and electromagnetic interaction, transmitted by exchange of "intermediate vector bosons"



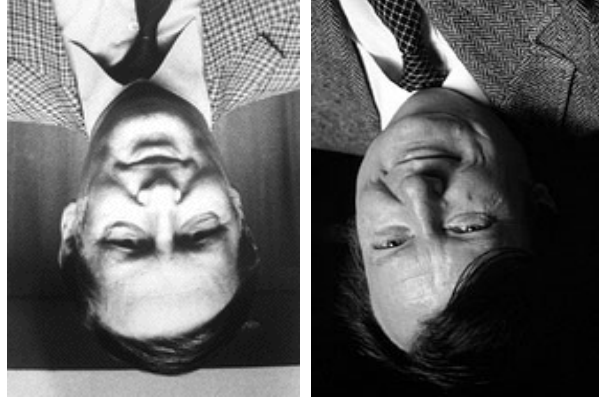
# Discovery of the W and Z (1983)

- To produce the heavy W and Z bosons ( $m \sim 80\text{-}90\text{ GeV}$ ) need high energy collider!
- 1978-80: conversion of SPS proton accelerator at CERN into proton-antiproton collider
- challenge: make antiproton beam!

■ success!

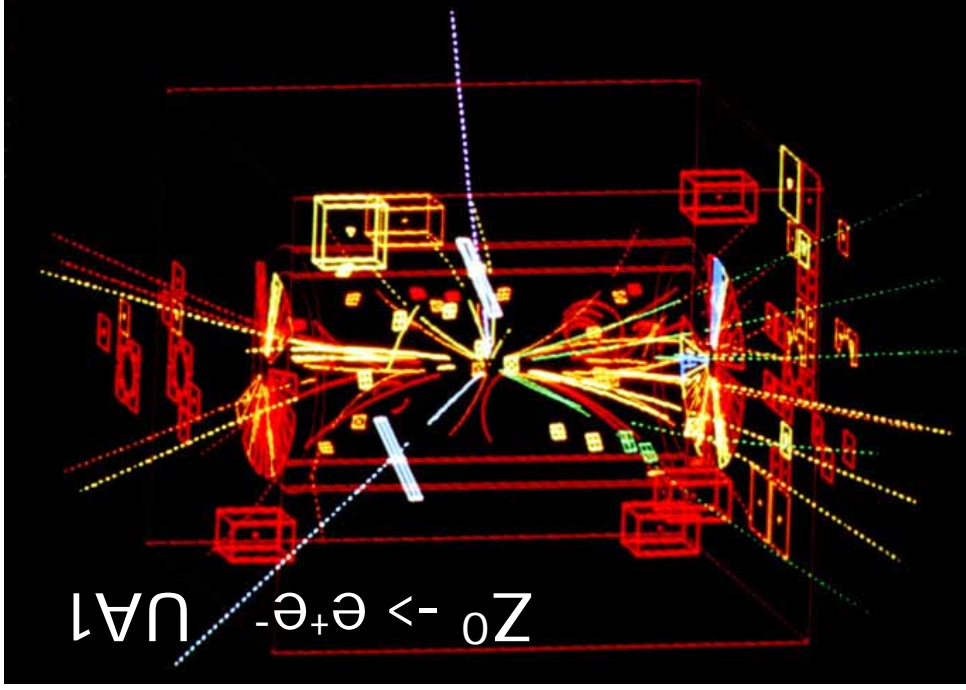
-> first W and Z produced  
1982/83

(Nobel 1984)



Carlo  
Rubbia

Simon  
van der  
Meer

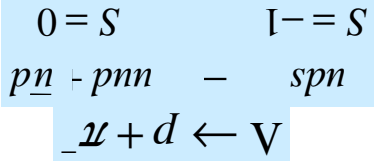




# 6.1 SCHWACHE WW VON HADRONEN, "SU(2)"

(Schmüser 6.5)

Nahzu alle **langlebigen Hadronen zerfallen schwach**. Dabei gilt empirisch im Falle nicht-leptonischer strange-Zerfälle die **Auswahlregel**  $\Delta S=1$ :

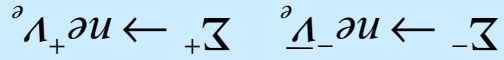


Erinnerung:  $S(s) = -1$ !

In semileptonischen Prozessen gilt  $\Delta S = \Delta Q_{\text{Hadron}}$ :

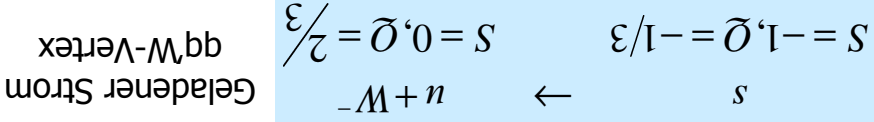


Interessant:  $\Sigma$ -Hyperon:



BR:  $1.017 \cdot 10^{-6}$       BR:  $> 5 \cdot 10^{-6}$

Verständlich, falls grundlegender Prozess  **$s \rightarrow W_u$** :



Aber z.B. für  **$\beta$ -Zerfall** braucht man auch  **$d \rightarrow W_u$**  mit  $\Delta S=0$ . Experimentell ist diese Kopplung etwa so stark wie  $\mu \rightarrow W_\nu$ ; aber  $\Delta S=1$ -Prozesse Faktor 20 kleiner!

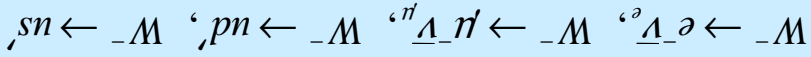
$$\frac{\Gamma(x_+ \rightarrow \mu^+ \nu^+)}{\Gamma(K_+ \rightarrow \mu^+ \nu^+)} \approx \frac{\Gamma(x_+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)}{\Gamma(K_+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)} \approx 0.05$$

**WARUM?**

Beispiel  $\rightarrow$  Tafel.

$$W^- \rightarrow \bar{u}d' = \begin{cases} \bar{u}d \cos \theta_c \\ \bar{u}s \sin \theta_c \end{cases}$$

Die **"schwachen" Zustände**  $d', s'$  sind unphysikalisch – das System muss sich also entscheiden:



Die **physikalischen (starken) Flavour-Zustände**  $d, s$  koppeln immer nur mit  $\cos \theta_c$   $\sin \theta_c$  "verzert" an  $W$ .

Diese Zustände koppeln an das  $W$       Diese werden in stärkerer  $WW$  erzeugt

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

**Idee Cabibbo**: Quarks  $d$  und  $s$  koppeln nicht direkt an den schwachen Strom, sondern in **Superpositionen**:

# 6.1 SCHWACHE WW VON HADRONEN, "SU(2)"<sup>L</sup> (Schmüser 6.7)

**Essenz:**

Geladener schwacher Strom koppelt an (linkshändige) schwache Isospindubletts:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}^L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}^L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}^L = \begin{pmatrix} d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ c \end{pmatrix}^L, \begin{pmatrix} s' \\ c \end{pmatrix}^L = \begin{pmatrix} -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \\ c \end{pmatrix}^L$$

Dazu gehört eine Strom-Strom-WW:  $M \propto J^\mu J_\mu$  (Existenz des c vorweggenommen!)

Der Strom verbindet dabei jeweils ein 'up'-artiges mit einem 'down'-artigem Quark:

$$J^\mu = \bar{u} \gamma^\mu (c + \gamma_5) \begin{pmatrix} d' \\ s \end{pmatrix} = \bar{u} \gamma^\mu (c - \gamma_5) \begin{pmatrix} s' \\ d \end{pmatrix}$$

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}$$

Ausführlich:

$$d' \rightarrow Wu \quad \bar{u} \gamma^\mu (c - \gamma_5) (d \cos \theta_c + s \sin \theta_c)$$

$$s' \rightarrow Wc \quad \bar{c} \gamma^\mu (c - \gamma_5) (-d \sin \theta_c + s \cos \theta_c)$$

**Experimenteller Wert:  $\theta_c = 12.8^\circ$ ,  $\sin \theta_c = 0.22$**

Das sieht aus wie eine **SU(2)-Symmetrie (des schwachen Isospins)**. Also sollte es auch neutrale Ströme (neben den 'Schiebeoperatoren'  $W^+$ ,  $W^-$ ) geben  $\rightarrow$  weitere Evidenz für Existenz eines  $Z^0$ !

Beschaffenheit des  $Z^0$ : **Nichtexistenz flavour-ändernder neutraler Ströme** ("flavour changing neutral currents", FCNC):

$$M^{NC} \propto J^\mu J_\mu = \bar{u} \gamma^\mu (c + \gamma_5) \begin{pmatrix} d' \\ n \end{pmatrix} = A(\Delta S = 0) + B(\Delta S = 1)$$

$\rightarrow$  eigentlich sollte es neutrale, flavourändernde Ströme (FCNC)  $s \rightarrow d$  geben, also Prozesse wie:

$$K^0_L \rightarrow p \bar{s} + n^+ n^-$$

Werden aber nicht beobachtet (BR  $10^{-9}$ ). Warum?

Idee 1970 (**Glashow, Iliopoulos, Maiani = GIM**):

Es gibt ein c-Quark mit Ladung  $2/3$ , das mit  $s'$  in

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}^L = \begin{pmatrix} c \\ -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{pmatrix}^L$$

schwachem Isodublett ist:

Unter dieser Annahme fallen die  $\Delta S = 1$ -Terme weg

(Tafel)  $\rightarrow$  **Theorie sagt KEINE FCNC mehr voraus!**

Experimentell 1974 bestätigt: Entdeckung  $J/\psi = c\bar{c}$ !





# 6.1 SCHWACHE WW VON HADRONEN, "SU(2)<sub>L</sub>"

## Anmerkungen zu GIM:

- Wahl der Mischung im "down"-Sektor ist beliebig
- analoge Ergebnisse auch bei Mischung im "up"-
- oder in beiden Sektoren.

- Ohne Cabibbo-Rotation (falls also starke=schwache Zustände), dann gäbe es keine Mischung zwischen den Dubletts → Kaonen, B-Mesonen, D-Mesonen ... stabil! → Welt sähe ganz anders aus!

- Entdeckung von W, Z 1984 am SPS am CERN (UA1, UA2) in Proton-Antiproton-Kollisionen.
- Charm-Hadonen zerfallen bevorzugt in Strange-

Hadronen:

c → s: cos θ<sub>c</sub>

c → d: sin θ<sub>c</sub>

D → K<sub>i</sub>

## Nachtrag zu Cabibbo:

Cabibbo-Theorie findet Erweiterung auf sechs Quarks in der CKM-Matrix (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Sehr aktives Feld mit Implikationen für elementare Fragen der Teilchenphysik und Kosmologie (später)!

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{td} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{td} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{td} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ c \\ b \end{pmatrix}$$

Cabibbo-Matrix  
näherungsweise  
"links oben"!

In etwa heutiger Stand der Kenntnis der Matrixelement-Beträge (Achtung: Es geht noch eine komplexe Phase ein!):

$$\begin{pmatrix} \sim 0.974 & \sim 0.23 & \sim 0.003 \\ \sim 0.22 & \sim 0.974 & \sim 0.04 \\ 0.004-0.01 & 0.04 & \sim 1 \end{pmatrix}$$

- Die Diagonalelemente dominieren.
- t koppelt fast exklusiv an b, b-c-Kopplung stark unterdrückt!
- Siehe eigene Vorlesung(en) zur "Flavour"-Physik.





# WIEDERHOLUNG: SCHWACHE WIRKUNG

Vergleich mit Fermi zeigt bei Vernachlässigung des q<sup>2</sup>-Propagators:

$$\frac{G_F}{g^2} = \frac{\sqrt{2}}{8M_W^2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = G_F^2 (s - m_n^2) \approx \frac{4\pi^2}{4\pi^2} \cdot s$$

Das ist aber gleichbedeutend mit der Verletzung der Unitarität → verboten!

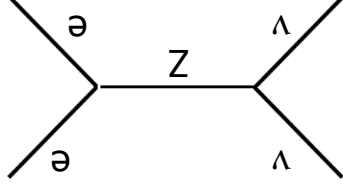
Lösung:

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu}{1} \leftarrow \frac{b^2 - M_W^2}{b^2 - M_W^2}$$

... Allerdings neue Divergenzen bei externen W! Lösung jetzt: Einführung eines neutralen Feldquants der schwachen WW: Z<sup>0</sup> mit  $g_Z \sim g_W \sim e$

$$\bar{\nu}_e \gamma^\mu \nu_e \leftarrow \bar{\nu}_e \gamma^\mu \nu_e$$

'neutral current'



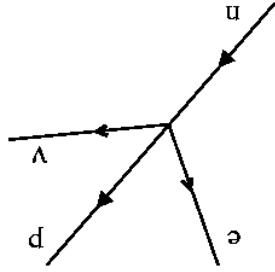
Auswahlregeln der schwachen hadronischen Prozesse → erklärt durch Cabibbo-Theorie:

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

$$W^- \leftarrow \bar{u} d' \leftarrow \begin{Bmatrix} \bar{u} s \sin\theta_c \\ \bar{u} d \cos\theta_c \end{Bmatrix}$$



Von Fermis Punkt-WW ...  $M = G^{(F)} (\bar{u}^n \gamma^\mu u^d) (\bar{\nu}^n \gamma^\mu \nu^e)$



(i) über das Wu-Experiment und die Entdeckung der Paritätsverletzung im <sup>60</sup>Co-Zerfall ...

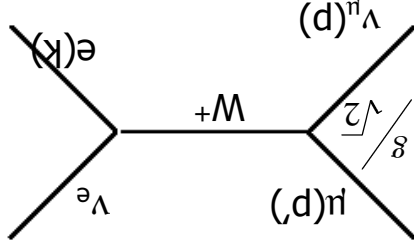
... zur (V-A)-Theorie der schwachen WW ...

$$M = G^{(F)} \left( \bar{u}^n \gamma^\mu u^d \right) \left( \bar{\nu}^n \gamma^\mu \nu^e \right)$$

Bestätigung z.B. im Pion-Zerfall:

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \frac{m_\mu^2 (m_\mu^2 - m_\pi^2)}{m_e^2 (m_e^2 - m_\pi^2)} = 1.28 \cdot 10^{-4}$$

Ansatz mit Eichboson:



$$M = \frac{g^2}{2} \left( \bar{u}^n \gamma^\mu u^d \right) \left( \bar{\nu}^n \gamma^\mu \nu^e \right) \left( -\frac{g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu}{b^2 - M_W^2} \right)$$

# 6.2 ELEKTRO-SCHWACHE EICHTHEORIE

## Erinnerung 1: QED

– Lagrange-Dichte:

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

– Eichtransformation (Phasenänderung):

$$\psi(x) \rightarrow e^{iq\chi(x)} \psi(x)$$

– damit einhergehend: kovariante Ableitung und Eichboson  $A_\mu$  mit bestimmtem Transformationsverhalten:

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$$

$$A'_\mu(x) \leftarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \chi(x)$$

– Die Physik (Lagrange-Dichte, Dirac-Gleichung) bleibt invariant! Die zugehörige erhaltene Quantenzahl ist die elektrische Ladung.

## Erinnerung 2: QCD

– Eichtransformation: Rotation im Farbraum:

$$\psi(x) \rightarrow U(x) \psi(x) = \exp\left(i \sum_{a=1}^8 \beta^a \lambda^a\right) \psi(x)$$

– komplexere Struktur der kovarianten Ableitung und des Verhaltens der Gluonfelder unter Transformationen:

$$G'_\mu \leftarrow G_\mu - \partial_\mu \chi - g_s f^{jkl} \beta^j \beta^k G_\mu^l$$

$$\partial'_\mu \psi = \partial_\mu \psi + i g_s \lambda^j G_\mu^j \psi$$

– Auch hier ist die Physik (Lagrange-Dichte) invariant unter Farbtransformationen.



# 6.2 ELEKTRO-SCHWACHE EICHTHEORIE

**Jetzt: EW-Theorie, SU(2)<sup>(1)</sup>:**

- Lagrange-Dichte für schwaches Isospin-Dublett zweier Teilchen gleicher Masse

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \psi \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$$

$$L = \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

Ziel: Eichinvarianz dieser Dichte unter lokalen SU(2)<sup>(1)</sup>-Transformationen!

- Die entsprechende unitäre Transformation U (2x2):

$$\psi(x) \leftarrow \psi'(x) = U(x) \psi(x) = \exp \left( i \sum_{j=1}^3 \beta_j T_j \right) \psi(x)$$

Die T<sub>j</sub> sind 3 linear unabhängige spurlose 2x2-

Matrizen:

$$T_j = \frac{\sigma_j}{2}$$

Die drei Rotationswinkel α<sub>j</sub> bilden einen Vektor im

Isospin-Raum. Für die Generatoren T<sub>j</sub> gilt:

$$[T_i, T_j] = i \epsilon_{ijk} T_k$$

- Da det(U) = +1 und U<sup>+</sup> = U<sup>-1</sup> → SU(2)<sup>(1)</sup>!

- Ziel Eichinvarianz → kovariante Ableitung:

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + i g T^j A_\mu^j \psi$$

# 6.2 ELEKTRO-SCHWACHE EICHTHEORIE

- Die W<sub>j</sub> sind drei neue Vektorfelder (eins für jeden Generator T<sub>j</sub>). Damit folgt:

$$L = \bar{\psi} (i \gamma^\mu D_\mu - m) \psi = \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - g \bar{\psi} \gamma^\mu T^j \psi W_\mu^j$$

Diese Dichte ist invariant, falls:

$$W_\mu^j \leftarrow W_\mu^j = W_\mu^j - g \epsilon^{abc} \beta^b W_\mu^c$$

Der letzte Term stellt wie in der QCD die **Selbst-**

**WW der Eichbosonen** dar, die entsteht, weil die T<sub>j</sub> nicht vertauschen (nicht-abelsche Theorie)!

- Zur vollen Lagrange-Dichte fehlt noch der

**kinetische Term der Eichbosonen**. Definiere Tensor:

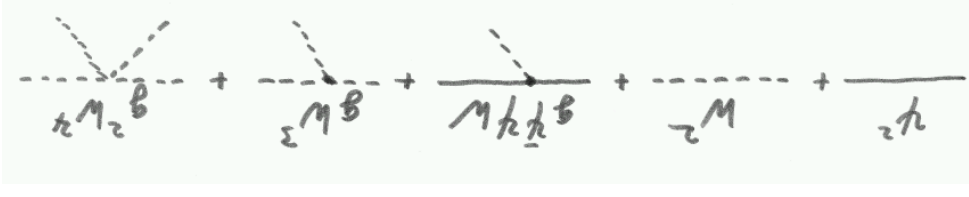
$$W_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$$

damit folgt:

$$L = \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - g \bar{\psi} \gamma^\mu T^j \psi W_\mu^j - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a}$$

Massenterm + kin. Energie      Kopplung W-ψ, Stärke g      Kin. Energie der W

- Daraus folgen diese **Vertizes der Theorie**:



# 6.2 (MISS)ERFOLGE VON SU(2)-EW

**Erfolge:**

- Beschreibt Umwandlungen  $t \leftrightarrow b, e \leftrightarrow \nu, \dots$
- Sagt drei neue Eichbosonen voraus.
- Legt durch Symmetrieforderung Form der WW zwischen den Fermionen  $\psi$  und Bosonen fest.
- Verlangt dazu nur eine Naturkonstante:  $g$
- Sagt Selbst-WW der Bosonen und deren Stärke voraus (nicht-abelsche Eichtheorie!).

**Probleme:**

- 1. Masse der Eichbosonen** muss = 0 sein, da ein Massenterm der Bosonen nicht eichinvariant ist:

$$L = m^2 W_\nu^{\mu\nu} W_\nu^{\mu\nu}$$

Aber: Masselose Theorie widerspricht den

entdeckten schweren Eichbosonen  $W, Z$

- 2. Erklärt nicht die beobachtete Paritätsverletzung:**

Sei  $\psi = \psi_R + \psi_L$  mit

$$\psi^{L(R)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 \mp \gamma_5)\psi$$

dann:

$$\bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi = \bar{\psi}_L(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi_L + \bar{\psi}_R(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi_R$$

Wirkung gleich stark für beide Komponenten !!!

Eine **Alternative** ist, nur die linkshändigen, in

schwachen Dubletts gruppierte Anteile zu transformieren und von rechtshändigen  $SU(2)$ -Singletts auszugehen:

$$\psi^L = \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \dots, \psi^R = \begin{pmatrix} e_R \\ \nu_{eR}, \dots, \nu_R \end{pmatrix}$$

Damit folgt als Lagrange-Dichte ...

$$L = \bar{\psi}_L i \gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - m \bar{\psi}_R \psi_L$$

... und es tritt keine  $SU(2)$ -WW mehr auf für die rechtshändigen Anteile!

- 3. Massen der Fermionen** widersprechen ebenfalls der Eichsymmetrie!

- ohne Paritätsverletzung:

$$m \bar{\psi} \psi = m (\bar{\nu}_e, e) \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} = m \bar{\nu}_e \nu_e + m e e$$

→ gleiche Massen für Teilchen in einem Dublett!

- mit verschiedenen Massen von Neutrino und  $e$ :

$$m e e = m (\bar{e}_L + e_R)(e_L + e_R) \\ m \bar{\nu}_e \nu_e = m (\bar{e}_L e_L + \bar{e}_R e_R + \bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \\ m = m (\bar{e}_L e_L + \bar{e}_R e_R + \bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) + m (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R)$$

... das ist aber nicht eich-invariant!

# 6.2 DIE (ER)LÖSUNG: SU(2)<sup>L</sup> × U(1)<sup>Y</sup>.

**Ziele:**

- korrekte Eichbosonen: W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup>, Z, Photon
- Paritätsverletzung
- erst noch keine Massen der Fermionen, Bosonen.

**Weg:** Verlange weitere U(1)-Wechselwirkung:

$$L = \sum_L \bar{\psi}^L \gamma^\mu D_\mu \psi^L + \sum_R \bar{\psi}^R \gamma^\mu D_\mu \psi^R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i g T^a W_\mu^a + i g' \frac{Y}{2} B_\mu$$

L koppelt an W, B

$$D_\mu^0 = \partial_\mu + 0 + i g' \frac{Y}{2} B_\mu$$

R koppelt nur an B

- g, g' sind die Kopplungen der SU(2)<sup>L</sup> und U(1)<sup>Y</sup>.
- Y ist Ladung der U(1)<sup>Y</sup>: Hyperladung Q = T<sup>3</sup> + Y/2
- B<sub>μ</sub> ist das Eichfeld der U(1)<sup>Y</sup> - NICHT das Photon:

$$U(1)^Y \neq U(1)^{EM}$$

Mit der Definition von Auf/Absteige-Operatoren ...

$$W_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \mp i W_2) \quad T_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_1 \mp i T_2)$$

... und den physikalischen Eichfeldern W<sub>±μ</sub> folgt:

# 6.2 DIE (ER)LÖSUNG: SU(2)<sup>L</sup> × U(1)<sup>Y</sup>.



# 6.2 DIE (ER)LÖSUNG: SU(2)<sup>L</sup> × U(1)<sup>Y</sup>.

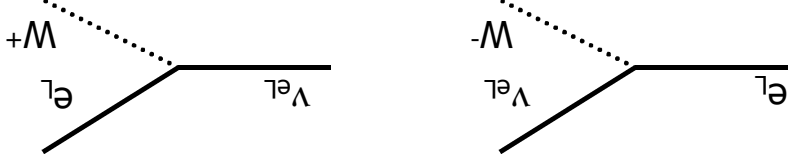
$$D_\mu = \partial_\mu + i g (T_+ W_\mu^+ + T_- W_\mu^- + T_3 W_\mu^3) + i g' \frac{Y}{2} B_\mu$$

Geladener Strom: W<sub>±</sub>.

Neutraler Strom: (Z, γ)? (B, W<sub>3</sub>)?

$$T_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & \sqrt{2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad T_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sum_L \bar{\psi}^L \gamma^\mu T^a \psi^L = \bar{\psi}^L \begin{pmatrix} 0 & W^- \\ W^+ & 0 \end{pmatrix} \psi^L + \bar{\psi}^L \gamma^\mu T^3 \psi^L + \bar{\psi}^L \gamma^\mu \frac{Y}{2} \psi^L + \dots$$



**Neutraler Strom:** Verlange Elektromagnetismus: Ladung Q|v>=0, Q|e<sub>L</sub>>=Q|e<sub>R</sub>>=-1

$$L = \bar{\psi}^L \gamma^\mu \left( g T^3 W_\mu^3 + g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi^L + \bar{\psi}^R \gamma^\mu \left( g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi^R = \sum_{e, \nu} \bar{\psi}^L \gamma^\mu \left( g T^3 W_\mu^3 + g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi^L$$

# 6.2 DIE (ER)LÖSUNG: SU(2) × U(1)<sub>Y</sub>.

Noch einmal:

$$L_{W^3 B} = \underline{\psi}^L \gamma^{\mu} i \left( g T^3 W_{\mu}^3 + g' \frac{2}{Y} B_{\mu} \right) \psi^R + \underline{\psi}^R \gamma^{\mu} i \left( g T^3 W_{\mu}^3 + g' \frac{2}{Y} B_{\mu} \right) \psi^L$$

Das funktioniert, weil Operator der dritten Komponenten des schwachen Isospins  $T^3$ :

$$T^3 | \nu_L \rangle = \frac{1}{2} | \nu_L \rangle = \langle \nu_L | T^3 | \nu_L \rangle = -\frac{1}{2} | e_L \rangle = \langle e_L | T^3 | e_R \rangle = 0$$

Übergang von  $W^3, B$  zu  $Z, \text{Photon}$ : Basiswechsel:

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

$\theta_w$ : Weinberg- / elektroschwacher Mischungswinkel.

$$L_Z = \sum_{e, \nu} \underline{\psi}^L \gamma^{\mu} i \left( g \sin \theta_w T^3 + g' \cos \theta_w \frac{2}{Y} \right) \psi^R + \sum_{e, \nu} \underline{\psi}^R \gamma^{\mu} i \left( g \cos \theta_w T^3 - g' \sin \theta_w \frac{2}{Y} \right) \psi^L$$

Um auf die **elektromagnetische WW** zu kommen,

muss gelten:

$$e \tilde{Q} = g \sin \theta_w T^3 + g' \cos \theta_w \frac{2}{Y}$$

$$= e T^3 + e \frac{Y}{2}$$

... mit der Hyperladung  $Y=2(Q-T^3)$  und:

$$e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w$$

Hierdurch ist die **EM-Ladung definiert**. Beachte die Ähnlichkeit mit unserer alten Forderung:  $e=g=g'$ !

Kopplung an das  $Z^0$ :

$$g \cos \theta_w T^3 - g' \sin \theta_w \frac{2}{Y} = \frac{e}{\sin^2 \theta_w} (T^3 - \sin^2 \theta_w \tilde{Q})$$

Damit wird aus der **Lagrange-Dichte**:

$$L_Z = \underline{\psi}^L \gamma^{\mu} i \left( e \tilde{Q} A_{\mu} + \frac{\cos \theta_w \sin \theta_w}{e} (T^3 - \sin^2 \theta_w \tilde{Q}) Z_{\mu} \right) \psi^R$$

Im Gegensatz zum  $W$  koppelt das  $Z$  auch an **rechts-**

**händige Ströme** (B koppelt an L und R)

← **Modifikation der (V-A)-Kopplung!** Für das Elektron:

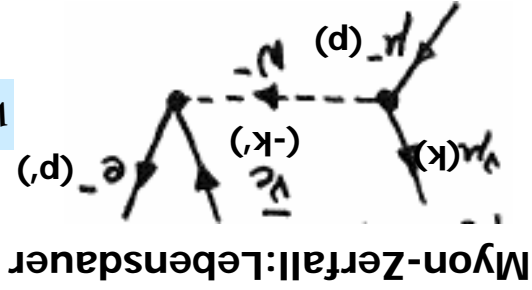
$$\frac{1}{2} (c_V - c_A \gamma^5) \psi^{c_V} = 2 \sin^2 \theta_w - \frac{1}{2} c_V = -\frac{1}{2} c_A$$

# 6.2 QUANTENZAHLEN DER $SU(2)_L \times U(1)_Y$

				$T_3$	$Y=2(0-T_3)$	$g_Z=T_3-Q\sin^2\theta_W$	$2C_V=2T_3-4Q\sin^2\theta_W$	$2C_A=2T_3$
$\nu_{eL}$	0	+1/2	-1	1/2	1			1
$e_L$	-1	-1/2	-1	-1/2 + $\sin^2\theta_W$	-1 + 4 $\sin^2\theta_W$			-1
$\nu_{eR}$	0	0	0	0	0			0
$e_R$	-1	0	-2	$\sin^2\theta_W$	4 $\sin^2\theta_W$			0
$\nu_{\mu L}$	2/3	+1/2	1/3	1/2 - 2/3 $\sin^2\theta_W$	1 - 8/3 $\sin^2\theta_W$			1
$\mu_L$	-1/3	-1/2	1/3	-1/2 + 1/3 $\sin^2\theta_W$	-1 + 4/3 $\sin^2\theta_W$			-1
$\nu_{\mu R}$	2/3	0	4/3	-2/3 $\sin^2\theta_W$	-8/3 $\sin^2\theta_W$			0
$\mu_R$	-1/3	0	-2/3	1/3 $\sin^2\theta_W$	4/3 $\sin^2\theta_W$			0

Aber was machen wir mit den Massen der Fermionen und Bosonen?

# 6.3 PRÄZISIONSEXPERIMENTE: MYONZERFALL



Myon-Zerfall: Lebensdauer

$$\bar{\nu}_\mu(k) \rightarrow e^-(k') + \bar{\nu}_e(k'')$$

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_\mu$$

Matrixelement:  $\frac{1}{M_2} \approx \frac{1}{M_2} - q^2$  und  $\frac{G_F}{g^2} = \frac{\sqrt{2}}{8M_2^2}$

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{u}^{(k)} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u^{(d)} \bar{v}^{(d')} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v^{(k')}$$

Zerfallsrate:  $d\Gamma = \frac{1}{2E} |M|^2 d\tilde{Q}$

Spurtheorem:  $|M|^2 = \frac{1}{2} \sum_{spins} |M|^2 = 64G_F^2 (k \cdot p')(k' \cdot d)$

Phasenraum:  $d\tilde{Q} = \frac{d^3p'}{2E'} \frac{d^3k}{2\omega} \frac{d^3d}{2\omega'} \frac{d^3k'}{2\omega''} \delta^4(p - d' - k - k')$

E-Spektrum  $\Leftrightarrow \frac{d\Gamma}{dE'} = \frac{G_F^2}{2} m_\mu^2 E' \left( 3 - \frac{4E'}{m_\mu} \right)$

Lebensdauer:  $\Gamma = \frac{1}{\tau} = \int_0^{\frac{m_\mu}{2}} \frac{d\Gamma}{dE'} dE' = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$

# 6.3 PRÄZISIONSEXPERIMENTE: MYONZERFALL

Experiment:

$$\tau_\mu = 2.19703 \pm 0.00004 \mu s$$

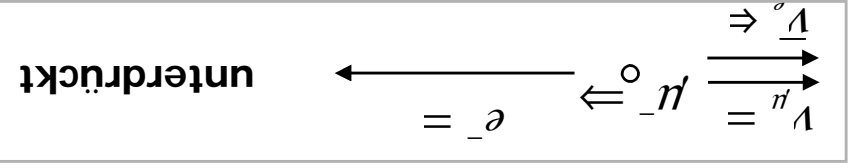
$$G_F^2 = 1.16637(1) \cdot 10^{-5} GeV^{-2}$$

mit  $g = \sqrt{4\pi\alpha_w} \Rightarrow \alpha_w \approx 1/27.5 > \alpha_{em} \approx 1/137!$

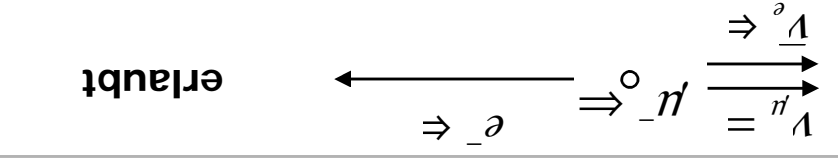
- schwache WW ist (bei kleinen Energien) schwach  
 - wegen  $M_W$  und nicht wegen Kopplung  
 - Werte der Kopplungen ( $e = g \cdot \sin\theta_W$  EW-Vereinigung)

Spinorientierung im Myon-Zerfall:

z.B.  $e^-$  mit maximalem Impuls:



(Spin  $e^- //$  Spin  $\bar{\nu}_\mu$  wegen Helizität  $\lambda(v^\mu) = -1, \lambda(\bar{v}^\mu) = +1$ )



Polarisierte  $\mu^+$  aus Zerfall  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  (Polarisation  $P_\mu^+$ )  $\rightarrow$  Winkelverteilung  $dN(e^+)/d\cos(\theta) \sim 1 - P_\mu^+ \cos(\theta)$

[Empfindlicher Test der V-A Theorie (Standardmodell) + Suche nach Physik jenseits des SM, z.B. rechtshändige  $W_{R^+}$  skalare oder tensorielle Kopplungen]

# 6.3 ENTDECKUNG DER $W^\pm$ - und Z-BOSONEN

## Entdeckung der W- und Z-Bosonen

Mit der Entdeckung der neutralen Ströme (1973), der Entdeckung von Charm (1974) und der GSW Theorie der elektroschwachen WW war es 1975 klar, dass  $m_W \sim 80$  und  $m_Z \sim 90$  GeV

Rubbia+van der Meer: Umbau des CERN 450

GeV p-Synchrotrons für Proton-Anti-Proton-WW

mit Luminosität  $\sim 50$  Ereignisse/mb.sec

(stochastische Kühlung, 1 Füllung/Tag)

Bau von 2 Grobdetektoren: UA1 und UA2

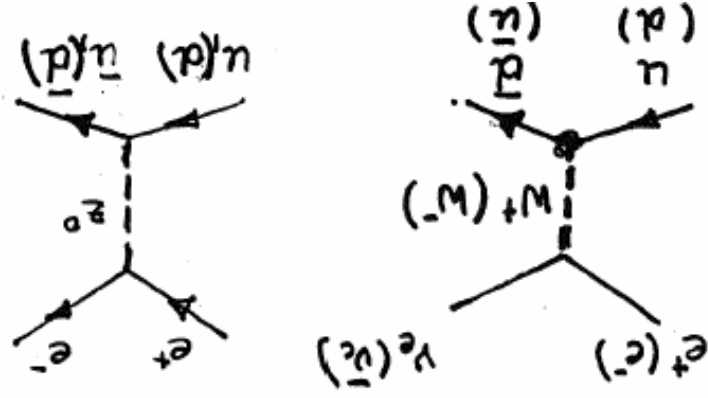
1983  $W^\pm$  und  $Z^0$  (mit vorhergesagten Eigenschaften) entdeckt

1989-2000: Präzisionsmessungen LEP in  $e^+e^-$

jetzt:  $\bar{d}d$  2 TeV am Tevatron (FNAL-Chicago)

ab 2007:  $pd$  14 TeV am LHC (CERN-Genf)

$W^\pm$  und  $Z^0$  Erzeugung in  $\bar{d}d$ -Reaktionen



Quarkverteilung im Proton: Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$

$$M_Z^{W,Z} = (x_1^d d^d + x_2^d \bar{d}^d)^2 = x_1^2 x_2^2$$

Nachweis des W-Zerfalls:

$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  beobachtet

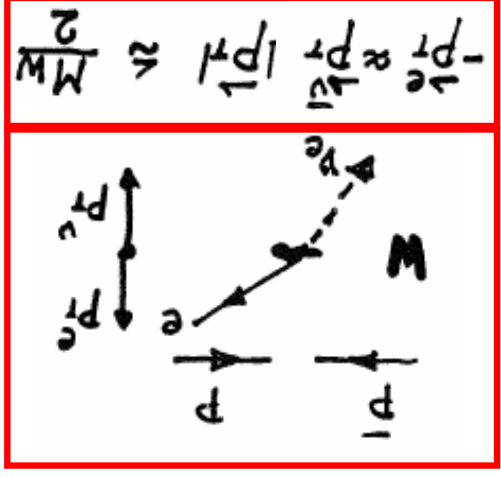
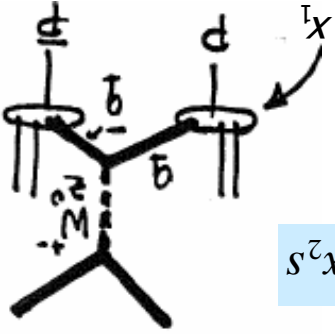
$\mu^+ \nu_\mu$  (p<sub>T</sub>-missing\*)

zu großer  $\tau_{V^*}$

Untergrund  $nd$

$c\bar{s}$  +Auflösung

da wie normale 2-Jet-Ereignisse



$$-p_T^e \approx p_T^{\nu_e} \approx p_T^{\text{miss}} \approx \frac{M_W}{2}$$

\*) s relativ klein  $\rightarrow W$  wird mit  $p_T \sim 0$  erzeugt  $\rightarrow e$  und  $\nu_e$  Transversalimpuls entgegengesetzt  $\sim M_W/2$  - für  $x_1 \neq x_2 \rightarrow W$  hat Longitudinalimpuls



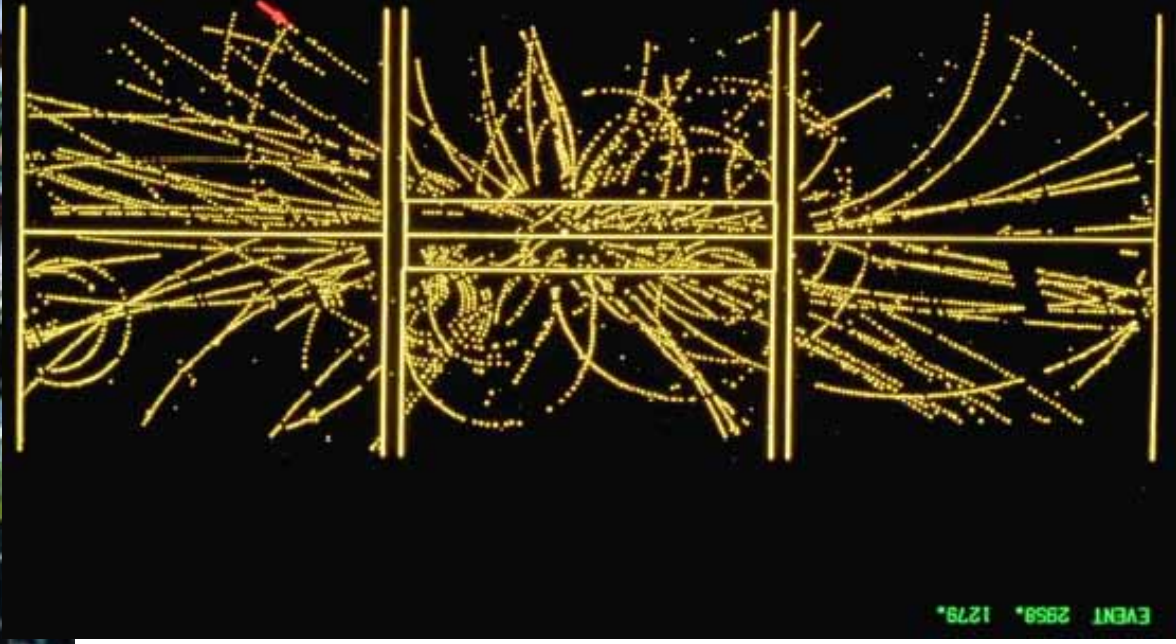
# ENTDECKUNG DER $W^\pm$ -UND Z-BOSONEN

UA1-Detektor:

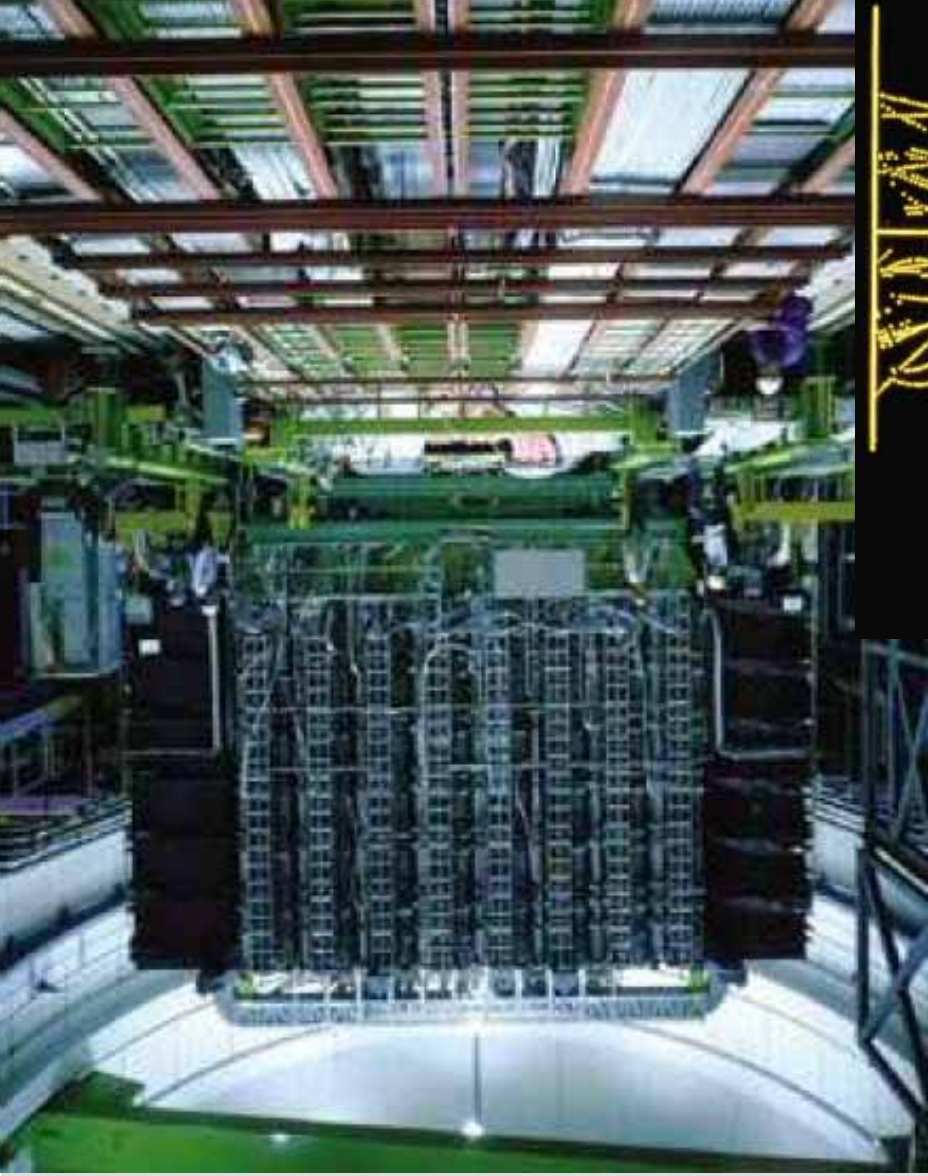
- Driftkammer  $2 \times 2 \times 6 \text{ m}^3$  in 0.7 Tesla Feld,  $\delta x \sim 0.2 \text{ mm}$
- Kalorimeter zur Erkennung von Elektronen
- Kammeren und Fe-Absorber zur Erkennung und Vermessung von Muonen

erwartet: jedes  $10^7$  Ereignis:  $p + p \rightarrow W \rightarrow e \nu_e + X$

„Typisches“ W-Ereignis:



e<sup>-</sup>



# ENTDECKUNG der $W^\pm$ - und Z-BOSONEN

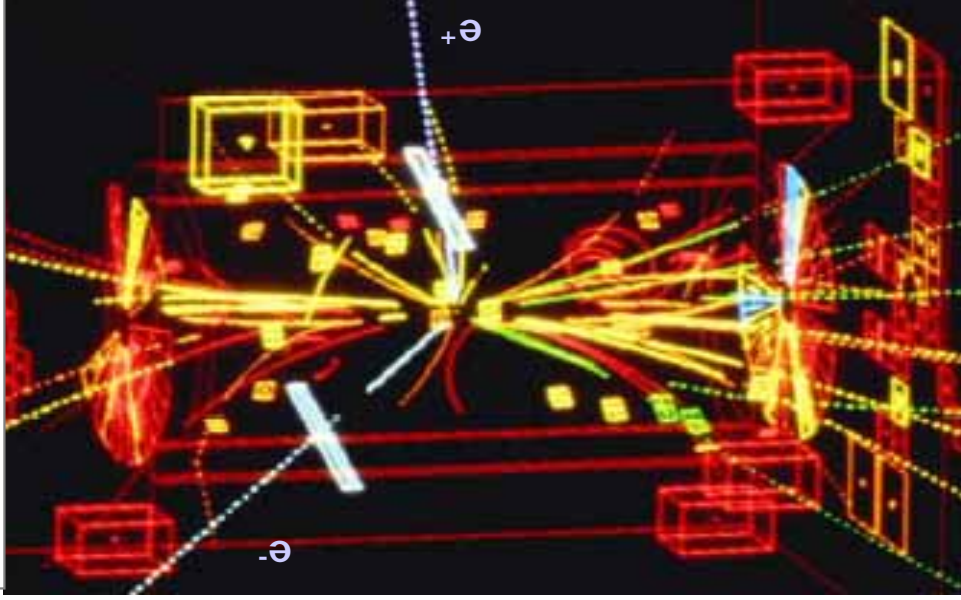
UA1/UA2-Ergebnisse:  
 Jan.1983: 7 Ereignisse  $W \rightarrow e\nu$   
 $M_W = 81 \pm 5 \text{ GeV}$

Juli 1983: 17 Ereignisse (UA1 + UA2)  $Z^0 \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^- \rightarrow$   
 $M_Z = 90 \text{ GeV}$

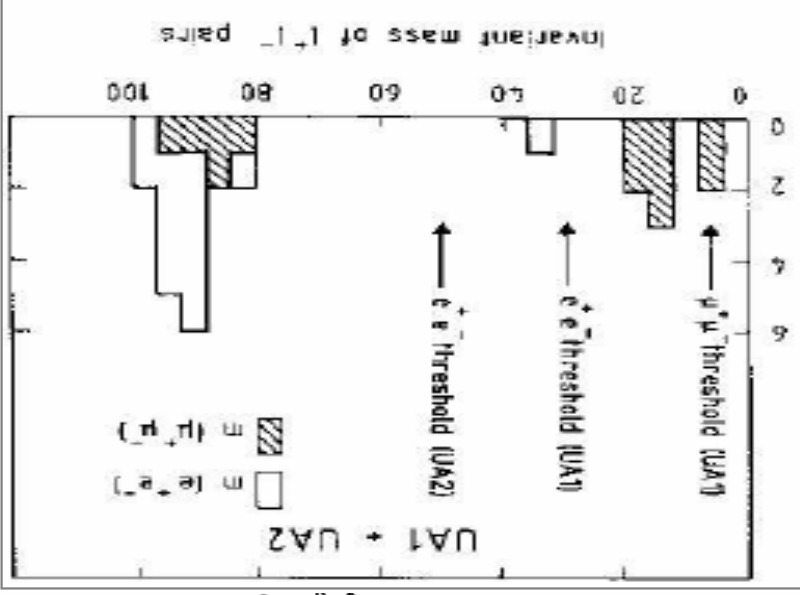
( $\sigma \times \Gamma \sim 10$  kleiner! aber klarere Signatur, da kein "fehlendes" Neutrino)

1984: Nobelpreis für S.van der Meer und C.Rubbia

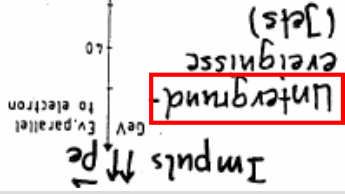
$Z^0$ -Ereignis in UA1



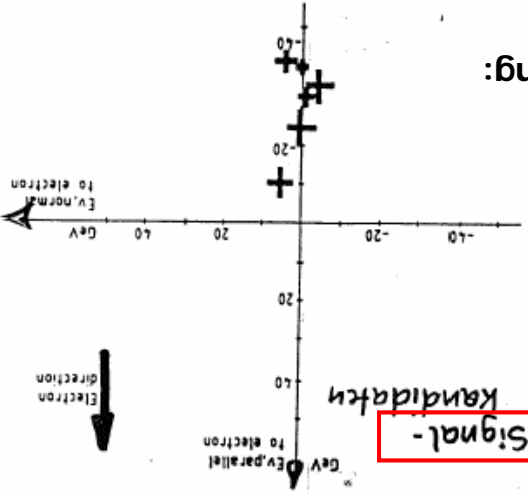
kein fehlender Impuls



fehlender Impuls - Richtung entgegengesetzt zur Elektron richt.



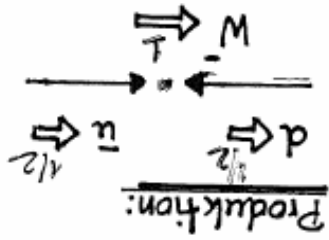
W-Erkennung:



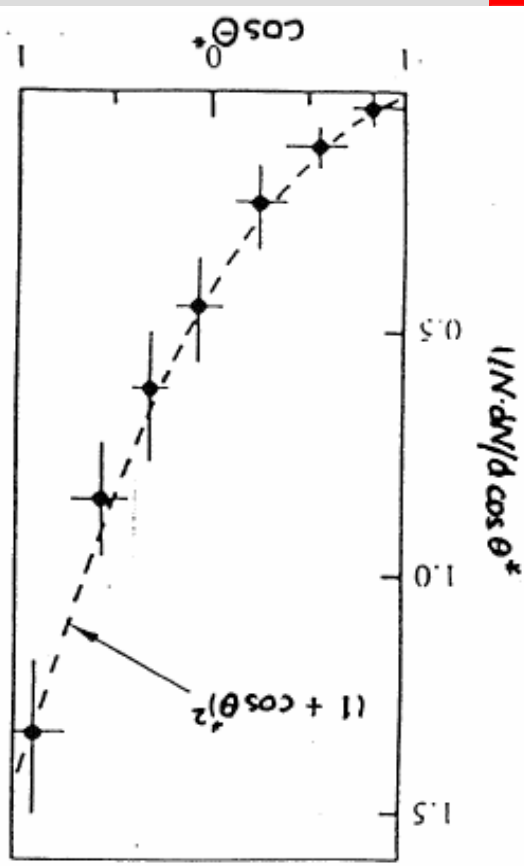
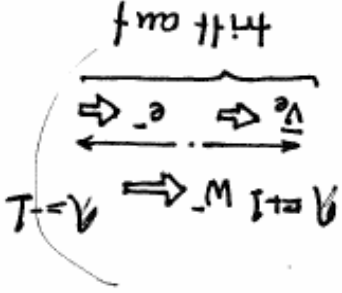
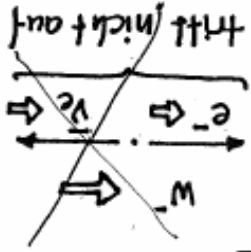
# EIGENSCHAFTEN DES W-BOSONS

Paritätsverletzung bei W-Erzeugung/Zerfall:

P-Verletzung in schwacher WW: nur links-händige Fermionen und recht-händige Anti-Fermionen koppeln



Zerfall:

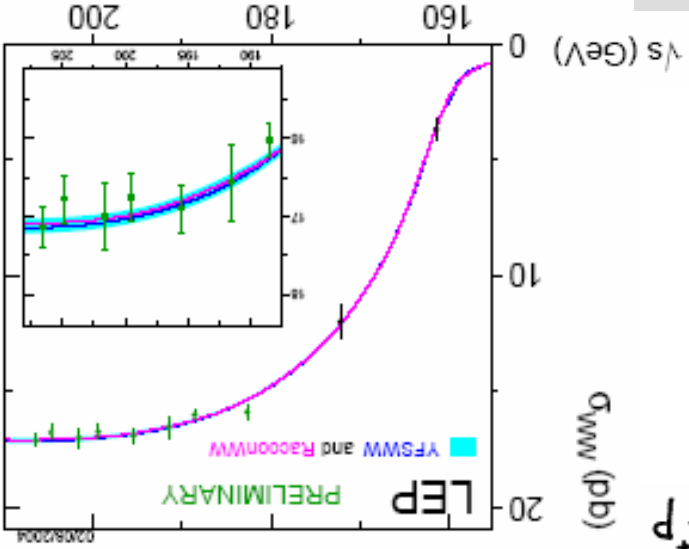
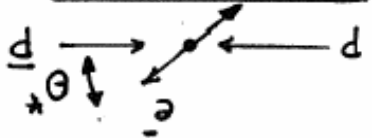


$m_W = 80.412 \pm 0.042 \text{ GeV}$   
 $\Gamma_W = 2.15 \pm 0.09 \text{ GeV}$

Präzisionsbestimmung  $M_W$  und  $\Gamma_W$  am Tevatron und LEP in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ :

$\sigma_{WW} \text{ (pb)}$   
 $\theta^* \dots e^+ p \text{ bzw } e^- \bar{p}$

$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \theta^*)^2$





# 6.3 PRÄZISIONSMESSUNG: Z<sup>0</sup>-EIGENSCHAFTEN

Resonanzkurve für instabile Teilchen  
 Zerfallsgesetz:  $|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 \exp(-\Gamma t)$   
 - Gesamtbreite:  $\Gamma = 1/\tau = \sum \Gamma_i$  (Partialbreiten  $\Gamma_i$ )  
 $\rightarrow \psi(t) \sim \exp(-iMt) \cdot \exp(-\Gamma t/2)$   
 (da im Ruhesystem  $M \cdot t = E \cdot t - \vec{p} \cdot \vec{x}$ )  
 $\rightarrow$  für instabile Teilchen  $M - i\Gamma/2$

und der Propagator:

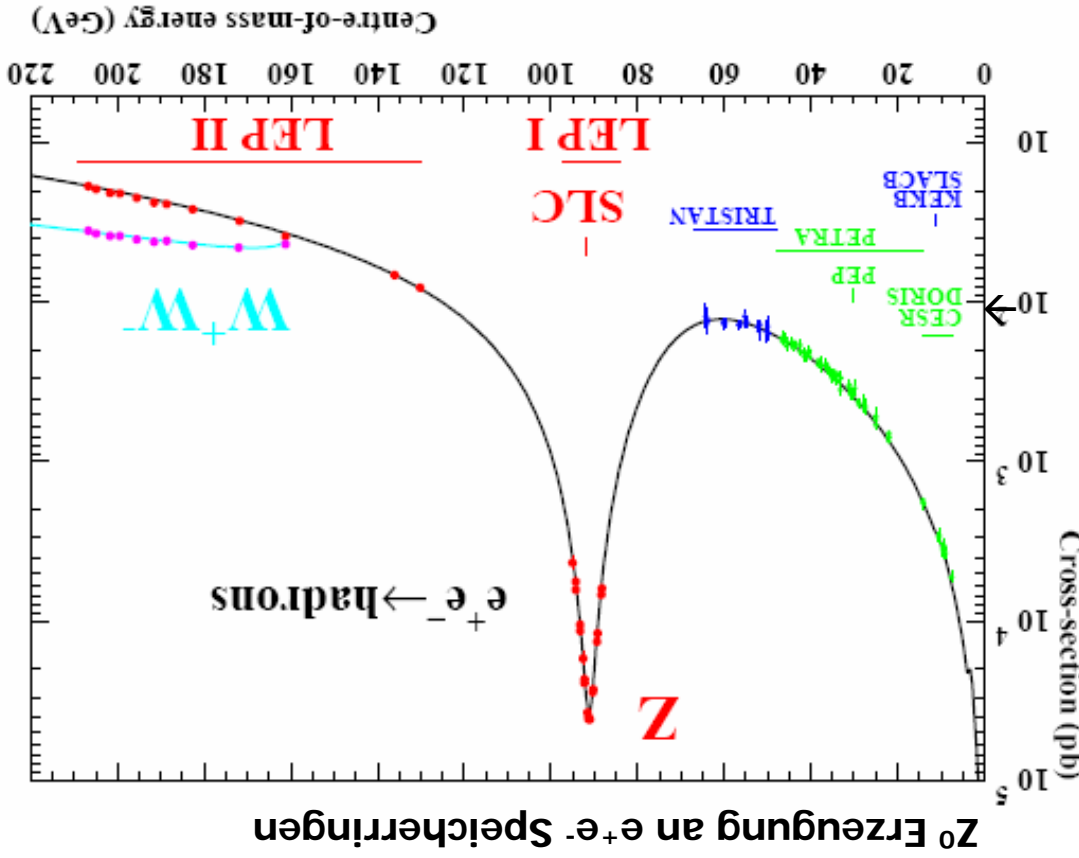
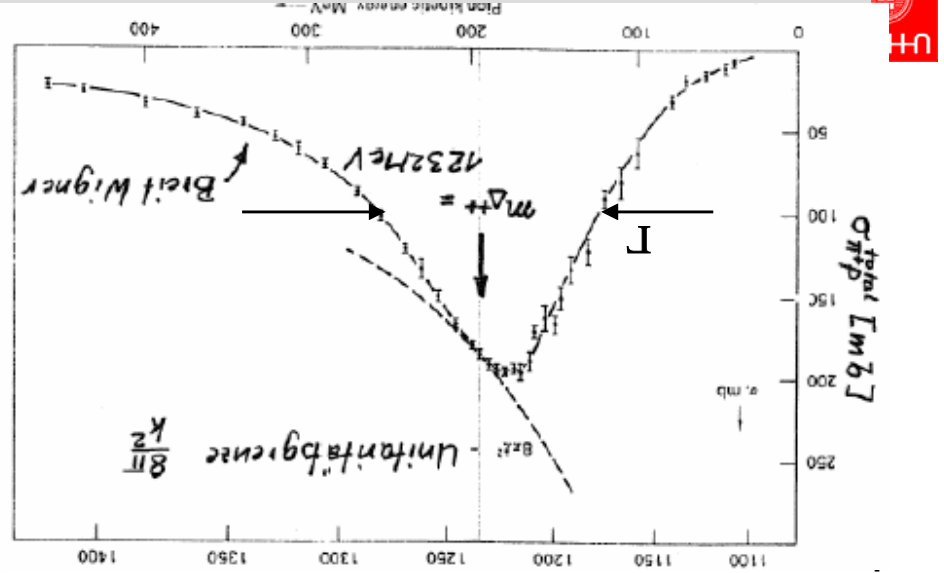
für  $M_2 \gg \Gamma_2$

$$M \sim \frac{1}{s - M_2 - i\Gamma_2}$$

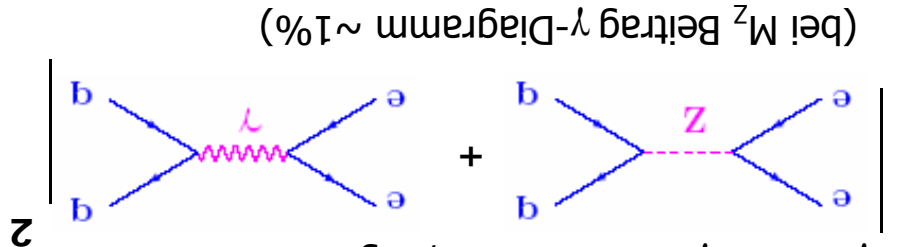
$$|M|^2 \sim \frac{1}{(s - M_2)^2 + M_2^2 \Gamma_2^2}$$

nahe der Resonanz:

$$\approx \frac{1}{4M_2^2} \frac{1}{\sqrt{(s - M_2)^2 + \Gamma_2^2/4}}$$



Unterhalb der W-Bosonschwelle:  
 $\gamma + Z^0 + \gamma - Z^0$ -Interferenz, e.g.



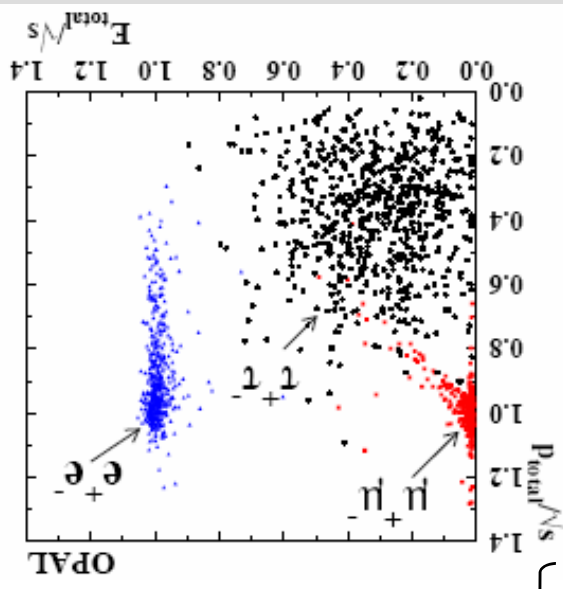
(bei  $M_Z$  Beitrag  $\gamma$ -Diagramm  $\sim 1\%$ )

# PRÄZISIONSMESSUNG: Z<sup>0</sup>-EIGENSCHAFTEN

Zerfallskanäle des Z<sup>0</sup>:

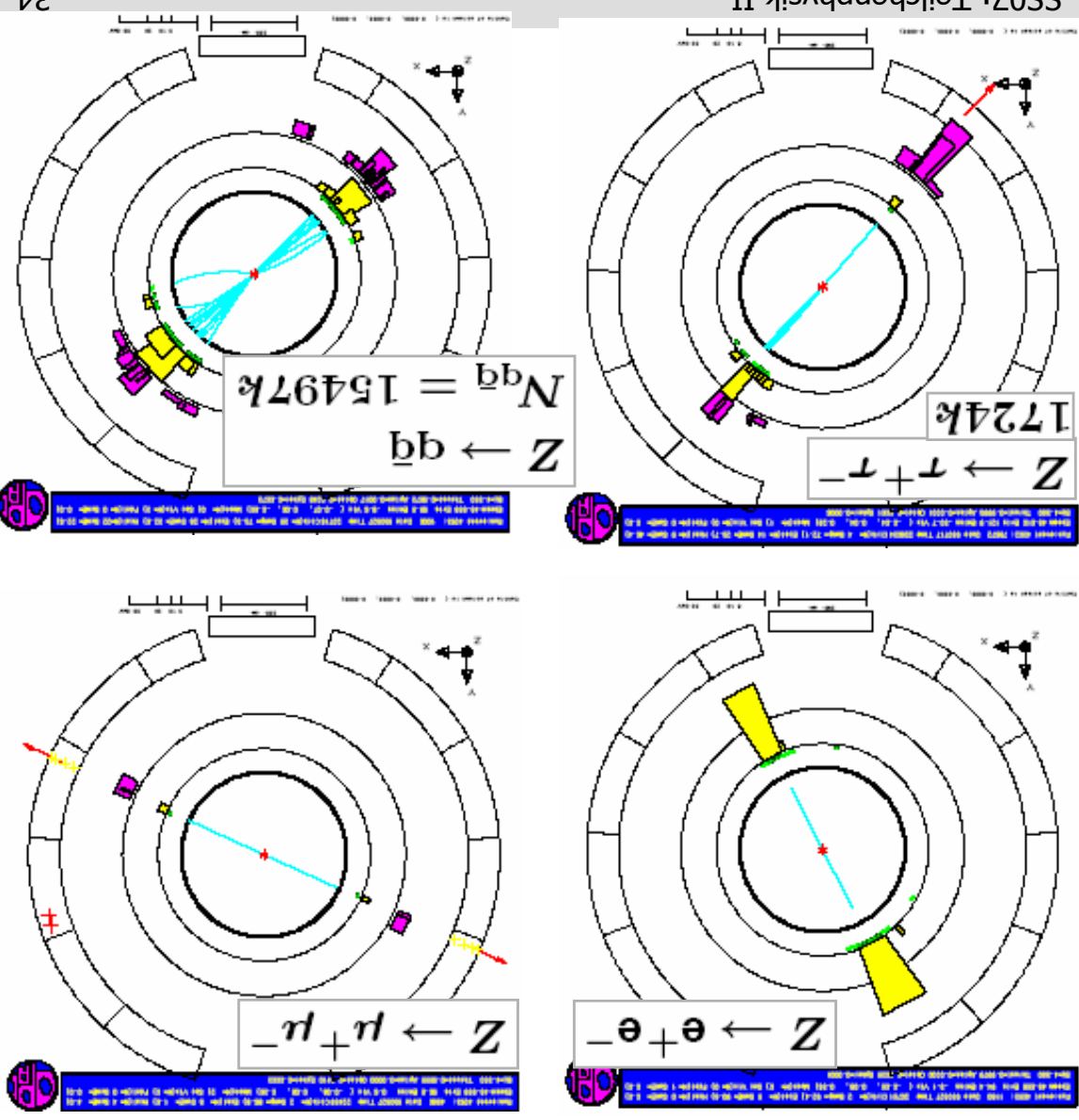
- relativ einfach
  - $Z^0 \rightarrow e^+e^-$
  - $\mu^+\mu^-$
  - $\tau^+\tau^-$
  - $V_e^0$
  - $V_\mu^0$
  - $V_\tau^0$
- nicht direkt nachweisbar
  - $V_u^0$
  - $V_d^0$
  - $V_s^0$
  - $V_c^0$
  - $V_b^0$
- 2 Jets – keine Trennung vom QCD-Untergrund
  - 2 Jets – Trennung durch Lebensdauer  $\tau$

- $Z^0 \rightarrow e^+e^-$
- $\mu^+\mu^-$
- $\tau^+\tau^-$
- $V_e^0$
- $V_\mu^0$
- $V_\tau^0$
- $V_u^0$
- $V_d^0$
- $V_s^0$
- $V_c^0$
- $V_b^0$



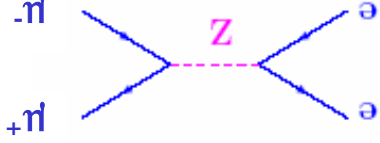
Trennung leptonsche Kanäle

Z<sup>0</sup>-Ereignisse im OPAL-Detektor:



# PRÄZISIONSMESSUNG: Z<sup>0</sup>-EIGENSCHAFTEN

Z<sup>0</sup>-Zerfälle im Standardmodell:



$$M(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) =$$

$$\frac{g^2}{2} \bar{u} \gamma_\mu (c_e^V - c_e^A \gamma_5) v$$

e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Erzeugung

$$\cdot \frac{8^{g^2} - q^\mu q^\nu / M_Z^2}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}$$

Z<sup>0</sup>-Propagator

$$\cdot \bar{u} \gamma_\mu (c_\mu^V - c_\mu^A \gamma_5) v$$

μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup>-Zerfall

mit  $\Gamma_Z = 3 \cdot \Gamma^{\nu\nu} + 3 \cdot \Gamma^{ee} + 3 \cdot (3\Gamma^{dd} + 2\Gamma^{uu}) = 2496.8 \pm 1.1 \text{ MeV}$

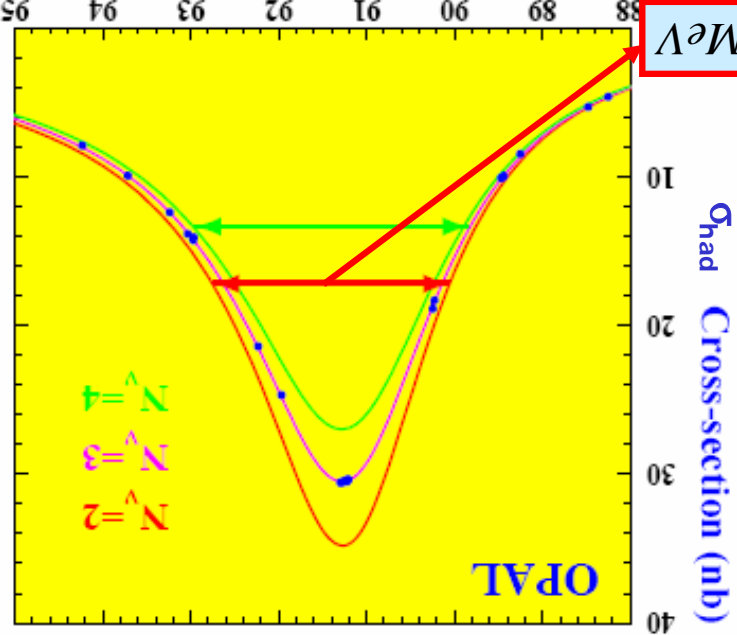
Farbe da  $2M_{\text{Top}} > M_Z$

$$\Gamma^{\nu\nu} = \frac{G_F M_Z^3}{12\pi\sqrt{2}} = 167.29 \text{ MeV}$$

$$\Gamma^{ee} = \Gamma(e_L^+ e_L^+) + \Gamma(e_L^- e_L^-) = 4\Gamma^{\nu\nu} \sin^2 \theta_w = 84 \text{ MeV}$$

$$\Gamma^{dd} = 383.2 \text{ MeV}, \Gamma^{uu} = 300.4 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_Z = 2496.8 \pm 1.1 \text{ MeV}$$



→ es gibt 3 Generationen leichter Neutrinos

exp. Ergebnisse:

$$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = 2497.2 \pm 1.2 \text{ MeV}$$

$$\Gamma^{\text{invisible}} = 499.0 \pm 1.5 \text{ MeV}$$

$$\Rightarrow N_\nu = 2.983 \pm 0.010$$

Aus Messung von  $\sigma$  und der einzelnen Zerfallsbreiten kann auch  $\Gamma^{\text{invisible}}$  bestimmt werden

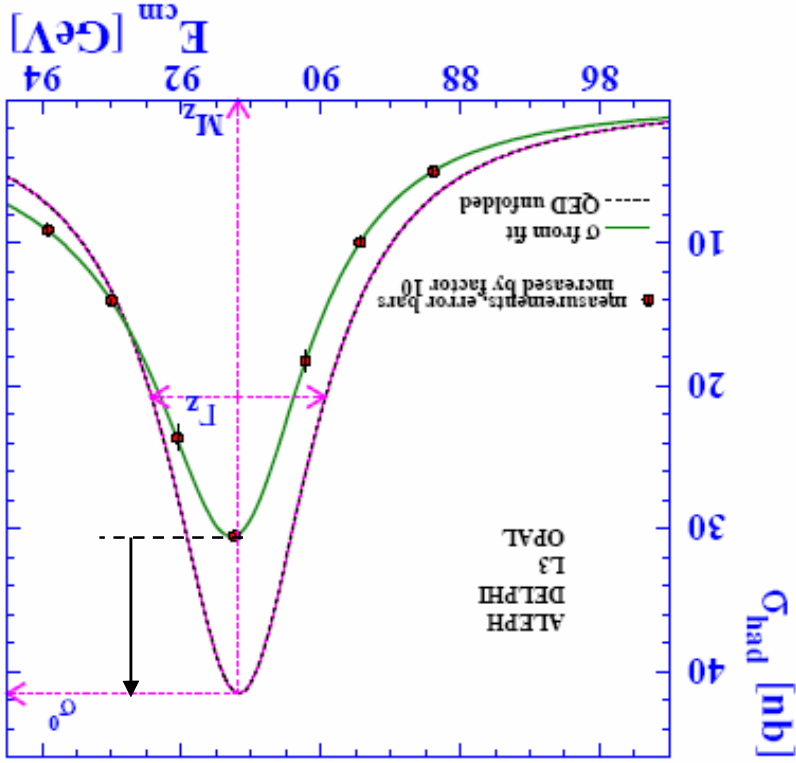
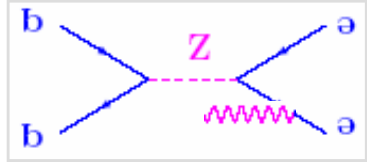
$$\frac{\Gamma^{\text{invisible}}}{\Gamma^{\text{tot}}} = 12\pi \frac{\Gamma^{\text{invisible}}}{\Gamma^{\text{tot}}} = 12\pi \frac{\Gamma^{\text{invisible}}}{\Gamma^{\text{tot}}}$$

→ Anzahl (der leichten Neutrinos) im Rahmen SM

# PRÄZISIONSMESSUNG: Z<sup>0</sup>-EIGENSCHAFTEN

Anmerkung zu  $\sigma(M_Z)$ :

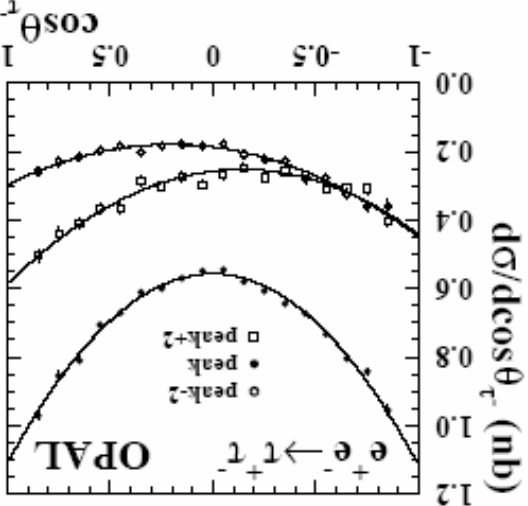
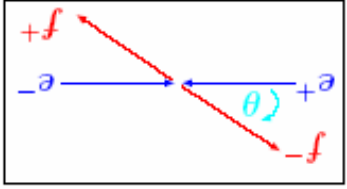
Radiative Korrekturen (Photon-Abstrahlung), die genau bekannt sind (QED) müssen berücksichtigt werden (z.B.)



Andererseits kann mit Ereignissen in denen  $\gamma$  gemessen wird  $\Gamma^{\text{invisible}}$  direkt gemessen werden

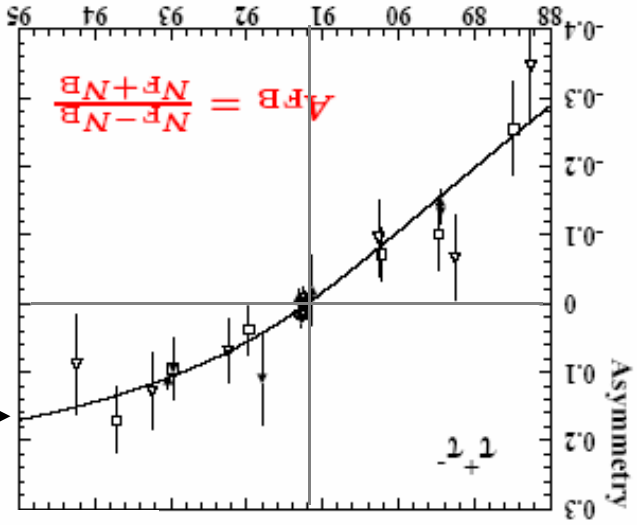
Vorwärts- Rückwärts-Asymmetrie:

Aus  $Z^0$ -Interferenz folgt eine asymmetrische Winkelverteilung  $d\sigma/d\cos\theta \sim (1 + \cos^2\theta) + 8/3 A_{FB}(s) \cos\theta$  wobei  $A_{FB}$  von s abhängt



Vorhersage SM

Messungen für alle Lepton- und Quarksorten →  
Kopplungen →  
**Bestätigung SM**





# PRÄZISIONSMESSUNG: LEPTON-UNIVERSALITÄT

## Leptonuniversalität:

SM sagt für alle Familien gleiche Kopplungen vorher (NB sehr versch. Massen:  $M^e:M^\mu:M^\tau=1:200:3500$ )

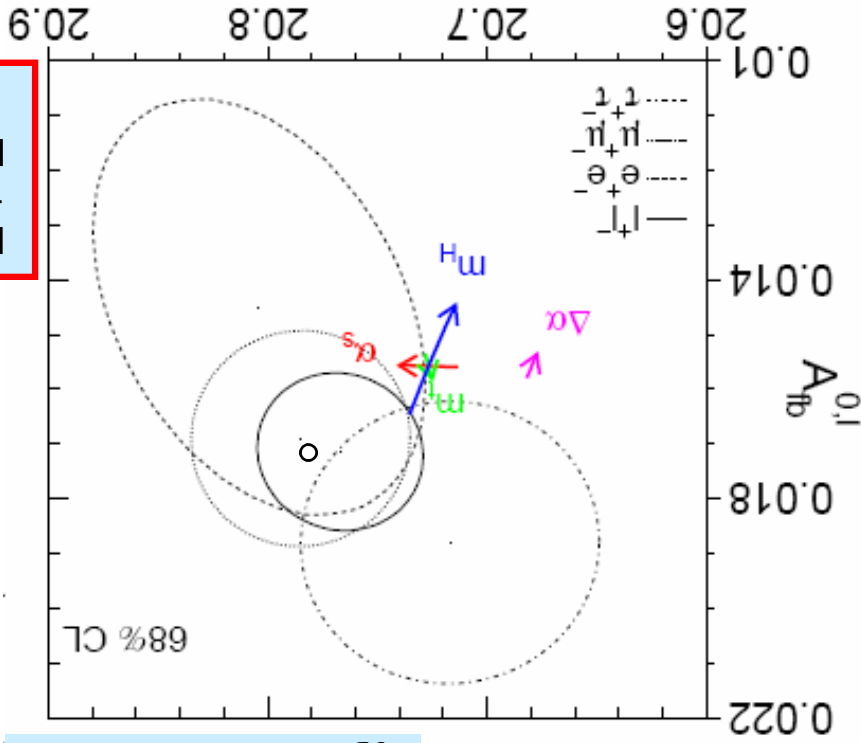
→ nach Massenkorrekturen gleiche Zerfallsbreiten und gleiche Asymmetrien  $A_{FB}$

Daten verträglich mit:

$$R_\ell = 20.767 \pm 0.025$$

$$A_{FB}^\ell = 0.0171 \pm 0.0010$$

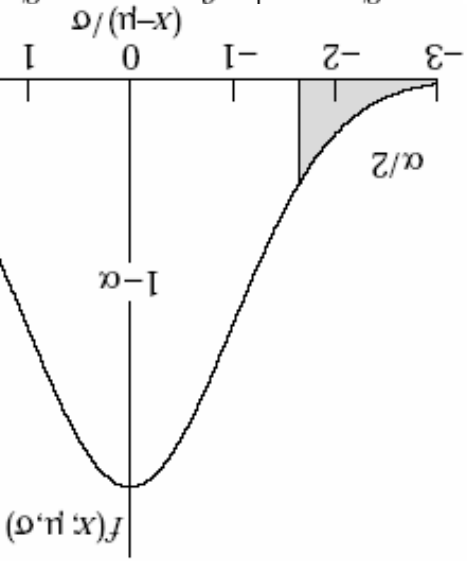
(Def.  $R_\ell = \Gamma_{had}^\ell / \Gamma_\ell$ )



Leptonuniversalität innerhalb der Messfehler erfüllt  
Bestätigung SM

(die Kurven zeigen die 1 Standardabweichung ( $\sigma$ ) Vertausungsgrenzen (68% CL) → unter der Annahme, dass der gemessene Wert exakt der korrekte Wert ist, sollten bei Wiederholung des Experiments 68% der Ergebnisse innerhalb der Kurven liegen – so ist bei der Gaussverteilung der 1  $\sigma$  Fehler definiert)

aus PDG:



$\alpha$	$\alpha$	$\alpha$
0.3173	1 $\sigma$	$4.55 \times 10^{-2}$
1.64 $\sigma$	2 $\sigma$	$2.7 \times 10^{-3}$
1.96 $\sigma$	3 $\sigma$	$6.3 \times 10^{-5}$
2.58 $\sigma$	4 $\sigma$	$5.7 \times 10^{-7}$
3.29 $\sigma$	5 $\sigma$	$2.0 \times 10^{-9}$
3.89 $\sigma$	6 $\sigma$	$10^{-4}$

$$1 - \alpha = \int_{-\mu-\delta}^{\mu+\delta} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} dx = \text{erf}\left(\frac{\sqrt{2}\sigma}{\delta}\right)$$

# BESTIMMUNG VON $\sin^2\theta_W$ (WEINBERGWINKEL)

$e^+$  mit polarisierter  $e^-$  (SLAC SLD-Experiment):

Am SLAC (SLAC-SLD 1<sup>ter</sup> Linearcollider!) wurden  $e^-$  mit  $P_e = (R-L)/(R+L) \sim 75\%$  an  $e^+$  bei  $E_{CM} = M_Z$  gestreut und die

Links-Rechts-Asymmetrie  $A_{LR} = \frac{p}{1} (N_L - N_R) / (N_L + N_R)$  gemessen.

Im SM gilt (in niedrigste Ordnung):

$$c_V = g_L + g_R = T_3 - 2Q \sin^2\theta_W, \quad c_A = g_L - g_R = T_3$$

$$A_{LR} = \frac{g_L^2 - g_R^2}{g_L^2 + g_R^2} = \frac{2c_V c_A}{c_V^2 + c_A^2} = \frac{1 + (1 - 4 \sin^2\theta_W)^2}{2}$$

exp.  $A_{LR} = 0.1514 \pm 0.0022$

$$\Rightarrow \sin^2\theta_W = 0.23097 \pm 0.00027$$

→ polarisierte Elektronen liefern genaueste Messung von  $\sin^2(\theta_W)$

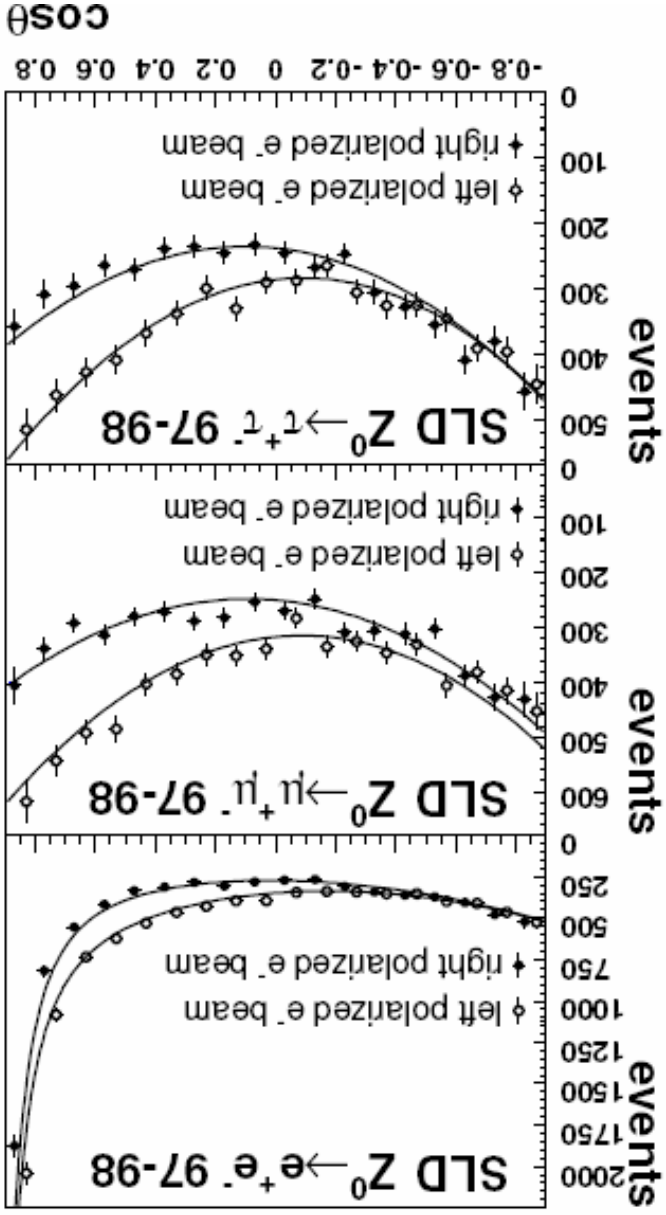
( $\sin^2\theta_W$  kann auch (mit etwas geringerer Genauigkeit) über die

Winkelasymmetrie mit unpolarisierten  $e^+$  und aus dem Verhältnis (neutraler Strom) : (geladener Strom) in  $v$ - $N$ -

Streuung gemessen werden)

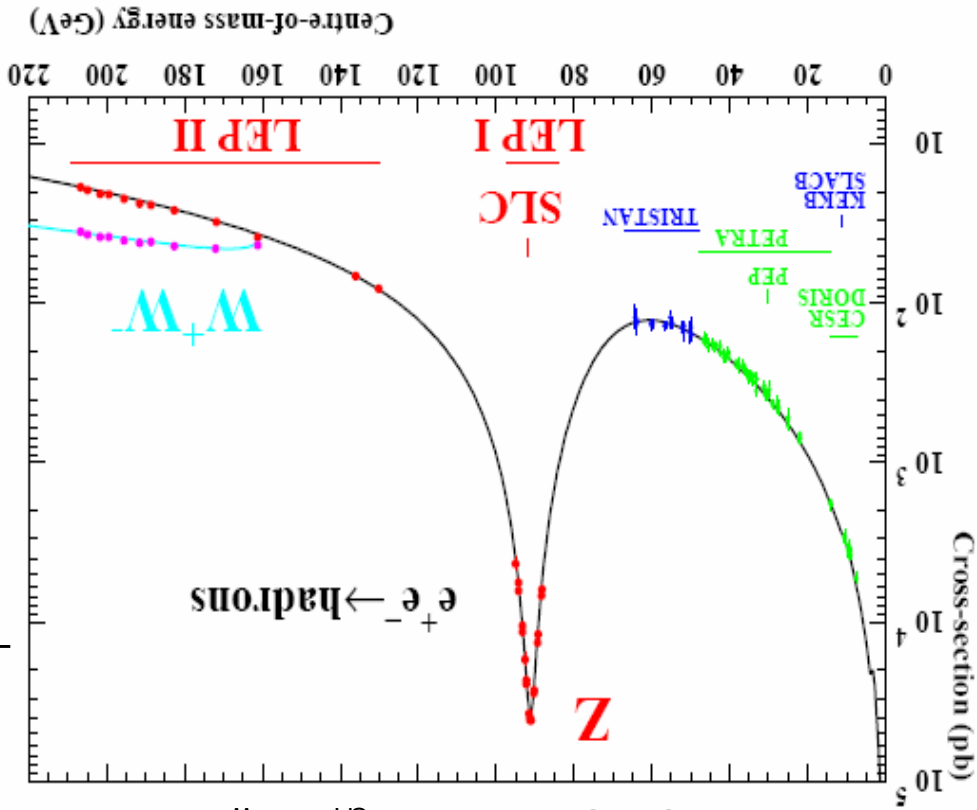
$$\sin^2\theta_W = 0.23159 \pm 0.00041$$

→ Unterschiede in Messungen von  $\sin^2\theta_W$  zurzeit die größte Diskrepanz mit dem SM (Messfehler? Interpretation? SM ungültig ???) eine aktuelle Frage → siehe später



# W-PAAR-PRODUKTION BEI LEP

W-Paarzeugung: ( $e^+e^-$  mit  $E_{CM} > 2M_W \sim 160$  GeV)



- Wirkungsquerschnitt  $1/100 - 1/1000 \sigma(Z^0) \rightarrow$   
 Ausbau von LEP  $\rightarrow$  LEP II mit höherer Energie  
 (supra-leitenden Beschleunigungskavitäten) und  
 höherer Luminosität

ZW-Kopplung, die aus  
 Struktur  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  folgt  
 direkt nachgewiesen

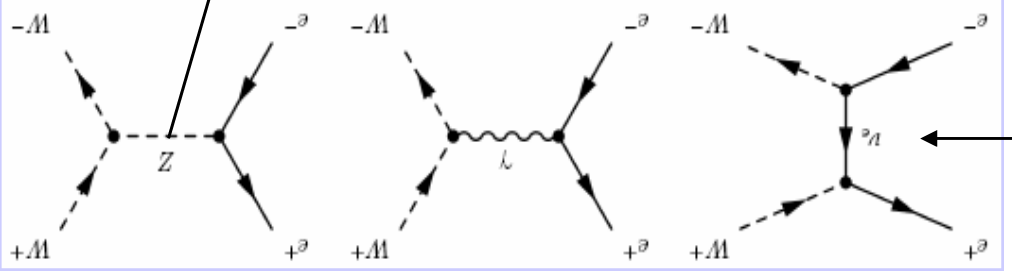
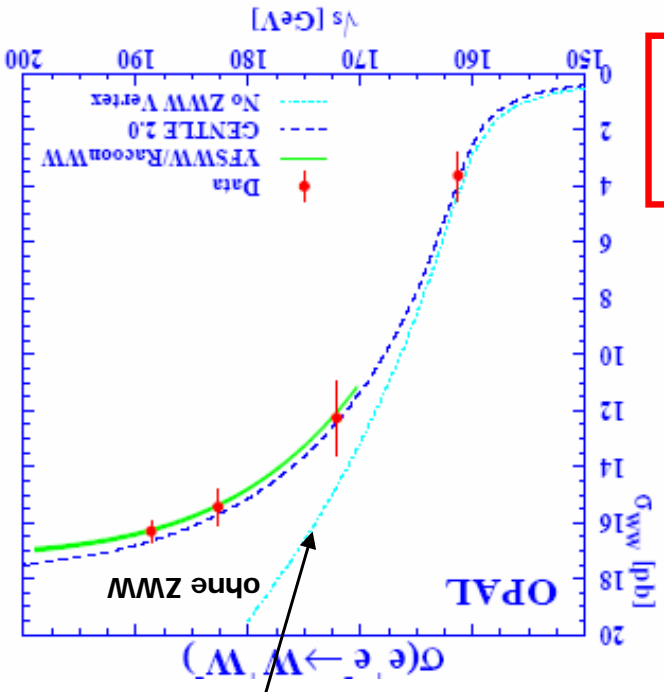


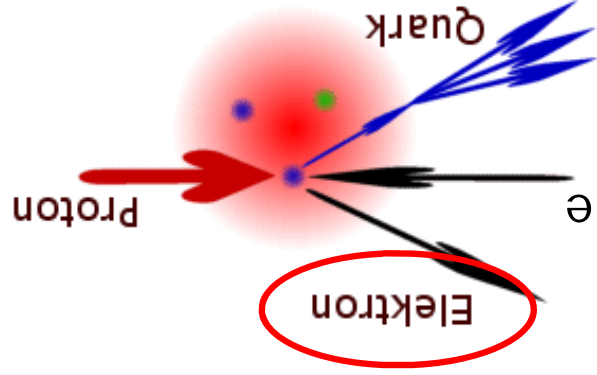
Diagramme (niedrigster Ordnung), die beitragen:

- Amplitude v-Austausch  $\sim g^2 \sin^2 \theta_W \cdot s/M_W^2$  divergiert  
 -  $\gamma$  und  $Z^0$ -Graph (wegen versch. Kopplungen) **not-**  
 wendig um Divergenz zu kompensieren!

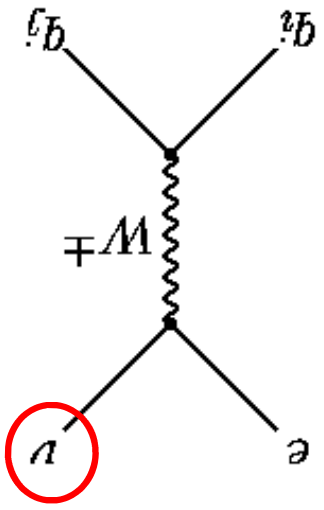
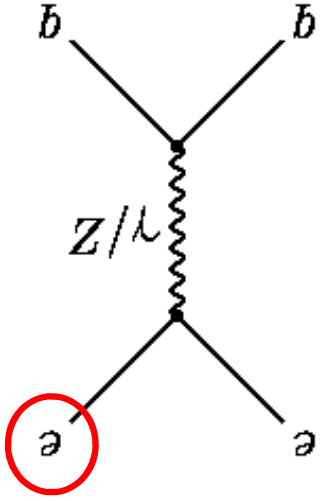
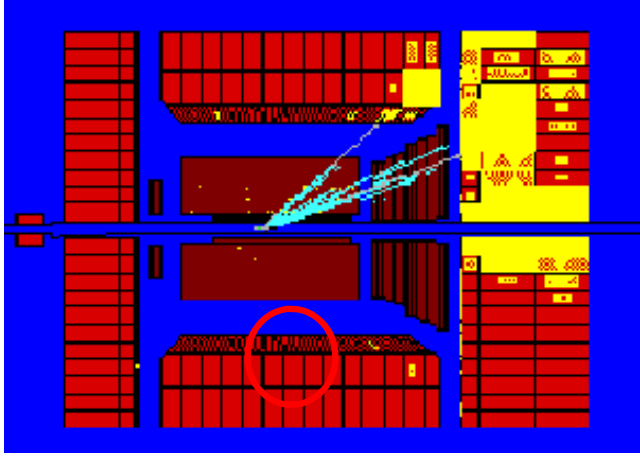
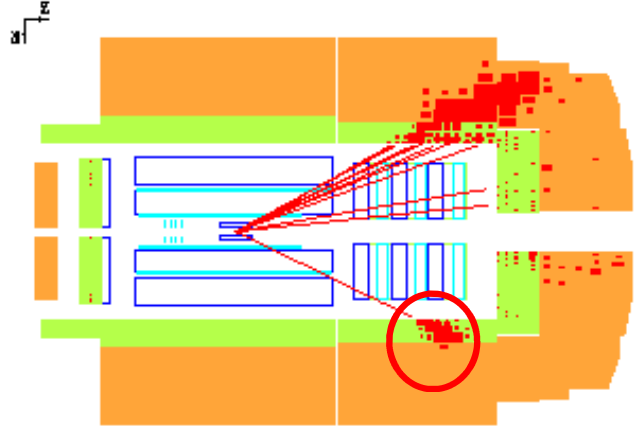
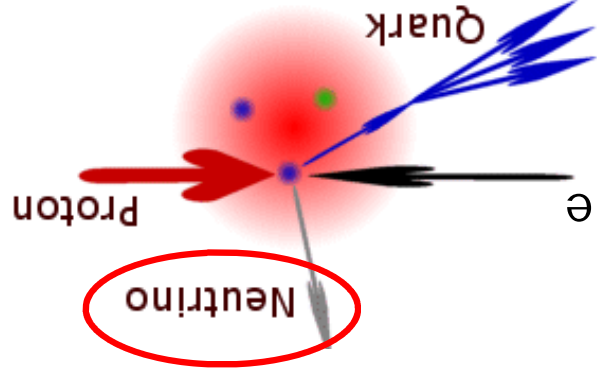


# 6.4 Elektroschwache Physik bei HERA

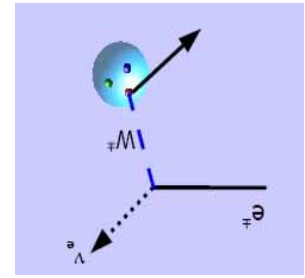
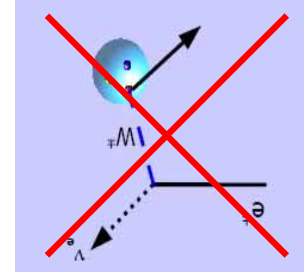
Neutral Current (NC) interactions



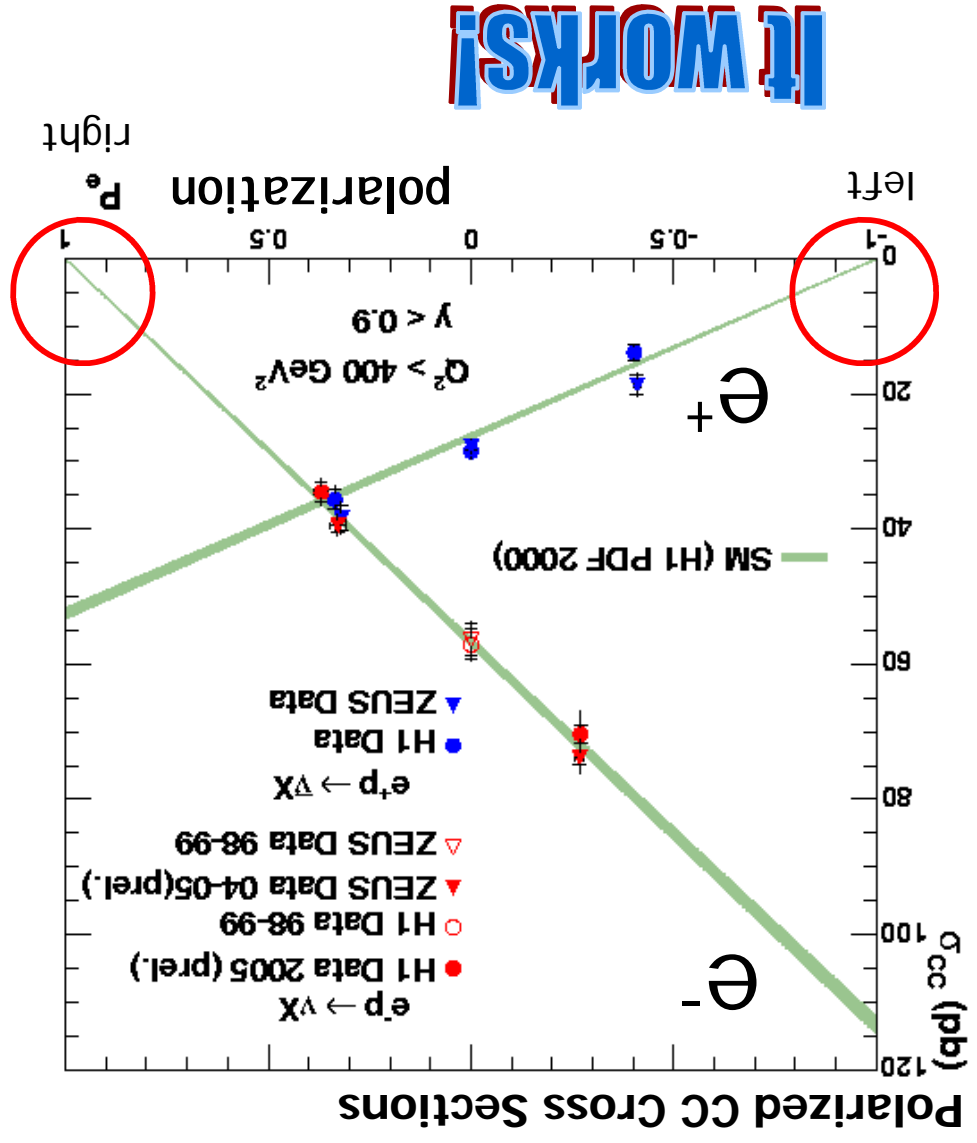
Charged Current (CC) interactions



Schwache Wechselwirkung ist "linkshändig"!

- left-handed electrons interact (CC)
  - 
- righthanded electrons do not interact (CC)
  - 
- cross section linearly proportional to polarization

$$\sigma_{\pm}^{polCC} = (1 \pm P_e) \cdot \sigma_{\pm}^{unpolCC}$$

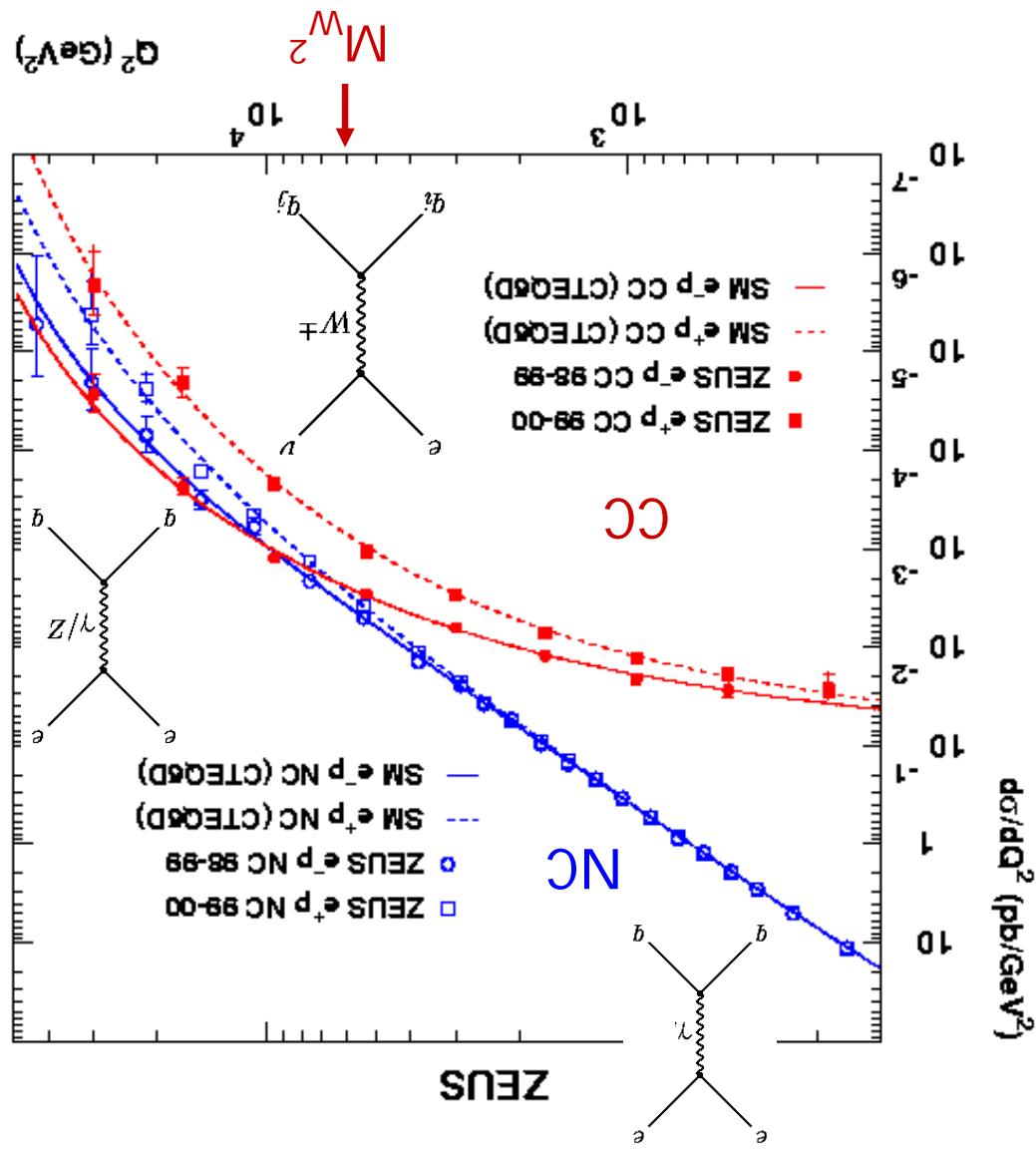


# Elektroschwache Vereinigung!

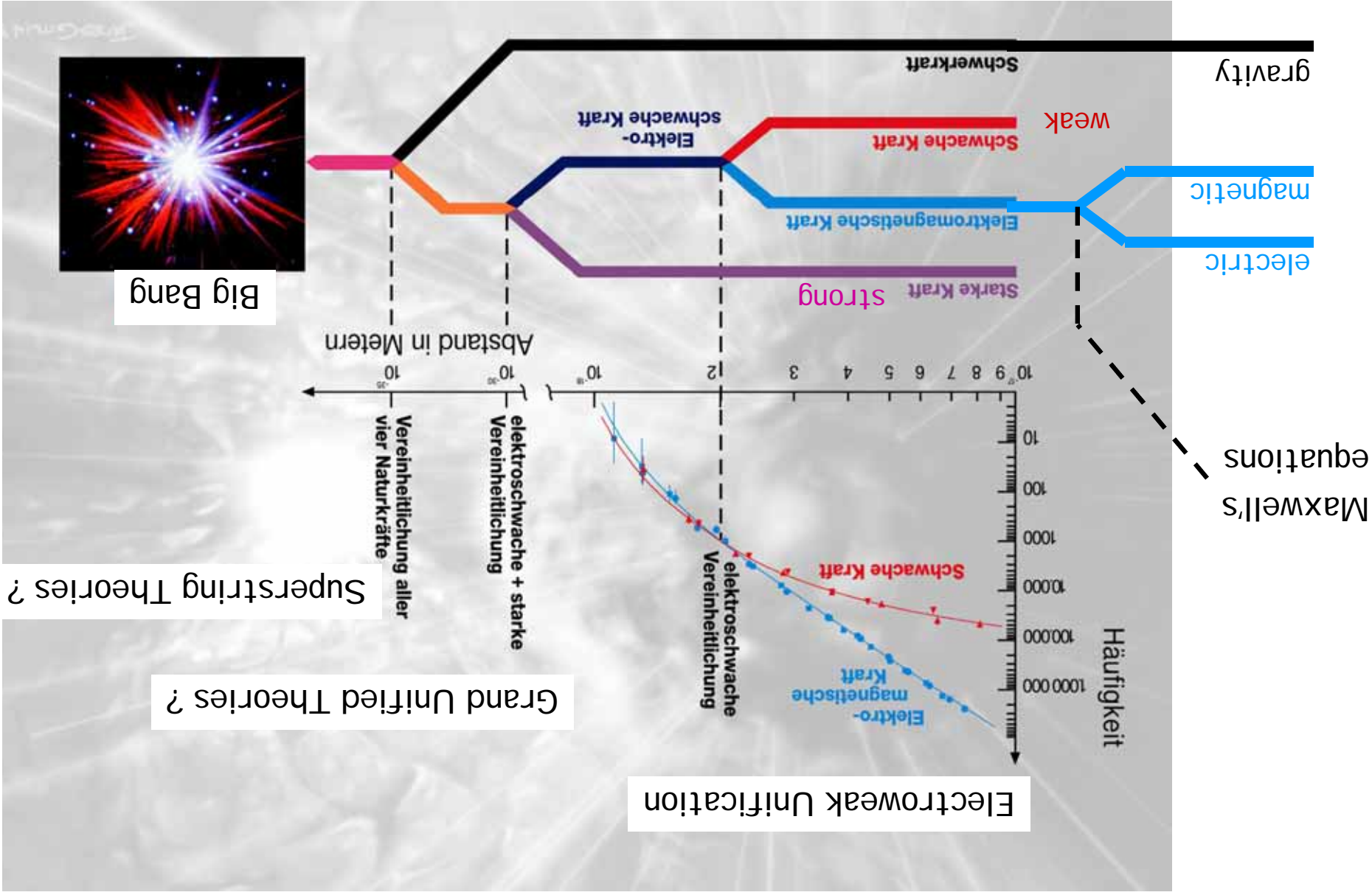
Strength of weak and  
electromagnetic  
forces become similar  
at scale  $Q^2 \sim M_W^2$

$$\frac{d^2\sigma_{NC}}{dQ^2 dx} \sim \alpha^2 \frac{1}{1} \frac{Q^4}{1} \Phi_{NC}(x, Q^2)$$

$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{dQ^2 dx} \sim G_F^2 \frac{1}{1} \frac{1}{1} \left( \frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \Phi_{CC}(x, Q^2)$$



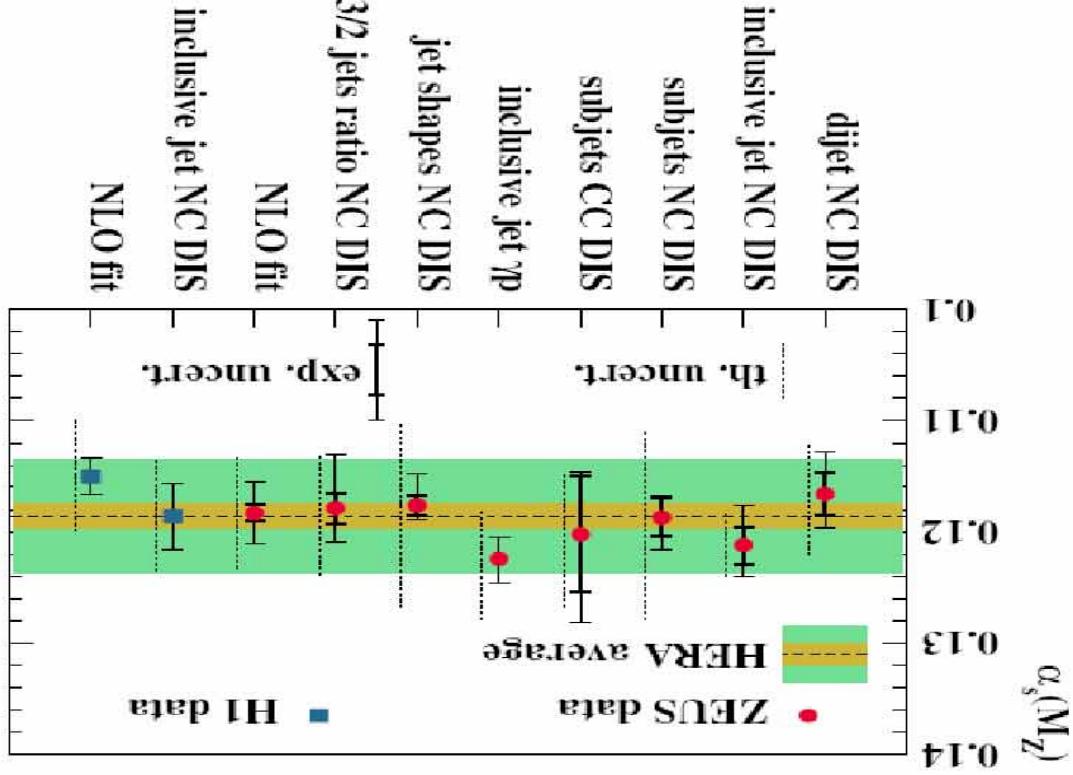
# Das Streben nach Vereinheitlichung der Kräfte



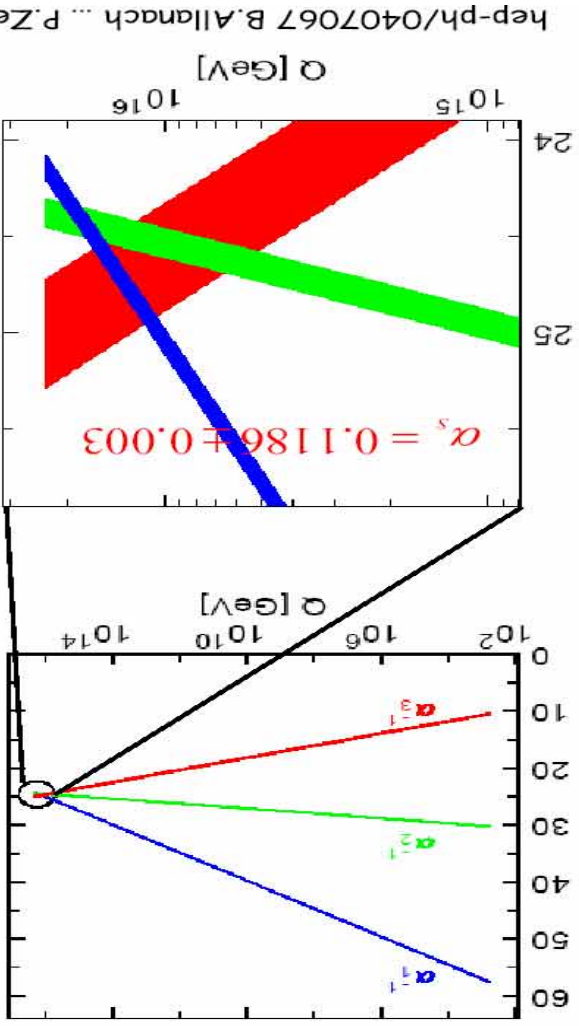


# $\alpha_s$ von HERA and grosse Vereinheitlichung

HERA prel.:  $\alpha_s(M_Z) = 0.1186 \pm 0.0011(\text{exp}) \pm 0.0050(\text{th})$



world average:  $\alpha_s(M_Z) = 0.1182 \pm 0.0027$   
 NNLO, MSbar Bethke, hep-ex/0407021





# WIEDERHOLUNG: ELEKTRO-SCHWACHE THEORIE

## EW-Theorie: SU(2)

2 Dirac-eichen (Isospin-Dublett) gleicher Masse:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \underline{\psi} = (\underline{\psi}_1, \underline{\psi}_2)$$

$$L = \underline{\psi}^\dagger \gamma^0 \psi - m \bar{\psi} \psi$$

Invarianz unter lokaler Eichtransformation im Isospin-Raum SU(2)-Drehungen um  $a=1-3$  Winkel  $\beta_a(x)$ :

$$\psi(x) \leftarrow \psi'(x) = U(x) \psi(x) = \exp\left(i \sum_3^a \beta_a(x) T^a\right) \psi(x)$$

SU(2) Generatoren:

$$[T^a, T^b] = i \epsilon^{abc} T^c, \quad T^a = \frac{1}{2} \tau^a$$

Eichinvarianz bedingt 3 neue Vektorfelder  $W_a^\mu$ :

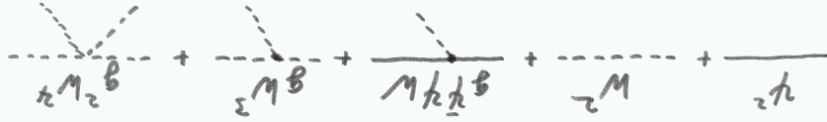
$$D_\mu \psi \leftarrow D'_\mu \psi = \partial_\mu \psi - ig T^a W_\mu^a \psi$$

kovariante Ableitung:  $D_\mu \psi = \partial_\mu \psi - ig T^a W_\mu^a \psi$

Transformo W:  $W_\mu^a \leftarrow W'^a_\mu = U^a W_\mu^b U^{bc} - \partial_\mu U^a(x)$

SelbstWW der Ws  $W_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$

vollständige Lagrangedichte:  $L = \bar{\psi} \gamma^\mu (i \not{D} - m) \psi - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a}$



mit Vertices:

Massenterm + kin. Energie + W-ψ, Stärke g

Kopplung Kin. Energie der W

Erfolge von SU(2) → *aber noch nicht wie Experiment*

- Übergänge  $t \leftrightarrow b, e \leftrightarrow \nu$  werden beschrieben  
 - 3 neue Eichbosonen  $W_a^\mu$  → *aber masselos*

*+ Masse Fermionen widerspricht Eichprinzip*

- Form WW festgelegt → *aber keine Paritätserhaltung*  
 (nur eine neue Kopplung g: ökonomisch!)

- Selbst WW der W-Bosonen

**Lösung Problem Paritätsverletzung: SU(2)<sub>L</sub>U(1)<sub>Y</sub>**

- Dublett linkshändiger Fermionen  $\psi_L = (e_L, \nu_L)$

- Singlett rechtshändiges Fermion  $\psi_R = e_R$

- Weiteres Feld  $B_\mu$  mit U(1)<sub>Y</sub> Invarianz und Kopplung g:  
 die Ladung von U(1)<sub>Y</sub> ist die Hyperladung  $Q = T_3 + Y/2$

$$L = \sum_L \bar{\psi}^L i \not{\partial} \psi^L + \sum_R \bar{\psi}^R i \not{\partial} \psi^R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + ig T^a W_\mu^a \psi + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \psi$   $\psi_L$  koppelt an W, B

$D_\mu^0 \psi = \partial_\mu \psi + 0 + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \psi$   $\psi_R$  koppelt nur an B (T=0)

mit:  $W_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \pm i W_2)$   $T_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_1 \pm i T_2)$

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + ig T^a W_\mu^a \psi + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \psi$$

Geladener Strom:  $W_\pm$

$$D_\mu^0 \psi = \partial_\mu \psi + 0 + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \psi$$

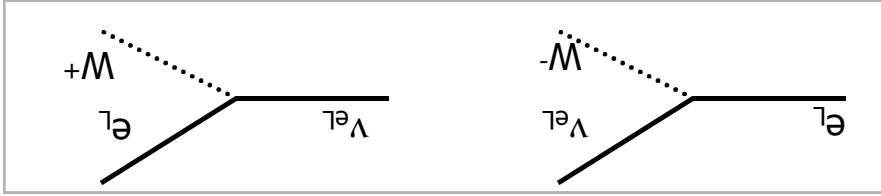
Neutraler Strom:  $(Z, \gamma)$ ?

$$+ ig' \frac{Y}{2} B_\mu \psi$$

# WIEDERHOLUNG: ELEKTRO-SCHWACHE THEORIE

Geladener Strom hat bereits die geforderte V-A Form:

$$L_{W^\pm} = \bar{\psi} \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma^5) \psi$$



Neutraler Strom noch nicht  $Q(V)=0$  und  $Q(E_L)=Q(E_R)=-1$

(neutrale Felder  $W^\pm_\mu$  und  $B_\mu$  noch zu mischen)

$$L_{W^\pm} = \bar{\psi} \gamma^\mu (g_V W^\pm_\mu + g_A \gamma^5 W^\pm_\mu) \psi$$

$$= \sum_{e, \nu} \bar{\psi} \gamma^\mu (g_V W^\pm_\mu + g_A \gamma^5 W^\pm_\mu) \psi$$

da  $T^3 |e_L\rangle = \frac{1}{2} |e_L\rangle$ ,  $T^3 |e_R\rangle = -\frac{1}{2} |e_R\rangle$

neue Basis:

Weinberg-Winkel  $\theta_W$

$$\begin{pmatrix} W^3_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^3_\mu \\ W^0_\mu \end{pmatrix}$$

$$L_Z = \sum_{e, \nu} \bar{\psi} \gamma^\mu (g \sin \theta_W T^3 + g' \cos \theta_W Y) \psi$$

$$= e \tilde{Q} = e T^3 + e (Y/2)$$

$$+ \sum_{e, \nu} \bar{\psi} \gamma^\mu (g \cos \theta_W T^3 - g' \sin \theta_W Y) Z_\mu \psi$$

Z<sup>0</sup>-Fermion Kopplung

em-Kopplung:  $\tilde{Q} = T^3 + Y/2 = e \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$

- Z<sup>0</sup>-Kopplung:

$$g \cos \theta_W T^3 - g' \sin \theta_W Y/2 = \frac{e}{\cos \theta_W \sin \theta_W} (T^3 - \sin^2 \theta_W Q)$$

und die Lagrangedichte ist:

$$L_Z = \sum_{e, \nu} \bar{\psi} \gamma^\mu (e \tilde{Q} A_\mu + \frac{e}{\cos \theta_W \sin \theta_W} (T^3 - \sin^2 \theta_W Q) Z_\mu) \psi$$

Da das Z<sup>0</sup> eine Mischung von W<sup>3</sup><sub>μ</sub> (V-A) und B<sub>μ</sub> (V) →

V-Kopplung: c<sub>V</sub> und A-Kopplung c<sub>A</sub>

e.g für das Elektron (μ τ):

$$c_V^e = 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}, \quad c_A^e = -\frac{1}{2}$$

korrigieren

	Q	T <sub>3</sub>	V=2(Q-T <sub>3</sub> )	g <sub>Z</sub> =T <sub>3</sub> -sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	2c <sub>V</sub>	2c <sub>A</sub>
ν <sub>eL</sub>	0	+1/2	-1	-1/2	1	1
e <sub>L</sub>	-1	-1/2	-1	-1/2	-1	-1
ν <sub>eR</sub>	0	0	0	0	1	1
e <sub>R</sub>	-1	0	-2	sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	-1+4 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	-1
ν <sub>μL</sub>	2/3	+1/2	1/3	1/2-2/3 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	1-8/3 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	1
μ <sub>L</sub>	-1/3	-1/2	1/3	-1/2+1/3 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	-1+4/3 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	-1
ν <sub>τL</sub>	0	0	0	-2/3	1/3 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	-1/3
τ <sub>L</sub>	2/3	0	4/3	-2/3	-2/3 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	1
ν <sub>τR</sub>	-1/3	-1/3	0	-2/3	1/3 sin <sup>2</sup> θ <sub>W</sub>	-1/3

Jetzt müssen wir **nur** noch das Problem der Massen lösen → Higgs Mechanismus