

Standardmodell: elektroschwache Wechselwirkung

● Experimentelle Fakten, theoretische Konzepte

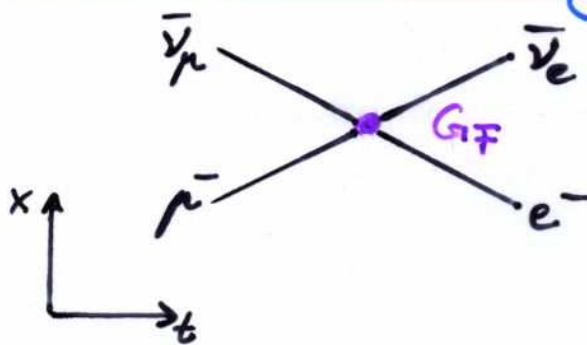
1896 Entdeckung der Radioaktivität (H. Becquerel)

1914 kontinuierliches β -Energiespektrum (J. Chadwick)

1930 Postulat des Neutrinos mit Spin $\frac{1}{2}$ (W. Pauli)

1933/4 Theorie des β -Zerfalls: (E. Fermi)

▶ Kontaktwechselwirkung



Fermi-Konstante
 $\hat{=}$ Kopplungsstärke

\Rightarrow Lebensdauer des Myons:

$$\tau_\mu = \hbar \cdot \frac{192 \pi^3}{(m_\mu c^2)^5} \cdot \left(\frac{(\hbar c)^3}{G_F} \right)^2$$

Messung von τ_μ und m_μ

$$\Rightarrow G_F = (1.16637 \pm 0.00002) \cdot 10^{-5} \frac{(\hbar c)^3}{\text{GeV}^2}$$

▶ beachte: G_F ist dimensionsbehaftet

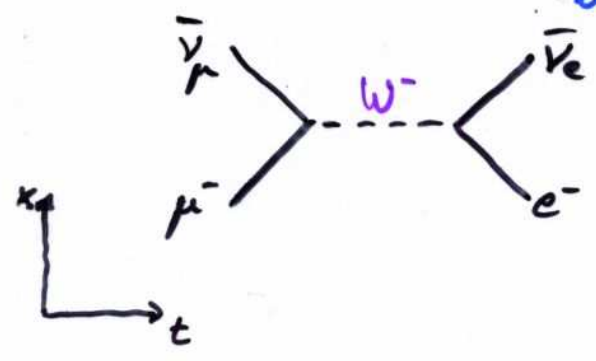
\rightarrow Fermi-Theorie versagt bei hohen Energien

$$\text{z.B. } \sigma_{\text{tot}} (\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e) = \frac{G_F^2}{\pi (\hbar c)^4} \cdot s$$

$$(s \equiv [\text{Energie im Schwerpunktsystem der W.}]^2)$$

elektroschwache Wechselwirkung

► Lösung: Fermi-Theorie $\hat{=}$ Näherung im Niederenergiebereich für:



mit $m_W > 0$

$$\Rightarrow \frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g_W}{m_W c^2} \right)^2$$

mit $g_W \hat{=}$ schwache Ladung von $\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e, \dots$

→ "schwache Feinstrukturkonstante"

$$\alpha_W := \frac{g_W^2}{4\pi} \approx \frac{1}{29} \quad \text{für } m_W = 80 \text{ GeV}/c^2$$

Vgl.: $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$

($\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi}$ in natürl. Einheiten $\hbar=1, c=1$ und Gauß-Heaviside: $\epsilon_0=1$)

⇒ intrinsische schwache Kopplung ist stärker als electromagn. Kopplung!

Schwache Kopplung erscheint schwach, weil Überträgerpartikel (W-Boson) sehr massiv

elektroschwache Wechselwirkung

- schwache Wechselwirkung verletzt Parität:

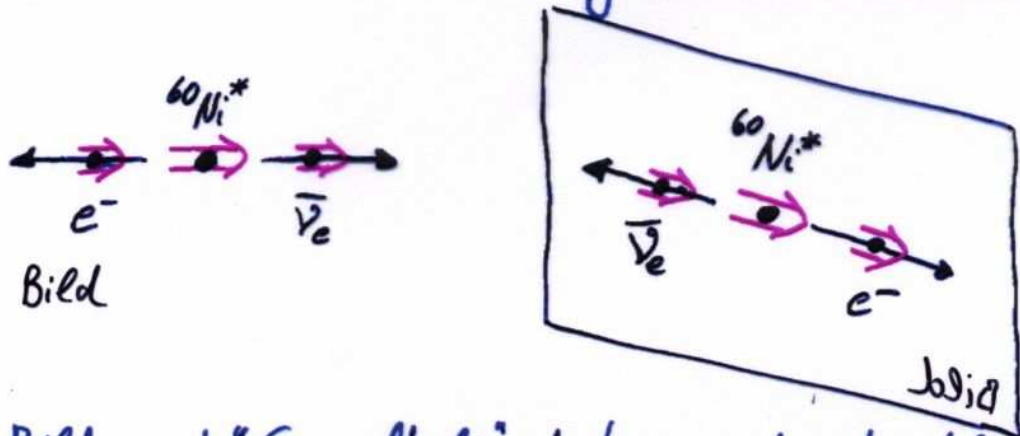


Bild und "Spiegelbild" haben unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten (Bild häufig, Spiegelbild nie)

⇒ e^- aus β -Zerfall (schwacher Ww.) ist linkskändig
 $\bar{\nu}_e$ " " " " rechtskändig
 (≙ Linksschraube / Rechts-)

- weiteres Beispiel: π^- -Zerfall



da π keinen Spin hat **lepton hat falsche Händigkeit (Helizität +1 statt -1)**

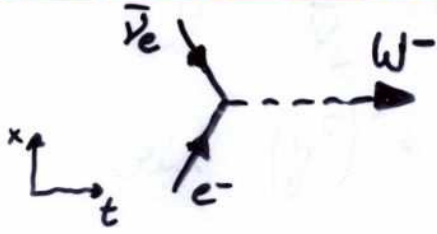
⇒ Zerfall ist unterdrückt mit $(1+h) = (1-\frac{v}{c})$

$$\Rightarrow \frac{*(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{*(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \approx \left\{ \begin{array}{l} 1.3 \cdot 10^{-4} \quad (1-\frac{v}{c}) \\ 5.5 \quad (1+\frac{v}{c}) \end{array} \right\} \text{Unterdrückung}$$

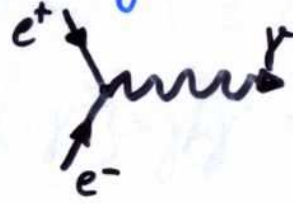
Experiment: $\approx 1.27 \cdot 10^{-4}$

"Konstruktion" einer el.-schw. Theorie

- schwache Wechselwirkung: Struktur vgl. QED



vs.



⇒ schwacher Strom j_μ^- vs. electrom. Strom j_μ^{em}

$$j_\mu^- := \bar{\nu} \gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) e$$

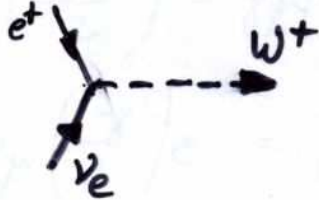
$$\rightarrow j_\mu^- = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L$$

vs.

$$j_\mu^{em} = -\bar{e} \gamma_\mu e$$

(NB: Negatives Ladungsvorzeichen des Elektrons)

und zusätzlich ein positiver schwacher Strom:



$$j_\mu^+ := \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L$$

- Zusammenfassung beider Ströme j_μ^- und j_μ^+ durch

Einführung eines Dubletts: $L := \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$

der beiden chiralen Spinoren ν_L, e_L in den Ausdruck

$$j_\mu^\pm = \bar{L} \gamma_\mu \tau^\pm L$$

mit $\tau^\pm := \frac{1}{2} (\tau^1 \pm i\tau^2)$ aus Pauli-Spinmatrizen τ^i
 $i=1, \dots, 3$

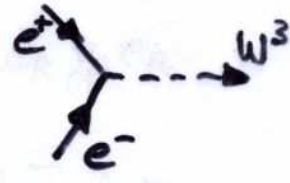
"Konstruktion" einer el. schw. Theorie

- Dublett-Struktur L und Pauli-Matrizen τ^i legen eine $SU(2)_L$ -Symmetrie nahe

→ weiterer schwacher Strom j_μ^3 ($\tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, $L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}$)

$$j_\mu^3 := \bar{L} \gamma_\mu \cdot \frac{1}{2} \tau^3 L$$

$$= \frac{1}{2} [\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L]$$



→ entspricht einem neutralen schwachen Strom, der aber nur an linkshändige Teilchen koppelt

(NB: W^3 kann nicht das Photon sein, welches auch einen neutralen [elmagn.] Strom darstellt, weil W^3 offenbar an elektr. ungeladene Neutrinos koppelt!)

- Verknüpfung von j_μ^3 mit elmagn. Strom j_μ^{em} :

$$j_\mu^{em} = -\bar{e} \gamma_\mu e = -\bar{e} \gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) e - \bar{e} \gamma_\mu \left(\frac{1+\gamma^5}{2} \right) e$$

$$= -\bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{e}_R \gamma_\mu e_R$$

$$=: j_\mu^3 + \frac{1}{2} j_\mu^Y \rightarrow \dots$$

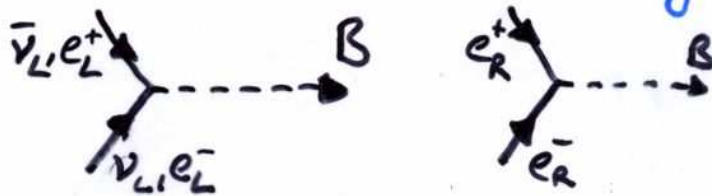
"Konstruktion" einer el.-schw. Theorie

$$\dots \rightarrow j_\mu^Y = -[\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma_\mu e_L] - 2 \bar{e}_R \gamma_\mu e_R$$

$$\Rightarrow j_\mu^Y = -\bar{L} \gamma_\mu L - 2 \bar{R} \gamma_\mu R$$

dabei ist $L = (\nu)_L$ ein Dublett, $R = (e)_R$ ein Singulett.

- Neuer Strom j_μ^Y , der rechts- & linkshändig koppelt



\Rightarrow Strom j_μ^Y koppelt an eine Ladung, die Hyperladung Y ,

die sich gemäß der Definition $j_\mu^{em} = j_\mu^3 + \frac{1}{2} j_\mu^Y$

$$\rightarrow j_\mu^Y = 2 \cdot (j_\mu^{em} - j_\mu^3)$$

zu $Y = 2 \cdot (Q - T^3)$ berechnet

elekt. Ladung in Einheiten d. Elementarladung

3. Komponente des schwachen Isospins der $SU(2)_L$ -Symmetrie

- Strom j_3^Y mit erhaltener Hyperladung Y entspricht einer $U(1)$ -Symmetrie

"Konstruktion" einer el. schw. Theorie

● Zwischenstand:

▶ Anordnung der Fermionen in

■ linkshändige Dubletts: $L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$

■ rechtshändige Singulets: $R = (e)_R$

▶ SU(2)_L-Symmetrie für schwache Ströme

■ schwacher Isospin T, T^3 (\cong erhaltene "Ladungen")

■ geladener & neutraler schw. Strom:

$$j_\mu^\pm \quad \text{und} \quad j_\mu^3$$

▶ U(1)_Y-Symmetrie für Hyperladung Y

■ $Y = 2 \cdot (Q - T^3)$

▶ SU(2)_L \otimes U(1)_Y enthält elmagn. Ww.!

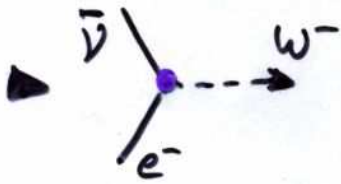
\Rightarrow Quantenzahlen/Ladungen der Fermionen:

Weak Isospin and Hypercharge Quantum Numbers of Leptons and Quarks

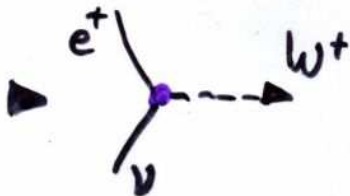
Lepton	T	T^3	Q	Y	Quark	T	T^3	Q	Y
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1	u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
e_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	d_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
					u_R	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
e_R^-	0	0	-1	-2	d_R	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

"Konstruktion" einer el. schw. Theorie

- elektroschwache Wechselwirkungsterme



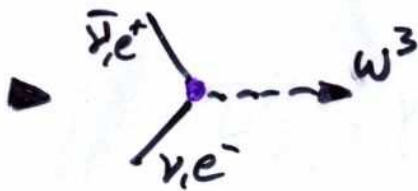
$$\frac{1}{\sqrt{2}} g_w j_\mu^- W^\mu \equiv -\mathcal{L}_{CC}^-$$



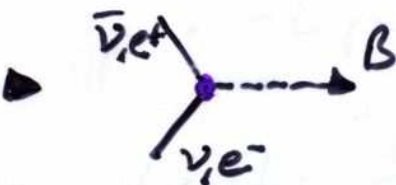
$$\frac{1}{\sqrt{2}} g_w j_\mu^+ W^\mu \equiv -\mathcal{L}_{CC}^+$$

dabei ist $W^{\pm\mu} := \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \mp i W_2^\mu)$

und die schwache Ladung $g \equiv g_w$.



$$g_w j_\mu^3 W^{3\mu} \equiv -\mathcal{L}_{NC}^3$$



$$\frac{1}{2} g' j_\mu^Y B^\mu \equiv -\mathcal{L}_{NC}^Y$$

- ⇒ • Lagrangedichte für geladene/neutralen el. schw. Strom

$$\blacktriangleright -\mathcal{L}_{CC} = \frac{g_w}{\sqrt{2}} (j_\mu^- W^\mu + j_\mu^+ W^\mu)$$

$$= \frac{g_w}{2} \bar{L} (\tau_1 \gamma_\mu W^{1\mu} + \tau_2 \gamma_\mu W^{2\mu}) L$$

$$\blacktriangleright -\mathcal{L}_{NC} = g_w j_\mu^3 W^{3\mu} + \frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu$$

$$= \frac{g_w}{2} \bar{L} \tau_3 \gamma_\mu W^{3\mu} L + \frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu$$

"Konstruktion" einer d.-schw. Theorie

⇒ Lagrangedichte, invariant unter $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Transf.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - g_W \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L \\ & + \bar{R} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R \end{aligned}$$

$$W_{\mu\nu}^i \equiv \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_W \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k$$

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

dabei indiziert:

$i, j, k = 1, \dots, 3$ drei linkshändig koppelnde
W-Teilchen der $SU(2)_L$

und

ε^{ijk} ist total antisymmetrisch (da $i, j, k = 1, \dots, 3$
kann man auch statt $\varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k$ schreiben $\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu$)

NB: Lagrangedichte enthält noch keine Massenterme!
Diese werden etwas später im Zusammenhang mit dem
Higgs-Mechanismus diskutiert und in \mathcal{L} integriert werden.

"Konstruktion" einer el.-schw. Theorie

• Physikalische / Messbare Teilchen:

▶ W^- - Boson, neg. el.-Ladung, Spin 1h

▶ W^+ - Boson, pos. el.-Ladung, Spin 1h

Da Theorie per Konstruktion el.wagn. Ww. enthält, muss Photonfeld A^μ existieren.

Da weder W^3 noch B -Felder die richtige Struktur (d.h. Kopplung proportional zur elektr. Ladung) aufweisen, muss die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -

Symmetrie gebrochen sein

⇒ Mischung der neutralen Felder W^3 und B :

▶ $A^\mu = B^\mu \cdot \cos\theta_w + W^{3\mu} \cdot \sin\theta_w$

sowie orthogonal dazu

▶ $Z^\mu = -B^\mu \cdot \sin\theta_w + W^{3\mu} \cdot \cos\theta_w$

mit schwachem Mischungswinkel θ_w .

"Konstruktion" einer el. schw. Theorie

Kopplungsstärken ($\hat{=}$ Ladungen) g_W & Mischungswinkel θ_w sind experimentell zu bestimmen. Aber die electromagn. Kopplung des Photonfeldes A^μ ist bekanntermaßen:

$$g_e j^\mu{}^{em} A^\mu \quad \text{mit} \quad g_e \equiv e$$

Damit folgt für L_{NC} mit A^μ und Z^μ :

$$\begin{aligned} - L_{NC} &= g_W j^\mu{}^3 W^{3\mu} + \frac{g'}{2} j^\mu{}^Y B^\mu \\ &= \left(g_W \sin\theta_w j^\mu{}^3 + g' \cos\theta_w \frac{j^\mu{}^Y}{2} \right) \cdot A^\mu \\ &\quad + \left(g_W \cos\theta_w j^\mu{}^3 - g' \sin\theta_w \frac{j^\mu{}^Y}{2} \right) \cdot Z^\mu \end{aligned}$$

Wobei für die erste Klammer die Relation (vgl. Def. d. Hyperladung)

$$g_e j^\mu{}^{em} \equiv g_e \left(j^\mu{}^3 + \frac{1}{2} j^\mu{}^Y \right)$$

gelten muss, da dadurch die electromagn. Kopplung beschrieben wird. Koeffizientenvergleich liefert damit:

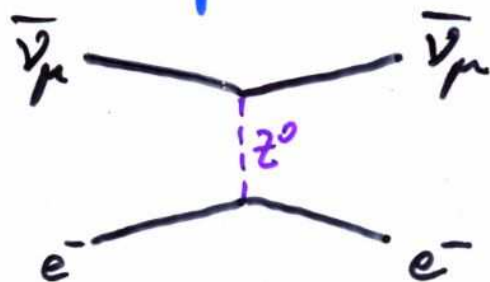
$$g_W \sin\theta_w = g' \cos\theta_w = g_e \equiv e$$

und zusätzlich

$$\tan\theta_w = g'/g_W$$

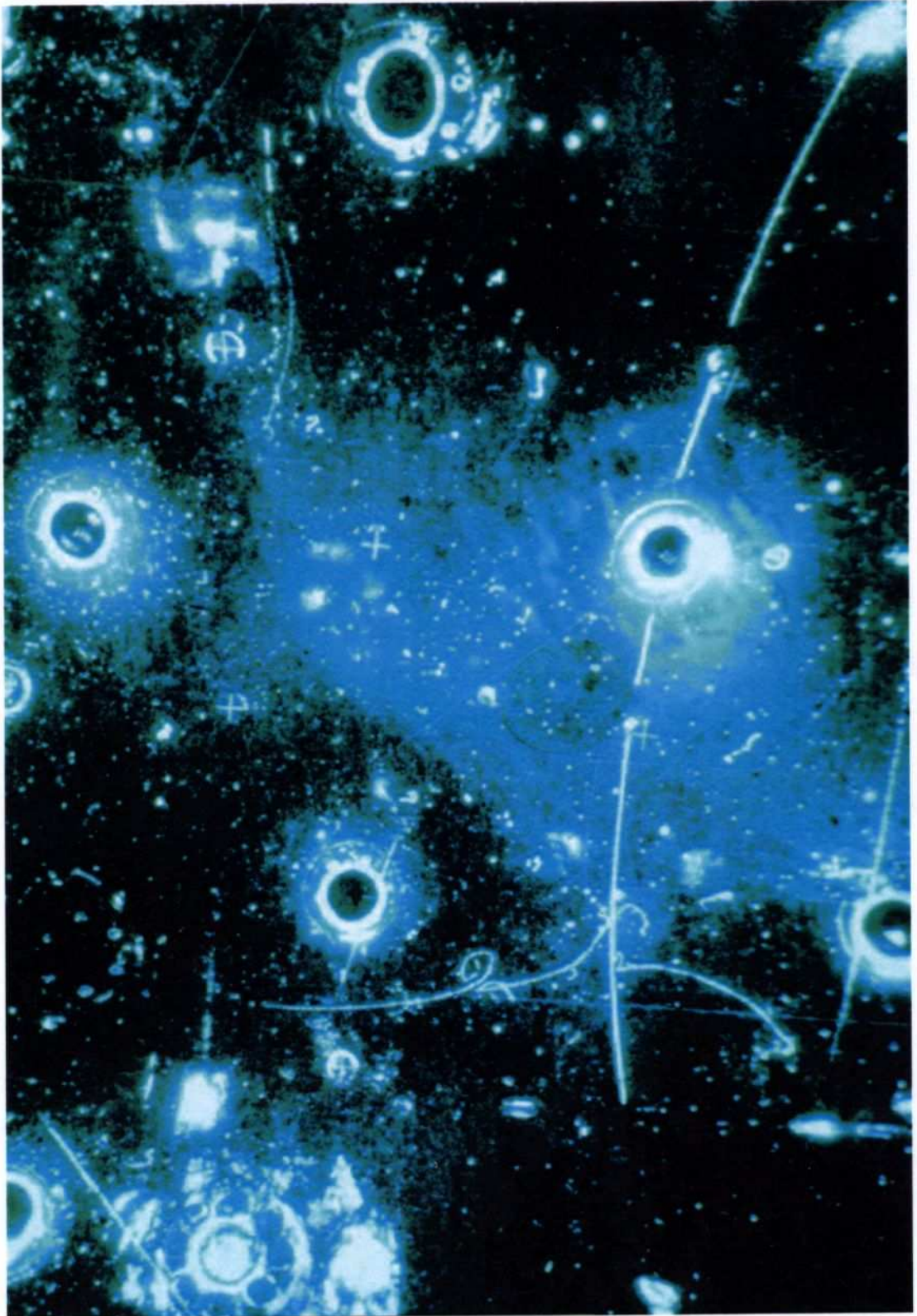
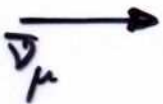
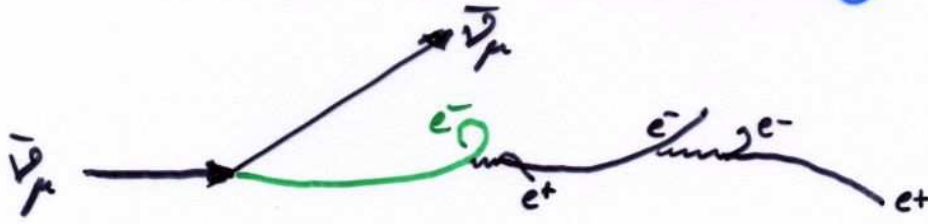
"Konstruktion" einer el.-schw. Theorie

Neben den beiden elektr. geladenen W -Teilchen, W^+, W^- , die den β -Zerfall (und andere so genannte geladene Strom-Wechselwirkungen) vermitteln, enthält die konstruierte Theorie noch das Photon A_μ für el. magn. Wechselwirkung und ein weiteres, elektr. neutrales Teilchen, Z^0 , das auch per schwacher Wechselwirkung mit Teilchen in Wechselwirkung tritt (daher auch als neutrale Strom-Wech. bezeichnet). Zum Zeitpunkt der Entwicklung der el.-schw. Theorie (1961-67) bedeutete das Z^0 -Teilchen eine Vorhersage, in einem Neutrinostrahl-Experiment am CERN konnte 1973 erstmals eine Reaktion beobachtet werden, die einer neutralen Strom-Wech. entsprach:



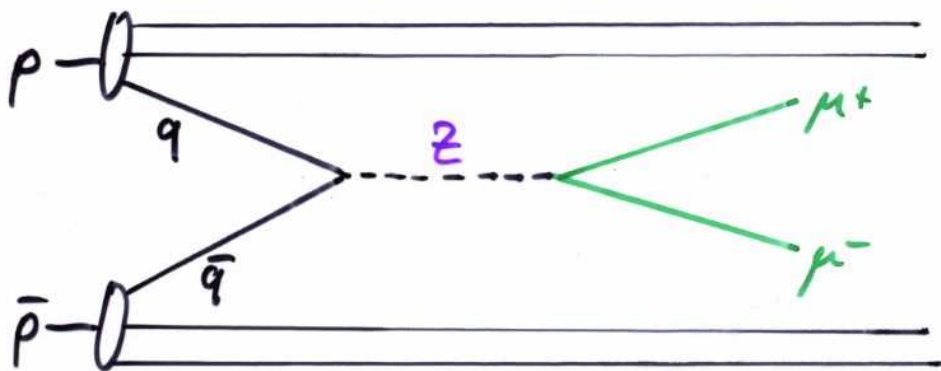
(Photon kann diese Wech. nicht vermitteln, weil es nicht an die elektr. neutralen Neutrinos koppelt.)

Neutrale Strom-Wechselwirkung



Z-Boson

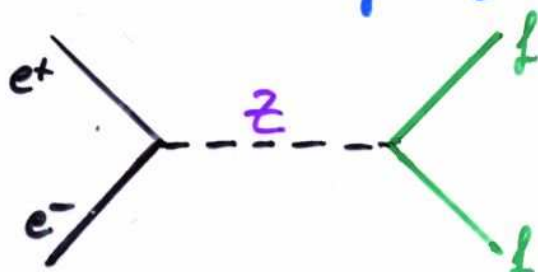
1983 konnten W^\pm - und Z-Bosonen erstmals in Proton-Antiproton-Kollisionen direkt erzeugt und untersucht werden (C. Rubbia, S. v. d. Meer Nobelpreis 1984):



In der Zeit dieser Entdeckung wurden Beschleuniger-Experimente geplant, die in Elektron-Positron-Vernichtung die Eigenschaften von W^\pm - und Z-Bosonen im Detail und mit großer Genauigkeit untersuchen und vermessen sollen:

- LEP
- SLC

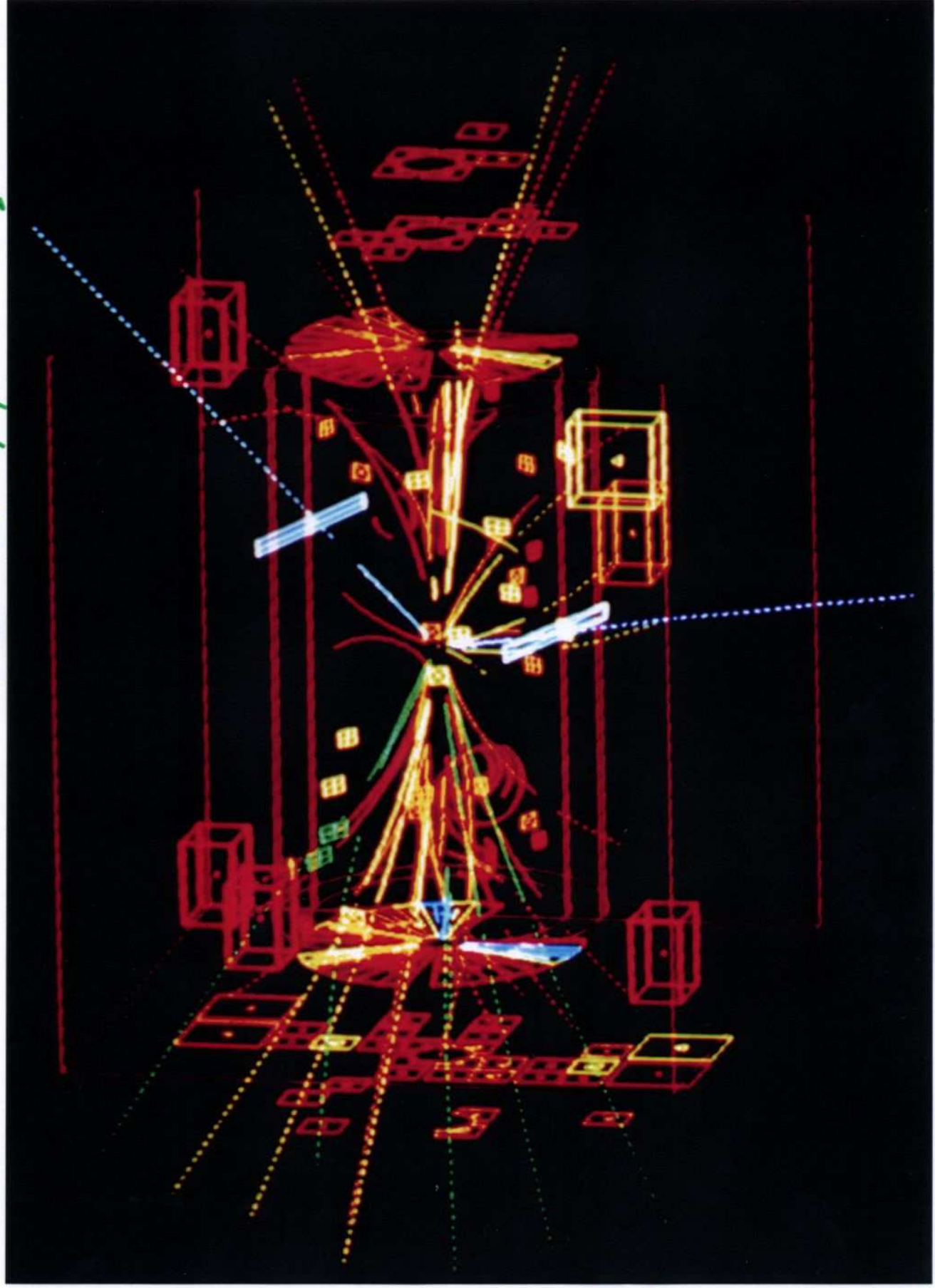
Produktionsreaktion für Z-Boson:



mit Fermion $f = e, \mu, \nu, \nu, q, \dots$

Z-Bosonentdeckung am SpS-Beschleuniger (CERN, 1983)

$q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$



Z-Bosonenzeugung in e^+e^- -Vernichtung

dominierende Beiträge:



sonst Interferenz

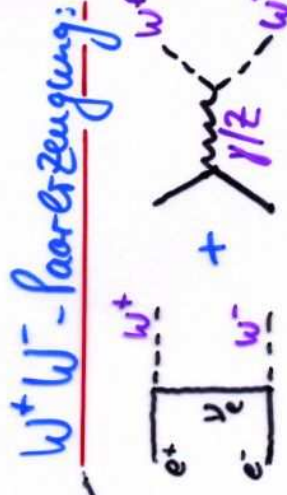
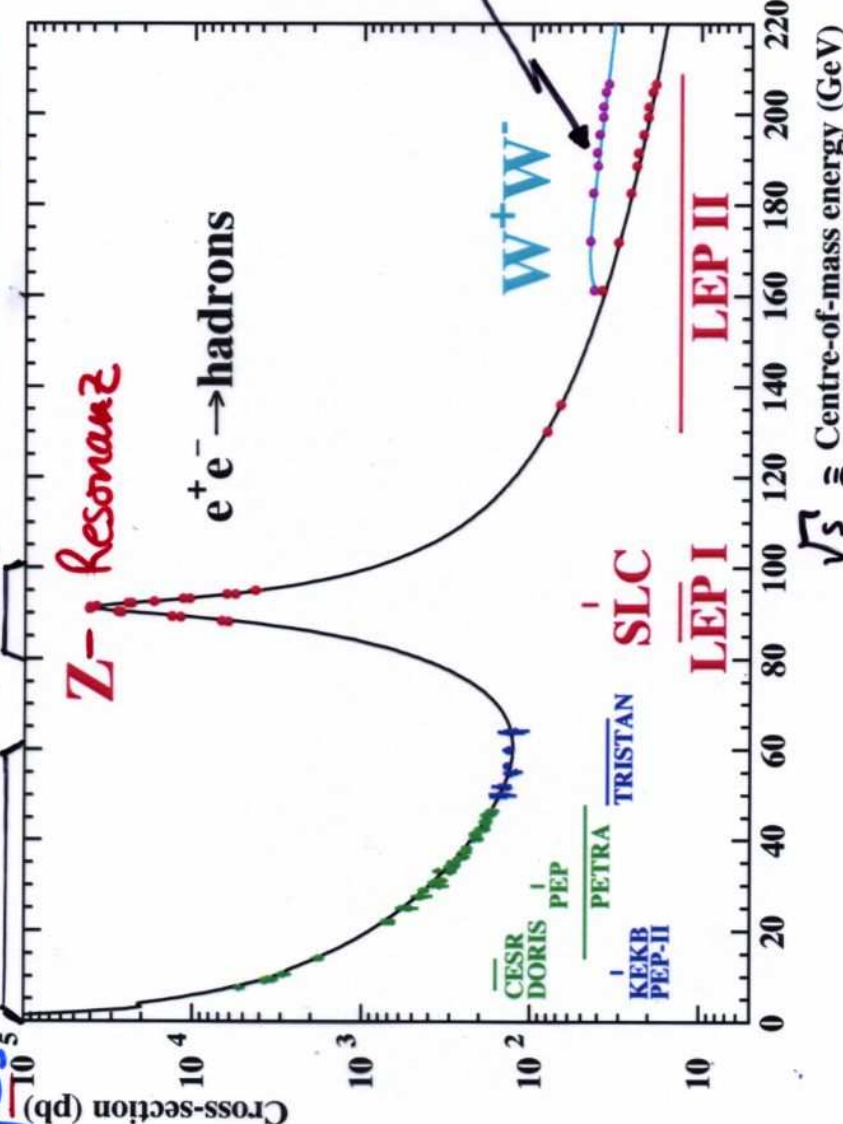


Figure 1.2: The hadronic cross-section as a function of centre-of-mass energy. The solid line is the prediction of the SM, and the points are the experimental measurements. Also indicated are the energy ranges of various e^+e^- accelerators. The cross-sections have been corrected for the effects of photon radiation.

Z-Boson

Die Struktur der schwachen Kopplung zwischen Z-Boson und den Fermionen ergibt sich aus L_{NC}

$$\left(g_w \cdot \cos \theta_w j_\mu^3 - \frac{g'}{2} \sin \theta_w j_\mu^Y \right) \cdot Z^\mu$$

mit der Def. der Hyperladung $j_\mu^Y = 2 j_\mu^{em} - 2 j_\mu^3$

und mit $g_e = g_w \sin \theta_w = g' \cos \theta_w$ ergibt sich

$$\Rightarrow \underbrace{\frac{g_e}{\sin \theta_w \cos \theta_w}}_{=: g_Z} \left(j_\mu^3 - \sin^2 \theta_w j_\mu^{em} \right) \cdot Z^\mu$$

$=: g_Z$

Kopplungsstärke

Struktur d. Kopplung an Fermionen:

▶ $j_\mu^3 \rightsquigarrow$ 3. Komponente d. Isospin T^3

▶ $j_\mu^{em} \rightsquigarrow$ elektrische Ladung Q

$$\Rightarrow j_\mu^3 - \sin^2 \theta_w j_\mu^{em} \rightsquigarrow T^3 \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} - Q \sin^2 \theta_w \gamma_\mu$$

$$=: \frac{1}{2} \left(\underbrace{C_V \gamma_\mu}_{\text{vektorielle}} - \underbrace{C_A \gamma_\mu \gamma^5}_{\text{axialvektor.}} \right)$$

Fermion f	vektorielle $C_V = T^3 - 2Q \sin^2 \theta_w$	axialvektor. Kopplung $C_A = T^3$
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$	$-\frac{1}{2}$

Z-Resonanzkurve

Mit der jetzt bekannten Struktur der Z-Fermion-Kopplung können die exp. überprüfbaren Eigenschaften des Z-Bosons erhalten werden:

- partielle Zerfallsbreite (\leadsto Verzweigungsverhältnis)

$$\Gamma_f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} \underbrace{\left(C_{Vf}^2 + C_{Af}^2 \right)}_{\text{Kopplungsstruktur}} \cdot \underbrace{N_c}_{\text{Farbfaktor}} \quad \begin{cases} = 1 & \text{Leptonen} \\ = 3 & \text{Quarks} \end{cases}$$

$\approx 332 \text{ MeV}$

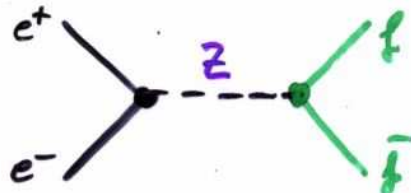
\Rightarrow Gesamt(-zerfalls-)breite

$$\Gamma_Z = \sum_{\text{Fermion } f} \Gamma_f \quad f = e, \mu, \tau, \nu, \dots, u, d, s, c, b, t$$

\Rightarrow Verzweigungsverhältnisse

$$B_f \equiv B(Z \rightarrow f\bar{f}) := \Gamma_f / \Gamma_Z \quad (\text{NB: } \sum_f B(Z \rightarrow f\bar{f}) = 1)$$

- Z-Resonanzkurve (hier in $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$)



$$\sigma(s) = \sum_{\text{Fermion } f} \sigma_f(s) = \sum_{\text{Fermion } f} 12\pi \cdot \underbrace{\Gamma_e \cdot \Gamma_f}_{\text{Kopplungen}} \cdot \underbrace{\frac{s}{(s-M_Z^2)^2 + s^2 \Gamma_Z^2 / M_Z^2}}_{\text{Resonanznenner}}$$

$$s = (\text{Schwerpunktsenergie})^2$$

Z-Eigenschaften

Experimentelle Separierung der verschiedenen Teilchen $l\bar{l}$ aus Z-Bosonzerfall erlaubt die Bestimmung der partiellen Zerfallsbreite Γ_f und mit der totalen Zerfallsbreite Γ_Z die Verzweigungsverhältnisse $B_f := \Gamma_f/\Gamma_Z$

- $B(Z \rightarrow \nu\bar{\nu} : l^+l^- : q\bar{q}) \approx 20\% : 10\% : 70\%$

dabei ist $Z \rightarrow q\bar{q}$

- $B(Z \rightarrow d\bar{d} : u\bar{u} : s\bar{s} : c\bar{c} : b\bar{b}) \approx 22\% : 17\% : 22\% : 17\% : 22\%$

und

- keine Mischung zw. verschiedenen Quarks

~~$Z \rightarrow u\bar{c}, s\bar{d}, \dots$~~

keine so gen. flavour ändernde neutrale Ströme FCNC

weiterhin

- Leptonuniversalität in $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}, l^+l^-$:

$$B(Z \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e : \nu_\mu\bar{\nu}_\mu : \nu_\tau\bar{\nu}_\tau) = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$$

$$B(Z \rightarrow e^+e^- : \mu^+\mu^- : \tau^+\tau^-) = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$$

↑
Masse von $m_\tau = 1.77 \text{ GeV}/c^2$ ergibt kleine Korrekturen

(Fast) alle diese Eigenschaften wurden experimentell

bestätigt (v.a. LEP-Experiment mit Präzision von teilweise $< 1\%$!)

Z-Resonanzkurve

Zur Vermessung der Resonanzkurve muss

- die Schwerpunktenergie \sqrt{s} variiert,
- Z-Boson zerfälle in einen ausgesuchten Endzustand (z.B. $Z \rightarrow q\bar{q}$ oder $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) selektiert und gezählt, $\leadsto N_{Z \rightarrow \dots}$
- die so bestimmte Anzahl dieser Endzustände (mittels der integrierten Luminosität des Beschleunigers $\int \mathcal{L} dt$) in den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\sqrt{s}) = N_{Z \rightarrow \dots} / \int \mathcal{L} dt$ umgerechnet werden.

Die praktischen Herausforderungen liegen in

- der eindeutigen Separation von gesuchtem Signal (z.B. $Z \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronjets}$) und Konkurrenz- bzw. Untergrundprozessen (z.B. $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronjets}$)
- der genauen Kenntnis der Akzeptanz (geometrisch wie auch endzustandsabhängig) von Detektor und Selektion sowie deren Korrektur
- der präzisen Bestimmung der integr. Luminosität (z.B. aus Messung/Zählung einer Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt)

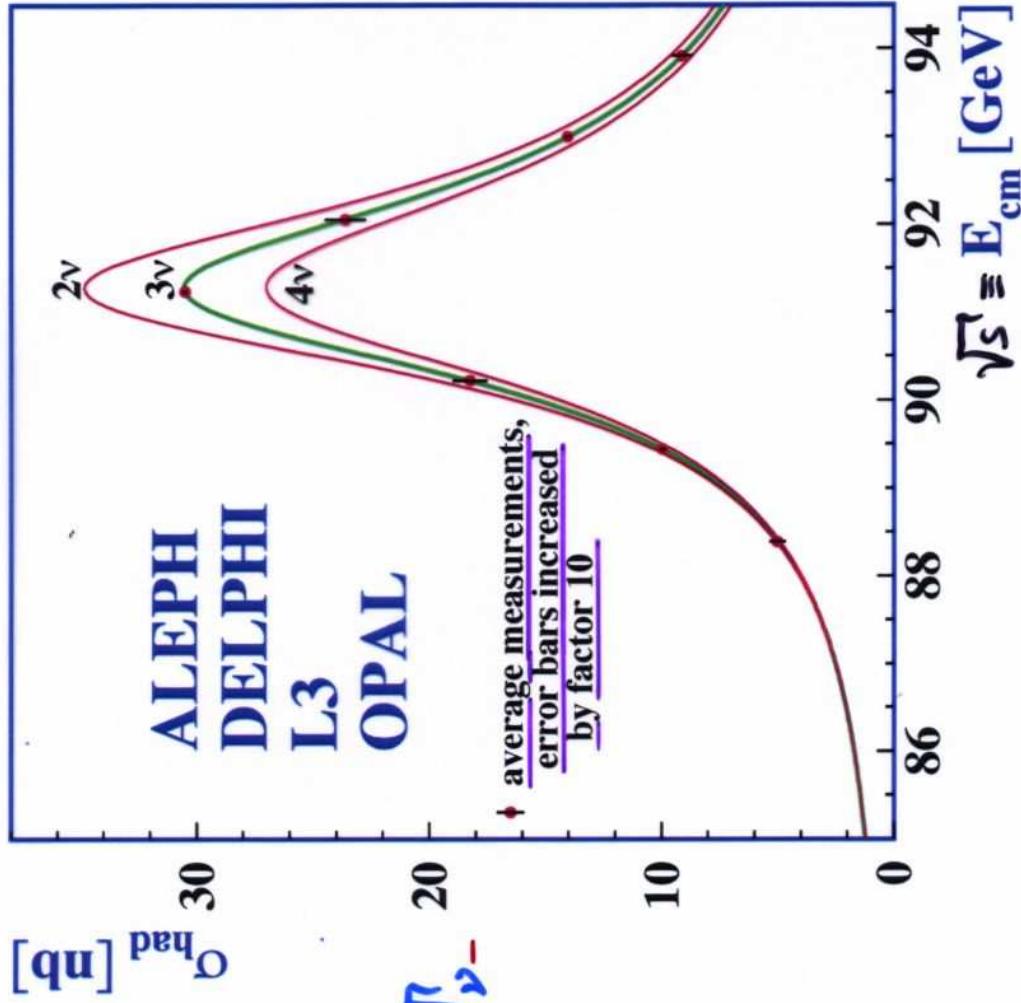
Z-Resonanzkurve

für $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$:

- Resonanzkurve
hängt ab von Γ_Z

- $\Gamma_Z = \sum_{\text{Fermion}} \Gamma_f$, u.a. auch ν

⇒ Resonanzkurve
hängt von Zahl
der verschiedenen
Neutrinoarten ab!



⇒ 3 Generationen
(leicht) Neutrinos!
 ν_e, ν_μ, ν_τ
 $N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$

Figure 1.13: Measurements of the hadron production cross-section around the Z resonance. The curves indicate the predicted cross-section for two, three and four (massless) neutrino species with SM couplings.

Z-Resonanzkurve

• Z → q \bar{q}

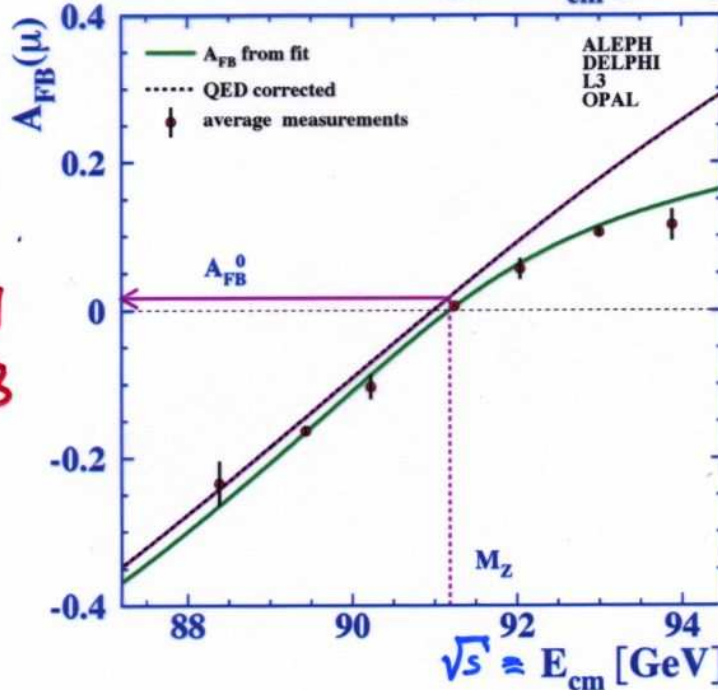
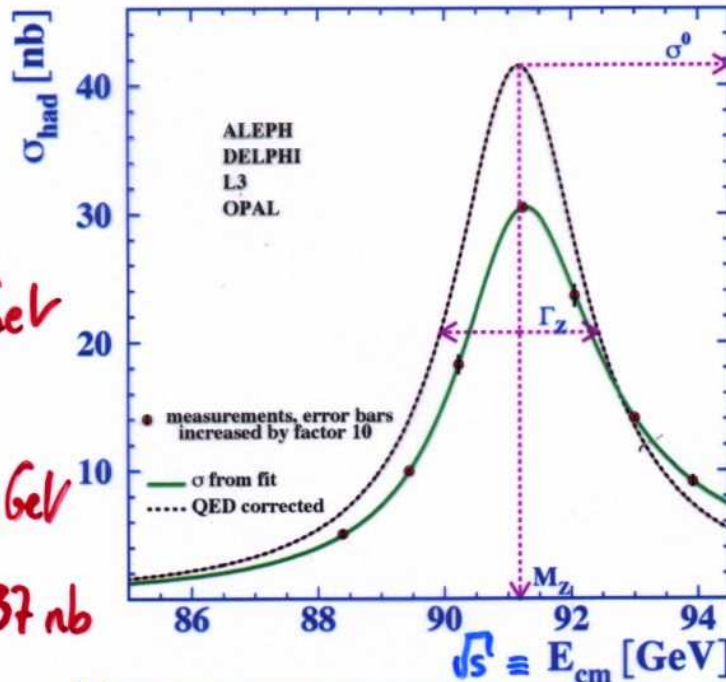
▶ $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$

▶ $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$

▶ $\sigma^0 = 41.541 \pm 0.037 \text{ nb}$

• Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie*

▶ $A_{FB}^0(\mu) = 0.0169 \pm 0.0013$



Beachte:
Strahlungs-
korrekturen wie z.B.

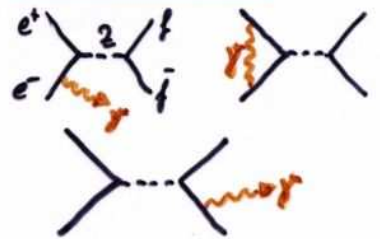
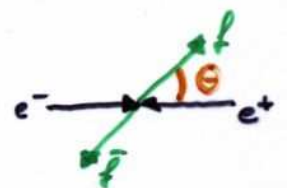


Figure 1.12: Average over measurements of the hadronic cross-sections (top) and of the muon forward-backward asymmetry (bottom) by the four experiments, as a function of centre-of-mass energy. The full line represents the results of model-independent fits to the measurements, as outlined in Section 1.5. Correcting for QED photonic effects yields the dashed curves, which define the Z parameters described in the text.

$$* \frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \sigma_f \cdot \left((1 + \cos^2\theta) + 2 A_e A_f \cos\theta \right)$$



$$A_f = 2 C_{Vf} C_{Af} / (C_{Vf}^2 + C_{Af}^2)$$

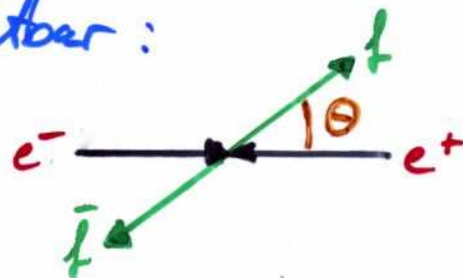
$$\rightarrow \sin^2\theta_w$$

$$A_{FB} = \left(\sigma_{\cos\theta > 0} - \sigma_{\cos\theta < 0} \right) / \left(\dots + \dots \right) = \frac{3}{4} A_e A_f$$

Schwacher Mischungswinkel Θ_w

Das Z-Boson enthält einen ausschließlich linkshändig koppelnden Anteil (W_3^k), der letztlich auch zu Paritätsverletzung in der Z-Fermion-Kopplung führt. In e^+e^- -Vernichtung wird diese Paritätsverletzung in einer θ -Winkelasymmetrie der aus dem Z-Boson entstehenden Fermionen sichtbar:

im Schwerpunktsystem:



Berechnung des θ -winkelabhängigen Wirkungsquerschnitts σ_f ergibt:

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \cdot \sigma_f(\sqrt{s}) \cdot \left[(1 + \cos^2\theta) + 2A_e A_f \cos\theta \right]$$

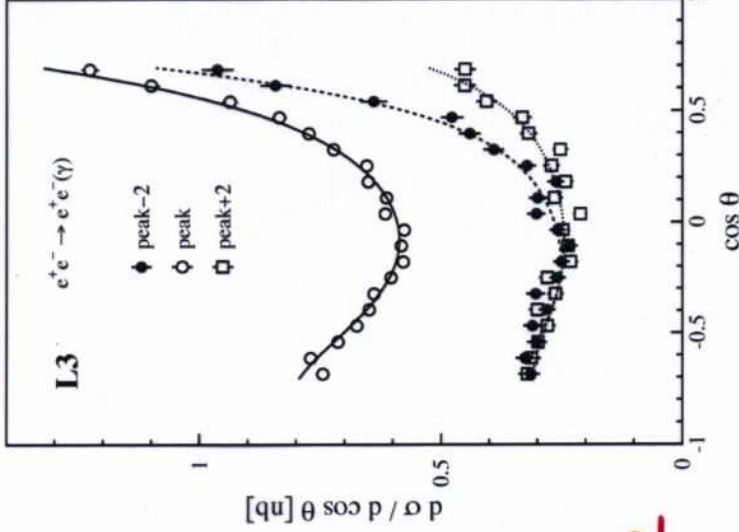
dabei sind die Asymmetrie-Parameter A von den vektoriellen und axialvektoriellen Kopplungen c_{Vf}, c_{Af} abhängig:

$$A_f = 2 c_{Vf} c_{Af} / (c_{Vf}^2 + c_{Af}^2)$$

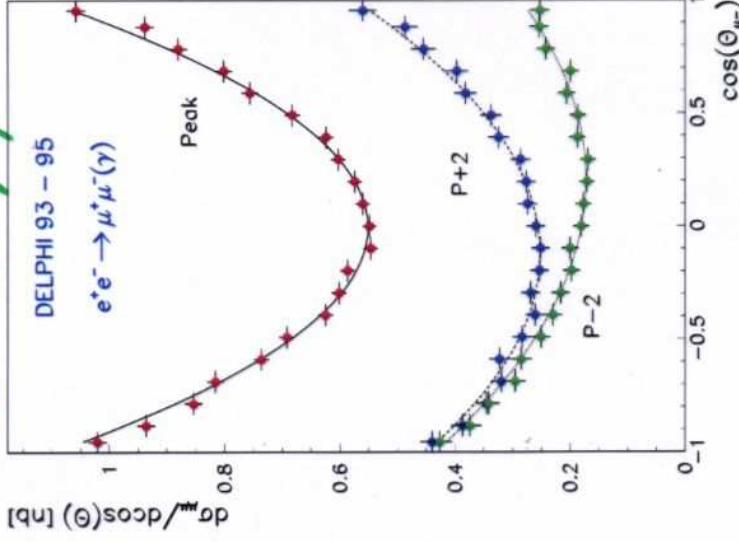
Die Abhängigkeit von c_{Vf} vom schwachen Mischungswinkel Θ_w bedeutet, dass aus $d\sigma_f/d\cos\theta$ der Wert von $\sin^2\Theta_w$ in $c_{Vf} = T^3 - 2Q \cdot \sin^2\Theta_w$ bestimmbar ist.

Asymmetrie der $\cos\theta$ -Winkelverteilung

$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$



$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$



Definiere spezielle
Asymmetrie =
messgröße A_{FB}

$$A_{FB} := \frac{\sigma_{1, \cos\theta > 0} - \sigma_{1, \cos\theta < 0}}{u + \bar{u}}$$

$$\Rightarrow A_{FB} = \frac{3}{4} \frac{\sigma_f}{\sigma_{tot}}$$

\Rightarrow Messwerte für c_V, c_A

aus

$$\sigma_f = 2 c_V c_A \sigma / (c_V^2 + c_A^2)$$

und aus

$$\Gamma_f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi \sqrt{2}} (c_V^2 + c_A^2)$$

NB: Peak $\hat{=} \sqrt{s} = M_Z c^2$
 $P+2 \hat{=} \sqrt{s} = M_Z^2 c^2 + 2604$
 $P-2 \hat{=} \sqrt{s} = M_Z^2 c^2 - 2604$

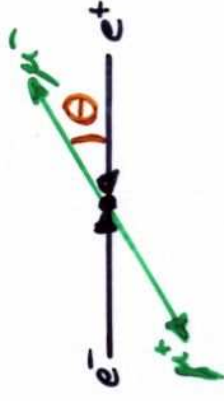


Figure 2.5: Distribution of the production polar angle, $\cos\theta$, for e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ events at the three principal energies during the years 1993–1995, measured in the L3 (left) and DELPHI (right) detectors, respectively. The curves show the SM prediction from ALIBABA [49] for e^+e^- and a fit to the data for $\mu^+\mu^-$ assuming the parabolic form of the differential cross-section given in the text.

Vektor-/Axialvektorkopplungen des Z

unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen:

$$c_V \rightarrow g_V \quad \text{und} \quad c_A \rightarrow g_A$$

für Leptonen:

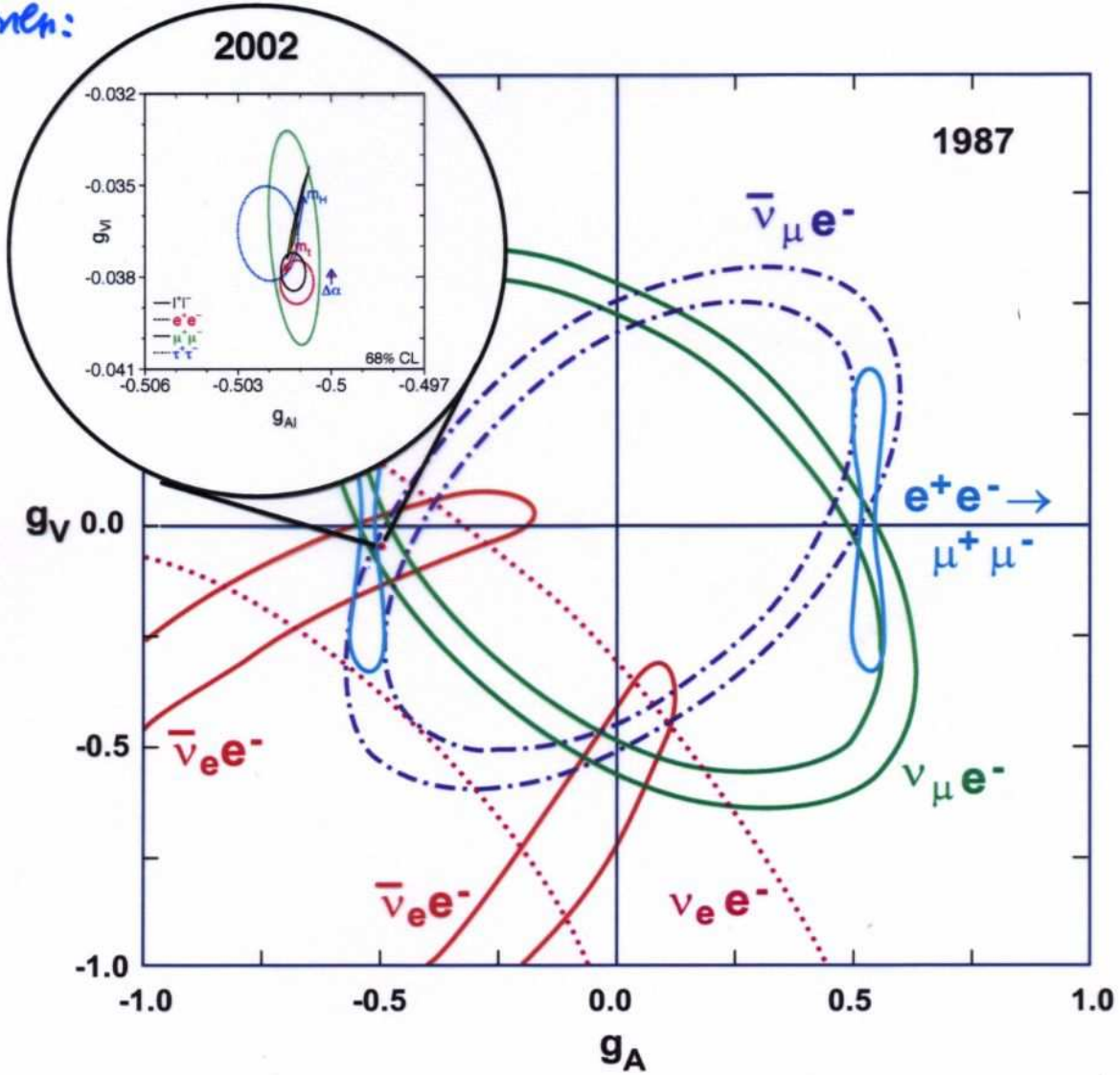
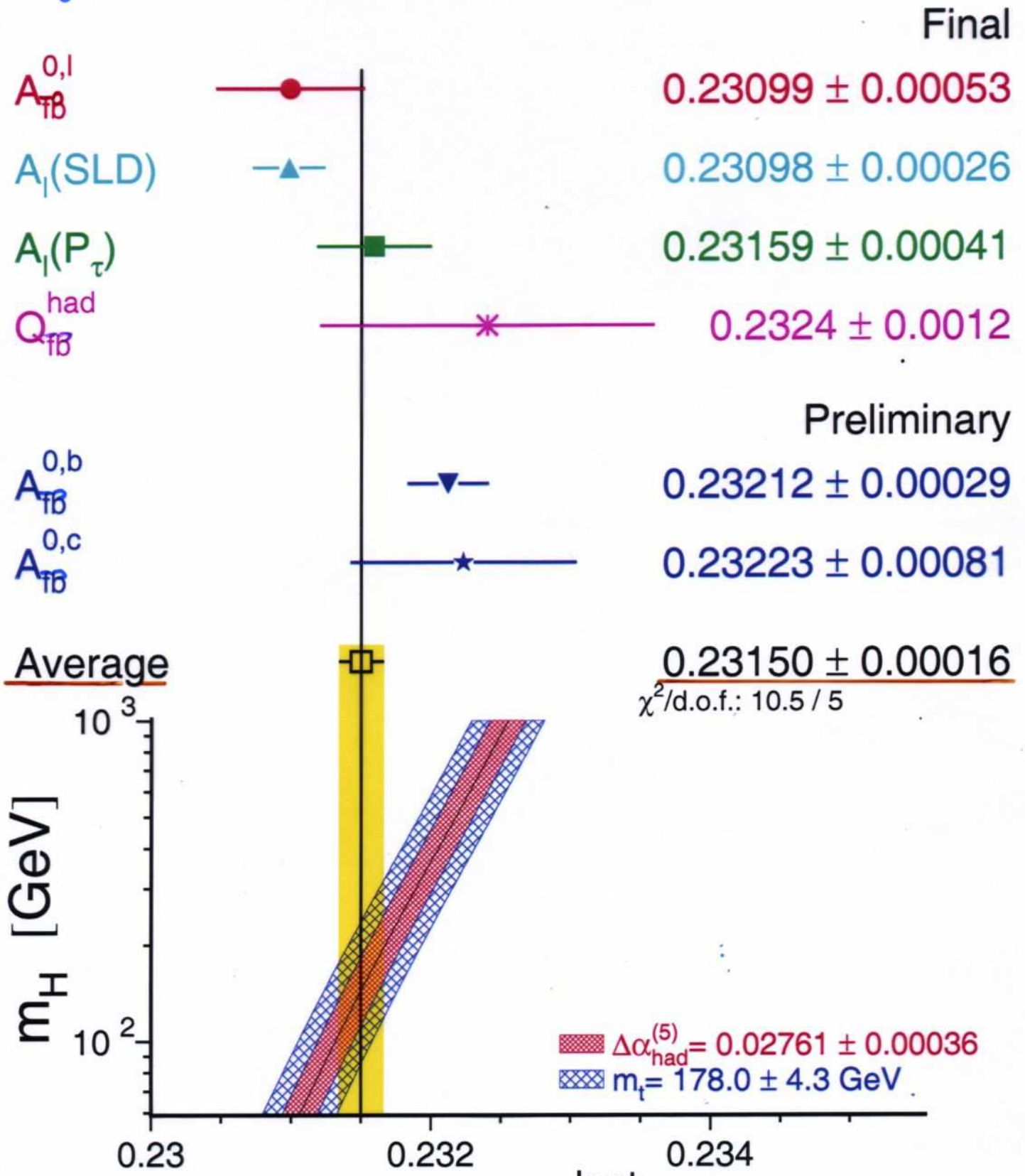


Figure 1.15: The neutrino scattering and e^+e^- annihilation data available in 1987 constrained the values of g_V and g_A to lie within broad bands, whose intersections helped establish the validity of the SM and were consistent with the hypothesis of lepton universality. The inset shows the results of the LEP/SLD measurements at a scale expanded by a factor of 65. The flavour-specific measurements demonstrate the universal nature of the lepton couplings unambiguously on a scale of approximately 0.001.

Schwacher Mischungswinkel θ_w

aus verschiedenen Asymmetrie-Messgrößen, u.a. A_{FB} ,
ergeben sich die $\sin^2\theta_w$ -Werte:



NB: Die Messgenauigkeit für $\sin^2\theta_w$ ist so hoch, dass Effekte der Strahlungs-

$\sin^2\theta_{eff}^{lept}$

korrektur die Ergebnisse verfälschen würden. Daher Umrechnung auf unbeeinflussten effektiven Winkel $\sin^2\theta_{eff}$