

Grundlegende Experimente der Hochenergiephysik:
Entdeckung der neutralen Ströme
&
Entdeckung der W- und Z-Bosonen

Sabine Blatt
Betreuer: Prof. Dr. J. Mnich

28.01.2003

Inhaltsverzeichnis

I	Theorie	3
1	Die schwache Wechselwirkung [1]	3
1.1	Der β -Zerfall [2]	3
1.2	Fermi's Theorie der Strom-Strom-Wechselwirkung [2]	4
2	Geladene Ströme	6
2.1	Klassifizierung von schwachen Prozessen [1, 2]	6
2.2	Die schwache Wechselwirkung von Leptonen [1, 4]	6
2.2.1	Neutrino-Streuung	6
2.2.2	Leptonfamilien und Universalität der schwachen Wechselwirkung	7
2.3	Die schwache Wechselwirkung von Quarks [1]	7
2.4	Paritätsverletzung und V-A-Theorie [1]	9
3	Neutrale Ströme [4, 5]	11
4	Die elektroschwache Vereinheitlichung	13
4.1	Der schwache Isospin [1]	13
4.2	Der Weinberg-Winkel [1]	13
II	Nachweis der neutralen Ströme [7, 8]	15
III	Nachweis der intermediären Vektorbosonen	18
5	Neue Beschleuniger [6]	18
5.1	Aufbau des Proton-Antiproton-Colliders [6]	18
5.2	Der Antiprotonenstrahl	19
6	Die Detektoren [6, 10, 12]	22
7	Nachweis der W- und Z-Bosonen	24
7.1	Entstehung und Zerfall [5, 1]	24
7.2	Experimentelle Schwierigkeiten [5]	24
7.3	Bestimmung der Massen	27

8	Nachweis des W-Bosons am CERN	28
8.1	UA1 [5, 10, 11]	28
8.2	UA2 [12]	29
9	Nachweis des Z-Bosons am CERN [13, 14]	31

Teil I

Theorie

1 Die schwache Wechselwirkung [1]

Die Entdeckung und erste Beschreibung der schwachen Wechselwirkung basieren auf der Phänomenologie des β -Zerfalls. Im Gegensatz zu den anderen drei fundamentalen Wechselwirkungen sind keine gebundenen Zustände bekannt, die sich nur aufgrund der schwachen Wechselwirkung bilden. Die schwache Wechselwirkung ist aber für den Zerfall von Quarks und Leptonen verantwortlich. In Streuexperimenten ist die schwache Wechselwirkung nur schwer beobachtbar, da Reaktionen von Teilchen, die ausschließlich der schwachen Wechselwirkung unterliegen (Neutrinos), extrem geringe Wirkungsquerschnitte haben. Bei anderen Experimenten werden die Effekte von denen der anderen Wechselwirkungen überdeckt. Daher erlangt man Informationen über die schwache Wechselwirkung hauptsächlich aus Zerfällen.

1.1 Der β -Zerfall [2]

Schon Ende des 19. Jahrhunderts wußte man, dass Kerne beim Zerfall α -, β - oder γ -Strahlung emittieren. Beim β -Zerfall blieb jedoch lange Zeit ungeklärt, woher die Elektronen überhaupt kommen, da sie ja im Kern nicht existieren, und warum sie ein kontinuierliches Spektrum besitzen.

Um 1930 erklärte Pauli das Energiespektrum mit Hilfe von neuen, sehr leichten und ungeladenen Teilchen, die Materie fast ungehindert durchdringen: den Neutrinos. Fermi griff diese Idee auf und postulierte zusätzlich, dass sowohl Neutrino als auch Elektron erst beim Zerfall entstehen, in Analogie zur Entstehung eines Photons beim Übergang zwischen angeregten Atomzuständen (1934).

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1)$$

(Das Auftreten von Neutrinos ist ein sicheres Zeichen für einen schwachen Prozess.)

1.2 Fermi's Theorie der Strom-Strom-Wechselwirkung [2]

Um 1934 stellte Fermi die erste erfolgreiche Theorie zur Beschreibung der schwachen Wechselwirkung auf. Diese Theorie geht von einer punktförmigen 4-Teilchen-Wechselwirkung aus, was auch als Wechselwirkung zwischen zwei Strömen beschrieben werden kann. Dieser Ansatz stellt eine Näherung dar, der die Effekte der schwachen Wechselwirkung bei geringen Energien und in niedrigster Ordnung gut beschreibt.

Zwei elektrische Ströme \vec{j} und \vec{j}' wechselwirken über den Austausch eines Photons miteinander. Der zugehörige Hamiltonoperator lautet:

$$H_{em} = -\frac{e^2}{c^2} \int d^3x d^3x' \vec{j}(\vec{x}) \cdot \vec{j}'(\vec{x}') \cdot \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \quad (2)$$

$$= \int d^3x d^3x' \vec{j}(\vec{x}) \cdot \vec{j}'(\vec{x}') \cdot f_{em}(r) \quad (3)$$

Die Funktion $f_{em}(r)$ beschreibt die Abhängigkeit vom Abstand $r = |\vec{x} - \vec{x}'|$ und beinhaltet die Konstanten.

In Fermis Beschreibung der schwachen Wechselwirkung als Strom-Strom-Theorie kann der Hamiltonoperator der schwachen Wechselwirkung nun wie folgt geschrieben werden:

$$H_w = \frac{g^2}{c^2} \int d^3x d^3x' \vec{J}_w(\vec{x}) \cdot \vec{J}_w'(\vec{x}') \cdot f_w(r) \quad (4)$$

Sehr kurzreichweitige Kräfte werden üblicherweise durch ein Yukawa-Potential beschrieben: $f_w(r) = \exp(-\frac{r}{R_w}) \cdot \frac{1}{r}$. Dabei ist R_w die Reichweite der Kraft, in unserem Fall $R_w \approx 2.5 \cdot 10^{-18} m$. Wenn man dies in den Hamiltonoperator einsetzt und annimmt, dass sich die Ströme auf einer Entfernung von R_w nur wenig ändern, dann kann die x' -Integration ausgeführt werden und es folgt:

$$H_w = -4\pi \frac{g^2 R_w^2}{c^2} \int d^3x \vec{J}_w(\vec{x}) \cdot \vec{J}_w'(\vec{x}) \quad (5)$$

$$= \frac{G_F}{\sqrt{2}c^2} \int d^3x \vec{J}_w(\vec{x}) \cdot \vec{J}_w'(\vec{x}). \quad (6)$$

G_F ist die Fermikonstante. Sie kann experimentell über den Myon-Zerfall bestimmt werden und beträgt: $G_F = (1,1663 \pm 0,0001) \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$. Damit läßt sich nun auch g berechnen, bzw. die dimensionslose Größe $\frac{g^2}{\hbar c}$. Sie beträgt $\frac{g^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{240}$ und liegt damit in der selben Größenordnung wie die Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{e^2}{\hbar \cdot c} \approx \frac{1}{137}$.

Wenn man nun annimmt, dass die schwache Wechselwirkung wie die elektromagnetische über ein Austauschteilchen wirkt, so lässt sich mit Hilfe der Energieunschärfe aus der Reichweite der Kraft die Masse des Austauschteilchens bestimmen. Aus $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ ergibt sich die maximale Lebensdauer eines Teilchens, das nicht beobachtet werden kann, zu $T \leq \frac{\hbar}{\Delta E}$. Die maximale Entfernung, die das Teilchen in dieser Zeit zurücklegen kann, ist die Reichweite der Kraft, also $R_w = c \cdot T \leq \frac{c \cdot \hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{m_w \cdot c}$. Im Falle der schwachen Wechselwirkung ergibt sich daraus die Masse der W-Bosonen zu $m_w \approx 80 \text{ GeV}/c^2$.

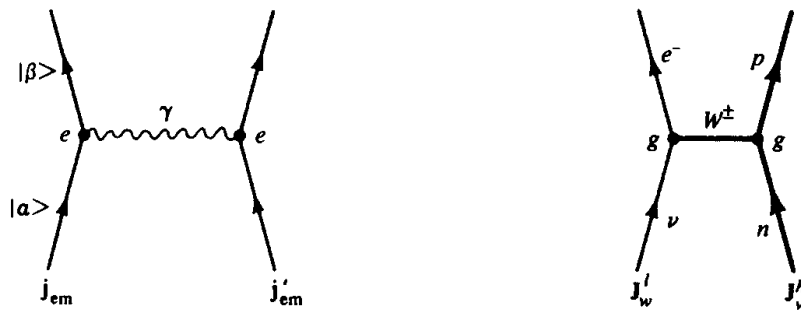


Abbildung 1: Vergleich der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, aus [2]

2 Geladene Ströme

Lange Zeit waren nur Prozesse bekannt, bei denen die Ströme am Vertex ihre Ladung verändern, die also auf dem Austausch von W^\pm -Bosonen beruhen.

2.1 Klassifizierung von schwachen Prozessen [1, 2]

Die schwachen Prozesse kann man in drei Klassen einteilen, indem man den schwachen Strom in den leptonischen und hadronischen Anteil aufspaltet $\vec{J}_w = \vec{J}_w^l + \vec{J}_w^h$. Das Skalarprodukt im Hamiltonoperator (s.o.) enthält dann rein hadronische, rein leptonische und gemischte Terme, gemäß denen man die Klassifizierung durchführen kann:

1. Leptonische Prozesse: $l + \bar{\nu}_l \rightarrow l' + \bar{\nu}_{l'}$. Ein Beispiel hierfür ist der Myon-Zerfall: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
2. Semileptonische Prozesse: $q_1 + \bar{q}_2 \rightarrow l + \bar{\nu}_l$. q_1 und q_2 stehen für zwei Quarks. Ein Beispiel ist der β -Zerfall, der im Quarkbild folgende Form hat: $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$.
3. Hadronische Prozesse: $q_1 + \bar{q}_2 \rightarrow q_3 + \bar{q}_4$. Ein Beispiel ist der Kaon-Zerfall: $K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^+$

2.2 Die schwache Wechselwirkung von Leptonen [1, 4]

2.2.1 Neutrino-Streuung

Ein Beispiel für die schwache Wechselwirkung von Leptonen ist die quasi-elastische Neutrino-Streuung:

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^- \quad (7)$$

Das W-Boson koppelt mit der Stärke g an den $(\nu_\mu\mu)$ - bzw. $(\nu_e e)$ -Strom. Als Wirkungsquerschnitt für diese Streuung erhält man in der Näherung einer 4-Teilchen-Wechselwirkung (also $s \ll M_w^2$):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_e \mu^-) = \frac{G_F^2 \cdot s}{\pi \cdot (\hbar \cdot c)^4}, \quad (8)$$

wobei \sqrt{s} gleich der Schwerpunktsenergie ist. Dieser lineare Anstieg mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie ist charakteristisch für die Strom-Strom-Kopplung, physikalisch jedoch nicht korrekt (für hohe Energien). Wenn man die Näherung nicht mehr durchführt (also im Fall $s \gg M_w^2$), ergibt sich ein vernünftiges Hochenergieverhalten: $\sigma \sim \frac{1}{s}$. Dieses Verhalten ist aus der Quanten-Elektrodynamik bekannt (masseloses Photon).

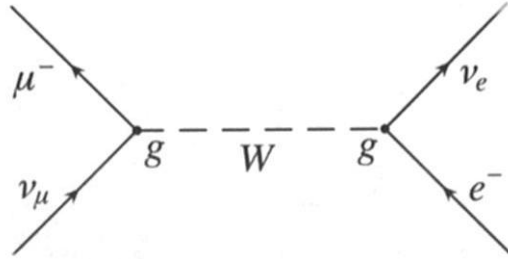


Abbildung 2: Neutrino-Streuung, aus [4]

2.2.2 Leptonfamilien und Universalität der schwachen Wechselwirkung

Die Leptonen lassen sich aufgrund von Erhaltungssätzen in drei Familien einteilen:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

Innerhalb einer Familie ist der Übergang von Lepton zu Leptonneutrino durch den Austausch eines W-Bosons möglich. Die W-Bosonen koppeln an alle drei Familien mit gleicher Stärke; dies nennt man die Universalität der schwachen Wechselwirkung.

2.3 Die schwache Wechselwirkung von Quarks [1]

Wenn man die Kopplung der W-Bosonen an die drei Quarkfamilien

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

mit Hilfe von semileptonischen Prozessen untersucht, so scheint die Universalität hier nicht zu gelten. Außerdem beobachtet man neben den Übergängen innerhalb einer Familie auch in geringem Maße Übergänge von einer Familie in eine andere. Dies läßt sich mit Hilfe von Mischungszuständen erklären. Historisch wurde diese Mischung zunächst bei den ersten beiden Familien eingeführt (b und t wurden ja auch erst nach den anderen Quarks entdeckt):

$$|d'\rangle = \cos \Theta_c |d\rangle + \sin \Theta_c |s\rangle \quad (9)$$

$$|s'\rangle = -\sin \Theta_c |d\rangle + \cos \Theta_c |s\rangle \quad (10)$$

oder in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_c & \sin \Theta_c \\ -\sin \Theta_c & \cos \Theta_c \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix} \quad (11)$$

Der Winkel Θ_c wird Cabibbo-Winkel genannt. Er kann experimentell bestimmt werden, indem man Lebensdauer und Verzweungsverhältnisse von semileptonischen und hadronischen Zerfällen vergleicht. Je nach Art des Übergangs am Vertex muss die Kopplungskonstante g mit $\cos \Theta_c$ ((ud)-Vertex) bzw. $\sin \Theta_c$ ((us)-Vertex) multipliziert werden. Durch den Vergleich von π^+ - und K^+ -Zerfall erhält man dann $\tan^2 \Theta_c$ (siehe Abb. 3).

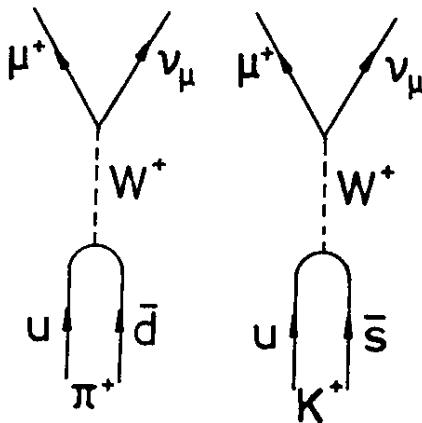


Abbildung 3: π^+ - und K^+ -Zerfall, aus [3]

Man erhält:

$$\sin \Theta_c \approx 0,22 \text{ und } \cos \Theta_c \approx 0,98.$$

Die Übergänge $c \leftrightarrow d$ und $s \leftrightarrow u$ sind damit im Vergleich zu $c \leftrightarrow s$ und $d \leftrightarrow u$ im Verhältnis 1:20 unterdrückt.

Nimmt man die dritte Quark-Familie hinzu, so muss man die 2×2 Matrix durch eine 3×3 -Matrix ersetzen, die sog. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix):

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix} \quad (12)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit vom einem Quark q_i in ein anderes Quark q_j ist proportional zum Betrag des Matrixelementes V_{ij} . Die Matrixelemente sind inzwischen gut bekannt (Angabe des 90%-Vertrauensbereiches):

$$(|V_{ij}|) = \begin{pmatrix} 0,9745\dots 0,9760 & 0,217\dots 0,224 & 0,0018\dots 0,0045 \\ 0,217\dots 0,224 & 0,9737\dots 0,9753 & 0,036\dots 0,042 \\ 0,004\dots 0,013 & 0,035\dots 0,042 & 0,9991\dots 0,9994 \end{pmatrix}$$

Durch die Einführung der CKM-Mischung wird die Universalität der schwachen Wechselwirkung gewahrt.

2.4 Paritätsverletzung und V-A-Theorie [1]

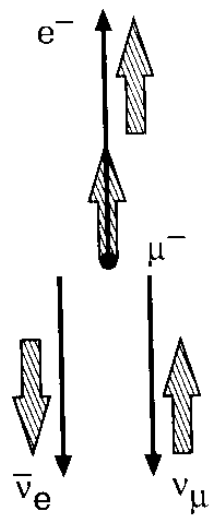
Bekanntermaßen sind die Vektorbosonen Spin-1-Teilchen. Der Operator einer durch Spin-1-Teilchen vermittelten Wechselwirkung kann Vektor- oder Axialvektorcharakter haben. Für eine paritätserhaltende Wechselwirkung, die gleichermaßen an links- wie rechtshändige Teilchen koppelt, muss der Operator rein axial oder rein vektoriell sein. Bei einer paritätsverletzenden Wechselwirkung hat der Operator Vektor- und Axialvektoranteile, deren jeweilige Stärke durch c_V und c_A beschrieben werden. Maximale Paritätsverletzung tritt auf, wenn $|c_V| = |c_A|$ ist. Falls $c_V = c_A$ so wirkt die Kopplung ausschließlich auf rechtshändige Fermionen und linkshändige Antifermionen, man spricht von einer V+A-Kopplung. Im Falle $c_V = -c_A$ wirkt die Kopplung nur auf linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen und man spricht von einer V-A-Kopplung.

Experimentell kann man die Kopplungsstärke von W-Bosonen an Leptonen anhand der Winkelverteilung von Elektronen, die beim Zerfall polarisierten Myonen entstehen, untersuchen.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (13)$$

Man stellt fest, dass die Parität maximal verletzt wird und dass $c_V = -c_A = 1$.

unterdrückt



bevorzugt

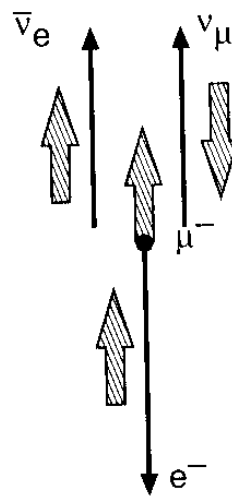


Abbildung 4: Paritätsverletzung beim μ -Zerfall, aus [1]

3 Neutrale Ströme [4, 5]

Schon 1967 postulierten Weinberg, Salam und Glashow im Rahmen der Theorie der großen Vereinheitlichung die Existenz eines dritten, neutralen Austauschteilchens der schwachen Wechselwirkung: das Z^0 . Unter Berücksichtigung dieses Teilchens ergibt sich ein vernünftiges Hochenergieverhalten. Außerdem muss nun auch die elastische Neutrino-Streuung möglich sein, wenn auch mit sehr geringem Wirkungsquerschnitt:

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-. \quad (14)$$

Eine große Hürde für die Akzeptanz dieses neuen Teilchens und der damit verbundenen Theorie war, dass der Zerfall

$$K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (15)$$

über Z^0 -Austausch theoretisch möglich wäre, tatsächlich jedoch verboten, oder zumindest stark unterdrückt ist. 1970 zeigten jedoch Glashow, Iliopoulos und Maiani (GIM-Theorie), dass das Fehlen des K^0 -Zerfalls mit der CKM-Mischung und der Existenz des c-Quarks erklärt werden kann.

Der Zerfall kann auf zwei Arten passieren (siehe Abb.5 und zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit muss man beide Anteile berücksichtigen. Wegen der speziellen Form der CKM-Mischung (g wird multipliziert mit $+\cos\Theta_c$ bzw. $\pm\sin\Theta_c$) heben sich die zwei Anteile gerade auf. Nur da die Massen von u- und c-Quark leicht unterschiedlich sind, bleibt eine von Null verschiedene, sehr geringe Zerfallswahrscheinlichkeit.

Der direkte Zerfall des K^0 über Z^0 -Austausch ist ebenfalls verboten, da auch das Z^0 an die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung d' und s' koppelt. Bei der Zerlegung des K^0 in die Masseneigenzustände d und s erhält man wieder zwei Beiträge, die sich wie beim W-Zerfall aufheben.

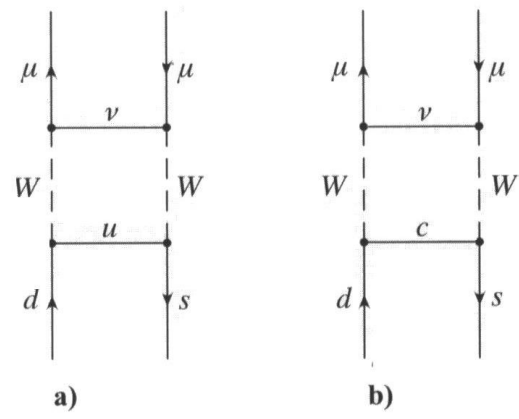


Abbildung 5: K^0 -Zerfall, aus [4]

4 Die elektroschwache Vereinheitlichung

Die phänomenologische Strom-Strom-Wechselwirkung liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment, allerdings nur in niedrigster Ordnung der Störungstheorie. Berechnungen höherer Ordnung „führen zu physikalisch sinnlosen Unendlichkeitsstellen“ ([2], S436), während aus Experimenten extrem kleine Effekte höherer Ordnung bekannt sind. Diese Theorie ist also ungenügend.

In der Theorie von Glashow, Salam und Weinberg werden elektromagnetische und schwache Kraft vereinigt. Sie wurde vor der Entdeckung der W- und Z-Bosonen formuliert. 1979 erhielten Weinberg, Salam und Glashow den Nobelpreis für ihre Theorie.

4.1 Der schwache Isospin [1]

Analog zum Isospinformatismus der starken Wechselwirkung wird eine neue Quantenzahl eingeführt, der schwache Isospin T . Dabei bildet jede Familie von linkshändigen Leptonen und Quarks ein Duplett. Umwandlung innerhalb des Dupletts ist durch Austausch von W-Bosonen möglich. Die linkshändigen Fermionen erhalten den schwachen Isospin $T = 1/2$ und die dritte Komponente $T_3 = \pm 1/2$, für rechtshändige Antifermionen kehrt sich das Vorzeichen von T_3 und der Ladung q_f (in Einheiten von e) um. Innerhalb eines Dupletts ist die Differenz $q_f - T_3$ konstant. Die rechtshändigen Fermionen, die nicht an die W-Bosonen koppeln, bilden Singulett-Zustände mit $T = T_3 = 0$.

	T	T_3	q_f
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_R μ_R τ_R	0	0	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_R c_R t_R	0	0	+2/3
d_R s_R b_R	0	0	-1/3

4.2 Der Weinberg-Winkel [1]

Wenn man diesen Formalismus konsequent weiterführt und zudem fordert, dass T_3 bei Reaktionen mit geladenen Strömen erhalten sein soll, dann erfordert dies $T_3(W^-) = -1$ und $T_3(W^+) = +1$. Aus der quantenmechanischen Behandlung der Drehimpulse weiß man, dass dann auch ein Zustand

mit $T_3 = 0$ existieren sollte, der mit gleicher Stärke wie die Bosonen W^+ und W^- an die Fermionen koppelt: das W^0 . Gemeinsam bilden diese drei Zustände ein Triplet des schwachen Isospin.

Wie man aus verschiedenen Zerfallsreaktionen des Z^0 erkennen kann, ist seine Kopplung auch von der elektrischen Ladung der Fermionen abhängig. Daher kann das Z^0 nicht zum W^0 identisch sein. Zur Lösung dieses Problems wird ein weiterer Zustand B^0 mit $T = T_3 = 0$ postuliert, dessen Kopplungsstärke unabhängig von der des Triplets (W^-, W^0, W^+) ist. Die zugehörige schwache Ladung nennt man g' . W^0 und B^0 koppeln an die Fermionen, ohne ihren schwachen Isospin zu ändern.

Experimentell sind zwei neutrale Vektorbosonen bekannt: γ und Z^0 (das letztere wurde in der ursprünglichen Theorie nur postuliert, entdeckt wurde es erst später). Durch die Einführung eines schwachen Mischungswinkels Θ_W , dem Weinberg-Winkel, kann man γ und Z^0 als Linearkombinationen von W^0 und B^0 schreiben:

$$|\gamma\rangle = \cos \Theta_W |B^0\rangle + \sin \Theta_W |W^0\rangle \quad (16)$$

$$|Z^0\rangle = -\sin \Theta_W |B^0\rangle + \cos \Theta_W |W^0\rangle \quad (17)$$

Aus der Forderung, dass das Photon an die elektrische Ladung der Fermionen unabhängig von ihrer Händigkeit koppelt, jedoch nicht an die Neutrinos, erhält man folgende Zusammenhänge:

$$\tan \Theta_W = \frac{g'}{g}, \quad \sin \Theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{und} \quad e = g \cdot \sin \Theta_W \quad (18)$$

Mit Hilfe des Weinberg-Winkels können nun die Massen der W- und Z-Bosonen vorhergesagt werden. Aus der Beziehung zwischen G_F und g und unter Verwendung von $e = g \cdot \sin \Theta_W$ folgt

$$m_W^2 c^4 = \frac{4\pi\alpha}{8 \sin^2 \Theta_W} \cdot \frac{\sqrt{2}(\hbar c)^3}{G_F} = \left(\frac{38,5}{\sin \Theta_W} \text{GeV} \right)^2. \quad (19)$$

Außerdem gilt

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \Theta_W. \quad (20)$$

Teil II

Nachweis der neutralen Ströme [7, 8]

Ein erster Test für die Theorie von Glashow, Weinberg und Salam war die Beobachtung der neutralen Ströme.

1973 gab es erstmals ausreichend intensive und energiereiche Neutrinostrahlen, um umfassende Beschleunigerexperimente zu ermöglichen. In der Blasenkammer Gargamelle am CERN wurde nach Reaktionen des folgenden Typs gesucht:

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \quad (21)$$

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^- \quad (22)$$

Wegen der Leptonzahlerhaltung können diese Reaktionen nur über neutrale Ströme laufen, während z.B. die Reaktion $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ sowohl über W- als auch über Z-Austausch stattfinden kann.

Die Reaktionen (21) und (22) unterliegen folgender Kinematik: Ein (Anti-)Neutrino, das im Protonensynchrotron (PS, siehe Abb. 7) erzeugt wurde, läuft mit ca. 1-2 GeV mit einer festen Richtung in die Blasenkammer ein, ohne eine Spur zu hinterlassen. Trifft es auf ein ruhendes Elektron und überträgt diesem einen Teil seiner Energie (im Mittel ca. 1/3, weshalb eine Energieschwelle von 300 MeV in der Analyse gesetzt wird) so erscheint in der Blasenkammer scheinbar aus dem Nichts die Spur eines Elektrons, das in einem für diese Reaktion charakteristischen Winkel von $\Theta_e < 5^\circ$ zur bekannten Richtung des (Anti-)Neutrinos läuft. (Dieser Winkel ergibt sich aus relativistischen Betrachtungen.) Das Elektron kann anhand der Krümmungsrichtung, der Spiralisation und der Bremsstrahlung identifiziert werden.

Die Myonneutrinos entstehen außerhalb der Blasenkammer in folgenden Reaktionen:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (23)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (24)$$

Die Myonen werden aus dem Strahl herausgefiltert, um einen reinen (Anti-)Neutrinostrahl zu erhalten (siehe auch „Vortrag über die Eigenschaften von Neutrinos und Experimenten mit Neutrinos“ von D. Oellers).

Es ist günstiger, Antineutrinos zu verwenden und die Reaktion $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ zu untersuchen. Im Fall des Prozesses $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ gäbe es noch

einen Untergrund durch den geladenen Strom $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$, falls das μ^- als e^- misidentifiziert wird, z.B. wenn es sofort zerfällt: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

Als Untergrund-Prozess muss hauptsächlich folgende Reaktion berücksichtigt werden:

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p. \quad (25)$$

Dieser Untergrund wurde empirisch abgeschätzt anhand der Reaktion

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p, \quad (26)$$

mit $\Theta_\mu < 5^\circ$ und ohne Beobachtung des Protons. Es ergab sich das Verhältnis

$$\frac{\mu^-(\Theta_\mu < 5^\circ) + 0p}{\mu^- + m(m \geq 0)p} = 1,3 \pm 7\%. \quad (27)$$

Es wurden 375000 Neutrino- und 360000 Antineutrino-Aufnahmen untersucht und ein Ereignis

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^- \quad (28)$$

mit $\Theta_e < 5^\circ$ und $E_e > 300\text{MeV}$ gefunden (siehe Abb. 6).

Der Effekt des oben beschriebenen Untergrund-Prozesses wurde zu $0,03 \pm 0,02$ Ereignissen berechnet. Eine erste Abschätzung des Weinberg-Winkels ergab $0,1 < \sin^2 \Theta_W < 0,6$ [7].

Nach dieser ersten Veröffentlichung im Juli 1973 wurden am CERN weiterhin neutrale Ströme untersucht. Man stellte fest, dass die von neutralen Strömen verursachten Effekte von derselben Größenordnung wie die von geladenen Strömen erzeugten waren. Aus den beobachteten Reaktionen ließ sich der Weinberg-Winkel bestimmen:

$$\sin^2 \Theta_W = 0,35 \pm 0,08 \quad [8]. \quad (29)$$

Aus Präzisionsmessungen am LEP und SLAC ergibt sich heute folgender Wert:

$$\sin^2 \Theta_W = 0,23124 \pm 0,00024 \quad [1]. \quad (30)$$

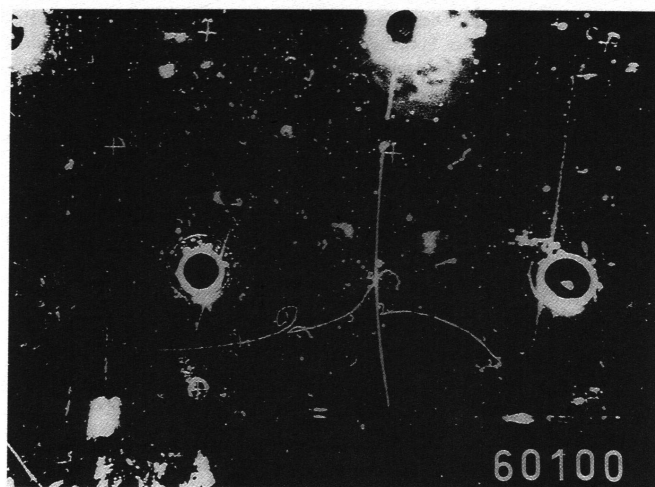


Abbildung 6: Myonloses Neutrinoereignis; in der Vergrößerung sieht man von links kommend das Elektron, das an Spiralisierung und harter Bremsstrahlung zu erkennen ist; aus [4]

Teil III

Nachweis der intermediären Vektorbosonen

Der wichtigste und direkteste Test der elektroschwachen Theorie war der Nachweis der W- und Z-Bosonen. Mit dem Weinberg-Winkel ergibt sich für ihre Massen die Voraussage: $m_W \approx 80\text{GeV}$ und $m_Z \approx 90\text{GeV}$.

5 Neue Beschleuniger [6]

Aufgrund der hohen Masse reichten zunächst die in Beschleunigern erzeugten Teilchenenergien nicht aus, um die Vektorbosonen zu erzeugen. Man nutzte damals Maschinen, in denen ein Protonenstrahl auf ein festes Target gelenkt wurde, so dass ein großer Teil der Energie verschwendet wurde, um die ruhenden Stoßpartner in Bewegung zu versetzen.

Außerdem gab es auch Speicherringe für Elektronen und Positronen. Diese sind jedoch für den Nachweis ungeeignet, da Elektronen und Positronen wegen ihrer geringen Masse sehr hohe Verluste durch Synchrotronstrahlung haben und nur ein sehr großer Speicherring die erforderlichen Energien generieren könnte.

Man beschloss daher, einen Proton-Antiproton-Beschleuniger zu konstruieren. Cline, Rubbia, van der Meer und McIntyre hatten 1976 eine Idee, die dieses Vorhaben entscheidend vereinfachte. Sie schlugen vor, einen bereits vorhandenen Beschleuniger mit ruhenden Targets so umzurüsten, dass in einem Ring gegensinnig ein Protonen- und ein Antiprotonenstrahl umlaufen könnte. Diesem Vorschlag entsprechend wurde u.a. das Super-Protonen-Synchrotron (SPS) am CERN umgebaut und konnte 1981 als der erste Proton-Antiproton-Collider in Betrieb gehen.

5.1 Aufbau des Proton-Antiproton-Colliders [6]

Der schematische Aufbau des Proton-Antiproton-Colliders ist in Abb.7 zu sehen. Im Protonen-Synchrotron (PS) werden zunächst Protonen auf 26 GeV beschleunigt. Ein Teil der Protonen wird abgezweigt, trifft auf ein Kupfertarget und erzeugt dort Antiprotonen. Diese werden in einem speziellen Speicherring (AA) gesammelt und gebündelt (siehe nächsten Abschnitt) und dann ebenfalls im PS auf 26 GeV beschleunigt. Nun werden beide Teilchenstrahlen so in den SPS geleitet, dass sie dort gegensinnig umlaufen, und

werden auf 270 GeV weiterbeschleunigt. In zwei Wechselwirkungsbereichen kommt es zu Kollisionen, die mit Hilfe der Detektoren UA1 und UA2 untersucht werden.

5.2 Der Antiprotonenstrahl

Bei den Stößen zwischen Protonen und Kupferatomen entstehen im Mittel nur ein Antiproton in einer Million Kollisionen, und diese besitzen nur einen Bruchteil der Energie des Protonenstrahl (ca. 3,5 GeV). Damit die Zahl der $p\bar{p}$ -Kollisionen das experimentell nötige Mindestmaß erreicht, braucht man mindestens 100 Milliarden Protonen und Antiprotonen. Daher werden die Antiprotonen nach ihrer Erzeugung im Antiprotonen-Speicherring gesammelt (alle 2,4 s trifft ein Teilchenstrahl ein), bis nach etwa 24 Stunden genug Antiprotonen vorhanden sind.

Hier tritt allerdings ein weiteres Problem auf. Die im Stoß erzeugten Antiprotonen haben keine einheitliche Geschwindigkeit und Richtung. Im gemeinsamen Schwerpunktsystem kann man ihre Bewegungen mit denen der Teilchen eines Gases bei einer von Null verschiedenen Temperatur vergleichen. Durch die ungeordnete Bewegung geht Energie über Stöße mit der Wand verloren und der Strahl wird immer diffuser. Daher muss der Strahl „gekühlt“ werden, d.h. die zufällige Bewegung muss reduziert werden.

Eine Methode dafür ist die von van der Meer eingeführte stochastische Kühlung. Der Antiprotonen-Speicherring wird mit Abtastern versehen, die die mittlere Abweichung des Teilchenschwerpunkts von der idealen Bahn messen. Die Ergebnisse der Messungen werden an einen Impulsgeber auf der gegenüberliegenden Seite weitergeleitet, der die Teilchenbahn mit Hilfe eines elektrischen Feldes korrigiert. Da das Korrektursignal gradlinig im Innern des Ringes läuft, erreicht es den Impulsgeber vor dem Teilchenstrahl. So nehmen die zufälligen Bewegungen der Teilchen nach und nach ab, das Gas aus Antiteilchen wird also abgekühlt.

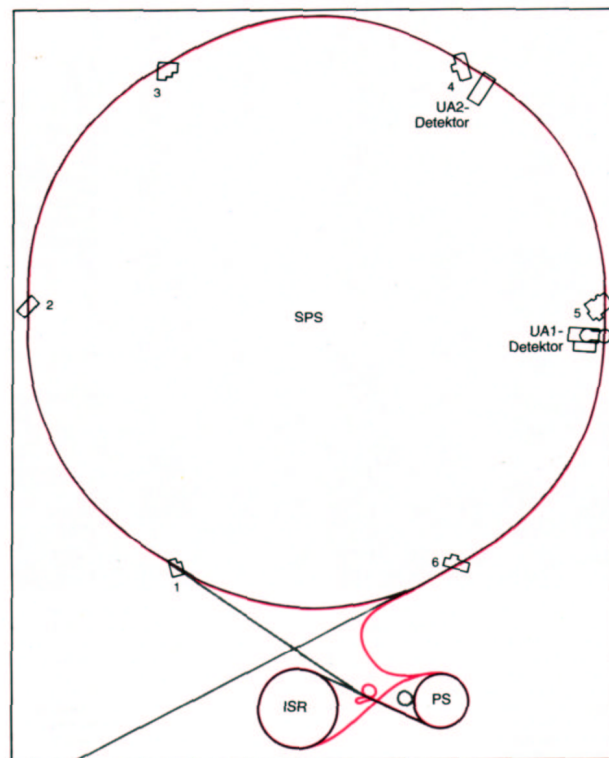
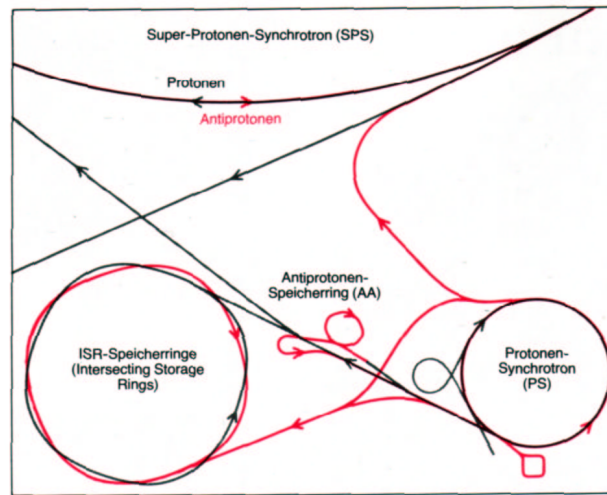


Abbildung 7: Der Protonen-Antiprotonen-Kollider am CERN, aus [6]

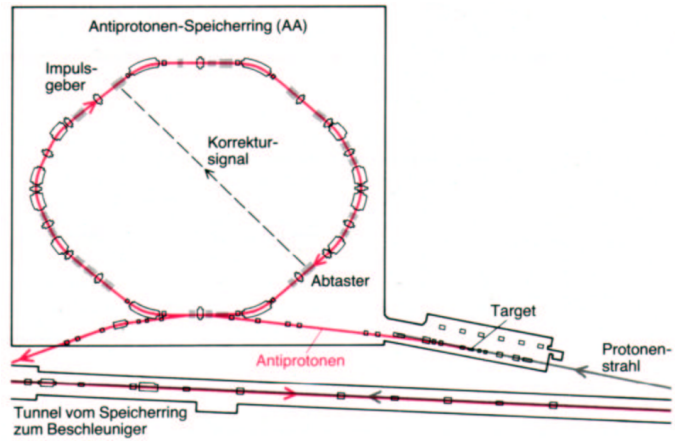


Abbildung 8: Der Antiprotonen-Speicherring am CERN, aus [6]

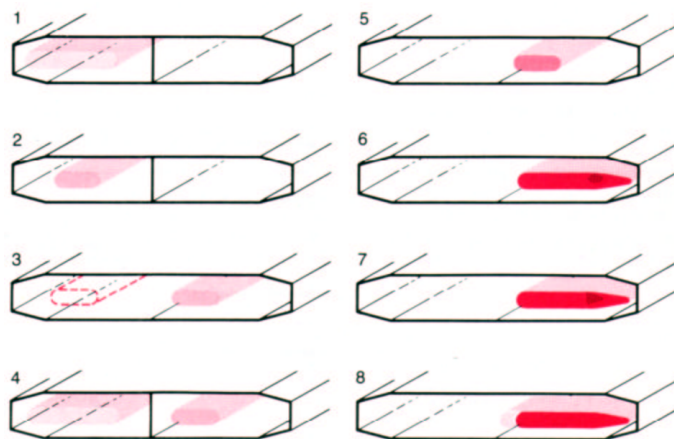


Abbildung 9: Das Prinzip der stochastischen Kühlung, aus [6]

6 Die Detektoren [6, 10, 12]

Im SPS-Ring gibt es zwei Wechselwirkungszone, in denen die Vektorbosonen durch Stöße zwischen Protonen und Antiprotonen nachgewiesen werden sollen. Dazu ist jede Kollisionszone von einem Detektor umgeben: UA1 und UA2 (UA steht für underground area).

Das Grundprinzip des Detektors UA1: Der Detektor ist zylindrisch aufgebaut, wobei die Strahlachse auch die Zylinderachse ist. Von innen nach außen sind schichtweise die verschiedenen Bestandteile angeordnet. Direkt um den Strahl befindet sich eine Driftkammer, die ein Bild der Kollision aufnimmt und in der anhand der Krümmung der Teilchenbahnen die Impulse gemessen werden. In der Driftkammer werden nur geladenen Teilchen detektiert. An die Driftkammer schließt sich ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL) an, das hauptsächlich dem Nachweis von Elektronen und Photonen dient. Es besteht aus Szintillatoren und Bleiplatten, die in einer „Sandwichpackung“ angeordnet sind. Um den ECAL liegt die Magnetspule, die ein zur Strahlachse paralleles Feld erzeugt ($B \approx 0,7T$). Danach kommt das Hadronenkalorimeter (HCAL), das aus Szintillatoren und Eisenplatten besteht und deutlich dicker als das ECAL ist. Kernwechselwirkung. Ganz außen liegt der Myonendetektor (Projekt der RWTH). Da die Myonen wegen ihrer hohen Masse im Detektor eine deutlich größere Reichweite als alle anderen geladenen Teilchen haben, erreichen sie als einzige den Myon-Detektor und können einfach identifiziert werden.

Während der UA1-Detektor ein Vielzweck-Detektor ist, wurde der UA2-Detektor speziell für die Suche nach den W- und Z-Bosonen konzipiert. Er arbeitet ohne B-Feld und es gibt auch keinen Myon-Detektor.

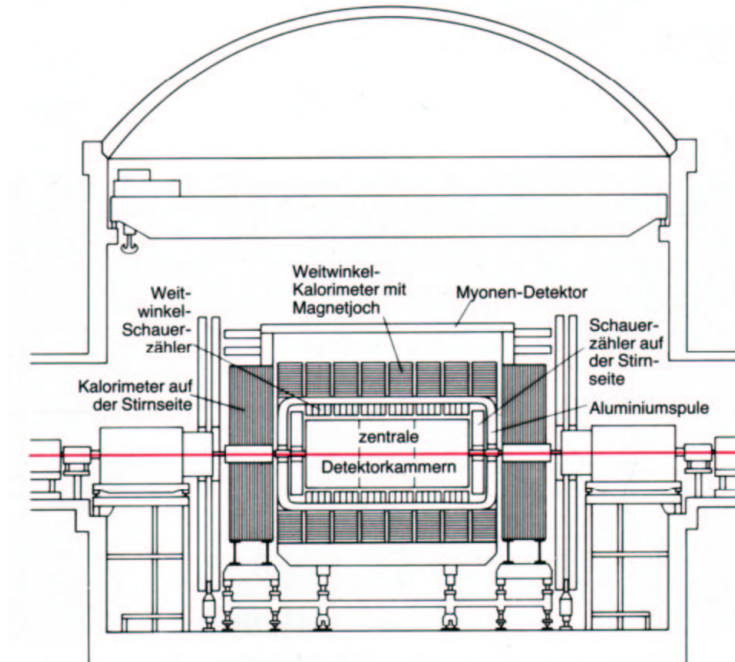


Abbildung 10: Seitenansicht des UA1-Detektors, aus [6]

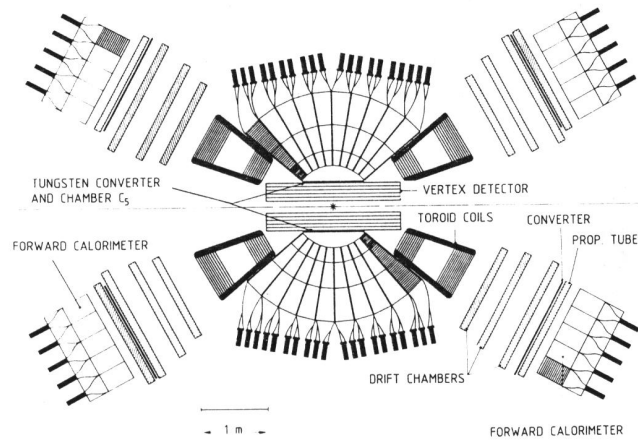


Abbildung 11: Schematischer Aufbau des UA2-Detektors, aus [12]

7 Nachweis der W- und Z-Bosonen

7.1 Entstehung und Zerfall [5, 1]

Die W- und Z-Bosonen entstehen im Proton-Antiproton-Kollider durch folgende Reaktionen:

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X \quad (31)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + X \quad (32)$$

Aufgrund der kurzen Lebensdauer ($< 10^{-24} \text{s}$) kann man jedoch nur über die Zerfallsprodukte auf die Existenz schließen.

Die W^\pm -Bosonen können in Leptonen oder Hadronen zerfallen, z.B. :

$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \quad W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad W^- \rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau$$

oder

$$W^- \rightarrow d\bar{u}, \quad W^- \rightarrow s\bar{c}.$$

(Bei den hadronischen Zerfällen handelt es sich genauer um Zerfälle in die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung d' und s' . Für das W^+ existieren die ladungskonjugierten Zerfälle. Aufgrund der hohen Masse des Top-Quarks ($m=175 \text{ GeV}$) ist der Zerfall in $b\bar{t}$ bzw. $\bar{b}t$ nicht möglich.) Da die hadronischen Zerfälle Jets erzeugen, die von denen der spectator-quarks nicht unterschieden werden können, sind lediglich die leptonischen Zerfälle von experimentellem Interesse. Hadronische Zerfälle sind jedoch wesentlich häufiger.

Mögliche Zerfälle des Z-Bosons sind:

$$Z \rightarrow e^+ + e^-, \quad Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad Z \rightarrow \tau^+ + \tau^-$$

oder

$$Z \rightarrow \nu + \bar{\nu}, \quad Z \rightarrow q + \bar{q}.$$

(Der Zerfall in $t\bar{t}$ ist ebenfalls nicht möglich, s.o.) Auch hier sind die Zerfälle in Neutrinos oder Hadronen häufiger als die in Leptonen, und nur die leptonischen Zerfälle sind von Interesse.

7.2 Experimentelle Schwierigkeiten [5]

Da bei hohen Energien die Quarks und Antiquarks eine breite Impulsverteilung innerhalb des Protons bzw. Antiprotons besitzen (siehe auch Vortrag „Nachweis der Quarks“ von G. Kaußen), kann man das Schwerpunktsystem der Teilchen nicht bestimmen. Daher ist der Gesamtimpuls unbekannt.

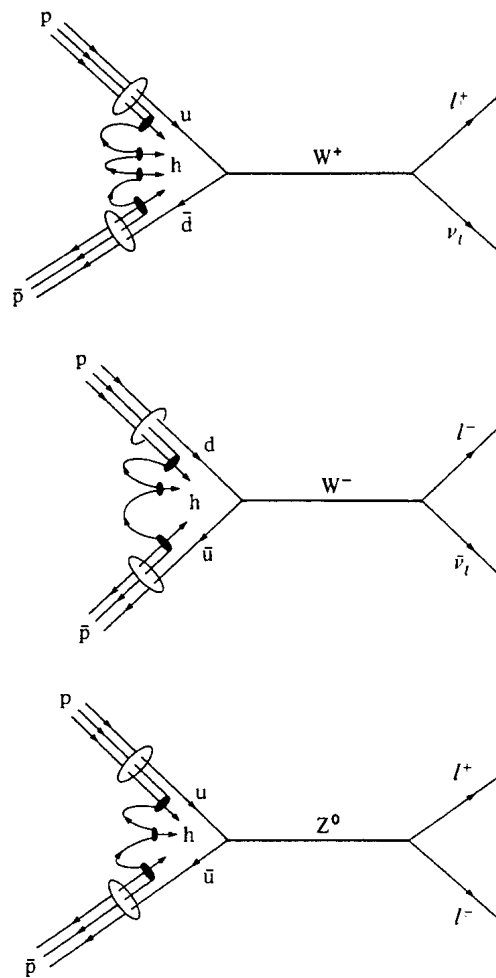


Abbildung 12: Die Erzeugung von W^{\pm} - und Z^0 -Bosonen in $p\bar{p}$ -Stößen, aus [5]

Transversal zur Strahlrichtung ist der Impuls der Quarks jedoch nicht verschmiert, die Summe der transversalen Impuls Komponenten verschwindet.

Dies ist speziell beim Nachweis der W -Bosonen sehr wichtig, da der Impuls der Neutrinos nicht direkt gemessen werden kann. Wenn man jedoch die Transversalimpulse aller detektierten Teilchen summiert, so folgt aus der

Forderung $\sum p_T = 0$, dass der Transversalimpuls des Neutrinos gerade gleich dem fehlenden Transversalimpuls ist: $p_T^\nu = p_T^{miss}$.

Ein großes Problem beim Nachweis der Vektorbosonen am Proton-Antiproton-Kollidern ist die Tatsache, dass genau genommen die Quarks und Antiquarks miteinander wechselwirken und die verbleibenden vier Quarks und Antiquarks wieder farbneutrale Zustände bilden müssen. Dabei entstehen viele Hadronen (siehe Abb. 12), die auch in Leptonen zerfallen können. Es ist also sehr schwierig, die Produkte des W- oder Z-Zerfalls von denen anderer Zerfälle zu unterscheiden.

Dieses Problem kann gelöst werden, indem man berücksichtigt, dass die Elektronen und Neutrinos aus dem W- und Z-Zerfall wegen der hohen Masse der Bosonen einen hohen Transversalimpuls haben sollten, die Produkte aus anderen Zerfällen jedoch nicht (da diese meist unter einem kleinen Winkel gestreut werden). Aus Simulationen hat man folgende Verteilungen gewonnen:

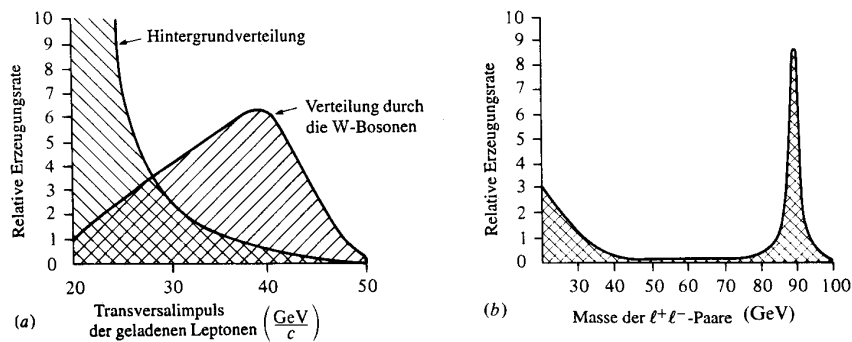


Abbildung 13: Erwartete Signaturen der W- und Z-Bosonen, aus [5]

Wie man an der linken Verteilung erkennen kann, gibt es einen großen Untergrund bei kleinen Transversalimpulsen. Dies sind Leptonen, die Zerfallsprodukte aus neben den Vektorbosonen in der Reaktion entstehenden Hadronen sind (s.o. und Abb.12). Aufgrund der kleineren Masse der Hadronen haben diese Leptonen im Mittel kleine Transversalimpule. Die durch W-Zerfall entstandenen Leptonen lassen sich deutlich vom Untergrund trennen.

Eine ähnliche Verteilung gibt es auch für den Zerfall des Z-Bosons. Noch deutlicher kann man in diesem Fall die Produkte des Z^0 -Zerfalls von denen anderer Zerfälle unterscheiden, indem man die Masse der Lepton-Antilepton-

Paare betrachtet. Hier gibt es nur wenige zufällige Lepton-Antilepton-Ereignisse, von denen sich die des Z^0 -Zerfalls klar abheben.

7.3 Bestimmung der Massen

Die Masse des Z^0 kann über die invariante Masse von Elektron und Positron bestimmt werden:

$$m_Z^2 = (E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2 \quad (33)$$

$$= 2p_{e^+}p_{e^-}(1 - \cos \Theta) \quad (34)$$

Die Gleichheit von (33) und (34) gilt nur im Fall vernachlässigbarer Ruhemassen, also $m_e \ll E_e$. Θ bezeichnet den Winkel zwischen den Impulsen von Elektron und Positron. Aus der Breite der Verteilung kann man die Lebensdauer des Z-Bosons ableiten.

Wie oben erwähnt, kann man im Falle des W-Bosons nur die transversalen Impulse von Elektron und Neutrino bestimmen. Daraus kann man mit der obigen Formel die transversale Masse m_T als Maß für die Masse m_W des W-Bosons berechnen: $m_T \leq m_W$.

8 Nachweis des W-Bosons am CERN

Ende 1982 reichte die Luminosität des Proton-Antiproton-Kolliders aus, um mehrere Bosonen pro Tag zu produzieren. Im Februar 1983 gab die UA1-Gruppe die Entdeckung des W-Bosons bekannt, kurz danach (März 1983) tat die UA2-Gruppe es ihr gleich. Beide Gruppen hatten etwa 1 Million Stöße untersucht und mit unterschiedlichen Analysemethoden die W-Zerfallsereignisse identifiziert. Der Nachweis beruhte in beiden Fällen auf Reaktionen des Typs: $W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e$.

8.1 UA1 [5, 10, 11]

Am UA1-Detektor werden Elektronen durch ihre charakteristische Spur in der Driftkammer identifiziert und dadurch, dass sie nicht in den HCAL eindringen (da die gesamte Energie im ECAL deponiert wurde). Neutrino-Ereignisse können anhand der fehlenden Energie nachgewiesen werden. Bei Reaktionen ohne Neutrinos gilt $\Delta\vec{E} = 0$, wobei $\Delta\vec{E}$ die vektorielle Summe aller im Detektor deponierten Energien ist. Durch die Myon-Kammern wird verhindert, dass hochenergetische Myonen den Detektor undetektiert verlassen und somit die Energiebilanz verfälschen.

Durch verschiedene Bedingungen wurden zunächst ca 2000 Ereignisse ausgewählt. Diese wurden dann auf zwei Klassen von Ereignissen untersucht:

1. Ereignisse mit einem isolierten Elektron mit hohem Transversalimpuls. Diese wurden u.a. durch folgende Bedingungen identifiziert:
 - Die Spur des Elektrons muss aus dem Zentralen Detektor kommen (1106 Ereignisse).
 - Alle anderen Spuren müssen einen geringen Transversalimpuls haben, $\sum p_T \leq 2\text{GeV}$ (176 Ereignisse).
 - Nicht mehr als 600 MeV Energie dürfen im HCAL deponiert werden (72 Ereignisse).
 - Es darf keine Jet-Bildung vorliegen (5 Ereignisse).

Die verbleibenden fünf Ereignisse haben fehlende transversale Energien in der Größenordnung der transversalen Energie des Elektrons.

2. Ereignisse mit großem fehlendem Transversalimpuls. Hier wurden durch eine Vielzahl von Bedingungen sieben Ereignisse ausgewählt, von denen fünf mit den Ereignissen mit hochenergetischen Elektronen übereinstimmten. Die zwei zusätzlichen Ereignisse konnten als Reaktionen mit Tau-Neutrinos identifiziert werden.

Nachdem die verschiedenen Untergrund-Prozesse abgeschätzt worden waren, konnte man ausschließen, dass die hochenergetischen Elektronen aus einer anderen Reaktion als dem W-Zerfall stammten.

Aus diesen ersten Messungen ergab sich folgende Masse des W-Bosons:

$$m_W = (81 \pm 5)\text{GeV}/c^2. \quad (35)$$

Im September des gleichen Jahres wurde von der UA1-Gruppe anhand von besserer Statistik (43 Ereignisse) eine präzisere Abschätzung der Masse bekannt gegeben:

$$m_W = (80,9 \pm 1,5)\text{GeV}/c^2. \quad (36)$$

Außerdem wurden auch andere Vorhersagen der elektroschwachen Theorie bestätigt, nämlich die Annihilation $q + \bar{q} \rightarrow W^\pm$, der Zwei-Körperzerfall $W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$ und die Paritätsverletzung.

8.2 UA2 [12]

Die UA2-Gruppe führte eine ähnliche Analyse durch und fand zunächst vier Kandidaten für den W-Zerfall. Es ergab sich folgende Masse:

$$m_W = (80_{-6}^{+10})\text{GeV}/c^2. \quad (37)$$

Auch diese Gruppe konnte später mit besserer Statistik einen genaueren Wert bestimmen.

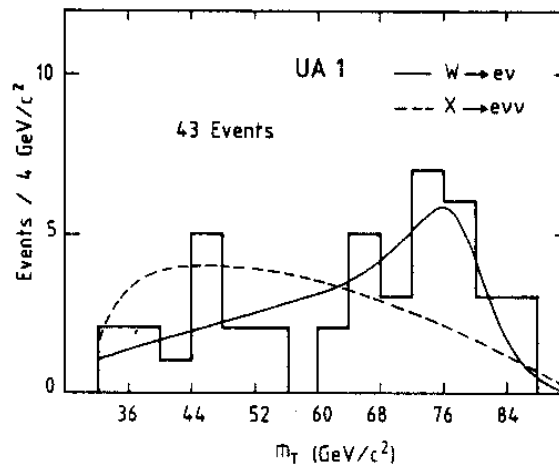
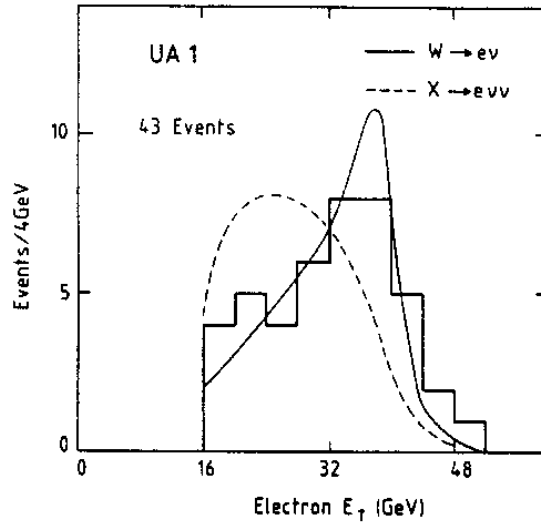


Abbildung 14: Transversale Energie der Elektronen und Verteilung der transversalen Masse; die durchgezogene Linie stellt die erwartete Signatur im Fall des Zwei-Körperzerfalls dar; aus [11]

9 Nachweis des Z-Bosons am CERN [13, 14]

Zum Nachweis des Z-Bosons suchten die beiden Gruppen nach Reaktionen des Typs: $Z \rightarrow e^+ + e^-$ bzw. $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, wobei gefordert wurde, dass Lepton und Antilepton mit gleichem, hohen Transversalimpuls in entgegengesetzte Richtungen flogen. (Den Zerfall in Myonen konnte man nur im UA1-Detektor nachweisen, da der UA2-Detektor keine Myonen-Kammern besitzt.) Der erwartete Wirkungsquerschnitt für diese Reaktionen ist ungefähr um den Faktor 10 kleiner.

Die UA1-Gruppe veröffentlichte im Juli 1983 den Nachweis des Z-Bosons anhand von vier (e^+e^-) -Ereignissen und einem $(\mu^+\mu^-)$ -Ereignis. Aus den Messungen konnte die Masse zu

$$m_Z = (95,2 \pm 2,5)\text{GeV}/c^2 \quad (38)$$

bestimmt werden. Für den Weinberg-Winkel ergab sich folgender Wert:

$$\sin^2 \Theta_W = 0,226 \pm 0,011. \quad (39)$$

Im September 1983 veröffentlichte die UA2-Gruppe ihre Ergebnisse. Aus vier (e^+e^-) -Ereignissen ergab sich

$$m_Z = (91,9 \pm 1,3)\text{GeV}/c^2 \quad (40)$$

$$\sin^2 \Theta_W = 0,227 \pm 0,009. \quad (41)$$

1984 erhielten Carlo Rubbia und Simon van der Meer gemeinsam den Nobelpreis in Anerkennung ihrer herausragenden Rolle bei diesen Entdeckungen.

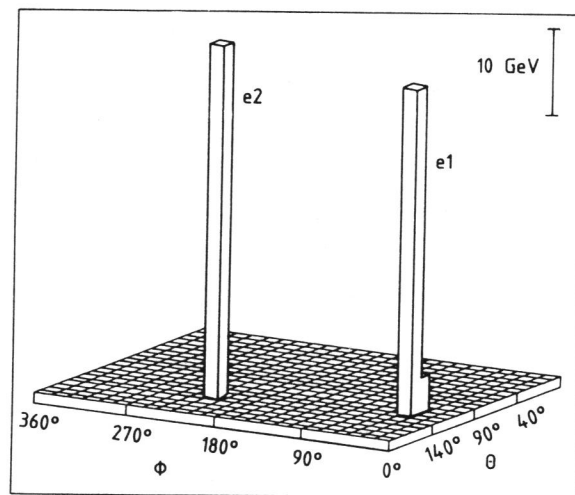


Abbildung 15: Transversale Energie von Elektron und Positron, aus [14]

Literatur

- [1] Povh, Rith, Scholz, Zetsche: Teilchen und Kerne, Springer 1999
- [2] H. Frauenfelder/E.M. Henley: Teilchen und Kerne, Oldenbourg Verlag 1995
- [3] Berger: Teilchenphysik, Springer 1992
- [4] Berger: Elementarteilchenphysik, Springer 2002
- [5] Guy Coughlan, James Dodd: Elementarteilchen, Vieweg 1996
- [6] Spektrum der Wissenschaft, 1986, Band: Teilchen, Felder und Symmetrien
- [7] Physical Letters 46B-1 (1973) S.121-124
- [8] Nuclear Physics B114 (1976) S.189-198
- [9] Physical Review Letters, 41-4 (1978) S.213-216
- [10] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Physical Letters 122B-1 (1983) S.103-116
- [11] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Physical Letters 129B-3,4 (1983) S.273-282
- [12] UA2 Collaboration, M. Banner et al., Physical Letters 122B-5,6 (1983) S. 476-485
- [13] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Physical Letters 126B-5 (1983) S. 398-410
- [14] UA2 Collaboration, M. Banner et al., Physical Letters 129-1,2 (1983) S.130-140