

Die Suche nach dem Higgs-Boson

”Grundlegende Experimente der
Elementarteilchenphysik”

Matthias Höller
Betreuung: Prof. Flüge

Contents

0	Einleitung	2
1	Theorie: Der Higgs-Mechanismus	3
1.1	Ein vereinfachtes Beispiel: Das Higgs-Potential	3
1.2	3D und die Eichinvarianz	5
2	Experimente, die das Higgs suchen	7
2.1	CERN	7
2.1.1	LEP II	7
2.1.2	LHC	7
2.2	Fermilab	8
2.2.1	TEVATRON	8
2.2.2	FMC	8
2.3	Vergleich zwischen LHC und TEVATRON	8
2.4	SLAC	8
2.4.1	SLC	8
2.4.2	NLC	10
2.5	DESY	10
2.5.1	HERA	10
2.5.2	TESLA	10
2.6	KEK	10
3	Vertiefung: Das CMS am LHC	11
3.1	LHC allgemein	11
3.2	CMS im speziellen	12
4	Nachweis des Higgs-Bosons	14
4.1	Higgs-Produktion	14
4.2	Higgs-Zerfall	14

Chapter 0

Einleitung

Dieser Report beschäftigt sich mit dem sog. Higgs-Boson und der weltweiten Suche nach ihm. Was ist das also für ein rätselhaftes Teilchen? - Im "Teilchenzoo" der Elementarteilchenphysik hat man heutzutage fast jedes Teilchen experimentell nachweisen können. Das einzige noch fehlende Puzzleteil ist dasjenige Teilchen, welches die physikalische Eigenschaft **Masse** erzeugt.

In diesem Zusammenhang überlegt man sich nun, was (schwere) Masse eigentlich ist. Es ist diejenige Eigenschaft, die verhindert, dass ein Teilchen sich mit maximaler (= Licht-) Geschwindigkeit fortbewegt (Auf die *träge Masse* wollen wir hier nicht weiter eingehen). Im Rahmen des Standardmodells erklärt man dieses Phänomen mit Hilfe des **Higgs-Mechanismus**' (1964 vorgeschlagen von Peter Higgs).

Dieser sagt ein universales Hintergrundfeld voraus, an das bestimmte Teilchen koppeln und sich daher nicht mehr mit c fortbewegen können, also *Masse* erhalten. Nun der Clou: Die Mathematik sagt die Möglichkeit einer Anregung dieses Feldes voraus - interpretiert als **Higgs-Teilchen**.

Chapter 1

Theorie: Der Higgs-Mechanismus

1.1 Ein vereinfachtes Beispiel: Das Higgs-Potential

Wir beginnen die Erklärung des recht komplizierten Higgs-Mechanismus auf bekanntem Terrain - in der Mechanik, bei der *Lagrange-Gleichung*...

$$L = T - U \tag{1.1}$$

...und der *Klein-Gordon-Gleichung*

$$\left(\nabla^2 - \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\phi = 0 \tag{1.2}$$

Letztere gewinnt man aus der relativistischen Energiegleichung $E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$ durch Einsetzen der quantenmechanischen Operatoren für Energie ($E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$) und Impuls ($\vec{p} \rightarrow -i\hbar \vec{\nabla}$)

Im Folgenden werden wir die Kurzschreibweise mit Vierervektoren benutzen, worin

∂^μ die Ableitung nach den *Raum-Zeit-Vierervektoren* (ct, x_1, x_2, x_3) und

∂_μ die Ableitung nach den *kovarianten Raum-Zeit-Vierervektoren* $(ct, -x_1, -x_2, -x_3)$

sind:

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \phi = 0 \tag{1.3}$$

Es lässt sich durch einfaches Einsetzen nachrechnen, dass (1.2) und (1.3) äquivalent sind.

Wie wir wissen, erhalten wir im Allgemeinen die Bewegungsgleichungen eines Systems durch Einsetzen seiner Lagrangefunktion in die *Euler-Lagrange-Gleichung*:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \right) = \frac{\partial L}{\partial \phi_i} \tag{1.4}$$

Welche Lagrangefunktion erzeugt nun die Klein-Gordon-Gleichung (1.3), die ja die Energieerhaltung beschreibt? Die Antwort fällt in diesem Fall vom Himmel: Es ist

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \phi^2 \tag{1.5}$$

Setzt man diese in die Euler-Lagrange-Gleichung (1.4) ein, so erhält man gerade die Klein-Gordon-Gleichung (1.3).

Man hat also eine Art "allgemeine" Form der Lagrangefunktion gefunden, der jede andere Lagrangefunktion entsprechen muss (ggf. ist zu entwickeln oder das Feynman-Kalkül anzuwenden); durch Vergleich der Koeffizienten vor ϕ kann dementsprechend die Masse eines Zustandes einer beliebigen Lagrangefunktion angegeben werden.

Wir werden jetzt anhand eines einfachen Beispiels den Mechanismus einmal nachvollziehen, nämlich mit Hilfe des **Higgs-Potentials**

$$L = T - U = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) + \frac{\mu^2}{2}\phi^2 - \frac{\lambda^2}{4}\phi^4 \quad (1.6)$$

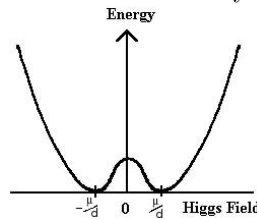
mit den Parametern $\mu, \lambda \in \mathbb{R}$.

Vergleichen wir nun den ϕ^2 -Term des Higgs-Potentials (1.6) mit jenem aus dem allgemeinen Lagrangepotential (1.5), so erhält man

$$\frac{\mu^2}{2}\phi^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\phi^2 \Rightarrow m^2 = -\frac{\mu^2\hbar^2}{c^2} \quad (1.7)$$

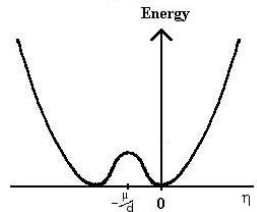
Unbequemlicherweise ist hier aber $m \notin \mathbb{R}$, ein physikalisch nicht interpretierbares Resultat. Dies liegt im Phänomen der **spontanen Symmetriebrechung** begründet.

Dieses tritt auf, wenn bei einem an sich ursprungssymmetrischen Potential (und so eines *ist* das Higgs-Potential (1.6)) dessen Grundzustand nicht mehr symmetrisch ist:



Wie man sieht, ist der energetisch günstigste Zustand *entweder* bei $-\frac{\mu}{\lambda}$ *oder* bei $+\frac{\mu}{\lambda}$. Ein Teilchen, das sich in einem dieser Zustände befindet, nimmt aber das Potential nicht mehr als symmetrisch wahr! Da diese Situation ohne äußere Einflüsse auftritt, spricht man von **spontaner** Symmetriebrechung.

Man hat also das Potential um einen Grundzustand ($\pm \frac{\mu}{\lambda}$) herum zu entwickeln: $\eta = \phi \pm \frac{\mu}{\lambda}$.



Berechnet man nun erneut die Lagrangefunktion, so erhält man

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{2}\left(\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^2 \quad (1.8)$$

Nun vergleichen wir diese Funktion wieder mit der allgemeinen Lagrangefunktion (1.5) und erhalten für die Masse: $m = \sqrt{2}\frac{\mu\hbar}{c}$. Damit ist $m \in \mathbb{R}$ und die Welt wieder in Ordnung.

Die restlichen Terme in der versetzten Lagrangefunktion (1.8) beschreiben Wechselwirkungen bzw. bedeutungslose Konstanten.

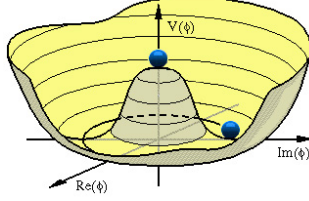


Figure 1.1: 3D Higgs-Potential

1.2 3D und die Eichinvarianz

Wir wollen nun einen Schritt weitergehen und ϕ komplex erweitern: $\phi \rightarrow \phi_1 + i\phi_2$. Daraus ergibt sich folgende Lagrangefunktion:

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^*(\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^* \phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^* \phi)^2 \quad (1.9)$$

Nun gehen wir *noch* einen Schritt weiter und fordern von diesem Potential die **Eichinvarianz**. Diese ist eine grundlegende Eigenschaft aller physikalischen Theorien und sollte somit auch hier gelten.

Mit Eichinvarianz ist die Invarianz des Potentials unter einer Phasentransformation gemeint. Hierbei unterscheidet man zwischen **globaler** und **lokaler** Eichinvarianz.

Unter einer **globalen** Phasentransformation ($\phi \rightarrow e^{i\theta_0} \phi$; die Phase ist für alle Raum-Zeit-Punkte dieselbe) ist unser komplexes Potential (1.9) bereits invariant, wie sich durch einfaches Einsetzen leicht nachrechnen lässt.

L ist jedoch (noch) nicht invariant unter einer **lokalen** Phasentransformation ($\phi \rightarrow e^{i\theta(x)} \phi$; x ist hierbei ein Raum-Zeit-Vierervektor und die Phase damit für jeden Raum-Zeit-Punkt variabel).

Um auch die lokale Eichinvarianz zu gewährleisten, renormieren wir das Potential durch ein Eichfeld A^μ . Konkret geschieht dies durch Anwendung der **kovarianten Ableitungen** $D_\mu = \partial_\mu + i\frac{q}{\hbar c}A_\mu$. Die Lagrangefunktion (1.9) ergibt sich nach Einsetzen der kovarianten Ableitungen zu

$$L = \frac{1}{2}[(\partial_\mu - i\frac{q}{\hbar c}A_\mu)\phi^*][(\partial^\mu + i\frac{q}{\hbar c}A^\mu)\phi] + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^* \phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.10)$$

Hierbei ist $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$. Bei entsprechender Wahl von A_μ ist L nun auch **lokal** eichinvariant, wie man wiederum durch Einsetzen nachrechnen kann.

Nun können wir wieder, analog zum vorigen Beispiel, die Masse bestimmen. Zur Identifizierung der Massenterme muss wieder um einen Grundzustand η entwickelt werden; η muss, wie aus Grafik (1.1) ersichtlich, auf dem Kreis mit Radius $\frac{\mu}{\lambda}$ liegen; der Einfachheit halber wählen wir $\phi = \phi_1 + i\phi_2 \equiv \frac{\mu}{\lambda} + i \cdot 0$.

Mit $\eta \equiv \phi_1 - \frac{\mu}{\lambda}$ und $\xi \equiv \phi_2$ ergibt sich:

$$L = [\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2] + [\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi)] + [-\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}(\frac{q}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda})^2 A_\mu A^\mu] + C \quad (1.11)$$

C bezeichnet hierbei pauschal alle Wechselwirkungsterme & Konstanten.

Die so berechnete Lagrangefunktion wollen wir nun Term für Term interpretieren:

- Die Terme in der ersten Klammer beschreiben - betrachtet als eigenständige Lagrangefunktion - ein Feld η der Masse $m = \sqrt{2}\mu\hbar c$ - interpretiert als **Higgs-Boson**.
- Den Term in der zweiten Klammer interpretiert man als (masseloses) **Goldstone-Boson**. Er kann durch eine geschickte Spezifizierung der Phasentransformationsvorschrift $\theta \equiv -\arctan(\frac{\phi_2}{\phi_1})$ noch aus der Rechnung eliminiert werden (nachzurechnen).
- Die Terme in der dritten Klammer schließlich beschreiben die Lagrangefunktion für das anfangs masselose Eichfeld A_μ . Sie enthält nun jedoch einen Massenterm: $m_A = 2\sqrt{\pi}\frac{g\mu}{\lambda c^2}$

Auch hier haben wir noch einen scheinbaren Widerspruch den wir auflösen müssen (woran wir uns auf unserem steinigem Weg durch diese Theorie ja schon gewöhnt haben): In der hier durchgeführten Modellrechnung für die rein elektromagnetische Wechselwirkung erhält das Feldquant von A_μ , interpretiert als Photon γ , eine Masse $m \neq 0$.

Immerhin, soviel sei verraten, nähern wir uns stetig einer Beschreibung von physikalisch tatsächlich möglichen Vorgängen. Der letzte Widerspruch löst sich nun auf, wenn wir statt der rein *elektromagnetischen* jetzt die *elektroschwache* Wechselwirkung zu beschreiben suchen.

Zu diesem Zweck müssen wir von der bislang verwendeten U(1) - Symmetrie, die nur *einen* Winkel als Erzeugenden hat, weitergehen zu einer U(1) x SU(2) - Symmetrie mit drei zusätzlichen Winkeln als Erzeugenden:

Wir benutzen ein komplizierteres Higgs-Feld als zuvor:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_2^+ \\ \phi_1^0 + i\phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Die Lagrange-Dichte berechnet sich dann nach

$$L = (\partial^\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda^2 (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.13)$$

Um wiederum lokale Eichinvarianz zu erlangen, ist in diesem Fall (analog zum Vorgehen im vorigen Fall) folgende modifizierte kovariante Ableitung zu verwenden:

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g_1}{2}\tau\mathbf{W}_\mu + i\frac{g_2}{2}B_\mu \quad (1.14)$$

Nun können wir wieder den Higgs-Mechanismus anwenden, und erhalten nach analoger Rechnung:

- ein **Higgs**-Teilchen der Masse $m_H = \sqrt{2}\mu$
- geladene **W-Bosonen** der Masse $m_W = \frac{g_1\mu}{2\lambda}$
- Z_0 **und** γ als Linearkombination der Eichfelder, sie mischen bei Wahl des Grundzustandes $\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \mu \end{pmatrix}$ zu einem **masselosen** Photon und einem **massiven** Z_0 .

Dies alles deckt sich mit den experimentellen Feststellungen - lediglich das Higgs-Teilchen bleibt noch nachzuweisen.

Chapter 2

Experimente, die das Higgs suchen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Experimenten und Teilchenbeschleunigern in aller Welt, die nun das Higgs-Teilchen experimentell nachweisen und damit die Theorie bestätigen wollen.

2.1 CERN

2.1.1 LEP II

Wir beginnen unsere Übersicht mit dem LEP-II-Beschleuniger am CERN in Genf. Dieser wurde am 2.11.2000 abgeschaltet, nachdem er die Grenze seiner Leistungsfähigkeit erreicht hatte. Die Laufzeit wurde am Ende zwar noch über die ursprünglich geplante Grenze hinaus ausgedehnt, nachdem zuletzt einige Ereignisse gefunden wurden; es konnte jedoch keine eindeutige statistische Evidenz erzielt werden.

Nichtsdestotrotz war es dieses Experiment, das die weltweit anerkannte bisherige Untergrenze für die Higgs-Masse auf **114 GeV** festgelegt hat (Confidence-Level 95%).

Das LEP war ein e^+e^- -Ringbeschleuniger mit vier Detektoren, **ALEPH, L3, DELPHI** und **OPAL**.

2.1.2 LHC

Der Nachfolger des LEP ist das LHC-Experiment. Es wird im gleichen Tunnelring aufgebaut; der erste Probelauf ist für 2006 geplant. Physikalische Experimente sollen ab 2007 betrieben werden. LHC unterscheidet sich gravierend von LEP:

Es handelt sich hier um einen pp -Collider, was wesentlich höhere Schwerpunktsenergien ermöglicht. Dies liegt darin begründet, dass sich die Synchrotronabstrahlung reziprok zur Masse der umlaufenden Teilchen verhält. Protonen sind nun wesentlich schwerer als Elektronen. Andererseits erhöht sich durch die Tatsache, dass Protonen zusammengesetzte Teilchen sind und nicht etwa elementare Leptonen, auch der Untergrund sehr stark. Man hat also die Möglichkeit, bis zu **14 TeV** Schwerpunktsenergie zu messen, aber die Anforderungen an die Auswertungsmechanismen sind extrem.

Es handelt sich auch hier um einen Ringbeschleuniger mit vier Detektoren, **ALICE, ATLAS, LHC-B** und **CMS**.

In einer späteren Phase kann der Beschleuniger auch mit Blei-Ionen betrieben werden, um neue Erkenntnisse in der Schwerionenphysik zu gewinnen.

2.2 Fermilab

2.2.1 TEVATRON

Der zweite grosse Beschleuniger, den wir hier beschreiben wollen, ist das TEVATRON am Fermilab. Auch hier wurden wichtige Entdeckungen der Teilchenphysik gemacht, so wurde hier z.B. 1995 das Top-Quark nachgewiesen.

Auch das TEVATRON ist, wie die Experimente am CERN, ein Ringbeschleuniger. Hier werden Protonen mit Antiprotonen zur Kollision gebracht. Dies hat gegenüber der pp -Methode am LHC den Vorteil eines höheren Wirkungsquerschnittes im Produktionskanal $q\bar{q} \rightarrow HW$, da das Antiproton bereits ein Antiquark enthält und letzteres nicht erst auf andere Art und Weise entstehen muss.

Auch der TEVATRON-Collider wird den für die Higgs-Suche interessanten Energiebereich über 100 GeV erst um 2005/2006 erreichen, denn seine Luminosität steigt vergleichsweise langsam an. Dann wird ein Kopf-an-Kopf-Rennen dieser beiden Beschleuniger erwartet um die Ehre, das Higgs-Teilchen als erste entdeckt zu haben.

2.2.2 FMC

Wie zuvor schon einmal erwähnt, sind Energieverluste durch Synchrotronstrahlung eines der schwersten Hindernisse dabei, die Energieskalen bei Beschleunigerexperimenten immer weiter zu erhöhen. Unterschiedliche Lösungswege sind angedacht, einer davon ist es, schwerere Teilchen zu beschleunigen und damit die Verluste zu verringern. LHC und TEVATRON erkaufen sich dies mit einem sehr hohen statistischen Untergrund, da sie Hadronen beschleunigen.

Ein in ferner Zukunft geplantes Experiment am Fermilab geht einen anderen Weg: Man will versuchen, schwere Leptonen zu beschleunigen, nämlich **Myonen**. Man hätte die Vorteile von bisherigen Leptonen- und Hadronen-Beschleunigern vereint.

Dass dies nicht so ganz einfach sein kann, sieht man bereits an der Tatsache, dass es bis heute niemand getan hat. Das grösste Problem stellt momentan die viel zu geringe Lebensdauer der Myonen dar, sie zerfallen bereits, bevor man mit ihnen Physik betreiben kann. Ein Lösungsansatz ist es, die Teilchen möglichst sofort nach ihrer Produktion in einem Speicherring auf relativistische Geschwindigkeiten zu bringen und die Zeitdilatation auszunutzen.

Nichtsdestotrotz befindet sich dieses Projekt erst in einem frühen Planungsstadium, mit einer Inbetriebnahme ist, wenn überhaupt, nicht vor 2020 zu rechnen.

2.3 Vergleich zwischen LHC un TEVATRON

Um die Ähnlichkeiten, aber auch die Unterschiede zwischen diesen beiden hadronischen Beschleunigern einmal zu verdeutlichen, stellen die beiden Grafiken (2.1) und (2.2) die Wirkungsquerschnitte für die Higgs-Suche relevanter Produktionskanäle in Abhängigkeit von der Energie einmal grafisch dar:

2.4 SLAC

2.4.1 SLC

Der Stanford Linear Collider, momentan noch am SLAC in Betrieb, ist ein e^+e^- -Linear-Collider; mit seiner Länge von "nur" 3 km erreicht er aber keine für die Higgs-Suche relevanten Energiebereiche.

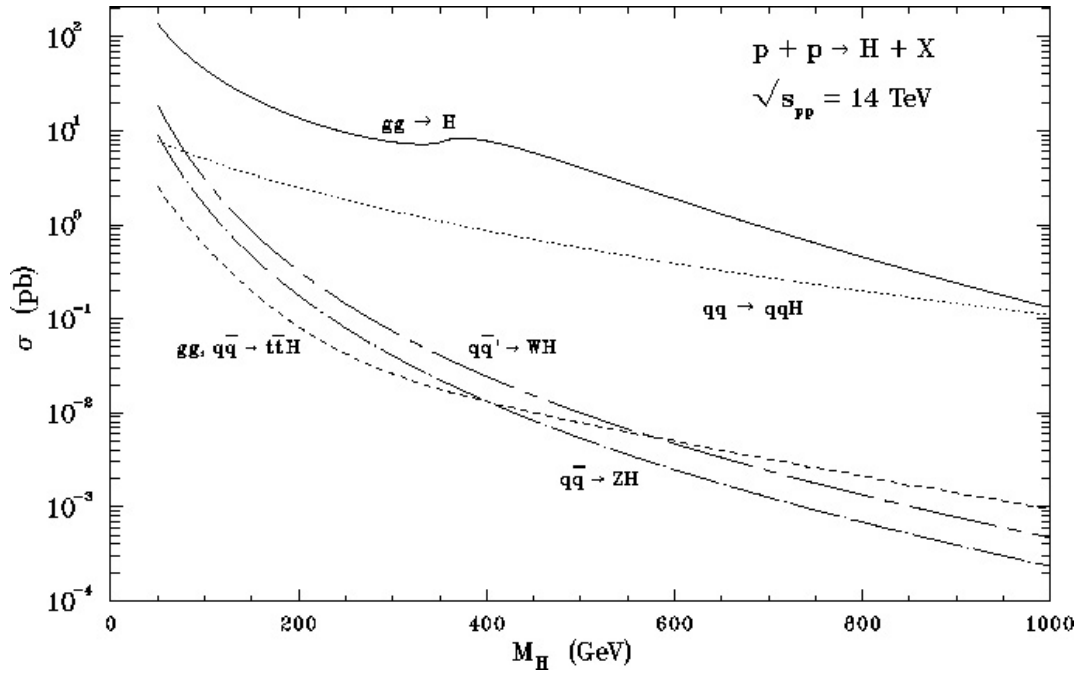


Figure 2.1: Wirkungsquerschnitte Higgs-Produktion am LHC

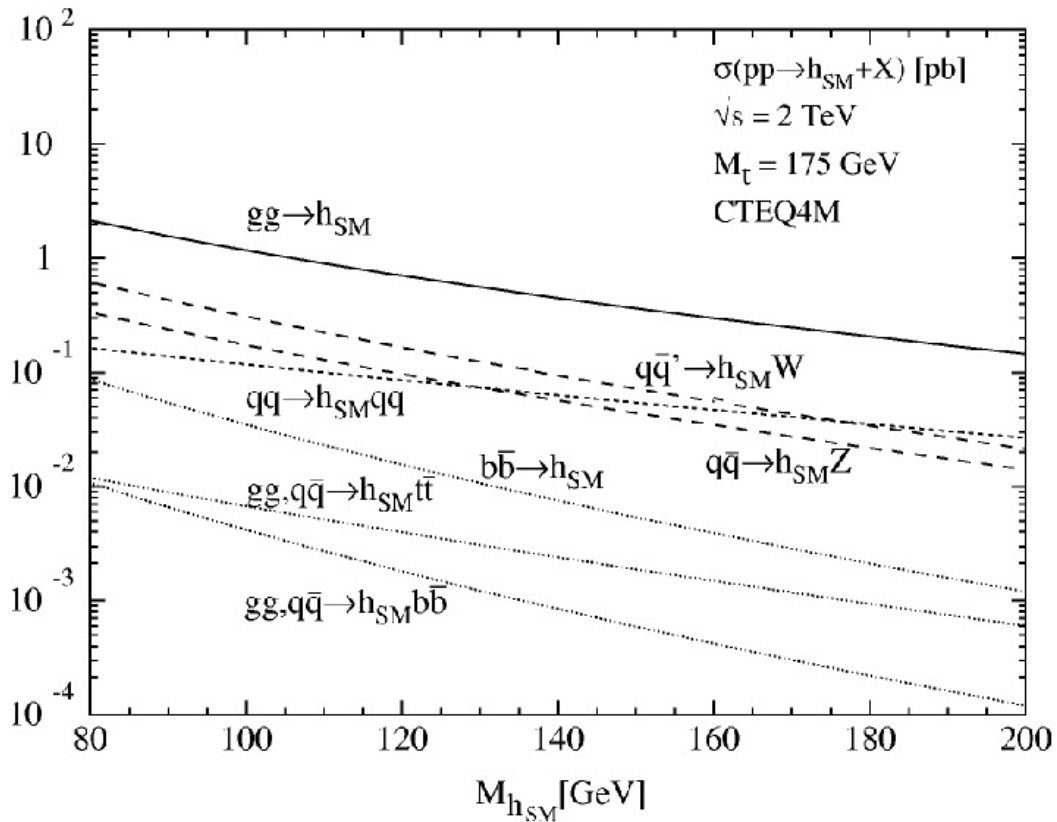


Figure 2.2: Wirkungsquerschnitte Higgs-Produktion am Tevatron

2.4.2 NLC

Der **New Linear Collider**, der ~ 2010 in Betrieb genommen werden soll, wird jedoch Energien bis 500 GeV (in einer Ausbaustufe bis 1 TeV) erreichen und damit voraussichtlich auch Higgs-Teilchen produzieren können.

Es handelt sich ebenfalls um einen e^+e^- -Linearbeschleuniger, der im Wesentlichen durch seine erhöhte Länge von 20 km die Energiesteigerung gegenüber dem SLC erreicht. Der generelle Vorteil von Linearbeschleunigern gegenüber Ringbeschleunigern ist der, dass es mangels Kreisbewegung der Teilchen quasi keine Synchrotron-Verluste gibt. Der Vorteil von Ringbeschleunigern liegt auf der Hand, man kann die Teilchen die Beschleunigerstrecke im Kreis vielfach durchlaufen lassen, dies ist bei Linearbeschleunigern natürlich nicht möglich.

2.5 DESY

2.5.1 HERA

...erreicht keine ausreichend hohen Energien zur Higgs-Produktion.

2.5.2 TESLA

Der **Tera Electron Volt Energy Superconduction Linear Accelerator** ist, wie auch das NLC, ein in der Planungsphase befindlicher e^+e^- -Linearbeschleuniger, der einen Energiebereich von 500-800 GeV erreichen soll. Seine Länge wird rund 33km betragen und bis zu seiner geplanten Fertigstellung um 2011 werden Kosten von rund 3,5 Mrd Euro entstehen.

Die Besonderheit des TESLA sind seine 2x 15 km langen Beschleunigungsstrecken, in denen supraleitende Kavitäten verwendet werden, um eine bessere Energieausbeute zu erzielen. Dies ist jedoch mit erheblichem technischen Aufwand verbunden, so dass dieser Beschleuniger ein sehr ehrgeiziges Projekt darstellt.

2.6 KEK

In Japan am KEK plant man in technischer Zusammenarbeit mit dem SLAC den JLC (**J**apan **L**inear **C**ollider), einen dem NLC nachempfundenen Beschleuniger.

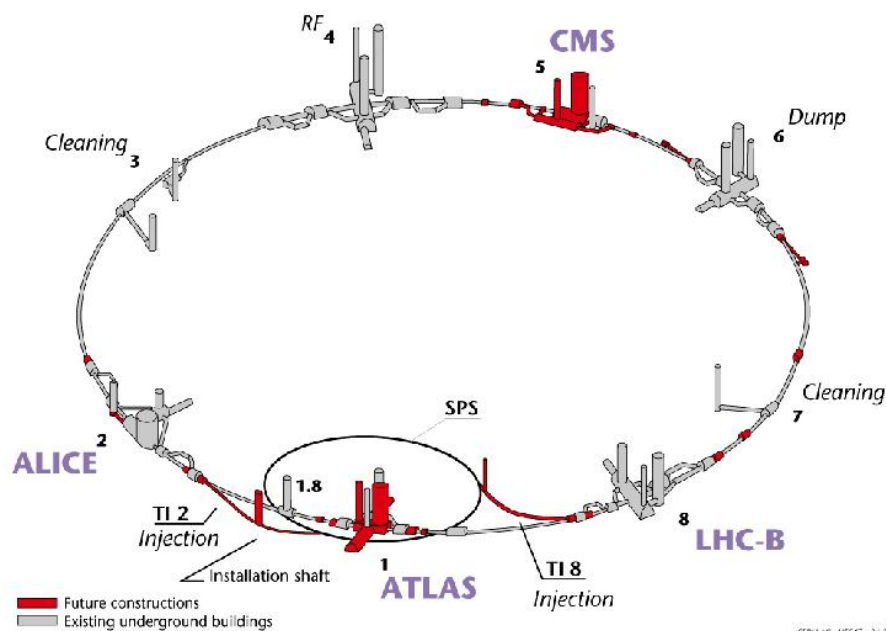
Chapter 3

Vertiefung: Das CMS am LHC

3.1 LHC allgemein

In diesem Kapitel wollen wir nun etwas tiefer in Detail gehen und uns einen der an der Higgs-Suche beteiligten Detektoren einmal genauer anschauen. Aufgrund der Beteiligung der RWTH an seinem Bau bietet sich hier der neue LHC am CERN an:

Layout of the LEP tunnel including future LHC infrastructures.



Der Large Hadron Collider beschleunigt zwei Protonenstrahlen gegenläufig mit je bis zu 7 TeV ($\Rightarrow E_{c.m.} = 14 \text{ TeV}$) bei einer Luminosität von rund $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Beim Betrieb mit Pb-Ionen können bis zu 1150 TeV erreicht werden.

Man kann eine Strukturierung in acht Sektoren erkennen:

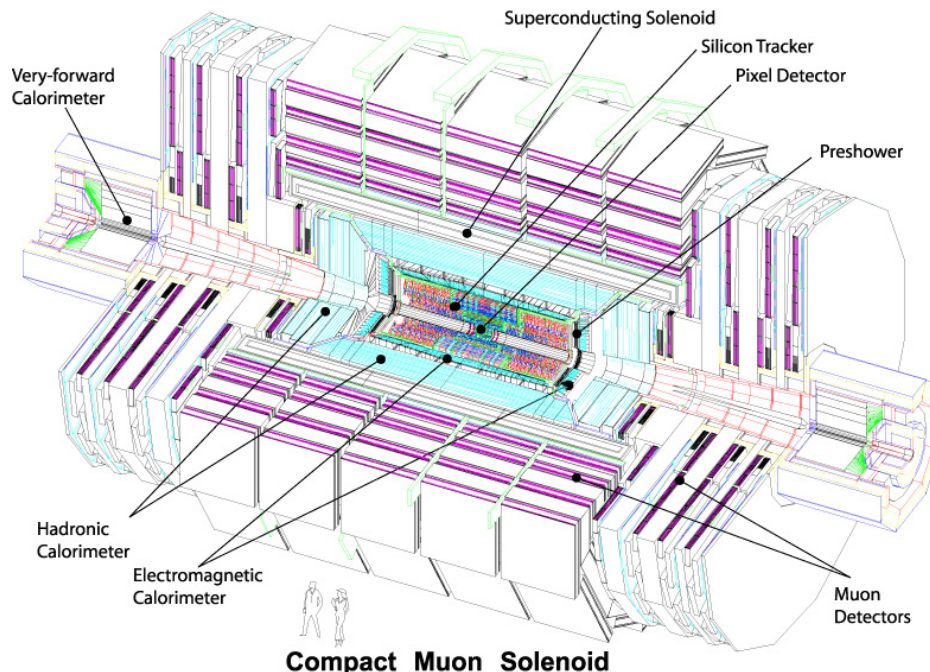
- (1) Das **ATLAS**-Experiment (Universal-Detektor, Higgs-Suche)
- (2) Das **ALICE**-Experiment (Schwerionen-Physik)
- (5) Das **CMS**-Experiment (Universal-Detektor, Higgs-Suche; wird im folgenden noch detailliert beschrieben)

- (8) Das **LHC-B-Experiment** (B-Physik)
- (4) Ein **Hochfrequenz-Resonatorsystem** dient der Beschleunigung der Protonen (ca. +485 keV/Umlauf), die im SPS (dem kleinen Ring) auf ~ 300 GeV vorbeschleunigt wurden, sowie dem Ausgleich der verhältnismäßig geringen Verluste durch Synchrotronstrahlung (ca. -7 keV/Umlauf).
- (6) Der **beam dump** fängt bei Abschaltung des Speicherringes in beide Richtungen den Strahl ab; 750m vom Strahlengang entfernt garantieren hier Graphitblöcke eine ausreichende Verdünnung der Teilchenschauer.
- (3) und (7) Die **Strahlreinigung** dient der Fokussierung des Strahls.
- die **Strahleinspeisung** in den Speicherring erfolgt in beide Richtungen in den Sektoren 2 und 8 jeweils vor dem Experiment.

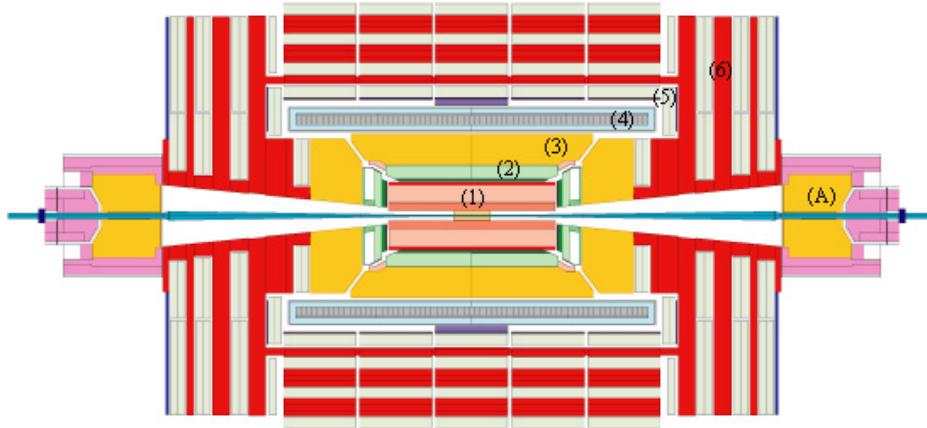
Alle Ablenkungs- und Fokussierungsmagnete sind supraleitend, sie werden durch suprafluides He bei 1,7K gekühlt. Dies ist notwendig, da eine Kühlung mit flüssigem He bei ca. 4K nicht ausreichend wäre aufgrund des Meißner-Ochsenfeld-Effektes, demzufolge ein starkes Magnetfeld (und ein solches wird ja angelegt) der Supraleitung der Spulen entgegenwirkt. Diese ist aber unbedingt erforderlich; dem Effekt kann durch tiefere Temperaturen entgegengewirkt werden. Ein weiterer Vorteil der suprafluiden Phase ist die Tatsache, dass es keine Zähigkeitsverluste gibt und so der kühlende Durchsatz steigt.

3.2 CMS im speziellen

Der CMS-Detektor wird in Zusammenarbeit mit den Instituten Ib sowie IIIa/b der RWTH Aachen gebaut. Er zeichnet sich durch seine besonders kompakte Bauweise aus, wie schon der Name **Compact Muon Solenoid** andeutet. Er ist zylindrisch geformt bei einer Länge von 21,6m und einem Durchmesser von 14,6m. Erreicht wird dies durch ein Eisenjoch zur Rückleitung des Magnetfeldes.



Wir werden im Folgenden anhand einer schematischen Darstellung des Detektors dessen zwiebelschalenförmig angeordnete Komponenten kurz erläutern.



- (1) Direkt um den Kollisionspunkt herum angeordnet befindet sich das **Spurerkennungssystem** oder **central tracking**. Es dient der Vermessung von Teilchenbahnen und -impulsen nahe dem Wechselwirkungspunkt.
 Innen befinden sich Silizium-Pixeldetektoren, die eine extrem hohe Ortsauflösung bieten, weiter außen werden Silizium-Streifendetektoren verbaut. Ihre Auflösung ist geringer, dafür sind sie extrem schnell.
 Das central tracking entsteht unter Mitarbeit der Institute I und IIIa/b.
- Mit (2) gekennzeichnet ist das **Elektromagnetische Kalorimeter**. Es vermisst Impuls und Energie von *Photonen* und *Elektronen*. Es besteht aus über 80.000 mit je einer Photodiode bestückten PbWO_4 -Kristallen als Szintillatoren. In den Endkappen seiner zylindrischen Anordnung befinden sich andererseits *em*-Schauerzähler.
- (3) Großen Raum nimmt das **Hadronische Kalorimeter** ein. Es vermisst und identifiziert die stark wechselwirkenden Teilchen. Über die Energie-Impuls-Bilanz können hier auch Neutrinos detektiert werden.
 Das Kalorimeter ist in Sandwich-Bauweise gestaltet; Plastik-Szintillatorelemente werden eingebettet in Kupfer-Absorberplatten (weiter außen wird Stahl anstelle von Kupfer verwendet).
 Für Teilchen mit Restenergie, die das innere Kalorimeter vollständig durchqueren, ist ganz außen eine zweite Schicht hadronischer Kalorimeter vorgesehen.
- (4) Der **Detektormagnet** (eine supraleitende Spule) erzeugt bis zu 4 T innerhalb des Eisenjochs bei $4,45\text{ K}$.
- (5) Außen angeordnet befindet sich schließlich das Myonspektrometer (entsteht unter Beteiligung des Institutes IIIa). Zusammen mit dem central tracking kann es den Impuls von Myonen vermessen.
 Je vier Myonkammerschichten sind zwischen den Eisenjochen zylindrisch um die Achse sowie in den Endkappen plaziert.
 Es werden drei unterschiedliche Typen von Detektoren verwendet: Driftkammern im homogenen Feld, Kathodenstreifen-Kammern im inhomogenen, sowie einige RPC ("resistive parallel plate chambers") die der Triggerung dienen, da sie sehr schnell reagieren.
- (6) Das **Eisenjoch** dient der Rückführung des magnetischen Feldes im Inneren des Zylinders und ermöglicht die kompakte Bauweise des Detektors.
- (7) Schließlich das nahe am Strahl angebrachte **Vorwärts-Kalorimeter**, das selbst unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlachse noch sehr genau messen kann.
 Es handelt sich hier um Proportionalzählkammern mit zwischengelegten Eisenabsorbern, damit möglichst wenige Teilchen dem Nachweis entgehen.

Chapter 4

Nachweis des Higgs-Bosons

4.1 Higgs-Produktion

Es gibt im Wesentlichen fünf für die Higgs-Produktion relevante Reaktionen. Zwei davon mit einem nutzbar hohen Wirkungsquerschnitt (4.1), drei mit einem etwas geringeren (4.2): Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionen können weiter vorne noch einmal im Diagramm (2.1) betrachtet werden.

Um einen Eindruck davon zu erhalten, wie gering dennoch die Wirkungsquerschnitt der Higgs-Produktion im Vergleich zum Gesamtwirkungsquerschnitt der Protonenkollision ist, betrachten wir Diagramm (4.3).

Man sieht, dass der Unterschied zwischen $\sigma_{tot} \approx 10^9$ und $\sigma_{Higgs} \approx 10^{-5}$ rund 14 Größenordnungen beträgt. Bei 10^{16} Ereignissen pro Jahr erwartet man also 10^2 Higgs-Ereignisse.

Hieran sieht man schon, dass selbst bei langen Laufzeiten extremste Anforderungen an die Auswertungshardware und software gestellt werden müssen.

4.2 Higgs-Zerfall

Higgs-Bosonen können nicht *direkt* nachgewiesen werden, schon allein aufgrund ihrer geringen Lebensdauer von je nach Masse zwischen $10^{-43} s$ und $10^{-46} s$ (die Lebensdauer ergibt sich aus der Theorie). Des weiteren werden je nach Masse ganz unterschiedliche Zerfälle dominant:

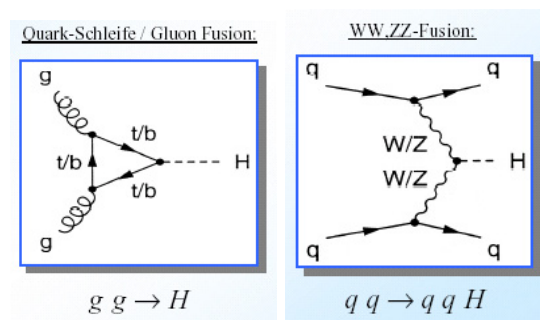


Figure 4.1:

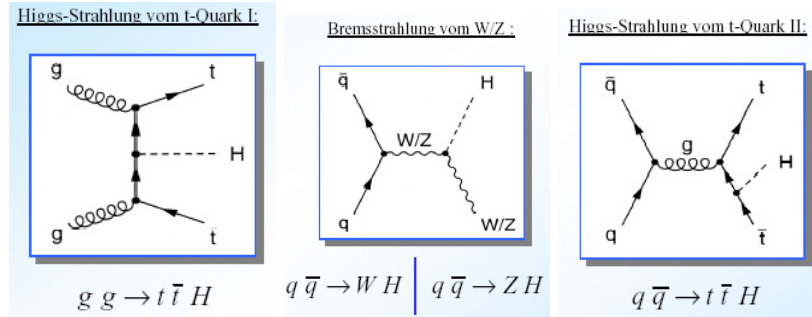


Figure 4.2:

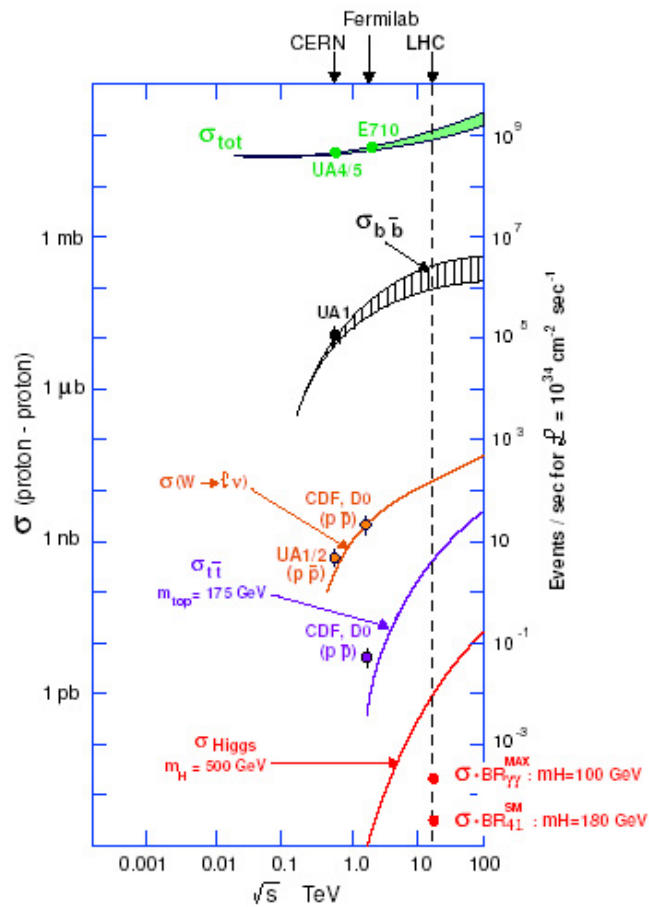
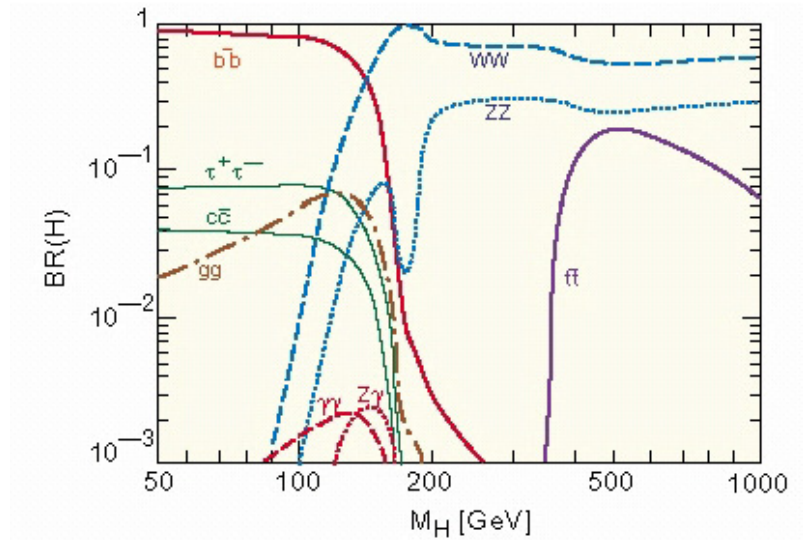


Figure 4.3: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen am LHC



Grob abgeschätzt kann man zwei Fälle unterscheiden:

- (1) $m_H > \sim 130 \text{ GeV}$ (dies entspricht $\sim 2m_Z$ bzw. $\sim 2m_W$)

Hier gibt es zunächst die sog. **Gold plated - Events**: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \{eeee/\mu\mu\mu\mu/ee\mu\mu\}$, die ihren Namen erhalten haben, weil man sie besonders einfach nachweisen kann.

Außerdem spielt in diesem Massenbereich $H \rightarrow WW^* \rightarrow \bar{l}l\nu\bar{\nu}$, $l = \text{Lepton}$ eine Rolle.

$H \rightarrow t\bar{t}/b\bar{b}$ ist hingegen überlagert von $gg \rightarrow t\bar{t}/b\bar{b}$;

$H \rightarrow t\bar{t}$ wird aufgrund der hohen top-Masse zudem erst interessant ab noch höheren Energien ($> 250 \text{ GeV}$).

- (2) $m_H < \sim 130 \text{ GeV}$ (dies entspricht $\sim 2m_Z$ bzw. $\sim 2m_W$)

In diesem Fall wird $H \rightarrow \text{top-Schleife} \rightarrow \gamma\gamma$ zur Auswertung bevorzugt, da aufgrund der definierten Energie der Photonen ein scharfer Peak erscheint.

$H \rightarrow b\bar{b}$, $t\bar{t}$ sind am LHC nicht nachweisbar, da der Untergrund hierfür zu stark ist. Am Tevatron hingegen tritt hier ein $b\bar{b}$ zusammen mit einem W oder Z auf, was eine sehr eindeutige Signatur darstellt, darum ist dort dieser Zerfallskanal bevorzugt.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Griffith: *Einführung in die Elementarteilchenphysik* (Akademie Verlag 1996)
- [2] CMS Collaboration: *The Compact Muon Solenoid - Technical Proposal* (1998)
- [3] Desch, Klaus und Vermes, Norbert: *Das Higgs-Boson - wie nahe dran ist LEP?* (Physikalische Blätter 56(2000) Nr. 4)
- [4] Böhme, Jenny: *Suche nach assoziierter Produktion von Higgs- und Z^0 -Bosonen mit Zerfall in Quarks oder Gluonen am OPAL-Experiment* (Dissertation RWTH Aachen)
- [5] Wienemann, Peter: *Suche nach dem Higgs-Boson im Vierjet-Kanal mit dem L3-Detektor bei LEP* (Dissertation RWTH Aachen)
- [6] Wienemann, Peter: *Higgs-Physik bei LEP und LHC* (Seminar Experimente der Hochenergiephysik, RWTH Aachen, 01/2001)
- [7] Vivarelli, I.: *Higgs-Boson Searches at LHC* (ATL-CONF-2002-002)
- [8] Pauss, Felicitas und Dittmar, Michael: *Experimental Challenges at the LHC* (hep-ex/9901018 1999)
- [9] Dittmar, Michael: *Searching for the Higgs and other Exotic Objects* (hep-ex/9901009 1999)
- [10] Olzem, Jan: *Die Suche nach dem Higgs-Boson* (Seminar Beschleuniger und Experimente zur Elementarteilchenphysik, 12/1998)
- [11] Carena, Marcela und Haber, Howard E.: *Higgs Boson Theory and Phenomenology* (hep-ph/0208209)
- [12] <http://groups.google.com>, <http://www.arXiv.org>