

Teilchenphysik im Experiment

Julian Merkert

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Die Versuche	6
2.1	Braun'sche Röhre	6
2.2	Elektronenbeugungsröhre	7
2.3	Fadenstrahlröhre	8
2.4	Versuche zum Photoeffekt	9
2.5	Franck-Hertz-Röhre	11
2.6	Myonenkanne	13
2.7	Spektrometer	16
2.8	Geiger-Müller-Zählrohr	17
3	Teilchenphysik	19
3.1	Struktur der Materie	19
3.1.1	Kathodenstrahlen und die Entdeckung des Elektrons	19
3.1.2	e/m -Bestimmung	20
3.1.3	Entdeckung des Atomkerns, Rutherford-Experiment	22
3.1.4	Entdeckung des Neutrons	25
3.2	Quantenmechanik	27
3.2.1	Photoeffekt	27
3.2.2	Franck-Hertz-Versuch	28

3.2.3	Spektroskopie	32
3.3	Kosmische Strahlung	34
3.3.1	Kosmische Strahlung	34
3.3.2	Entdeckung des Positrons, Antiteilchen	37
3.3.3	Entdeckung des Myons	37
3.3.4	Ausgedehnte Luftschauer	39
3.3.5	Neutrinos	42
3.4	Teilchenzoo, Quarks	44
3.4.1	Quarks: Atomphysik bei höchsten Energien	44
3.4.2	Existenznachweis der Quarks	47
3.4.3	Streuexperimente allgemein	48
3.5	Standardmodell, Austauscheteilchen	49
4	Der Large Hadron Collider (LHC)	51
4.1	Offene Fragen der Physik	51
4.1.1	Ursprung der Teilchenmassen, Higgs-Teilchen	51
4.1.2	Supersymmetrie	52
4.1.3	Dunkle Materie und dunkle Energie	55
4.1.4	Wieso gibt es nicht mehr Antimaterie?	55
4.2	Beschleuniger	56
4.2.1	Erzeugung freier Teilchen	56
4.2.2	Elektrostatische Beschleuniger	58
4.2.3	Linearbeschleuniger	59
4.2.4	Ablenkung in elektrischen und magnetischen Feldern	62
4.2.5	Vakuum	62
4.2.6	Zyklotron	64
4.2.7	Synchrotron	67
4.2.8	Aufbau eines Synchrotrons	68
4.2.9	Die LHC-Beschleunigerkette	75
4.2.10	Speicherringe und Collider	78
4.2.11	Schwache Fokussierung	81
4.2.12	Starke Fokussierung mit Quadrupol-Magneten	85
4.3	Detektoren	90
4.3.1	Bestimmung der Ladung	90

Inhaltsverzeichnis

4.3.2	Impulsbestimmung	91
4.3.3	Spurdetektoren	92
4.3.4	Bestimmung der Lebensdauer	102
4.3.5	Bestimmung der Geschwindigkeit mit Szintillatoren	103
4.3.6	Bestimmung der Energie mit Kalorimetern	105
4.3.7	Berechnung der Masse	109
4.3.8	Teilchenphysik und der Zufall	109
4.3.9	Cherenkov-Detektoren	110
4.4	Technologietransfer	111
4.4.1	World Wide Web	111
4.4.2	Medipix-Kamera	111
4.4.3	Medizin	111
4.4.4	Industrie	113
4.4.5	Grid	113
	Abbildungsverzeichnis	114
	Tabellenverzeichnis	117
	Literatur	118

1 Einleitung

Am 10. September 2008 geht der Large Hadron Collider (LHC), der weltweit größte Teilchenbeschleuniger, am europäischen Kernforschungszentrum CERN¹ in Genf in Betrieb. Dort werden Protonen mit einer Energie von 14 TeV aufeinander prallen - sechs Detektoren, insbesondere die beiden Großdetektoren ATLAS und CMS, untersuchen die dabei entstehenden Reaktionsprodukte. Allein am CMS-Detektor haben über 2000 Wissenschaftler mitgearbeitet, und mit seinen 100 Millionen einzelnen Messelementen kann er ohne Übertreibung als die, neben dem ATLAS-Detektor, „komplizierteste Maschine der Menschheit“ bezeichnet werden.

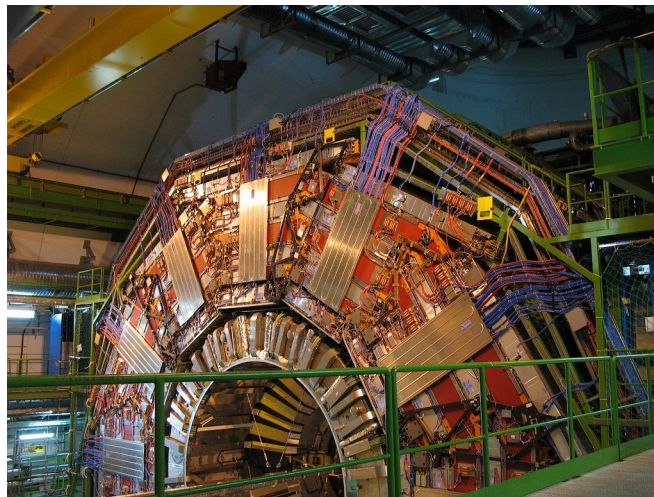


Abbildung 1: CMS-Detektor

Da die Erforschung der kleinsten Teilchen nur in solchen mit Milliardenbudgets ausgestatteten Großexperimenten möglich ist, verwundert es nicht, dass in Universitäten und Schulen Teilchenphysik vorwiegend theoretisch vermittelt wird. Doch viele Versuche, die in den meisten Praktika vorhanden sein dürften, eignen sich hervorragend, um wichtige Aspekte der Physik der kleinsten Teilchen, Beschleuniger und Detektoren im Experiment zu demonstrieren! Die Anknüpfungspunkte zwischen Teilchenphysik und Demonstrationsexperimenten wie Braun'scher Röhre oder Fadenstrahlrohr sind in diesem Dokument zusammengefasst.

¹CERN = Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

1 Einleitung

Zunächst werden die verwendeten Demonstrationsversuche in Kapitel 2 (Seite 6) vorgestellt. Anschließend folgt ein zusammenhängender Lerngang durch die Entwicklung der Teilchenphysik bis zum heute gültigen Standardmodell (Kapitel 3, Seite 19). Die Entdeckung neuer Teilchen und wichtiger physikalischer Phänomene wird dabei mit Hilfe von Experimenten erklärt - entweder direkt oder durch den Hinweis auf Analogien.

Nachdem in Abschnitt 4.1 (Seite 51) auf die immer noch offenen Fragen der Physik hingewiesen und damit Sinn und Zweck des Large Hadron Colliders motiviert wurde, wird die Technik eines Teilchenbeschleunigers in Abschnitt 4.2 (Seite 56) vorgestellt. Da mit Braun'scher, Fadenstrahl- und Elektronenbeugungsröhre bereits drei Demonstrationsexperimente vorliegen, die eine Elektronenkanone enthalten und damit selbst kleine Teilchenbeschleuniger sind, lassen sich sehr viele Parallelen zur Beschleunigerphysik ziehen. Aber auch für die Beobachtung von Teilchen mit Detektoren gibt es Analogien bei den Demonstrationsexperimenten, worauf in Abschnitt 4.3 (Seite 90) umfassend eingegangen wird. Der Technologietransfer am CERN (Abschnitt 4.4, Seite 111) ist zwar weder direkt Teilchenphysik noch hängt er mit den Demonstrationsversuchen zusammen, ist aber für einen runden Abschluss gut geeignet, nicht zuletzt um mit Themen wie der Erfindung des World Wide Web das Interesse von Schülern und Studenten zu wecken.

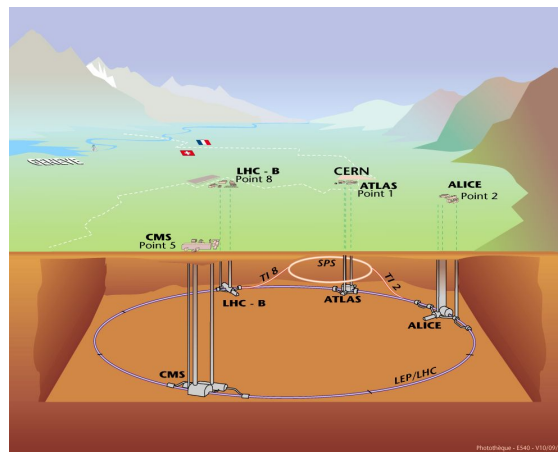


Abbildung 2: Der 27 km lange Teilchenbeschleuniger LHC am CERN [cds]

2 Die Versuche

2.1 Braun'sche Röhre

Die Kathodenstrahlröhre oder Braun'sche Röhre (Abbildung 3) wurde 1897 von Karl Ferdinand Braun² in Karlsruhe erfunden. Mit ihr lassen sich schnell veränderliche Spannungen durch die Ablenkung von Elektronenstrahlen, die auf einem Fluoreszenzschirm sichtbar werden, darstellen. Das Prinzip der Braun'schen Röhre findet vielfältige Anwendungen in der Technik, z.B. im Computermonitor, Fernseher oder Oszilloskop.

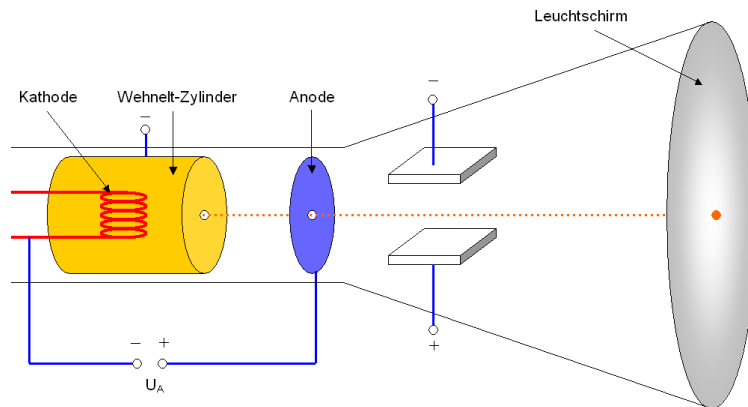


Abbildung 3: Braun'sche Röhre

Funktionsprinzip:

- Aus einer geheizten Kathode treten durch den glühelektrischen Effekt (Glühemission) Elektronen aus. Ein sogenannter Wehnelt-Zylinder rund um die Kathode, der sich ihr gegenüber auf negativem Potenzial befindet, stößt die Teilchen ab und fokussiert die Elektronen dadurch in der Mitte der Anordnung.
- Ein starkes elektrisches Feld zwischen Kathode und Anode beschleunigt die Elektronen, bevor sie durch das Loch in der Anode austreten.

²Karl Ferdinand Braun (1850 - 1918): deutscher Physiker und Elektrotechniker, Nobelpreisträger 1909

- Mit Kondensatorplatten (oder Spulen) lassen sich die Teilchen ablenken. Auf diese Weise ist es möglich, Spannungsverläufe oszillographisch darzustellen oder ein Fernsehbild Zeile für Zeile zu schreiben.
- Die Elektronen fliegen bis zum Schirm und regen den Leuchtstoff am Auftreffpunkt zum Leuchten an.
- Die Anordnung befindet sich in einer Vakuumröhre, um zu verhindern, dass die Elektronen mit Gasmolekülen der Luft kollidieren, was den Strahl abschwächen würde.

2.2 Elektronenbeugungsröhre

Bei der Elektronenbeugungsröhre (Abbildung 4) handelt es sich um einen evakuierten Glaskolben, in dem ein Elektronenstrahl erzeugt, beschleunigt und auf eine dünne Graphitfolie geschossen wird. Im Vergleich zur Braun'schen Röhre und zum Fadenstrahlrohr wird bei der Elektronenbeugungsröhre eine deutlich höhere Spannung verwendet, so dass die Welleneigenschaften der Elektronen zutage treten: sie werden an den Netzebenen des Graphits gebeugt, wodurch auf dem Schirm ein Interferenzmuster sichtbar wird, die von der Röntgenstrahlung her bekannten Debye³-Scherrer⁴-Ringe.

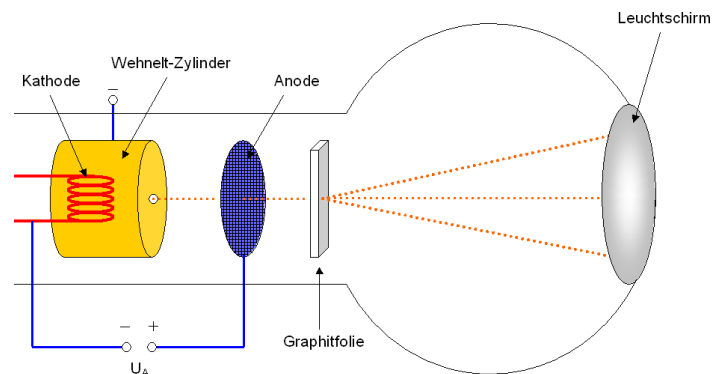


Abbildung 4: Elektronenbeugungsröhre

³Peter Debye (1884 - 1966): niederländischer Physiker und theoretischer Chemiker, Nobelpreis für Chemie 1936

⁴Paul Scherrer (1890 - 1969): Schweizer Physiker

Funktionsprinzip:

- Wie bei der Braun'schen Röhre wird auch in der Beugungsröhre mittels Glühkathode und Wehnelt-Zylinder ein Elektronenstrahl erzeugt.
- Zwischen Kathode und Anodengitter liegt eine Hochspannung von 10 kV an, die die Elektronen beschleunigt.
- Anschließend treffen die Elektronen auf eine dünne Graphitfolie, deren Befestigung ein Kupfernetz ist. Am Graphit werden die Elektronen gebeugt, so dass sie in unterschiedlichen Winkeln weiter in Richtung Schirm fliegen.
- Als Leuchtschirm dient eine Fluoreszenzschicht, die auf der Innenseite des Glaskolbens aufgebracht ist. Deren Atome werden von den Elektronen zum Leuchten angeregt, wodurch das Beugungsbild sichtbar wird.

2.3 Fadenstrahlröhre

Eine Fadenstrahlröhre (Abbildung 5) besteht aus einem kugelförmigen Glaskolben, in dem sich ein Edelgas (z.B. Neon) unter sehr geringem Druck befindet. Ein Teilchenstrahlsystem innerhalb der Röhre, aufgebaut aus Kathode, Wehneltzylinder und Anode, erzeugt einen Elektronenstrahl. Dieser regt die Gasatome zum Leuchten an, wodurch der Strahl im Kolben sichtbar wird.

Mit einer Fadenstrahlröhre kann daher direkt beobachtet werden, dass sich Elektronen im Magnetfeld auf einer Kreisbahn bewegen. Weil hierfür ein räumlich ausgedehntes homogenes Magnetfeld nötig ist, verwendet man zu dessen Generierung üblicherweise ein Paar kurzer Spulen mit großem Radius (Helmholtz-Spulen), in deren Mitte die Fadenstrahlröhre positioniert wird.

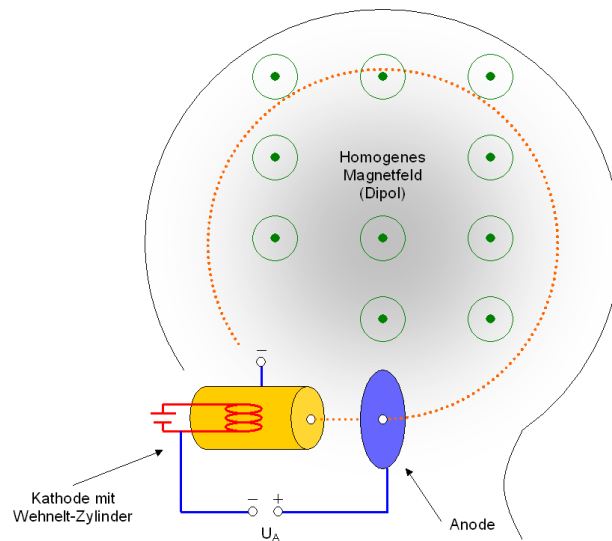


Abbildung 5: Fadenstrahlröhre

2.4 Versuche zum Photoeffekt

Der lichtelektrische Effekt, die Freisetzung von Elektronen aus einer Metalloberfläche beim Auftreffen von elektromagnetischer Strahlung, wurde 1839 von Becquerel⁵ erstmals beobachtet und um 1888 von Hallwachs⁶ und Hertz⁷ systematisch untersucht. Während mit einer geladenen Zinkplatte das Grundprinzip veranschaulicht werden kann (Abbildung 6), ermöglicht eine Vakuum-Fotozelle (Abbildung 7) die Bestimmung der Energie der freigesetzten Elektronen und der Austrittsarbeit des Metalls.

Funktionsprinzip Zinkplatte:

- Eine auf ein Elektroskop aufgesteckte Zinkplatte wird mit einem Hochspannungsnetzgerät elektrisch aufgeladen, das Elektroskop schlägt aus.
- Die Zinkplatte wird mit verschiedenen Lichtquellen, z.B. einer Glühlampe oder einer Quecksilber-Dampf Lampe bestrahlt.

⁵Alexandre Edmond Becquerel (1820 - 1891): französischer Physiker

⁶Wilhelm Hallwachs (1859 - 1922): deutscher Physiker

⁷Heinrich Rudolf Hertz (1857 - 1894): deutscher Physiker

- Sinkt die Ladung der Zinkplatte (und damit auch des Elektroskops), so deutet dies auf eine Freisetzung von Ladungsträgern hin.

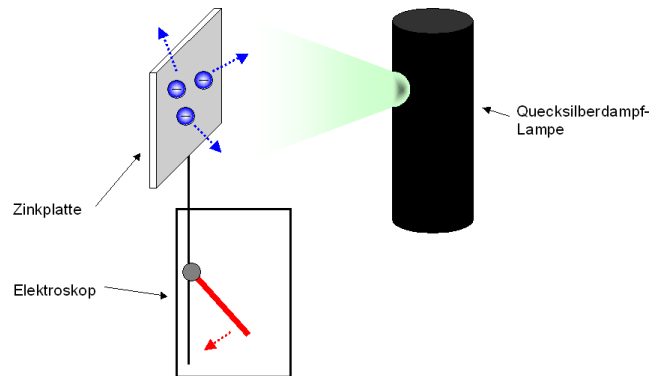


Abbildung 6: Photoeffekt

Funktionsprinzip Vakuum-Fotozelle:

- Licht, das auf die Kathode aus Metall an der Rückwand der Fotozelle fällt, löst aus deren Oberfläche Elektronen aus (Photoeffekt).
- An eine ringförmige Anode kann eine Beschleunigungs- oder (bei anderer Polung) Gegenspannung angelegt werden, um die Elektronen zu beschleunigen bzw. abzu-bremsen.
- Mit einem Messverstärker zwischen Ringanode und Kathode lässt sich der Photo-strom messen.
- Die Fotozelle befindet sich in einer Vakuumröhre, um Stöße der Elektronen mit Gasatomen zu vermeiden und damit einen höheren Stromfluss zu garantieren.

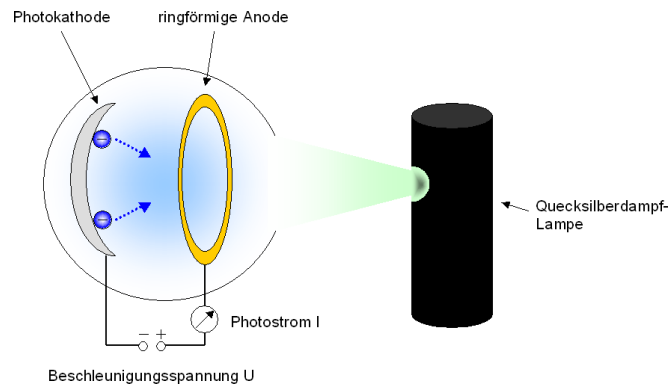


Abbildung 7: Vakuum-Fotozelle

2.5 Franck-Hertz-Röhre

Bei ihrem bahnbrechenden Versuch von 1913 untersuchten Franck⁸ und Hertz⁹ den Stoß von beschleunigten Elektronen mit Quecksilber-Atomen, das entgegen klassischer Erwartungen Energie nur in diskreten Portionen absorbierte. Damit war der erste nicht-spektroskopische Nachweis für das Bohr'sche Atommodell erbracht. Franck und Hertz untersuchten neben dem bekannten Versuch mit Quecksilberdampf auch Elektronenstöße mit Neon-Gas, was aus experimenteller Sicht mehrere Vorteile mit sich bringt: die Leuchterscheinung des angeregten Gases liegt im sichtbaren Bereich und kann direkt beobachtet werden, außerdem liegt Neon bei Zimmertemperatur gasförmig vor und bedarf deshalb keiner Heizung auf mehrere hundert Grad Celsius.

Funktionsprinzip:

- Die Röhre ist mit Neongas gefüllt, mit dessen Atomen die beschleunigten Elektronen zusammenstoßen.
- Aus einer geheizten Kathode treten durch den glühelektrischen Effekt (Glühemission) Elektronen aus.
- Mit dem gegenüber der Kathode positiv geladenen Steuergitter lässt sich der Elek-

⁸James Franck (1882 - 1964): deutsch-amerikanischer Physiker, Nobelpreisträger 1925

⁹Gustav Hertz (1887 - 1975): deutscher Physiker, Nobelpreisträger 1925

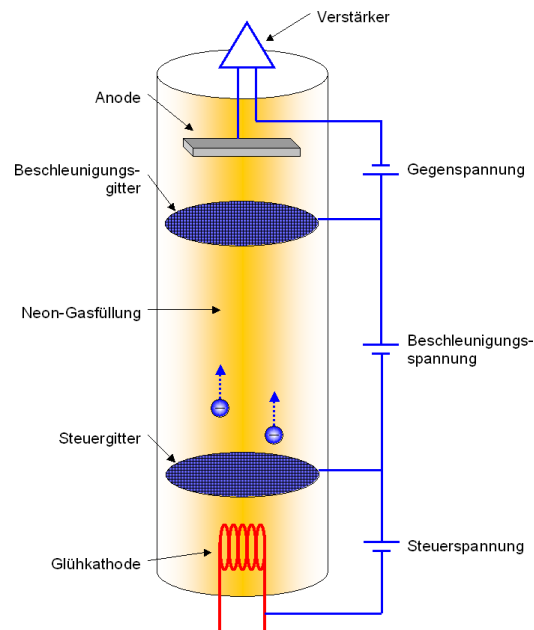


Abbildung 8: Franck-Hertz-Versuch

tronenstrom regeln. Eine hohe Spannung bewirkt dabei, dass die Raumladung in Kathodennähe geringer wird, weil die Elektronen in Richtung Gitter abgesaugt werden.

- Mit einer deutlich höheren Spannung zwischen Beschleunigungs- und Steuergitter werden die Elektronen beschleunigt, bevor sie durch die Löcher des zweiten Gitters austreten.
- Als Auffänger dient eine Elektrode, die bezüglich des Beschleunigungsgitters auf negativem Potenzial liegt. Mit der schwachen Gegenspannung lässt sich die Energie der Elektronen, die das Beschleunigungsgitter passiert haben, untersuchen: nur Elektronen, deren Energie ausreicht um das Gegenfeld zu überwinden, können die Anode erreichen.

2.6 Myonenkanne

Während die meisten Detektoren die Anregung oder Ionisation von Atomen zum Nachweis von Elementarteilchen nutzen, ist die an den Universitäten Mainz und Karlsruhe hergestellte „Myonenkanne“ (Abbildung 9) ein Vertreter eines anderen Detektor-Typs, dem Cherenkov¹⁰-Detektor. Mit ihr lassen sich Myonen aus der kosmischen Strahlung beobachten und untersuchen, wobei das gleiche Prinzip angewendet wird, das die Grundlage von Großversuchen wie dem Super-Kamiokande-Experiment in Japan bildet, wo statt nur einer Thermoskanne und einem Photomultiplier 50.000 Tonnen Wasser und 11.200 Photomultiplier zum Einsatz kommen.

Mit einer Myonenkanne lassen sich vielerlei Versuche durchführen - von der reinen Beobachtung von Myonen mit dem Oszilloskop über die Messung der Absorption in Gebäuden bis hin zu Lebensdauer- und Koinzidenzmessungen, wobei an dieser Stelle lediglich auf die Staatsexamensarbeit von Dania Burak [Bur07] verwiesen werden soll. Da den meisten Schulen sicherlich keine Myonenkanne zur Verfügung steht, können alternativ von Dania Burak erstellte Lehrfilme¹¹ gezeigt werden.

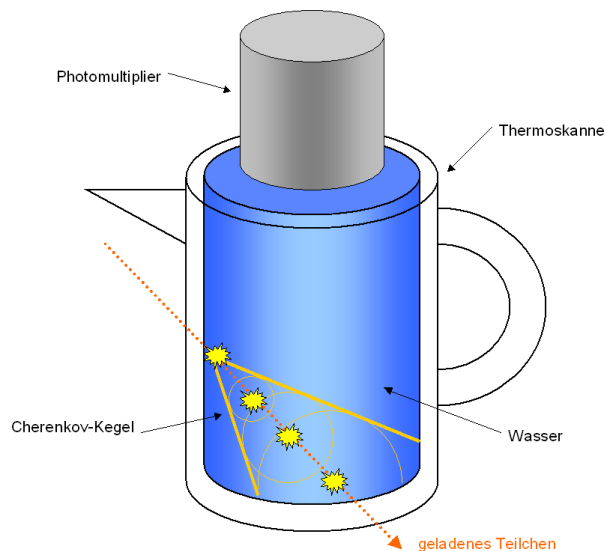


Abbildung 9: Myonenkanne

¹⁰Pavel Alekseyevich Cherenkov (1904 - 1990): russischer Physiker, Nobelpreisträger 1958

¹¹<http://www.physik.uni-karlsruhe.de/Studium/Lehramt/kosmischeKanne.html>

Funktionsprinzip:

- In einer mit Wasser gefüllten Thermoskanne erzeugen schnelle geladene Teilchen (wie z.B. Myonen aus der kosmischen Strahlung) durch den Cherenkov-Effekt schwache Lichtblitze.
- Die Verspiegelung der Kanne gewährleistet, dass eine größtmögliche Lichtmenge den Photodetektor erreicht, der in den Deckel der Kanne eingebaut wurde.
- Dieser Photomultiplier wandelt die Lichtsignale in elektrische Impulse um, die mit Verstärkerelektronik oder einem Hochfrequenz-Oszilloskop gezählt bzw. angezeigt werden können.

Cherenkov-Effekt Die Phasengeschwindigkeit des Lichts ist im Medium kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c , in Wasser z.B. $225.000.000 \frac{m}{s}$ statt $c = 299.792.458 \frac{m}{s}$ im Vakuum. Dass sich Teilchen schneller als c bewegen, ist nicht möglich. Da im Medium die Geschwindigkeit des Lichts verringert ist, kann dort die Situation auftreten, dass sich Teilchen schneller als die Phasengeschwindigkeit des Lichts bewegen. Sind diese Teilchen geladen und das Medium selbst ein Dielektrikum wie z.B. Wasser, tritt der folgende Effekt auf:

- Die Atome längs der Flugbahn des Teilchens werden durch dessen Ladung kurzzeitig polarisiert.
- Die Polarisation bewirkt die Aussendung elektromagnetischer Wellen, da beschleunigte oder abgebremste Ladungen (die Polarisation ist schließlich eine Ladungsverschiebung) eine Emission von Photonen hervorrufen.

Normalerweise löschen sich die von benachbarten Atomen auf diese Weise erzeugten elektromagnetischen Wellen aus, dementsprechend ist auch keine Lichterscheinung zu beobachten. Bewegt sich das Teilchen, das die Polarisation verursacht allerdings mit einer Geschwindigkeit, die die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium übersteigt, so werden die elektromagnetischen Wellen schneller erzeugt, als sie sich auslöschen können. Von jedem Punkt der Teilchenbahn geht deshalb eine Kugelwelle aus. Insgesamt resul-

tiert dies in der kegelförmigen Ausbreitung des sogenannten Cherenkov-Lichts, ähnlich dem Mach-Kegels beim Überschallknall eines Flugzeugs. Der Öffnungswinkel des Kegels ist dabei ein Maß für die Teilchengeschwindigkeit.

Photomultiplier Mit einer „normalen“ Photozelle ist das schwache Cherenkov-Licht einzelner Teilchen nicht nachweisbar. Dies leistet ein Photomultiplier (Elektronenvervielfacher, Abbildung 10), der schwache Lichtsignale bis hin zu einzelnen Photonen aufzulösen in der Lage ist. Die Funktionsweise ist die folgende:

- Photonen treffen auf die Photokathode und lösen mittels Photoeffekt einzelne Elektronen aus.
- Ein starkes elektrisches Feld beschleunigt diese Photoelektronen.
- Im Verlauf der Beschleunigung treffen die Photoelektronen auf mehrere Dynoden - weitere Elektroden mit geringer Austrittsarbeit, aus denen jedes auftreffende Elektron 3-10 Sekundärelektronen herausschlägt, lawinenartig nimmt so die Anzahl der Elektronen zu.

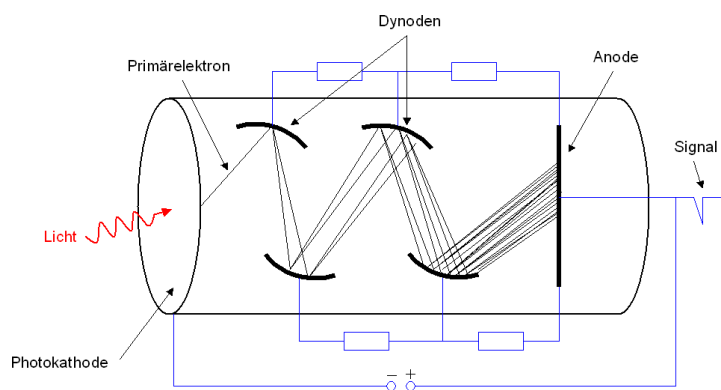


Abbildung 10: Photomultiplier

Eine Spannungsteilerkette stellt sicher, dass die Dynoden auf zunehmend positivem Potential liegen. Je nach Anzahl der Dynoden erreicht man so einen Verstärkungsfaktor des ursprünglichen Photostroms von 10^6 bis 10^8 . An der Anode sammelt sich die vervielfachte Ladung innerhalb kurzer Zeit und ist als elektrisches Signal messbar.

2.7 Spektrometer

Unter Spektroskopie versteht man die Untersuchung von Lichtquellen durch die Zerlegung des von ihnen ausgesandten Lichtes in die verschiedenen Farben. Anhand der auftretenden Wellenlängen versucht man Rückschlüsse auf die innere Struktur der Atome, die das Licht emittieren, zu ziehen. Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Farbzerlegung zu realisieren: Prismen und Beugungsgitter.

Prismen An den Grenzflächen eines Prismas (Abbildung 11) wird das zu untersuchende Licht (z.B. einer Wasserstoff-Dampfampe) gebrochen, wenn es schräg auf die Oberfläche trifft. Die Brechzahl eines Mediums hängt von der Wellenlänge bzw. Frequenz des einfallenden Lichts ab, was man als Dispersion bezeichnet. Die meisten Stoffe brechen kurzwelliges Licht stärker als langwelliges - blaues Licht wird also stärker gebrochen als rotes. Auf diese Weise spaltet ein Prisma das eintreffende Lichtbündel je nach Wellenlänge auf.

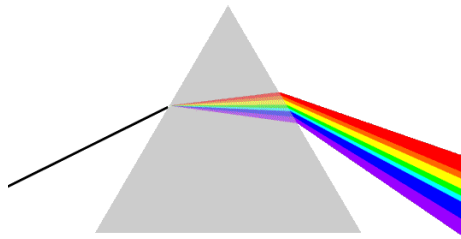


Abbildung 11: Prisma

Gitter Trifft eine elektromagnetische Welle auf die Spalte eines Gitters, so wird sie gebeugt. Nach dem Huygens'schen Prinzip ist jeder Punkt einer Wellenfront Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle - dementsprechend breiten sich von allen Spalten des Gitters Elementarwellen aus, die sich hinter dem Gitter überlagern. Die Wegdifferenz δ (der sogenannte „Gangunterschied“) zwischen dem von zwei benachbarten Spalten im Winkel α ausgehenden Licht beträgt nach Abbildung 12:

$$\sin \alpha = \frac{\delta}{g}. \quad (1)$$

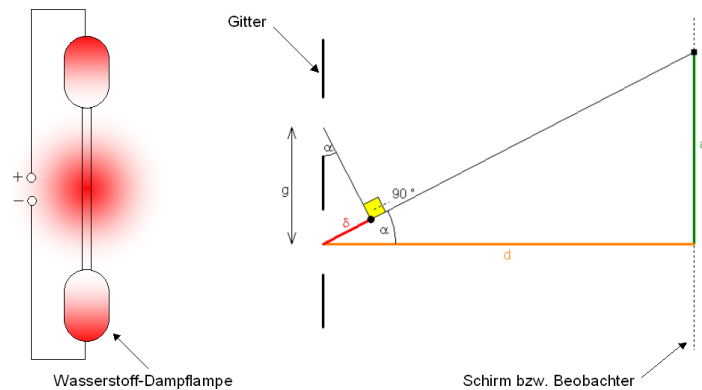


Abbildung 12: Beugung am Gitter

Treffen zwei Elementarwellen mit der Wegdifferenz δ eines Vielfachen der Wellenlänge, also $n \cdot \lambda$ aufeinander, so fallen Wellenberge auf Berge und Wellentäler auf Täler - sie verstärken sich also gegenseitig, wir erhalten „konstruktive Interferenz“, die Intensität wird maximal. Das andere Extrem wäre, dass genau das Wellental der einen Welle auf einen Wellenberg der anderen Welle trifft - es tritt Auslöschung ein, „destruktive Interferenz“, was sich in einem Intensitätsminimum niederschlägt. Für Intensitätsmaxima gilt also:

$$\sin \alpha = \frac{n \cdot \lambda}{g} \quad (2)$$

$$\Rightarrow \alpha = \arcsin \left(\frac{n \cdot \lambda}{g} \right) \quad (3)$$

Licht unterschiedlicher Frequenzen bzw. Wellenlängen λ wird demnach in verschiedenen Winkeln α abgelenkt - der Lichtstrahl fächert sich auf, womit eine Farbzerlegung und damit Spektroskopie des einfallenden Lichts realisiert ist.

2.8 Geiger-Müller-Zählrohr

Funktionsprinzip:

- Fliegt ein schnelles Teilchen durch den gasgefüllten Zylinder eines Geiger-Müller-

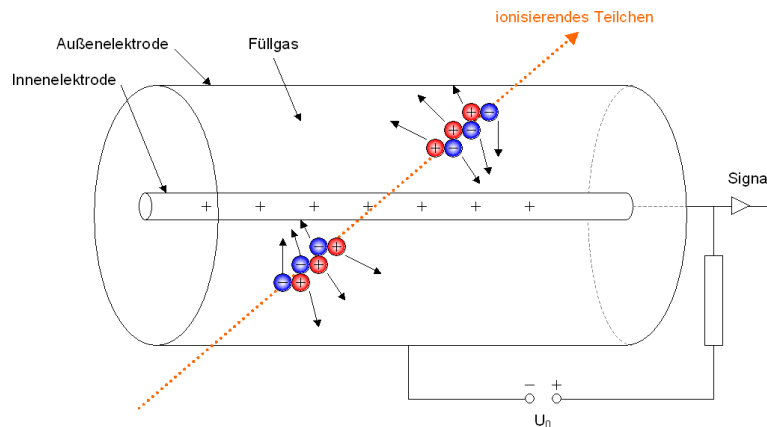


Abbildung 13: Geiger-Müller-Zählrohr

Zählrohrs¹², so ionisiert es die Gasatome, schlägt also Elektronen aus deren Atomhüllen heraus. Entlang der Flugbahn entstehen dadurch im Füllgas Elektron-Ion-Paare (Abbildung 13).

- Zwischen den Außenwänden und einem dünnen Draht in der Mitte des Zylinders liegt eine Hochspannung an. Durch das elektrische Feld werden die Ladungsträger getrennt: während die positiven Ionen zu den Außenwänden hin beschleunigt werden, wandern die Elektronen zur Innenelektrode.
- Die Spannung zwischen Draht und Außenwänden ist hoch genug, dass die durch Ionisation erzeugten freien Elektronen selbst wieder so stark beschleunigt werden, dass sie weitere Gasatome ionisieren können. Die Anzahl der Ladungsträger vervielfältigt sich dadurch lawinenartig, zwischen den Elektroden ist ein relativ starkes Signal zu messen. Teilchendurchgänge sind somit als elektrische Impulse beobachtbar.

¹²Hans Geiger (1882 - 1945) und Walther Müller (1905 - 1979): deutsche Physiker

3 Teilchenphysik

3.1 Struktur der Materie

3.1.1 Kathodenstrahlen und die Entdeckung des Elektrons

Experimente: Braun'sche Röhre, Fadenstrahlröhre, Photoeffekt

Obwohl Demokrit¹³ schon 400 Jahre vor Christus die Hypothese aufstellte, dass die Welt aus unteilbaren Teilchen - den Atomen¹⁴ - zusammengesetzt sei, war bis zum Ende des 19. Jahrhunderts nichts über deren Struktur und Aufbau bekannt. 1897 jedoch gelang Thomson¹⁵ der experimentelle Nachweis, dass es sich bei den kurz zuvor entdeckten „Kathodenstrahlen“ (man hatte festgestellt, dass glühende Kathoden eine elektrische Strahlung aussenden) um Teilchen handelt, die aus den Atomen stammen. Das erste subatomare Teilchen, das Elektron, war gefunden!

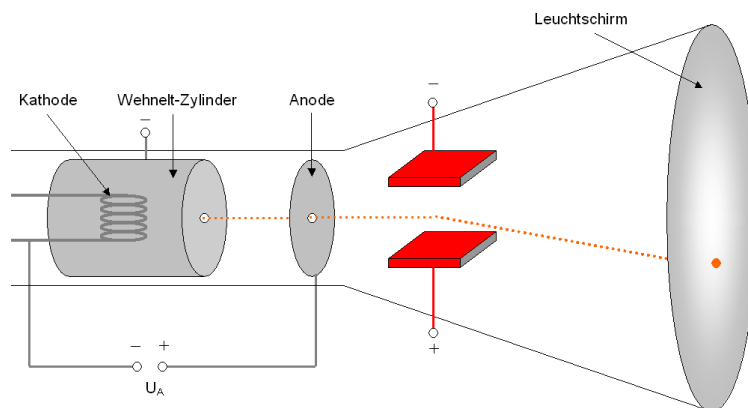


Abbildung 14: Elektrostatische Ablenkung in der Braun'schen Röhre

Experimenteller Beleg dafür, dass in Atomen elektrisch geladene Teilchen vorhanden sind, waren für Thomson die folgenden Erkenntnisse:

1. Kathodenstrahlen lassen sich mit elektrischen und magnetischen Feldern ablenken,

¹³Demokrit (460 - 371 v. Chr.): griechischer Philosoph

¹⁴Atom: griech. atomos = unteilbar

¹⁵Joseph John Thomson (1856 - 1940): britischer Physiker, Nobelpreisträger 1906

woraus folgt, dass sie aus geladenen Teilchen bestehen müssen.

2. Das Verhältnis von Ladung zu Masse, $\frac{e}{m}$, ist bei diesen Teilchen konstant.
3. Trotz der Verwendung verschiedener Kathodenmaterialien ist das $\frac{e}{m}$ -Verhältnis der ausgestrahlten Teilchen immer das gleiche. Dies ließ sich nur damit erklären, dass die entdeckten Teilchen, später Elektronen genannt, Grundbausteine der Materie sind und in allen Atomen vorkommen.

Mit der Braun'schen Röhre, die vom Aufbau her genau den von Thomson benutzten Kathodenstrahlröhren entspricht, lässt sich 1. leicht nachvollziehen: legt man eine elektrische Spannung an die Kondensatorplatten in der Röhre, wird der Strahl abgelenkt (Abbildung 14). Nähert man einen Stabmagneten an die Braun'sche Röhre an, so ändert sich der Strahlverlauf ebenfalls - die Ablenkung im Magnetfeld lässt sich auf die gleiche Weise auch im Fadenstrahlrohr demonstrieren.

Die Fadenstrahlröhre ist das Experiment, mit dem die spezifische Ladung $\frac{e}{m}$ (2.) bestimmt wird. Durch die Messung von Beschleunigungsspannung, Magnetfeld und Kreisbahnradius kann dort die spezifische Ladung $\frac{e}{m}$ berechnet werden (siehe 3.1.2, Seite 20). Da Fadenstrahl- und Braun'sche Röhre geschlossene Versuchsaufbauten sind, ist ein Tausch des Kathodenmaterials für den Nachweis von 3. leider nicht möglich.¹⁶

3.1.2 e/m-Bestimmung

Experiment: Fadenstrahlröhre

Wie in Abschnitt 3.1.1 (Seite 19) ausgeführt war die Bestimmung der spezifischen Ladung $\frac{e}{m}$ der entscheidende Hinweis zur Existenz der Elektronen. Damit handelt es sich um den Versuch, der zur Entdeckung des ersten Elementarteilchens geführt hat. Darüber hinaus ist das konstante $\frac{e}{m}$ -Verhältnis eine wichtige Voraussetzung zur Bestimmung der Masse in Teilchendetektoren, worauf in 4.3 (Seite 90) näher eingegangen wird.

Zur Bestimmung der spezifischen Ladung $\frac{e}{m}$ von Elektronen verwendet man die Faden-

¹⁶Literatur und weitere Informationen: [Lan07, Tip04, Hac01]

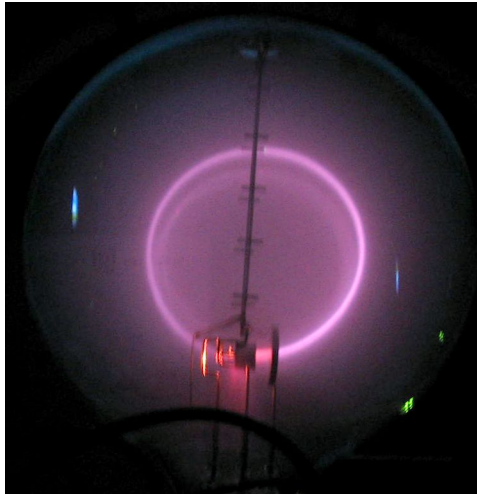


Abbildung 15: Fadenstrahlröhre: Elektronen auf einer Kreisbahn

strahlröhre im Magnetfeld zweier Helmholtz-Spulen. Verläuft das Magnetfeld senkrecht zum Elektronenstrahl, so wirkt die Lorentzkraft $\vec{F} = e \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ auf die Elektronen und zwingt diese auf eine Kreisbahn. Bei der Kreisbewegung gilt deshalb die Gleichheit von Lorentz- und Zentripetalkraft:

$$F_L = F_Z \quad (4)$$

$$\Rightarrow e \cdot v \cdot B = \frac{m_e \cdot v^2}{r} \quad (5)$$

$$\Rightarrow r = \frac{m_e \cdot v}{e \cdot B} \quad (6)$$

Die Elektronen wurden durch die Anodenspannung U_A beschleunigt, womit für deren Geschwindigkeit v folgt:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \cdot m_e \cdot v^2 = e \cdot U_A \quad (7)$$

$$\Rightarrow v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m_e} \cdot U_A} \quad (8)$$

Setzt man (8) in (6) ein, so erhält man einen Ausdruck für $\frac{e}{m_e}$, in dem nur Anodenspannung U_A , Magnetfeldstärke B und Radius r vorkommen. Durch die Messung dieser drei

Größen lässt sich also die spezifische Ladung $\frac{e}{m_e}$ der Elektronen bestimmen.¹⁷

$$r = \frac{m_e}{e \cdot B} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m_e} \cdot U_A} \quad (9)$$

$$\Rightarrow r^2 = \frac{m_e^2}{e^2 \cdot B^2} \cdot 2 \cdot \frac{e}{m_e} \cdot U_A = \frac{m_e}{e} \cdot \frac{2 \cdot U_A}{B^2} \quad (10)$$

$$\Rightarrow \frac{e}{m_e} = \frac{2 \cdot U_A}{B^2 \cdot r^2} \quad (11)$$

3.1.3 Entdeckung des Atomkerns, Rutherford-Experiment

Experimente: Rutherford-Versuch, Elektronenbeugungsröhre

Nachdem Thomson gegen Ende des 19. Jahrhunderts entdeckt hatte, dass Atome aus geladenen Teilchen, heute Elektronen genannt, bestehen, stellte er 1898 sein Atommodell vor: Atome bestünden aus positiver Ladung, in die die Elektronen wie Rosinen in einem Kuchenteig eingebettet seien (Abbildung 16). Rutherford¹⁸ begann 1909 damit, dieses Atommodell zu überprüfen und die innere Struktur von Atomen näher zu untersuchen.

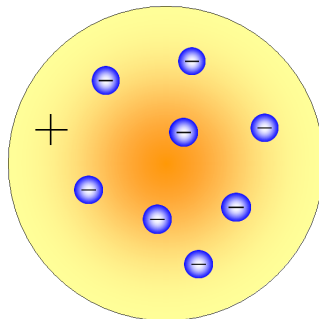


Abbildung 16: Thomson'sches Atommodell

Doch wie kann man die Struktur von Materie erforschen? Dazu führt man sogenannte Streuexperimente durch: die Idee ist, das zu untersuchende Material mit kleinen Teilchen zu beschießen und aus deren Ablenkung Rückschlüsse auf die Materialstruktur zu ziehen. Rutherford verwendete α -Teilchen, die er auf eine dünne Goldfolie treffen ließ. Sichtbar wurden die α -Teilchen anschließend als Lichtblitze auf einem Zinksulfid-Schirm.

¹⁷Literatur und weitere Informationen: [[CON](#), [Sto](#)]

¹⁸Lord Ernest Rutherford (1871 - 1937): neuseeländischer Atomphysiker, Nobelpreis für Chemie 1908

Das Ergebnis war überraschend: nach dem Thomson'schen Atommodell wäre zu erwarten gewesen, dass die Elektronen in der Goldfolie lediglich verlangsamt, aber kaum abgelenkt werden (Abbildung 17). Die gleichmäßige Verteilung der positiven Ladung über das ganze Atom würde nämlich deren Einfluss auf die α -Teilchen praktisch aufheben, so dass keine Ablenkung zu beobachten sein sollte. Auch die in der positiven Ladung eingebetteten Elektronen würden aufgrund ihrer gegenüber den α -Teilchen deutlich geringen Masse (7.350 mal leichter) keine große Ablenkung verursachen.

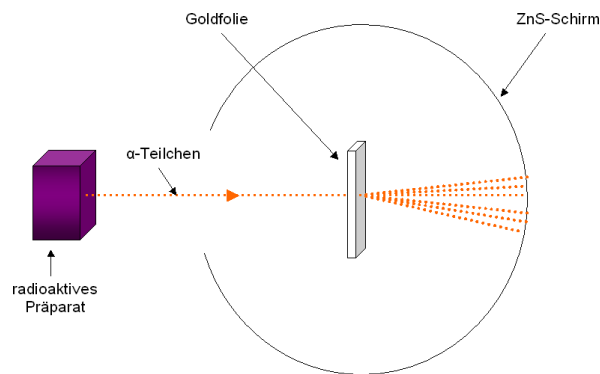


Abbildung 17: Rutherford-Experiment: Erwartung nach dem Thomson'schen Atommodell

Bei der Versuchsdurchführung 1911 beobachtete Rutherford aber eine andere Verteilung der α -Teilchen: zwar durchflogen die meisten Geschossteilchen die Goldfolie relativ geradlinig, es wurden jedoch auch unter großen Ablenkwinkeln vereinzelte α -Teilchen registriert, siehe Abbildung 18. Sogar in Rückrichtung bis zu Winkeln von nahezu 180° trafen Teilchen auf! Diese Ergebnisse (die meisten Teilchen durchfliegen die Atome praktisch geradlinig, während einige wenige teils sehr stark abgelenkt werden) ließen nur den Schluss zu, dass die positive Ladung in Atomen in einem Kern konzentriert sein musste, der den stark abgelenkten Teilchen als Streuzentrum diente. Die große Mehrheit der geradlinig durchgeflogenen Teilchen deutete darauf hin, dass der größte Teil des Atoms fast leer und lediglich mit den Elektronen gefüllt ist.

Ergebnis dieser Versuche war das Rutherford'sche Atommodell (Abbildung 19). Während die positive Ladung (und auch fast die gesamte Masse) im Atomkern konzentriert ist, befinden sich die Elektronen in der Atomhülle, die - das ließ sich aus der Trefferhäufigkeit abschätzen - etwa den 100.000-fachen Durchmesser des Kerns besitzt.¹⁹

¹⁹Literatur und weitere Informationen: [[Ger04](#), [Hac01](#)]

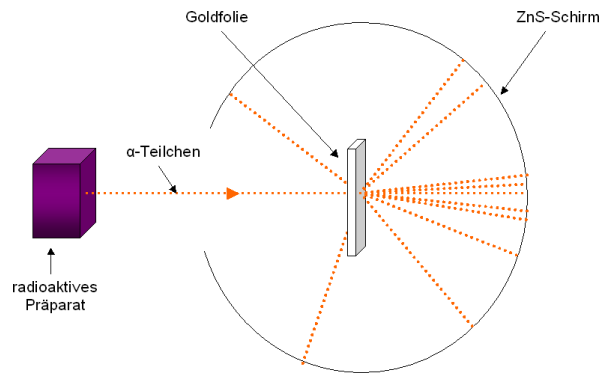


Abbildung 18: Rutherford-Experiment: Ergebnis

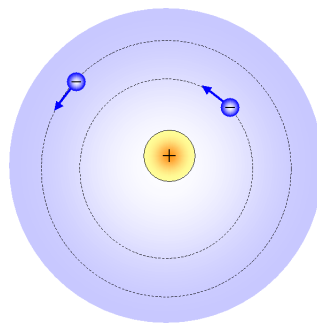


Abbildung 19: Rutherford-Modell

Diese wichtige Erkenntnis lässt sich natürlich am besten mit dem Originalexperiment von Rutherford nachvollziehen. Steht dieses nicht zur Verfügung, so kann mit der Elektronenbeugungsröhre das Grundprinzip des Versuchstyps „Streuexperiment“ vorgestellt werden. Wie beim Rutherford-Versuch α -Teilchen auf eine Goldfolie geschossen werden, treffen in der Beugungsröhre beschleunigte Elektronen auf eine Graphitfolie. Und auch dort sind aus der Ablenkung der Teilchen Rückschlüsse auf die Struktur des Materials möglich. Kennt man die Energie der Elektronen, so lässt sich nämlich nach den Gesetzen der Bragg-Reflexion mit der deBroglie-Wellenlänge λ aus dem Ablenkwinkel θ , der sich aus dem gemessenen Radius r der Beugungsringe berechnen lässt, eine Formel für den Netzebenenabstand d des Graphits herleiten:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m_e \cdot e \cdot U}} \quad (12)$$

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \theta \quad (13)$$

$$\Rightarrow d = \frac{n \cdot \lambda}{2 \cdot \sin \theta} \quad (14)$$

3.1.4 Entdeckung des Neutrons

Experiment: Elektronenbeugungsröhre

Nach der Entdeckung des Atomkerns durch Rutherford lag es nahe anzunehmen, dass dieser aus Protonen, relativ schweren positiv geladenen Teilchen, zusammengesetzt ist. Bei der Betrachtung der Atommasse stieß man allerdings auf das Problem, dass Massenzahl²⁰ A und Ladungszahl²¹ Z nicht immer gleich sind: bei Helium-4 gilt z.B. $A = 4$ und $Z = 2$.

Die Idee, dass sich zusätzliche Elektronen im Kern befinden könnten, die die elektrische Ladung der überzähligen Protonen neutralisieren, wurde rasch verworfen. Elektronen hätten im Kern nämlich durch die Einsperrung auf engem Raum eine so hohe quantenmechanische Nullpunktsenergie, dass sie das Kernpotenzial einfach überspringen würden,

²⁰Massenzahl = Anzahl der Kernbausteine eines Atoms

²¹Ladungszahl = Anzahl der Protonen im Kern

da aus der Heisenberg'schen²² Unschärferelation aus der starken Eingrenzung des Aufenthaltsorts eine große Impulsunschärfe resultiert. Es musste im Kern also ungeladene Teilchen geben, deren Masse der des Protons entspricht.

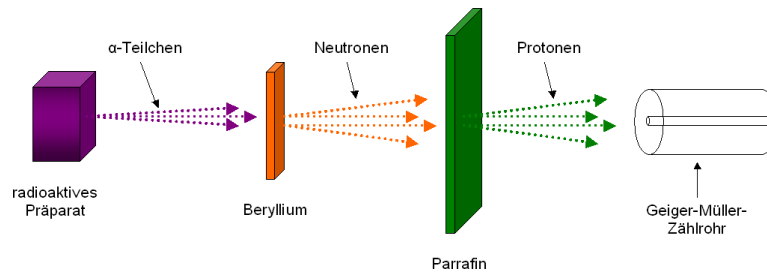


Abbildung 20: Entdeckung des Neutrons

Diese ungeladenen Teilchen, Neutronen genannt, wurden 1932 von James Chadwick²³ entdeckt. Chadwick untersuchte die sogenannte „Beryllium-Strahlung“ - Strahlung, die entsteht, wenn Beryllium mit α -Teilchen beschossen wird. Diese wies seltsame Eigenschaften auf: in Ionisationskammern zeigte sich kaum ein Effekt, es musste sich also um ungeladene Teilchen handeln. Die Vermutung, dass es sich deshalb bei den „Beryllium-Strahlen“ um eine Art γ -Strahlung handeln könnte, widerlegte Chadwick mit folgender Modifikation des Experiments: eine wasserstoffhaltige Materialschicht wie z.B. Paraffin zwischen Beryllium und Zählrohr verursachte einen starken Anstieg der Zählrate: die ungeladenen „Beryllium-Strahlen“ lösten Protonen aus dem Paraffin, die dann vom Zählrohr registriert wurden. Dass die Protonen von γ -Strahlung aus dem Paraffin herausgeschlagen wurden, erschien aufgrund der dafür benötigten hohen Energie unwahrscheinlich - es kamen eigentlich nur Teilchen in Frage, deren Masse vergleichbar mit der eines Protons ist. Die ungeladene „Beryllium-Strahlung“ bestand also aus Teilchen mit einer dem Proton vergleichbaren Masse, die Existenz der Neutronen war somit bewiesen.

Bei diesem Versuch handelt es sich ebenfalls um ein Streuexperiment: das auch in der Elektronenbeugungsröhre realisierte Prinzip, schnelle Teilchen auf Materie zu schießen, gilt natürlich auch für den Chadwick-Versuch. Im Gegensatz zu Rutherford und zur Elektronenbeugungsröhre beobachtet man hier allerdings keine elastische Streuung, wo aus der Ablenkung der Geschossteilchen Rückschlüsse auf die Struktur der Materie gezogen

²²Werner Heisenberg (1901 - 1976): deutscher Physiker, Nobelpreisträger 1932

²³James Chadwick (1891 - 1974): englischer Physiker, Nobelpreisträger 1935

werden können. Beim Chadwick-Versuch tritt inelastische Streuung auf, sogar an zwei Stellen: schnelle α -Teilchen setzen im Beryllium Neutronen frei, die wiederum Protonen aus der Paraffin-Schicht auslösen.²⁴

3.2 Quantenmechanik

3.2.1 Photoeffekt

Experiment: Photoeffekt

1888 bestrahlte Hallwachs²⁵ geladene Metallplatten mit Licht verschiedener Frequenzen. Ergebnis dieser Versuche, die sich mit einer auf ein Elektroskop aufgesteckten Zinkplatte mit einfachen Mitteln wiederholen lassen (siehe 2.4), waren folgende Erkenntnisse:

- Positive Ladungen bleiben erhalten, egal welche Intensität oder Frequenz das Licht hat.
- Negative Ladungen verschwinden, wenn die Frequenz des Lichts hoch genug ist.

Licht ist also in der Lage, aus Metalloberflächen negative Ladungsträger, Elektronen, auszulösen. Nach der klassischen Wellentheorie des Lichtes würde man erwarten, dass dieser Effekt von der Intensität der elektromagnetischen Welle abhängt, nicht jedoch von ihrer Frequenz. Dies ist aber nicht der Fall: beleuchtet man die Metallplatte mit einer starken Glühlampe, so werden keine Ladungen frei gesetzt, der Ausschlag des Elektroskops geht nicht zurück. Bei der Bestrahlung mit einer Quecksilberdampf-Lampe hingegen entlädt sich die Zinkplatte, da Elektronen freigesetzt werden.

Die Erklärung hierfür lieferte Einstein²⁶ 1905, indem er annahm, dass die Energie des Lichts nicht kontinuierlich verteilt ist (wie man es von einer Welle erwarten würde), sondern quantisiert in Energiepaketen vorliegt, die er „Photonen“ nannte. Die Energie der Photonen ist dabei von der Frequenz f des Lichts abhängig und beträgt $E = h \cdot f$

²⁴Literatur und weitere Informationen: [[Ger04](#), [Lan07](#)]

²⁵Wilhelm Hallwachs (1859 - 1922): deutscher Physiker

²⁶Albert Einstein (1879 - 1955): deutscher Physiker, Nobelpreisträger 1921

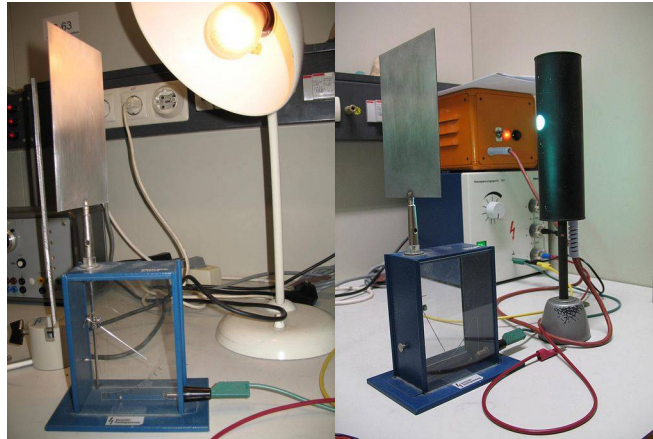


Abbildung 21: Demonstrationsversuch zum Photoeffekt

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$. Nur wenn die Energie eines Photons größer als die materialabhängige Austrittsarbeit W_A ist, kann es ein Elektron aus dem Metall herausschlagen.

Ist die Frequenz (und damit die Energie der Photonen) zu niedrig, bewirkt auch eine noch so hohe Lichtintensität keine Freisetzung von Elektronen - zwar wäre dann die Anzahl der auftreffenden Photonen sehr hoch, doch keines der Photonen würde ausreichend Energie besitzen, um einem Elektron genug Energie zu übertragen, damit es die Austrittsarbeit des Metalls überwinden kann.²⁷

3.2.2 Franck-Hertz-Versuch

Experiment: Franck-Hertz-Versuch

In der Franck-Hertz-Röhre stoßen die zwischen den Gittern beschleunigten Elektronen mit den Atomen des Neongases zusammen. Für geringe Beschleunigungsspannungen treten nur elastische Stöße auf: die Elektronen werden an den Gasatomen abgelenkt, Gesamtenergie und -impuls der beiden Stoßpartner sind erhalten. Der Anodenstrom wächst daher proportional zur angelegten Beschleunigungsspannung an - schließlich werden dadurch mehr Elektronen in Richtung Anode beschleunigt.

²⁷Literatur und weitere Informationen: [\[Ger04\]](#)

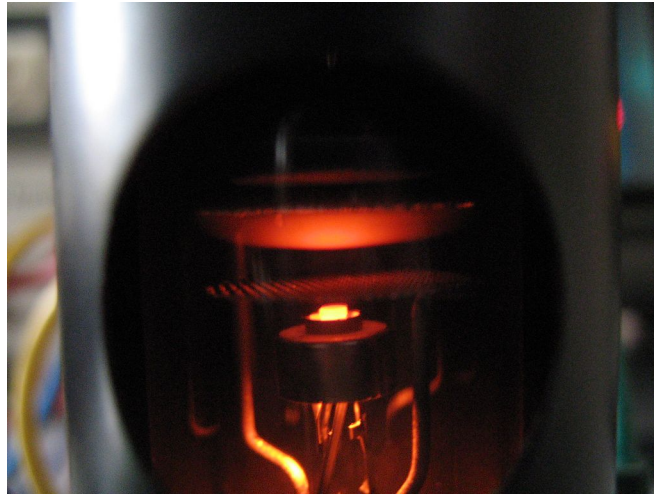


Abbildung 22: Leuchterscheinung in der Franck-Hertz-Röhre

Erhöht man die Spannung zwischen Steuer- und Beschleunigungsgitter weiter, so verringert sich der Anodenstrom bei ca. 20 V Beschleunigungsspannung plötzlich, während in der Nähe des Beschleunigungsgitters eine rot leuchtende Schicht sichtbar wird (Abbildung 22). Dies ist damit zu erklären, dass die Elektronen die Gasatome jetzt inelastisch stoßen: die Elektronen geben ihre Energie an die Gasatome ab, die dadurch zur Aussendung von Licht angeregt werden. Aufgrund der geringeren Energie gelingt es den Elektronen nicht mehr, gegen die Gegenspannung vor der Anode anzulaufen, der Anodenstrom sinkt.

Bei einem weiteren Anstieg der Beschleunigungsspannung wandert der Leuchtring Richtung Kathode. Dies ist damit zu erklären, dass die Elektronen nun schon früher die erforderliche kinetische Energie erreichen, um das Neongas zum Leuchten anzuregen. Parallel steigt der an der Anode gemessene Strom wieder an, da die Teilchen nach dem Stoß erneut beschleunigt werden; entsprechend mehr Energie steht zur Überwindung des Gegenfelds zur Verfügung. Bei ca. 40 V erscheint eine zweite leuchtende Schicht nahe des Beschleunigungsgitters (bei gleichzeitigem Rückgang des Stroms), die bei weiterer Erhöhung der Spannung ebenfalls Richtung Kathode wandert. Jetzt wurden die Elektronen, die beim ersten Stoß ihre kinetische Energie verloren haben wieder ausreichend beschleunigt, um weitere Atome anregen zu können.

Die Tatsache, dass die Anregung des Neongases nicht kontinuierlich, sondern nur bei dis-

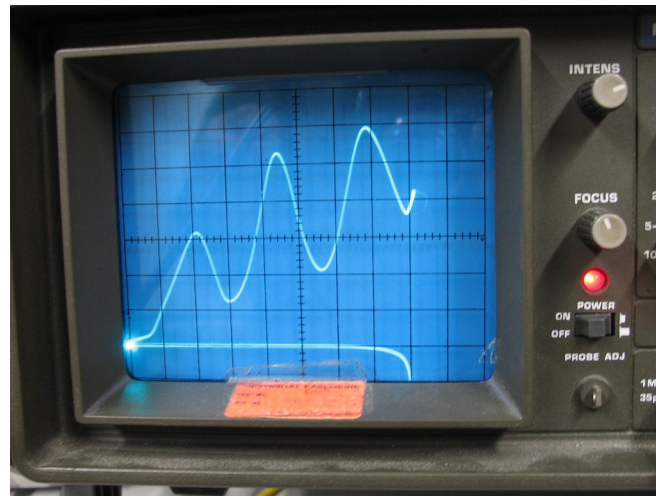


Abbildung 23: Franck-Hertz-Kurve auf dem Oszilloskop

kreten Energiebeträgen erfolgt, war ein wichtiger experimenteller Beleg für das Bohr'sche Atommodell und die Quantenphysik. Beim Stoß gibt ein beschleunigtes Elektron seine Energie an ein Elektron aus der Hülle des Gasatoms ab, so dass dieses auf ein höheres Energieniveau angeregt wird. Beim Zurückfallen in den Grundzustand wird die Energiedifferenz als Photon emittiert, was sich in der Neon-Franck-Hertz-Röhre durch ein rotes Leuchten bemerkbar macht. Elektronisch äußert sich dies in einem verringertem Strom an der Anode, da die Elektronen ihre Energie durch den inelastischen Stoß verloren haben und deshalb das schwache Gegenfeld nicht mehr überwinden können. Steuert man die Franck-Hertz-Röhre mit einer Sägezahnspannung an, so lassen sich die oben beschriebenen verschiedenen Anregungen oszillographisch sichtbar machen, vgl. [Abbildung 23](#).

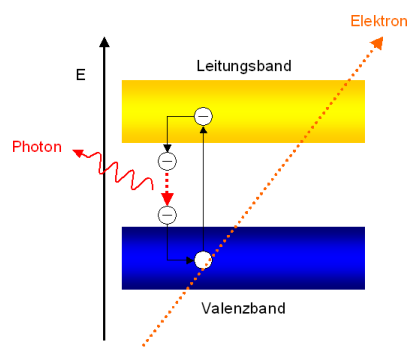


Abbildung 24: Anregung und Photonemission durch Elektronenstoß

3 Teilchenphysik

Im mit der Franck-Hertz-Röhre erreichbaren Energiebereich treten beim Neon mehrere mögliche Anregungen auf, die sich dem Termschema (Abbildung 25) entnehmen lassen. Zwischen 18,3 eV und 18,9 eV liegen 10 mögliche Zustände, so dass eine Anregung in diesem Bereich deutlich wahrscheinlicher ist als bei den 4 Zuständen zwischen 16,57 eV und 16,79 eV. Anregungen zwischen anderen Energieniveaus oder der Übergang in den Grundzustand finden zwar ebenfalls statt, liegen allerdings nicht im sichtbaren Bereich. Beobachtbar ist deshalb eine mittlere Anregungsenergie von ca. 18eV, was zusätzlich eine Bestätigung für das Termschema und die Quantenphysik mit ihrer Charakterisierung der Atomzustände ist.²⁸

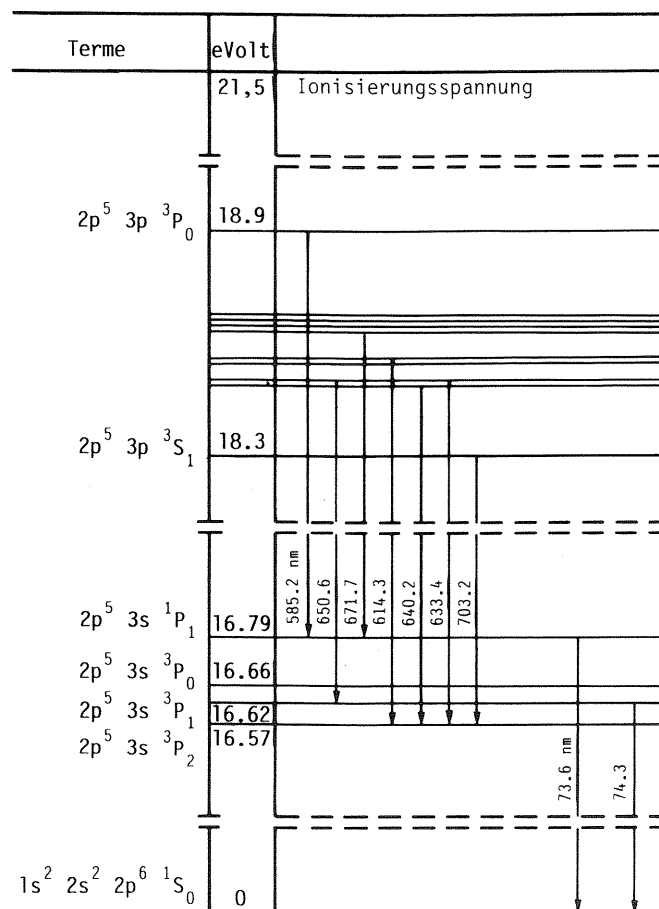


Abbildung 25: Auszug aus dem Termschema von Neon [NEV]

²⁸Literatur und weitere Informationen: [NEV]

3.2.3 Spektroskopie

Experimente: Spektrometer, Franck-Hertz-Versuch

Spaltet man Sonnenlicht mithilfe eines Prismas oder Beugungsgitters auf, so erhält man ein kontinuierliches Spektrum: da weißes Sonnenlicht alle Frequenzen des sichtbaren Lichts enthält, ergibt die Aufspaltung im Prisma oder Beugungsgitter einen Verlauf durch alle Farben wie in Abbildung 26. Ein ähnliches Resultat sollte sich ergeben, wenn man das Spektrum einer handelsüblichen Glühbirne betrachtet.



Abbildung 26: Lichtspektrum [Wik08a]

Beobachtet man stattdessen das Spektrum einer Wasserstoff-, Argon-, Neon-, Quecksilber- oder Natriumdampfampe oder einer Leuchtstoffröhre, so ergibt sich ein ganz anderes Bild: statt des kontinuierlichen Farbverlaufs erscheinen einzelne, voneinander scharf getrennte Linien. Die Farbe und Anzahl der Linien ist dabei vom jeweiligen Material abhängig: während bei Argon etliche blaue sowie einige grüne und rote Linien auftauchen (Abbildung 28), ist bei Neon praktisch nur eine einzige Linie im roten Bereich festzustellen (Abbildung 29).

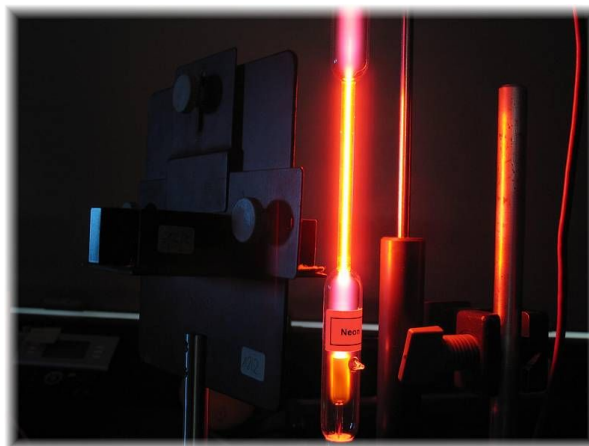


Abbildung 27: Neon-Dampfampe mit Geradsichtprisma

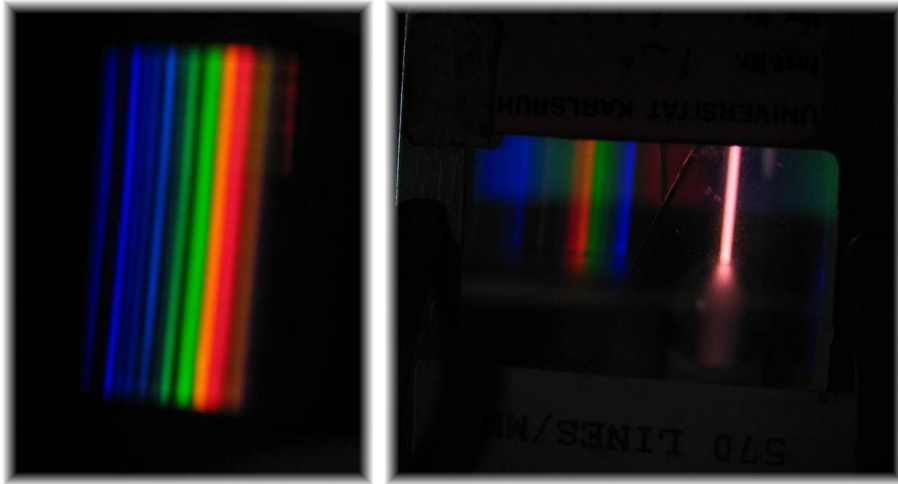


Abbildung 28: Spektrum von Argon - beobachtet durch Prisma (links) und Gitter (rechts)

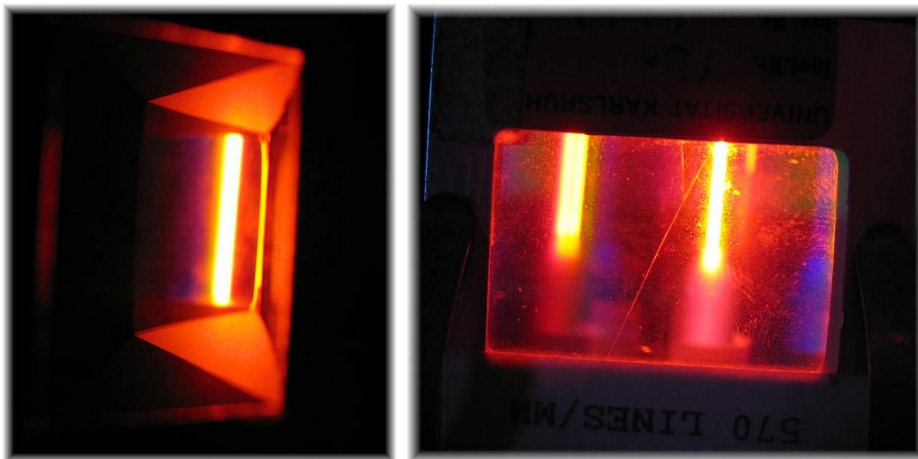


Abbildung 29: Spektrum von Neon - beobachtet durch Prisma (links) und Gitter (rechts)

Da die Farbzerlegung im Prisma oder Beugungsgitter hinsichtlich Wellenlängen erfolgt, heißt dies, dass Atome eines Stoffes nur Licht eindeutig bestimmter Wellenlängen abgeben. Diese Erkenntnis war Grundlage für das Bohr'sche Atommodell, nach welchem sich die Spektrallinien wie folgt erklären lassen: die Elektronen in der Hülle der Argon- bzw. Neonatome werden in der Lampe durch eine elektrische Spannung auf ein höheres Energieniveau angeregt. Beim anschließenden Zurückfallen auf ein tieferes Niveau wird die Energiedifferenz als Photon emittiert. Da für jede Atomkonfiguration nur bestimmte Energiezustände möglich sind (diese werden in sogenannten Termschemata, vgl. Abbildung 25, notiert), können nicht beliebige, sondern nur den Differenzen zwischen den Niveaus entsprechende Energiebeträge als Photon ausgesandt werden. Da die Frequenz f eines Photons gemäß $E = h \cdot f$ von der Energie abhängt, hat das emittierte Licht damit eine von der „Bauart“ des Atoms abhängige Wellenlänge bzw. Frequenz, was sich darin äußert, dass im Spektrum nur bei entsprechenden Frequenzen Linien zu beobachten sind.

In Neongas treten laut Termschema (Abbildung 25) hauptsächlich Übergänge im Bereich von ca. 600 nm auf. 600 nm entsprechen orangefarbenem Licht, was mit der Beobachtung einer einzelnen orange-roten Linie bei der Spektroskopie in Einklang steht. Das kontinuierliche Spektrum der Sonne oder einer Glühlampe hingegen ist so zu erklären, dass dort nicht nur Atome eines Elements, sondern Atome unterschiedlichster Art Photonen abgeben, so dass sich insgesamt ein Spektrum ergibt, in dem alle Frequenzen enthalten sind.

3.3 Kosmische Strahlung

3.3.1 Kosmische Strahlung

Experimente: Myonenkanne, Geiger-Müller-Zählrohr

Im Jahre 1900 stießen Julius Elster²⁹ und Hans Geitel³⁰ sowie C.T.R. Wilson³¹ unab-

²⁹Julius Elster (1854 - 1920): deutscher Lehrer und Physiker

³⁰Hans Geitel (1855 - 1923): deutscher Physiker

³¹Charles Thomson Rees Wilson (1869 - 1959): schottischer Physiker, Nobelpreisträger 1927

hängig voneinander auf das Problem der Ionisation von Luft. Sie hatten beobachtet, dass geladene Gegenstände ihre Ladung an der Luft verlieren, obwohl Luft eigentlich ein guter Isolator ist. Erklären ließ sich dies mit dem Vorhandensein einer radioaktiven Strahlung, die die neutralen Atome und Moleküle der Atmosphäre ionisiert, die Luft also leitend macht. Unklar war die Frage nach der Quelle dieser ionisierenden Strahlung. Zunächst ging man davon aus, dass die Strahlung allein von radioaktiven Substanzen aus der Erde stammt.

Bekannt war bereits die Tatsache, dass radioaktive Strahlung von der Luft absorbiert wird. Dementsprechend müsste mit zunehmender Höhe über dem Erdboden die Intensität der Strahlung abnehmen. Theodor Wulf bestieg aus diesem Grund 1910 mit dem nach ihm benannten „Wulf’schen Fadenelektrometer“ - einer verbesserten Ionisationskammer - den Eiffelturm, um Strahlungsmessungen durchzuführen. Er stellte oben eine viel höhere Ionisationsrate fest, als angesichts von mehreren hundert Metern abschirmender Luft zu erwarten gewesen wäre, wenn die Quelle der Strahlung die radioaktiven Elemente des Erdbodens wären. Wulf vermutete bereits, dass eine außerirdische Strahlung aus dem Kosmos auf die Erde trifft, was er aber nicht mehr selbst in weiteren Experimenten verifizierte.



Abbildung 30: Viktor Hess auf einem seiner Ballonflüge [Bur07]

Dies übernahm Viktor Franz Hess³² vom Radiuminstitut in Wien bei seinen Ballonflügen im Jahre 1912. Ihm standen neue, dickwandige Strahlungsmessgeräte zur Verfügung, die

³²Viktor Franz Hess (1883 - 1964): österreichischer Physiker, Nobelpreisträger 1936

Messungen bei konstantem Druck erlaubten, was Voraussetzung für unverfälschte Messwerte in unterschiedlichen Höhen war (die Ionisationsrate im Innern einer Ionisationskammer ist nämlich proportional zur Luftdichte). Auf den ersten sechs Fahrten erreichte Hess Höhen bis 2000 m und führte verschiedenartige Messungen durch. Erste Ergebnisse waren:

- In geringen Höhen über dem Boden nimmt die Strahlung ab, dann wieder zu.
- In 800 – 1600 m Höhe hat die Strahlung ca. die gleiche Intensität wie an der Erdoberfläche.
- Die Strahlen stammen nicht von der Sonne, sonst hätte es bei der Messung während einer Sonnenfinsternis deutliche Abweichungen geben müssen, was nicht der Fall war.

Der Durchbruch gelang Hess bei seiner 7. Fahrt am 7. August 1912. Er benutzte einen anderen Ballon mit höherer Tragfähigkeit, so dass eine Flughöhe von 5350 m erreicht werden konnte. Obwohl Hess trotz Sauerstoffgerät mit der Höhenkrankheit zu kämpfen hatte und eines der drei Messgeräte aus Versehen entlud, war das Resultat eindeutig: in großen Höhen nimmt die Strahlungsleistung dramatisch zu, es muss also eine kosmische Strahlung aus dem Weltall geben!

Mit Hilfe von Myonenkannen lässt sich diese Entdeckung auf zwei Arten nachvollziehen: zum einen beobachtet man auf dem Dach in der gleichen Zeitspanne deutlich mehr Myonen als im Keller. Die Myonen werden im Gebäude absorbiert, die geringere Rate im Keller deutet also darauf hin, dass die Strahlung von oben kommen muss, also kosmischer Natur ist. Eine andere Möglichkeit ist eine Koinzidenzmessung mit zwei Kannen. Eine Koinzidenzschaltung spricht immer dann an, wenn beide Kannen gleichzeitig ein Signal registrieren. Vergleicht man die Zählrate, wenn die Kannen übereinander angeordnet sind mit der Zählrate bei nebeneinander aufgestellten Kannen, so ist die höhere Rate bei vertikaler Anordnung ebenfalls ein Beleg dafür, dass die Strahlung „von oben“ aus dem Weltall kommen muss.

3.3.2 Entdeckung des Positrons, Antiteilchen

1928 gelang Dirac³³ die theoretische Vereinigung von Quantenmechanik und spezieller Relativitätstheorie in der Dirac-Gleichung. Aus dieser folgt unter anderem, dass es für jedes Teilchen ein zugehöriges Antiteilchen mit gleicher Masse, aber entgegengesetzter Ladung geben muss. Das Antiteilchen des Elektrons, das Positron, wurde 1932 als erstes entdeckt: Carl David Anderson³⁴ untersuchte auf dem 4300 m hohen Pike's Peak mit einer Nebelkammer die kosmische Strahlung (Abbildung 31). Im Magnetfeld eines starken Elektromagneten stellte er fest, dass neben den Elektronen mit der erwarteten Bahnkrümmung im Magnetfeld auch Teilchen auftraten, die den gleichen Bahnradius wie das Elektron aufwiesen (also die gleiche Masse haben), aber in die entgegengesetzte Richtung abgelenkt wurden - es musste sich also um die von Dirac vorhergesagten Antiteilchen handeln.

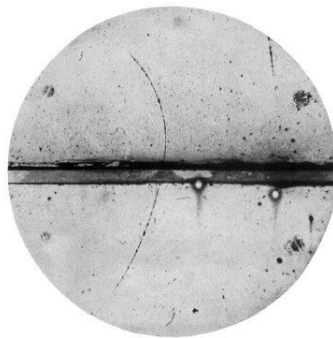


Abbildung 31: Nebelkammeraufnahme des Positrons von C.D. Anderson [cer]

3.3.3 Entdeckung des Myons

Experiment: Myonenkanne

Schon 1895 baute C.T.R. Wilson die erste Nebelkammer - allerdings mit der Zielsetzung, feinste Wassertropfen zu untersuchen. In dem übersättigten Alkohol-Luft-Gemisch der Kammer zeichneten sich unerwartet Kondensationsspuren ab, die von radioaktiven Teilchen verursacht wurden: die ionisierten Gasmoleküle entlang der Teilchenbahn wirkten

³³Paul Dirac (1902 - 1984): britischer Physiker, Nobelpreisträger 1933

³⁴Carl David Anderson (1905 - 1991): US-amerikanischer Physiker, Nobelpreisträger 1936

als Kondensationskeime, so dass sich entlang der Bahn Wassertröpfchen bildeten. Im Rest der Kammer war dies aufgrund der Verwendung hochreiner Luft, in der keine Kondensationskeime zur Verfügung standen, nicht möglich.

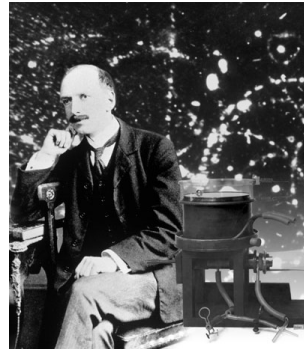


Abbildung 32: Skobelzyn vor Nebelkammer-Teilchenspuren

Natürlich bot es sich an, auch die kosmische Strahlung mit Nebelkammern zu beobachten, wozu in der Regel Standorte hoch in den Bergen gewählt werden mussten. Ein Problem war allerdings, dass aus der metallischen Wand der Nebelkammer Elektronen austraten, die sich störend überlagerten. 1927 hatte der russische Physiker Dimitri Skobelzyn³⁵ die Idee, diese mit einem starken Elektromagneten abzulenken. Die erstaunliche Entdeckung war, dass trotz des starken Magneten Teilchenspuren zu sehen waren, die kaum gekrümmt waren, was auf extrem energiereiche Teilchen hindeutete. Skobelzyn war damit der erste, der die (sekundäre) kosmische Strahlung mit eigenen Augen gesehen hat.

1937 stießen Carl David Anderson und sein Kollege Seth Neddermeyer in der Nebelkammer auf geladene Teilchen aus der kosmischen Strahlung, die wesentlich durchdringender als Elektronen und Positronen waren. Aus dem Krümmungsradius der Bahn bestimmten sie deren Masse, sie lag zwischen der von Protonen und Elektronen, weshalb die neuen Teilchen den Namen Mesotron (griech. für „in der Mitte liegend“) bekamen. Ein Teilchen ähnlicher Masse hatte der Japaner Hideki Yukawa in seiner „Theorie der starken Wechselwirkung“ vorausgesagt, weshalb man zunächst davon ausging, es würde sich beim Mesotron um Yukawas Teilchen handeln. Es stellte sich aber heraus, dass die Lebensdauer des Mesotrons zu kurz war, um in Yukawas Theorie zu passen. Yukawas Pi-Meson

³⁵Dimitri Skobelzyn (1892 - 1990): russischer Physiker

bzw. Pion sollte erst zehn Jahre später entdeckt werden, das Mesotron bzw. Myon ist ein neues, unerwartetes Teilchen.

Wie der Name schon sagt, handelt es sich bei den in der Myonenkammer registrierten Teilchen um Myonen. Dass in der Kammer neue, unbekannte Teilchen und nicht etwa Elektronen, Protonen oder Neutronen detektiert werden wird allein durch die Tatsache klar, dass innerhalb eines Gebäudes Signale zu sehen sind. Elektron, Neutron und Proton sind im Gegensatz zu Myonen nicht in der Lage, dicke Materialien wie z.B. mehrere Betondecken zu durchdringen. Als Verifikation sei hier der Versuchsteil „Absorption in Gebäuden“ (siehe [Bur07]) genannt, wo u.a. festgestellt wird, dass selbst im Keller noch Myonen nachweisbar sind.

3.3.4 Ausgedehnte Luftschauer

Experimente: Myonenkammer, Geiger-Müller-Zählrohr

Schon 1929 entdeckte Skobelzyna in der Nebelkammer, dass Teilchen der Höhenstrahlung oft in Gruppen auftreten. Auch Bruno Rossi³⁶ war über die hohe Zahl an Koinzidenzen überrascht, als er drei Geigerzähler im Dreieck anordnete. Die Physiker Blackett³⁷ und Occhialini³⁸ waren es schließlich, die erstmals den Begriff des „Schauers“ prägten, als sie feststellten, dass in der Nebelkammer eine große Zahl kohärenter Spuren auftrat.

Klarheit schafften 1938 die Experimente von Pierre Auger³⁹. Dank seines handwerklich begabten ehemaligen Studenten Roland Maze standen Auger schnelle Schaltungen und sehr präzise Detektoren zur Verfügung, die er auf dem 3500 m hohen Jungfraujoch in Abständen bis 300 m aufstellte. Trotz der Entfernung kam es in benachbarten Detektoren häufig zu zeitgleichen Ereignissen. Dies legte den Schluss nahe, dass die Ereignisse den selben Ursprung hatten, was nur folgendermaßen erklärbar war: ein Primärteilchen aus dem Weltall löst in der Atmosphäre eine Lawine sekundärer Teilchen aus, die als ausgedehnter Luftschauer auf die Erde treffen.

³⁶Bruno Rossi (1905 - 1993): italienischer Astrophysiker

³⁷Patrick Blackett (1897 - 1974): englischer Physiker, Nobelpreisträger 1948

³⁸Giuseppe Occhialini (1907 - 1993): italienischer Physiker

³⁹Pierre Auger (1899 - 1993): französischer Physiker

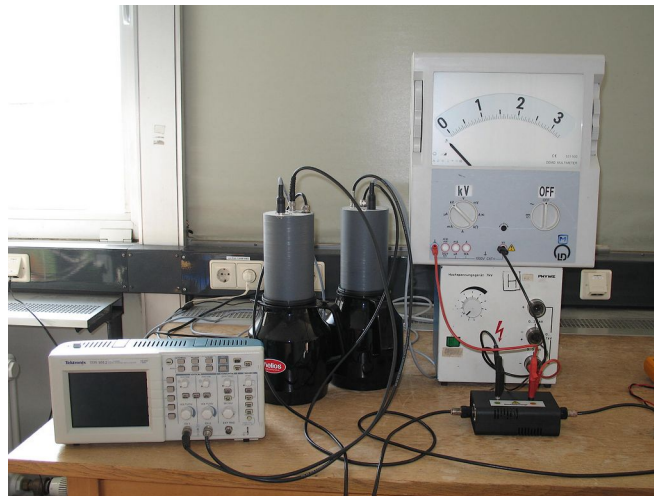


Abbildung 33: Koinzidenzmessung mit zwei Kannen

Mit zwei Myonenkannen in Koinzidenzschaltung (Abbildung 33) lässt sich diese Entdeckung wiederholen. Auch wenn die Kannen einige Meter auseinander stehen, werden hin und wieder von beiden Photomultipliern gleichzeitig Signale gemeldet (sogenannte Koinzidenzen). Obwohl die Rate nicht sehr hoch ist: so gering, um sie mit reinem Zufall zu erklären, ist sie auch wieder nicht. Die Ereignisse müssen also den gleichen Auslöser gehabt haben - nämlich ein Primärteilchen, das einen Luftschauer verursacht hat. Weitere Untersuchungen, unter anderem mit Satelliten und Ballons, haben das heutige Bild von der kosmischen Strahlung geformt.

Unter kosmischer Strahlung verstehen wir heutzutage eine hochenergetische (bis 10^{20} eV!) Teilchenstrahlung aus dem Weltall. Die Atmosphäre der Erde wird kontinuierlich bombardiert von der sogenannten Primärstrahlung, bestehend aus:

- 2% Elektronen
- 98% Atomkerne, davon:
 - 87% Wasserstoff-Atomkerne, also Protonen
 - 12% Helium-Ionen bzw. Alpha-Teilchen
 - 1% schwere Kerne (so gut wie alle Elemente des Periodensystems)

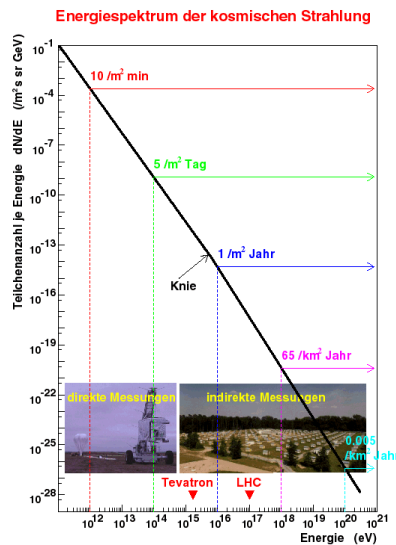


Abbildung 34: Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung (Abbildung 34) fällt sehr steil ab, d.h. mit zunehmender Energie werden die Teilchen seltener. Trotzdem findet man in ihr Teilchen mit einer Energie, die weit über der Leistungsgrenze der aktuellen Teilchenbeschleuniger (Tevatron und LHC) liegt. Das Spektrum ist relativ „langweilig“, es folgt einem Potenzgesetz, das sich bei ca. 10^6 GeV leicht verändert - eine Auffälligkeit, die als „Knie“ bezeichnet wird. Eine weitere leichte Veränderung erkennt man bei 10^{10} GeV, „Knöchel“ genannt. Solche Diskontinuitäten liefern Hinweise zur Beantwortung der astrophysikalischen Schlüsselfragen:

- Woher kommen diese Teilchen?
- Wie werden sie auf solch extrem hohe Energien beschleunigt?
- Wie breiten sie sich im interstellaren Raum aus?

Eine besondere Schwierigkeit ist die Erklärung der Herkunft der höchsten Energien bzw. der Beschleunigungsmechanismen. Heute geht man davon aus, dass die extreme Beschleunigung der kosmischen Strahlung in Supernova-Explosionen stattfindet (Fermi-Beschleunigungs-Mechanismus, von Enrico Fermi⁴⁰ 1949 vorgeschlagen). Der Urknall

⁴⁰Enrico Fermi (1901 - 1954): italienischer Kernphysiker, Nobelpreisträger 1938

scheidet als Ursache aus, da in der kosmischen Strahlung radioaktive Kerne mit kurzen Zerfallszeiten gefunden wurden.

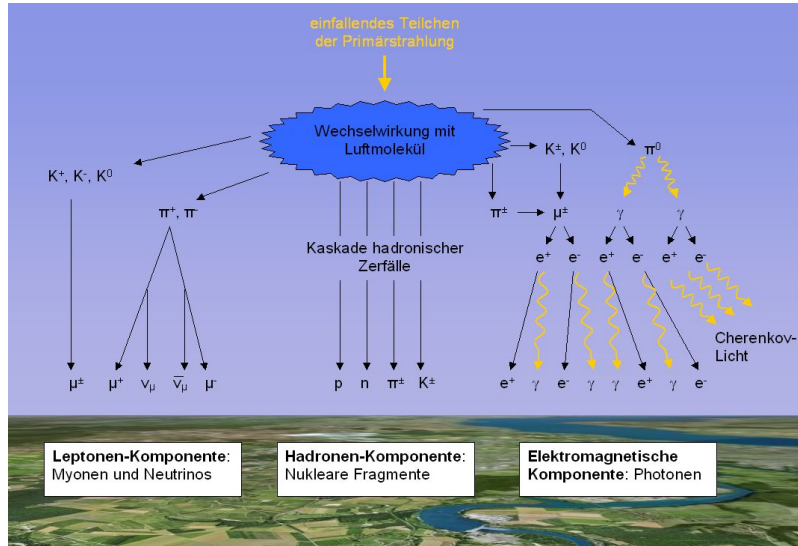


Abbildung 35: Teilchenzerfälle in Luftschauern

Am Erdboden kommt die kosmische Strahlung (Primärstrahlung) aus dem Weltall aber nicht in ihrer ursprünglichen Form an, denn in 20 bis 30 km Höhe stoßen die hochenergetischen Teilchen auf Atomkerne der Erdatmosphäre. Die Teilchen zerplatzen und neue Teilchen werden frei, die weiter in Richtung Erdboden rasen. Diese treffen erneut auf Atomkerne und lösen weitere Teilchen aus, bis die Energie des Primärteilchens aufgebraucht ist. Ergebnis dieses lawinenartigen Effekts ist letztendlich, dass auf der Erde ein ausgedehnter Luftschauer ankommt - ein primäres Proton der Energie 10^{15} eV erzeugt z.B. im Mittel eine Million Sekundärteilchen, davon 80% Photonen, 18% Elektronen und Positronen, 1,7% Myonen und 0,3% Hadronen. Diese Sekundärstrahlung macht einen Teil unserer natürlichen Strahlenbelastung aus, neben der Radioaktivität der Luft und der Strahlung radioaktiver Elemente in Erdboden, Gestein und Baumaterialien.

3.3.5 Neutrinos

Experiment: Myonenkanne

300 Kilometer westlich von Tokio befindet sich in der Kamioka-Metallmine ein großer

Cherenkov-Detektor: in einem Tank, der mit 3000 Tonnen Wasser gefüllt ist, registrieren 948 Photomultipliern an den Wänden hin und wieder Lichtblitze, die von Cherenkov-Licht herrühren. Während bei der Myonenkanne Myonen aus der kosmischen Strahlung dieses Signal auslösen, muss es sich im Kamiokande-Experiment um andere Teilchen handeln, da sich der Versuch tief unter der Erde befindet, so dass die Höhenstrahlung abgeschirmt wird. Dass hin und wieder auch die Photomultiplier an der „Decke“ des Detektors ansprechen heißt, dass einige der Teilchen durch den gesamten Querschnitt der Erde hindurchgeflogen sein müssen. Die Signale können daher nicht von Myonen verursacht worden sein. Auch wenn diese sehr durchdringend sind hat z.B. der Versuch zur „Abschirmung in Gebäuden“ gezeigt, dass nach einigen Kilometern Materie die Myonrate auf Null gesunken sein müsste.

Bei den in der Kamioka-Mine beobachteten Teilchen handelt es sich um Neutrinos, ungeladene und extrem leichte Teilchen, die bereits 1930 von Pauli⁴¹ postuliert wurden, um Energie- und Impulserhaltung beim β -Zerfall zu gewährleisten. Neutrinos unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung, weshalb sie in der Lage sind, fast ohne Beeinflussung quer durch die Erde zu fliegen.

In der großen Wassermenge von 3000 Tonnen kommt es trotz der geringen Wahrscheinlichkeit hin und wieder vor, dass ein Neutrino an einem Elektron eines Wassermoleküls elastisch gestreut wird. Dadurch bewegt sich dieses anfänglich schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium „Wasser“ in etwa in die Richtung des einfallenden Neutrinos. Wie in der Myonenkanne erzeugt die Bewegung eines geladenen Teilchens mit einer Geschwindigkeit, die oberhalb der Phasengeschwindigkeit des Wassers liegt, einen Lichtblitz, der sich kegelförmig ausbreitet und von den Photodetektoren an den Wänden registriert wird. Da der Öffnungswinkel des Kegels von der Energie des Elektrons sowie vom Brechungsindex des Mediums abhängt (der für Wasser ja hinlänglich bekannt ist), lässt sich aus dem Signal Energie und Richtung des strahlenden Teilchens berechnen.

Aus späteren Symmetrieüberlegungen zur Erhaltung der Anzahl der Leptonen in einer Teilchenreaktion folgte, dass es verschiedene Arten von Neutrinos geben musste. Inzwischen ist auch experimentell bestätigt, dass es zu jedem der drei Leptonen Elektron,

⁴¹Wolfgang Ernst Pauli (1900 - 1958): österreichischer Physiker, Nobelpreisträger 1945

Myon und Tauon jeweils ein zugehörigen Neutrino ν_e, ν_μ und ν_τ gibt.⁴²

3.4 Teilchenzoo, Quarks

3.4.1 Quarks: Atomphysik bei höchsten Energien

Experimente: Franck-Hertz-Versuch, Spektrometer

Der Franck-Hertz-Versuch und spektroskopische Untersuchungen führten, wie in [3.2.3](#) (Seite [32](#)) beschrieben, zu weitreichenden Erkenntnissen über die Struktur von Materie. Die diskreten Emissionslinien ließen sich nur mit diskreten Energieniveaus innerhalb der Atome erklären, was letztendlich zur Entwicklung der Quantenmechanik führte und große Umwälzungen in der Physik hervorrief.

Dies war die erste sehr erfolgreiche Anwendung der Spektroskopie - also des Verfahrens, anhand der Emission von angeregter Materie Rückschlüsse auf deren innere Struktur zu ziehen. Die zweite Stufe der Spektroskopie ermöglichte ein näheres Verständnis des Atomkerns: durch den Einsatz von Neutronenquellen und Teilchenbeschleunigern regte man Atomkerne an, die dabei entstandenen Quanten (Gammastrahlen, also Photonen, aber auch Leptonpaare, d.h. Elektron und Neutrinos) ließen Rückschlüsse auf Vorgänge im Kern zu.

Die dritte Spektroskopie blieb lange unerkannt. Mit dem Rutherford-Modell schien das Rätsel um die Struktur der Materie gelöst: Grundbausteine sind die Atome, die einen Kern aus Protonen und Neutronen sowie eine Elektronenhülle besitzen. Bereits 1912 war allerdings die Höhenstrahlung entdeckt worden, Victor Hess⁴³ stellte auf Ballonflügen fest, dass aus dem Weltraum eine ionisierende Strahlung auf die Erde trifft. Bei der näheren Untersuchung der Höhenstrahlung mit Nebelkammern und photographischen Platten entdeckte man neue, bisher unbekannte Teilchen: mit dem Positron machte sich das erste Antiteilchen bemerkbar, gefolgt von der Entdeckung des Myons und Pions (siehe [3.3.3](#), Seite [37](#)).

⁴²Literatur und weitere Informationen: [[Hil96](#), [Lan07](#), [Hac01](#)]

⁴³Victor Franz Hess (1883 - 1964): österreichischer Physiker, Nobelpreisträger 1936

Ab 1950 standen ausreichend starke Teilchenbeschleuniger zur Verfügung, so dass durch Kollisionen von Protonen oder Elektronen neue Teilchen künstlich im Labor erzeugt werden konnten. In den Nebel- und Blaskammern, mit denen die Reaktionsprodukte beobachtet wurden, fand man in kurzer Zeit weit über 100 neue Teilchen, Hadronen genannt. Das griechische Alphabet reichte kaum aus, um diese zu benennen: Pion, Kaon, Delta, Lambda, Sigma usw.. Wie konnte man sich nun diesen „Teilchenzoo“ erklären und eine Ordnungsstruktur finden?

Die Lösung war die Idee, die neu entstandenen Teilchen nicht als Elementarteilchen anzusehen, sondern als Anregungszustände von noch fundamentalen Bausteinen. Gell-Mann⁴⁴ und Zweig⁴⁵ schlugen dies 1963 unabhängig voneinander vor, wobei Gell-Mann diesen Grundbausteinen den Namen „Quarks“ gab (Abbildung 36). Tatsächlich gelang es, alle damals bekannten Hadronen als Kombination von lediglich drei verschiedenen Quarks (und ihren jeweiligen Antiteilchen) zu interpretieren, dem up-Quark (Ladung $+\frac{2}{3}e$), dem down- und dem strange-Quark (Ladung jeweils $-\frac{1}{3}e$).

- Die schwereren Teilchen, Baryonen genannt, sind aus drei Quarks aufgebaut. Beispiele hierfür sind das Proton (bestehend aus zwei up- und einem down-Quark) und das Neutron (bestehend aus einem up- und zwei down-Quarks).
- Die leichteren Teilchen, Mesonen genannt, sind eine Kombination aus einem Quark und einem Antiquark. Das zu den Mesonen gehörende π^+ -Pion besteht z.B. aus einem up-Quark und einem Anti-down-Quark.

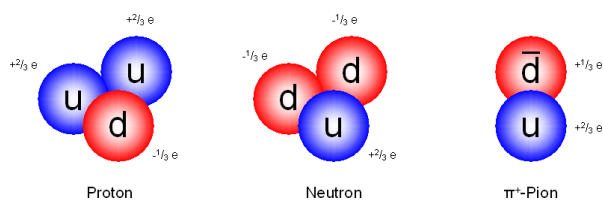


Abbildung 36: Quarkstruktur der Hadronen

Analog zur Atomphysik lassen sich auch bei dieser „dritten Spektroskopie“ Termschemata zeichnen. In Abbildung 37 beispielsweise sind die verschiedenen Möglichkeiten, wie

⁴⁴Murray Gell-Mann (geb. 1929): US-amerikanischer Physiker, Nobelpreisträger 1969

⁴⁵George Zweig (geb. 1937): amerikanischer Physiker

man Spin S und Bahndrehimpuls L von up-, down- und strange-Quarks kombinieren kann, aufgezählt. Den zugehörigen Energieniveaus (nach Einstein äquivalent zu einer gewissen Masse) lassen sich aus dem Teilchenzoo bekannte Teilchen wie Pion, Eta, Rho und Phi zuordnen. Dies ist ein starker Hinweis darauf, dass die Hadronen tatsächlich aus Quarks zusammengesetzt und Pion, Eta, Rho etc. keine elementaren Teilchen sind - schließlich sind die verschiedenen mit den Spektrometern beobachteten Emissionslinien eines Atoms auch nicht eigenständige Teilchen, sondern lediglich Ausdruck unterschiedlicher Anregungszustände der Elektronen in der Atomhülle. Ein Indiz dafür ist die große Ähnlichkeit der Termschemata von Atomphysik und Hadronen.

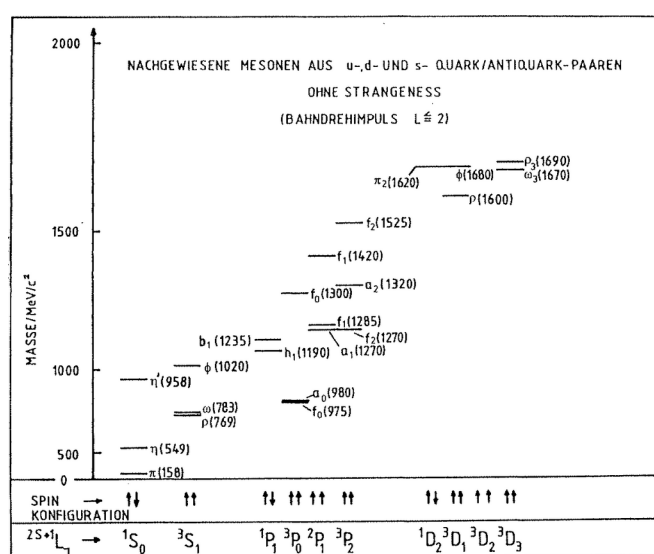


Abbildung 37: Termschema von up-, down- und strange-Quark [Hil96]

Aus Überlegungen zur Vereinheitlichung der Theorie von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung forderten Bjorken⁴⁶ und Glashow⁴⁷ bereits 1964 die Existenz eines vierten Quarks. Das sogenannte charm-Quark wurde zehn Jahre später gleichzeitig am Proton Synchrotron im Brookhaven National Laboratory bei New York und an den Elektron-Positron-Speicherringen SPEAR in Stanford entdeckt. Der Name „charm“ stammt daher, dass die Idee, den vier Leptonen (Elektron, Elektron-Neutrino, Myon und Myon-Neutrino) könnten vier Quarks gegenüber stehen, einiges an „Charme“ besitzt.

Durch die Entdeckung des Tauons (also eines fünften bzw. zusammen mit dem postu-

⁴⁶James Bjorken (geb. 1934): amerikanischer Physiker

⁴⁷Sheldon Lee Glashow (geb. 1932): US-amerikanischer Physiker, Nobelpreisträger 1979

lierten zugehörigen Neutrino sechsten Leptons) bei einer Elektron-Positron-Kollision am Stanford Linear Accelerator Centre trat 1974 allerdings wieder ein Missverhältnis zwischen 4 Quarks und 6 Leptonen auf. Bereits wenige Jahre später wurde allerdings das Y -Teilchen entdeckt, das die 10-fache Masse eines Protons aufwies und deshalb kaum aus den bisher bekannten vier leichten Quarks bestehen konnte: das fünfte Quark, bottom-Quark genannt, war entdeckt worden. Dies war der Startschuss für die Suche nach dem sechsten, sogenannten top-Quark, welches die Symmetrie des Standardmodells wiederherstellen sollte. Aufgrund seiner hohen Masse von 172 GeV konnte es erst 1994 vom CDF-Detektor am Proton-Antiproton-Collider TEVATRON bei Chicago gefunden werden.⁴⁸

3.4.2 Existenznachweis der Quarks

Experiment: Elektronenbeugungsröhre

Wenngleich sich mit den Quarks der Teilchenzoo widerspruchsfrei erklären ließ, stand der Beweis, dass es sich bei den Quarks um real existierende Teilchen und nicht um eine rein mathematische Fiktion handelt, noch aus. Der Nachweis der Quarkstruktur der Hadronen erfolgte wieder mit einem Streuexperiment: am 3,2 km langen SLAC-Linearbeschleuniger in Stanford / USA wurden 1970 genau wie in der Elektronenbeugungsröhre Elektronen beschleunigt und auf ein Target geschossen. Am SLAC betrug die Energie der Elektronen allerdings 20 GeV, als Target verwendete man Protonen, deren Aufbau aus Quarks ja gezeigt werden sollte. Erwartungsgemäß wurden die meisten Elektronen kaum abgelenkt und durchquerten das Proton geradlinig. Wie bei Rutherford (vergleiche 3.1.3, Seite 22) war die Zahl der unter großen Winkeln gestreuten Teilchen allerdings überraschend groß! Bei Rutherford ließ sich dies damit erklären, dass Atome einen kleinen, harten Kern mit positiver Ladung besitzen. Analog dazu lag auch bei den SLAC-Experimenten der Schluss nahe, dass die Elektronen an mehreren punktförmigen geladenen Objekten innerhalb des Protons gestreut worden sind (siehe Abbildung 38). Die Existenz der Quarks als fundamentale Teilchen war bewiesen.⁴⁹

⁴⁸Literatur und weitere Informationen: [Hil96]

⁴⁹Literatur und weitere Informationen: [Hil96, Lan07, Hac01]

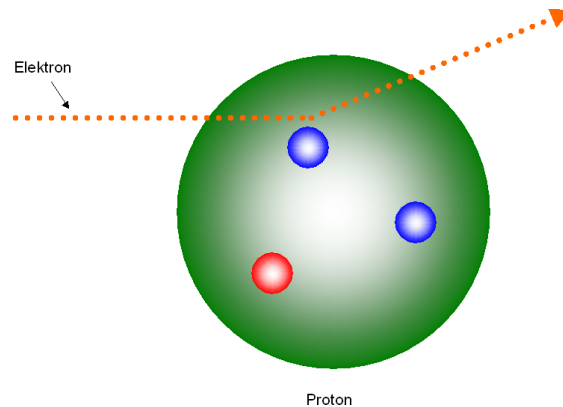


Abbildung 38: Experimenteller Nachweis der Quarks

3.4.3 Streuexperimente allgemein

Experiment: Elektronenbeugungsröhre

Die Elektronenbeugungsröhre kann nicht nur wie in 3.1.3 (Seite 22) als Analogversuch für das Rutherford-Experiment dienen, alle Streuexperimente zur Strukturuntersuchung wenden ein ähnliches Prinzip an. Schnelle Teilchen (in der Beugungsröhre Elektronen) werden auf ein „fixed target“ (in der Beugungsröhre die Graphitfolie) geschossen und die durch das Material verursachte Ablenkung gemessen. Um eine Struktur aufzulösen, müssen die Geschossteilchen möglichst klein gegenüber dem zu untersuchenden Objekt sein. Mit einer Lichtwelle von $\lambda = 500\text{nm}$ ist es beispielsweise nicht möglich, die Netzebenen der Graphitfolie in der Elektronenbeugungsröhre aufzulösen, deren größter Abstand lediglich $d = 213\text{pm}$ beträgt. Lichtmikroskope sind also ungeeignet, um die Netzebenen des Graphits zu untersuchen, da die Wellenlänge viel größer als die zu untersuchende Struktur wäre.

Verwendet man statt Photonen Elektronen als Geschossteilchen, so ist die deBroglie-Wellenlänge für die Auflösung entscheidend:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m_0^2 c^4}} \quad (15)$$

Um eine möglichst kleine Wellenlänge zu erhalten ist nach (15) ein hoher Impuls bzw.

eine möglichst hohe Teilchenenergie notwendig - zur Untersuchung kleiner Strukturen benötigt man also starke Teilchenbeschleuniger! Dies ist auch der Grund, wieso in der Elektronenbeugungsröhre mit einer Hochspannung von immerhin 10kV gearbeitet wird. Mit 10kV beschleunigte Elektronen haben eine deBroglie-Wellenlänge von $\lambda = 12,28\text{pm}$. Dies ist deutlich kleiner als der Netzebenenabstand von $d = 213\text{pm}$ - die Struktur des Graphits kann also problemlos aufgelöst werden.⁵⁰

Jahr	Experiment	Geschossteilchen	Wissenschaftliche Erkenntnisse
1908	Rutherford	α -Teilchen	Entdeckung des Atomkerns
1956	Hofstadter	Elektronen	Ausdehnung des Protons
1962	Friedman, Kendall, Taylor	Elektronen	Nachweis der Quarks
1992	HERA, Hamburg	Elektronen, Myonen, Neutrinos	Aufbau des Protons

Tabelle 1: Streuversuche

3.5 Standardmodell, Austauscheteilchen

Experimente: Franck-Hertz-Versuch, Spektrometer

Führt man Atomen Energie zu (z.B. durch das Anlegen einer Hochspannung an das Edelgas in einer Dampfampe), so werden die Elektronen der Atomhülle auf ein höheres Energieniveau angeregt. Beim Zurückfallen in energetisch tiefere Zustände werden, wie mit dem Spektrometer und auch beim Franck-Hertz-Versuch beobachtet werden kann, Photonen fester Frequenzen emittiert. Die Emission von Photonen ist also ein Prozess der elektromagnetischen Wechselwirkung.

In der Quantenfeldtheorie, die die Grundlage der theoretischen Teilchenphysik ist, beschreibt man Elementarteilchen durch Felder bzw. Feldfunktionen. Daraus folgt, dass im Gegensatz zur klassischen Physik Felder und Teilchen prinzipiell nicht mehr zu unterscheiden sind. Umgekehrt lassen sich Wechselwirkungen (in der klassischen Physik durch Felder charakterisiert) durch den Austausch eines Teilchens beschreiben. Das Austauscheteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon, was angesichts der durch Spektroskopie und Franck-Hertz-Versuch angeregten Überlegungen naheliegend ist.

⁵⁰Literatur und weitere Informationen: [[Hil96](#), [Sch97](#)]



Abbildung 39: Der Knochen, den zwei Hunde sich ständig gegenseitig abjagen, könnte man als Austauscheteilchen einer Kraft interpretieren, die die Tiere eng beisammen hält [Lan07]

Während das Photon und die elektromagnetische Wechselwirkung, insbesondere zwischen den Hüllenelektronen und dem Atomkern, inzwischen gut verstanden und experimentell untersucht worden sind, steht der Nachweis des postulierten Austauscheteilchens der Gravitation, des Gravitons, noch aus. Aufgrund der geringen Stärke der Gravitationskraft ist dies allerdings ein schwieriges Unterfangen, zumal es bisher noch nicht gelungen ist, theoretisch Gravitation und Quantentheorie zu verbinden.

Neben Gravitation und elektromagnetischer Kraft gibt es noch zwei weitere Wechselwirkungen. Bei Hadronen wie z.B. dem Δ^{++} -Teilchen, das aus drei up-Quarks (Ladung jeweils $+\frac{2}{3}$) besteht, ist mit den beiden bekannten Wechselwirkungen (EM und Gravitation) nicht verständlich, wieso drei sich elektrisch abstoßende Quarks auf engstem Raum beisammen bleiben. Erklärbar war dies nur mit einer weiteren Kraft, die sehr stark sein muss, aber lediglich auf kurzen Distanzen wirkt, man gab ihr deshalb den Namen „Starke Kraft“. Auch zu dieser Kraft bzw. Wechselwirkung müsste nach der oben beschriebenen Theorie ein Austauscheteilchen gehören. Die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung nannte man Gluonen⁵¹, da sie die Quarks „zusammenkleben“. Die Gluonen konnten 1979 am DESY in Hamburg experimentell nachgewiesen werden.

Im Atomkern tauschen auch Quarks benachbarter Protonen Gluonen aus. Obwohl dieser Effekt deutlich schwächer ist als die starke Wechselwirkung, die die Quarks innerhalb eines Protons zusammenhält, ist er trotzdem ausreichend um die sich elektrisch absto-

⁵¹Gluon: englisch glue = Klebstoff

ßenden Protonen im Kern auf engem Raum zusammen zu halten.

Wechselwirkung	relative Stärke	Austauschteilchen	Beispiele
Starke Kraft	1	Gluonen	Atomkern
Elektromagnetische Kraft	$\sim 10^{-3}$	Photonen	Atomhülle, Elektrotechnik
Schwache Kraft	$\sim 10^{-5}$	W^+ , W^- , Z^0 -Bosonen	β -Zerfall
Gravitation	$\sim 10^{-38}$	Gravitonen?	

Tabelle 2: Fundamentale Wechselwirkungen und Austauschteilchen

Der β -Zerfall in Atomen war allerdings weder mit der elektromagnetischen noch der starken Kraft erklärbar, so dass es eine weitere Wechselwirkung geben musste: die „Schwache Wechselwirkung“, deren Austauschteilchen geladen (W^\pm -Bosonen) oder elektrisch neutral (Z^0 -Bosonen) sein können. W^\pm und Z^0 -Bosonen sind sehr massereich (~ 90 GeV) und wurden 1983 am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf auch im Experiment nachgewiesen.⁵²

4 Der Large Hadron Collider (LHC)

4.1 Offene Fragen der Physik

4.1.1 Ursprung der Teilchenmassen, Higgs-Teilchen

Im Standardmodell wird die Masse der Elementarteilchen ursprünglich nicht berücksichtigt. Um die Masse von Leptonen, Quarks und der fundamentalen Vektorbosonen zu erklären, führte Peter Higgs⁵³ 1964 ein zusätzliches Feld ein, das Higgs-Feld. Es soll die besondere Eigenschaft haben, im Vakuum nicht zu verschwinden - dementsprechend kann es als ein das gesamte Universum erfüllendes Hintergrundfeld angesehen werden. Die Masse von Leptonen, Quarks und Austauschteilchen kommt nach Higgs' Theorie dadurch zustande, dass die Teilchen mit dem Higgs-Feld wechselwirken. Die dabei ausgetauschte Wechselwirkungsenergie tritt nach Einsteins Massen-Energie-Äquivalenz $E = m \cdot c^2$ als Masse in Erscheinung.

⁵²Literatur und weitere Informationen: [Hil96, Hac01, Lan07]

⁵³Peter Higgs (geb. 1929): britischer Physiker

Anschaulich kann man sich das Higgs-Feld als eine Party-Gesellschaft vorstellen, die den gesamten Raum ausfüllt (Abbildung 40). Ein berühmter Gast will den Raum durchqueren - der Gast steht für ein Teilchen aus dem Standardmodell, z.B. ein Elektron oder ein Quark. Der berühmte Gast wird aber von den Gästen umringt und kommt deshalb nur schwer voran - analog macht das Higgs-Feld die Teilchen schwer.

Wie bei den anderen fundamentalen Feldern bzw. Wechselwirkungen gehört auch zum Higgs-Feld ein Austauscheteilchen, das Higgs-Boson. In der Analogie zur Party-Gesellschaft würde dies der Situation entsprechen, dass ein Gerücht in den Raum gerufen wird, wodurch alle zusammenkommen und über die Nachricht tuscheln (Abbildung 41). Diese Menschentraube, erzeugt durch eine Anregung von außen, entspräche der ersten Anregung des Higgs-Felds, dem Higgs-Boson.

Dieses Teilchen wurde bis heute allerdings noch nicht experimentell nachgewiesen, lediglich eine untere Ausschlußgrenze von 114 GeV wurde vom LHC-Vorgänger LEP bestätigt. Da aus Konsistenzbedingungen für die Masse des Higgs-Bosons eine obere Grenze von etwa 1 TeV folgt, sollte es im Falle seiner Existenz am LHC gefunden werden. Der Large Hadron Collider wird somit einen entscheidenden Hinweis zur Frage des Ursprungs der Masse liefern, oder die Higgs-Theorie revidieren und damit das Feld für neue Theorien öffnen.⁵⁴

4.1.2 Supersymmetrie

In der Theorie der Supersymmetrie fordert man, dass es eine vollständige Symmetrie zwischen Feldern und Teilchen gibt: jedes Feldteilchen besäße demnach einen „Materie“-Partner, für das Photon beispielsweise „Photino“ genannt oder „Gluino“ als Partnerteilchen des Gluons. Umgekehrt hätten auch Materieteilchen wie Elektronen einen „Feld“-Partner, „Selektron“ und „Squark“ genannt.

Wenngleich die Supersymmetrie in der Lage wäre, einige Antworten auf noch offene Fragen zu geben (z.B. die Vereinigung von elektroschwacher und starker Kraft oder den Ursprung der dunklen Materie, die aus einem supersymmetrischen Teilchen bestehen

⁵⁴Literatur und weitere Informationen: [[Hil96](#), [Lan07](#), [fEK03](#)]

4 Der Large Hadron Collider (LHC)

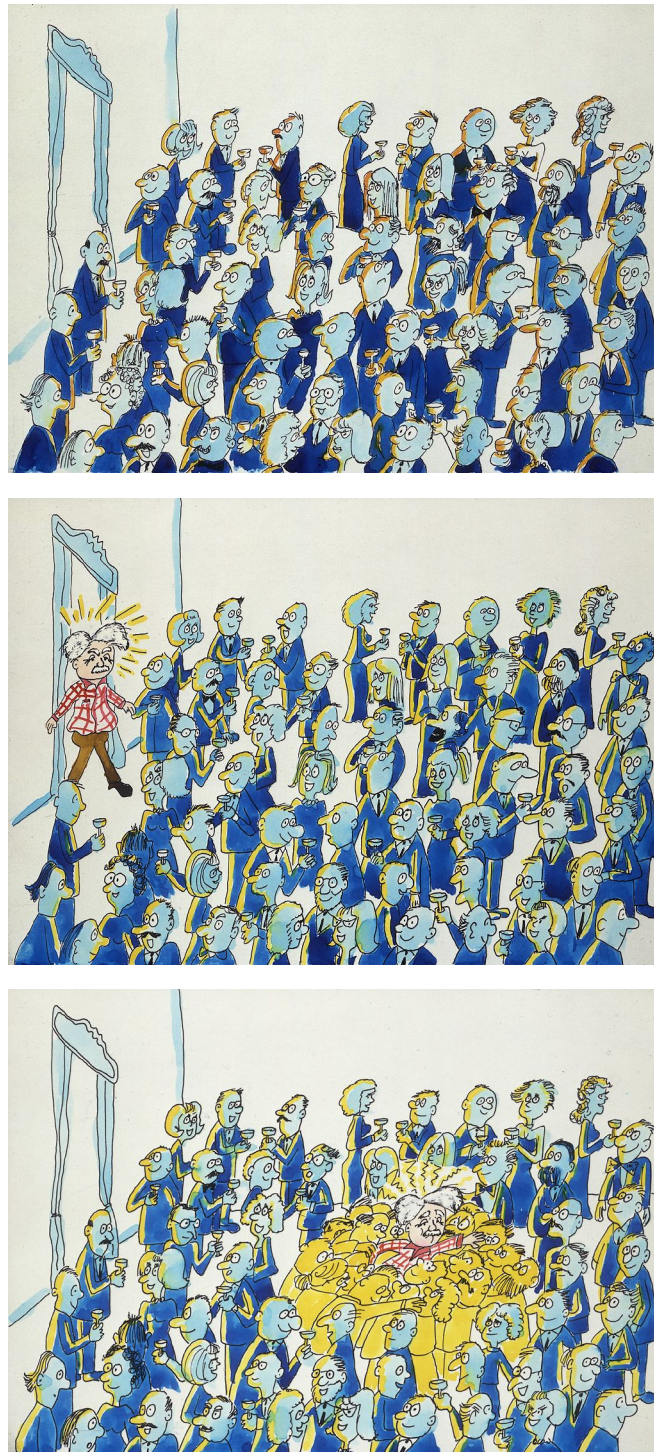


Abbildung 40: Anschauliche Erklärung des Higgs-Mechanismus [cds]

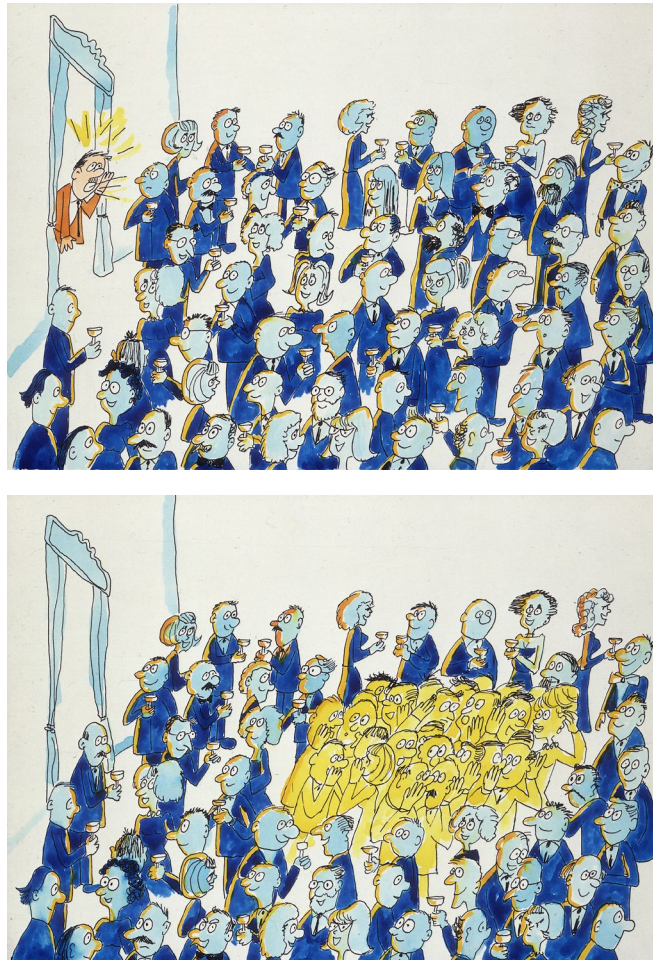


Abbildung 41: Analogie zum Higgs-Boson [cds]

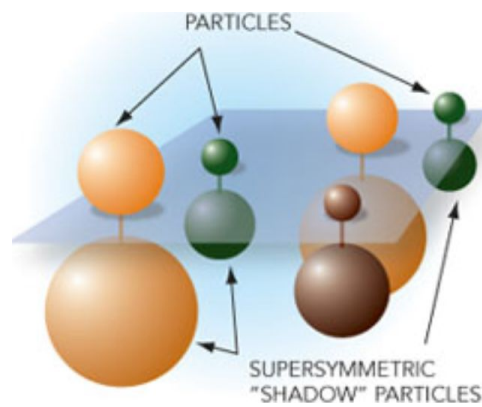


Abbildung 42: Teilchen und ihre supersymmetrischen Partner [Lan07]

könnte), so ist ein experimenteller Nachweis supersymmetrischer Teilchen unverzichtbar, um die Theorie zu erhärten. Aufgrund ihrer hohen Masse (> 200 GeV) konnten supersymmetrische Teilchen noch nicht entdeckt werden. Die hohe Kollisionsenergie des Large Hadron Colliders erhöht allerdings die Chance, ein solches Teilchen zu finden.⁵⁵

4.1.3 Dunkle Materie und dunkle Energie

Astronomen und Astrophysiker stießen auf das Problem, dass sich die Rotation von Galaxien nicht durch die Gravitationsgesetze erklären ließ. Die Geschwindigkeit der Galaxien war viel größer, als die Gravitationsgesetze es für die Masse der beteiligte Materie gestatteten. Es musste also noch eine weitere Form von Materie geben, die unsichtbar ist, aber Gravitationskräfte ausübt, „dunkle Materie“. Bei diesen bisher unentdeckten Teilchen könnte es sich um supersymmetrische Partner bekannter Teilchen handeln, die am LHC gesucht werden (siehe 4.1.2, Seite 52).⁵⁶

4.1.4 Wieso gibt es nicht mehr Antimaterie?

Bereits 1932 wurde mit dem Positron das erste Antiteilchen gefunden, womit Diracs⁵⁷ Theorie, dass jedes Teilchen einen „Anti“-Partner mit gleicher Masse aber entgegengesetzter Ladung besitzen muss, bestätigt wurde. Es ist aber nach wie vor ungeklärt, warum das Universum heute nur aus Materie besteht, obwohl beim Urknall genau so viel Antimaterie wie Materie entstanden sein musste. Das LHCb-Experiment versucht Fragen bezüglich dieses Ungleichgewichts zu beantworten.

⁵⁵Literatur und weitere Informationen: [Lan07]

⁵⁶Literatur und weitere Informationen: [Hil96, fEK03]

⁵⁷Paul Dirac (1902 - 1984): britischer Physiker, Nobelpreisträger 1933

4.2 Beschleuniger

4.2.1 Erzeugung freier Teilchen

Experimente: Fadenstrahlröhre, Elektronenbeugungsröhre, Braun'sche Röhre, Franck-Hertz-Versuch

Jeder Beschleuniger besitzt eine Teilchenquelle, ein Gerät, das die zu beschleunigenden Teilchen (z.B. Elektronen und Positronen, Protonen oder schwerere Ionen) erzeugt. Freie Elektronen lassen sich recht einfach durch Glühemission (auch Richardson-Effekt⁵⁸ genannt) von Metallen gewinnen, Beschleuniger für Elektronen wenden dabei genau das gleiche Prinzip an, wie es auch in der Braun'schen und der Franck-Hertz-Röhre sowie im Fadenstrahlrohr realisiert ist. Heizt man eine Kathode, so können die Leitungselektronen aus dem Metall austreten, sobald ihre thermische Energie die materialabhängige Ablöse- oder Austrittsarbeit W übersteigt. Die Stromdichte folgt dabei dem Richardson-Gesetz

$$j = C \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W}{k_B T}} \quad (16)$$

wobei T die Temperatur, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ die Boltzmann-Konstante und $C = 120,175 \frac{A}{cm^2 K^2}$ die Richardson-Konstante ist.

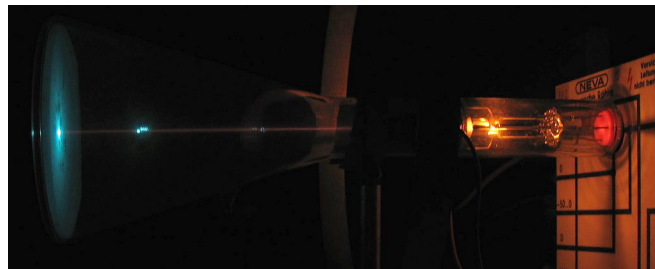


Abbildung 43: Glühende Kathode und Elektronenstrahl in einer Braun'schen Röhre

Die an der Kathode durch Glühemission freigesetzten Elektronen werden sowohl in Fadenstrahlrohr und Braun'scher Röhre als auch in den Teilchenquellen großer Beschleuniger mit einem Wehneltzylinder⁵⁹ fokussiert. Dieser befindet sich auf negativem Potenzial gegenüber der Kathode, die Elektronen werden daher rundum von den Zylinderwänden

⁵⁸Owen Willans Richardson (1879 - 1959): englischer Physiker, Nobelpreisträger 1928

⁵⁹Arthur Wehnelt (1871 - 1944): deutscher Physiker

abgestoßen und in der Mitte konzentriert. Die Notwendigkeit der Fokussierung mittels Wehneltzylinder wird deutlich, wenn man die an ihm anliegende negative Spannung verringert. In der Fadenstrahlröhre fächert der Strahl dann auf und es ist nur noch ein breiter Strich zu sehen. In der Braun'schen Röhre erscheint ohne Wehnelt-Vorspannung statt eines scharfen Leuchtpunktes ein großer Leuchtfleck auf dem Schirm.

Bei solchen Demonstrationsexperimenten werden natürlich ausschließlich freie Elektronen erzeugt. Zur Herstellung von Protonen und anderen Ionen verwendet man ebenfalls beschleunigte Elektronen. Schnelle Elektronen schlagen Hüllenelektronen aus Atomen heraus, so dass diese als Ion vorliegen. Bei der Erklärung der Protonenquelle des LHC muss daher lediglich der letzte Schritt der Teilchenerzeugung, die Ionisation eines Wasserstoffatoms, mit theoretischen Überlegungen oder anhand einer Grafik ergänzt werden. Das Funktionsprinzip der LHC-Protonenquelle (Abbildung 44) sieht konkret folgendermaßen aus:

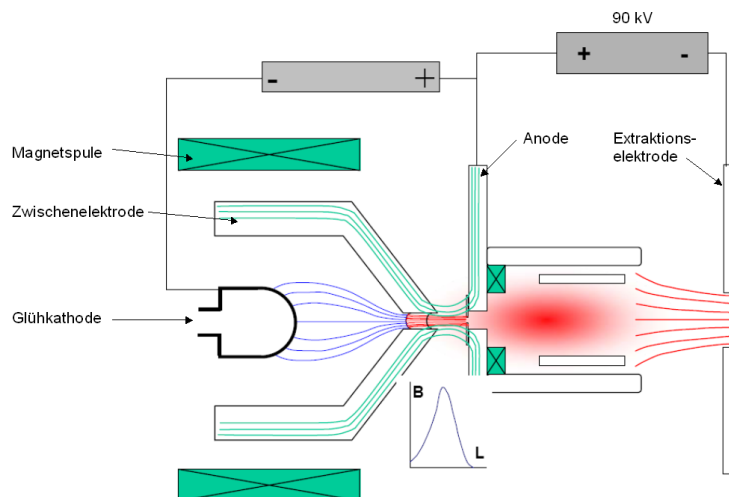


Abbildung 44: Schema der LHC Duoplasmatron-Protonenquelle [Ben06]

- Zwischen Glühkathode und Anode wird in verdünntem Wasserstoff-Gas eine Bogenentladung erzeugt. Das ursprünglich neutrale Gas wird damit zu einem Plasma, also einem ionisierten Gas, das einen gewissen Anteil an Ionen (bei Wasserstoff natürlich Protonen) und Elektronen enthält.
- Eine Zwischenelektrode und das inhomogene Magnetfeld (siehe Abbildung 44) schnüren die Entladung ein, so dass in der Nähe der Anodenöffnung sehr hohe

Ionendichten auftreten.

- Mit einer stark negativen Spannung (etwa 90 kV) zwischen Anode und Extraktions-
elektrode werden die Protonen aus dem Plasma herausgezogen und beschleunigt.
- Die Protonenquelle selbst ist in einem Faraday'schen Käfig untergebracht, um die
90 kV-Hochspannung abzuschirmen (siehe Abbildung 45). Vor dem Drahtkäfig ist
ein 1:1-Modell der Protonenquelle zu sehen.⁶⁰



Abbildung 45: LHC Duoplasmatron-Protonenquelle im Faradaykäfig

4.2.2 Elektrostatische Beschleuniger

Experimente: Fadenstrahlröhre, Elektronenbeugungsröhre, Braun'sche Röhre, Franck-Hertz-Versuch

Während magnetische Felder Teilchen nur ablenken können, ist für die Beschleunigung grundsätzlich ein elektrisches Feld \vec{E} verantwortlich. Auf eine elektrische Ladung q wirkt im \vec{E} -Feld die Kraft $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$. Das Feld verrichtet daher an einem Teilchen der Ladung $q = 1e$ die Arbeit:

$$W = \int \vec{F} \, d\vec{r} = e \cdot \underbrace{\int \vec{E} \, d\vec{r}}_{=U} \quad (17)$$

⁶⁰Literatur und weitere Informationen: [Bou75, Ger04, Ben06, Car07]

Mit der Definition der elektrischen Spannung $U = \int \vec{E} \cdot d\vec{r}$ folgt damit für den Energiegewinn beim Durchlaufen eines elektrischen Feldes:

$$\Delta E = W = e \cdot U \quad (18)$$

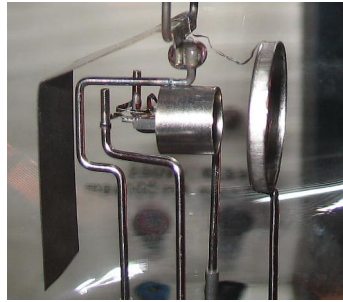


Abbildung 46: Kathode, Wehneltzylinder und Anode im Fadenstrahlrohr

Sowohl in der Braun'schen Röhre, dem Fadenstrahlrohr, der Elektronenbeugungsröhre als auch dem Franck-Hertz-Versuch werden Teilchen in einem elektrostatischen Feld beschleunigt. Es handelt sich dabei um das Feld zwischen Kathode und Anode (siehe auch [Abbildung 3](#)), an denen eine Spannung von mehreren hundert Volt bis zu mehreren Kilovolt anliegt. Damit die beschleunigten Teilchen nicht auf die Anode prallen, hat diese entweder in der Mitte ein Loch (Braun'sche und Fadenstrahlröhre) oder ist als Gitter ausgeführt, so dass die Elektronen durch sie hindurch fliegen können. Das gleiche Prinzip wird in den ersten Stufen moderner Beschleuniger bis heute angewandt, erst bei höheren Energien finden veränderliche Felder Anwendung (siehe [4.2.3](#), Seite [59](#)).⁶¹

4.2.3 Linearbeschleuniger

Experiment: Animation des CERN Microcosm

Da bei hohen Spannungen Funkenüberschläge zwischen Anode und Kathode auftreten, stoßen elektrostatische Beschleuniger schnell an ihre Grenzen. Eine Idee wäre es natürlich, mehrere solche Beschleuniger hintereinander zu bauen. Auch wenn sich dies aufgrund der starren Anordnung der Demonstrationsversuche nicht experimentell vorführen

⁶¹Literatur und weitere Informationen: [[Bou75](#), [Ger04](#)]

lässt, kann der Versuch mit einem JAVA-Applet von der CERN-Homepage⁶² am Bildschirm demonstriert werden (Abbildung 47). Nach einem Klick auf „Start“ ist schnell klar, wieso es nicht ausreicht, einfach elektrostatische Beschleuniger zu kombinieren: beim Eintritt in das zweite elektrische Feld wird das Teilchen zunächst abgebremst, bevor es wieder beschleunigt wird - der Energiegewinn ist im Mittel gleich Null. Deshalb ist es erforderlich, das Feld im richtigen Moment umzupolen, was Wideröe⁶³ 1928 erstmals realisierte.

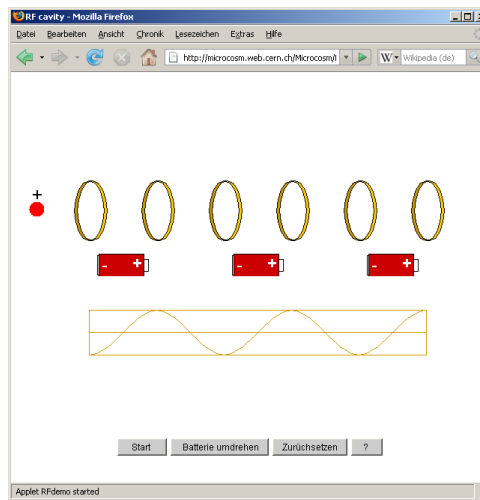


Abbildung 47: CERN-JAVA-Applet zu Linearbeschleunigern

Selbstverständlich wird in modernen Teilchenbeschleunigern die Spannung nicht wie im Bildschirmexperiment „von Hand“ umgepolt. Man verwendet eine Wechselspannung, die an sogenannte „Driftröhren“ angelegt wird, die den Teilchenstrahl umschließen (Abbildung 48). Das elektrische Feld ist innerhalb dieser Metallröhren aufgrund deren elektromagnetischer Abschirmung sehr schwach und konzentriert sich daher auf die Spalte zwischen den Röhren. Im Bereich der Spalte erfahren die Teilchen eine entsprechend starke Beschleunigung. Solange sich das Teilchen innerhalb einer Driftröhre aufhält, ist der Einfluss des Feldes dagegen gering - das elektrische Feld kann ohne allzu große Bremswirkung umgepolt werden.

Mit zunehmender Geschwindigkeit verkürzt sich die Aufenthaltsdauer in einer Driftröhre, was dazu führt, dass die Teilchen „zu früh“ den nächsten Spalt (und damit die nächste

⁶²http://microcosm.web.cern.ch/Microcosm/RF_cavity/ex.html

⁶³Rolf Wideröe (1902 - 1996): norwegischer Ingenieur und Wissenschaftler

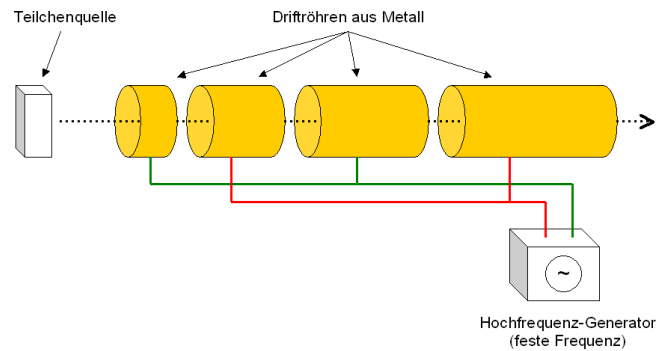


Abbildung 48: Skizze eines Linearbeschleunigers

Beschleunigungsstrecke) erreichen würden, da die Frequenz der Wechselspannung konstant ist. Um dies auszugleichen, werden die Driftröhren mit zunehmender Geschwindigkeit immer länger (diese Tatsache lässt sich auch sehr schön im Bildschirm-Experiment des DESY-Lernsystems „Kworkquark“ demonstrieren⁶⁴).

Am LHC werden die Protonen gleich nach ihrer Erzeugung mit dem 30m langen Linearbeschleuniger LINAC2 (Abbildung 49) auf 50 MeV beschleunigt. Die an den Driftröhren anliegende Wechselspannung hat dabei eine Frequenz von 200 MHz, liegt also im Radiobereich.⁶⁵



Abbildung 49: LINAC2-Linearbeschleuniger am CERN

⁶⁴<http://kworkquark.desy.de/kennenlernen/artikel.teilchen-beschleunigen-2/3/1/index.html>

⁶⁵Literatur und weitere Informationen: [Bou75, Ben06, Fei07]

4.2.4 Ablenkung in elektrischen und magnetischen Feldern

Experimente: Braun'sche Röhre, Fadenstrahlröhre

Während sich die Lorentzkraft bei der Annäherung eines Stabmagneten an einen Elektronenstrahl auch in der Fadenstrahlröhre zeigt, kann mit einer Braun'schen Röhre dank der eingebauten Kondensatorplatten zusätzlich die Ablenkung im elektrischen Feld demonstriert werden (Abbildung 50). Untersucht man die Unterschiede zwischen den beiden Feldern, so ergeben sich folgende Konsequenzen für die Beschleunigerphysik:

- Im Gegensatz zur elektrischen Kraft wirkt die Lorentzkraft immer nur senkrecht zum Magnetfeld - Teilchen lassen sich deshalb nicht mit Magnetfeldern beschleunigen, sondern nur mit elektrischen Feldern.
- Die Elektronen werden im Magnetfeld deutlich stärker abgelenkt als im elektrischen Feld. Schon ein weit entfernter Stabmagnet verändert die Position des Leuchtflecks deutlich. Zur Strahlführung in Beschleunigern verwendet man deshalb vorzugsweise Magnete. Außerdem lenken Magnetfelder geladene Teilchen ab, ohne ihnen zusätzlich Energie zuzuführen, was bei elektrischen Feldern der Fall wäre.

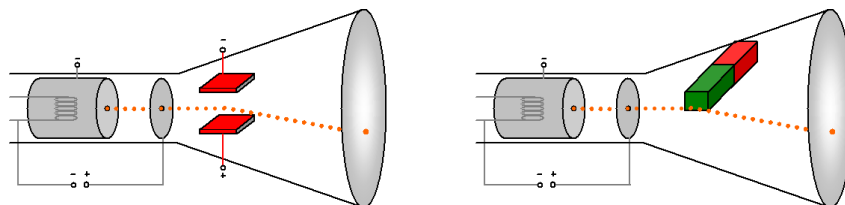


Abbildung 50: Ablenkung im elektrischen und magnetischen Feld

4.2.5 Vakuum

Experimente: Fadenstrahlröhre, Elektronenbeugungsröhre, Braun'sche Röhre, Photoeffekt

Die Bauteile von Fadenstrahlrohr, Braun'scher und Elektronenbeugungsröhre sowie einer Vakuum-Fotozelle befinden sich in einem evakuiertem Glaskolben. Die Frage nach

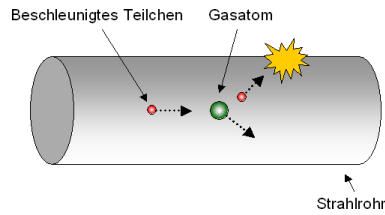


Abbildung 51: Teilchenverlust im Beschleuniger durch Stöße mit Gasatomen

dem Grund für das Vorhandensein der Vakuumröhre führt zu dem Ergebnis, dass ein Vakuum erforderlich ist, damit die freigesetzten Elektronen nicht mit Gasatomen der Luft zusammenstoßen und dadurch gestreut oder abgebremst werden. Diese Problemstellung tritt in gleicher Form auch ein Teilchenbeschleunigern auf: dort ist es noch viel wichtiger, dass die Zahl der Teilchen, die durch eine Kollision mit Gasatomen verloren geht (Abbildung 51), minimiert wird. In Beschleunigern wie dem LHC wird deshalb ein Ultrahochvakuum von 10^{-12} bar erzeugt. 10^{12} bar entspricht ungefähr 3 Millionen verbliebenen Molekülen pro cm^3 , was im Vergleich zu den Verhältnissen unter Normaldruck verschwindend gering ist - dort sind ca. $2,7 \cdot 10^{19}$ Moleküle pro cm^3 zu finden, also 13 Größenordnungen mehr! Zum Vergleich: 10^{-12} bar herrschen auch in 1000 km Höhe im Weltraum. Am LHC wird ein Volumen von 9000 m^3 leergespült, was in etwa dem Rauminhalt einer Kathedrale entspricht.

Vakuumbereich	Druck [bar]	Mol. pro cm^3	Freie Weglänge	Beispiele
Großvakuum	$1 \dots 10^{-3}$	$10^{19} \dots 10^{16}$	$0,1 \dots 100 \mu\text{m}$	Staubsauger
Feinvakuum	$10^{-3} \dots 10^{-6}$	$10^{16} \dots 10^{13}$	$0,1 \dots 100 \text{ mm}$	Gasentladungslampen
Hochvakuum	$10^{-6} \dots 10^{-10}$	$10^{13} \dots 10^9$	$10 \text{ cm} \dots 1 \text{ km}$	Elektronenröhren
Ultrahochvakuum	$10^{-10} \dots 10^{-15}$	$10^9 \dots 10^4$	$1 \text{ km} \dots 10^5 \text{ km}$	Teilchenbeschleuniger
extr. Ultrahochvakuum	$< 10^{-15}$	$< 10^4$	$> 10^5 \text{ km}$	Weltraum

Tabelle 3: Vakuumqualität

Dementsprechend aufwändig ist die Herstellung des Strahlrohrs. Spezielle Schweiß- und Löttechniken sind nötig, um eine hohe Dichtigkeit zu erreichen. Außerdem lässt sich ein Ultrahochvakuum nicht mehr mit herkömmlichen Pumpen produzieren, sondern nur mit der Hintereinanderschaltung verschiedener Pumpensysteme (siehe auch Tabelle 3 zur Vakuumqualität):

- Konventionelle mechanische Pumpen erzeugen ein Feinvakuum von ca. 10^{-5} bis 10^{-6} bar.

- Turbomolekularpumpen (Abbildung 52) erhöhen das Vakuum anschließend auf ein Hochvakuum von 10^{-10} bar. Das Prinzip dieser Pumpen ist das folgende: innerhalb der Turbomolekularpumpe bewegen sich mit „Schaufeln“ bestückte Rotorblätter mit hoher Geschwindigkeit. Gasteilchen stoßen mit den Schaufelflächen zusammen und erhalten dadurch einen Impuls in Förderrichtung. Da mehrere Schaufeln hintereinander angeordnet sind, gibt es innerhalb der Turbomolekularpumpe mehrere Kompressionsstufen.



Abbildung 52: Schnitt durch eine Turbomolekularpumpe [Wik08b]

- Nicht-mechanische Ionengetterpumpen erzeugen daraufhin das Ultrahochvakuum von 10^{-12} bar. Diese Pumpen ionisieren das Restgas, wodurch es möglich wird die Ionen im elektrischen oder magnetischen Feld zu beschleunigen und auf einer Sorptionsfläche zu binden. Die Ionengetterpumpen, die über die ganze Länge des Beschleunigers verteilt sind, arbeiten dauerhaft zur Aufrechterhaltung des Vakuums.⁶⁶

4.2.6 Zyklotron

Experiment: Fadenstrahlröhre

Je höher die Energie der beschleunigten Teilchen sein soll, desto länger werden die Beschleunigungsstrecken eines Linearbeschleunigers. Mit zunehmender Länge nehmen aber auch die Kosten und die technischen Schwierigkeiten zu, weshalb schon 1930 von Lawrence⁶⁷ das Prinzip des Kreisbeschleunigers vorgeschlagen wurde. Die zu beschleuni-

⁶⁶Literatur und weitere Informationen: [lhc, Ben06]

⁶⁷Ernest Orlando Lawrence (1901 - 1958): US-amerikanischer Atomphysiker, Nobelpreisträger 1939

genden Teilchen werden hierbei durch ein Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen, wodurch *dieselbe* Beschleunigungsstrecke mehrmals durchlaufen werden kann.

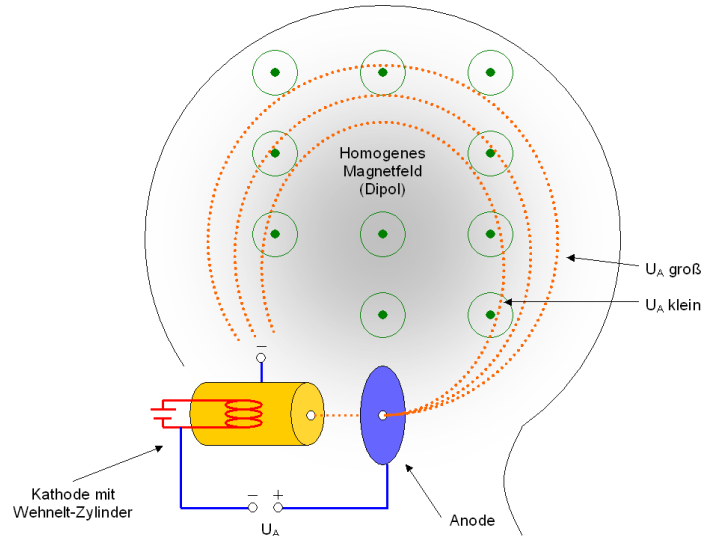


Abbildung 53: Fadenstrahlröhre: Strahlverlauf bei unterschiedlichen Energien

Der Demonstrationsversuch, bei dem Elektronen auf eine Kreisbahn gebracht werden, ist die Fadenstrahlröhre. Im Magnetfeld zweier Helmholtz-Spulen durchlaufen die Elektronen einen Kreis, der dank der Gasfüllung der Röhre direkt beobachtet werden kann. Erhöht man die Energie der Elektronen (bzw. die Beschleunigungsspannung) im Fadenstrahlrohr bei konstantem Magnetfeld, so stellt man fest, dass der Radius des Elektronenstrahls größer wird (Abbildung 53). Im Zyklotron, einem der ältesten Kreisbeschleunigertypen, werden die Teilchen im elektrischen Feld *zwischen* zwei D-förmigen Elektroden beschleunigt, während ein homogenes Magnetfeld sie auf der Kreisbahn hält. Wie der Versuch mit der Fadenstrahlröhre gezeigt hat, wird mit steigender Energie der Bahnradius größer, weshalb die Elektronen innerhalb des Zyklotrons eine Spirale beschreiben.

Weitere Merkmale des Zyklotrons lassen sich ebenfalls anhand der Fadenstrahlröhre erläutern. Im Demonstrationsexperiment wird beispielsweise deutlich, dass Zyklotrons ein räumlich ausgedehntes Magnetfeld benötigen - die Elektronen lassen sich schließlich nicht mit Stabmagneten, sondern nur mit großen Helmholtz-Spulen auf eine Kreisbahn bringen. Dass das Magnetfeld außerdem möglichst stark sein sollte, erkennt man mittels der Fadenstrahlröhre dadurch, dass sich bei der Erhöhung des Magnetfelds der Bahn-

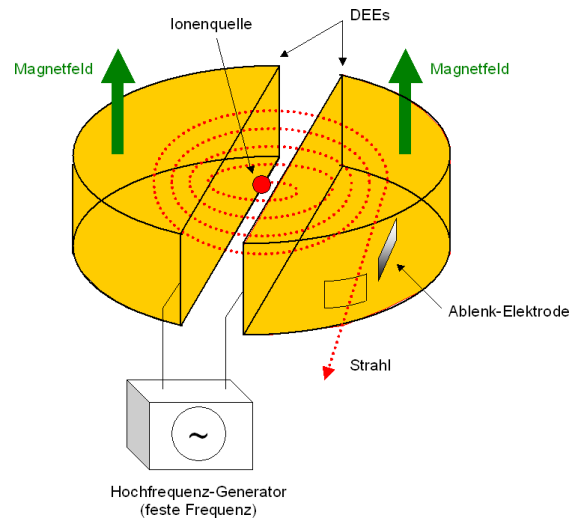


Abbildung 54: Schematischer Aufbau eines Zyklotrons

radius verringert - für einen möglichst kleinen Bahnradius ist also ein möglichst großes Magnetfeld nötig. Die Anforderung, ein möglichst starkes Magnetfeld zu erzeugen, das auch noch auf einer relativ großen Fläche homogen wirken muss, bedingt den Einsatz starker Elektromagnete gewaltiger Dimension (Abbildung 55) und setzt dem Bau von Zyklotrons eine obere Grenze.⁶⁸

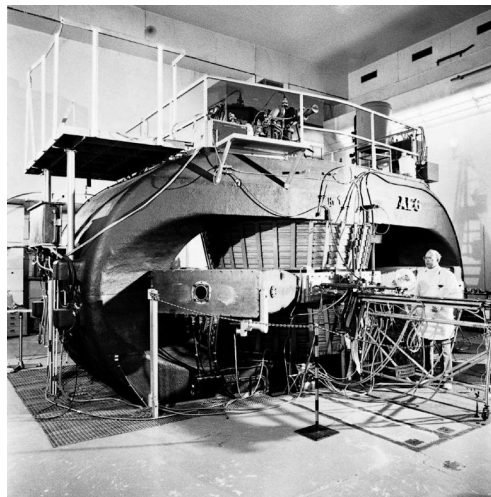


Abbildung 55: Zyklotron der Firma AEG [Mül07a]

⁶⁸Literatur und weitere Informationen: [Bou75, Hac01, Fei07]

4.2.7 Synchrotron

Experiment: Fadenstrahlröhre

Da wie in 4.2.6 (Seite 64) beschrieben im Zyklotron die ganze Anordnung von einem homogenen Magnetfeld durchsetzt sein muss, stößt man hier schnell an die Grenzen der Technik - schließlich lassen sich nicht beliebig große Magnete bauen. Für höhere Energien ist also ein anderer Typ Kreisbeschleuniger nötig: das Synchrotron, dessen Prinzip um 1945 von McMillan⁶⁹, Veksler⁷⁰ und Oliphant⁷¹ entwickelt wurde.

Die Idee des Synchrotrons ist, das Magnetfeld *synchron* zur Energie zu erhöhen. Durch die Beschleunigung würde sich ja der Bahnradius vergrößern, was durch die gleichzeitige Erhöhung des Magnetfelds aber wieder aufgehoben wird. Die Teilchen bewegen sich also auf einer konstanten, ortsfesten Bahn. Dies ermöglicht es, sehr viel größere Bahnradien zu nutzen, da das Magnetfeld, das die Kreisbahn verursacht, nur noch entlang der Bahn wirken muss und nicht auf der gesamten Kreisfläche wie beim Zyklotron.



Abbildung 56: Super Proton Synchrotron (SPS) am CERN [[cds](#)]

Mit der Fadenstrahlröhre lassen sich mehrere Aspekte des Synchrotrons veranschaulichen:

⁶⁹Edwin Mattison McMillan (1907 - 1991): US-amerikanischer Physiker, Nobelpreis für Chemie 1951

⁷⁰Vladimir Veksler (1907 - 1966): sowjetischer Physiker

⁷¹Marcus Laurence Elwin Oliphant (1901 - 2000): australischer Physiker

- Wie beim Zyklotron ist auch beim Synchrotron das grundlegende Prinzip, Teilchen mittels Magnetfeldern auf eine Kreisbahn zu lenken, um sie mehrmals in der gleichen Beschleunigungsstrecke beschleunigen zu können. Im Fadenstrahlrohr wird die Kreisbahn der Elektronen im Magnetfeld sehr schön sichtbar, man kann sich bildlich vorstellen, wie der Strahl im Synchrotron verläuft.
- Mit der Fadenstrahlröhre kann die synchrone Erhöhung von Magnetfeld und Teilchengeschwindigkeit experimentell motiviert werden: erhöht man schrittweise die Beschleunigungsspannung (also die Energie der Elektronen), so lässt sich jeweils durch ein Nachregeln des Magnetfelds erreichen, dass der Bahnradius konstant und die Teilchenbahn ortsfest bleibt.
- Die Helmholtz-Spulen der Fadenstrahlröhre, die in der Mitte ein annähernd homogenes Magnetfeld erzeugen, entsprechen den Dipolmagneten im Synchrotron. Beobachtet man den Radius bei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen und Magnetfeldern, so wird schnell klar, dass ein möglichst hohes Magnetfeld nötig ist, um auf einer möglichst kleinen Kreisbahn eine maximale Beschleunigung zu erreichen.
- Natürlich werden die Elektronen in einer Fadenstrahlröhre nur einmal beschleunigt, da Glühkathode und Wehneltzylinder einem weiteren Durchlauf der Beschleunigungsstrecke im Weg sind. Doch dieser Bruch in der Analogie lässt sich zur Diskussion der Tatsache nutzen, dass sich innerhalb von Synchrotrons keine Teilchenquellen platzieren lassen, da diese auch dort den Strahl behindern würden. Synchrotrons benötigen deshalb Vorbeschleuniger (z.B. ein der Teilchenquelle nachgeschalteter Linearbeschleuniger) und einen Mechanismus, der den Strahl in das Synchrotron einschleust. Dem LHC ist eine Kette verschiedener Beschleuniger vorgeschaltet (Abbildung 57). Die Protonen aus der Quelle werden mit dem Linearbeschleuniger LINAC2 und mehreren Synchrotrons schrittweise auf Maximalenergie beschleunigt.⁷²

4.2.8 Aufbau eines Synchrotrons

⁷²Literatur und weitere Informationen: [Bou75, Fei07, Müll07a, Ben06, Sam06, Hac01, lhc]

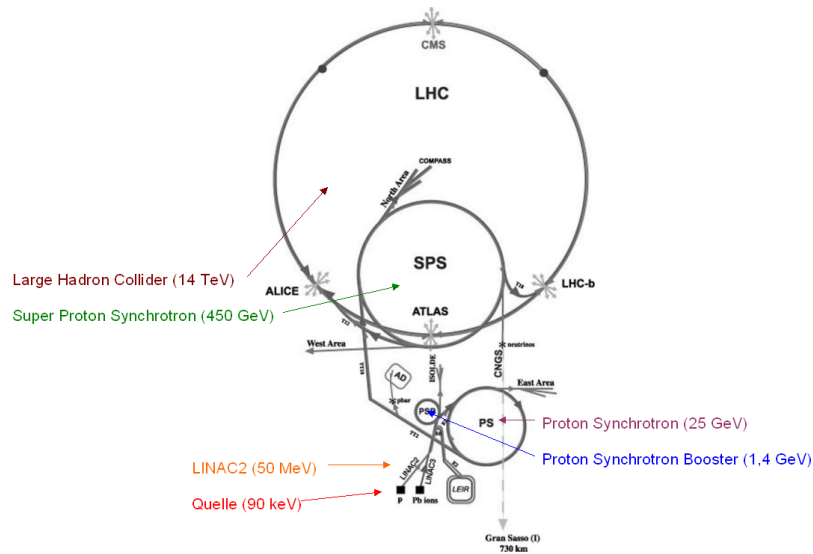


Abbildung 57: Die Beschleunigerkette des LHC [cds]

Allgemein Im folgenden möchten wir uns den Aufbau eines Synchrotrons näher ansehen, der in Abbildung 58 schematisch dargestellt ist.

Einschleusung (Kickermagnete) In der Beschleunigerkette des LHC muss der Strahl mehrmals in ein Synchrotron der nächsthöheren Energiestufe eingeschleust werden. Die Injektion erfolgt dabei mit sogenannten „Kickermagneten“. Diese erzeugen für kurze Zeiträume von ca. 10^{-7} Sekunden ein Ablenkkfeld, das die Teilchenpakete einzeln auf die Bahn im Synchrotron lenkt. Um eine solch schnelle Magnetfeldänderung zu ermöglichen, werden Kickermagnete nicht mit Eisen-, sondern Ferritkernen gebaut. In diesen treten keine Wirbelströme auf, die den Aufbau des Magnetfelds verzögern. Um die Induktivität niedrig zu halten verwendet man außerdem nur wenige Spulenwindungen und arbeitet stattdessen mit hohen Strömen.

Ablenkmagnete (Dipole) Um die Teilchen auf der Kreisbahn zu halten, verwendet man Dipolmagnete. Diese bestehen aus einem U-förmigen Eisenjoch, um das eine Spule gewickelt ist (siehe Abbildung 59). Lässt man durch die Spule einen elektrischen Strom fließen, so entsteht in der Öffnung des Eisenjochs, in dem sich die Vakuumröhre für den Teilchenstrahl befindet, ein homogenes Magnetfeld \vec{B} . Die Lorentzkraft $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$

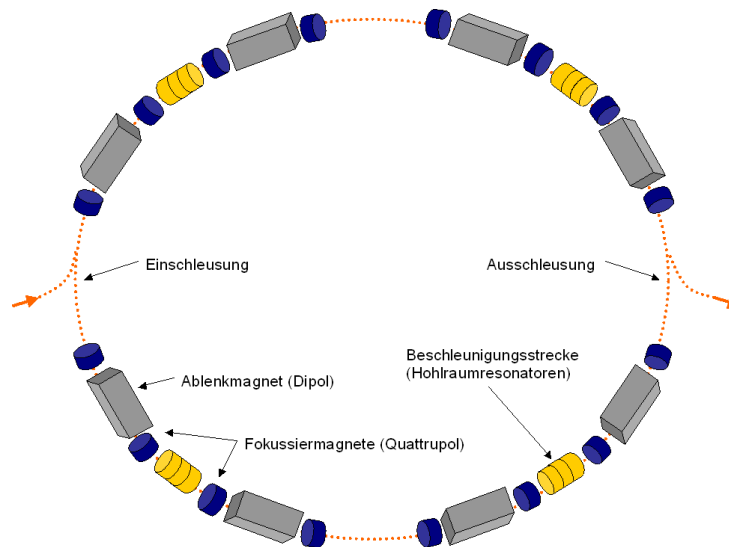


Abbildung 58: Aufbau eines Synchrotrons

hält die Teilchen auf der Kreisbahn.

Beim Synchrotron werden die Ablenkmagnete in der Regel in Einzelsektoren aufgeteilt. Zwischen den Sektoren liegen geradlinige Abschnitte, in denen Quadrupole zur Fokussierung oder Hohlraumresonatoren zur Beschleunigung des Teilchenstrahls eingebaut werden.

Die Teilchen in den zwei Strahlrohren des LHC werden von 1232 Dipolmagneten (Abbildungen 61, 60 und 62) auf der Kreisbahn gehalten. Jeder dieser Dipole ist 14,3 Meter lang, wiegt 35 Tonnen und erzeugt mit seinen supraleitenden Spulen (betrieben bei einer Temperatur von 1,9 K) ein Magnetfeld von 8,4 T. Die Kosten pro Dipol betragen ca. 500.000 Schweizer Franken. Jedes Strahlrohr ist dabei von einem eigenen Dipolmagnet umgeben, zusammengehalten werden die Dipole von einer Klammer aus Edelstahl. Um diese unmagnetische Klammer herum befindet sich das Eisenjoch für den Rückfluss des Magnetfelds, in dem außerdem eine Kühlmittleitung für das Helium sowie das Bus-System untergebracht sind.

Welche Kraft wirkt nun auf die Spulen in den Dipolmagneten des LHC? Auf einen

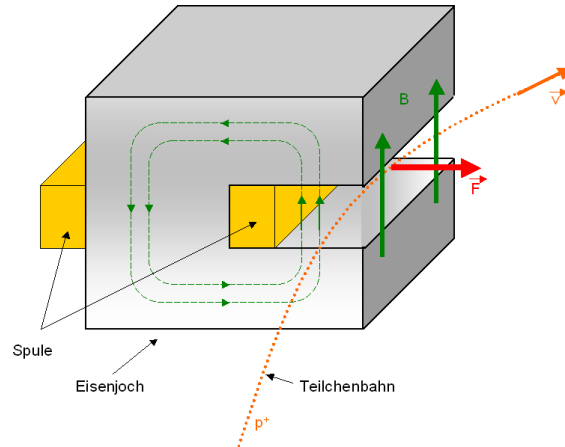


Abbildung 59: Dipolmagnete im Synchrotron

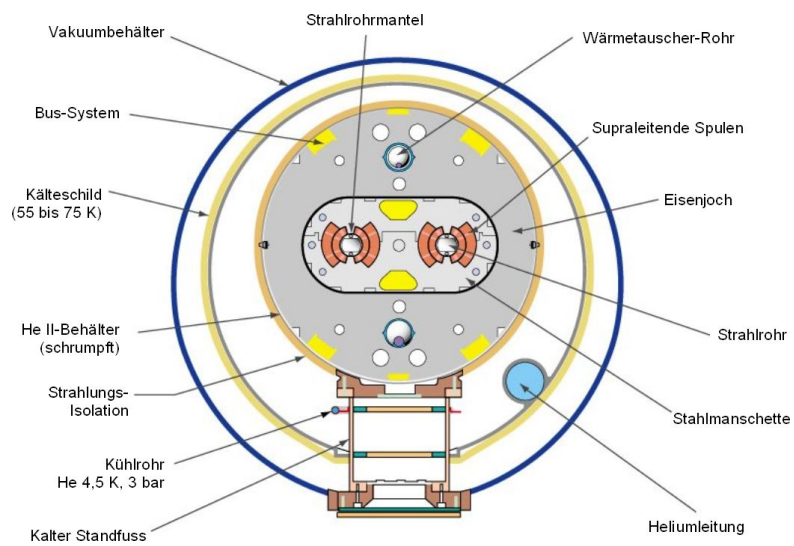


Abbildung 60: Querschnitt durch einen LHC-Dipol [cds]

stromführenden Leiter im Magnetfeld wirkt die Kraft

$$F = I \cdot l \cdot B \quad (19)$$

Das Magnetfeld in den LHC-Dipolen beträgt im Mittel $B \approx 4 \text{ T}$, in den 30 Windungen der Spule fließt jeweils der Strom $I = 11 \text{ kA}$. Auf eine Länge von $l = 1 \text{ m}$ wirkt daher nach (19) auf *eine* Spulenwindung die Kraft $F = 92.400 \text{ N}$, was einer Gewichtskraft von 9,41 t entspricht - also ca. 5 Autos. Insgesamt müssen die Komponenten auf einem Meter Dipolstrecke also eine Kraft aushalten, die der Gewichtskraft von 150 PKW entspricht!



Abbildung 61: Dipole des Large Hadron Colliders (LHC) [cds]

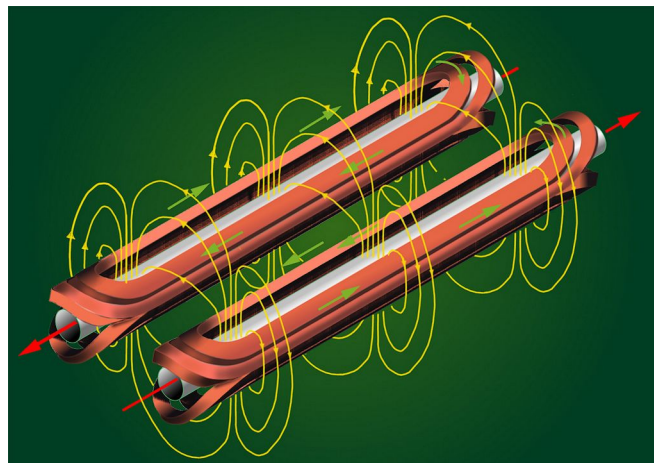


Abbildung 62: Magnetfeld der supraleitenden Spulen im LHC-Dipol [cds]

Fokussiermagnete (Quadrupole) Injektionsfehler, Ablenkfehler in den Dipolmagneten und Stöße mit Gasatomen führen dazu, dass Teilchen von ihrer Sollbahn abweichen. Deshalb ist es erforderlich, den Strahl hin und wieder zu fokussieren, was mit Quadrupolmagneten realisiert wird, auf die in Abschnitt 4.2.12 (Seite 85) näher eingegangen wird.

Im LHC sind Quadrupole und Dipole hinsichtlich Strahlrohr und Kühlung ähnlich aufgebaut. Die Quadrupole bestehen allerdings aus vier Spulen, die aber nicht von einer gemeinsamen Edelstahlklammer zusammengehalten werden, sondern jeweils einzeln mit einem Mantel aus Edelstahl versehen sind. Das Eisenjoch verläuft daher auch zwischen den Strahlrohren. Wie bei den Dipolen bestehen die Spulen der Quadrupole aus einem supraleitendem Material, NiTb. Die 500 im LHC zur Fokussierung eingesetzten Quadrupole sind jeweils ca. 3 m lang.

Beschleunigungsstrecken Während man bei langsamen Geschwindigkeiten Driftröhren zur Beschleunigung einsetzt (vgl. 4.2.3, Seite 59) ist bei hohen Energien eine andere Technik effektiver: die Beschleunigung mit elektromagnetischen Wellen. Hierzu speist man eine hochfrequente elektromagnetische Welle in einen metallischen, gut leitenden Hohlzylinder (ca. 1 – 2,5 m lang) ein (Abbildung 63). Diese Welle breitet sich im Rohr longitudinal mit Lichtgeschwindigkeit aus. Die zu beschleunigenden Teilchen bewegen sich aber etwas langsamer, weshalb die Welle abgebremst werden muss, was mit Hilfe eines Lochblendensystems realisiert wird. Die Blenden werden dabei im Abstand einer halben Wellenlänge angebracht, das entspricht etwa 5 – 10 cm.

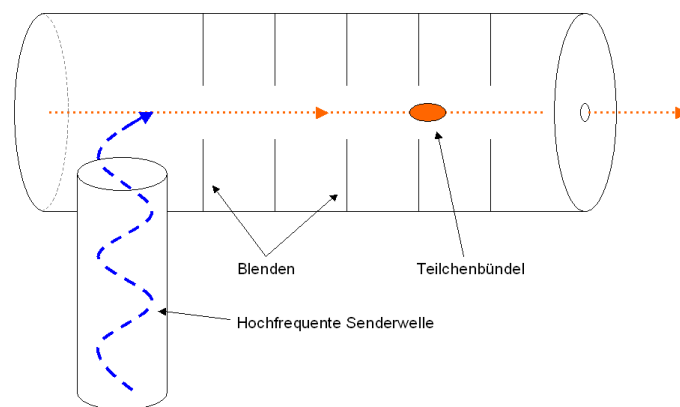


Abbildung 63: Hochfrequenz-Hohlraumresonator

Das Prinzip der Teilchenbeschleunigung in einer solchen „Runzelröhre“ ist nun das folgende: wie ein Surfer auf Wasserwellen „reitet“, wird das Teilchen auf der Flanke der elektromagnetischen Welle beschleunigt (Abbildung 64). Ein positiver Berg der Senderwelle stößt positiv geladene Teilchen ab und treibt diese voran, wenn die Senderwelle die richtige Phasengeschwindigkeit hat, die ja mittels des Blendensystems eingestellt wurde. Teilchen kurz vor dem Maximum erhalten dabei die größte Beschleunigung, während „vorlaufende“ Elektronen mit zu früher Phase einen sehr viel kleineren Energiezuwachs verzeichnen. Dies führt dazu, dass sich Teilchenpakete (sogenannte „Bunche“) bilden, da „zu langsame“ Teilchen beschleunigt und „zu schnelle“ abgebremst werden. Beschleunigungsstrukturen dieser Art nennt man auch Hohlraumresonatoren oder Kavitäten.

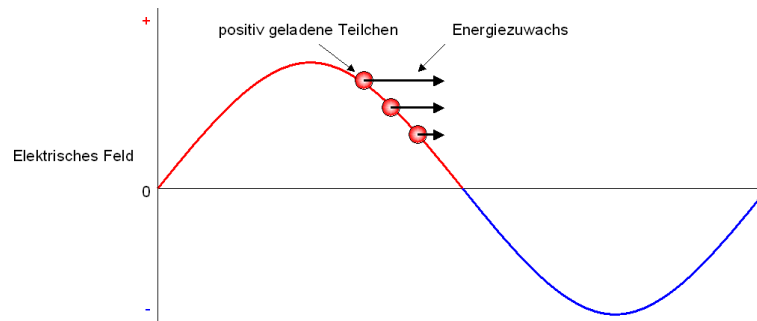


Abbildung 64: Teilchenbeschleunigung mit elektromagnetischen Wellen

Für geringe Geschwindigkeiten eignet sich dieser Beschleunigungsmechanismus aber nicht, da die elektromagnetische Welle dann stark „abgebremst“ werden müsste, was sehr viel Reibungswärme erzeugen würde. Deshalb wendet man in den ersten Vorbeschleunigern (z.B. LINAC2 am LHC) das bereits bekannte Prinzip der Driftröhren an.

Beim LHC sind neben den Dipol- und Quadrupol-Magneten auch die Beschleunigungsstrecken supraleitend, um Energieverluste zu vermeiden. Pro Strahlrohr werden die Protonen von acht Kavitäten beschleunigt, die bei einer Frequenz von 400 Hz arbeiten und eine Beschleunigung um 5,5 MV pro Meter ermöglichen. Jeweils vier Hohlraumresonatoren sind dabei direkt hintereinander in einem Modul angeordnet (Abbildung 65), zwei solche Beschleunigungsmodule pro Strahlrichtung wurden in längeren geradlinigen Abschnitten des Beschleunigers untergebracht.

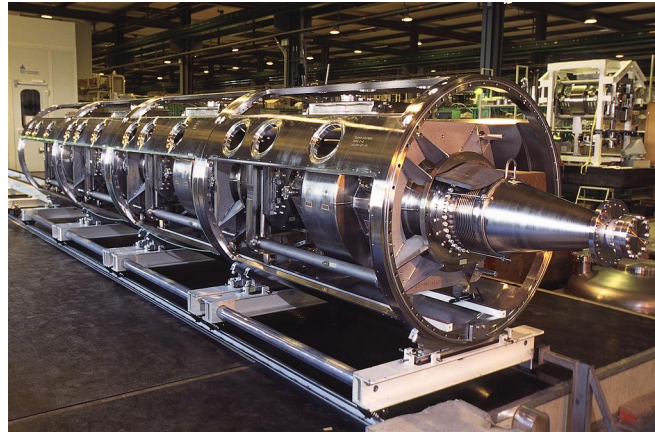


Abbildung 65: Beschleunigungsmodul des LHC mit vier Kavitäten [cds]

Ausschleusung (Kickermagnete) Bei den Vorbeschleunigern des LHC muss der Strahl nicht nur ein-, sondern auch wieder ausgeschleust werden, sobald die Protonen die Maximalenergie des Beschleunigers erreicht haben. Zur Ejektion verwendet man wieder schnell gepulste Kickermagnete, die die Teilchen durch einen kurzen magnetischen Impuls aus der Bahn werfen und in eine Transferlinie lenken, die zum nächsten Beschleuniger führt.

4.2.9 Die LHC-Beschleunigerkette

Proton Synchrotron Booster (PSB) Der Proton Synchrotron Booster beschleunigt die Protonen aus dem LINAC2 in 1,2 Sekunden von 50 MeV auf 1,4 GeV. Beim PSB handelt es sich um ein Synchrotron mit einem Radius von 25 m, dessen Besonderheit es ist, vier Strahlrohre übereinander zu besitzen (Abbildung 66). Auch wenn dies nicht zu einer höheren Energie führt hat es den Vorteil, dass pro Ladung mehr Teilchen beschleunigt werden können.

Proton Synchrotron (PS) Die Protonen aus dem Proton Synchrotron Booster werden in das Proton Synchrotron geleitet, dessen Radius 100 m beträgt (Abbildung 67). Es beschleunigt die Protonen innerhalb von 3,6 s von 1,4 GeV auf 25 GeV. Außerdem werden im Proton Synchrotron die 6 Pakete aus dem PSB (es werden immer 4 Pakete aus den

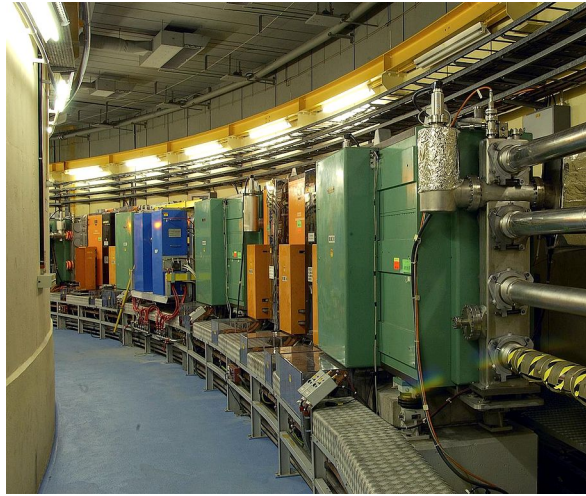


Abbildung 66: CERN Proton Synchrotron Booster (grün = Dipol, orange = Quadrupol, blau = Beschleunigungsstrecke) [cds]

vier PSB-Rohren + 2 Pakete 1,2 s später injiziert) in 72 Pakete mit einem Abstand von 25 ns und einer Länge von 4 ns aufgeteilt. Dies ist die Zeitstruktur, mit der die Teilchenpakete später im LHC weiter beschleunigt und zur Kollision gebracht werden.

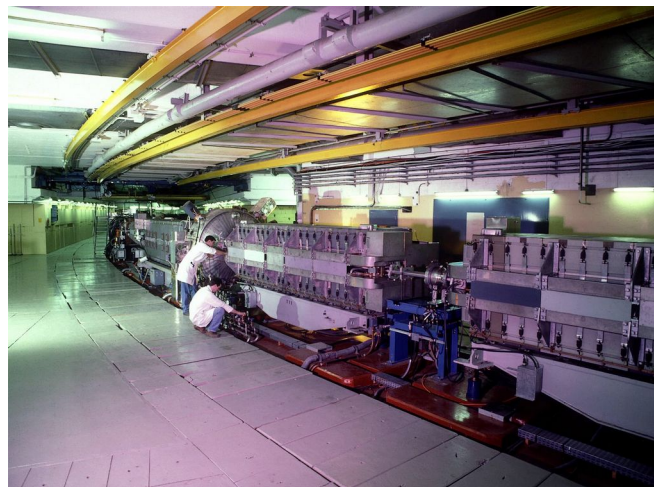


Abbildung 67: Proton Synchrotron am CERN [cds]

Super Proton Synchrotron (SPS) Vier Füllungen des PS von je 72 Teilchenpaketen im Abstand von 3,6 s ergeben eine Füllung des Super Proton Synchrotrons (Abbildung 56). Dort werden die Protonen auf einem Radius von 1100m in 21,6s weiter auf 450 GeV

beschleunigt. 12 Füllungen des SPS ergeben eine Füllung des LHC.

Large Hadron Collider (LHC) Im Large Hadron Collider werden die Teilchen anschließend von 450 GeV auf 7 TeV beschleunigt. Beim LHC handelt es sich abermals um ein Synchrotron, das allerdings über eine besondere Geometrie verfügt. In zwei getrennten Strahlrohren, angeordnet im gleichen Magneten, laufen die Protonen aus dem SPS in gegenläufigen Richtungen durch den 27 km langen Kreisbeschleuniger. Um die hohe Energie von 7 TeV zu erreichen, sind starke Magnetfelder nötig - wie stark, lässt sich folgendermaßen berechnen:

Auf einer Kreisbahn halten sich Zentripetalkraft und Lorentzkraft die Waage. Damit ergibt sich in relativistischer Rechnung:

$$F_Z = F_L \quad (20)$$

$$\Rightarrow q \cdot v \cdot B = \frac{m \cdot \gamma \cdot v^2}{r} \quad (21)$$

$$\Rightarrow q \cdot B \cdot r = m \cdot \gamma \cdot v = m \cdot \gamma \cdot \beta \cdot c = p \quad (22)$$

Dabei ist $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ der Lorentz-Faktor, $\beta = \frac{v}{c}$ und p der relativistische Impuls der beschleunigten Teilchen. Die Synchronisationsbedingung ist also, dass das Magnetfeld B und der Impuls p (bzw. die Energie) gemäß (22) proportional ansteigen.

Im LHC werden Protonen auf eine Energie von $E_{tot} = 7 \text{ TeV} = 1,12 \cdot 10^{-6} \text{ J}$ beschleunigt. Mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E_{tot}^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2$ und der Protonen-Ruhemasse $m_0 = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ lässt sich daraus der entsprechende relativistische Impuls eines Protons errechnen:

$$p = \frac{\sqrt{E_{tot}^2 - m_0^2 c^4}}{c} = 3,73 \cdot 10^{-15} \text{ kg} \frac{m}{s} \quad (23)$$

Löst man (22) nach B auf und setzt (23), die Ladung $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ und den

Radius des LHC von $r = 2,784 \text{ km}$ ⁷³ ein, so ergibt sich ein Magnetfeld von:

$$B = \frac{p}{q \cdot r} \approx 8,4 \text{ T} \quad (24)$$

Derart hohe Magnetfelder lassen sich nur mit supraleitenden Spulen erreichen. Beim LHC sind nicht nur die Dipole zur Strahlablenkung supraleitend, sondern auch die Quadrupole zur Fokussierung und die Hohlraumresonatoren zur Beschleunigung. Um die Supraleitung herzustellen werden im LHC 8000 Magnete mit supralüssigem Helium auf einer Temperatur von 1,9 K gehalten.

4.2.10 Speicherringe und Collider

Wie in 4.2.8 (Seite 68) beschrieben werden im Synchrotron Teilchen auf eine Kreisbahn gebracht und während mehrerer Umläufe beschleunigt. Ist die Maximalenergie erreicht, so besteht einerseits die Möglichkeit, die Teilchen mit schnellen Kickermagneten wieder aus dem Synchrotron auszuschleusen. Dieses Verfahren wendet man in zwei Fällen an:

- Falls die Teilchen in einem weiteren, größeren Synchrotron weiter beschleunigt werden sollen, wie es bei den LHC-Vorbeschleunigern der Fall ist.
- Um Fixed-Target-Experimente durchzuführen: der extrahierte Strahl wird auf ein ruhendes Ziel geschossen. Damit können Strukturuntersuchungen (indem man aus der Ablenkung von elastisch gestreuten Teilchen Rückschlüsse auf die räumliche Ausdehnung des Targets zieht, siehe 3.4.3, Seite 48) durchgeführt oder bei inelastischer Streuung neue Teilchen erzeugt werden, die mit einem Detektor beobachtbar sind.

Andererseits kann es sinnvoll sein, die Teilchen für längere Zeit (Stunden bis Tage) im Synchrotron zu speichern. Diese sogenannten „Speicherringe“ haben zwei Anwendungs-

⁷³Der LHC hat einen Gesamtumfang von 27 km, darunter sind aber auch einige gerade Strecken. Die Länge der in diesem Fall relevanten Bögen beträgt 22,2 km, der Bogenradius ist also $r = 3,5 \text{ km}$. Da nicht die volle Länge der Bögen für Ablenkmagnete genutzt werden kann (es werden schließlich auch Beschleunigungsstrecken und Fokussierungsmagnete benötigt) sondern nur ca. 80%, ist der Radius der Kreisbahn, auf der die Protonen umlaufen, letztendlich nur $r = 2,784 \text{ km}$.

möglichkeiten:

- Erzeugung von Synchrotronstrahlung: geladene Teilchen, die sich mit relativistischer Geschwindigkeit auf einer Kreisbahn bewegen, senden tangential elektromagnetische Wellen aus, die bei verschiedenen Experimenten in Physik, Chemie und Biologie genutzt werden.
- Erzeugung neuer Teilchen: lässt man zwei gegenläufige Teilchenstrahlen miteinander kollidieren, so entstehen bei inelastischen Stößen neue Teilchen. Speicherringe, in denen Teilchen kollidieren, nennt man Collider (Abbildung 68).

Beim LHC handelt es sich um einen solchen Collider-Speicherring. Da in Collidern zwei Strahlen umlaufen sind zwei Strahlrohre erforderlich, wenn es sich bei den Stoßpartnern nicht um Teilchen und Antiteilchen handelt. Diese können nämlich aufgrund gleicher Masse, aber entgegengesetzter Ladung durch das selbe Magnetfeld in entgegengesetzten Richtungen auf der Bahn gehalten werden. Der LHC, in dem in beiden Richtungen Protonen umlaufen, besitzt zwei Strahlrohre, die sich an mehreren Stellen kreuzen. Dort finden die Kollisionen statt, bei denen neue Teilchen entstehen können, die von Detektoren beobachtet und vermessen werden. Zur Erhöhung der Kollisionsrate sind vor den Detektoren weitere Fokussiermagnete angebracht.

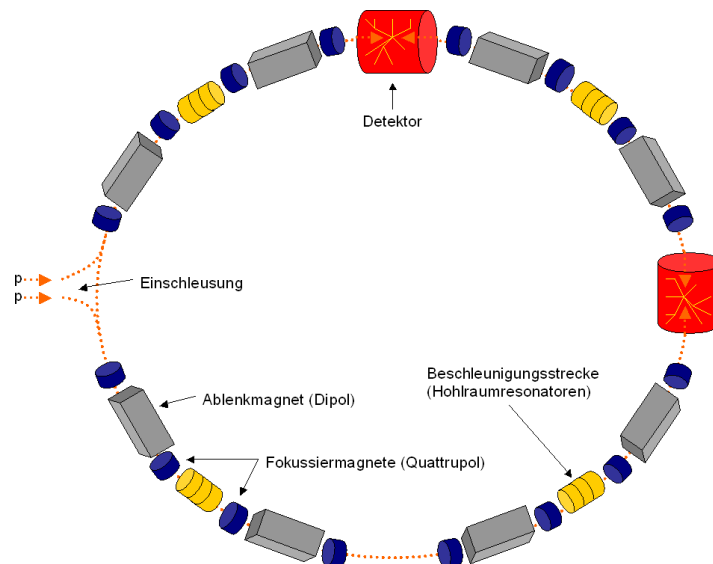


Abbildung 68: Aufbau eines Proton-Proton-Colliders

Der Vorteil eines Colliders gegenüber einem Fixed Target-Experiment besteht in der deutlich höheren Schwerpunktennergie bei der Kollision. Die Schwerpunktennergie zweier Teilchen mit den Viererimpulsen p_1 und p_2 beträgt:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2 p_1 p_2 = m_1^2 + m_2^2 + 2 (E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2) \quad (25)$$

Bei einem Fixed Target-Experiment ruht nun eines der beiden Teilchen, der (3er-) Impuls ist $\vec{p}_2 = 0$ und die Energie entspricht der Ruhemasse, $E_2 = m_2$. Damit gilt für die Schwerpunktennergie:

$$E_{CM} = \sqrt{s} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2 E_1 m_2} \propto \sqrt{E} \quad (26)$$

Werden beide Teilchen gegenläufig im Collider beschleunigt und zur Kollision gebracht, gilt $m_1 = m_2 = m$ und $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, also:

$$E_{CM} = \sqrt{s} = \sqrt{2 m^2 + 2 E^2 + 2 |\vec{p}|^2} = 2 E \propto E \quad (27)$$

Würde man die Protonen, die im LHC auf 7.000 GeV beschleunigt worden sind, ausschleusen und auf ein ruhendes Target lenken, so würde die Schwerpunktennergie der Kollision lediglich 115 GeV betragen. Lässt man dagegen zwei Teilchenstrahlen dieser Energie miteinander kollidieren, so erhält man eine Schwerpunktennergie von 14.000 GeV (14 TeV). Diese Energie ließe sich mit der Fixed Target-Methode nur erreichen, wenn man die Protonen mit einem Synchrotron beschleunigen würde, das einen Umfang von ca. 400.000 km hat, was der Entfernung zwischen Erde und Mond entspricht!

Da es sich bei einem Collider bzw. Speicherring nur um einen Sonderfall des Synchrotrons handelt, wurden die wichtigsten Bauelemente wie Ablenkmagnete, Fokussier-Quadrupole und Beschleunigungsstrecken des LHC bereits im Abschnitt „Aufbau eines Synchrotrons“ (4.2.8, Seite 68) behandelt. An dieser Stelle sei lediglich noch einmal auf die Besonderheit der zwei Strahlrohre („normale“ Synchrotrons beschleunigen Teilchen nur in eine Richtung) und die Kreuzungspunkte des Strahls hingewiesen, in denen vier Detektoren die Teilchenkollisionen registrieren. Es handelt sich dabei um die Experimente ATLAS, CMS, Alice und LHCb (Abbildung 69).⁷⁴

⁷⁴Literatur und weitere Informationen: [Sch97, Hac01, Fei07, Mü107a, Wil92]

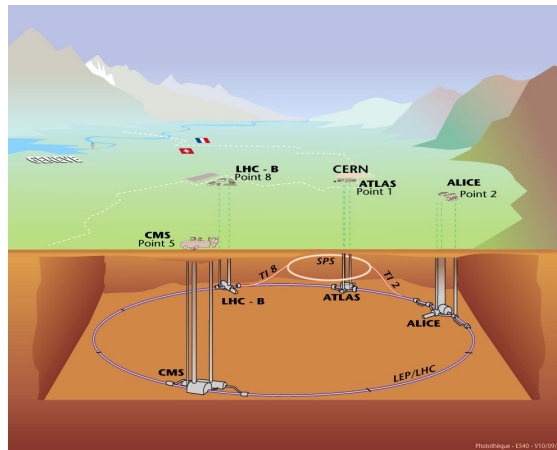


Abbildung 69: SPS, LHC und die vier LHC-Detektoren [cds]

4.2.11 Schwache Fokussierung

Experiment: Braun'sche Röhre

Trotz Ultrahochvakuum (siehe 4.2.5, Seite 62) sind im Strahlrohr eines Teilchenbeschleunigers immer noch Gasatome vorhanden, an denen die Teilchen gestreut werden können. Auch Feldfehler der Führungsmagnete führen dazu, dass Teilchen von ihrer Sollbahn abkommen und in Gefahr geraten, mit der Wand des Strahlrohrs zu kollidieren (siehe Abbildung 51). Es ist daher erforderlich, den auseinanderlaufenden Strahl zu fokussieren.

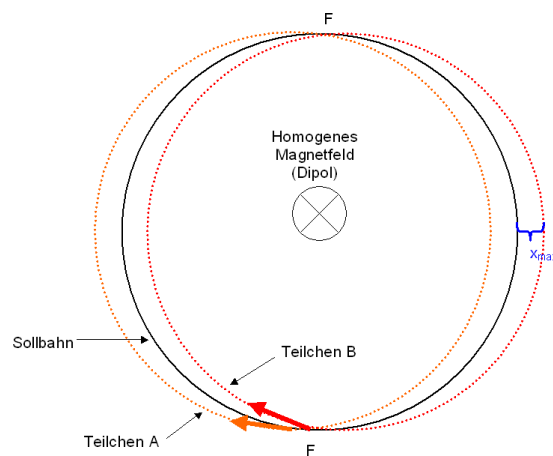


Abbildung 70: Prinzip der schwachen Fokussierung

Bevor das Prinzip der „starken Fokussierung“ erfunden wurde, das heute auch im LHC Anwendung findet (siehe 4.2.12, Seite 85), wurde der Strahl in Kreisbeschleunigern lediglich durch die sog. „schwache Fokussierung“ am Auseinanderlaufen gehindert: zwei Teilchen, die mit gleicher Energie (also gleichem Impuls) und leicht unterschiedlichem Anfangswinkel in das Magnetfeld eintreten, treffen sich nach jedem halben Umlauf im Brennpunkt F (siehe Abbildung 70). Dies liegt daran, dass beide Bahnen den gleichen Radius haben, was sich folgendermaßen herleiten lässt: auf der Kreisbahn im Magnetfeld entspricht die Zentripetalkraft gerade der Lorentzkraft, wodurch mit $p = m \cdot v$ folgt:

$$F_z = F_L \quad (28)$$

$$\Rightarrow \frac{m \cdot v^2}{r} = q \cdot v \cdot B \quad (29)$$

$$\Rightarrow m \cdot v = r \cdot q \cdot B \quad (30)$$

$$\Rightarrow r = \frac{p}{q \cdot B} \quad (31)$$

Der Radius r hängt in (31) also nur noch von B , p und q ab, was für beide Teilchen als gleich angenommen wird - die Teilchen bewegen sich also auf Bahnen mit gleichen Radien, woraus geometrisch die „Fokussierung“ in den beiden Brennpunkten folgt. Dieses Verfahren ist allerdings alles andere als perfekt, denn abseits der Brennpunkte treten teils große Abweichungen von der Sollbahn auf. Bei einem angenommenen Winkel zwischen Teilchen A und B von $\alpha = 1$ mrad würde sich bei einem Radius von $r = 1000$ m ein Abstand von $x_{max} = 1$ m ergeben - entsprechend breit müsste der Querschnitt des Strahlrohrs sein, was natürlich alles andere als praktikabel wäre.

In der Braun'schen Röhre lässt sich das Prinzip der schwachen Fokussierung experimentell veranschaulichen (Abbildung 71). Zunächst weitet man den Strahl auf, um eine Defokussierung zu simulieren. Dies erreicht man, indem an die Ablenkplatten in der Röhre eine Sägezahnspannung angelegt wird, Ergebnis ist ein breiter Strich statt des Leuchtpunkts. Bringt man nun die Braun'sche Röhre longitudinal in das Magnetfeld einer Helmholtz-Spule (Elektronenstrahl und Magnetfeld zeigen in die gleiche Richtung!), kann man das Magnetfeld so einstellen, dass auf dem Schirm aus dem breiten Strich wieder ein kleiner Leuchtpunkt wird: der Strahl ist in der Schirmebene fokussiert. Wie ist das zu erklären?

Elektronen, die parallel zur Feldrichtung laufen erfahren keine Ablenkung, da die Lorentzkraft $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ nur senkrecht zu Magnetfeld und Flugrichtung wirkt. Hat das Elektron jedoch eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente v_{\perp} senkrecht zum Magnetfeld (und dies ist bei den Teilchen des aufgeweiteten Strahls, die von der Mitte abweichen, der Fall, siehe Abbildung 71), so sorgt die Lorentzkraft dafür, dass sich diese Elektronen auf einer Kreisbahn bewegen.

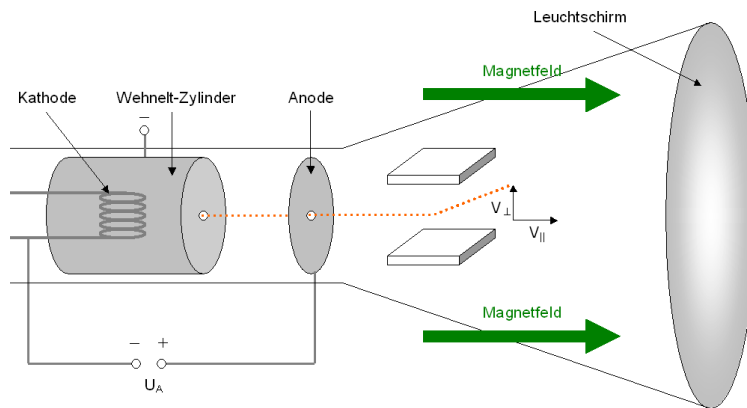


Abbildung 71: Braun'sche Röhre im longitudinalem Magnetfeld

Diese Bewegung überlagert sich jedoch mit der Bewegung parallel zum Magnetfeld, woraus insgesamt eine Schraubenbahn resultiert (Abbildung 72).

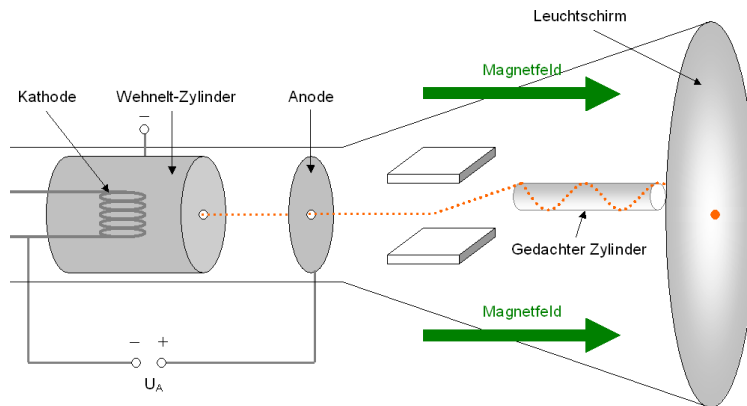


Abbildung 72: Braun'sche Röhre: Schraubenbahn im longitudinalen Magnetfeld

Der Radius der Schraubenbahn lässt sich wie folgt berechnen:

$$F_z = F_L \quad (32)$$

$$\Rightarrow \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{r} = q \cdot v_{\perp} \cdot B \quad (33)$$

$$\Rightarrow m \cdot v_{\perp} = r \cdot q \cdot B \quad (34)$$

$$\Rightarrow r = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} \quad (35)$$

Die Umlaufdauer der Elektronen auf der Schraubenbahn beträgt damit:

$$T = \frac{2\pi r}{v_{\perp}} = \frac{2\pi m}{q \cdot B} \quad (36)$$

Sie ist also unabhängig von der vertikalen Geschwindigkeit v_{\perp} , also auch unabhängig zum Winkel zur Feldrichtung, unter dem das Elektron abgelenkt wurde. Ist die Flugzeit zwischen Ablenkplatten und Schirm ein ganzzahliges Vielfaches der Umlaufdauer T auf der Schraubenbahn, so treffen deshalb alle Elektronen, die im gleichen Punkt gestartet sind aber unterschiedliche Ablenkungen bzw. Vertikalgeschwindigkeiten v_{\perp} haben, auf dem Schirm im selben Punkt auf. Dann ist nämlich die Strecke zwischen Ablenkplatten und Schirm ein ganzzahliges Vielfaches der Ganghöhe H der Schraubenlinie, nach einer ganzzahligen Zahl an Umläufen ist das Elektron natürlich wieder in der anfänglichen Position auf der Mittelachse der Anordnung.

Die Analogie zur schwachen Fokussierung in Teilchenbeschleunigern ist die folgende: auch dort tritt eine Abweichung von der Sollbahn auf, die jedoch von der schwachen Fokussierung nicht einfach aufgehoben wird. Die Fokussierung ist lediglich die (geometrische) Tatsache, dass sich die Teilchenbahnen nach einem halben Umlauf kreuzen - die Fokussierung ist also nur in diesen zwei ausgezeichneten Punkten gegeben. Bedingung dafür ist der gleiche Bahnradius beider Teilchen, der unabhängig vom Einschusswinkel ist. Bei der oben beschriebenen Anordnung der Braun'schen Röhre ist analog dazu die Unabhängigkeit der Umlaufdauer T von der vertikalen Beschleunigung v_{\perp} Voraussetzung für die Fokussierung. Die fokussierende Wirkung tritt bei der Braun'schen Röhre wie beim schwach fokussierenden Beschleuniger auch nur in speziellen Punkten auf,

und zwar dort wo der Abstand zu den defokussierenden Ablenkplatten ein ganzzahliges Vielfache der Ganghöhe H der Schraubenlinie beträgt. In anderen Abständen nimmt der Strahl auf seiner Schraubenbahn deutlich mehr Platz ein, wie der Strahlverlauf im „gedachten Zylinder“ in Abbildung 72 nahelegt.



Abbildung 73: Braun'sche Röhre: Versuchsaufbau zur schwachen Fokussierung

Die oben beschriebene schwache Fokussierung in Teilchenbeschleunigern wirkt allerdings nur horizontal in der Bahnebene. Weichen die Anfangsrichtungen zweier Teilchen dagegen in vertikaler Richtung von der Sollbahn ab, so laufen sie kontinuierlich auseinander. Es besteht zwar die Möglichkeit, durch ein Aufklappen des Führungsfeldes nach außen eine Fokussierung auch in dieser Ebene zu erreichen, doch verschlechtert das wiederum die Fokussierung in der Bahnebene - alles in allem also keine wirklich optimale Lösung. Eine vertikale Fokussierung ließe sich alternativ auch durch Randeffekte an abgeschrägten Ein- und Austrittsflächen der Führungsmagnete erreichen, doch letztendlich wird heutzutage der Teilchenstrahl in allen modernen Beschleunigern mit den in 4.2.12 (Seite 85) beschriebenen Quadrupol-Linsen fokussiert.⁷⁵

4.2.12 Starke Fokussierung mit Quadrupol-Magneten

Experiment: Braun'sche Röhre

Wenngleich die Notwendigkeit einer Fokussierung des Teilchenstrahls in 4.2.11 (Seite 81) begründet wurde, so ist die dort beschriebene schwache Fokussierung aufgrund der

⁷⁵Literatur und weitere Informationen: [Fei07, Bou75, BS, Wes04]

geschilderten Nachteile keine zufriedenstellende Lösung des Problems. In modernen Teilchenbeschleunigern setzt man deshalb Quadrupol-Magnete ein, mit denen eine starke Fokussierung des Strahls möglich ist.

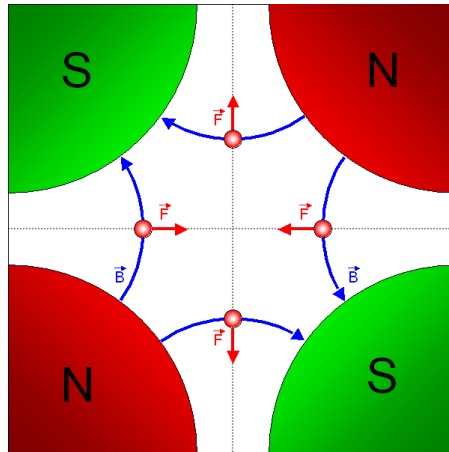


Abbildung 74: Starke Fokussierung im Quadrupol-Magnet

Anhand von Abbildung 74 lässt sich erkennen, was z.B. mit einem auf den Beobachter zufliegenden Elektron passiert wenn es sich nicht direkt in der Mitte des Strahlrohrs befindet:

- Weicht das Elektron nach rechts oder links vom Zentrum ab, so erfährt es im Quadrupol eine zur Mitte gerichtete Lorentzkraft, die sich leicht mit der „Linken-Hand-Regel“ anhand der eingezeichneten Magnetfeldlinien verifizieren lässt. Das Teilchen wird also horizontal fokussiert.
- Weicht das Elektron nach oben oder unten vom Zentrum ab, so zeigt die Lorentzkraft hingegen nach außen. In dieser Richtung wirkt der Quadrupol-Magnet also defokussierend.

Eine besondere Eigenschaft von Quadrupol-Magneten verstärkt diesen Effekt: während das \vec{B} -Feld im Zentrum des Magneten Null ist (Teilchen auf der Sollbahn erhalten also keine Ablenkung) wird das Magnetfeld umso stärker, je weiter man nach außen geht. Teilchen, die z.B. in der Situation aus Skizze 74 eine sehr große Abweichung nach links oder rechts aufweisen, erfahren aufgrund des in den Außenbereichen höheren Feldes eine sehr starke zur Strahlmitte hin gerichtete Lorentzkraft, die Fokussierung ist also sehr

effektiv.

Was nützt aber die starke Fokussierung in horizontaler Richtung, wenn gleichzeitig eine ebenso starke vertikale Defokussierung auftritt? Die Idee ist, zwei solche „Quadrupol-Linsen“ (die Quadrupol-Magnete wirken letztendlich wie Linsen, da sie wie ihre optischen „Verwandten“ bündeln oder streuen) hintereinander anzuordnen, wobei die zweite gegenüber der ersten um 90° gedreht ist. In der horizontalen Ebene folgt damit auf eine fokussierende Linse eine defokussierende, in der vertikalen Ebene umgekehrt, siehe Abbildung 75.

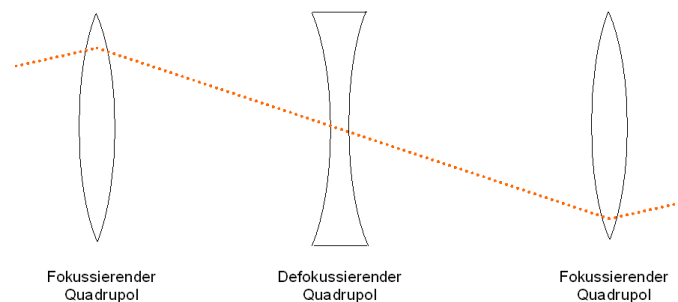


Abbildung 75: Strahlverlauf in alternierenden Gradienten

Jetzt könnte man meinen, dass sich die Wirkung der beiden Linsen gerade aufhebt. Dass dies nicht der Fall ist, lässt sich folgendermaßen herleiten: für die Gesamtbrennweite F eines Systems aus zwei Linsen mit den Brennweiten f_1 und f_2 , die im Abstand d angebracht sind, gilt:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 \cdot f_2} \quad (37)$$

Die erste Quadrupol-Linse wirkt fokussierend, die zweite defokussierend. Da beide baugleich sind gilt $f_2 = -f_1$, woraus sich nach Einsetzen in Gleichung (37) für die Gesamtbrennweite des Linsensystems ergibt:

$$\frac{1}{F} = \frac{d}{f_1^2} \quad (38)$$

Die Brennweite $F = \frac{f_1^2}{d}$ des Linsensystems ist also positiv, womit nachgewiesen ist, dass die Hintereinanderschaltung zweier um 90° gedrehter Quadrupol-Linsen ein fokussierendes System bildet (Abbildung 76). Die Verwendung von Quadrupolen bringt allerdings

etliche technische Probleme mit sich, denn die Ausrichtung der Magnete muss sehr genau sein.

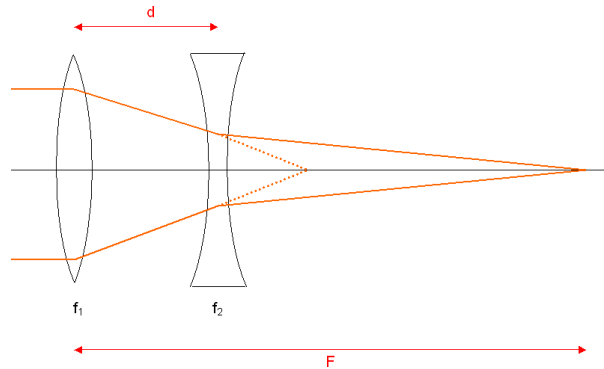


Abbildung 76: Fokussierende Wirkung eines 2-Linsen-Systems

Um nun die Fokussierung bzw. Defokussierung im Quadrupolfeld zu zeigen, legen wir an die Ablenkplatten der Braun'schen Röhre eine Sägezahnspannung an um den Strahl aufzuweiten. Der Strich auf dem Schirm steht stellvertretend für einen breiten zu fokussierenden Strahl. Aus Dauermagneten oder Spulen bauen wir einen Quadrupol (Abbildung 77), wobei eine sehr exakte Positionierung wichtig ist und auf die richtige Polung geachtet werden muss - es müssen sich wie in Abbildung 74 jeweils zwei Nord- und zwei Südpole gegenüberstehen. Setzt man die Röhre unter einem Winkel von 45° in das Quadrupol-Feld, so kann man die Fokussierung oder Defokussierung beobachten: je nach Polung wird der Strich auf dem Schirm größer oder kleiner als ursprünglich.

Die oben beschriebene Fokussierung mit der Hintereinanderschaltung zweier Quadrupole lässt sich aufgrund der beengten Platzverhältnisse mit einer Braun'schen Röhre leider nicht demonstrieren. Hat man die fokussierende und defokussierende Wirkung *eines* Quadrupols aber gesehen und die obige Berechnung der Gesamtbrennweite nachvollzogen, dürfte die Wirkungsweise von Quadrupol-Linsen ausreichend veranschaulicht worden sein.

Im LHC werden 500 Quadrupol-Magnete zur Fokussierung eingesetzt (Abbildung 78 und 79). Diese sind jeweils 3 m lang und hinsichtlich Strahlrohren und Kühlung ähnlich wie die LHC-Dipole (siehe 4.2.8, Seite 68) aufgebaut. Jedes Strahlrohr ist von einem eigenen Quadrupol-Magneten umgeben, der von einem Mantel aus Edelstahl umrahmt

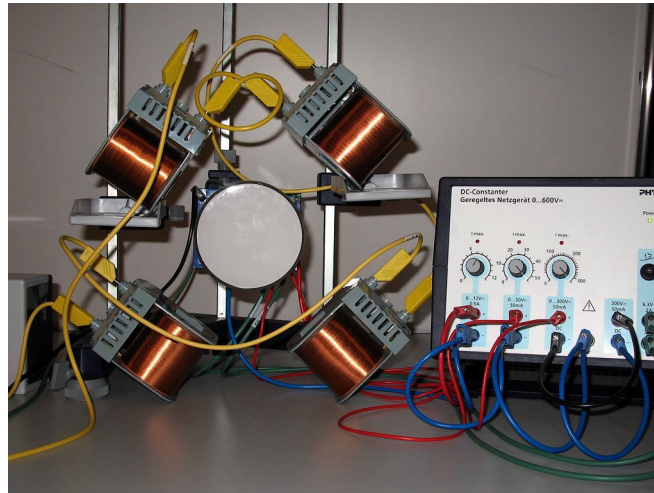


Abbildung 77: Braun'sche Röhre: starke Fokussierung mit Quadrupol-Magnet

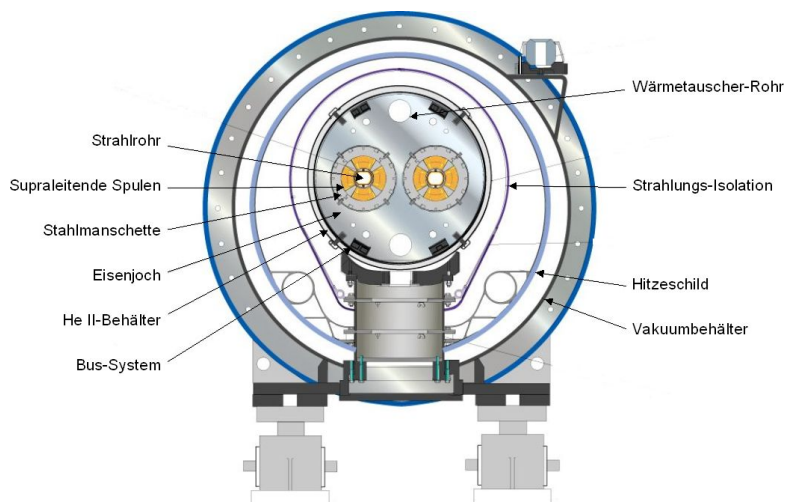


Abbildung 78: Querschnitt durch einen LHC-Quadrupol [cds]

wird. Diese Anordnung befindet sich in einem Eisenjoch, das auf 1,9 K heruntergekühlt wurde, damit die Spulen supraleitend werden.⁷⁶

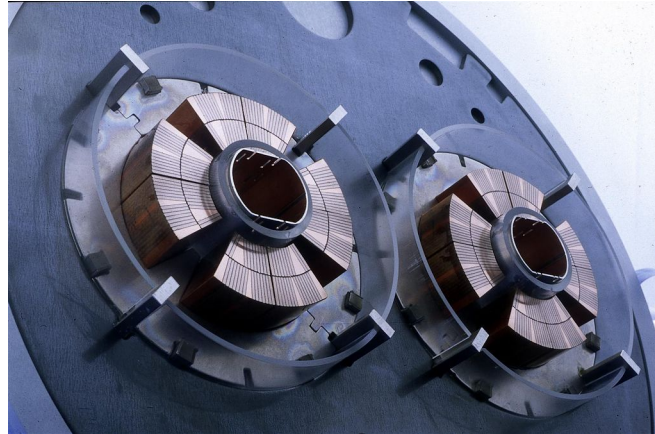


Abbildung 79: LHC-Quadrupol-Magnet [cds]

4.3 Detektoren

4.3.1 Bestimmung der Ladung

Experimente: Fadenstrahlröhre, Braun'sche Röhre

Um zu entscheiden, ob ein Teilchen positiv oder negativ geladen ist, beobachtet man seine Flugbahn im Magnetfeld. Die Lorentzkraft wirkt gemäß $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ senkrecht zur Magnetfeld- und Bewegungsrichtung, wobei für negativ geladene Teilchen die „Linke Hand-Regel“ und für positiv geladene die „Rechte Hand-Regel“ gilt. Kennt man die Richtung des Magnetfeldes, so kann man anhand der Flugbahn entscheiden, ob es sich um ein elektrisch positiv oder elektrisch negativ geladenes Teilchen gehandelt hat.

Mit der Braun'schen Röhre oder dem Fadenstrahlrohr lässt sich dieses Verfahren demonstrieren: nähert man von hinten einen magnetischen Nordpol an (vgl. Abbildung 80), so zeigen die Feldlinien nach vorne in Richtung Beobachter. Da sich die Teilchen nach rechts bewegen, würde sich mit der „Linken-Hand-Regel“ eine nach oben gerichtete

⁷⁶Literatur und weitere Informationen: [Mül07a, Fei07, Bou75]

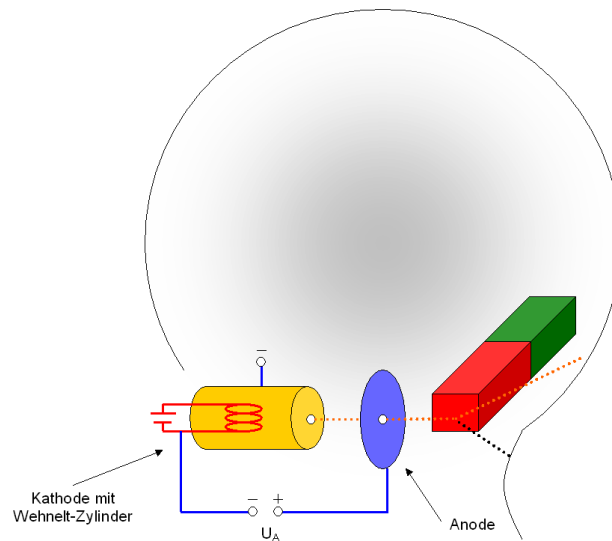


Abbildung 80: Fadenstrahlröhre zur Bestimmung der Ladung

Lorentzkraft ergeben, mit der „Rechte-Hand-Regel“ dagegen eine nach unten gerichtete. Die Teilchen werden im Experiment nach oben abgelenkt, dementsprechend handelt es sich um negativ geladene Teilchen, bekanntermaßen Elektronen. Positronen dagegen würden die schwarz eingezeichnete Flugbahn nach unten laufen.⁷⁷

4.3.2 Impulsbestimmung

Experiment: Fadenstrahlröhre

Auch zur Bestimmung des Impulses betrachtet man die Flugbahn der Teilchen im Magnetfeld. Aus dem gemessenen Krümmungsradius r der Bahn und dem bekannten Magnetfeld B lässt sich der Impuls des Teilchens berechnen, da auf der Kreisbahn Lorentzkraft F_L und Zentripetalkraft F_Z gleich groß sind:

$$F_Z = F_L \quad (39)$$

$$\Rightarrow q \cdot v \cdot B = \frac{m \cdot v^2}{r} \quad (40)$$

$$\Rightarrow q \cdot B \cdot r = m \cdot v = |\vec{p}| \quad (41)$$

⁷⁷Literatur und weitere Informationen: [Har07, Lan07]

Mit der Fadenstrahlröhre kann man dies problemlos nachvollziehen. Im Magnetfeld der Helmholtz-Spulen beschreiben die Elektronen eine Kreisbahn. Misst man deren Radius r mit einem Lineal und berechnet das Magnetfeld B mit der in der Bedienungsanleitung gegebenen Formel aus dem Spulenstrom, so erhält man mit Gleichung (41) den Impuls der Teilchen.

Teilchendetektoren benötigen also Magnetfelder, um über den Krümmungsradius auf den Impuls schließen zu können. Löst man (41) nach r auf, so ergibt sich: $r = \frac{|\vec{p}|}{q \cdot B}$. Ein möglichst starkes Magnetfeld ist also vorteilhaft, denn dann ist der Krümmungsradius r sehr klein und die Bahn auch bei großen Impulsen $|\vec{p}|$ noch deutlich gekrümmt, was natürlich besser auszumessen ist als eine fast gerade, kaum gekrümmte Flugbahn. Kernstück des CMS-Detektors ist daher eine supraleitende Spule aus Niob-Titan (Abbildung 82), die ein Magnetfeld von 4 T erzeugt. Durch die 13 m lange Spule mit einem Durchmesser von 6 m, die auf eine Temperatur von -270°C heruntergekühlt wird, fließt dann ein Strom von 20 kA.⁷⁸

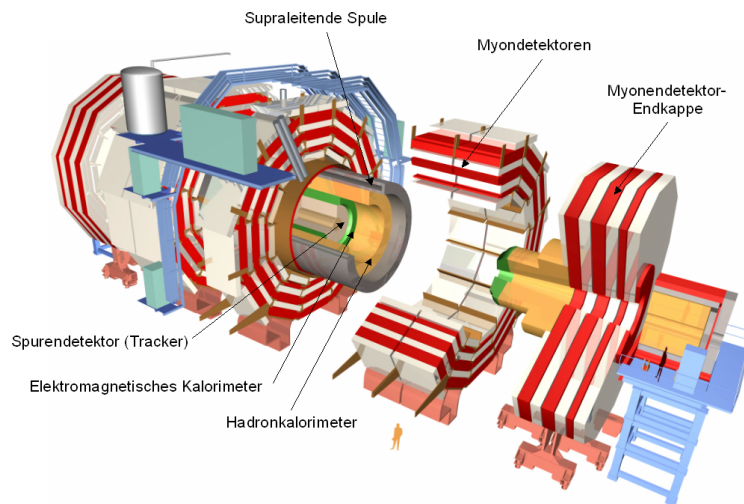


Abbildung 81: 3D-Modell des CMS-Detektors [cms]

4.3.3 Spurdetektoren

Experimente: Nebelkammer, Geiger-Müller-Zählrohr

⁷⁸Literatur und weitere Informationen: [Har07, Sch97, cms, Müll07b, Fei07, All71, Hac01]

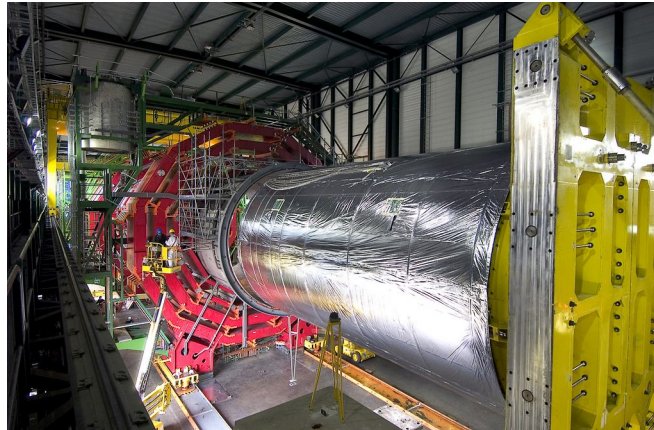


Abbildung 82: Einbau der spurleitenden Spule in den CMS-Detektor [cds]

Wie lässt sich nun die Teilchenspur sichtbar machen, um z.B. für die Impulsbestimmung den Bahnradius im Magnetfeld messen zu können? In der Fadenstrahlröhre kann die Teilchenbahn direkt beobachtet werden, da die Elektronen Gasatome zum Leuchten anregen, was mit bloßem Auge erkennbar ist, aber nicht bei allen Teilchen so einfach funktioniert. Während in den 1950er Jahren Nebelkammern den Teilchennachweis dominierten, war bis 1985 die Blasenkammer der meistgenutzte Detektor. Heute haben Gasdetektoren wie Draht- und Driftkammern sowie Halbleiterdetektoren die Blasenkammer abgelöst.

Nebel- und Blasenkammer In diesen Detektoren wird die Teilchenspur dadurch sichtbar, dass entlang der Flugbahn in Dampf (Nebelkammer) oder einer Flüssigkeit im Siedeverzug (Blasenkammer, Abbildung 83) Tröpfchen kondensieren. Schnelle Teilchen ionisieren die Atome entlang ihrer Bahn, diese Ionen wirken als Kondensationskeime. Weitere Atome bzw. Moleküle lagern sich an, bis ein großer Tropfen entsteht, der mit dem Auge sichtbar ist und auch fotografiert werden kann (Abbildung 84). Die Auswertung solcher Photos „von Hand“ ist allerdings recht mühsam.

Halbleiterdetektor Moderne Detektoren wie im CMS-Detektor arbeiten deshalb mit einer anderen Technik, den Halbleiterdetektoren, welche eine elektronische Auslese ermöglichen. Sie registrieren allerdings nur geladene Teilchen. Das Messprinzip ist das folgende: ein geladenes Teilchen hebt beim Durchgang durch einen Halbleiter Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband an, wodurch im Valenzband positive Löcher

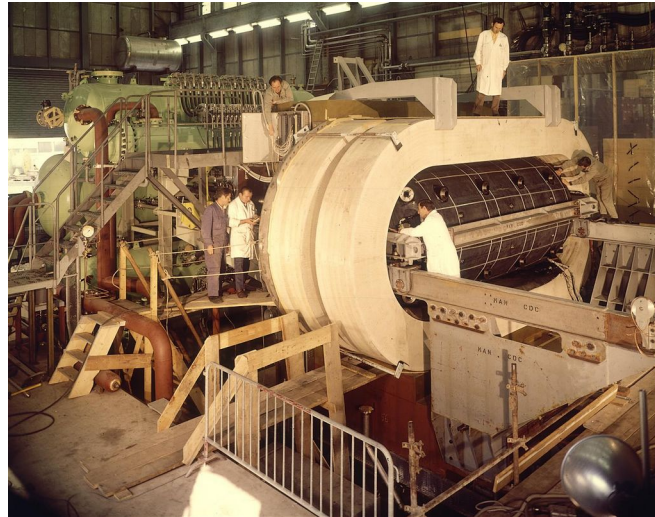


Abbildung 83: Gargamelle-Blasenkammer am Proton-Synchrotron des CERN, 1970 [cds]

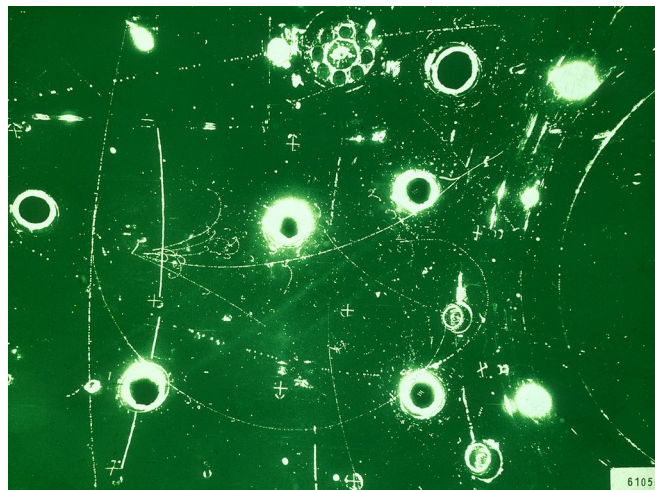


Abbildung 84: Teilchenspuren in der Gargamelle-Blasenkammer [cds]

entstehen (Abbildung 85). Der Halbleiter ist nun leitfähig, was prinzipiell durch die Messung eines Stromes festgestellt werden könnte. Das Problem ist allerdings, dass bei Zimmertemperatur allein durch die thermischen Übergänge ca. 10^8 Elektron-Loch-Paare pro cm^2 (bei $300 \mu\text{m}$ Dicke) auftreten, was den Effekt aus dem Teilchendurchgang (ca. 10^4 erzeugte freie Ladungsträger in diesem Volumen) überdeckt.

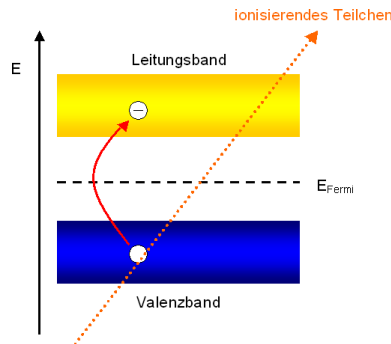


Abbildung 85: Halbleiter-Detektor

Um die Zahl der störenden freien Ladungsträger zu reduzieren, gibt es zwei Möglichkeiten. Eine starke Kühlung würde die thermischen Effekte zum Erliegen bringen, eleganter ist es aber, die benötigte Ladungsverarmung mit einer Dotierung des Halbleiters zu realisieren. Dazu setzt man einen n-dotierten Halbleiter (Dotierung mit fünf-wertigen Atomen) direkt neben einen p-dotierten Halbleiter (Dotierung mit drei-wertigen Atomen). Die Dotierung führt dazu, dass zusätzliche ortsfeste Ladungen in das Material eingebracht werden. Damit die Halbleiter im Ausgangszustand ungeladen bleiben, kommt die gleiche Anzahl freier Ladungsträger mit dazu, was Tabelle 4 und Abbildung 86 zu entnehmen ist.

	ortsfeste Ladungen	freie Ladungen
n-dotierter Halbleiter	positiv	negativ
p-dotierter Halbleiter	negativ	positiv

Tabelle 4: Zusätzliche Ladungen durch Dotierung

Im Übergangsbereich zwischen den beiden Halbleitern verschwinden die *freien* Ladungen durch Rekombination, die freien Elektronen des n-dotierten Halbleiters füllen die (freien) Löcher des p-dotierten Halbleiters aus. Dadurch entsteht eine ladungsarme Zone, in der sich lediglich die ortsfesten Ladungen aus der Dotierung befinden (Abbildung 87). Legt

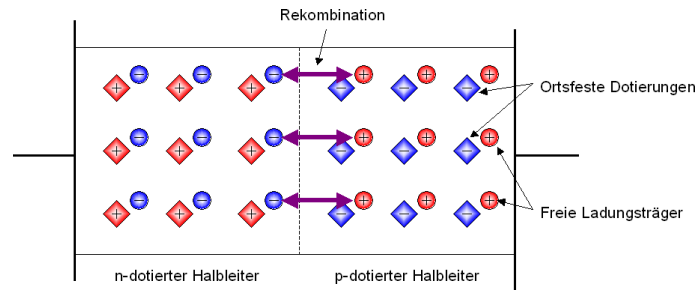


Abbildung 86: p-n-Übergang

man zusätzlich eine Spannung an die Halbleiter an, so wird diese Zone bei richtiger Polung weiter vergrößert (siehe Abbildung 88).

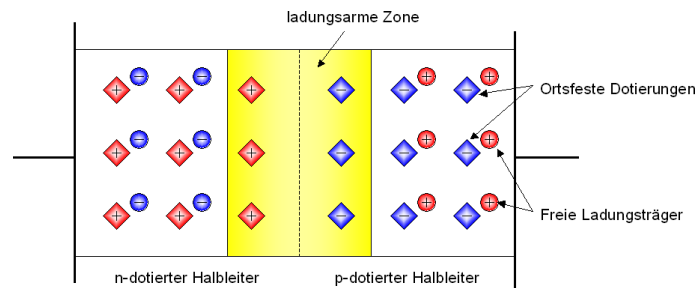


Abbildung 87: p-n-Übergang: Ausbildung einer ladungsarmen Zone

Fliegt ein geladenes Teilchen durch den Halbleiter, so hebt es wie in Abbildung 85 veranschaulicht Elektronen ins Leitungsband, erzeugt also ein Elektron-Loch-Paar. Die dafür benötigte Energie ist relativ gering und liegt in der Größenordnung von 1 eV, was gegenüber Gasdetektoren (siehe unten), die eine Ionisationsenergie von 30 eV benötigen, einen Vorteil verschafft - Halbleiterdetektoren können also auch Teilchen mit sehr geringer Energie detektieren. Geschieht dies innerhalb des p- oder n-leitenden Bereichs, so rekombinieren die Ladungen schnell wieder. Um das zu verhindern, müssen die Ladungen getrennt werden und dürfen auch nicht auf andere freie Ladungen treffen. Diese Bedingungen sind in der ladungsarmen Zone gegeben, da sich neben dem Mangel an freien Ladungsträgern zwischen den verbliebenen ortsfesten Ladungen aus der Dotierung ein elektrisches Feld aufbaut. Die erzeugten Elektronen wandern zu den positiven Ladungen des n-Halbleiters, die Löcher zu den negativen Ladungen im Gitter des p-dotierten Halbleiters, was als elektrisches Signal messbar ist. Dieses Signal ist außerdem proportional zur Energie der einlaufenden Teilchen, da die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare

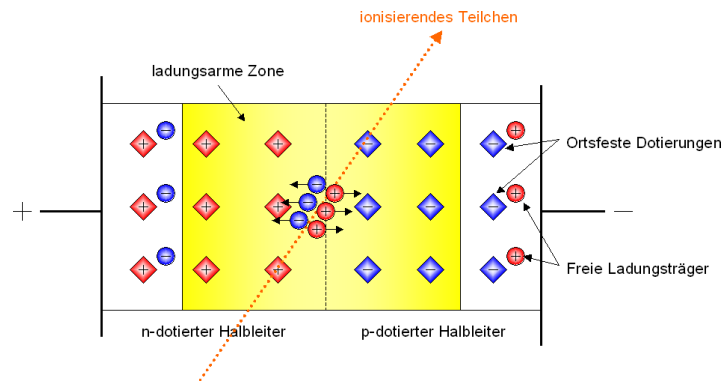


Abbildung 88: Halbleiterdetektor

von der Energie des Teilchens abhängt.

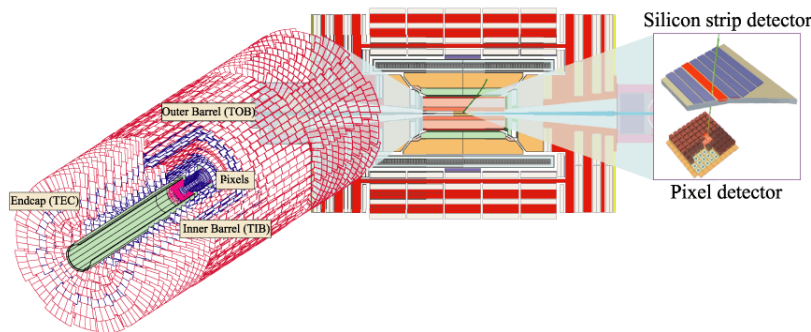


Abbildung 89: Silizium-Tracker des CMS-Detektors [cms]

Um eine Ortsauflösung zu erhalten, baut man sehr viele solche Halbleiterdetektoren in Streifen oder Pixeln neben- und in mehreren Lagen übereinander (vgl. Abbildung 89). Die 25.000 Siliziumsensoren des CMS-Detektors z.B. haben eine Gesamtfläche von 210 m^2 , wobei insgesamt 10 Millionen Streifen eine detaillierte Rekonstruktion der Teilchenbahnen ermöglichen - dementsprechend viele elektronische Kanäle werden von 75.376 Chips ausgelesen. Dies alles befindet sich in einem Zylinder von 5 m Länge und 2,4 m Durchmesser (Abbildung 90).

Gasdetektor Gasdetektoren nutzen den Effekt, dass schnelle Teilchen Gasatome ionisieren, also Elektronen aus der Atomhülle herausschlagen - entlang der Flugbahn entstehen dadurch im Füllgas Elektron-Ion-Paare. Im elektrischen Feld eines Plattenkondensators werden die Ladungsträger getrennt und in Richtung der Platten beschleunigt, wobei

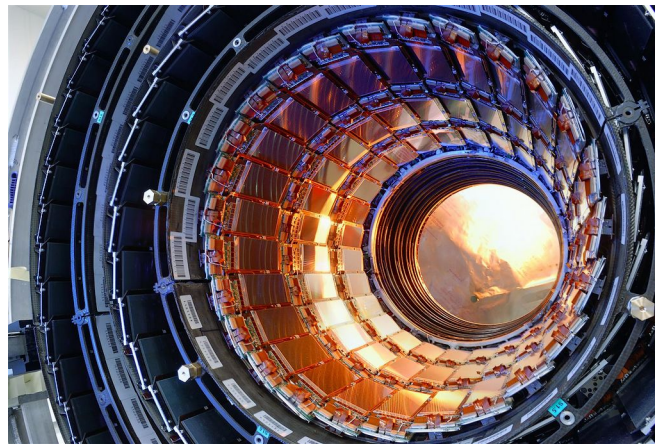


Abbildung 90: Teil des CMS-Spuredetektors [cds]

typische Ionisationskammern und Geiger-Müller-Zählrohre meist eine zylindrische Anordnung besitzen, siehe Abbildung 92. Wenn die Ladungsträger die Elektroden erreicht haben, führt dies zur Entladung des Kondensators bzw. einem schwachen Stromstoß. Die verschiedenen Detektoren unterscheidet man je nach angelegter Spannung:

- Ionisationskammer (Abbildung 91): der Kondensator wird aufgeladen und von der Spannungsquelle getrennt. Ionen, die bei Teilchendurchgängen erzeugt worden sind, wandern zu den Elektroden und entladen diese, was zu einem Absinken der Spannung führt. Das Signal entspricht also der tatsächlichen Anzahl an Ionisationen, ist aber mühsam auszulesen. Anwendung finden Ionisationskammern heute noch in Taschendosimetern.

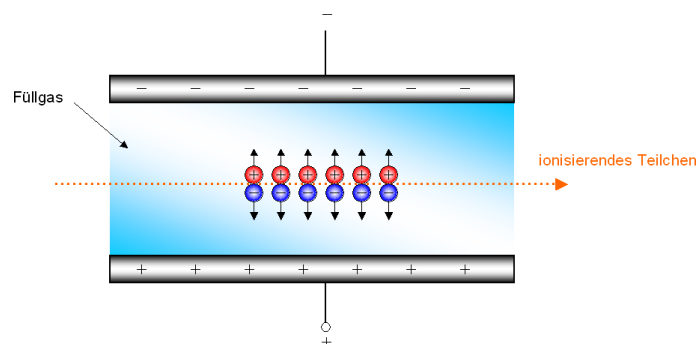


Abbildung 91: Ionisationskammer

- Proportionalzähler (Abbildung 92): die Spannung zwischen Außen- und Innenelek-

trode wird so eingestellt, dass die vom Teilchen durch Ionisation erzeugten freien Elektroden selbst wieder so stark beschleunigt werden, dass sie weitere Gasatome ionisieren können. Das Ausgangssignal ist größer, da statt nur eines Ladungsträgers sehr viele ankommen, wodurch das Signal messbar ist. Die Stärke des Signals lässt aber immer noch Rückschlüsse auf die Anzahl der Ionisationen (und damit die Energie der Teilchen) zu, Signalstärke und Ionisationszahl sind proportional zueinander.

- Geiger-Müller-Zählrohr⁷⁹(Abbildung 92): durch die Verwendung einer sehr viel höheren Spannung kommt es zu einem Lawineneffekt: nicht nur die ursprünglich beim Teilchendurchgang erzeugten Elektronen werden soweit beschleunigt, dass sie weitere Sekundärelektronen auslösen können, sondern auch die Sekundärelektronen und ihre Nachfolger. Dadurch erhält man ein starkes Signal, das gut messbar, aber aufgrund des Lawineneffekts nicht mehr proportional zur Teilchenenergie ist. Das Geiger-Müller-Zählrohr dient daher nur zur Zählung von Ereignissen, die Information über die Energie des Teilchens geht verloren.

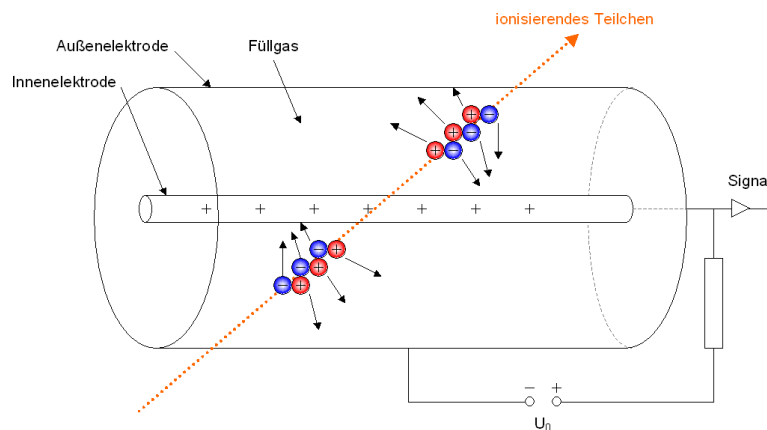


Abbildung 92: Proportionalzähler und Geiger-Müller-Zählrohr

Um zusätzlich eine Ortsauflösung zu erreichen und die Teilchenspur detektieren zu können, verwendet man folgende Weiterentwicklungen der Gasdetektoren, wie sie auch in den Myonenkammern des CMS-Detektors zum Einsatz kommen:

- Vieldraht-Proportionalkammer (Abbildung 93): statt zweier Kondensatorplatten

⁷⁹Hans Geiger (1882 - 1945) und Walther Müller (1905 - 1979): deutsche Physiker

dienen jetzt eng nebeneinander liegende positiv und negativ geladene Drähte als Elektroden. Fliegt ein Teilchen durch das Füllgas, so wandern die entlang der Teilchenbahn entstehenden Ionen und Elektronen zu den nächstgelegenen Drähten. Ein Signal wird also nur bei den Drähten registriert, die entlang der Flugbahn liegen, wodurch die Teilchenspur rekonstruierbar wird (Abbildung 94). Im CMS-Detektor werden solche Vieldraht-Proportionalkammern, die bereits 1968 von Charpak⁸⁰ erfunden wurden, in den Myonenkammern der Endkappen verwendet (Abbildung 95), da das Magnetfeld dort sehr stark und sehr inhomogen und damit für Driftkammern nicht geeignet ist.

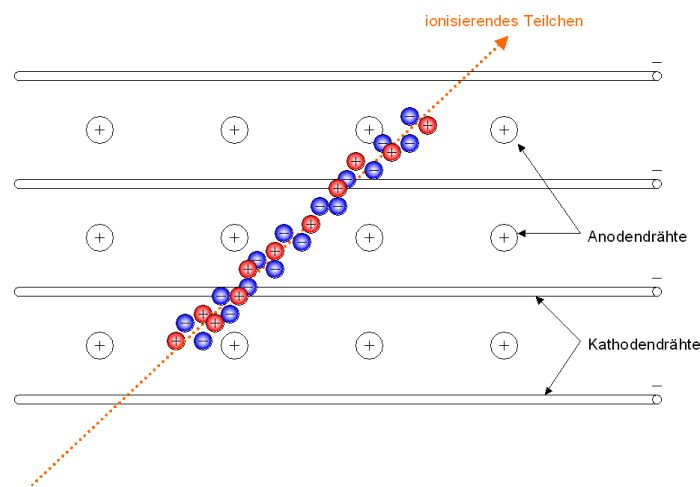


Abbildung 93: Vieldraht-Proportionalkammer

- Driftkammern (Abbildung 96) sind ähnlich wie Vieldraht-Proportionalkammern aufgebaut, besitzen aber weniger Drähte. Stattdessen wird in der Kammer ein möglichst homogenes elektrisches Feld erzeugt, entlang dessen Feldlinien sich die bei einem Teilchendurchgang erzeugten Ionen und Elektronen bewegen. Die Driftgeschwindigkeit im Gas ist aufgrund von Stößen mit Gasmolekülen begrenzt und relativ konstant. Ein externer Detektor außerhalb der Driftkammer startet die „Uhr“ bei einem Teilchendurchgang, nach und nach erreichen die durch Ionisation erzeugten Ladungsträger die Elektroden im Detektor (siehe Abbildung 96). Aus den Ankunftszeiten an den einzelnen Elektroden lässt sich bei bekannter Driftgeschwindigkeit der Weg berechnen, den die Teilchen bis zur Elektrode zurückgelegt haben. Damit lässt sich die Teilchenbahn sehr genau bestimmen, die Ortsauflösung

⁸⁰Georges Charpak (geb. 1942): französischer Physiker polnischer Herkunft, Nobelpreisträger 1992

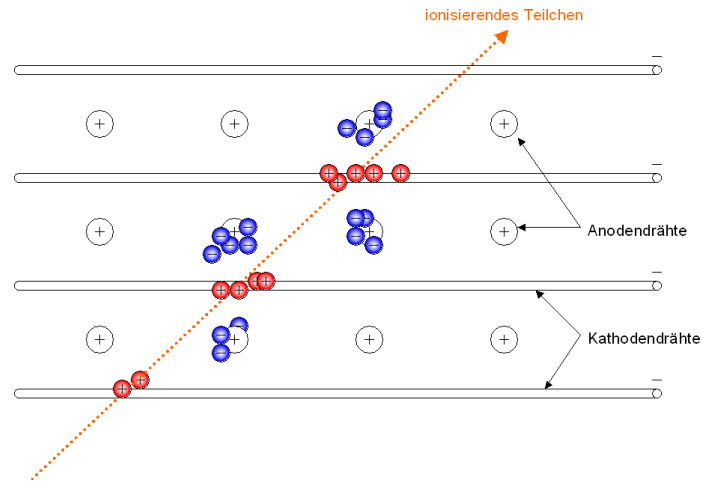


Abbildung 94: Vieldraht-Proportionalkammer: Ortsauflösung

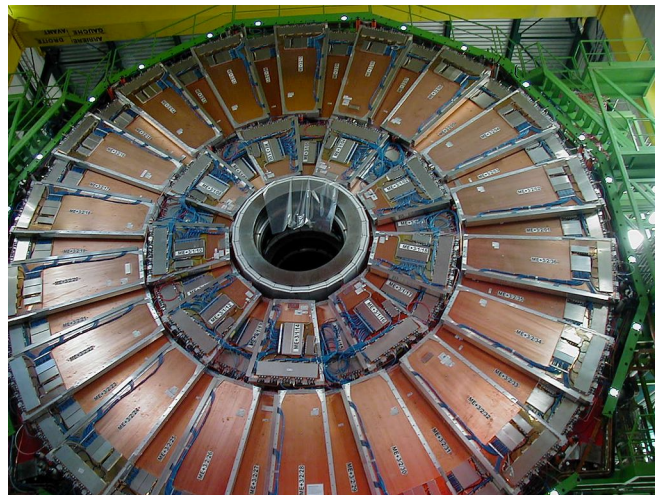


Abbildung 95: Kathodenstreifenkammern in der Endkappe des CMS-Detektors [cds]

ist deutlich besser als bei Vieldraht-Proportionalkammern.

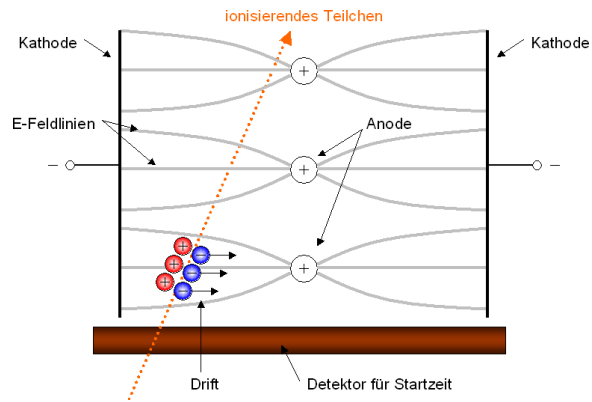


Abbildung 96: Driftkammer

Während in den Endkappen des CMS-Detektors aufgrund der inhomogenen Magnetfelder Vieldraht-Proportionalkammern zur Myondetektion eingesetzt werden, sind die Myonenkammern des Zylinders aufgrund der besseren Ortsauflösung Driftkammern. Die Myonenkammern des CMS-Detektors sind bis zu $4\text{ m} \times 2,5\text{ m}$ groß.

- Als externe Detektoren zur Triggerung dienen im CMS Widerstandsplattenkammern. Dies sind Gasdetektoren, deren Kammern relativ dünn sind und in denen statt der Drähte strukturierte Ebenen die Ortsauflösung bewerkstelligen. Vorteil der Widerstandsplattenkammern ist die für die Triggerung wichtige kurze Reaktionszeit und das von den anderen Detektoren verschiedene Rauschverhalten.

4.3.4 Bestimmung der Lebensdauer

Die Lebensdauer eines Teilchens bestimmt man anhand der Teilchenspur, die mit den in 4.3.3 (Seite 92) beschriebenen Spurdetektoren erfasst worden ist. Gemessen wird die Zerfallsstrecke, mit der über die Geschwindigkeit auf die Lebensdauer zurückgerechnet wird (Abbildung 97).⁸¹

⁸¹Literatur und weitere Informationen: [Har07, Mü107b]

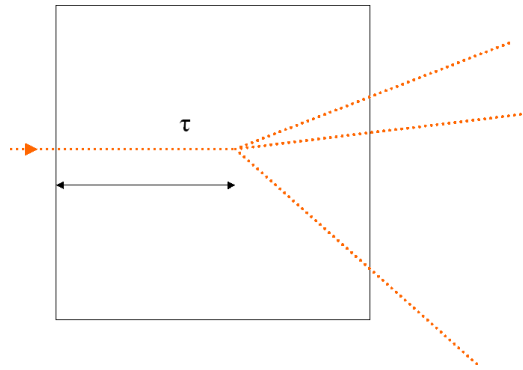


Abbildung 97: Lebensdauerermessung über die Zerfallsstrecke

4.3.5 Bestimmung der Geschwindigkeit mit Szintillatoren

Experimente: Fadenstrahlröhre, Elektronenbeugungsröhre, Braun'sche Röhre, Franck-Hertz-Versuch, Photoeffekt, Myonenkanne

Um die Geschwindigkeit eines Teilchens zu bestimmen, benutzt man entweder Cherenkov-Detektoren (siehe 4.3.9, Seite 110), oder man ermittelt die Durchflugzeit durch zwei hintereinander angebrachte Szintillations-Detektoren (Abbildung 99). Szintillatoren funktionieren nach dem folgenden Prinzip: Teilchen, die in spezielles Szintillatormaterial eindringen (z.B. Zinksulfid oder Bleiwolframat), geben ihre Energie an das Material ab. Dadurch werden die Außenelektronen der Atome des Szintillators auf ein höheres Energieniveau angehoben, beim Rückfall in den Ausgangszustand wird die Energiedifferenz als Photon emittiert (Abbildung 98). Teilchendurchgänge sind deshalb als schwache Lichtblitze im Szintillatormaterial zu beobachten und können über den Photoeffekt in ein elektrisches Signal umgewandelt werden.

In den Demonstrationsversuchen Fadenstrahlrohr, Franck-Hertz-Versuch sowie Braun'scher und Elektronenbeugungsröhre wird dieses Prinzip ebenfalls angewandt: auch hier werden die Elektronen dadurch sichtbar, dass sie Atome zum Leuchten anregen, und zwar die Atome des Füllgases oder des Leuchtschirms. Um die Lichtblitze im Szintillator in ein elektrisches Signal umzuwandeln, findet der Photoeffekt Anwendung. Wie in der Vakuum-Fotozelle lösen die Photonen Elektronen aus einer Metalloberfläche heraus, die beschleunigt, verstärkt und anschließend mit einem Messverstärker registriert werden.

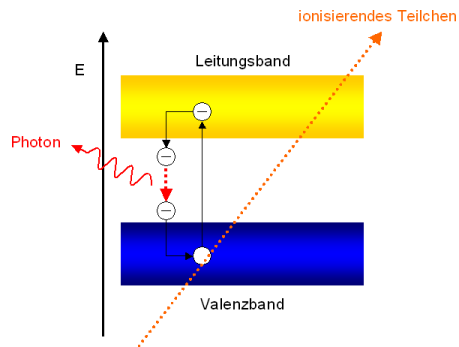


Abbildung 98: Szintillation

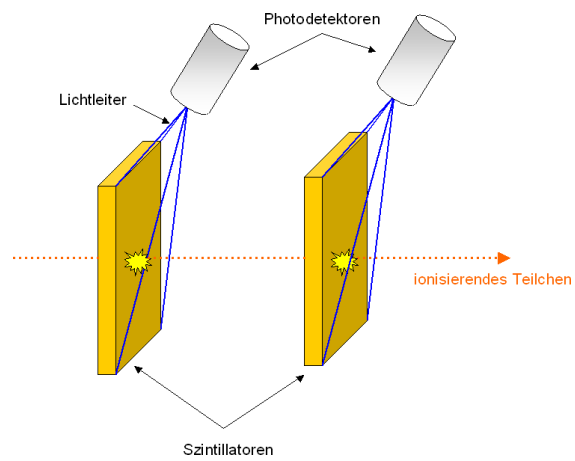


Abbildung 99: Flugzeitmessung mit Szintillatoren

Die durch Szintillation erzeugten Lichtsignale sind allerdings sehr schwach, weshalb zur elektronischen Erfassung ein besonderes Gerät notwendig ist: der Photomultiplier. Er ist auch Bestandteil einer Myonenkanne, wo ebenfalls schwache Lichtsignale detektiert werden müssen. Im Photomultiplier (Abbildung 100) löst ein eintreffendes Photon ein Elektron aus der Photokathode, das durch ein elektrisches Feld beschleunigt wird. Die Beschleunigung findet allerdings stufenweise zwischen mehreren Elektroden, den sogenannten „Dynoden“ statt, wobei das Elektron jeweils eine Spannung von ca. 100 – 200 V durchläuft. Da die Dynoden aus einem Material mit kleiner Austrittsarbeit sind, löst das primäre Elektron zahlreiche Sekundärelektronen aus, die selbst wiederum an der nächsten Dynode ein Vielfaches an Elektronen auslösen. Dieser Lawineneffekt führt dazu, dass der Photostrom um einen Faktor von 10^7 verstärkt wird und dann mit elektrischen Messverstärkern registriert werden kann.⁸²

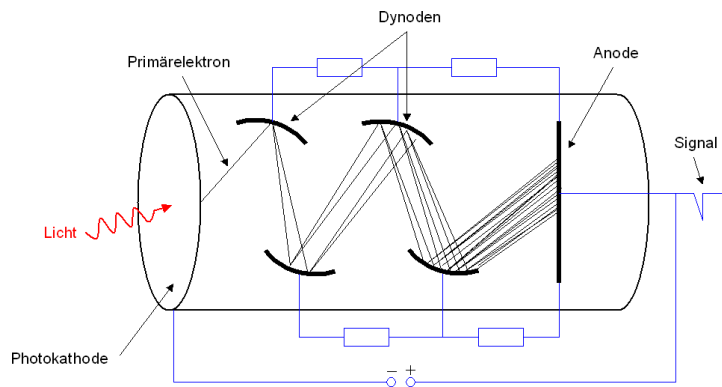


Abbildung 100: Photomultiplier

4.3.6 Bestimmung der Energie mit Kalorimetern

Experimente: Fadenstrahlröhre, Elektronenbeugungsröhre, Braun'sche Röhre, Photoeffekt

Die Teilchenenergie misst man mit Kalorimetern bzw. Schauerzählern, die auch in der Lage sind, ungeladene Teilchen zu registrieren. Ein Kalorimeter ist schichtweise aufgebaut: dichtes Material wie Eisen oder Blei wechselt sich mit Detektoren ab, wobei in der Regel Szintillatoren, seltener auch Gasdetektoren zum Einsatz kommen (Abbildung

⁸²Literatur und weitere Informationen: [[Har07](#), [Mül07b](#), [Fei07](#), [Hac01](#)]

101). Die Funktionsweise von Szintillatoren wurde bereits in 4.3.5 (Seite 103) erklärt, hier tritt auch der Bezug zu den Demonstrationsversuchen auf - schließlich wird bei Fadenstrahl-, Elektronenbeugungs- und Braun'scher Röhre ebenfalls die Lichtemission zum Nachweis der Teilchen verwendet. Der Photoeffekt kommt außerdem bei der Umwandlung von Lichtimpulsen in elektrische Signale zur Anwendung. Je nach Teilchenart unterscheidet man zwei Kalorimetertypen:

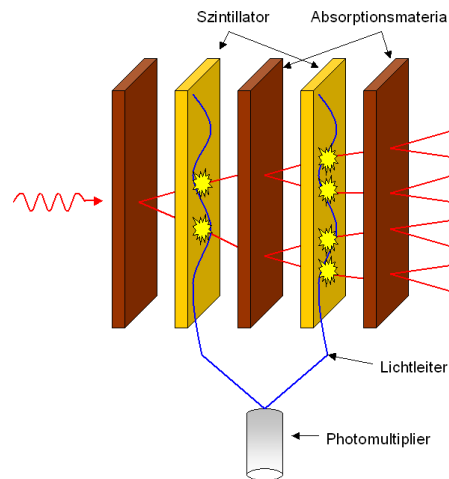


Abbildung 101: Aufbau eines Kalorimeters

Elektromagnetische Kalorimeter Im elektromagnetischen Kalorimeter werden Elektronen, Positronen und Photonen (Gamma-Quanten) nachgewiesen. Während Elektronen und Positronen entweder das Absorptionsmaterial ionisieren oder bei der Abbremsung im Feld eines Atomkerns Bremsstrahlung erzeugen, bildet sich aus den Gamma-Quanten in Materie bei ausreichender Energie ein Elektron-Positron-Paar (Paarbildung). Die Folge sind in beiden Fällen zahlreiche Sekundärteilchen (wieder Elektronen, Positronen und Photonen), die sich kaskadenartig vervielfältigen, bis die Energie des ursprünglichen Teilchens aufgebraucht ist. In einem solchen elektromagnetischen Schauer verdoppelt sich die Teilchenanzahl nach jeder Strahlungslänge.

Szintillationsdetektoren zwischen den Absorptionsplatten registrieren diese Teilchen, die Energie des Primärteilchens ist dabei proportional zur gemessenen Lichtmenge. Den Proportionalitätsfaktor erhält man dadurch, dass man den Detektor mit Teilchen bekannter Energie beschießt und dann die Kalibrierung vornimmt. Zwar wird ein gewisser

Teil der Energie im Absorptionsmaterial auch in Wärme umgewandelt, dieser Effekt ist aber vernachlässigbar.

Das elektromagnetische Kalorimeter des CMS-Detektors besteht aus 80.000 Kristallen aus Bleiwolframat ($PbWO_4$), die in Modulen mit 1700 Kristallen zusammengefasst sind (Abbildung 102 und 103). Bleiwolframat hat eine ähnliche Dichte wie Metalle (Gesamtgewicht: 100 t), ist aber vollkommen durchsichtig. Damit dienen die Kristalle sowohl als Absorptionsschicht, in dem Elektronen, Positronen und Photonen ihre Energie deponieren als auch als Szintillator, da die beim Teilchendurchgang erzeugten Lichtblitze mit Photodetektoren registriert werden können. Jeder der im CMS-Detektor verwendeten Bleiwolframat-Kristalle ist 23cm lang und hat eine Querschnittsfläche von $22 \times 22 \text{mm}^2$.



Abbildung 102: Verkabelung der Kristalle des EM-Kalorimeters [cds]



Abbildung 103: Einbau des zweiten EM-Kalorimeter-Moduls in den CMS-Detektor [cds]

Hadronische Kalorimeter In Hadronkalorimetern werden Absorptionsmaterialien mit hoher Dichte verwendet, da Hadronen ihre Energie hauptsächlich durch die sehr kurzreichweitige starke Wechselwirkung mit den Kernen des Materials verlieren, was entsprechend seltener auftritt als die Wechselwirkungen im elektromagnetischen Kalorimeter. Auch hier werden bei inelastischen Stößen Sekundärteilchen erzeugt, so dass sich ein Schauer ausbildet, die hadronische Kaskade. Innerhalb dieser Kaskade entstehen ebenfalls Photonen (z.B. durch $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$), Elektronen und Positronen, weshalb die hadronische Kaskade eine elektromagnetische Komponente besitzt.

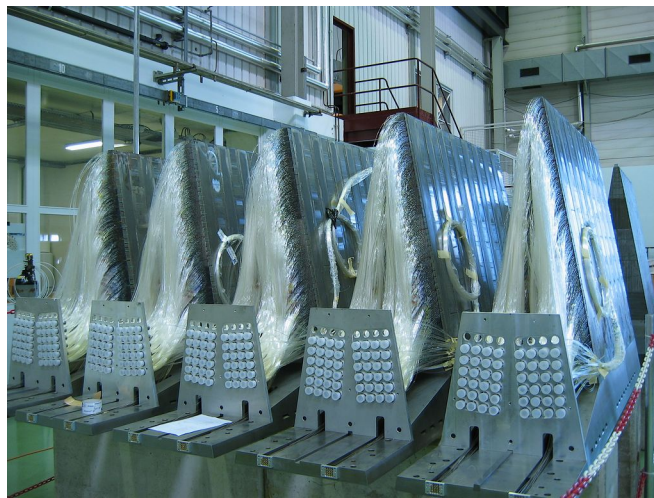


Abbildung 104: Bestandteile des CMS-Hadronkalorimeters [[cds](#)]

Im Hadronkalorimeter des CMS-Detektors (Abbildung [104](#)) bestehen die 50 mm dicken Absorptionsschichten aus Stahl oder Messing, das von ausgemusterten russischen Kriegsschiffen stammt. Zwischen den Schichten befinden sich lediglich 4 mm dicke Szintillatorplatten, auf denen Lichtleiter angebracht sind, die die Lichtimpulse zum Photomultiplier führen. Die Szintillatoren emittieren Licht im blau-violettem Wellenlängenbereich von $\lambda = 410 - 425 \text{ nm}$.^{[83](#)}

⁸³Literatur und weitere Informationen: [[Har07](#), [Mül07b](#), [Fei07](#), [Hac01](#), [cms](#)]

4.3.7 Berechnung der Masse

Hat man mittels Spurdetektor den Impuls und mit einem Kalorimeter die Energie eines Teilchens bestimmt, so lässt sich mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung dessen Ruhemasse berechnen:⁸⁴

$$E^2 = m_0^2 \cdot c^4 + \vec{p}^2 c^2 \quad (42)$$

$$\Rightarrow m_0 = \frac{\sqrt{E^2 - \vec{p}^2 c^2}}{c^2} \quad (43)$$

4.3.8 Teilchenphysik und der Zufall

Experimente: Myonenkanne, Einzelphoton-Detektor, Geiger-Müller-Zählrohr

In der Staatsexamensarbeit von Dania Burak [Bur07] ist ein Versuch zur Poisson-Statistik beschrieben: misst man die Anzahl der in der Myonenkanne registrierten Impulse innerhalb eines Intervalls von z.B. 2 Sekunden, so ergibt die Häufigkeitsverteilung eine Poisson-Kurve, was sich auch mit einem χ^2 -Test bestätigen lässt. Daraus folgt, dass die Ereignisse unabhängig voneinander sind, Myonen also zufällig auf die Erde treffen. In gleicher Weise ließe sich dieser Versuch auch mit einem Geiger-Müller-Zählrohr durchführen, das ebenfalls in vollkommen unregelmäßigen Abständen Teilchen aus der Umgebung detektiert.

Dies ist ein Hinweis darauf, dass teilchenphysikalische Prozesse dem Zufall unterliegen. Genausowenig wie sich vorhersagen lässt, wann ein Myon entsteht und wie ein Teilchen im Luftschauer zerfällt, ist es auch reiner Zufall, welche Teilchen bei der Kollision z.B. zweier Protonen im Large Hadron Collider entstehen. Lediglich die maximale Masse der entstehenden Teilchen ist nach $E = m \cdot c^2$ durch die Energie E , auf die die kollidierenden Teilchen beschleunigt wurden, determiniert. Daher ist es wichtig, sehr viele Kollisionen stattfinden zu lassen, um trotz der niedrigen Wahrscheinlichkeit ihrer Entstehung auch besonders schwere, unbekannte Teilchen zu finden. Im LHC finden deshalb bis zu 40 Millionen Kollisionen pro Sekunde statt, die meisten Ereignisse sind bereits bekannter

⁸⁴Literatur und weitere Informationen: [Har07]

Physik zuzuordnen und müssen aussortiert werden. Lediglich 100 Ereignisse pro Sekunde sind interessant, entsprechend große Anforderungen werden an die Triggerung (Selektion bzw. Filterung) und die Datenverarbeitung gestellt - die meisten Daten werden schon innerhalb des Detektors von der Elektronik aussortiert.

4.3.9 Cherenkov-Detektoren

Experiment: Myonenkanne

Cherenkov-Detektoren wie das Super-Kamiokande-Experiment in der Kamioka-Mine 300 km westlich von Tokio sind nichts anderes als „große Myonenkannen“: in einem Tank mit 50.000 Tonnen hochreinem Wasser erzeugen schnelle Teilchen Cherenkov-Licht, das von Photomultipliern rings um den Tank aufgefangen wird. Aus der Anzahl und der Position der Photomultiplier, die bei einem Ereignis ansprechen, lässt sich über den Cherenkov-Kegel die Herkunftsrichtung und Energie des Teilchens bestimmen.⁸⁵

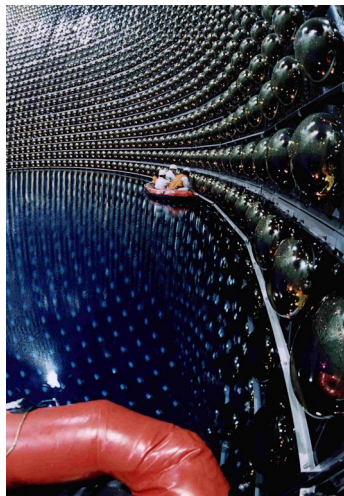


Abbildung 105: Superkamiokande-Experiment in Japan [[kam](#)]

⁸⁵Literatur und weitere Informationen: [[Hi196](#)]

4.4 Technologietransfer

4.4.1 World Wide Web

Am CERN arbeiten in Großexperimenten Forscher aus vielen Ländern zusammen, am LHC sind z.B. über 10.000 Physiker aus der ganzen Welt beteiligt - entsprechend wichtig ist die Kommunikation untereinander. Tim Berners-Lee, Forscher am CERN, erfand 1990 ein Hypertext-System, das den globalen Informationsaustausch über Computernetzwerke stark vereinfachte: das World Wide Web (WWW). Die Adresse der weltweit ersten Webseite lautet: <http://info.cern.ch/>.

4.4.2 Medipix-Kamera

Die Spurdetektoren von CMS und ATLAS sind Halbleiterdetektoren aus Silizium, die aufgrund ihrer äußerst kleinen Strukturen eine extrem hohe Ortsauflösung bieten. Eine gute Auflösung ist auch bei bildgebenden Verfahren vorteilhaft, weshalb man die Technik aus der Teilchenphysik mit CMOS-Technologie vereinigt hat, um eine Medipix-Kamera zu bauen. Bei dieser handelt es sich um einen Detektor, der einzelne Photonen im Pixel-Maßstab ausliest, was eine hohe Kontrast- und Ortsauflösung ermöglicht. Damit sind hochauflösende Röntgenaufnahmen möglich, siehe Abbildung 106.⁸⁶

4.4.3 Medizin

Teilchenbeschleuniger, ursprünglich zur Erforschung der kleinsten Teilchen entwickelt, finden schon lange auch in der Medizin Anwendung: in vielen Krankenhäusern sind kleine LINACs und Betatrons zu finden, zur Produktion von in der Medizin benötigten Isotopen werden häufig Zyklotrons eingesetzt. Radioaktive Isotope dienen zur Markierung von Wirkstoffen, um die Stoffwechselwege und den Abbau im Organismus nachzuweisen.

Bei der Krebstherapie versucht man, durch die Bestrahlung mit hochenergetischen Teil-

⁸⁶Literatur und weitere Informationen: [Thu07]



Abbildung 106: Röntgenaufnahme mit Medipix-Detektor [Tlu07]

chen den Tumor zu zerstören. Wurden bisher vor allem Gammastrahlen und ultraharte Röntgenstrahlen eingesetzt, so werden inzwischen die ersten Protonen- und Ionenbeschleuniger (also eine dem LHC sehr ähnliche Technik) für den medizinischen Einsatz gebaut. Der Vorteil von Protonen- oder Ionenstrahlen ist, dass der Großteil der Energie dieser Strahlen nicht schon im umliegenden Gewebe abgegeben wird und dieses damit schädigt, sondern direkt im Tumor deponiert wird (Abbildung 107).⁸⁷

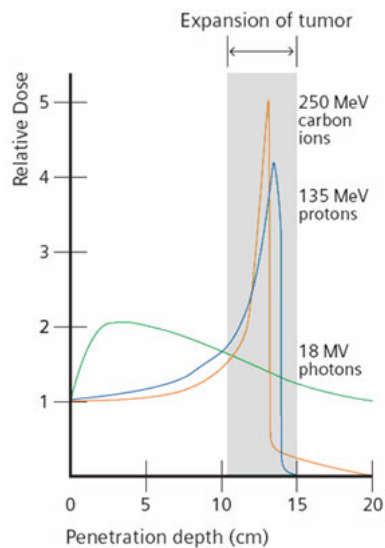


Abbildung 107: Energiedosis in Abhängigkeit der Eindringtiefe

⁸⁷Literatur und weitere Informationen: [Mül07a]

4.4.4 Industrie

Auch in der Industrie werden Beschleuniger, die „Werkzeuge“ der Teilchenphysiker, häufig eingesetzt:

- Elektronenstrahlen dienen zur Polymerisation von Kunststoffen und zur Sterilisierung von z.B. Lebensmitteln oder medizinischen Geräten.
- Schwerionenstrahlen werden zum Dotieren von Halbleiteroberflächen verwendet.
- Weitere Anwendungsgebiete sind z.B. die Werkstoffüberprüfung und die Lithographie mit Röntgenstrahlen.⁸⁸

4.4.5 Grid

Die sechs LHC-Experimente ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, TOTEM und LHCf werden pro Jahr etwa 8.000.000.000.000.000 Byte (8 PetaByte = 8 Millionen GigaByte) an Daten erzeugen. Hinzu kommen jährlich weitere 4 PetaByte an Simulationsdaten. Selbst bei optimistischen Prognosen über die Entwicklung von Prozessorleistungen und Speichersystemen wird ein einzelnes Rechenzentrum nicht in der Lage sein, für weltweit mehrere tausend Wissenschaftler ausreichend Kapazitäten zur Auswertung dieser Datenflut bereitzustellen. Das LHC-Computing-Modell sieht daher vor, in mehreren Ländern jeweils ein regionales Rechenzentrum aufzubauen und diese über Hochgeschwindigkeitsleitungen zu vernetzen. Grid-Software soll sich um die automatische Daten- und Lastverteilung kümmern und eine für die Anwender transparente und einheitliche Sicht auf die angeschlossenen Ressourcen ermöglichen.

Wie das World Wide Web (siehe 4.4.1, Seite 111) für jeden den Zugang zu Informationen ermöglicht, die an vielen verschiedenen Orten auf der Welt gespeichert sind, soll das Grid allen beteiligten Forschern Rechenleistung und Speicherkapazität zur Verfügung stellen, die auf der ganzen Welt verteilt ist.⁸⁹

⁸⁸Literatur und weitere Informationen: [Mül07a]

⁸⁹Literatur und weitere Informationen: [PS07], <http://grid.fzk.de/>



Abbildung 108: Das Grid [PS07]

Abbildungsverzeichnis

1	CMS-Detektor	4
2	Der 27 km lange Teilchenbeschleuniger LHC am CERN [cds]	5
3	Braun'sche Röhre	6
4	Elektronenbeugungsröhre	7
5	Fadenstrahlröhre	9
6	Photoeffekt	10
7	Vakuum-Fotозelle	11
8	Franck-Hertz-Versuch	12
9	Myonenkanne	13
10	Photomultiplier	15
11	Prisma	16
12	Beugung am Gitter	17
13	Geiger-Müller-Zählrohr	18
14	Elektrostatische Ablenkung in der Braun'schen Röhre	19
15	Fadenstrahlröhre: Elektronen auf einer Kreisbahn	21
16	Thomson'sches Atommodell	22
17	Rutherford-Experiment: Erwartung nach dem Thomson'schen Atommodell	23
18	Rutherford-Experiment: Ergebnis	24
19	Rutherford-Modell	24

20	Entdeckung des Neutrons	26
21	Demonstrationsversuch zum Photoeffekt	28
22	Leuchterscheinung in der Franck-Hertz-Röhre	29
23	Franck-Hertz-Kurve auf dem Oszilloskop	30
24	Anregung und Photonemission durch Elektronenstoß	30
25	Auszug aus dem Termschema von Neon [NEV]	31
26	Lichtspektrum [Wik08a]	32
27	Neon-Dampfampe mit Geradsichtprisma	32
28	Spektrum von Argon - beobachtet durch Prisma (links) und Gitter (rechts)	33
29	Spektrum von Neon - beobachtet durch Prisma (links) und Gitter (rechts)	33
30	Viktor Hess auf einem seiner Ballonflüge [Bur07]	35
31	Nebelkammeraufnahme des Positrons von C.D. Anderson [cer]	37
32	Skobeltzyn vor Nebelkammer-Teilchenspuren	38
33	Koinzidenzmessung mit zwei Kannen	40
34	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	41
35	Teilchenzerfälle in Luftschauern	42
36	Quarkstruktur der Hadronen	45
37	Termschema von up-, down- und strange-Quark [Hil96]	46
38	Experimenteller Nachweis der Quarks	48
39	Der Knochen, den zwei Hunde sich ständig gegenseitig abjagen, könnte man als Austauschteilchen einer Kraft interpretieren, die die Tiere eng beisammen hält [Lan07]	50
40	Anschauliche Erklärung des Higgs-Mechanismus [cds]	53
41	Analogie zum Higgs-Boson [cds]	54
42	Teilchen und ihre supersymmetrischen Partner [Lan07]	54
43	Glühende Kathode und Elektronenstrahl in einer Braun'schen Röhre . .	56
44	Schema der LHC Duoplasmatron-Protonenquelle [Ben06]	57
45	LHC Duoplasmatron-Protonenquelle im Faradaykäfig	58
46	Kathode, Wehneltzylinder und Anode im Fadenstrahlrohr	59
47	CERN-JAVA-Applet zu Linearbeschleunigern	60
48	Skizze eines Linearbeschleunigers	61
49	LINAC2-Linearbeschleuniger am CERN	61
50	Ablenkung im elektrischen und magnetischen Feld	62
51	Teilchenverlust im Beschleuniger durch Stöße mit Gasatomen	63

52	Schnitt durch eine Turbomolekularpumpe [Wik08b]	64
53	Fadenstrahlröhre: Strahlverlauf bei unterschiedlichen Energien	65
54	Schematischer Aufbau eines Zyklotrons	66
55	Zyklotron der Firma AEG [Mül07a]	66
56	Super Proton Synchrotron (SPS) am CERN [cds]	67
57	Die Beschleunigerkette des LHC [cds]	69
58	Aufbau eines Synchrotrons	70
59	Dipolmagnete im Synchrotron	71
60	Querschnitt durch einen LHC-Dipol [cds]	71
61	Dipole des Large Hadron Colliders (LHC) [cds]	72
62	Magnetfeld der supraleitenden Spulen im LHC-Dipol [cds]	72
63	Hochfrequenz-Hohlraumresonator	73
64	Teilchenbeschleunigung mit elektromagnetischen Wellen	74
65	Beschleunigungsmodul des LHC mit vier Kavitäten [cds]	75
66	CERN Proton Synchrotron Booster (grün = Dipol, orange = Quadrupol, blau = Beschleunigungsstrecke) [cds]	76
67	Proton Synchrotron am CERN [cds]	76
68	Aufbau eines Proton-Proton-Colliders	79
69	SPS, LHC und die vier LHC-Detektoren [cds]	81
70	Prinzip der schwachen Fokussierung	81
71	Braun'sche Röhre im longitudinalen Magnetfeld	83
72	Braun'sche Röhre: Schraubenbahn im longitudinalen Magnetfeld	83
73	Braun'sche Röhre: Versuchsaufbau zur schwachen Fokussierung	85
74	Starke Fokussierung im Quadrupol-Magnet	86
75	Strahlverlauf in alternierenden Gradienten	87
76	Fokussierende Wirkung eines 2-Linsen-Systems	88
77	Braun'sche Röhre: starke Fokussierung mit Quadrupol-Magnet	89
78	Querschnitt durch einen LHC-Quadrupol [cds]	89
79	LHC-Quadrupol-Magnet [cds]	90
80	Fadenstrahlröhre zur Bestimmung der Ladung	91
81	3D-Modell des CMS-Detektors [cms]	92
82	Einbau der spurleitenden Spule in den CMS-Detektor [cds]	93
83	Gargamelle-Blasenkammer am Proton-Synchrotron des CERN, 1970 [cds]	94
84	Teilchenspuren in der Gargamelle-Blasenkammer [cds]	94

Tabellenverzeichnis

85	Halbleiter-Detektor	95
86	p-n-Übergang	96
87	p-n-Übergang: Ausbildung einer ladungsarmen Zone	96
88	Halbleiterdetektor	97
89	Silizium-Tracker des CMS-Detektors [cms]	97
90	Teil des CMS-Spuredetektors [cds]	98
91	Ionisationskammer	98
92	Proportionalzähler und Geiger-Müller-Zählrohr	99
93	Vieldraht-Proportionalkammer	100
94	Vieldraht-Proportionalkammer: Ortsauflösung	101
95	Kathodenstreifenkammern in der Endkappe des CMS-Detektors [cds]	101
96	Driftkammer	102
97	Lebensdauermessung über die Zerfallsstrecke	103
98	Szintillation	104
99	Flugzeitmessung mit Szintillatoren	104
100	Photomultiplier	105
101	Aufbau eines Kalorimeters	106
102	Verkabelung der Kristalle des EM-Kalorimeters [cds]	107
103	Einbau des zweiten EM-Kalorimeter-Moduls in den CMS-Detektor [cds]	107
104	Bestandteile des CMS-Hadronkalorimeters [cds]	108
105	Superkamiokande-Experiment in Japan [kam]	110
106	Röntgenaufnahme mit Medipix-Detektor [Flu07]	112
107	Energiedosis in Abhängigkeit der Eindringtiefe	112
108	Das Grid [PS07]	114

Tabellenverzeichnis

1	Streuversuche	49
2	Fundamentale Wechselwirkungen und Austauscheteilchen	51
3	Vakuumqualität	63
4	Zusätzliche Ladungen durch Dotierung	95

Literatur

- [All71] Allkofer, Otto: *Teilchen-Detektoren*.
Thiemig, München, 1971.
- [Ben06] Benedikt, Michael: *Teilchenbeschleuniger – Vorlesungsfolien*.
Technische Universität Wien, 2006.
<http://tulectures.web.cern.ch/TULECTURES/>.
- [Bou75] Boussard, Daniel: *Die Teilchenbeschleuniger*.
Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart, 1975, ISBN 3-421-02451-0.
- [BS] Bergmann, Ludwig und Clemens Schaefer: *Lehrbuch der Experimentalphysik*.
de Gruyter, Berlin.
- [Bur07] Burak, Dania: *Nachweis kosmischer Myonen mittels Wasser-Cherenkov-Zähler*.
Universität Karlsruhe, 2007.
- [Car07] Carli, Christian: *Teilchenbeschleuniger – Vorlesungsfolien*.
CERN National Teacher Program, Genf, 2007.
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=15195>.
- [cds] CERN Document Server. CERN, Genf.
<http://cdsweb.cern.ch/>.
- [cer] http://athena-positrons.web.cern.ch/ATHENA-positrons/wwwathena/Positron_accumulator.html.
- [cms] Compact Muon Solenoid Outreach. CERN, Genf.
<http://cmsinfo.cern.ch/outreach/>.
- [CON] CONATEX-DIDACTIC Lehrmittel GmbH, Neunkirchen: *Bedienungs- und Experimentieranleitung CL09621*.

- [Fei07] Feindt, Michael: *Teilchenphysik für Fortgeschrittene – Vorlesungsfolien*.
Universität Karlsruhe, 2007.
<http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~wagner/tp/Wi07/index.html>.
- [fEK03] Elementarteilchenphysik KET, Komitee für: *Teilchenphysik in Deutschland – Status und Perspektiven*, 2003.
- [Ger04] Gerthsen, Christian: *Gerthsen Physik*.
Springer, Berlin, 22. Auflage, 2004, ISBN 3-540-02622-3.
- [Hac01] Hacker, German: *Grundlagen der Teilchenphysik – Lernprogramm*.
Universität Erlangen, 2001.
http://solstice.de/grundl_d_tph/titelseite.html.
- [Har07] Hartmann, Frank: *Detektoren – Vorlesungsfolien*.
CERN National Teacher Program, Genf, 2007.
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=18992>.
- [Hil96] Hilscher, Helmut: *Elementare Teilchenphysik*.
Vieweg, Wiesbaden, 1996, ISBN 3-528-06670-9.
- [kam] http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/gallery/high/sk_03.jpg.
- [Lan07] Landua, Rolf: *Teilchenphysik und Kosmologie – Vorlesungsfolien*.
CERN National Teacher Program, Genf, 2007.
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=18992>.
- [lhc] LHC Machine Outreach. CERN, Genf.
<http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch>.
- [Mül07a] Müller, Anke Susanne: *Physik der Teilchenbeschleuniger – Vorlesungsfolien*.
CERN National Teacher Program, Genf, 2007.
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=18992>.
- [Mül07b] Müller, Thomas: *Physik VI: Kerne und Teilchen – Vorlesungsmitschrieb*.

- Universität Karlsruhe, Sommersemester 2007.
- [NEV] NEVA, elektrotechnische Fabrik Dr. Vatter KG, Geislingen: *Gebrauchsanweisung 6757 Franck-Hertz-Versuch mit Neon*.
- [PS07] Panzer-Steindel, Bernd: *Computing Strategien am CERN – Vorlesungsfolien*. CERN National Teacher Program, Genf, 2007.
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=18992>.
- [Sam06] Sammet, Jan: *LHC-Beschleuniger – Seminarvortrag*. Rheinisch-Westfälische Hochschule Aachen, November 2006.
http://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/lectures/sem0607/sammet_ausarbeitung.pdf.
- [Sch97] Schmeling, Sascha: *Lehr- und Lernsystem zur Teilchenphysik*. Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
<http://www.physik.uni-mainz.de/lehramt/Lehrsystem/Inhalt.html>.
- [Sto] Stober, Fred Markus: *$\frac{e}{m}$ -Bestimmung – Betreuerprotokoll zum Physikalischen Anfängerpraktikum*. Universität Karlsruhe.
- [Tip04] Tipler, Paul: *Physik*. Spektrum Akad. Verl., Heidelberg, 2. deutsche Auflage, 2004, ISBN 3-8274-1164-5.
- [Tlu07] Tlustos, Lukas: *Medipix Projekt – Vorlesungsfolien*. CERN National Teacher Program, Genf, 2007.
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=18992>.
- [Wes04] Westphalen, Thomas: *Proton-Synchrotrons – Seminarvortrag*. Rheinisch-Westfälische Hochschule Aachen, Mai 2004.
- [Wik08a] Wikipedia: *Spektrallinie – Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*, 2008.
<http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Spektrallinie&oldid=>

44186735, [Online; Stand 9. Mai 2008].

[Wik08b] Wikipedia: *Vakuumpumpe* – *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*, 2008.
<http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Vakuumpumpe&oldid=42693995>, [Online; Stand 29. März 2008].

[Wil92] Wille, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*.
Teubner, Stuttgart, 1992, ISBN 3-519-03087-X.