

6 Detektoren

Nachdem im vorigen Kapitel die Art der Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie diskutiert wurden, sollen in diesem Kapitel die verschiedenen Detektorklassen vorgestellt werden, die es ermöglichen Strahlung nachzuweisen. In den Detektoren müssen die Effekte der Wechselwirkung effektiv nachgewiesen werden, z.B.

- freie Ladungsträger in einem Gas
- freie Ladungsträger im Leitungsband eines Halbleiters
- emittiertes Fluoreszenzlicht
- emittiertes Čerenkov Licht.

Die Wahl der Detektoren für ein spezifisches Experiment hängt von einer Reihe von Faktoren ab. Dabei spielt die Art der nachzuweisenden Strahlung und deren Energie genauso eine Rolle wie die Frage ob Energie, Energieverlust, Zeit, Position oder der Verlauf der Trajektorie gemessen werden soll.

Nachfolgend soll eine Reihe von Detektortypen vorgestellt werden, von denen die meisten in der modernen Kern- und Teilchenphysik eingesetzten Detektoren beruhen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden exemplarisch einige moderne Detektorsysteme vorgestellt werden.

6.1 Blasenkammer

Eine Blasenkammer (Abb. 6.1) besteht aus einem Behälter mit einer sauberen, überhitzten Flüssigkeit (z.B. Wasserstoff, Propan (C_3H_8), Freon). Durch die Ionisation entlang der Bahn eines einfallenden Teilchens bilden sich "Kondensationszentren" an denen sich Blasen bilden. Die Spur des Teilchens wird durch die Blasenbildung sichtbar gemacht und mit Kameras aus verschiedenen Richtungen aufgenommen.

Die kurzzeitige Dekompression der Flüssigkeit durch einen Kolben, die zur Überhitzung führt, wird durch ein externes Detektorsignal ausgelöst. Dieses Signal löst auch die Kameras und die Belichtungsblitze aus. Üblicherweise befindet sich die Blasenkammer in einem äußeren Magnetfeld, wodurch die Bahnen geladener Teilchen gekrümmt werden und sich deren Impuls bestimmen läßt. Eine Wiederholung dieses Prozesses ist etwa einmal pro Sekunde möglich. Abbildung 6.2 zeigt eine typische Aufnahme und deren Interpretation.

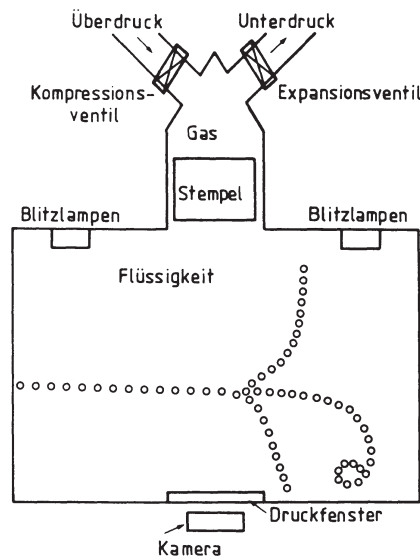


Abb. 6.1: Schematischer Aufbau einer Blaskammer (aus Gruppen).

6.2 Ionisationsdetektoren

Einer der ersten Detektortypen (nach dem Zählen von Lichtblitzen mit dem bloßen Auge oder auf Zinksulfidschirmen) basiert auf dem Konzept, die durch Strahlung in einem Gas erzeugten Ladungsträger (Ionen und Elektronen) zu sammeln und den von ihnen erzeugten Ladungspuls oder Strom zu messen.

6.2.1 Funktionsprinzip

Abb. 6.3 zeigt den wesentlichen Aufbau eines einfachen Ionisationsdetektors. Er besteht aus einem Metallzylinder, der mit einem Gas gefüllt ist. Auf der Achse des Zylinders läuft ein Anodendraht, der auf einer positiven Hochspannung liegt. Der äußere Zylinder dient als Kathode. Strahlung kann durch ein dünnes Fenster am Kopfende des Zylinders eintreten und ionisiert Gasmoleküle im Zylinder. Verliert die Strahlung seine gesamte Energie im Gas durch die Ionisation vieler Moleküle, so ist die Anzahl der erzeugten Elektronen-Ionen Paare direkt proportional zur Energie der einfallenden Strahlung. Die Elektronen werden zum Anodendraht beschleunigt und die positiven Ionen werden von der Kathode angezogen. Das Ladungssignal auf dem Anodendraht wird z.B. kapazitiv ausgekoppelt.

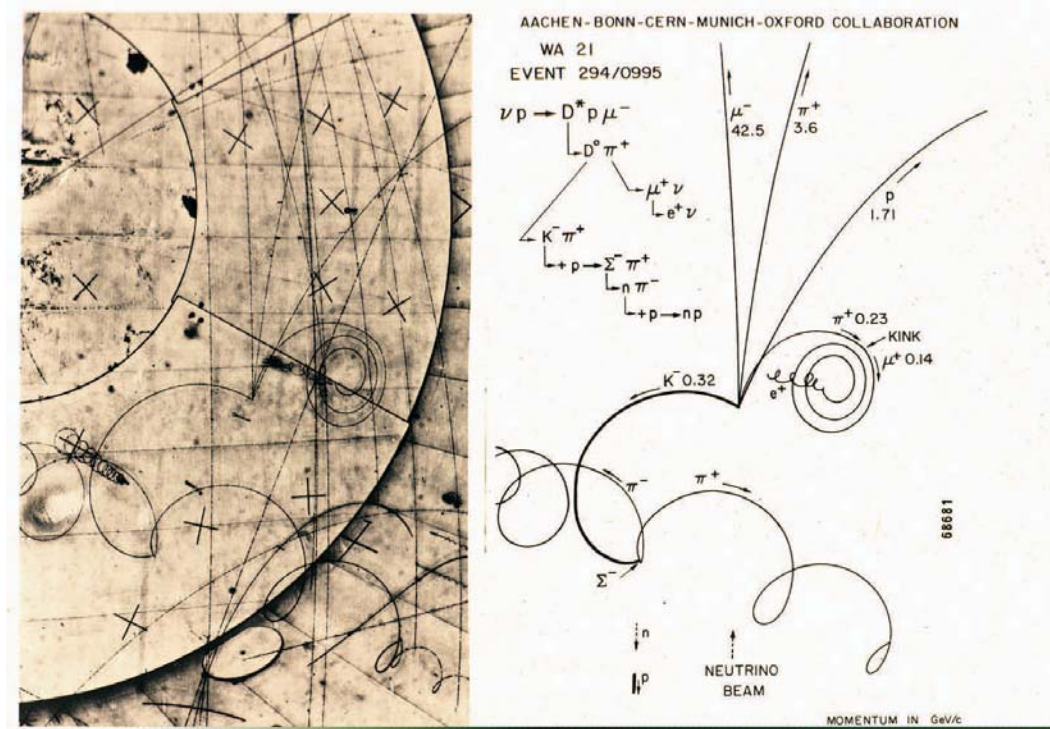


Abb. 6.2: Am CERN im Experiment WA21 aufgenommenes Ereignis der Streuung eines Neutrinos an einem Proton. Links: Photo der Spuren in der Blasenkammer. Rechts: Interpretation der Blasenkammerspuren mit den verschiedenen Reaktions- und Zerfallsprodukten.

Während die Anzahl der primär erzeugten Ladungsträger von der im Detektor deponierten Ladung abhängt, ist die an der Anode gesammelte Ladung von der anliegenden Hochspannung abhängig. Abb. 6.4 zeigt die Abhängigkeit der Höhe der Ladungspulse an der Anode von der anliegenden Hochspannung. Man unterscheidet grundsätzlich vier Betriebsmoden eines Ionisationsdetektors, die nachfolgend kurz diskutiert werden sollen:

- Rekombinationsregime
- Ionisationskammer
- Proportionalzähler
- Geiger-Müller-Zähler

Rekombinationsregime. Wenn das Feld zu gering ist, können die Elektronen-Ionen-Paare aufgrund der eigenen Anziehung rekombinieren, bevor sie Anode bzw. Kathode

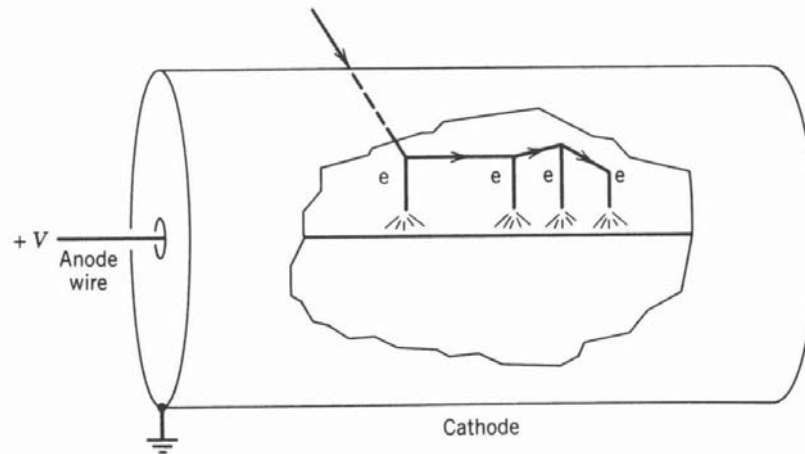


Abb. 6.3: Schematischer Aufbau eines einfachen Ionisationszählers (aus Krane).

erreichen. Dies führt zu einem Anstieg der Pulshöhe bei kleinen Spannungen, wie in Abb. 6.4 zu sehen ist.

Ionisationskammer. Ist die anliegende Spannung groß genug, so werden alle erzeugten Ladungsträger an den Kontakten gesammelt. Das bedeutet, dass die Anzahl der Ladungsträger und damit die Pulshöhe unabhängig von der Spannung ist, was zu dem in Abb. 6.4 zu sehenden Plateau führt.

Proportionalzähler. Bei noch größeren Spannungen werden die Elektronen so stark beschleunigt, dass die primär erzeugten Elektronen weitere Gasmoleküle ionisieren. Diese sekundären Elektronen führen wiederum zu weiteren Ionisationsprozessen. Es kommt zu einer Lawine, also einer Kaskade von Sekundärelektronen, was zu einer Verstärkung des Signals führt. Die Lawine wird vor allem in den Bereichen sehr hoher Feldstärke erzeugt, die sich in unserem Beispiel aus Abb. 6.3 aufgrund der Zylindersymmetrie in der Nähe des Anodendrahtes befindet (siehe Abb. 6.5).

In diesem Bereich der Hochspannung ist die Anzahl der Ladungen in der Lawine proportional zu der Anzahl der erzeugten Primärelektronen. Der Verstärkungsfaktor, also die Proportionalitätskonstante, hängt von der Spannung ab und kann Werte von 10^6 erreichen.

Geiger-Müller Zähler. Bei noch höheren Betriebsspannungen ist die Raumladung der Lawinen so groß, dass eine Kettenreaktion entlang des gesamten Anodendrahtes stattfindet. Diese Kettenreaktion führt zu einer Sättigung des Signalstroms, bzw. der Pulshöhe.

Bei noch höheren Spannungen können Überschläge zwischen Anode und Kathode auch ohne einfallende Strahlung passieren.

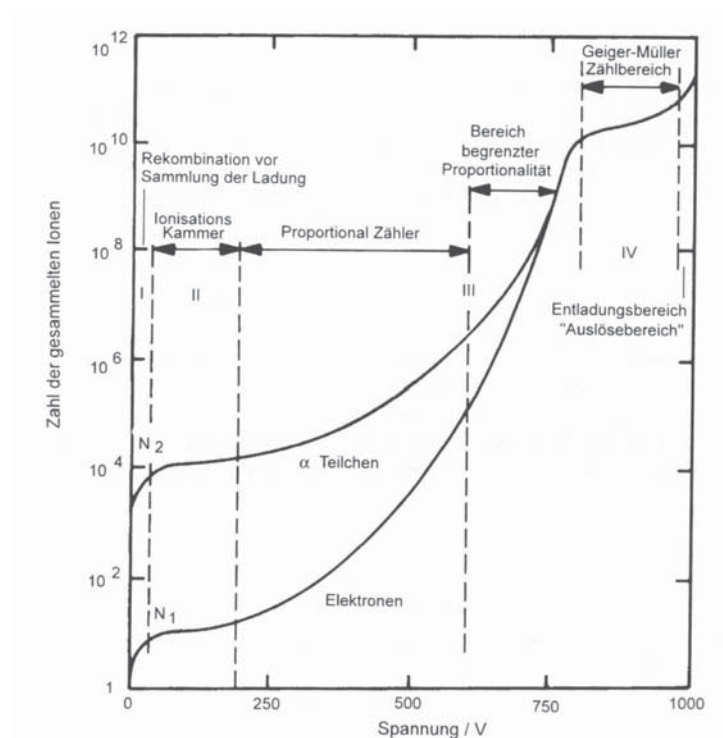


Abb. 6.4: Abhängigkeit der Höhe der Ladungspulse eines Ionisationsdetektors von der anliegenden Hochspannung (aus Bethge).

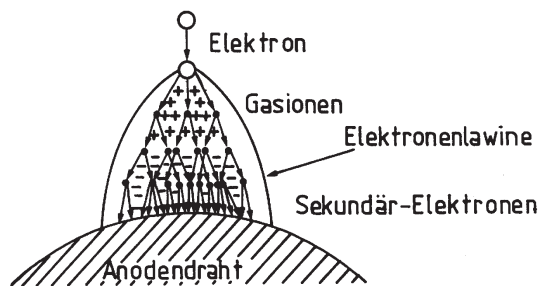


Abb. 6.5: Prinzip der Lawine von Sekundärelektronen in der Umgebung des Anodendrahtes (aus Gruppen).

Verwendete Detektorgase. Man verwendet üblicherweise Edelgase, aufgrund der geringen Arbeitsspannung, muss aber sogenannte "Quencher"-Gase (CO_2 , BF_3 , CH_4 ,

etc.) hinzufügen, die die Anzahl der Überschlüge ohne einfallende Strahlung reduzieren.

Ein typisches Beispiel ist das sogenannte Gas *P10* aus 90% Ar und 10 % CH_4 . Das *magic gas* besteht aus 75% Ar, 24,5% Isobutan und 0,5 % Freon 13B1.

6.2.2 Vieldrahtkammer

Zur Bestimmung der Teilchenbahnen hat Charpak 1968 eine Ionisationskammer aus vielen parallelen Anodendrähten entwickelt, die üblicherweise in einem Abstand von ca. 2mm zueinander angeordnet sind. Ein schematischer Aufbau einer solchen Vieldrahtkammer (engl. Multi-Wire-Proportional-Counter, MWPC) ist in Abbildung 6.6 gezeigt.

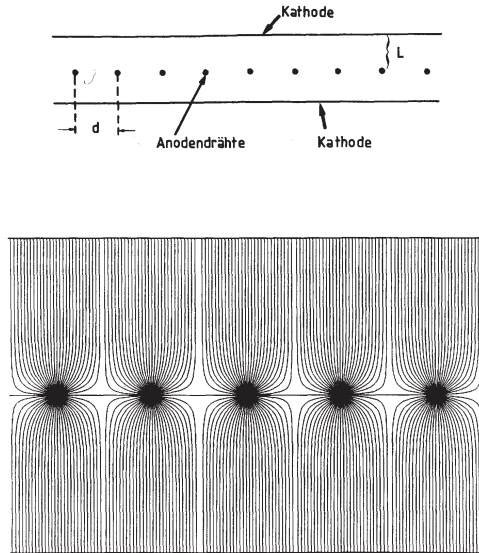


Abb. 6.6: Oben: Schema einer Vieldrahtkammer. Die Anodendrähte sind in einer Ebene zwischen den Kathodenfolien angeordnet. Unten: Feldverteilung in der Vieldrahtkammer (aus Gruppen).

Ein einfallendes Teilchen erzeugt Elektronenlawinen in der Nähe des am nächsten zur Teilchenbahn gelegenen Anodendrahtes (Abb. 6.7), was zu einem Ladungssignal an diesem Draht führt und es somit erlaubt, die Teilchenposition in einer Richtung zu bestimmen. Durch eine Anordnung von mehreren Drahtebenen mit senkrecht zueinander angeordneten Drähten kann man die Position in x- und y-Richtung bis auf wenige Millimeter genau bestimmen. Eine Anordnung von mehreren solcher x-y-Vieldrahtkammern erlaubt es, die Bahn des Teilchens zu vermessen, wie in Abb. 6.8 gezeigt.

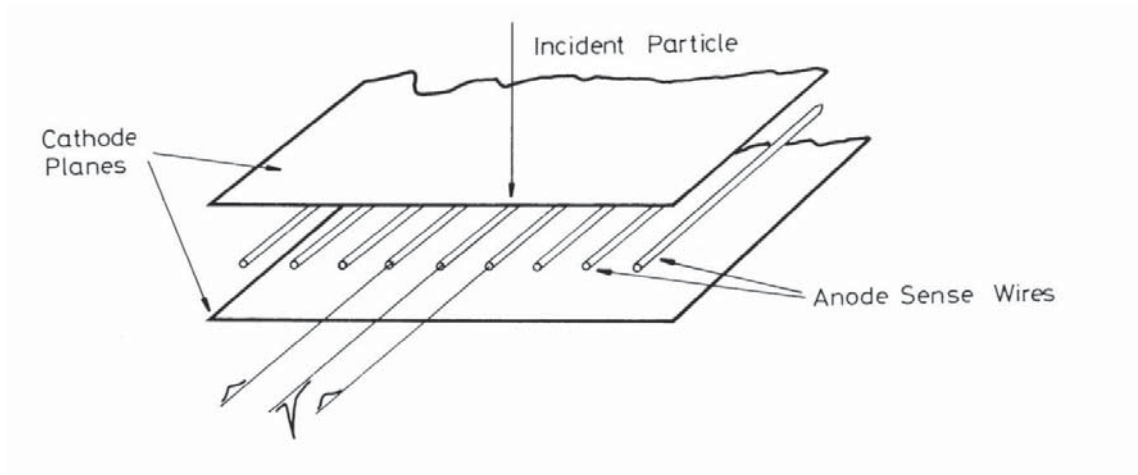


Abb. 6.7: Detektorsignal durch ein einfallendes Teilchen an dem der Bahn am nächsten gelegenen Anodendraht (aus Leo).

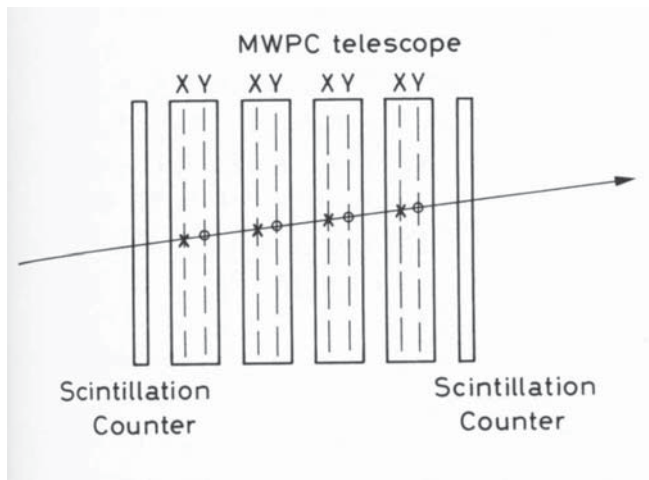


Abb. 6.8: Prinzip eines MWPC-Teleskops mit abwechselnden Ebenen von Anodendrähten in x - und y -Richtung (aus Leo).

6.2.3 Driftkammer

Die Ortsinformation kann in einem Gasdetektor auch durch die Driftzeit gewonnen werden, die die Ladungsträger benötigen, um zum Anodendraht zu kommen. Das Prinzip der Driftkammer ist in Abb. 6.9 gezeigt. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit $v^-(t)$ der Elektronen kann man aus der gemessenen Driftzeit den Abstand x bestimmen, in dem

das geladenen Teilchen die Driftkammer durchquert hat:

$$x = \int v^-(t) dt. \quad (6.1)$$

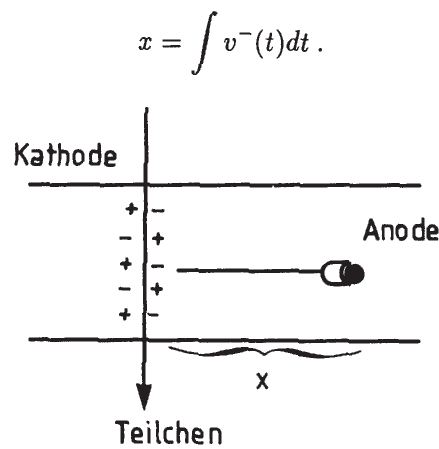


Abb. 6.9: Prinzip der Driftkammer (aus Gruppen).

6.2.4 Time Projection Chamber

Das Prinzip der Driftkammer findet in der so genannten Time Projection Chamber (TPC) seine häufigste Anwendung. Eine typische TPC besteht aus einem zylindrischen Gasvolumen mit einer Hochspannungsebene in der Mitte des Zylinders (siehe Abb. 6.10), die für ein elektrisches Feld entlang der Zylinderachse sorgt. Der Zylinder kann Durchmesser von über 2m erreichen. An den Enden des Zylinders befinden sich Sektoren mit MWPCs, die aus Anodendrähten und kleinen Kathodenstreifen, so genannten *Pads*, bestehen.

Geladene Teilchen, die die TPC durchqueren, ionisieren das Gas und die Elektronen driften zu den Endkappen der TPC. Die Elektronen erzeugen Signale auf den Anodendrähten und es werden zusätzlich Signale in den Kathoden-Pads induziert. Damit wird die Bahn des Teilchens durch die TPC auf die Endkappe projiziert. Die Tiefendimension der Teilchenspur kann aus den verschiedenen Ankunftszeiten bestimmt werden. Die TPC befindet sich meist in einem homogenen Magnetfeld, das für eine Krümmung der Teilchenspur sorgt, aus deren Krümmungsrichtung und -radius sich das Vorzeichen der Ladung und der Teilchenimpuls bestimmen lässt (siehe Abb. 6.11).

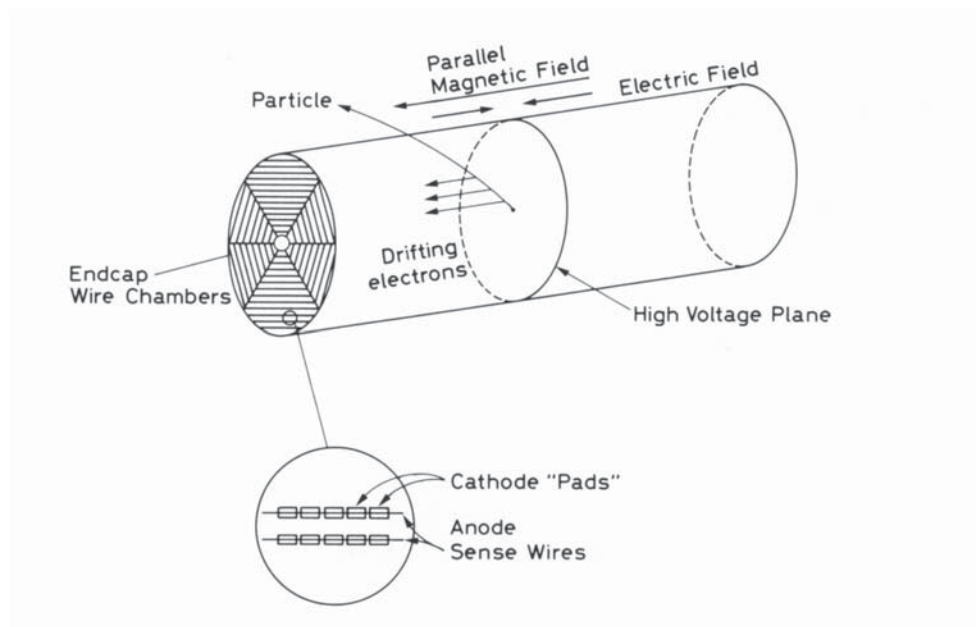


Abb. 6.10: Prinzip der Time Projection Chamber (aus Leo).

6.3 Szintillationsdetektoren

Bei Szintillatoren handelt es sich um Materialien in denen die einfallende Strahlung Elektronen in energetisch höhere Zustände anregt, die durch Emission von Licht abgeregt werden.

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren.

6.3.1 Organische Szintillatoren

In einem organischen Oszillator werden delokalisierte Elektronen der Szintillatormoleküle in höhere elektronische Zustände angeregt. Die Anregungsenergie dieser Zustände liegt im Bereich von etwa 10eV . Jeder dieser elektronischen Zustände befindet sich in einem Potenzialminimum (siehe Abb. 6.12) mit Vibrationszuständen, die einige $0,1\text{ eV}$ auseinanderliegen. Die geladenen Teilchen regen die Elektronen in das höhere Potenzialminimum an. Die Vibrationszustände zerfallen sehr schnell ($\sim 10\text{ps}$) in den niedrigsten Zustand des Minimums zurück. Beim Rückzerfall aus diesem Zustand in verschiedene angeregte Vibrationszustände des unteren Minimums wird Fluoreszenzlicht emittiert. Dieses Licht ist in der Wellenlänge so verschoben, dass die Absorptionswahrscheinlichkeit vom Grundzustand in den höheren elektronischen Zustand stark reduziert ist. Das Medium ist also im wesentlichen transparent gegenüber seinem eigenen Fluoreszenzlicht.

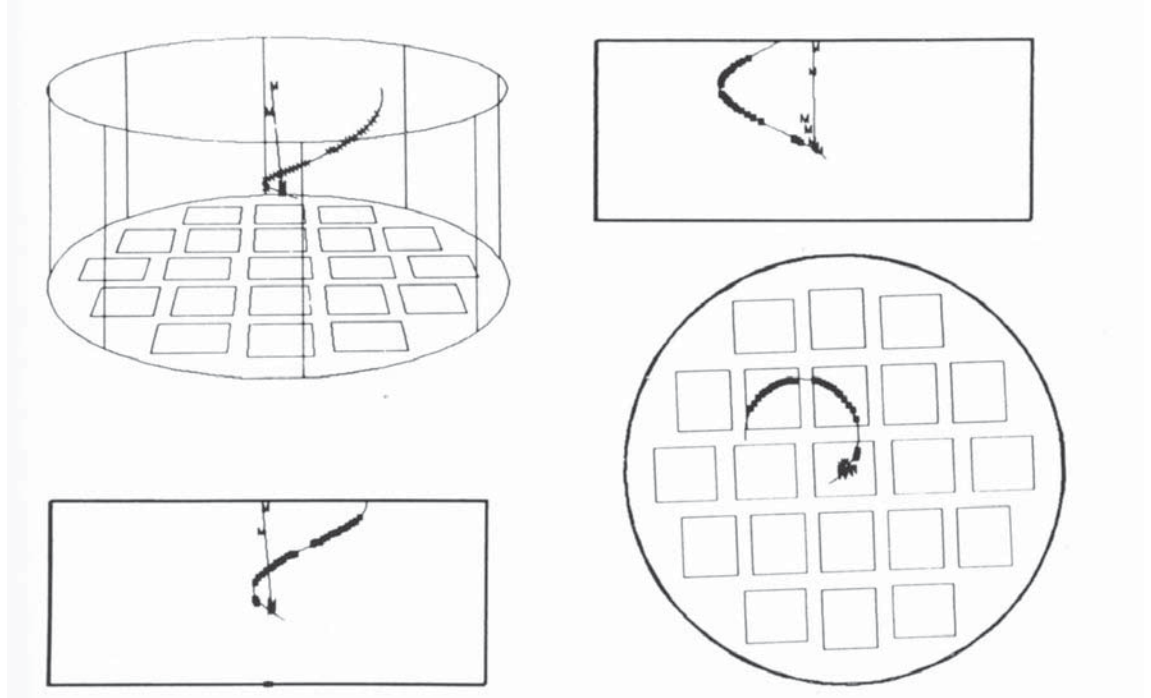


Abb. 6.11: Verschiedene Ansichten einer rekonstruierten Teilchenbahn in einem TPC. In diesem Ereignis zerfällt ein einfallendes Myon (mit M gekennzeichnete Bahn) in ein Positron (aus Leo).

Bei den organischen Szintillatoren unterscheidet man zwischen organischen Flüssigkeiten, organischen Kristallen und Plastik. Plastikszintillatoren sind die heute am weitesten verbreiteten Szintillatoren.

6.3.2 Anorganische Szintillatoren

Bei anorganischen Szintillatoren handelt es sich um im optischen transparente Einkristalle, bei denen die Wechselwirkung mit der einfallenden Strahlung zu Teilchen-Loch Anregungen führen (Abb. 6.13). Bei der Rekombination der Teilchen-Loch-Paare werden Photonen emittiert.

Häufig verwendete anorganische Szintillatoren sind NaJ (Natriumjodid) und BGO (Wismutgermanat). Um die Reabsorption der Photonen zu reduzieren werden dem Szintillator so genannte Aktivoren beigemischt. Diese führen zu Zuständen in der Bandlücke, mit reduzierter Rekombinationsenergie und damit verschobener Photonenenergie. Hierdurch wird die Reabsorption des emittierten Lichtes stark reduziert. NaJ wird als Aktivator meist Tl zugesetzt, was dann als $NaJ(Tl)$ bezeichnet wird. Der Einsatz der Aktivoren erhöht also die Lichtausbeute des Szintillators.

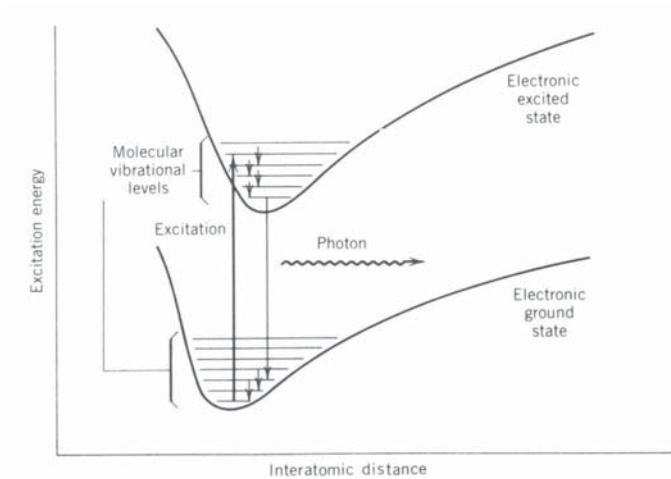


Abb. 6.12: Energieniveaus eines organischen Szintillators (aus Krane).

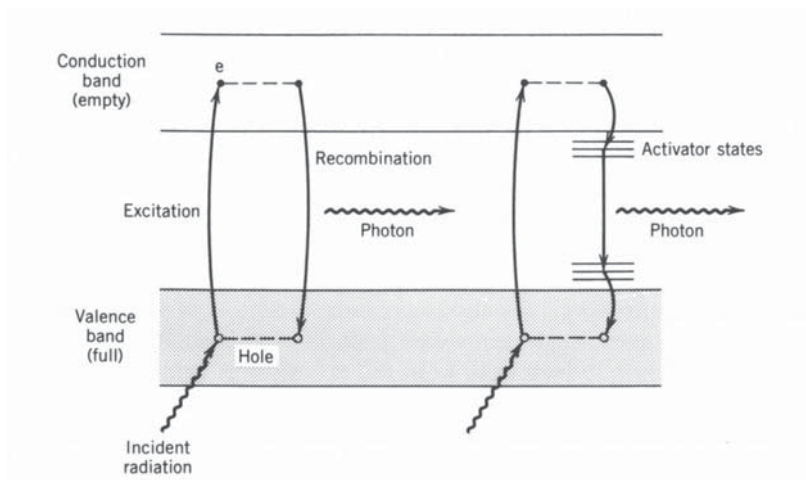


Abb. 6.13: Bandschema eines anorganischen Szintillator Kristalls. (aus Krane).

6.3.3 Einsatz von Szintillatoren

Typische Energieverluste durch Lichtemission in Szintillatoren sind:

$C_{14}H_{10}$	60 eV/Photon
Plastik	100 eV/Photon
NaJ	25 eV/Photon
BGO	300 eV/Photon

Die wesentlichen Eigenschaften eines guten Szintillatormaterials sind:

- eine hohe Effizienz für die Umwandlung des Energieverlustes in Photonen.
- eine hohe Transparenz des Szintillatormaterials für das emittierte Licht.
- eine Lichtemission in einem brauchbaren Wellenlängenbereich für Sekundärelektronenverstärkung (siehe den Abschnitt über Photomultiplier).
- schneller Abfall der Lichtemission für hohe Ratenfestigkeit des Detektors.

Szintillatoren werden für verschiedene Messungen eingesetzt:

- **Energiemessung:** Die Lichtausbeute eines Szintillators ist proportional zur Energie der absorbierten Strahlung.
- **Zeitmessungen:** Szintillatoren haben ein sehr schnelles Ansprechverhalten (siehe Abb. 6.14).
- **Teilchenidentifikation:** In einigen Szintillatoren hängt die Lichtintensität als Funktion der Zeit davon ab, welche Art von Strahlung eingefallen ist. Somit kann man zwischen verschiedenen Strahlungsarten diskriminieren.

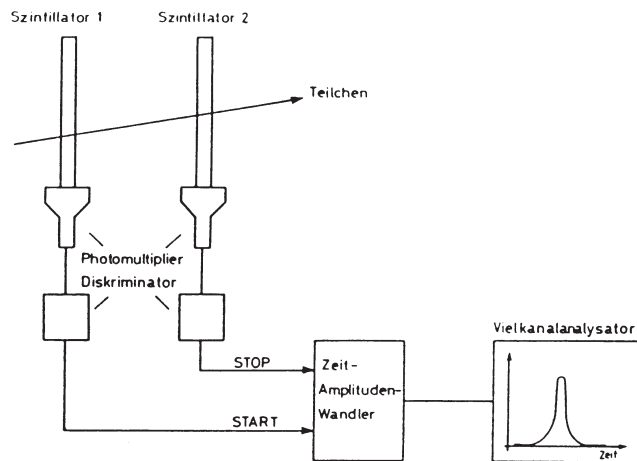


Abb. 6.14: Prinzip der Zeitmessung mit zwei Szintillatoren (aus Gruppen).

6.4 Photomultiplier (Sekundärelektronenverstärker)

Photomultiplier werden dazu eingesetzt, die schwachen Lichtsignale aus einem Szintillator oder Čerenkov-Licht zu verstärken und somit einfacher nachweisbar zu machen. Abbildung 6.15 zeigt den schematischen Aufbau eines Photomultipliers.

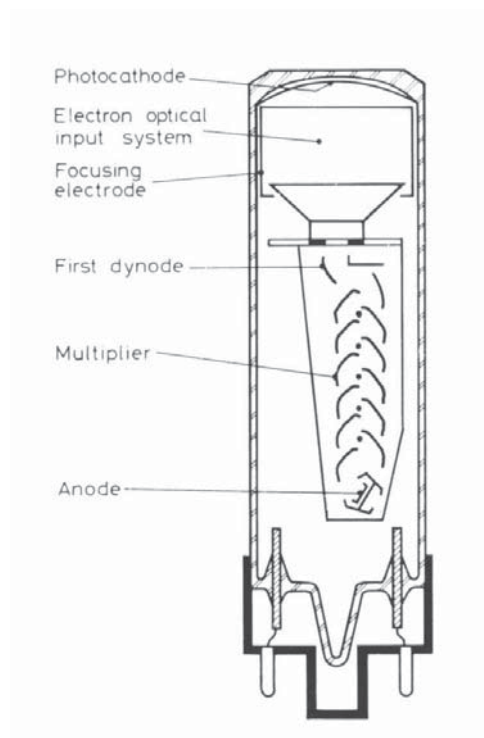


Abb. 6.15: Aufbau eines Photomultipliers (aus Leo).

Das nachzuweisende Licht trifft auf eine Photokathode, wo durch Photoeffekt Elektronen herausgelöst werden. Diese werden durch eine Spannung und Elektronenoptik auf eine sogenannte Dynode fokussiert. Hier werden durch die schnellen Elektronen Sekundärelektronen aus der Oberfläche geschlagen, die zu einer weiteren Dynode beschleunigt werden, wo weitere Sekundärelektronen produziert werden. Dieser Prozess wiederholt sich entlang einer Kaskade von einer Reihe von Dynoden und endet mit einer erheblich verstärkten Elektronenlawine, deren Ladungspuls an der Anode ausgekoppelt wird. Der Photomultiplier vervielfacht das an der Photokathode erzeugte Signal linear, so dass die Höhe des ausgekoppelten Ladungspulses proportional zur Intensität des einfallenden Lichts ist. Die typische Verstärkung von Photomultipliern liegt bei 10^5 - 10^7 .

Man definiert die Quanteneffizienz der Photokathode als:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{Anzahl der freigesetzten Photoelektronen}}{\text{Anzahl der mit } \lambda \text{ eingefallenen Photonen}} \quad (6.2)$$

6.5 Halbleiterdetektoren

Halbleiterzähler sind letztendlich so etwas wie Driftkammern bei denen das Gasvolumen durch einen Halbleiterkristall ersetzt wird. In Halbleiterzählern werden durch einfallende Strahlung Teilchen-Loch-Paare erzeugt, so dass freie Ladungsträger im Leitungsband vorhanden sind. Durch eine anliegende Hochspannung driften diese zu den Kontakten des Detektors, wo ein Ladungspuls ausgelesen wird.

Man verwendet vor allem Silizium und Germanium als Halbleiterdetektoren. Aufgrund der geringen Bandlücke von nur 1,1 eV für Silizium und 0,7 eV für Germanium (bei 300 K) werden beim Absorbieren von Strahlung sehr viele Ladungsträger frei, was zu einer hohen Auflösung der Zähler führt.

Es werden üblicherweise hochreine Einkristalle verwendet, um den Einfang von freien Ladungsträgern an Korngrenzen oder Fehlstellen zu reduzieren und somit hohe Auflösungen zu erzielen. Dem gleiche Zweck dient das Kühlen von Halbleiterzählern, was die thermische Anregung von Teilchen-Loch-Paaren verhindert oder stark reduziert.

6.5.1 Dotierte Halbleiter

In reinen Halbleitern ist die Anzahl der Löcher immer gleich der Anzahl der Elektronen im Leitungsband. Dies kann durch das Zufügen kleiner Mengen von höher- oder niedrigwertiger Atome, also durch Dotierung des Halbleiters verändert werden.

Sowohl Silizium als auch Germanium sind vierwertig. Dies bedeutet, dass durch Dotierung mit fünfwertigen Atomen das fünfte Valenzelektron nicht an einer Bindung im Kristall beteiligt ist, sondern ein Energieniveau in der Bandlücke des Halbleiters hat. Die Energie dieses Donatorzustandes liegt nur wenig (0,01 eV in Ge und 0,05 eV in Si) unterhalb der Unterkannte des Leitungsbandes (Abb. 6.16 (a)). Daher kann das Elektron sehr einfach thermisch in das Leitungsband angeregt werden, was die Leitfähigkeit des Halbleiters signifikant erhöht. Da die Majorität der Ladungsträger negativ geladen ist, spricht man von einem n-Typ oder n-dotierten Halbleiter.

Bei Dotierung mit dreiwertigen Atomen erhält man dementsprechend zusätzliche Löcher mit Energieniveaus in der Bandlücke. Diese Akzeptorzustände liegen nur wenig oberhalb des Valenzbandes (Abb. 6.16 (b)). Elektronen im Valenzband können dann leicht in diese Akzeptorzustände angeregt werden, was Löcher im Valenzband erzeugt, die die Leitfähigkeit ebenfalls erhöhen. Man spricht in diesem Fall von p-Typ oder p-dotierten Halbleitern.

6.5.2 p-n-Kontakt

Die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren basiert immer auf der Erzeugung eines Halbleiterkontaktes (*engl. Junction*). Der klassische Fall ist der p-n-Kontakt, in dem

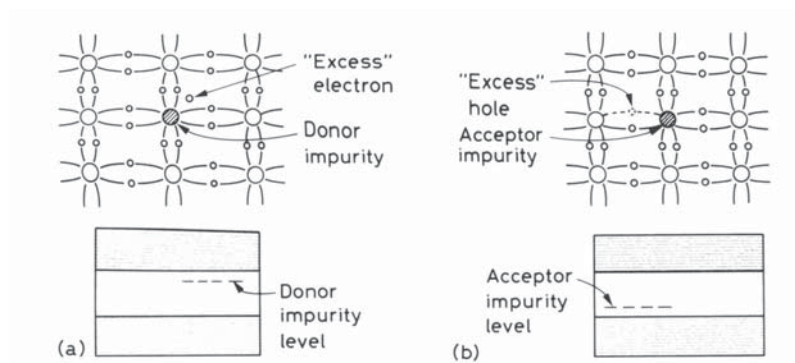


Abb. 6.16: (a) Das Dotieren eines Halbleiters mit Donatoren führt zu einem n-Typ Halbleiter mit zusätzlichen negativen Ladungsträgern. Die Donatorzustände liegen kurz unterhalb der Unterkante des Leitungsbandes. (b) Das Dotieren eines Halbleiters mit Akzeptoren führt zu einem p-Typ Halbleiter mit zusätzlichen positiven Ladungsträgern. Die Akzeptorzustände liegen kurz oberhalb der Oberkante des Valenzbandes (aus Leo).

vereinfacht gesprochen ein n-dotierter und ein p-dotierter Halbleiter in Kontakt gebracht werden. Durch den p-n-Kontakt entsteht eine Zone um den Kontakt, in der durch Diffusion die zusätzlichen Elektronen des n-dotierten Halbleiters die Löcher des p-dotierten Halbleiters besetzen (Abb. 6.17 (a)). Da sich wegen der Verletzung der elektrischen Neutralität hierdurch ein Kontaktpotenzial aufbaut (Abb. 6.17 (b)), was der Diffusion der Ladungsträger entgegenwirkt, ist die Breite dieser Verarmungszone begrenzt. In der Verarmungszone liegen keine freien Ladungsträger vor.

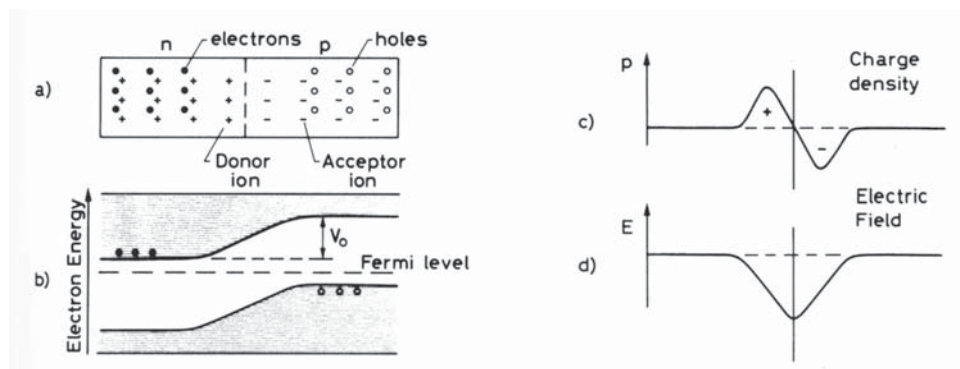


Abb. 6.17: (a) Schematischer Aufbau eines p-n-Kontakts. (b) Energieniveaus am p-n-Kontakt mit dem Kontaktpotenzial V_0 . Auf der rechten Seite ist (c) die Ladungsdichte und (d) das elektrische Feld am p-n-Kontakt gezeigt (aus Leo).

Durch Anlegen einer Gegenspannung an die beiden Enden des Halbleiters - positive Spannung an die n-dotierte Seite und negative Spannung an die p-dotierte Seite -

werden die freien Ladungsträger zu den Enden gezogen und die Verarmungszone wird verbreitert.

Beispielsweise ist die natürliche Verarmungszone von hochohmigem Silizium nur etwa $75\mu\text{m}$ dick, während man Verarmungszonen von bis zu 5mm mit Gegenspannungen von ca. 300V erreichen kann.

Werden nun durch die einfallende Strahlung Elektron-Loch-Paare in der Verarmungszone erzeugt, driften sie, bevor sie rekombinieren können, aufgrund des anliegenden elektrischen Feldes zu den Kontakten, wo ein Ladungspuls gemessen werden kann. Die Anzahl der Ladungen ist proportional zu der Energie, die durch die Strahlung im Halbleiter deponiert wurde.

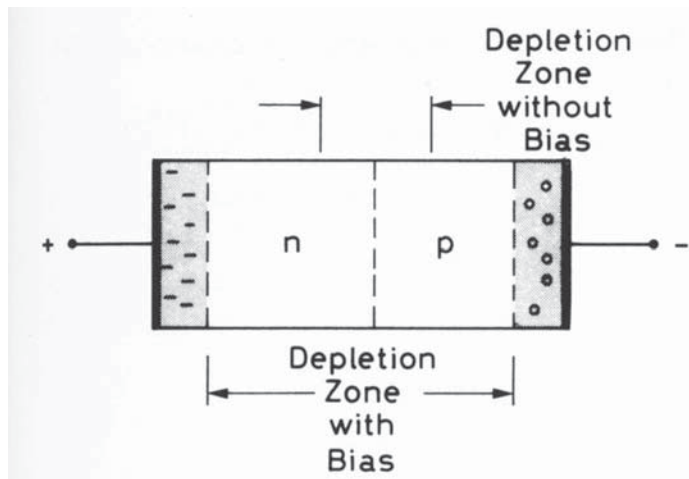


Abb. 6.18: p-n-Kontakt mit Gegenspannung (engl. reverse bias junction) (aus Leo).

6.5.3 Siliziumzähler

Siliziumzähler werden vornehmlich für den Nachweis geladener Teilchen verwendet. Aufgrund der geringen Ordnungszahl von Silizium ($Z = 14$) eignen sie sich nicht gut als Detektoren für Gammastrahlung.

Neben dem oben vorgestellten p-n-Kontakt wird bei Silizium oft das Konzept des Oberflächensperrschichtzählers (engl. surface barrier) eingesetzt. Das Bänderschema und ein typischer zusammengebauter Detektor sind in Abb. 6.19 gezeigt. Der Kontakt zwischen Metall und Halbleiter führt ebenfalls zu einer Verarmungszone, die durch anlegen einer Gegenspannung auf die gesamte Detektordicke von bis zu einigen mm ausgeweitet werden kann.

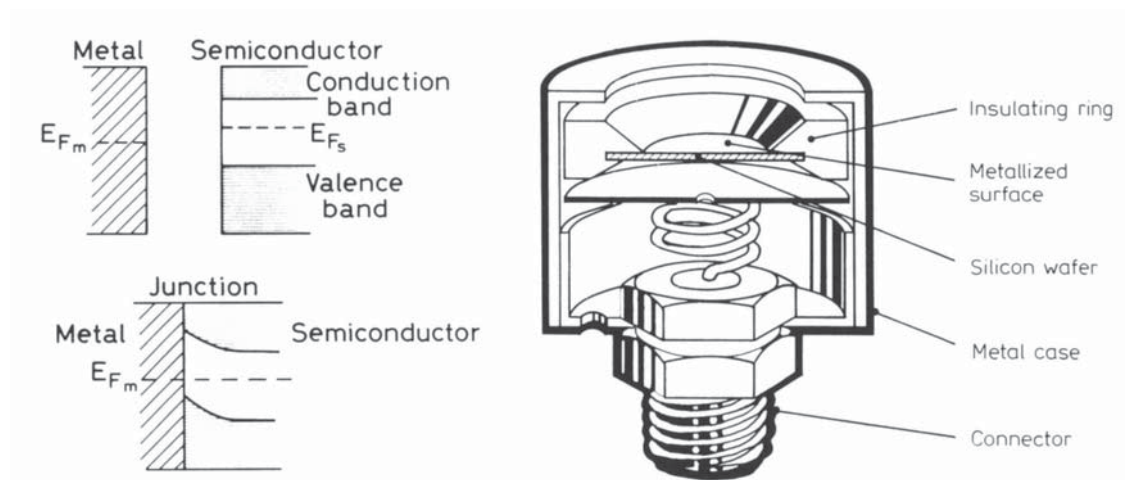


Abb. 6.19: Oberflächensperrschichtzähler (surface barrier detector) aus Silizium (aus Leo).

6.5.4 Positionsempfindliche Zähler

Durch eine Segmentierung der Kontakte auf den beiden Seiten eines Halbleiterdetektors, wie in Abb. 6.20 gezeigt, ist es durch das Auslesen der Ladungen auf den x- und y-Streifen des Zählers möglich, genau festzustellen, wo das Teilchen durch den Detektor fliegt.

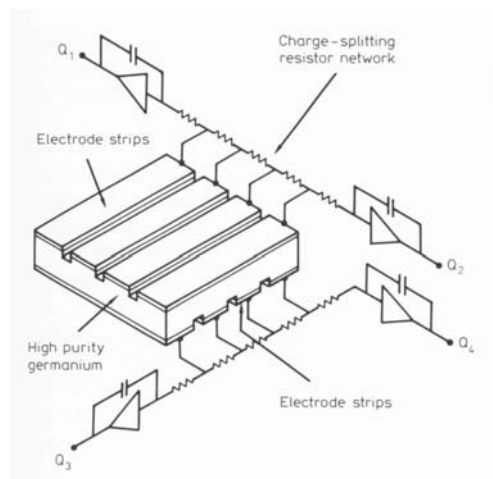


Abb. 6.20: Positionsempfindlicher Halbleiterzähler (aus Leo).

6.5.5 Germaniumdetektoren

Germaniumdetektoren werden vornehmlich für die Gammaspektroskopie, also den Nachweis von Gammastrahlung mit höchster Energieauflösung, verwendet. Germanium hat für Photonen aufgrund der erheblich größeren Ordnungszahl von $Z = 32$ eine sehr viel höhere Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt (vergl. Gleichung. 5.27). Gleichzeitig ist die Bandlücke kleiner als bei Silizium, was zu einer höheren Energieauflösung führt.

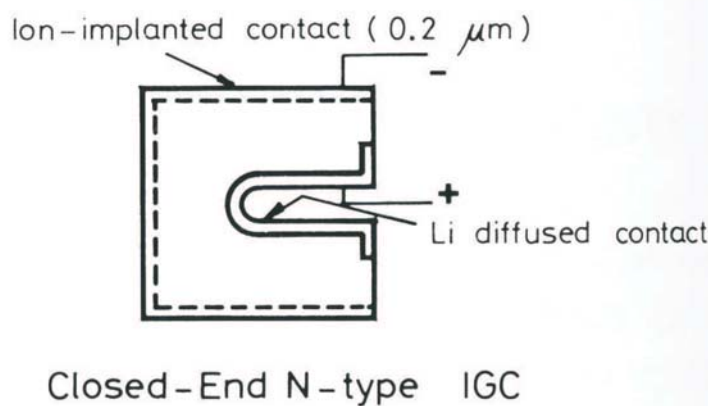


Abb. 6.21: Schema des coaxialen Germaniumdetektors (aus Leo).

Heutzutage ist es möglich, recht große zylindrische Germaniumkristalle von bis zu 8 cm Durchmesser und 9 cm Länge zu produzieren. Dabei wird vor allem hochreines n-dotiertes Germanium verwendet. Bei diesen zylindrischen Kristallen wird ein Kontakt in einer zentralen Bohrung und der andere Kontakt auf der Außenfläche gemacht, wie in Abbildung 6.21 gezeigt. Durch anlegen von Spannungen von mehreren kV wird der Kristall vollständig verarmt und ein im coaxialen Bereich des Detektors zylindrisches elektrisches Feld erzeugt, was die von den Photonen erzeugten Ladungsträger zu den Kontakten driften lässt. Die Detektoren müssen auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlt werden, um die thermische Anregung von Elektronen-Loch-Paaren zu reduzieren.

6.5.6 Form von Gammaspektren

Die Wechselwirkungsprozesse für geladenen Teilchen in den Detektoren führen zu einfachen Spektren. Ein Teilchen mit genügend hoher Energie wird nur eine relativ wohldefinierten Teil seiner Energie im Detektor verlieren. Ist die Energie gering genug, so wird die Energie des Teilchens vollständig nachgewiesen.

Aufgrund der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von Photonen in Materie ist das Energiespektrum selbst für monoenergetische Photonen relativ komplex. Abbildung 6.23 zeigt im oberen Teil mögliche Wechselwirkungsprozesse für Photonen im Detektor.

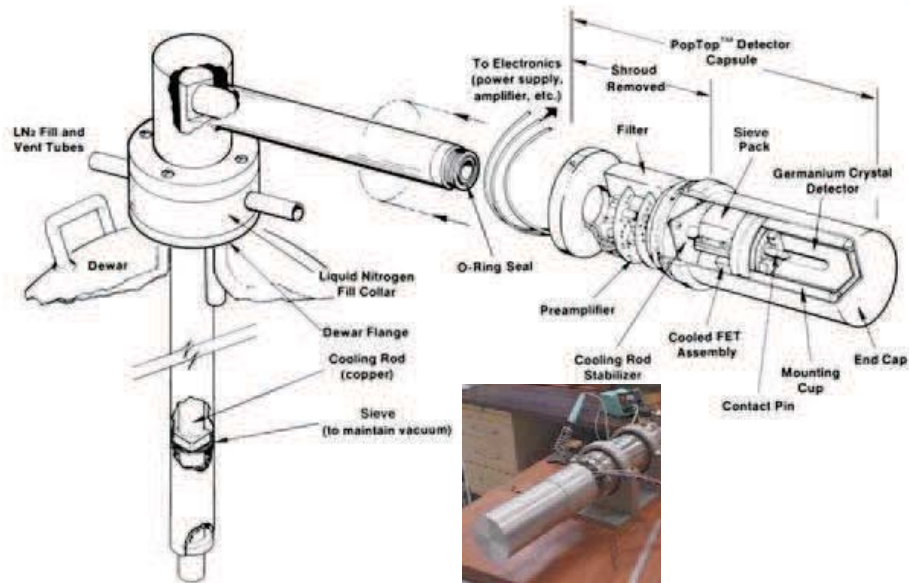


Abb. 6.22: Aufbau eines Germaniumdetektors mit Kryostat (aus Krane).

Das oberste Photon wird durch den Photoeffekt absorbiert und die nachgewiesene Energie führt im unteren Histogramm in Abb. 6.23 zu einem Eintrag im Photopeak bei der vollständigen Photonenenergie. Das mittlere Photon vollführt eine Compton Streuungen und das gestreute Photon entkommt aus dem Detektor. Es wird also nur ein Teil der Photonenenergie nachgewiesen und es kommt zu einem Eintrag in das Kontinuum bei niedrigeren Energien. Das untere Photon erzeugt ein Elektron-Positron-Paar. Das Elektron des Paares wird absorbiert. Das Positron rekombiniert mit einem anderen Elektron und zerstrahlt (*anihiliert*) in zwei Photonen mit der Energie von 511keV , die beide aus dem Detektor entkommen. Die im Detektor nachgewiesene Energie ist also um 1022keV kleiner als die Energie des einfallenden Photons. Dies nennt man den *Double-escape peak*. Wenn nur eines der Anihilationsphotonen aus dem Detektor entkommt und das andere Photon z.B. ber den Photoeffekt seine Energie an den Detektor wieder abgibt, ist die nachgewiesene Energie, die *Single-escape* Energie, um 511keV geringer.

Die Peaks im Histogramm sind dadurch erklärt. Die Form des kontinuierlichen Untergrundes ergibt sich aufgrund der Winkelabhängigkeit der Comptonstreuung. In Abb. 5.8 wurde bereits die Form des Elektronenspektrums bei der Compton Streuung vorgestellt. Diese Form und insbesondere die Compton-Kante findet sich im Spektrum in Abbildung 6.23 wieder.

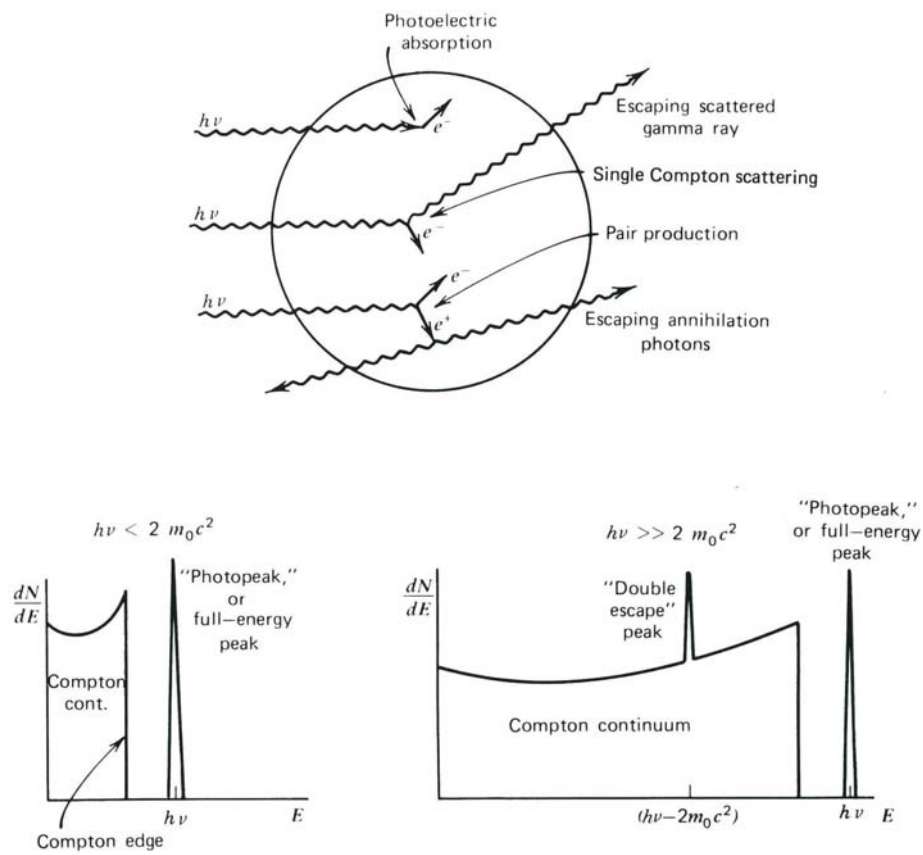


Abb. 6.23: Oben: Mögliche Wechselwirkungen eines Photons in einem Detektor. Unten: Form des Spektrums der nachgewiesenen Elektronen für eine Photonenenergie unterhalb (links) und oberhalb (rechts) der Paarbildungsschwelle (aus Krane).

6.6 Beispiele moderner Detektoren

In diesem Abschnitt sollen exemplarisch einige moderne Detektorsysteme vorgestellt werden. Die Auswahl der Detektoren ist natürlich nicht vollständig.

6.6.1 Gammaspektrometer

Die modernsten Gammaspektrometer bestehen aus großvolumigen Germaniumdetektoren, die mit einem Detektor aus BGO Szintillator umgeben sind, in dem aus dem Germanium herausgestreute Photonen nachgewiesen werden. Dies reduziert den kontinuierlichen Comptonuntergrund im Spektrum um etwa einen Faktor fünf. Dieses Schema ist in Abbildung 6.24 gezeigt, welche einen Schnitt durch das Gammaspektrometer Gammasphere zeigt.



Abb. 6.24: Schnitt durch das Gammasphere Spektrometer mit Germaniumdetektoren und BGO-Anti-Compton-Detektoren.

Gammasphere (Abb. 6.25) besteht aus 110 koaxialen Germaniumdetektoren mit Anti-Compton-Detektoren aus BGO Szintillator. Mit einer Effizienz von 10% für den Nachweis der vollen Energie eines 1,3 MeV Photons ist es eines von zwei weltweit größten Gammaspektrometern. Gammasphere wird in den USA, derzeit am Argonne National

Laboratory betrieben, während das europäische Gegenstück, Euroball, bis vor kurzem in Strassburg betrieben wurde.



Abb. 6.25: Das Foto zeigt eine Hälfte des Gammasphere Spektrometers mit den Detektoren, die auf die Targetposition entlang des durchgehenden Strahlrohres gerichtet sind.

Gamma-Tracking Detektoren. Eine Erhöhung der Effizienz ist für 4π Gammaspektrometer nur dann möglich, wenn man den durch BGO Detektoren abgedeckten Raumwinkel ersetzt und eine Schale aus reinen Germaniumdetektoren aufbaut. Jedoch ist bei einer 4π Germaniumschale aus ca. 100-200 großvolumigen Germaniumkristallen die Wahrscheinlichkeit hoch, dass in einem Kristall gleichzeitig ein einfallendes Photon und ein Compton-gestreutes Photon aus einem Nachbarkristall nachgewiesen werden. In einem solchen Fall wäre die gemessene Energie unbrauchbar. Eine Alternative besteht darin, die elektronischen Kontakte der Detektoren zu segmentieren und bei einer Analyse der digitalisierten Vorverstärkerpulse die einzelnen Wechselwirkungsorte der Photonen in einzelnen Kristallen zu rekonstruieren. Aus den Wechselwirkungsorten werden die einfallenden Photonen mit Richtung und Energie rekonstruiert. In Europa wird dies im Rahmen in des Advanced Gamma Ray Tracking Array (AGATA) (Abb. 6.26) durchgeführt. (Siehe auch www-win.gsi.de/agata/)

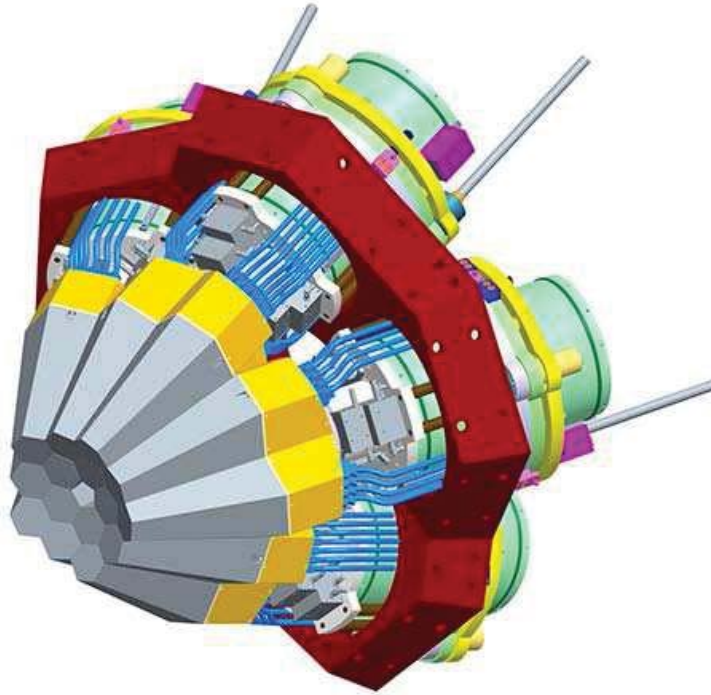


Abb. 6.26: AGATA Demonstrator

6.6.2 HADES

Das HADES Spektrometer (*High Acceptance Di-Electron Spectrometer*) ist ein Spektrometer zum Nachweis von Elektron-Positronen-Paaren aus dem Zerfall von Mesonen in Schwerionenkollisionen an der GSI Darmstadt. In den Schwerionenkollisionen entstehen in der heißen und dichten Phase der Kollision gleichzeitig eine große Zahl von Hadronen. Mit HADES werden die Zerfallseigenschaften der Hadronen in Kernmaterie untersucht, wobei die Zerfälle in Leptonenpaare besonders interessant sind, da die Leptonen keiner starken Enzustandswechselwirkung unterliegen.

HADES ist aus verschiedenen Detektoren zusammengesetzt, die in Abbildung 6.27 aufgeführt sind. Um das Target herum befindet sich ein Čerenkov Detektor (Ring Imaging Čerenkov) in dem die Lichtkegel als Ringe auf eine Ebene aus kleinen Photokathoden reflektiert werden. Nur Leptonen können aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit Čerenkov Licht erzeugen. Der HADES-RICH Detektor ist also gegenüber Hadronen blind. Die Teilchen fliegen vom Target aus durch zwei Ebenen von Driftkammern (MDC) und werden dann in einem toroidalen Magnetfeld in Polarrichtung abgelenkt. Hinter dem Magnetfeld werden wiederum MDCs durchquert. Bei kleinen Polarwinkeln werden zudem Flugzeitzähler aus Szintillatoren eingesetzt. Aus der Ablenkung im Magnetfeld

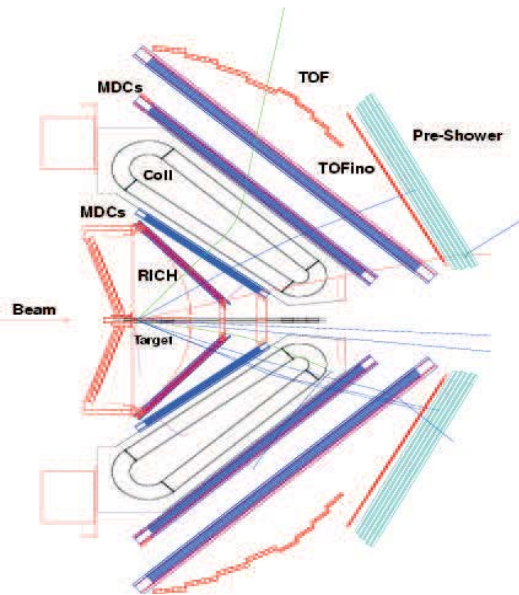


Abb. 6.27: Schnitt durch das HADES Spektrometer.

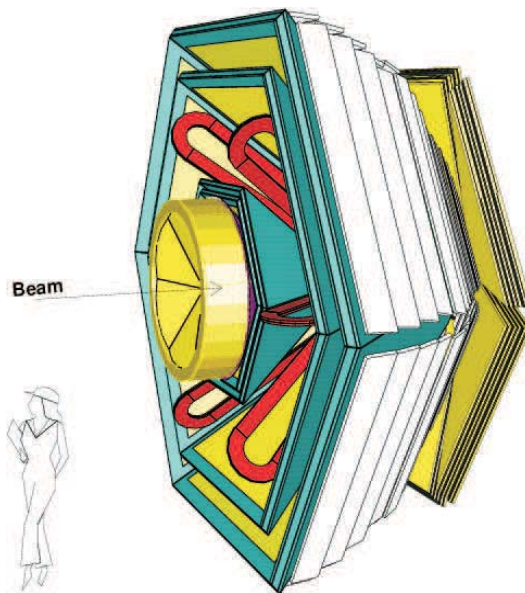


Abb. 6.28: 3D-Animation des HADES Spektrometers.

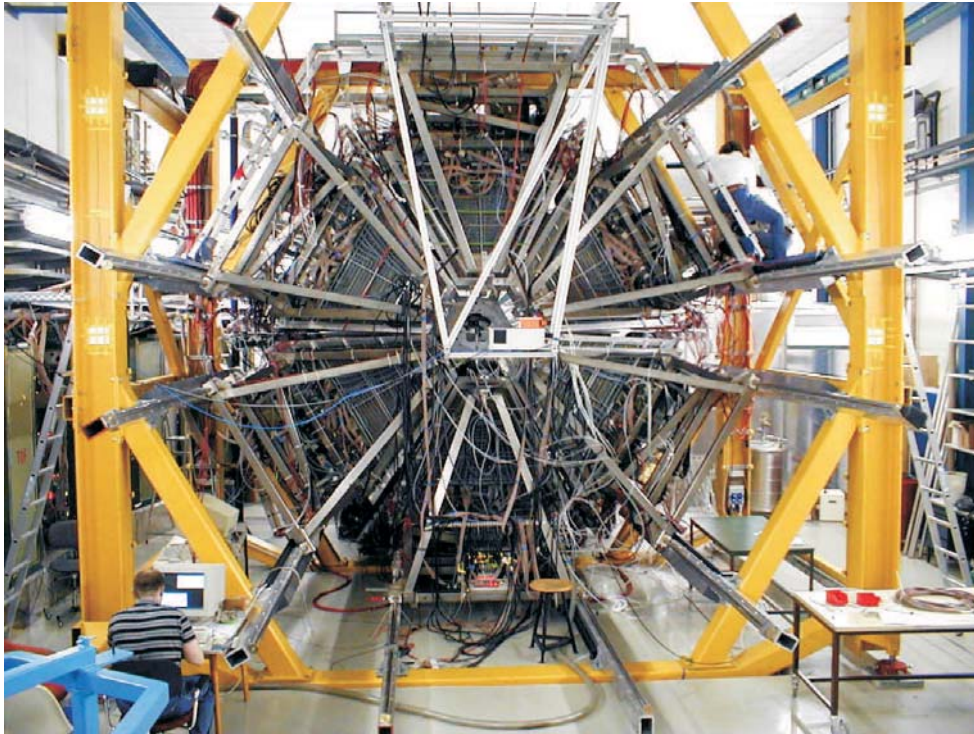


Abb. 6.29: Foto des HADES Spektrometers.

kann der Impuls der Teilchen bestimmt werden. Abbildung 6.28 zeigt eine 3D-Schematik von HADES, während Abbildung 6.29 ein Photo zeigt.

6.6.3 Colliderexperimente: OPAL, STAR und ATLAS

Abbildung 6.30 zeigt einen typischen Detektor für Colliderexperimente der Teilchenphysik, den OPAL Detektor am früheren LEP Kollider des CERN. Die Kollisionen ereignen sich in der Mitte des Detektors. Ein Solenoidmagnet erzeugt ein Magnetfeld entlang der Strahlachse, das zur Krümmung der Teilchenbahnen führt. Die Detektoren sind zylindrisch um die Strahlachse angeordnet und decken den gesamten Raumwinkel ab. Der zentrale Detektor zur Spurverfolgung ist eine TPC, die so genannte Jet-Chamber.

Abbildung 6.31 zeigt ein Ereignis (engl. event) aus der Kollision von Elektronen und Positronen.

Abbildung 6.32 zeigt den STAR Detektor am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) am BNL. Dieser hat ebenfalls den für Collider typischen Aufbau, ist jedoch für die Kollisionen von Kernen (z.B. Au + Au) konzipiert, wobei erheblich mehr Teilchen entstehen als bei e^+e^- oder pp , $p\bar{p}$ Kollisionen (siehe Abb. 6.33).

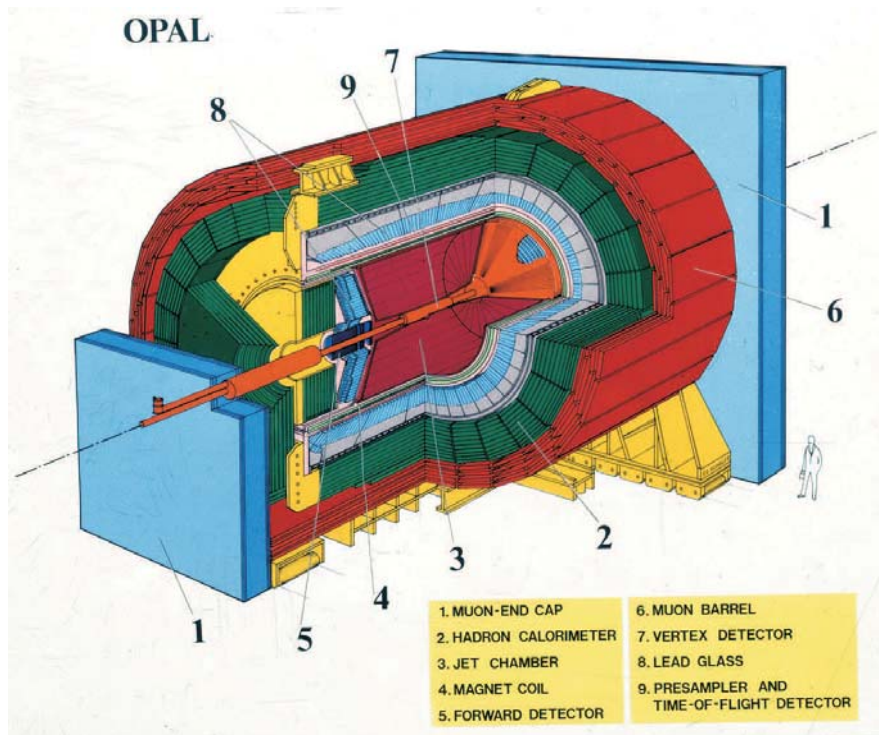


Abb. 6.30: Schema des OPAL Detektor am LEP des CERN.

Am LHC Kollider des CERN, der Ende 2009 erste Kollisionen produzierte ist der ATLAS Detektor einer von vier Detektoren, die u.a. nach dem Higgs Boson in Proton-Proton Kollisionen suchen. ATLAS (siehe Abb. 6.34) ist das bisher weltweit größte Experiment, dass je gebaut wurde.

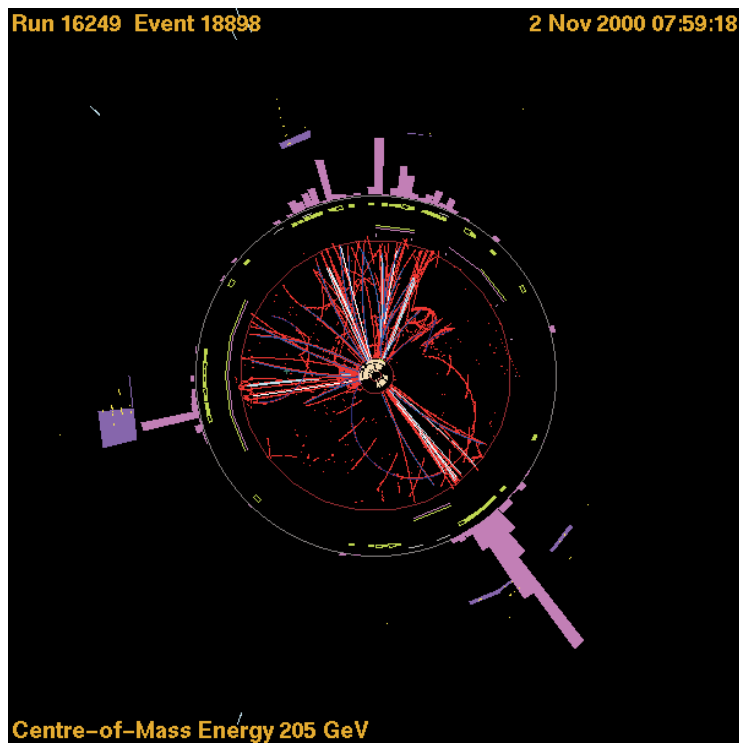


Abb. 6.31: Event im OPAL Detektor aus einer e^+e^- Kollision am LEP des CERN.

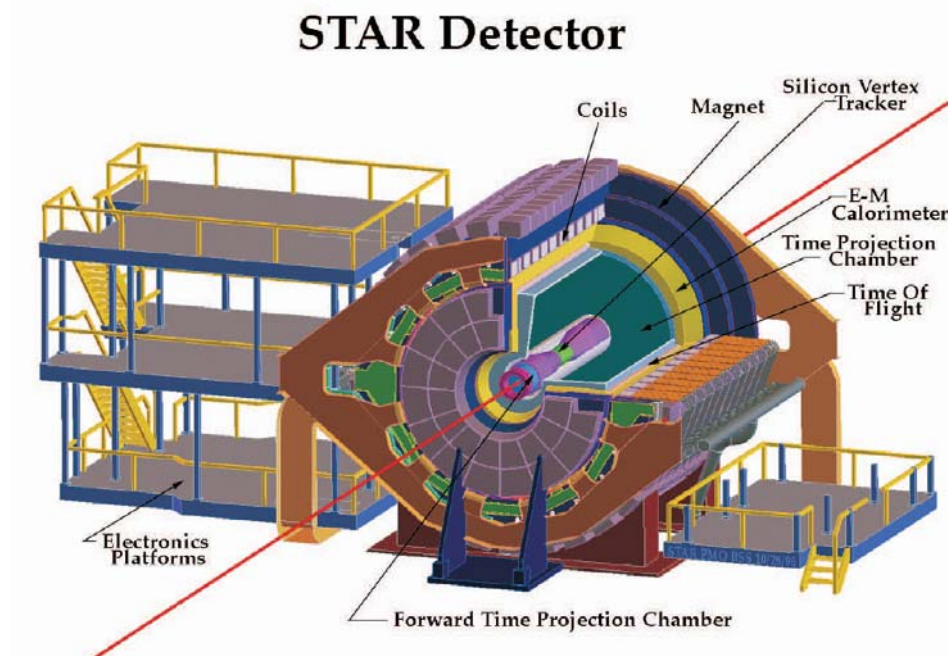


Abb. 6.32: Schema des STAR Detektors am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) am Brookhaven National Laboratory auf Long Island, USA.

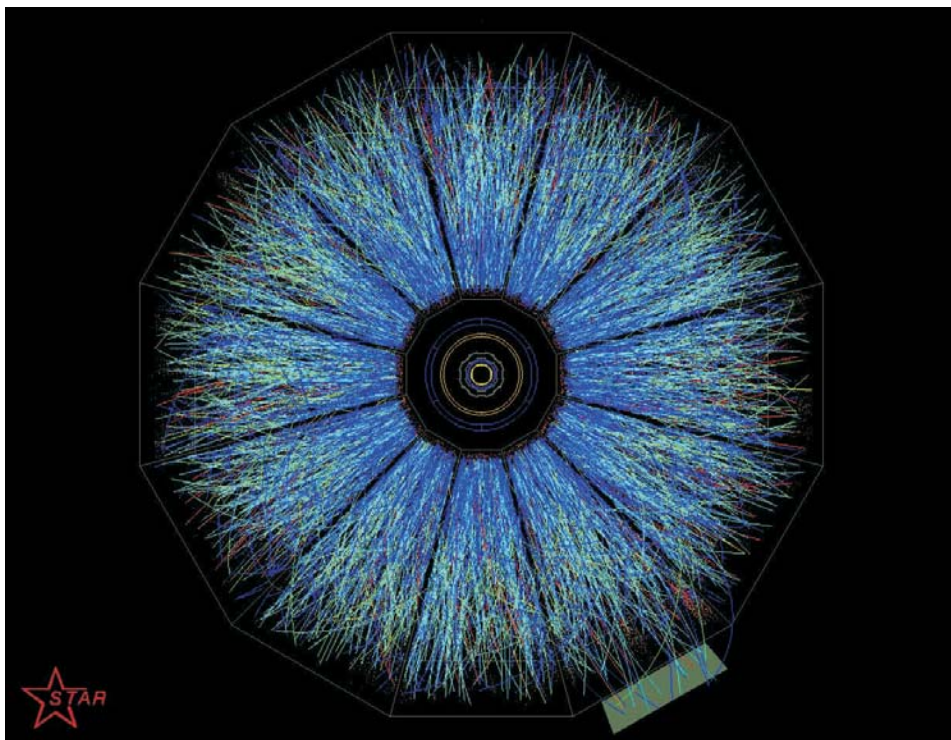


Abb. 6.33: Event im STAR Detektor aus einer Au + Au Kollision bei 100 A GeV Strahlenergie.

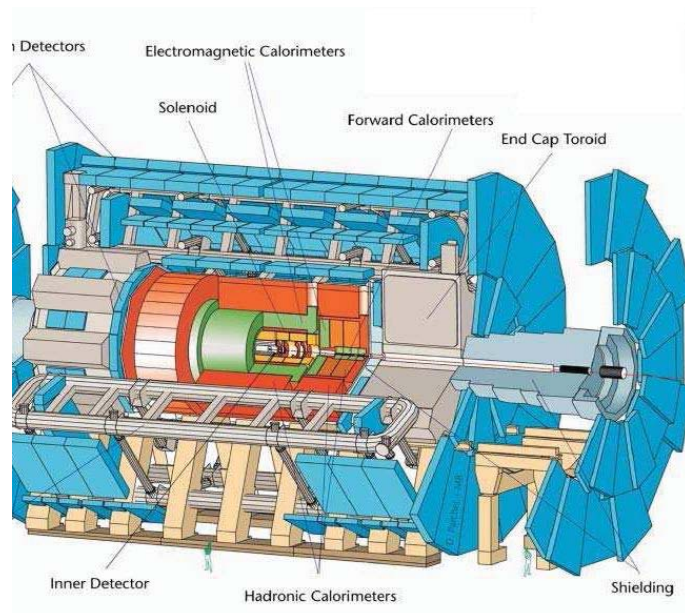


Abb. 6.34: Der ATLAS Detektor am LHC mit seinen Subsystemen.