

3.3 Detektoren

Detektoren in der Kern- und Teilchenphysik werden je nach Art und Einsatz für folgende Aufgaben verwendet:

- Nachweis von Teilchen;
- Messung der Kinematik (Energie, Impuls, Winkel, Zerfallsvertex, ...);
- Identifikation der Teilchen.

3.3.1 Detektoren für geladene Teilchen

Impulsmessung

Ein Magnetfeld lenkt geladene Teilchen auf eine Kreisbahn, der Bahnradius ist proportional dem Impuls. Aus der Lorentz-Kraft

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.31)$$

folgt für die Impulskomponente p_{\perp} senkrecht zu \vec{B} :

$$R[\text{m}] = \frac{p_{\perp}[\text{GeV}]}{0.3 \cdot B[\text{T}]} \quad (3.32)$$

Das läßt sich auch aus der Zyklotronfrequenz

$$\omega = \frac{q \cdot B}{m \cdot \gamma} \quad (3.33)$$

mit $v = R \cdot \omega$ und $p = m\gamma v$ herleiten.

Ein Teilchen mit dem Impuls $300 \text{ MeV}/c$ hat demnach in einem einem Feld von 1 T einen Radius von 1 m .

Nachweis und Ortsmessung

Detektoren für geladene Teilchen nutzen zum Nachweis vor allem die Ionisation des Mediums durch die Teilchen aus. Im folgenden ist eine Auswahl der wichtigsten Detektortypen kurz beschrieben. Durchgesetzt haben sich schließlich nur solche Detektoren, die schnelles ‘Triggern’ erlauben. Ein Trigger ist ein elektronisches Signal, das eine logische Kombination von schnellen Detektorsignalen ist. Mit einem solchen Trigger werden interessante Reaktionen selektiert, die dann von der Ausleseelektronik weiterverarbeitet werden.

1. **Nebel- und Blaskammern:** Ionen bilden Kondensationskeime in überkritischen Gasen bzw. Flüssigkeiten, die nach adiabatischer Expansion Tröpfchen oder Blasen entlang der Spur bilden (Abb. 3.20). Der Detektor bietet einen gleichmäßigen Nachweis im vollen Raumwinkel (= ‘ 4π -Detektor’), ist aber schlecht zu ‘triggern’.

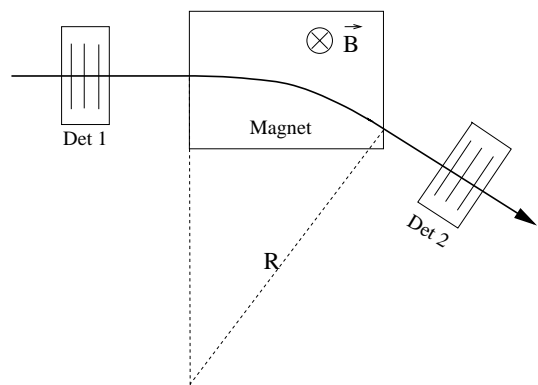


Abbildung 3.19:

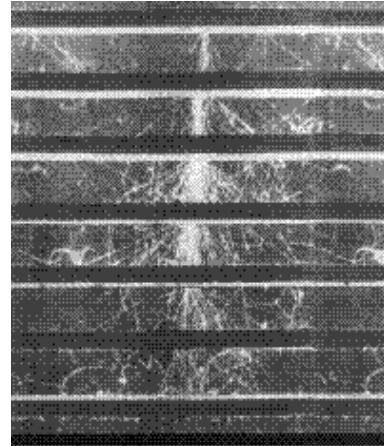
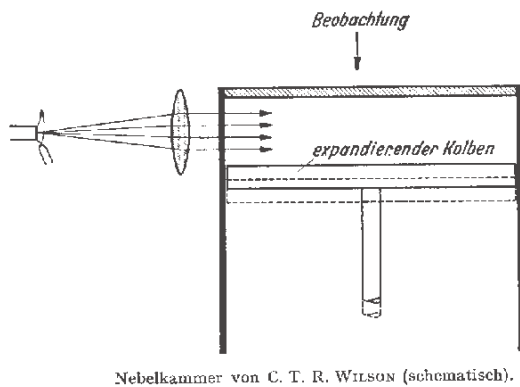


Abbildung 3.20: Prinzip einer Nebelkammer und Nebelkammeraufnahme eines elektromagnetischen Schauers, der von Bleiplatten ausgelöst wird.

Zum Beispiel: BEBC = Big European Bubble Chamber, \varnothing 3.7 m, Wasserstoff bei 26°K, $p = 5\text{-}20$ bar.

2. **Photoemulsionen:** Ionisierende Spuren hinterlassen in photosensitiven Schichten nach der Entwicklung eine Schwärzung (Abb. 3.28). Häufig werden Stapel von Photoemulsionen benutzt. Die mikroskopische Auswertung erlaubt Auflösungen im μm -Bereich (sehr geeignet zur Rekonstruktion von Zerfallsvertices kurzlebiger Teilchen).
3. **Ionisationskammern:** Teilchen ionisieren ein Gasvolumen innerhalb eines Kondensators (Abb. 3.21). Die Elektronen und Ionen werden durch das angelegte Feld separiert und als Strom zwischen den Elektroden gemessen. Ionisationskammern sind nicht sensitiv auf einzelne Teilchen (1 nA entspricht etwa 10^{10} Ionisationen pro Sekunde), sondern werden als Strahlendosimeter für hohe Teilchenflüsse benutzt.

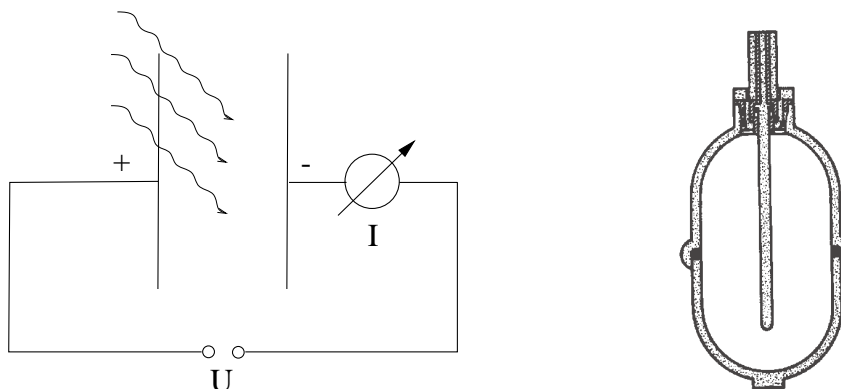


Abbildung 3.21: Prinzip einer Ionisationskammer (links) und eine Ausführung für Dosimetrie im medizinischen Bereich (rechts).

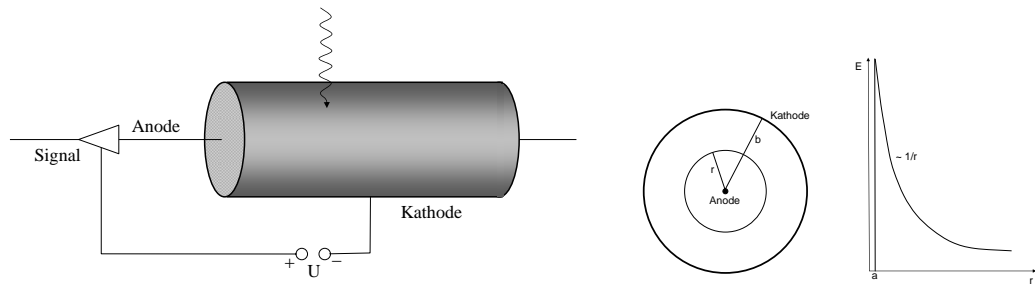


Abbildung 3.22: Prinzip eines Proportionalzählrohrs.

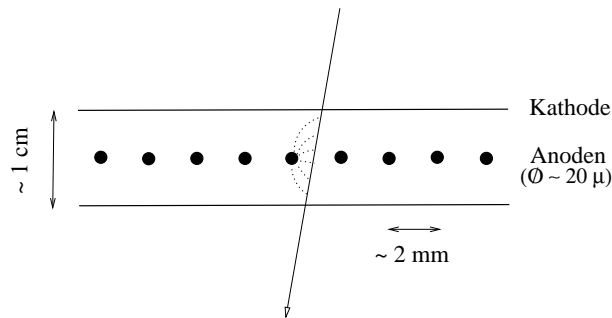


Abbildung 3.23: Prinzip einer Vieldrahtproportionalkammer.

4. **Drahtkammern:** Das Prinzip basiert auf dem **Geiger-Müller-Zählrohr** (Abb. 3.22): In einem Zylinderrohr, das mit einem speziellen Gas gefüllt ist, wird auf der Zylinderachse ein dünner Draht gespannt und zwischen Draht (Anode) und Zylinderwand (Kathode) eine hohe Spannung angelegt. In dem $1/r$ -Feld dieses Zylinderkondensators werden die Elektronen, die bei Ionisation des Gases durch Teilchen entstehen, in der Nähe des Drahtes so stark beschleunigt, dass sie Sekundärionisation machen. Es kommt zu einer Lawinenausbildung und damit zu einer Verstärkung der Ionisationsladung mit typischen Verstärkungsfaktoren von 10^4 bis 10^6 . Das ist ein Bereich, in dem die verstärkten Signale etwa proportional der primären Ionisation sind (Proportionalbereich). Höhere Verstärkungen führen erst zu einem Sättigungsverhalten (Geigerbereich) und dann zum Durchbruch.

Eine flächige Anordnung von Zählrohren führt zu der sogenannten **Vieldrahtproportionalkammer (MWPC = Multi-Wire Proportional Chamber)**: Etwa $20 \mu\text{m}$ dicke Anodendrähte sind in etwa 2 mm Abständen zwischen zwei Kathodenflächen gespannt (Abb. 3.23). Das Rastermaß von 2 mm bestimmt die räumliche Auflösung:

$$\sigma \approx 2 \text{ mm} / \sqrt{12} \approx 1 \text{ mm}. \quad (3.34)$$

Auflösungen von etwa $100 \mu\text{m}$ werden mit **Driftkammern**, einer sehr erfolgreichen Variante der MWPC, erreicht. In diesem Kammertyp (Abb. 3.24) wird die Driftzeit der Elektronen von der Entstehung bei der Ionisation bis zur Ankunft am Draht zusätzlich gemessen. Aus der Driftzeit kann der Ort genau bestimmt werden.

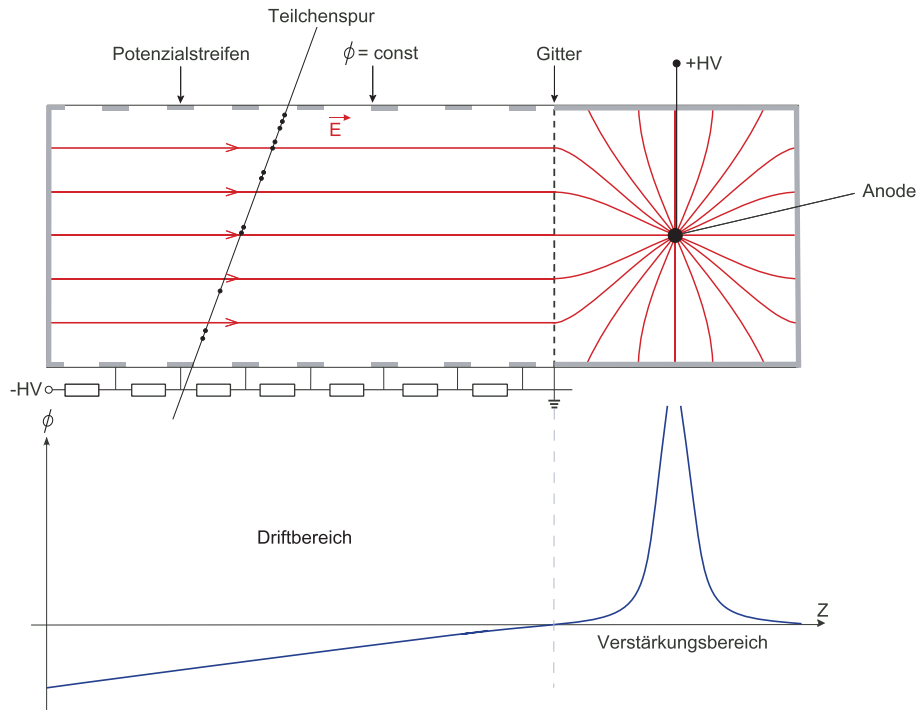


Abbildung 3.24: Prinzip einer Driftkammer: Ein geladenes Teilchen passiert den Driftraum, in dem es das Driftgas ionisiert. Die bei der Ionisation erzeugten Elektronen driften zur Anode, an der die Ankunftszeit (relativ zu einem schnellen “Triggersignal”) gemessen wird. Aus der Driftzeit wird dann der Ort der Spur berechnet. Der hier gezeigte Detektor, der zur Überwachung der Driftgeschwindigkeit entwickelt wurde, entspricht nicht unbedingt einer typischen Driftkammer, veranschaulicht aber gut das Prinzip: der Driftraum mit möglichst konstantem Driftfeld ist getrennt von dem Bereich in dem die Verstärkung stattfindet.

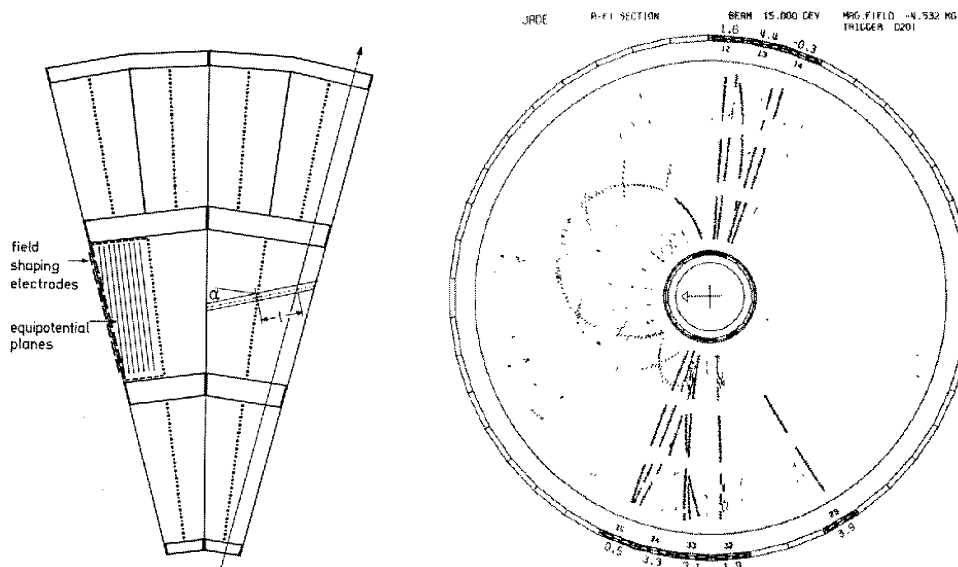


Abbildung 3.25: Links: Struktur eines Sektors der JADE-Driftkammer (‘Jetkammer’). Aus den Sektoren wird eine zylindrische Kammer zusammengesetzt. Rechts: Ein 2-Jet-Ereignis (= Quark-Antiquark-Paar) in der JADE-Driftkammer in einer Projektion senkrecht zu den kollidierenden Elektron-Positron-Strahlen.

Die prinzipielle Anordnung ist in Abb. 3.24 gezeigt: Der Driftraum befindet sich zwischen den Potentialen $-HV1$ und $+HV2$. In Experimenten an Speicherringen umgibt häufig eine zylindrische Driftkammer den Wechselwirkungspunkt (Abb. 3.25).

5. **Halbleiter-Detektoren:** Eine pn-Diode (Abb. 3.26) wird in Sperrrichtung geschaltet, was die Ausbildung einer Verarmung an Ladungsträgern im pn-Übergangsbereich bewirkt. Wenn durch Ionisation Ladungen in dieser Sperrschicht erzeugt werden, führt das zu einem Strompuls. Halbleiter-Zähler werden in

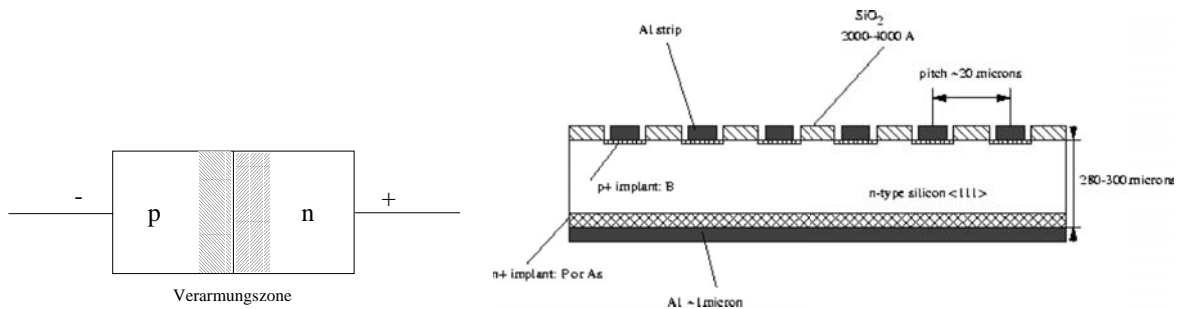


Abbildung 3.26: Links: Halbleiterdiode (in Sperrrichtung betrieben); Rechts: Querschnitt durch einen Silizium-Streifen-Detektor.

der Kernphysik vor allem für Energiemessungen benutzt. In der Teilchenphysik werden Dioden mit Streifensegmentierung zur Ortsauflösung (etwa $6 \mu\text{m}$) eingesetzt (**Silizium-Streifendetektoren**).

6. **Szintillationszähler:** In diesen Detektoren wird die durch die Ionisation erzeugte Ladung in Szintillationslicht umgewandelt. Es gibt zwei wichtige Anwendungsgebiete: a) Anorganische Szintillationskristalle zur präzisen Energiemessung von Elektronen und Photonen (z.B. mit NaJ- und CsJ-Kristallen). b) Organische Szintillatoren mit Zeitauflösungen im Bereich von Nanosekunden werden zur Erzeugung schneller Triggersignale eingesetzt. Diese Zähler sind meistens als Platten von einigen Millimetern Dicke ausgelegt; das Licht wird über einen Lichtleiter auf die Photokathode einer Photovervielfacherröhre geleitet (Abb. 3.27).

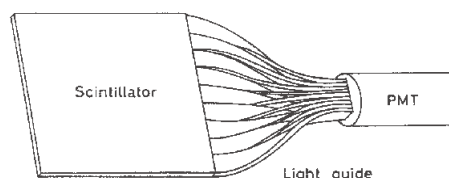


Abbildung 3.27: Typische Anordnung eines Szintillationszählers: Szintillatorplatte, Lichtleiter, Photovervielfacherröhre.

Teilchenidentifikation

Um Teilchen zu identifizieren, mißt man charakteristische Eigenschaften des Teilchens. Zum Beispiel kann die Masse durch unabhängige Messungen von Impuls und Geschwindigkeit bestimmt werden. Die Impulsmessung erfolgt durch Ablenkung in einem Magnetfeld und Nachweis mit einem ortsauflösenden Detektor. Für die Bestimmung der Geschwindigkeit geben wir im folgenden drei Methoden an:

1. **Ionisationsmessungen** (dE/dx) zum Beispiel in Szintillatoren oder Driftkammern ergeben für einen festen Impuls Unterschiede in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit (siehe Abbildungen 3.8 und 3.28)

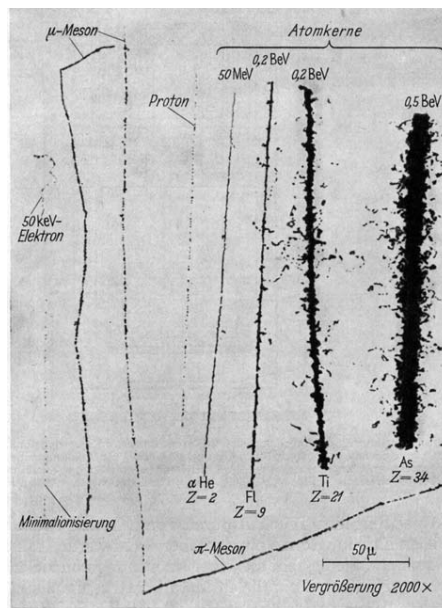


Abbildung 3.28: Energieverlust durch Ionisation: Spuren von Teilchen mit unterschiedlichen Massen und Energien in einer Photoplatte.

2. **Laufzeitmessungen:** Die Flugzeit zwischen zwei Detektoren (TOF = ‘time-of-flight’) ergibt direkt die Geschwindigkeit. Zum Beispiel ist die Flugzeit zwischen zwei Szintillationszählern im Abstand von 2 m für π , K , p mit jeweils einem Impuls von 500 MeV/c entsprechend 6.2 ns, 8.5 ns, 12.7 ns (das Licht braucht dafür 6 ns). Mit Plastiksintillationszählern läßt sich eine Zeitauflösung von optimal etwa 100 ps erreichen.
3. **Cherenkov-Effekt:** Wenn ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit β in einem Medium mit Brechungsindex n schneller ist als das Licht, das heißt (c_0 ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit)

$$c = c_0/n \leq \beta \cdot c_0, \quad (3.35)$$

dann strahlt das Teilchen unter einem Winkel θ sogenannte Cherenkov-Strahlung ab. Der Winkel ist gegeben durch (siehe Abb. 3.29):

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}. \quad (3.36)$$

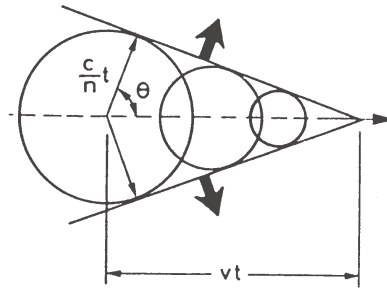


Abbildung 3.29: Ausbildung der Cherenkov-Strahlung.

Aus der Bedingung, dass der Kosinus ≤ 1 sein muß, folgt die Schwelle, ab der Cherenkov-Strahlung entsteht:

$$\frac{1}{n} \leq \beta \quad (3.37)$$

Mit Schwellen-Cherenkov-Detektoren diskriminiert man zwischen zwei Teilchensorten (zum Beispiel zwischen Elektronen und Pionen) indem man die Schwelle für den interessanten Impulsbereich zwischen die β 's der beiden Teilchensorten legt. Mit einem Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH) mißt man direkt die Winkel θ über die Ringöffnungen.

Der Cherenkov-Effekt wird auch nur zum Nachweis von Teilchen eingesetzt, zum Beispiel werden hochenergetische kosmische Strahlen über das Cherenkov-Licht, das sie in Luft, Wasser oder Eis erzeugen, nachgewiesen.

3.3.2 Messung der Energie von Elektronen und Photonen

Die Energie der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen Elektron und Photon wird durch Aufschauern in Absorbermaterial mit hohem Z , wie Blei, Wolfram oder Uran, bestimmt. Detektoren, die zur Energiemessung die Teilchen total absorbieren, nennt man Kalorimeter.

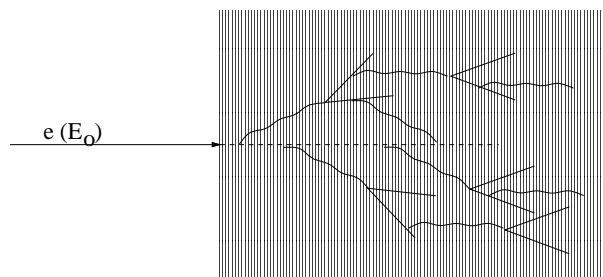


Abbildung 3.30: Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers als Abfolge von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen.

Ein hochenergetischer elektromagnetischer Schauer (Abb. 3.20) entwickelt sich als eine Abfolge von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen (beides proportional zu Z^2). Ein auf den Absorber auftreffendes Elektron (Abb. 3.30) strahlt ein

Photon ab, das Photon bildet ein Elektron-Positron-Paar, die dann auch wieder abstrahlen usw. Der Prozess geht etwa so lange, bis alle Elektronen die kritische Energie E_k (siehe Abschnitt 3.2.3) erreicht haben und dann im wesentlichen durch Ionisation die Energie abgeben. Die Ionisation der Schauerteilchen wird schließlich gemessen. Für die Messung der Ionisation gibt es verschiedene Techniken, häufig trennt man das AuslesemEDIUM von dem Absorber, zum Beispiel bei einer Blei-Szintillator-Sandwich-Anordnung. Szintillierende Kristalle (z.B. Na J, Cs J) sind Absorber und AuslesemEDIUM gleichzeitig.

Die Anzahl der Schauerteilchen läßt sich zu

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_k} \quad (3.38)$$

abschätzen. In einem einfachen Modell nimmt man an, dass sich nach einer Strahlungslänge x_0 die Teilchenanzahl jeweils verdoppelt. Dann hat man am Ende des Schauers nach n Strahlungslängen 2^n Teilchen mit der Energie E_k . Daraus lässt sich dann die notwendige Anzahl n von Strahlungslängen des Detektors berechnen:

$$E_0 = 2^n E_k \Rightarrow n \ln 2 = \ln \frac{E_0}{E_k} \quad (3.39)$$

Wegen des exponentiellen Aufspaltens im Schauer wächst deshalb die Schauertiefe t (und damit die notwendige Detektorgröße) nur logarithmisch mit der Energie:

$$t_{max} \sim \ln E_0/E_k \quad (3.40)$$

Die Längeneinheit ist die Strahlungslänge x_0 . Da die Anzahl der Schauerteilchen N proportional zur Energie ist, der Fehler von N aber \sqrt{N} ist, ergibt sich:

$$N \sim E \quad \Rightarrow \quad \sigma_E \sim \sqrt{E} \quad \Rightarrow \quad \frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.41)$$

Der relative Fehler wird also mit steigender Energie kleiner. Bei magnetischen Messungen des Impulses steigt er dagegen mit der Energie an (weil die Krümmung immer geringer wird). Deshalb sind bei Energien oberhalb von etwa 10 bis 20 GeV auch bei geladenen Teilchen nur noch ‘kalorimetrische’ Messungen möglich.

3.3.3 Messung der Energie von Hadronen

Auch die Energien von Hadronen können in Schauerdetektoren (Kalorimetern) gemessen werden. In diesem Fall sind die Reaktionen Kernwechselwirkungen. Die charakteristische Länge ist die nukleare Wechselwirkungslänge λ , die man wie die Strahlungslänge tabelliert findet (Tab. 3.5, [34]). Da hadronische Wirkungsquerschnitte die Größenordnung der geometrischen Kernquerschnitte haben, die proportional zu $A^{2/3}$ skalieren², sind bei gegebener Dichte Schauermaterialien mit leichteren Kernen bevorzugt.

Im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern sind hadronische Schauer irregulärer, zeigen größere Fluktuationen und sind auch schwieriger zu simulieren. Zum

²Wegen der kurzen Reichweite der Kernkräfte ist die Kerndichte konstant und das Kernvolumen proportional zur Massenzahl A und damit der Radius proportional zu $A^{1/3}$.

Tabelle 3.5: Strahlungslängen und nukleare Wechselwirkungslängen.

| Material | Z | A | ρ [g/cm ³] | x_0 [cm] | λ [cm] |
|----------|-----|-------|-----------------------------|------------|----------------|
| Al | 13 | 27.0 | 2.70 | 8.90 | 39.41 |
| Fe | 26 | 55.8 | 7.87 | 1.76 | 16.76 |
| Cu | 29 | 63.5 | 8.96 | 1.43 | 15.06 |
| Pb | 82 | 207.2 | 11.35 | 0.56 | 17.09 |

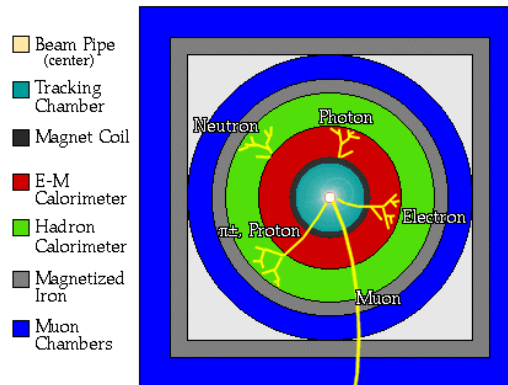


Abbildung 3.31: Schematische Darstellung des Lagenaufbaus eines typischen Detektors in einem Collider-Experiment (links) und einem 'fixed target' Experiment (rechts). beginnend mit Lagen geringer Dichte (wenig Streuung und Absorption), über die Energiemessung elektromagnetischer und hadronischer Teilchen in absorbierenden Kalorimetern bis zu den äussersten Detektoren zum Nachweis der durchdringenden Myonen. In dem Querschnitt des Collider-Detektors (links) ist auch noch eine Spule zur Erzeugung eines Solenoid-Feldes (senkrecht zur Bildebene und ein Eisenjoch zur Zurückführung des Magnetflusses, gezeigt).

Beispiel kann der Anteil der Energie, der in Photonen auftritt und dann elektromagnetisch aufschauert, stark schwanken. Man bemüht sich deshalb, die Signale für elektromagnetische und hadronische Schauer möglichst gleich zu machen.

In Hochenergie-Experimenten sind Hadronkalorimeter notwendig zur genauen Vermessung von Quark- und Gluon-Jets.

3.3.4 Beispiele von Detektoren für Teilchenexperimente

Abbildung 3.31 zeigt den schematischen Aufbau typischer Collider- und 'fixed target' Experimente. Charakteristisch ist die Zwiebschalenstruktur: von innen nach außen nimmt die Dichte der Materialien zu. Innen möchte man möglichst ungestört Spuren vermessen, weiter außen werden die kalorimetrischen Messungen, bei denen die Teilchen absorbiert werden, gemacht. Die einzigen geladenen Teilchen, die diese Absorber durchdringen können, sind Myonen, die dann auch durch diese Eigenschaft identifiziert werden können.

Als Beispiele für komplette Detektoreneinstellungen, in denen verschiedene Nachweismethoden für Teilchen eingesetzt werden, werden zwei typische Experimente an Beschleunigern gezeigt:

- ein typisches Speicherring-Experiment: ALEPH am Elektron-Positron-Speicherring LEP,
- ein ‘fixed target’ Experiment: HERA-B am Protonenstrahl des HERA-Ringes.

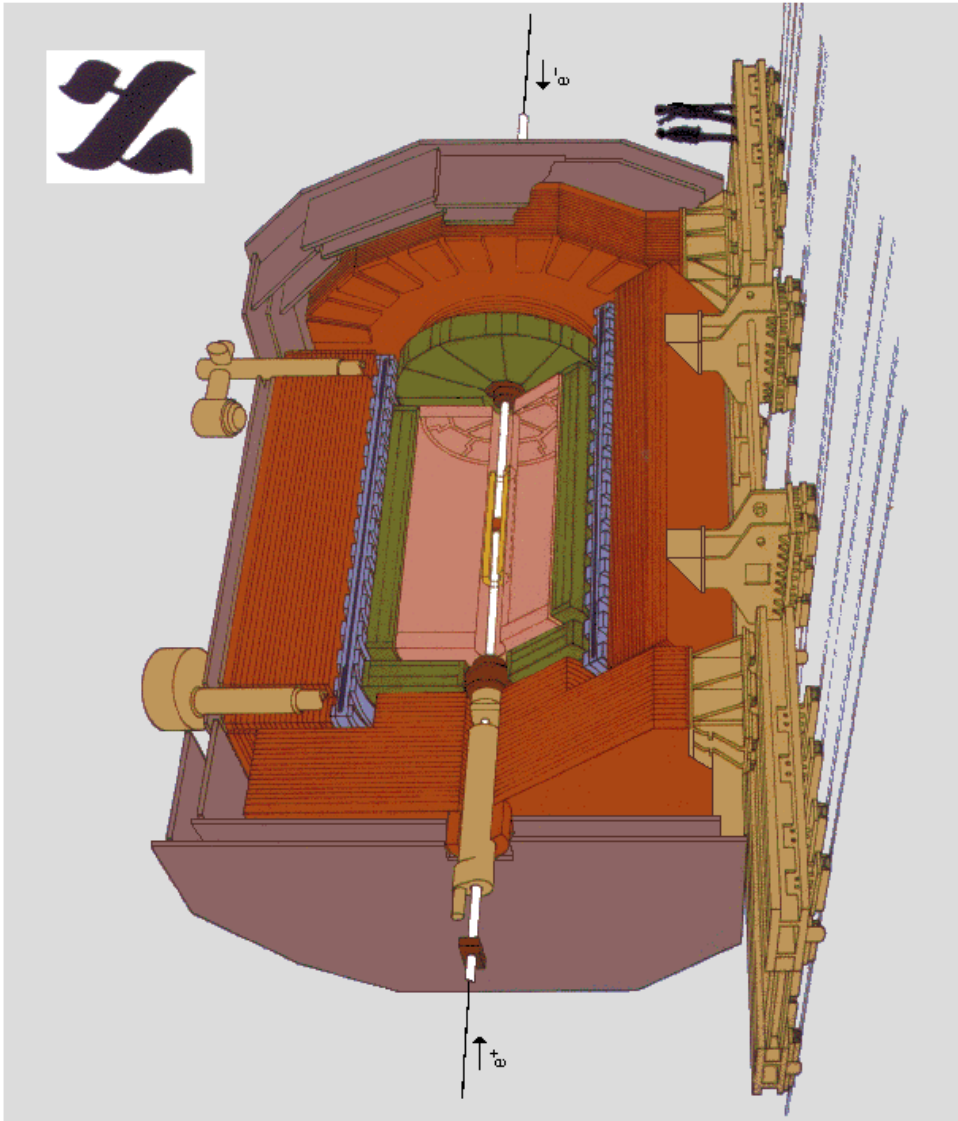
Der **ALEPH-Detektor** (Abb. 3.32) hat, wie die meisten Speicherring-Detektoren, eine näherungsweise zylindrische Anordnung, mit der möglichst der gesamte Raumwinkel abgedeckt wird (‘ 4π -Detektor’). Sehr nahe am Strahlrohr ist ein Silizium-Streifendetektor zur genauen Messung sekundärer Zerfallsvertices installiert. Es folgen Spurkammern zur Vermessung geladener Teilchen. Supraleitende Stromspulen erzeugen in dem Spurkammervolumen ein solenoidales Magnetfeld (parallel zum Strahl). Nach außen folgen ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter und schließlich wird alles von einem Muon-Detektor abgeschlossen. Hochenergetische Muonen haben eine hohe Durchdringungsfähigkeit und passieren alle Detektorschichten, weil sie keine starke Wechselwirkung haben und auch nicht wie Elektronen stark abstrahlen.

Der **HERA-B-Detektor** (Abb. 3.33) hat eine vorwärts gerichtete Anordnung. Es ist ein ‘fixed target’ Experiment, bei dem das Target ein dünner Draht ist, der in den Halo des HERA-Protonenstrahls gefahren wird. Die Reaktionsprodukte gehen im wesentlichen in einen Vorwärtskegel mit einem halben Öffnungswinkel von etwa 250 mrad. Die Detektorkomponenten sollen diesen Raumwinkel abdecken. Die Abfolge der Komponenten ist ähnlich dem ALEPH-Detektor: Ein Silizium-Vertexdetektor ist noch in der gleichen Vakuumkammer wie das Target installiert; es folgen Spurenkammern; die Impulsbestimmung erfolgt durch Ablenkung in einem Dipolfeld; der Cherenkov-Detektor (‘RICH’) zur genauen Pion-Kaon-Trennung ist eine Spezialität dieses Experimentes; es folgen ein elektromagnetisches Kalorimeter und am Ende Muon-Kammern.

Sehr wichtig sind in modernen Hochenergie-Experimenten die elektronische Signalverarbeitung (mit bis zu etwa 10^8 Auslesekanälen bei LHC-Experimenten) und die Datenerfassung. Die wesentlichen Fortschritte sind in den letzten Jahren auf diesem Gebiet erzielt worden.

Andere Detektortypen: Für spezielle Anwendungen gibt es sehr unterschiedliche Detektoren. Beispiele sind Neutrinodetektoren, die wegen der sehr schwachen Wechselwirkung der Neutrinos mit Materie sehr große sensitive Volumina erfordern. Wir werden auf solche Spezialdetektoren bei den entsprechenden Themen zurückkommen.

- Vertex Detector
- Inner Tracking Chamber
- Time Projection Chamber
- Electromagnetic Calorimeter
- Superconducting Magnet Coil
- Hadron Calorimeter
- Muon Chambers
- Luminosity Monitors



The ALEPH Detector

Abbildung 3.32: Aufgeschnittene Ansicht des ALEPH-Detektors.

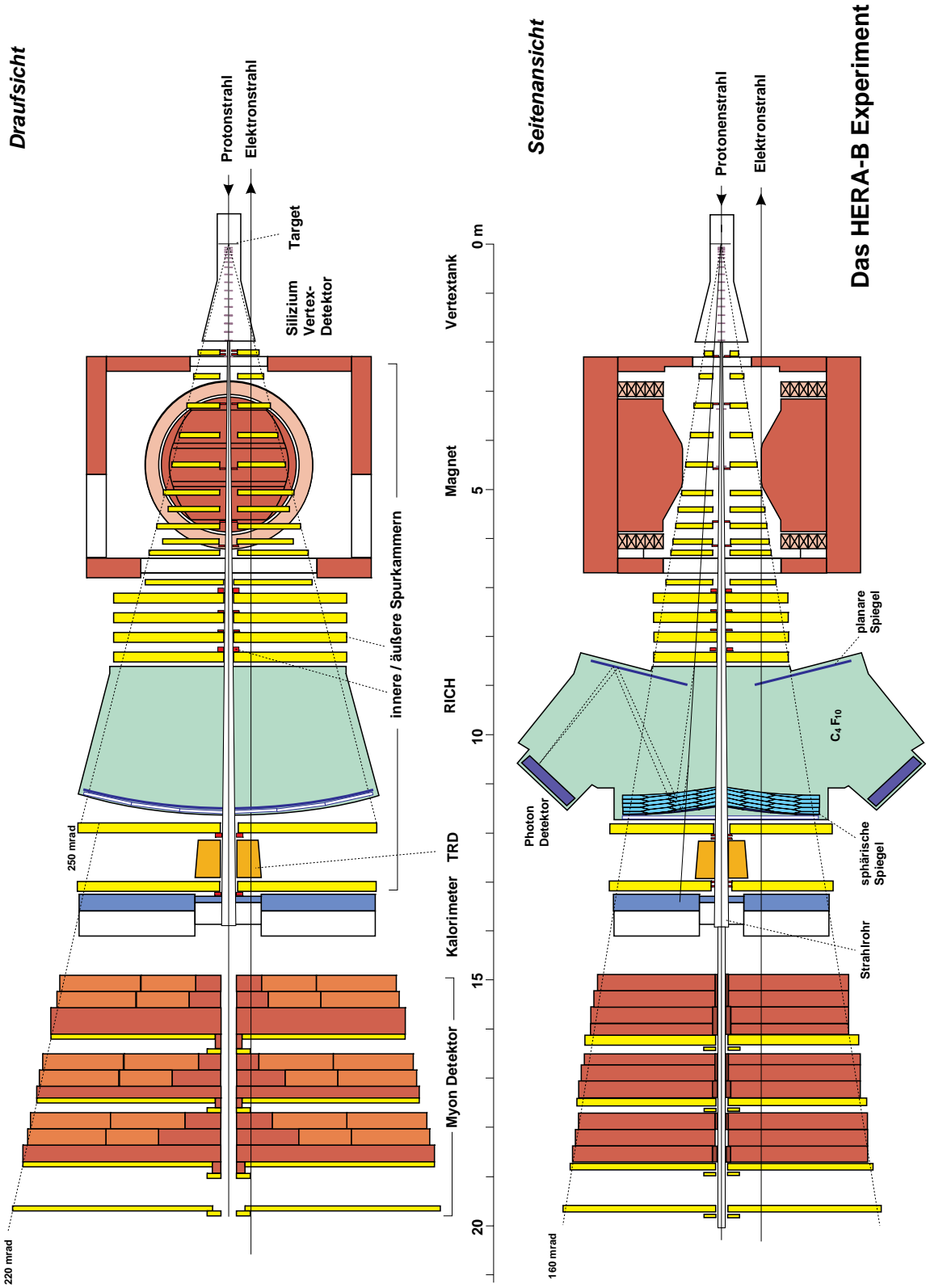


Abbildung 3.33: Schnittbilder des HERA-B-Detektors.