



6. Kalorimeter

Detektoren in der Hochenergiephysik
Univ.Doz.DI.Dr. Manfred Krammer
Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien

6. Kalorimeter

Inhalt



6.1 Allgemeine Grundlagen

6.1.1 Homogene Kalorimeter

6.1.2 Sampling-Kalorimeter

6.1.3 Energieauflösung Allgemein

6.2 Elektromagnetische Kalorimeter

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

6.2.2 Energieauflösung

6.3 Hadron-Kalorimeter

6.3.1 Hadronische Schauer

6.3.2 Signale der individuellen
Schauerkomponenten

6.3.3 Kompensation

6.3.4 Energieauflösung

6.3.5 Linearität

6.4 Beispiele für Kalorimetersysteme

6.1 Allgemeine Grundlagen

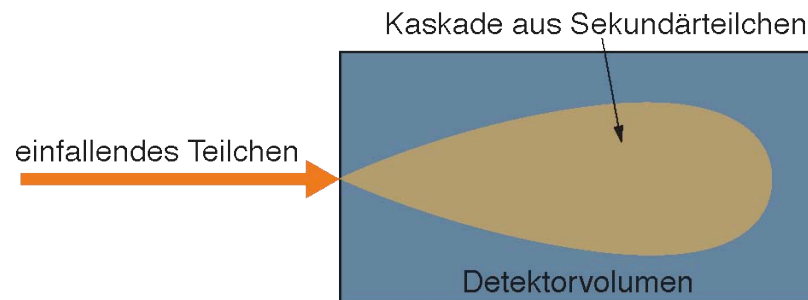
Funktionsprinzip – 1



- ★ In der Hochenergiephysik versteht man unter einem Kalorimeter einen **Detektor, welcher die zu analysierenden Teilchen vollständig absorbiert**. Dadurch kann die Einfallenergie des betreffenden Teilchens gemessen werden.
- ★ Die allermeisten Kalorimeter sind überdies **positionssensitiv** ausgeführt, um die Energiedeposition ortsabhängig zu messen und sie beim gleichzeitigen Durchgang von mehreren Teilchen den individuellen Teilchen zuzuordnen.
- ★ Ein einfallendes Teilchen initiiert innerhalb des Kalorimeters einen **Teilchenschauer** (eine Teilchenkaskade) aus Sekundärteilchen und gibt so sukzessive seine ganze Energie an diesen Schauer ab.

Die Zusammensetzung und die Ausdehnung eines solchen Schauers hängen von der Art des einfallenden Teilchens ab (e^\pm , Photon oder Hadron).

Bild rechts: Grobes Schema eines Teilchenschauers in einem (homogenen) Kalorimeter



6.1 Allgemeine Grundlagen

Funktionsprinzip – 2



- ★ Die Energie eines einfallenden Teilchens kann in vielerlei Form deponiert werden, z.B. als:
 - Wärme (daher der ursprüngliche Name Kalorimeter)
 - Ionisation
 - Anregung von Atomen
 - Čerenkovlicht
 - ...
- ★ Je nach Art des Kalorimeters wird eines dieser Signale gemessen und zur Energiebestimmung verwendet.
- ★ Für ein brauchbares Kalorimeter muß gelten:
Signal (z.B. Ionisation) \propto deponierter Energie = Teilchenenergie

6.1 Allgemeine Grundlagen

Vorteilhafte Charakteristika von Kalorimetern – 1



Kalorimeter sind unverzichtbare Komponenten eines jeden Gesamtdetektors in der Hochenergiephysik. Die Gründe dafür sind unter anderem:

- ★ In Kalorimetern kann auch von *neutralen Teilchen* die Energie und die Spurrichtung gemessen werden.
- ★ Kalorimeter basieren auf einem statistischen Prozess: Ein Teilchen erzeugt im Mittel N Sekundärteilchen, wobei N proportional zur Energie des primären Teilchens ist. Die Energieauflösung ist durch statistische Fluktuationen von N dominiert. *Die relative Energieauflösung wird daher mit zunehmender Teilchenenergie besser.*
- ★ Die *Dicke* eines Kalorimeters, die nötig ist, um ein Teilchen völlig zu stoppen, *steigt nur mit dem Logarithmus der Teilchenenergie.*

6.1 Allgemeine Grundlagen

Vorteilhafte Charakteristika von Kalorimetern – 2



- ★ Die Unterschiede in den erzeugten Teilchenschauern können zur **Identifikation der Primärteilchen** verwendet werden.
- ★ **Kalorimeter sind wichtige Detektoren für schnelle Trigger.**
Innerhalb von minimal 10 ns stehen Informationen über Teilchenenergie, Spurrichtung, Topologie des Ereignisses und eventuell fehlende Energie (Neutrinos) zur Verfügung.

Speziell die Triggermöglichkeiten machen Kalorimeter zu einer der wichtigsten Detektorarten bei Experimenten an bestehenden und zukünftigen Hadron-Collidern. Insbesondere bei hochenergetischen Hadronkollisionen müssen die interessanten Ereignisse aus einer Vielzahl von Ereignissen herausgefiltert werden.

6.1 Allgemeine Grundlagen

Grundlegende Kalorimeterarten



- ★ In Detektorsystemen finden sich meist die sogenannten **elektromagnetischen Kalorimeter**, welche zur Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen dienen, und die **Hadron-Kalorimeter** als getrennte Subdetektoren.
- ★ **Bei gleicher Primärenergie dringen durch Hadronen ausgelöste Schauer viel tiefer in Materie ein als sogenannte elektromagnetische Schauer (durch e^\pm oder γ ausgelöst).** Daher befinden sich, vom primären Wechselwirkungspunkt her kommend, zuerst die em. Kalorimeter und dahinter die Hadron-Kalorimeter. Elektronen, Positronen und Photonen werden bereits im em. Kalorimeter völlig absorbiert. Hadronen hingegen durchdringen ein em. Kalorimeter und können im nachfolgenden Hadron-Kalorimeter, wo sie dann auch gestoppt werden, nachgewiesen werden.

-
- ★ Von der Bauweise her wird prinzipiell unterschieden in:

Homogene Kalorimeter und **Sampling-Kalorimeter**

6.1.1 Homogene Kalorimeter



- ★ In homogenen Kalorimetern wird für das gesamte Detektorvolumen ein **Material** hoher Dichte gewählt, welches **gleichzeitig als Absorber und als Quelle für das Detektorsignal** dient.

Signal	Material
Szintillationslicht	BGO, BaF ₂ , CeF ₃
Čerenkovlicht	Bleiglas
Ionisation	verflüssigte Edelgase (Ar, Kr, Xe), in der Kernphysik auch Germanium

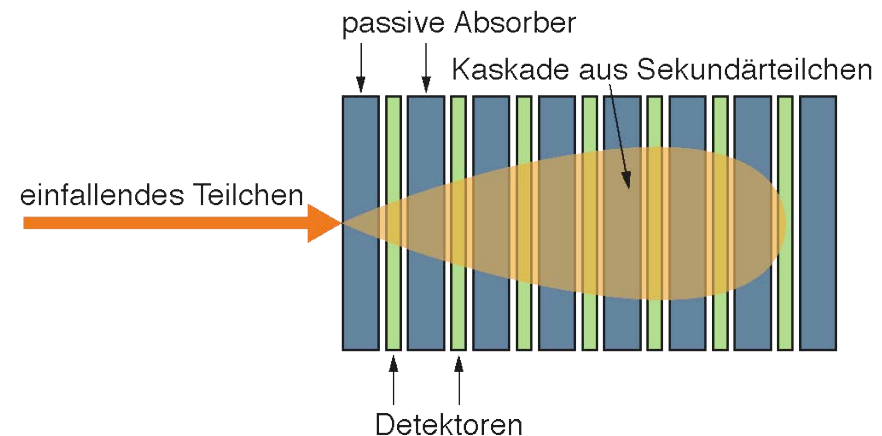
- ★ Vorteil: Homogene Kalorimeter erzielen die **bestmögliche Energieauflösung**.
- ★ Nachteil: **Teuer**.
- ★ Homogene Kalorimeter werden **ausschließlich für elektromagnetische Kalorimeter** verwendet (d.h. zu Energiemessung von e[±] und Photonen).

6.1.2 Sampling-Kalorimeter

Prinzip



- ★ In Sampling-Kalorimetern wechseln sich Schichten aus passivem Absorbermaterial (= “Konverter”) und aktivem Detektormaterial ab. Die klassische Bauform ist das sogenannte Sandwich-Kalorimeter, in welchem Absorber und Detektoren im Prinzip als (ebene) Platten vorliegen.
- ★ Als **Absorber** werden Materialien hoher Dichte verwendet, z.B.:
 - Fe
 - Pb
 - U
- ★ Als **aktive Detektoren** verwendet man üblicherweise:
 - Plastik-Szintillatoren
 - Silizium-Detektoren
 - Flüssig-Ionisationskammern
 - Gas-Detektoren



Grobes Schema eines Teilchenschauers in einem Sampling-Kalorimeter in “Sandwich”-Form.

6.1.2 Sampling-Kalorimeter

Vor- und Nachteile



★ Vorteile:

- Durch Trennung der aktiven und passiven Schichten kann man sowohl für den Absorber als auch für die aktiven Detektorbereiche das jeweils verwendete **Material optimal an die unterschiedlichen Anforderungen anpassen**.
- Die Verwendung von Absorbern hoher Dichte (ohne Rücksicht auf ihre Eigenschaften als Detektormaterial nehmen zu müssen) ermöglicht den Bau von sehr **kompakten Kalorimetern**.
- Bereiche mit passiven Absorbern machen den gesamten Detektor erheblich **billiger** als entsprechende homogene Kalorimeter.

★ Nachteile:

- **Nur ein geringer Teil der Teilchenenergie wird in den aktiven Detektoren deponiert**, üblicherweise einige Prozent (bei Gas-Detektoren nur $\approx 10^{-5}$).
- Dadurch wird die **Energieauflösung deutlich schlechter** als für homogene Kalorimeter (“Sampling-Fluktuationen”).

6.1.2 Sampling-Kalorimeter

Verschiedene Arten von Sandwich-Kalorimetern

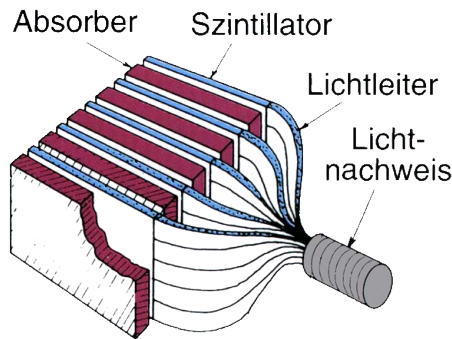


Bild links: Die aktiven Bereiche bestehen aus Szintillatoren, das Signal wird über Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen.

Bild rechts: Analog zum linken, allerdings fungiert der Lichtleiter hier gleichzeitig als Wellenlängenschieber.

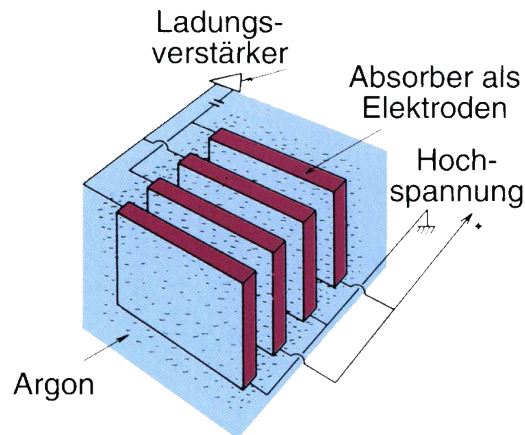
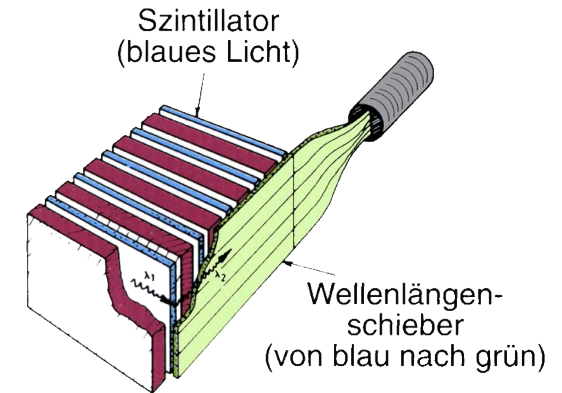
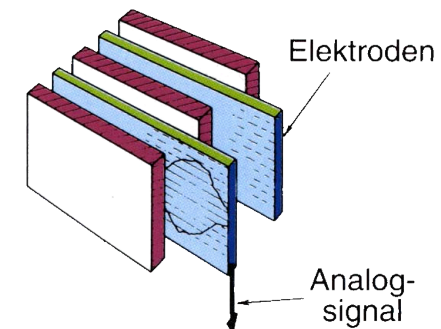


Bild links: Das aktive Detektormedium ist flüssiges Argon, die in die Flüssigkeit eingebetteten Absorber dienen als Elektroden.

Bild rechts: Zwischen den Absorberplatten befinden sich Ionisationskammern (gas- oder flüssigkeitsgefüllt).



Quelle aller Bilder: W. Lucha, M. Regler, *Elementarteilchenphysik*, Verlag Paul Sappi, 1997

6.1.3 Energieauflösung

Allgemeines, Beiträge



Die Energieauflösung von em. Kalorimetern wird von mehreren Beiträgen bestimmt. Die wichtigsten für **homogene Kalorimeter** sind:

- ★ “Intrinsische” Auflösung des Detektors
- ★ Photoelektron-Statistik im Detektor
- ★ “Leakage” (Schauerverluste)

Weiters gibt es noch Beiträge von Kalibrationsfehlern, ungleichförmiger Signalantwort, etc.

In **Sampling-Kalorimetern** kommen noch folgende Beiträge dazu:

- ★ Sampling-Fluktuationen
- ★ Landau-Fluktuationen
- ★ Spurlängen-Fluktuationen

6.1.3 Energieauflösung

Intrinsische Auflösung



Für ein ideales, räumlich unbegrenztes, homogenes Kalorimeter wird die Energieauflösung nur durch statistische Fluktuationen der Schauerteilchenanzahl N bestimmt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sigma(N)}{N} \approx \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

σ ... Standardabweichung
 E ... Einfallsenergie

Die maximal erzeugbare Anzahl an detektierbaren Teilchen ist gegeben durch:

$$N_{\max} = E/\eta$$

Dabei ist E die Energie des primären Teilchens und η die **Schwellwertenergie** des Detektors, d.h. die minimale Energie, die zur Erzeugung eines detektierbaren Sekundärteilchens nötig ist.

Beispiele für Schwellwertenergien:

- Siliziumdetektoren: $\eta \approx 3.66$ eV
- Gasdetektoren: $\eta \approx 30$ eV
- Plastikszintillatoren: $\eta \approx 100$ eV

6.1.3 Energieauflösung

Photoelektron-Statistik



Bei Detektoren, welche die Energiedeposition über die entstandenen Photonen messen, tragen **Ineffizienzen bei der Umwandlung der detektierten Photonen** in ein letztendlich von der Ausleseelektronik verwertbares elektrisches Signal zum Meßfehler bei.

Sei N_{pe} die Anzahl der erzeugten Photoelektronen, so läßt sich dieser Beitrag zur Energieauflösung schreiben als:

$$\frac{\sigma(N_{pe})}{N_{pe}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{pe}}}$$

Diese Art von Meßfehler ist für alle lichterzeugenden Detektoren, wie z.B. Szintillatoren oder Čerenkovzähler von Bedeutung.

Wesentlich ist dabei die Quanteneffizienz des in Kombination mit dem jeweiligen lichterzeugenden Medium verwendeten Photodetektors (also Photomultiplier, Avalanche-Photodiode, etc.).

Natürlich spielen aber auch eventuelle Übertragungsverluste (z.B. durch Lichtleiter oder Wellenlängenschieber) eine Rolle.

6.1.3 Energieauflösung Leakage



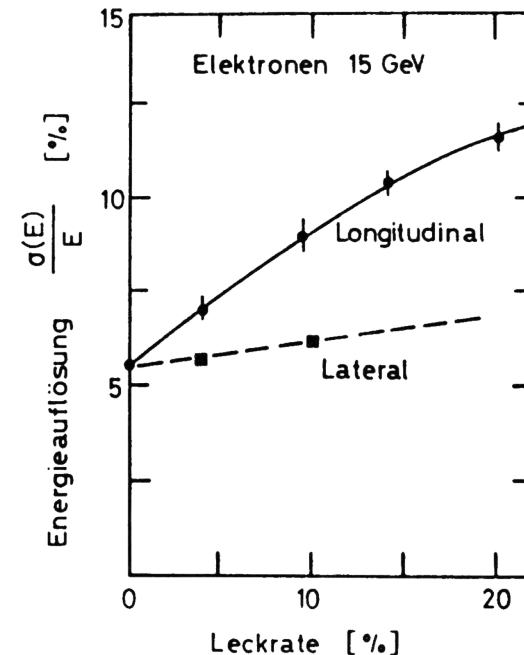
Reale Kalorimeter haben klarerweise nur ein endliches Volumen. Dadurch kann es vorkommen, daß die entstandene **Teilchenkaskade nicht vollständig im Detektor enthalten** ist.

Energieauflösung unter Berücksichtigung longitudinaler Leakage-Effekte:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{f=0} \cdot [1 + 2f\sqrt{E}]$$

f ... Bruchteil der longitudinal verlorenen Energie

Einfluß longitudinaler und transversaler Leckverluste auf die Energieauflösung. (15 GeV e^- , Marmor-Kalorimeter der CHARM-Kollaboration)



Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

6.1.3 Energieauflösung

Sampling-Fluktuationen – 1



Neben den in homogenen Kalorimetern auftretenden Schwankungen kommen in Sampling-Kalorimetern noch weitere Meßfehler hinzu welche die Energieauflösung verschlechtern.

Ein wichtiger Beitrag stammt von den sogenannten Sampling-Fluktuationen. Sie entstehen dadurch, daß in einem Sampling-Kalorimeter nur jener Teil der em. Kaskade gemessen werden kann, der in den aktiven Detektorschichten Energie abgibt. Die **Aufteilung des Energieverlustes zw. Absorber- und Detektorlagen variiert allerdings von Ereignis zu Ereignis**, was die besagten Fluktuationen hervorruft.

Die Anzahl jener geladenen Schauerteilchen welche in einem Sampling-Kalorimeter die aktiven Detektorschichten durchqueren läßt sich nach einem einfachen Modell von W. Heitler (1953) wie folgt abschätzen:

$$N_{\text{det}} = \frac{t_{\text{total}}}{t_{\text{abs}}} = \frac{E}{E_c t_{\text{abs}}} = \frac{E}{\Delta E}$$

t_{total} ... totale Spurlänge: $t_{\text{total}} = E/E_c$;

t_{abs} ... Dicke einer Absorberlage

E_c ... kritische Energie;

E ... Einfallenergie des primären Teilchens

ΔE ... mittlerer Energieverlust in einer Absorberlage

6.1.3 Energieauflösung

Sampling-Fluktuationen – 2



Die Verschlechterung der Energieauflösung kommt durch statistischen Fluktuationen von N_{det} zustande:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{sampling}} \approx \frac{\sqrt{N_{\text{det}}}}{N_{\text{det}}} = \sqrt{\frac{E_c t_{\text{abs}}}{E}} = \sqrt{\frac{\Delta E}{E}}$$

Hierbei ist aber noch nicht das reale Ansprechverhalten des Detektors berücksichtigt.

Eine für viele heute verwendeten Sampling-Kalorimeter sehr gut passende Parametrisierung, welche auch das reale Ansprechverhalten mittels der Schwellwertenergie η der aktiven Detektorbereiche in Betracht zieht, ist gegeben durch (semi-empirisch):

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{sampling}} \approx 3.2\% \cdot \sqrt{\frac{E_c [\text{MeV}] \cdot t_{\text{abs}}}{\eta \cdot E [\text{GeV}]}}$$

6.1.3 Energieauflösung

Landau-Fluktuationen



Eine weitere Quelle für energetische Fluktuationen in Sampling-Kalorimetern ist die asymmetrische Verteilung des Energieverlustes **in dünnen Detektorschichten (Landau-Verteilung statt Gauß-Verteilung)**.

Semi-empirische Formel für diesen Beitrag:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Landau}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{\text{det}}}} \cdot \frac{3}{\ln(1.3 \cdot 10^4 \cdot \delta[\text{MeV}])}$$

δ ... mittlerer Energieverlust in einer Detektorschicht

Ist der mittlere Energieverlust pro Detektorschicht sehr klein (z.B. bei Gasdetektoren) und somit die Landau-Verteilung im Detektor sehr ausgeprägt, so kann der Beitrag der Landau-Fluktuationen zur gesamten Energieauflösung signifikant werden.

6.1.3 Energieauflösung Spurlängen-Fluktuationen



Durch die **Vielfachstreuung** im Kalorimeter erhalten die Schauerteilchen eine gewisse **Winkelverteilung**.

Als erste Folge dieses Sachverhaltes ergibt sich, daß sich die von den Teilchen durchquerten Distanzen von den Absorberdicken bzw. den Dicken der Detektorschichten unterscheiden. Man muß daher in den Formeln für die Sampling- und die Landau-Fluktuationen **effektive Schichtdicken** einsetzen:

$$t_{\text{abs}} \rightarrow t_{\text{abs}} / \cos \theta.$$

Darüber hinaus variiert der tatsächliche Winkel zur Kalorimeterachse von Schauerteilchen zu Schauerteilchen. **D.h. die zurückgelegten Wege im Detektor bzw. Absorbermaterial sind von Teilchen zu Teilchen verschieden.** Dies ist die Ursache für die eigentlichen Spurlängenfluktuationen.

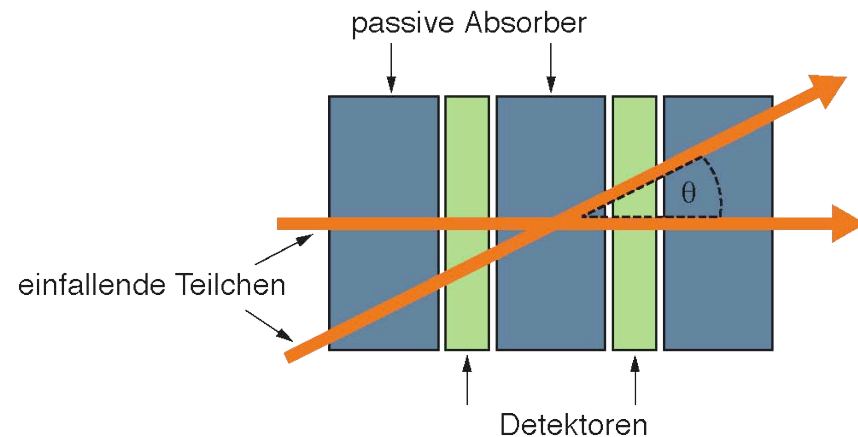


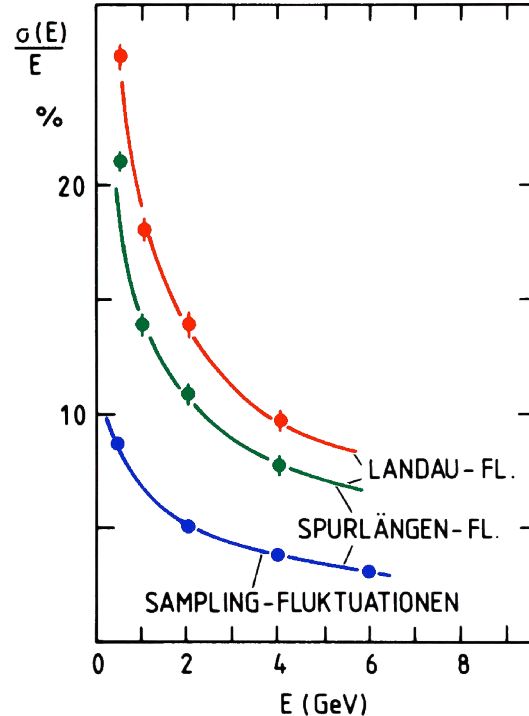
Illustration der verschiedenen Weglängen unterschiedlicher Schauerteilchen.

6.1.3 Energieauflösung

Energieauflösung im Sampling-Kalorimeter – Überblick



Berechnete Beiträge der Sampling-, Landau- und Spurlängenfluktuationen zur relativen Energieauflösung eines em. Kalorimeters aus 1 mm dicken Bleiplatten und 5 mm dicken Szintillatoren (Gesamtdicke: 12.5 Strahlungslängen):



Quelle: K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner 1992

6.1.3 Energieauflösung

Allgemeine Parametrisierung der Energieauflösung



Allgemein kann man die Energieauflösung in Summe folgendermaßen parametrisieren:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \sqrt{\left(\frac{c_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{c_2}{E}\right)^2 + c_3^2}$$

E Einfallenergie des Primärteilchens

c_1, c_2, c_3 ... Empirische, detektorbezogene Konstanten bzw. Fitparameter

Neben den bisher beschriebenen Beiträgen ($\propto E^{-1/2}$) kommt noch ein weiterer energieabhängiger Term hinzu, welcher $\propto 1/E$ ist und primär vom Rauschen der Ausleseelektronik stammt.

Weiters beeinflussen noch z.B. Ungleichförmigkeiten in der Signalantwort, Kalibrationsfehler und “tote” Detektorbereiche die Energieauflösung. Beiträge dieser Art erhöhen den konstanten Term c_3 .

Bei hohen Energien dominiert der konstante Term die Energieauflösung.

6.1.3 Energieauflösung

Beispiel



Beispiel: Der (noch nicht erfolgte) Nachweise des Higgs-Bosons.

Ein möglicher Zerfall wäre: Higgs $\rightarrow \gamma\gamma$.

Annahme: $E_\gamma \approx 500$ GeV.

Die erzeugten Photonen sollen in einem Kalorimeter mit einem konstanten Beitrag zur Energieauflösung von $c_3 = 2\%$ und einem energieabhängigen, detektorbestimmten Beitrag von 10% gemessen werden. Das Rauschen der Ausleseelektronik sei von vorneherein vernachlässigbar (nimmt außerdem mit $1/E$ ab \rightarrow nicht relevant).

Man erhält also:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \sqrt{\left(\frac{10\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (2\%)^2}$$

In diesem Beispiel ist der Beitrag des energieabhängigen Terms $\approx 0.45\%$.

\rightarrow Der konstante Term bestimmt die Auflösung.

6.2 Elektromagnetische Kalorimeter

Allgemeines



- ★ Elektromagnetische Kalorimeter dienen zur Detektion und Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen. Der Name dieses Kalorimetertyps stammt daher, daß die diese Teilchen ausschließlich über die elektromagnetische Kraft mit dem Detektor wechselwirken.
- ★ Da hochenergetische Elektronen, Positronen und Photonen im Vergleich zu hochenergetischen Hadronen bei Durchgang durch Materie relativ “rasch” in an Energie verlieren, müssen **em. Kalorimeter nicht so groß und massiv** gebaut sein wie hadronische Kalorimeter.
- **Em. Kalorimeter können sowohl als Sampling-Kalorimeter als auch als homogene Kalorimeter entwickelt werden.**
- ★ In einem Gesamtdetektor befindet sich das em. Kalorimeter — ebenfalls aufgrund der geringeren Reichweite von em. Schauern — vom primären Wechselwirkungspunkt aus gesehen **stets vor dem hadronischen Kalorimeter.**

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Prinzip



- ★ Hochenergetische Elektronen und Positronen können ihre Bewegungsenergie durch Anregung bzw. Ionisation von Atomen oder durch Bremsstrahlung, d.h. durch Abstrahlung von Photonen, verlieren. Für e^\pm mit einer Energie von über ≈ 100 MeV dominiert die Bremsstrahlung den Energieverlust.

→ e^\pm strahlen Photonen in das Detektorvolumen ab:



- ★ Hochenergetische Photonen können ihre Energie ebenfalls durch Anregung bzw. Ionisation von Atomen oder aber durch Paarerzeugung von e^\pm verlieren. Für Photonen mit einer Energie von über ≈ 100 MeV dominiert die Paarbildung den Energieverlust.

→ Photonen zerfallen im Detektorvolumen in Elektronen und Positronen:



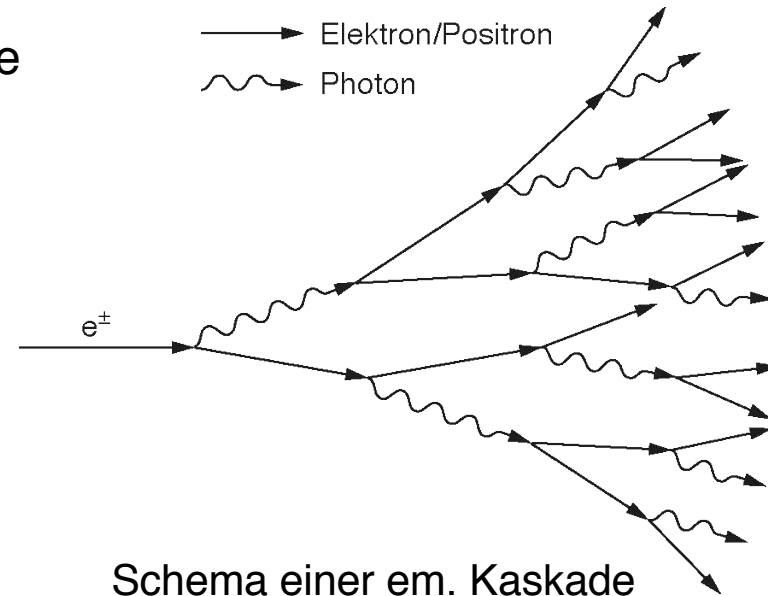
- ★ Diese beiden Prozesse führen zur elektromagnetischen Kaskade, auch em. Schauer genannt.

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Ausbildung der em. Kaskade



1. Ein einfallendes es e^- (oder e^+) emittiert via Bremsstrahlung ein Photon.
2. Das erzeugte Photon zerfällt nach einiger Zeit wieder in ein e^-e^+ -Paar. Währenddessen kann das ursprüngliche e^- ein weiteres γ emittieren. Man erhält also in dieser Stufe: $2e^- + 1e^+ + 1\gamma$.
3. Die erzeugten e^- und e^+ strahlen weitere Photonen ab, alle erzeugten γ können ihrerseits in e^-e^+ -Paare zerfallen. Man erhält so eine rasch anwachsende Zahl von e^- , e^+ und γ .
4. **Teilchenmultiplikation erfolgt bis die mittlere Energie der Schauerteilchen ungefähr auf die kritische Energie E_c abfällt.** Dann überwiegt der Energieverlust durch Ionisation/Anregung.



Ist das einfallende Teilchen ein Photon, ist der Prozess analog, allerdings beginnt in diesem Fall die Schauerbildung mit einer Paarbildung.

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Strahlungslänge X_0 , Molière-Radius ρ_M



- ★ Die räumliche Ausdehnung eines Schauers ist natürlich vom Absorbermaterial abhängig. Um eine materialunabhängige Beschreibung zu erhalten, verwendet man bei em. Schauern meist die folgenden Einheiten:
 - longitudinale Ausdehnung: Strahlungslänge X_0
 - transversale (laterale) Ausdehnung: Molière Radius ρ_M
- ★ Die **Strahlungslänge** X_0 ist jene Strecke, in der die Energie des Projektils durch Strahlungsverlust um einen Faktor $1/e$ ($\approx 63.2\%$) kleiner wird.
- ★ Der **Molière-Radius** ρ_M gibt die transversale Ablenkung von Elektronen mit der Energie E_c nach einem Weg von einer Strahlungslänge X_0 an. Es gilt:

$$\rho_M = \frac{\sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2}{E_c} = \frac{21 [\text{MeV}]}{E_c [\text{MeV}]} \cdot X_0$$

- ★ Die transversale Verbreiterung eines em. Schauers kommt primär durch Kleinwinkelstreuung der Elektronen zustande. Der Öffnungswinkel bei der Paarbildung von e^+e^- bzw. bei Abstrahlung von γ -Quanten ist hingegen vernachlässigbar gering.

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Beispiele für Strahlungslängen und Molière-Radien



Material	X_0 [cm]	ρ_M [cm]	E_c [MeV]
Fe	1.76	1.77	21–27
Pb	0.56	1.60	7.4
U	0.32	1.00	6.8
Cu	1.43	1.60	19
Al	8.90	4.68	40
W	0.35	0.92	8
Polystyrol	42.9	8.25	80–109
Ar	14	7.2	41.7
Si	9.36	5.28	37.6
BGO	1.12	2.33	10.2
H ₂ O	36.10	10.9	70

Quelle, u.a.: C. Leroy, F.-G. Rancoita, *Physics of Cascading Shower Generation and Propagation in Matter: Principles of High-Energy, Ultrahigh-Energy and Compensating Calorimetry*, Rep.Prog.Phys. **63**, 505–606 (2000)

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: Einfaches Modell – 1



Ein einfaches Modell zur (longitudinalen) Parametrisierung von em. Kaskaden in homogenen Kalorimetern wurde erstmals von **W. Heitler** und **B. Rossi** beschrieben. Es basiert auf den folgenden Annahmen:

- ★ Bei hohen Energie sind die Emissionswinkel bei der Erzeugung von e^\pm bzw. γ sehr klein, die longitudinale und die transversale Ausbreitung des Schauers können daher in guter Näherung getrennt betrachtet werden.
- ★ Jedes e^\pm mit $E > E_c$ gibt nach Durchlaufen von einer Strahlungslänge die halbe Energie an ein Bremsstrahlungsphoton ab. (Genauer: nach $0.7 X_0$)
- ★ Jedes Photon mit $E > E_c$ zerfällt nach einer Strahlungslänge in ein e^+e^- -Paar. e^+ und e^- erhalten jeweils die halber Photonenenergie. (Genauer: Nach $7/9 X_0$ werden im Mittel $(1-1/e) \approx 0.63 E$ an ein e^+e^- -Paar abgegeben.
- ★ Alle anderen Energieverluste (Ionisation/Anregung) werden für $E > E_c$ vernachlässigt.
- ★ Für $E < E_c$ kommt es zum Stop der Schauerbildung. Die restliche Energie wird über Ionisation und Anregung abgegeben.

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: Einfaches Modell – 2



Mit diesen stark approximativen Annahmen erhält man für einen von einem Teilchen mit der Anfangsenergie E_0 ausgelösten Schauer:

- ★ Gesamtzahl aller erzeugten Teilchen nach t Strahlungslängen:

$$N(t) = 2^t$$

- ★ Mittlere Energie der Schauerteilchen nach t Strahlungslängen:

$$E(t) = E_0/N(t) = E_0 \cdot 2^{-t}$$

- ★ Die maximale Zahl der Schauerteilchen wird erreicht, wenn $E(t) = E_c$ ist, also bei einer Eindringtiefe von:

$$t_{\text{peak}} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$$

Man sieht, daß die Schauerdimensionen nur logarithmisch mit E_0 steigen.

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: Einfaches Modell – 3



Weiters ergibt sich nach dem Heitler-Rossi-Modell:

- ★ Teilchenanzahl im Schauermaximum:

$$N_{\text{peak}} = 2^{t_{\text{peak}}} = 2^{\ln(E_0/E_c)/\ln 2} \approx \frac{E_0}{E_c}$$

- ★ Gesamte Spurlänge aller e^\pm im Schauer in Einheiten der Strahlungslänge:

$$t_{\text{total}} = \int_0^{t_{\text{peak}}} N(t) \cdot t_{\text{mean}} dt = \int_0^{t_{\text{peak}}} 2^t dt \approx \frac{2^{t_{\text{peak}}}}{\ln 2} = \frac{N_{\text{peak}}}{\ln 2} = \frac{E_0}{E_c \ln 2}$$

Dabei ist t_{mean} die mittlere freie Weglänge eines Schauerteilchens in Einheiten der Strahlungslänge, d.h. in diesem Modell: $t_{\text{mean}} = 1$.

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: EGS-Simulation – 1



Mit Hilfe von EGS-Simulationen* kann man genauere Beschreibungen des em. Schauerverhaltens erhalten. Auf der Basis dieser Simulationen erhält man:

- ★ Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils in einem homogenen Kalorimeter:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 t^a \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} \cdot \exp(-bt)$$

t ... Schauertiefe in Einheiten der Strahlungslänge X_0

E_0 ... Energie des einfallenden Teilchens

Γ ... Eulersche Gammafunktion: $\Gamma(z) = \int_0^{\infty} \exp(-x) \cdot x^{z-1} dx$

a, b ... Fitparameter

Für die Fitparameter kann man in erster Näherung setzen:

$$b \approx 0.5$$

und

$$a \approx bt_{\text{peak}}$$

* Diese verwenden das EGS-Package (Electron Gamma Shower Package), ein spezielles Computerprogramm zur Simulation von em. Kaskaden mittels Monte-Carlo-Verfahren. Nähere Informationen zu diesem Package sowie der Source Code sind erhältlich unter: <http://www.slac.stanford.edu/egs/>

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: EGS-Simulation – 2

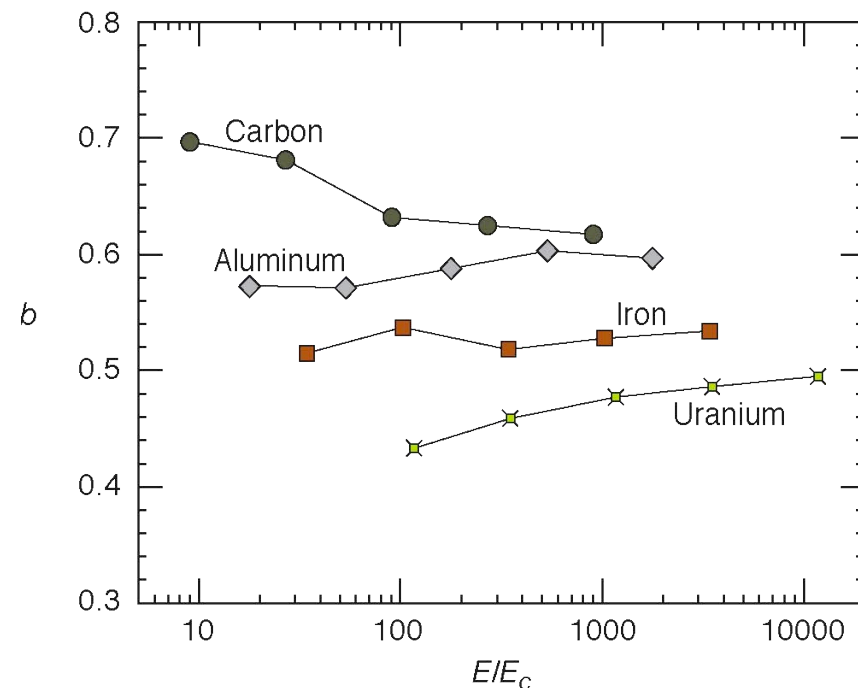


Eine genauere Betrachtung der Fitparameter zeigt eine Abhängigkeit sowohl von der Ordnungszahl Z des Targetmaterials als auch von der Einfallenergie E_0 des primären Teilchens.

Bild rechts:

Werte für den Fitparameter b für e^- als Primärteilchen und für diverse Targetmaterialien. Daten in Abhängigkeit von der Einfallenergie (in Einheiten der kritischen Energie). Die gezeigten Werte sind Ergebnisse aus Simulationen mit EGS4.

Die entsprechenden Werte für Photonen als Primärteilchen sind im wesentlichen gleich.



Quelle: Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B **592** (2004)

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: EGS-Simulation – 3



- ★ Longitudinale Position des Schauermaximums (in Einheiten von X_0):

$$t_{\text{peak}} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + B$$

Hierbei ist $B = -0.5$ für e^\pm und $B = +0.5$ für γ .

- ★ Anzahl der e^\pm im Schauermaximum:

$$N_{\text{peak}} = 0.3 \frac{E_0}{E_c} \cdot \left[\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) - C \right]^{-\frac{1}{2}}$$

Hierbei ist $C = 0.37$ für e^\pm und $C = 0.31$ für γ .

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: EGS-Simulation – 4



- ★ Gesamte Spurlänge aller e^\pm im Schauer in Einheiten der Strahlungslänge:

$$t_{\text{total}} = \frac{E_0}{E_c} \cdot \eta$$

Die Spurlänge aller Teilchen in einem Schauer ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

η ist der Ansprechfaktor des Kalorimeters. Er beschreibt, daß nur e^\pm mit einer gewissen Mindestenergie (= Schwellwertenergie) überhaupt detektiert werden können. Für ideale Kalorimeter ist $\eta = 1$, für reale Kalorimeter ist $\eta < 1$ (genauer Wert detektorabhängig).

6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Parametrisierung: EGS-Simulation – 5



- ★ Für die Dimensionierung eines Kalorimeters ist die longitudinale Ausdehnung eines Schauers wichtig. Ca. 95% der Einfallsenergie sind innerhalb von einer Schauertiefe von T enthalten (semi-empirische Formel):*

$$T(95\%) = t_{\text{peak}} + 0.08Z + 9.6$$

Hierbei ist Z die Ordnungszahl des Mediums.

- ★ Für die transversale Ausbreitung gilt, daß ca. 95% des Schauers innerhalb des doppelten Molière-Radius liegen:*

$$R(95\%) = 2\rho_M$$

- ★ Das transversale Schauerprofil gliedert sich in einen zentralen Kern, mit der hauptsächlichen Energiedeposition, und einen umgebenden Halo. Die Breite des Kerns ist durch Kleinwinkelstreuung der e^\pm gegeben. Der Halo hingegen stammt von relativ niederenergetischen Photonen, welche weiter Strecken im Detektor zurücklegen können.

* gilt für homogene Kalorimeter

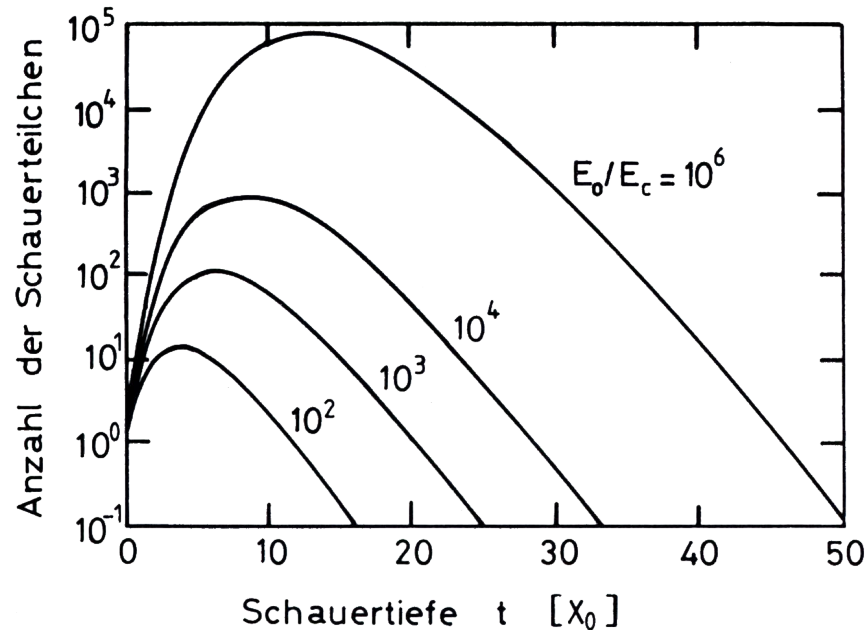
6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Schauerprofil – 1



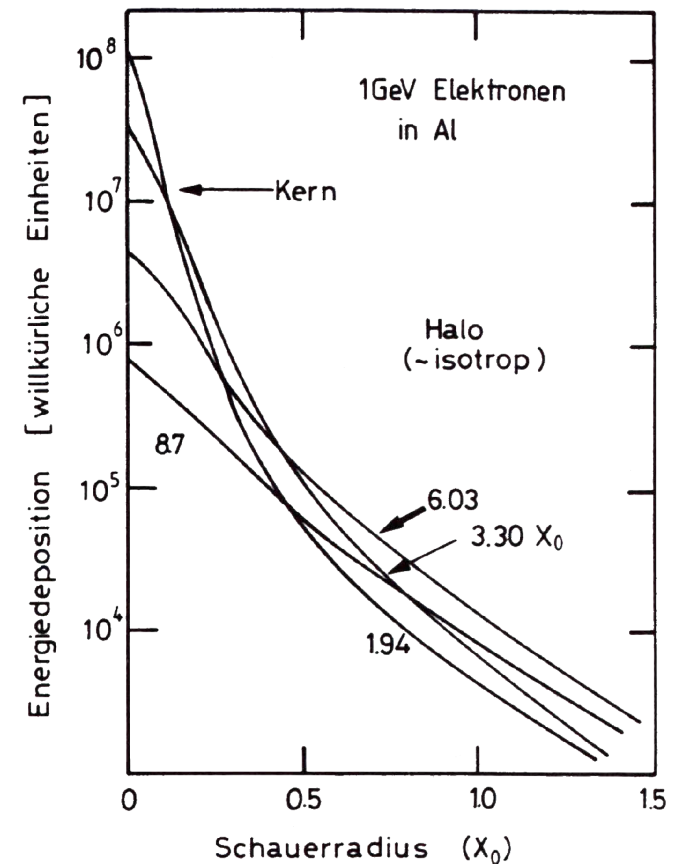
Longitudinale Schauerentwicklung von elektromagnetischen Kaskaden für verschiedene Einfallenergien.

(E_0 ... Einfallenergie des Primärteilchens, E_c ... kritische Energie)



Quelle beider Bilder : C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

Transversale Schauerentwicklung von elektromagnetischen Kaskaden für verschiedene Schauertiefen.



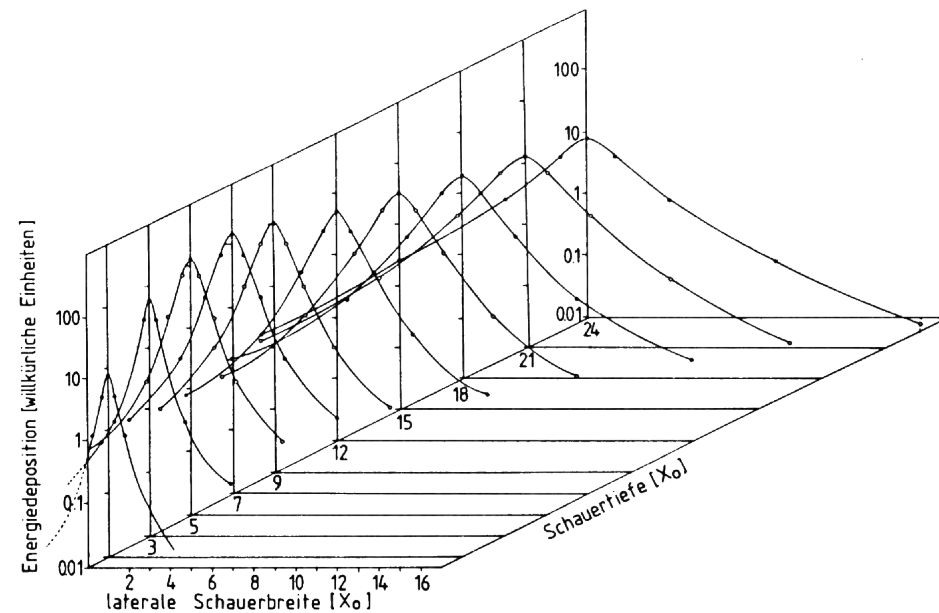
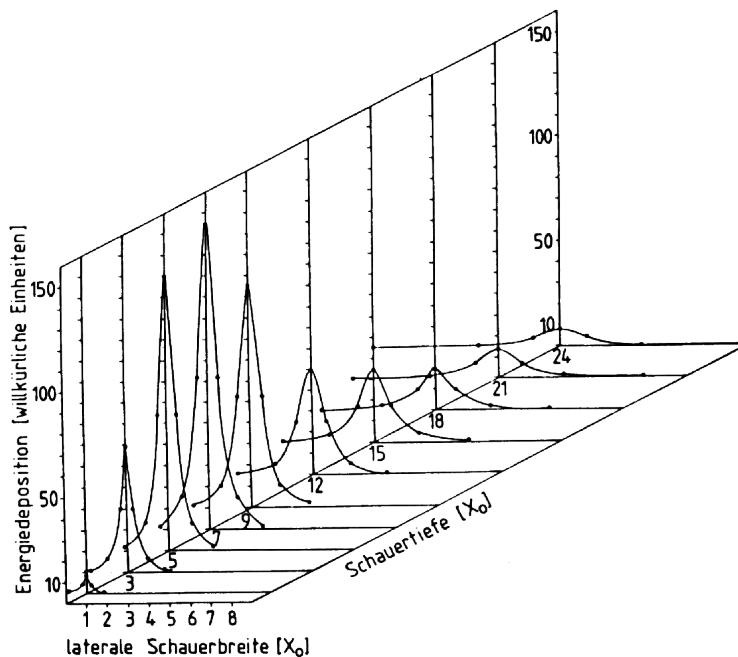
6.2.1 Elektromagnetische Schauer

Schauerprofil – 2



Longitudinale und transversale Schauerentwicklung einer durch 6 GeV/c Elektronen ausgelösten elektromagnetischen Kaskade in einem Absorber aus Blei.

Bild links: lineare Skala. – Bild rechts: hablogarithmische Skala



Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

6.2.2 Energieauflösung

Energieauflösung einiger elektromagnetischer Kalorimeter



Sampling-Kalorimeter:

Experiment	aktive Detektoren	Detektordicke [mm]	Absorbermaterial	Absorberdicke [mm]	Energieauflösung (E in GeV)
UA1	Szintillatoren	1.5	Pb	1.2	$15\%/ \sqrt{E}$
SLD	liquid Ar	2.75	Pb	2.0	$8\%/ \sqrt{E}$
DELPHI	Ar + 20% CH ₄	8	Pb	3.2	$16\%/ \sqrt{E}$
ALEPH	Si	0.2	W	7.0	$25\%/ \sqrt{E}$
ATLAS	liquid Ar		Pb		$10\%/ \sqrt{E} \oplus 0.7\%^*$
LHCb	Szintillatoren		Fe		$10\%/ \sqrt{E} \oplus 1.5\%^*$

Homogene Kalorimeter:

Experiment	Material	Energieauflösung (E in GeV)
NA48	Liquid Kr	$4.8\%/ \sqrt{E} \oplus 0.22\%$
BELLE	CsI(Tl)	$0.8\%/ \sqrt{E} \oplus 1.3\%$
CMS	PbWO ₄	$2.7\%/ \sqrt{E} \oplus 0.55\%^*$

* Designwerte

6.3 Hadron-Kalorimeter

Allgemeines



- ★ Hadron-Kalorimeter dienen zur Detektion von (geladenen und neutralen) Hadronen.
- ★ Sie arbeiten im Prinzip analog wie em. Kalorimeter, nur daß die Schauerentwicklung primär von **hadronischen Schauern** bestimmt wird. Neben den hadronischen Schauern kommt es allerdings auch in Hadron-Kalorimetern zur Ausbildung von em. Kaskaden (aufgrund von em. wechselwirkenden Sekundärteilchen).
- ★ Die **longitudinale Schauerentwicklung wird durch die mittlere (hadronische) Absorptionslänge λ_a bestimmt**, welche sich aus dem inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnitt ergibt. Da λ_a in den allermeisten Materialien viel größer ist als X_0 , müssen Hadron-Kalorimeter erheblich größer sein als em. Kalorimeter. Kalorimeter von > 2 m Dicke sind keine Seltenheit.
- **Hadron-Kalorimeter werden in der Regel nur in der Form von Sampling-Kalorimetern gebaut.**
- ★ Als Absorbermaterialien (= Konverter) werden meist U, Pb oder Fe verwendet.

6.3.1 Hadronische Schauer

Allgemeines



- ★ Als hadronischen Schauer bezeichnet man eine Serie von *inelastischen* hadronischen Wechselwirkungen eines stark wechselwirkenden Primärteilchens mit den Atomkernen des Targetmaterials, wobei die sekundär erzeugten Hadronen ihrerseits wiederum in inelastischen Stößen mit dem Absorbermaterial weitere Teilchen erzeugen.
- ★ Durch die Vielzahl der möglichen Prozesse ist die Entwicklung eines hadronischen Schauers wesentlich komplizierter als jene einer em. Kaskade.
- ★ *Elastische* Wechselwirkungen erzeugen keine zusätzlichen Teilchen und tragen somit *nichts* zur hadronischen Kaskade bei.
- ★ Zwischen den inelastischen Kernwechselwirkungen und am Ende der Kaskade (d.h. bei Energien welche für Kernwechselwirkungen nicht mehr ausreichen) verlieren die Schauerteilchen Energie durch Ionisation bzw. Anregung der Targetatome.

6.3.1 Hadronische Schauer

Beteiligte Prozesse – Überblick



- ★ Ein hochenergetisches Hadron kann durch inelastische Wechselwirkung mit einem Atomkern folgende Prozesse verursachen:
 - allgemeine Erzeugung von Mesonen (π , K, ...) und Baryonen (n, p)
 - Spallation
 - Kernanregung
 - Kernspaltung

- ★ Die dabei produzierten Teilchen erzeugen weitere Schauerteilchen bzw. verlieren ihre Energie durch Ionisation und Anregung von Targetatomen.

- ★ Primär durch entstandene neutrale Mesonen (zerfallen in Photonen) kommt es außerdem zur **Ausbildung von rein elektromagnetischen Teil-Kaskaden innerhalb der hadronischen Kaskade.**

6.3.1 Hadronische Schauer

Spallation – 1



- ★ Als Spallation bezeichnet man eine Kernumwandlung, ausgelöst durch ein einfallendes, sehr hochenergetisches, stark wechselwirkendes Teilchen, bei welcher eine größere Anzahl von Elementarteilchen sowie α -Teilchen und eventuell größere Kernbruchstücke emittiert werden.
- ★ Als unmittelbare Reaktion auf ein hochenergetisches Hadron ist die Spallation bei weitem **der wahrscheinlichste Prozess**.
- ★ Nach der Spallation befindet sich der **betroffene Targetkern in einem angeregten Zustand** und kehrt erst durch Energieabgabe über Sekundärprozesse (z.B. Kernverdampfung, Kernspaltung) in den Grundzustand zurück.
- ★ Mittels Spallation erzeugte sekundäre Hadronen erhalten meist genügend Energie, um ihrerseits wieder eine Kernwechselwirkung auslösen zu können.

6.3.1 Hadronische Schauer

Spallation – 2



Die Kernbausteine des Targetkerns erhalten genug Energie um durch Ww. untereinander Pionen bzw. andere Hadronen zu erzeugen. Die Summe dieser Vorgänge innerhalb eines Kerns heißt **intranukleare Kaskade**.

Jene Teilchen, die schließlich aus dem Kern entweichen können, faßt man zusammen unter dem Begriff **internukleare Kaskade**.

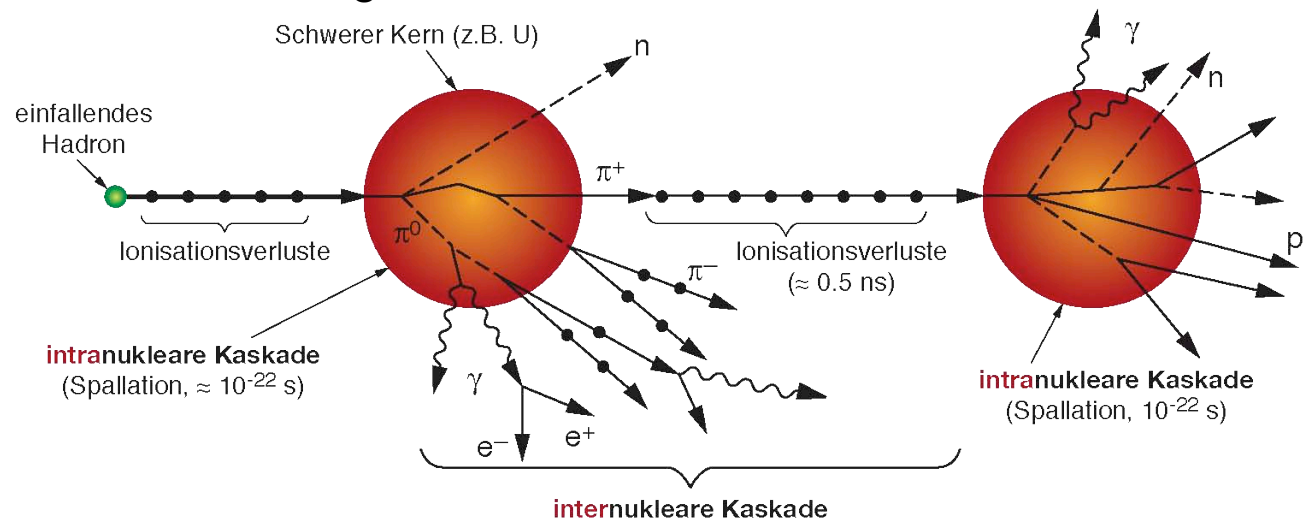


Bild oben: Teil einer hadronischen Kaskade mit einem primären und einem durch ein Sekundärteilchen ausgelösten Spallationsprozess. — Durchgezogene Linien: Geladene Teilchen, strichlierte Linien: neutrale Teilchen (außer Photonen), Wellenlinien: Photonen. Punkte entlang einer Teilchenspur: Energieverlust durch Ionisation.

6.3.1 Hadronische Schauer

Kernanregung, Kernverdampfung



Angeregte Kerne emittieren solange Kernbausteine, bis die verbliebene Anregungsenergie geringer ist als die Bindungsenergie der Kernbausteine. Dieser Prozess wird “Kernverdampfung” genannt. Die restliche Energie wird dann in Form von Photonen abgestrahlt.

Die Kernverdampfung folgt in einem Kalorimeter typischerweise als Sekundärprozess auf eine Spallation.

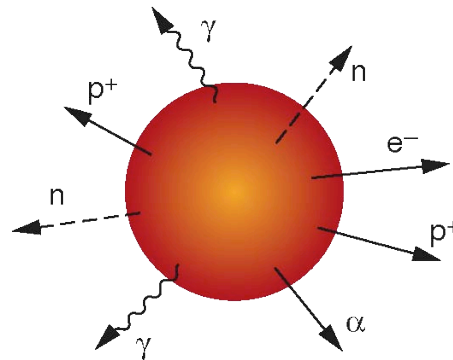


Bild oben: Schematische Illustration der Kernverdampfung. Hochangeregte Kerne verlieren typischerweise innerhalb von $\approx 10^{-18}$ s einen Großteil ihrer Anregungsenergie durch die Emission von Kernbausteinen.

6.3.1 Hadronische Schauer

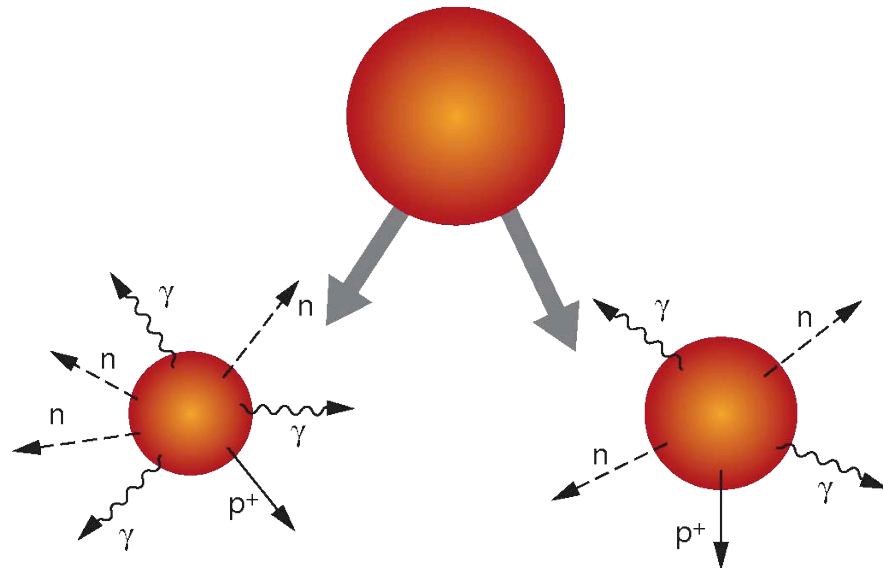
Kernspaltung (Fission)



In Absorbern aus schweren Elementen, z.B. ^{238}U , kann es nach einer Spallation mit einhergehender Kernanregung oder nach dem Einfang eines langsamen Neutrons durch einen Targetkern zu einer Kernspaltung kommen.

Dabei zerfällt der Kern unter Energiefreisetzung in 2 (sehr selten auch 3) **annähernd gleich große Kernbruchstücke**. Zusätzlich werden dabei typischerweise außerdem **Photonen und Neutronen** emittiert. Haben die Kernbruchstücke nach der Spaltung noch hohe Anregungsenergien, so können sie auch andere Hadronen emittieren.

Bild rechts: Schematische Illustration der Kernspaltung mit anschließender Emission von Hadronen und Photonen.



6.3.1 Hadronische Schauer

Neutrale Mesonen und em. Teilkaskaden



- ★ Die im hadronischen Schauer entstehenden neutralen Mesonen (π^0 , η) zerfallen üblicherweise in Photonen. Umgekehrt ist es *sehr* unwahrscheinlich, daß ein Photon eine Ww. verursacht, bei welcher Hadronen entstehen.
- Durch die aus dem π^0 - und η -Zerfall generierten Photonen werden innerhalb des hadronischen Schauers rein elektromagnetische Teilkaskaden initiiert.
- ★ Jener Bruchteil der Gesamtenergie der für solche em. Schauer verbraucht wird, f_{em} , wird in den ersten Wechselwirkungen am Beginn des Schauers bestimmt. Der Wert von f_{em} variiert daher sehr stark von Ereignis zu Ereignis.
- ★ Der Anteil der elektromagnetischen Komponente steigt mit der Einfallsenergie E des Primärteilchens:

$$\langle f_{em} \rangle \approx 0.1 \cdot \ln E \text{ [GeV]}$$

f_{em} ... Anteil der Gesamtenergie welcher in die Erzeugung von em. Schauern geht

6.3.1 Hadronische Schauer

Parametrisierung – 1



- ★ Zur Beschreibung der Ausdehnung hadronischer Schauer wird die **Absorptionslänge λ_a** verwendet.
- ★ Abgesehen von der unterschiedlichen Skalierung (X_0 bzw. λ_a) ist das Profil von em. und hadronischen Schauern ziemlich ähnlich.
- ★ Das transversale Profil besteht auch beim hadronischen Schauer aus einem **hochenergetischen Kern** (FWHM 0.1 – 0.5 λ_a) und einem **Halo niederenergetischer Teilchen**.
- ★ Transversal werden 95% der Gesamtenergie in einem Zylinder mit Radius λ_a deponiert.
- ★ Longitudinal sind zur Absorption von 95% des Schauers ca. 7.6 λ_a notwendig. (Dies entspricht ≈ 80 cm U.)

Material	λ_a [cm]
Fe	16.8
Pb	17.1
U	10.5
Cu	15.1
Al	39.4
W	9.6
Polystyrol	79.5
Ar	83.7
Si	45.5

Quelle, u.a.: C. Leroy, F.-G. Rancoita, *Physics of Cascading Shower Generation and Propagation in Matter: Principles of High-Energy, Ultrahigh-Energy and Compensating Calorimetry*, Rep.Prog.Phys. **63**, 505–606 (2000)

6.3.1 Hadronische Schauer

Parametrisierung – 2



Mit Hilfe diverser Monte Carlo-Simulationen* kann man eine gute Beschreibung des hadronischen Schauerverhaltens erhalten. Eine Parametrisierung ist jedoch wegen des komplexen Aufbaus einer Hadron-Kaskade schwierig.

★ **Mögliche allgemeine Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils:**

$$\frac{dE}{ds} = K \left[w t^a \cdot \exp(-bt) + (1 - w) \cdot l^c \cdot \exp(-dl) \right]$$

(der 1. Term beschreibt die em. Komponente, der 2. Term die rein hadronische Komponente)

t ... elektromagnetische Schauertiefe in Einheiten der Strahlungslänge X_0

l ... hadronische Schauertiefe in Einheiten der Absorptionslänge λ_a

w ... Gewichtungsfaktor für die Gewichtung der em. und der hadron. Anteile

a, b, c, d ... an experimentelle Daten angepaßte Fitparameter

(logarithmisch von der Einfallenergie abhängig: $a = a_1 + a_2 \cdot \ln(E)$)

★ Das **Schauermaximum** liegt bei:

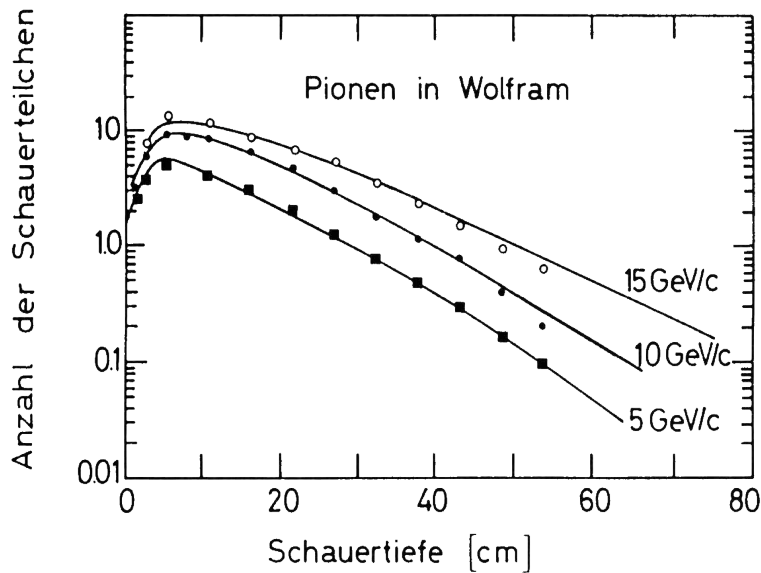
$$t_{peak}(\lambda_a) \approx 0.2 \cdot \ln E [GeV] + 0.7$$

* z.B.: FLUKA (<http://www.fluka.org/>), GHEISHA oder CALOR.

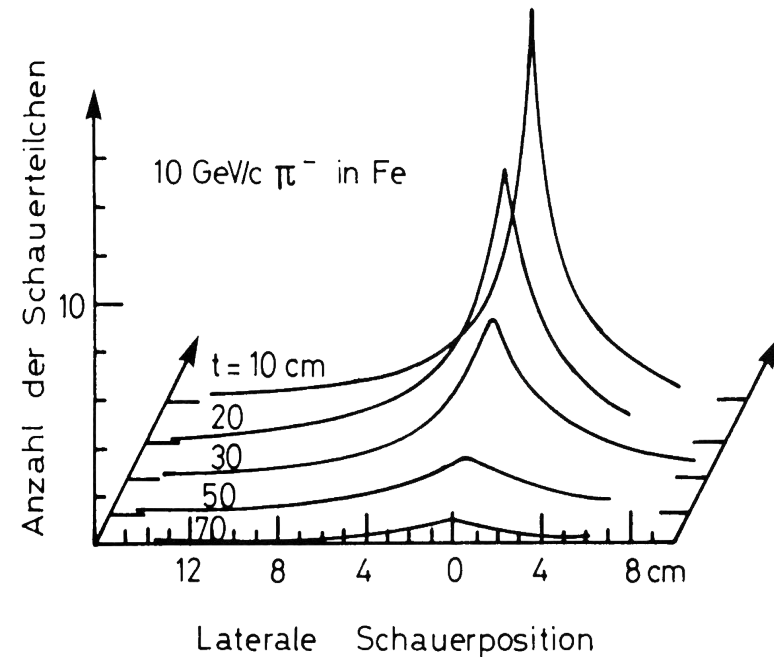
6.3.1 Hadronische Schauer Schauerprofil



Longitudinale Schauerentwicklung von (geladenen) Pionen in Wolfram für 3 versch. Einfallenergien. Die Linien sind das Ergebnis von Monte-Carlo-Simulationen, die Punkte Meßdaten.



Longitudinale und transversale Schauerentwicklung einer durch 10 GeV/c Pionen (π^-) ausgelösten hadronischen Kaskade in Eisen.

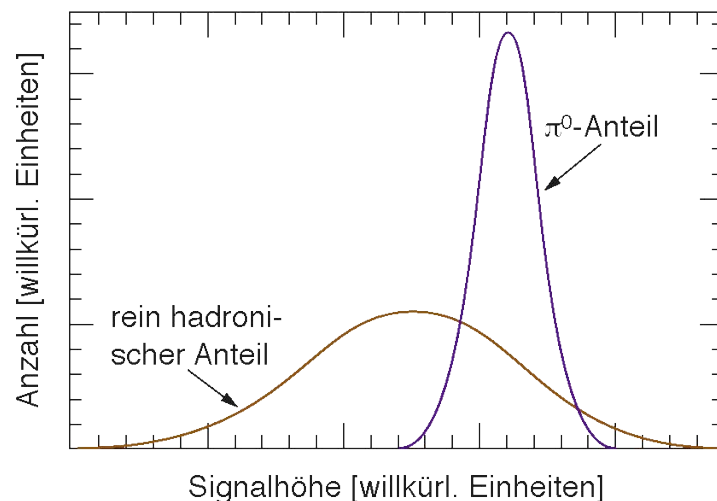


Quelle beider Bilder : C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten Elektromagnetische und rein hadronische Kaskaden



- ★ Die **elektromagnetische Komponente** e , welche vom em. Zerfall der π^0 und der η stammt, und die **rein hadronische Komponente** h_{int} (von “intrinsic”) werden von völlig unterschiedlichen Prozessen generiert. Es ist daher *nicht* zu erwarten, daß die beiden im Kalorimeter erzeugten Signale gleich sind.
- ★ In der Praxis mißt man in einem realen Hadron-Schauer die Überlagerung beider Komponenten. Es gilt:



$$\frac{h}{mip} = f_{em} \cdot \frac{e}{mip} + (1 - f_{em}) \cdot \frac{h_{int}}{mip}$$

- e ... Signal eines e^\pm im Kalorimeter;
- h ... Signal eines Hadrons im Kalorimeter
- h_{int} ... theoret. Signal der rein hadron. Komponente
- f_{em} ... Anteil der Gesamtenergie welcher in die Erzeugung von em. Schauern geht

Bild oben: Schematische Darstellung der Signale aus den rein hadronischen und den elektromagnetischen Teilkaskaden in einem hadronischen Schauer.

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

Unsichtbarer Energieverlust im hadronischen Anteil



- ★ In der rein hadronische Komponente h_{int} gibt es beim Energieverlust einige Anteile, welche kein detektierbares Signal erzeugen. Zum Beispiel:
 - Überwindung der Bindungsenergie der Kerne (das Herauslösen von Kernbausteinen aus stabilen Kernen ist eine endotherme Reaktion)
 - Erzeugung von Neutrinos und hochenergetischen Myonen, welche den Detektor ohne signifikanten Energieverlust durchqueren
 - kinetische Energie der rückgestreuten Kernbruchstücke: Sie werden schon nach kurzer Wegstrecke in der Regel noch im Absorber gestoppt, d.h. sie erreichen die nächste aktive Detektorlage nicht.

- ★ In der elektromagnetischen Schauerkomponente gibt es hingegen *keinen* solchen Verlust.

- ★ Es ist daher zu erwarten, daß:

$$\frac{e}{h_{int}} > 1$$

Absorbermaterial	U	Pb	Fe
Ionisation	38%	43%	57%
vom Kern emittierte γ	2%	3%	3%
Neutronen < 20 MeV	15%	12%	8%
E-Deposition ohne Signal	45%	42%	32%

Aufteilung der deponierten Energie eines 5 GeV p^+

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

Elektron/Hadron-Signalverhältnis (e/h) – 1



- ★ Durch die nicht detektierbaren Energieverluste in der hadronischen Komponente erzeugen Hadronen im Schnitt nur ca. 60 % des detektierbaren Signals welches ein Elektron gleicher Energie verursachen würde.
- ★ Zur Beschreibung des Verhaltens eines Kalorimeters ist das Elektron/Hadron-Signalverhältnis e/h eine wichtige Größe. Darunter versteht man das Verhältnis der gemessenen Energie eines e^\pm zu jener eines Hadrons bei gleicher Einfallsenergie des Teilchens.
- ★ Da der Anteil der em. Komponente f_{em} eines Hadronschauers von der Energie des Primärteilchens abhängt, und dieser Anteil keine “unsichtbare” Energie beinhaltet, ist die **detektierbare Energie eines Hadrons in der Regel nicht linear zur Einfallsenergie E des Teilchens.**
- ★ Da andererseits das Signal eines e^\pm proportional zur Energie des Primärteilchens ist, ist das Verhältnis e/h **energieabhängig.**

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

Elektron/Hadron-Signalverhältnis (e/h) – 2



- ★ Üblicherweise gibt man alle Signale in Einheiten des Signals eines minimal ionisierenden Teilchens (mip) im selben Detektor an. In der Praxis kann ein mip näherungsweise durch ein hochenergetisches Myon repräsentiert werden.
- ★ Setzt man die Anteile des (realen) hadronischen Signals in das Elektron/Hadron-Signalverhältnis ein, so erhält man:

$$\frac{e}{h} = \frac{e/mip}{f_{ion} \cdot ion/mip + f_n \cdot n/mip + f_\gamma \cdot \gamma/mip}$$

f_{ion}, f_n, f_γ Anteil der Gesamtenergie die in Form von Ionisationsverlusten, Neutronen bzw. Photonen umgesetzt werden

$e/mip, n/mip, \gamma/mip, ion/mip$... Größe des Signals eines e^\pm , Neutrons bzw. Photons sowie Größe der reinen Ionisationsverluste, alle in Einheiten eines mip-Signals.

Die konkreten Anteile hängen von der Wahl des aktiven Detektors und des Absorbermaterials sowie von den jeweiligen relativen Schichtdicken ab.

- ★ Um das Verhalten von e/h zu verstehen, führt man also das Hadronensignal auf seine einzelnen Komponenten zurück und betrachtet das Verhalten von e^\pm , Photonen, Neutronen sowie die reinen Ionisationsverluste im Detektor.

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

$e/mip - 1$



- ★ Das Signal der elektromagnetischen Komponente sinkt mit steigendem Z des Absorbermaterials.
- ★ Grund dafür ist der sogenannte “Migrations”-Effekt der Photonen: Ein großer Beitrag zum Signal von em. Schauern stammt letztendlich von niederenergetischen Photonen ($E < 1$ eV). Für diese Photonen ist der photoelektrische Effekt der dominierende Energieverlustmechanismus, für dessen Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^5$$

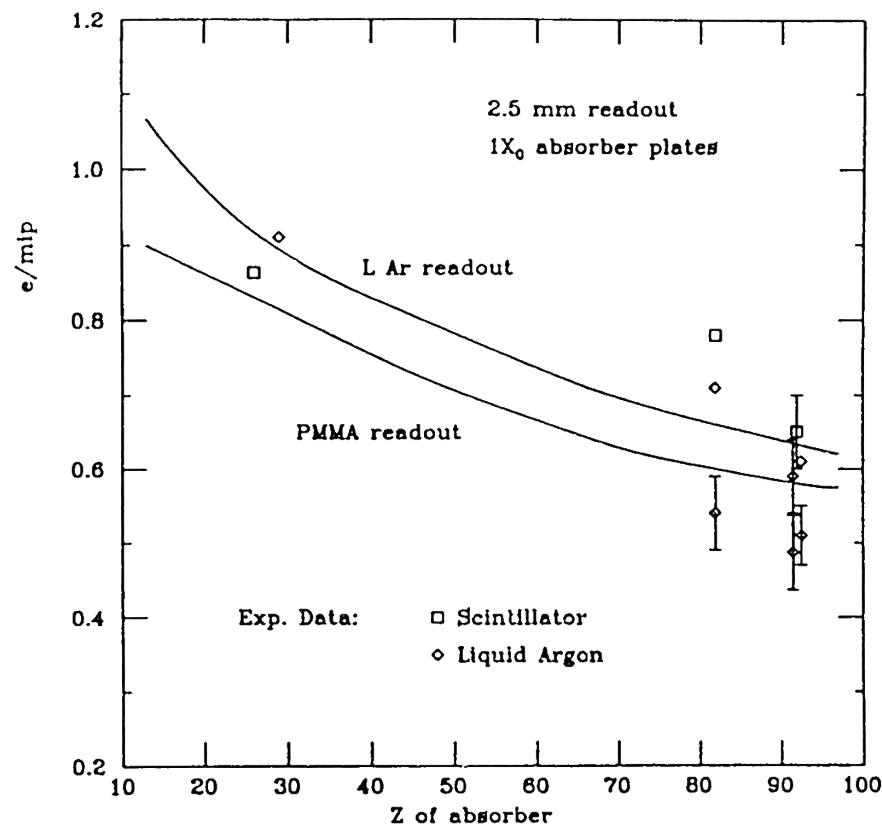
Das heißt:

- γ im passiven Absorber (großes Z) haben eine kurze Wegstrecke
 - γ im aktiven Detektor (niedriges Z) haben eine lange Wegstrecke
- γ werden bevorzugt im passiven Konverter absorbiert
- ★ Das Verhältnis e/mip variiert auch mit der Schauertiefe. Dies beruht auf der Veränderung der Schauerzusammensetzung: Gegen Ende der Kaskade gibt es mehr niederenergetische Photonen.
- Abnahme von e/mip mit zunehmender Schauertiefe.

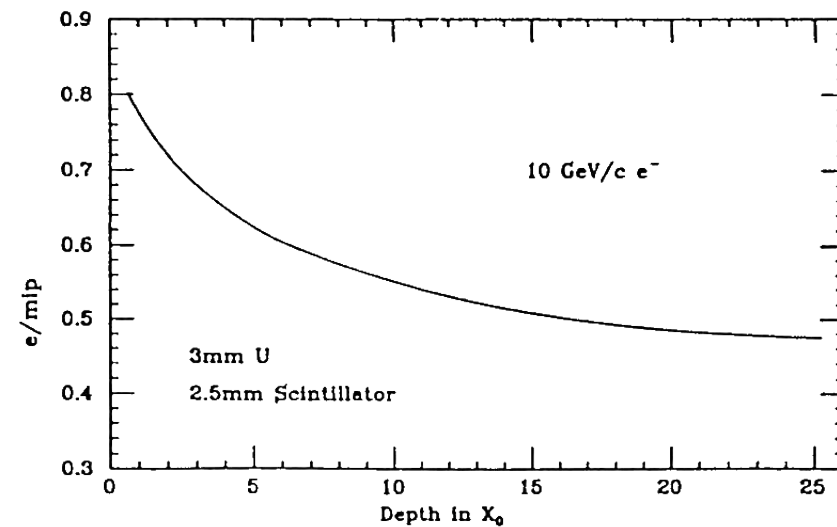
6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten $e/mip - 2$



linkes Bild: e/mip als Funktion von der Ordnungszahl Z des Absorbermaterials für zwei unterschiedliche aktive Detektoren:



rechtes Bild: e/mip als Funktion von der Schauertiefe (Monte Carlo-Simulation) für $10 \text{ GeV}/c e^-$ in einem Uran/Szintillator-Kalorimeter



Quelle beider Bilder unbekannt

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

$Ion/mip (p/mip) - 1$



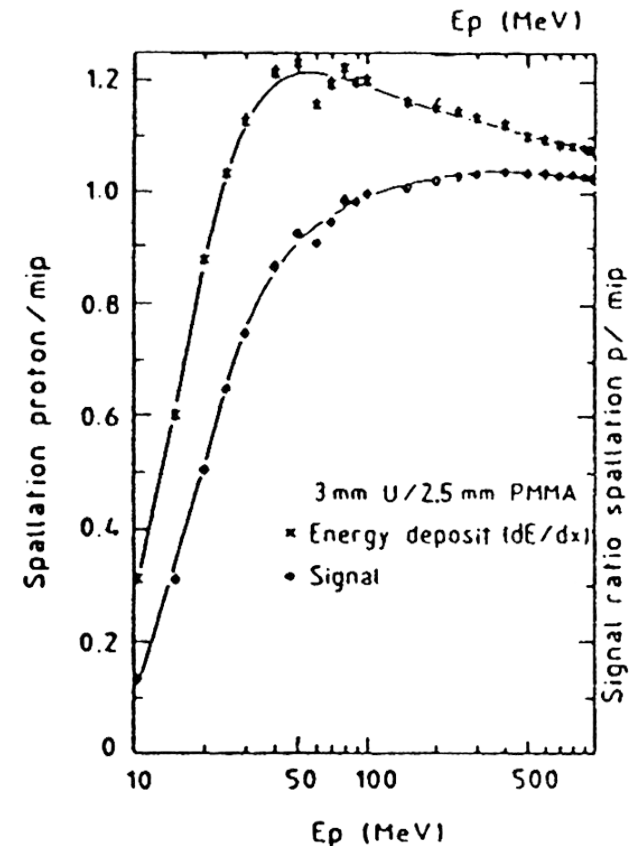
- ★ Der Energieverlust durch Ionisation in hadronischen Schauern kommt zu ca. 70% von Protonen, welche beim Spallationsprozess entstehen. Der Rest sind Pionen, welche annähernd als mip betrachtet werden können.
- Entscheidend für Ion/mip ist daher das p/mip -Verhältnis.
- ★ Für den gesamten Energieverlust durch Ionisation ist natürlich auch die **Anzahl der erzeugten Spallationsprotonen** von entscheidender Bedeutung. Diese hängt von Z/A des Targetmaterials ab und nimmt somit mit steigender Ordnungszahl des Absorbers ab (da Z/A für schwere Kerne kleiner wird.)

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

Ion/mip (p/mip) – 2



- ★ Niederenergetische p^+ haben eine geringe Reichweite und werden daher meist noch im passiven Konverter absorbiert.
→ geringes Signal von niederenergetischen Protonen
- ★ Bei nichtrelativistischen und daher stark ionisierenden p^+ kommt es in Szintillatoren häufig zur Saturation (siehe Birks-Formel).
- ★ In Detektoren welche direkt die erzeugte Ladung messen (z.B. Ar-Drahtkammern), kann es für nichtrelativistische p^+ (und somit lokal hohe Dichte an freien Ladungen) zur Rekombination der erzeugten Ladungsträger und somit ebenfalls zu Signalverlust kommen.



Bildquelle unbekannt

Signal eines (Spallations-) Protons (p/mip) als Funktion der Einfallenergie des p^+ in einem Uran-Szintillator-Kalorimeter.

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

n/mip – 1



- ★ Neutronen verlieren ihre Energie durch Kollision mit den Atomkernen des Absorbers. Der Wirkungsquerschnitt ist dabei stark materialabhängig.
- ★ Die für den gesamten Energieverlust wichtige *Anzahl* der erzeugten Spallationsneutronen steigt mit der Massenzahl A des Absorbermaterials an.
- ★ Bei der Streuung von Neutronen an einem schweren Kern kann eine Vielzahl von unterschiedlichen Prozessen stattfinden, unter anderem:
 - **Elastische Streuung:** $A(n,n)A$,
erfolgt primär an einzelnen Protonen des Detektormaterials
 - Inelastische Streuung: $A(n,n')A^*$, $A(n,2n)B \dots$
 - Neutroneneinfang: $n+(Z,A) \rightarrow \gamma+(Z,A+1)$
 - Reaktionen mit Abstrahlung geladener Teilchen:
 (n,p) , (n,d) , (n,α) , (n,t) , ...
 - Kernspaltung (fission): z.B. in ^{238}U ,
- ★ Die bei einer Kernspaltung erzeugten zusätzlichen Neutronen führen zu einer Verstärkung dieser Schauerkomponente.

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten *n/mip* – 2

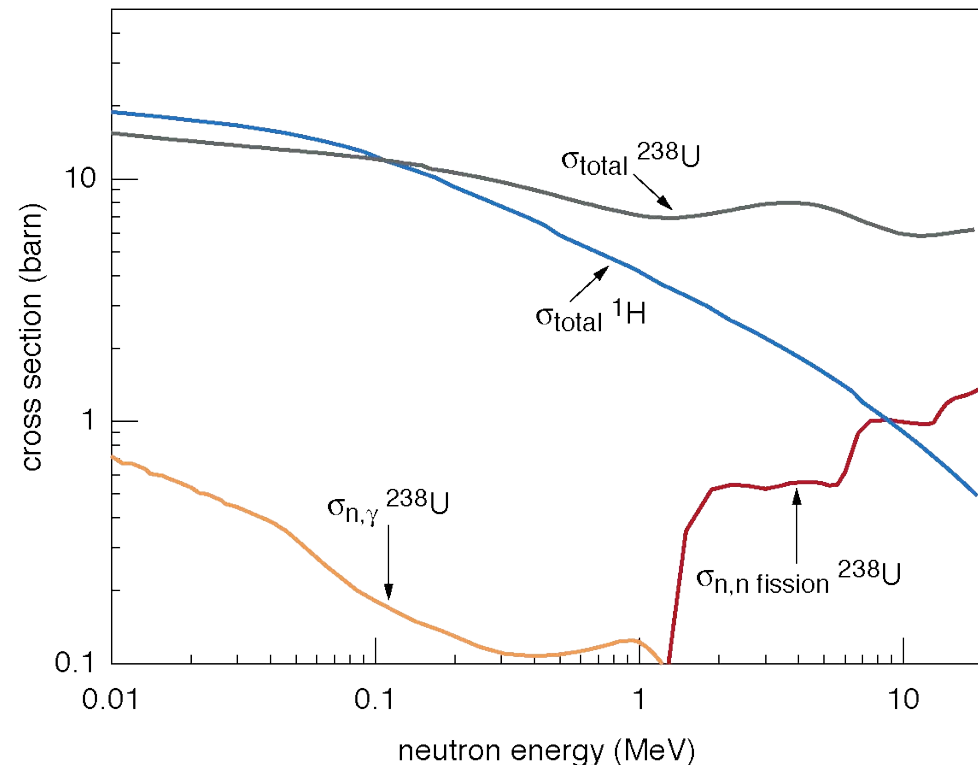


Bild rechts:

Wirkungsquerschnitte für schnelle Neutronen in ^{238}U und in Wasserstoff.

Für Uran sind nicht alle möglichen Reaktionen dargestellt, sondern nur die Prozesse der induzierten Kernspaltung sowie des Neutroneneinfangs (unter Emission eines Photons). Außerdem ist der gesamte Streuquerschnitt für Uran 238 angegeben.

Die Streuung an Wasserstoff stellt stets eine elastische Streuung an einem "freien" Proton dar.



Quelle: <http://www-nds.iaea.org:8080/exfor/endl00.htm>
berechnet mittels ENDF (Evaluated Nuclear DataFile)

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

$n/mip - 3$



- ★ Von großer Bedeutung ist die Energie, die in Form von gestreuten Protonen im aktiven Detektor deponiert wird.
- ★ Bei einer *elastischen* Streuung von Neutronen an einem Kern wird im Mittel folgender Bruchteil der Neutronenenergie auf den Streupartner transferiert:
 - Stoßpartner Uran $\rightarrow 1/239$
 - Stoßpartner Wasserstoff $\rightarrow 1/2$
- ★ Die gestreuten Protonen sind stark ionisierend und legen nur eine kurze Wegstrecke zurück. Werden sie in einer aktiven Detektorschicht angestoßen, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß sie ihre *gesamte* Energie in dieser aktiven Detektorschicht deponieren.
- ★ Dieser Beitrag zu n/mip wird daher wesentlich durch die Anzahl der freien Protonen im Detektormedium bestimmt.

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten

$n/mip - 4$

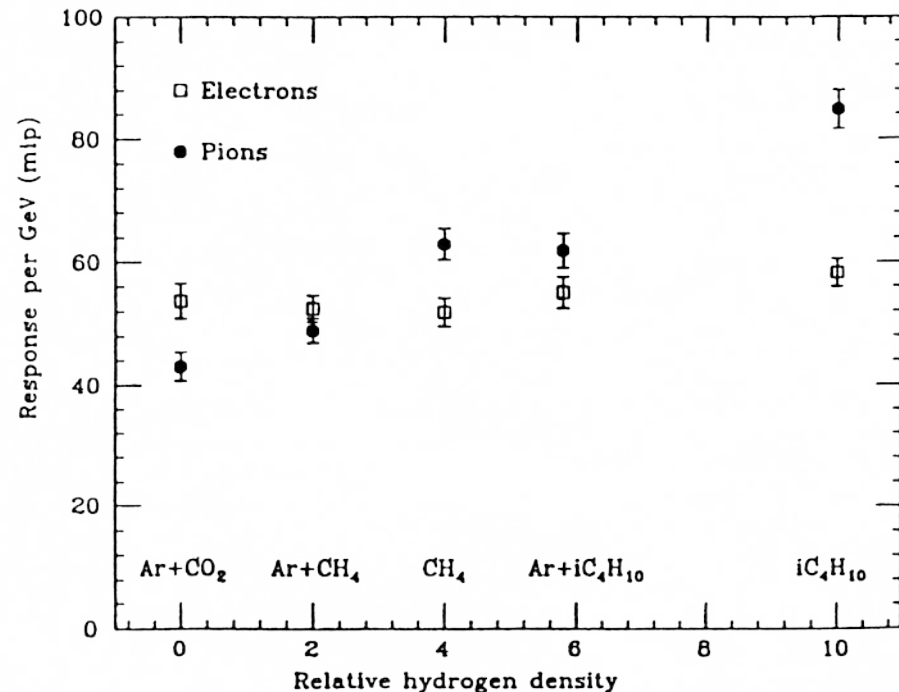


Bild rechts:

Signalgrößen in einem Uran-Gasdetektor-Kalorimeter für einfallende Elektronen bzw. Pionen in Abhängigkeit vom relativen Wasserstoffgehalt des aktiven Detektormediums.

Für Elektronen (rein elektromagnetische Kaskade) ist, wie zu erwarten, keine Abhängigkeit zu erkennen.

Das Signal der Hadronen hingegen steigt mit dem Wasserstoffgehalt, da mehr freie p^+ als Stoßpartner für hadronische Streuprozesse zur Verfügung stehen. Begrenzt wird dieser Effekt durch Saturation bzw. Rekombination der Ladungsträger.



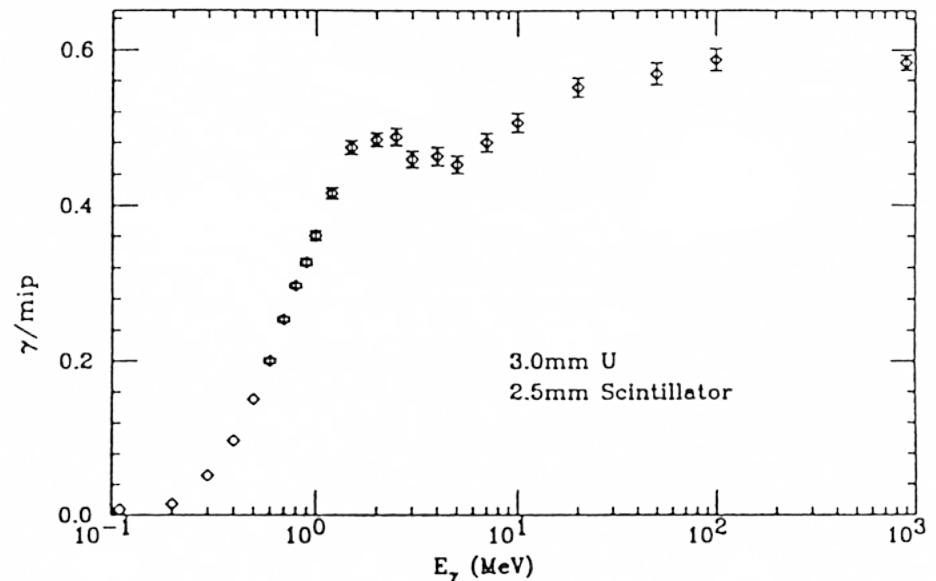
Bildquelle unbekannt

6.3.2 Beiträge der Schauerkomponenten γ/mip



- ★ Photonen werden in einem Kalorimeter bei Spallationsprozessen bzw. bei der Kernspaltung erzeugt. Weiters sind sie natürlich Teil der em. Kaskade.
- ★ Wie bereits diskutiert, sind Sampling-Kalorimeter sehr ineffizient für den Nachweis von Photonen. Grund dafür sind die Konverterschichten mit großem Z und ihrer stark stoppenden Wirkung auf Photonen ($\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^5$).
- ★ Für ein typisches γ -Spektrum in Uran gilt: $\gamma/mip \approx 0.4$

Bild rechts:
 γ/mip als Funktion der Einfallsenergie des Photons in einem Uran-Szintillator-Kalorimeter.



Bildquelle unbekannt

6.3.3 Kompensation

Begriffserklärung



Von Kompensation bzw. einem kompensierenden Kalorimeter spricht man, wenn die von einem e^\pm und von einem Hadron gleicher Einfallenergie erzeugten Signale gleich groß sind, d.h.:

$$\frac{e}{h} = 1$$

Trifft man keine besonderen Vorkehrungen, so führen die nicht detektierbaren Energieverluste bei h_{int} unmittelbar dazu, daß $e/h > 1$.

Nicht kompensierende Kalorimeter zeigen folgende ungünstige Eigenschaften:

- ★ Die **Pulshöhenverteilung ist nicht-gaußisch** (Triggerverschiebung).
- ★ Die **Energieauflösung verbessert sich nicht** (so wie in einem em. Kalorimeter) **mit $1/\sqrt{E}$** sondern langsamer.
- ★ Das **Kalorimetersignal ist nicht proportional zur Energie** des zu messenden Teilchens (Nichtlinearität).
- ★ e/h ist daher ebenfalls energieabhängig.

6.3.3 Kompensation

Verwirklichung von Kompensation – 1



Zur Erfüllung der Kompensationsbedingung, $e/h = 1$, muß der Anteil der rein hadronischen Komponente relativ zu elektromagnetischen Komponente erhöht werden. Um dies zu erreichen, gibt es verschiedenste Möglichkeiten:

- ★ **Benützung von Absorbern mit großem Z und Detektoren mit kleinem Z .** Durch den “Migrations-Effekt” der Photonen wird das Signal der elektromagnetischen Komponente geringer.
- ★ **Verwendung von ^{238}U als Absorber.** Durch die induzierte Kernspaltung und die dabei frei werdenden Kernbausteine wird die hadronische Komponente im Gesamtschauer verstärkt.
- ★ Möglichst effizienter Nachweise der erzeugten Neutronen durch **aktive Detektormaterialien mit vielen “freien” Protonen** (d.h. Wasserstoffatomen). Dies ist ein ganz wesentlicher Punkt bei der Kalorimeterentwicklung.
- ★ **Optimales Verhältnis von passiver Absorberdicke zu aktiver Detektordicke.**

6.3.3 Kompensation

Verwirklichung von Kompensation – 2



- ★ Überdies müssen für ein optimales e/h die Auswirkungen der **Integrationszeit der Ausleseelektronik** berücksichtigt werden. Einige Kern-Prozesse (z.B. Neutroneneinfang mit anschließender γ -Emission) haben lange Zeitkonstanten von > 100 ns und können so bei zu kurzer Integrationszeit nicht ihren gesamten Anteil zum Signal abliefern.

- ★ Mathematische Methoden:

Man kann z.B. das **Kalorimeter segmentieren und pro Ereignis jene Zellen bestimmen, in welchen die Pulshöhe besonders hoch ist**. Dies entspricht einem hohen π^0 -Anteil im Schauer. Gibt man nun diesen Zellen bei der Signalberechnung eine kleinere Gewichtung als den übrigen Zellen, so **vermindert man quasi mittels "Software-Kompensation" den Anteil der em. Komponente**.

Dies ist allerdings nur bei fein segmentierten Kalorimetern gut möglich. Weiters funktioniert diese Methode (durch die nachträgliche Bearbeitung) nicht auf dem Trigger-Level und zeigt außerdem Probleme bei der Auswertung von Jets.

6.3.4 Energieauflösung

Beiträge



- ★ All jene Beiträge, welche bei den elektromagnetischen Kalorimetern auftreten, treten auch bei Hadron-Kalorimetern auf.
- ★ Die **Sampling-Fluktuationen** sind allerdings in Hadron-Kalorimetern **wesentlich größer**.

In Hadron-Kalorimetern gilt im Gegensatz zu em. Kalorimetern:

- Durch die große Reichweite der Schauerteilchen kommt es zu Korrelationen zwischen den einzelnen Detektorlagen.
 - Die deponierte Energie eines Einzelteilchens (z.B. eines nicht-relativistischen Protons) kann sehr groß sein.
- ★ Zusätzlich können bei Hadron-Kalorimetern in der Schauerentwicklung von Schauer zu Schauer sehr starke **Fluktuationen in der Aufteilung zw. der em. Teilkaskade und der rein hadronischen Schauerkomponente** auftreten, wobei letztere, wie schon erwähnt, einen hohen Anteil an nicht detektierbaren Energieverlusten aufweist. Dies verschlechtert die Energieauflösung.

6.3.4 Energieauflösung

Parametrisierung



- ★ Unter Vernachlässigung der instrumentellen Beiträge, wie z.B. durch Leakage und Kalibrationsfehler, kann man die Energie-Auflösung eines Hadron-Kalorimeters schreiben als:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{samp}}^2(E) + \sigma_{\text{int}}^2(E)}{E}} + C$$

- σ_{samp} ... Fehlerbeitrag von den Sampling-Fluktuationen;
- σ_{int} ... Fehlerbeitrag von den Fluktuationen des sichtbaren Energieanteils;
- C ... konstanter Term, im wesentlichen durch $e/h \neq 1$ hervorgerufen

- ★ Für kompensierende Kalorimeter ist C sehr klein. In diesem Fall kann eine gesamte Energieauflösung von bestenfalls ca. 1–2 % erreicht werden. Ab diesem Wert beginnen instrumentelle Effekte zu dominieren.
- ★ Nicht-kompensierende Kalorimeter hingegen haben eine schlechtere Energieauflösung.

6.3.4 Energieauflösung

Vergleich em. Kalorimeter und Hadron-Kalorimeter



Beitrag	em. Kalorimeter	Hadron-Kalorimeter
intrinsische Schauerfluktuationen	Spurlängenfluktuationen: $\sigma/E \approx 0.005 / \sqrt{E} \text{ [GeV]}$	Fluktuationen in der detektierbaren Energie: $\sigma/E \approx 0.5 / \sqrt{E} \text{ [GeV]}$ (für nicht kompensierende Kalorimeter) $\sigma/E \approx 0.2 / \sqrt{E} \text{ [GeV]}$ (für kompensierende Kalorimeter)
Sampling-Fluktuationen	$\sigma/E \approx 0.05 / \sqrt{E} \text{ [GeV]}$	$\sigma/E \approx 0.09 / \sqrt{E} \text{ [GeV]}$

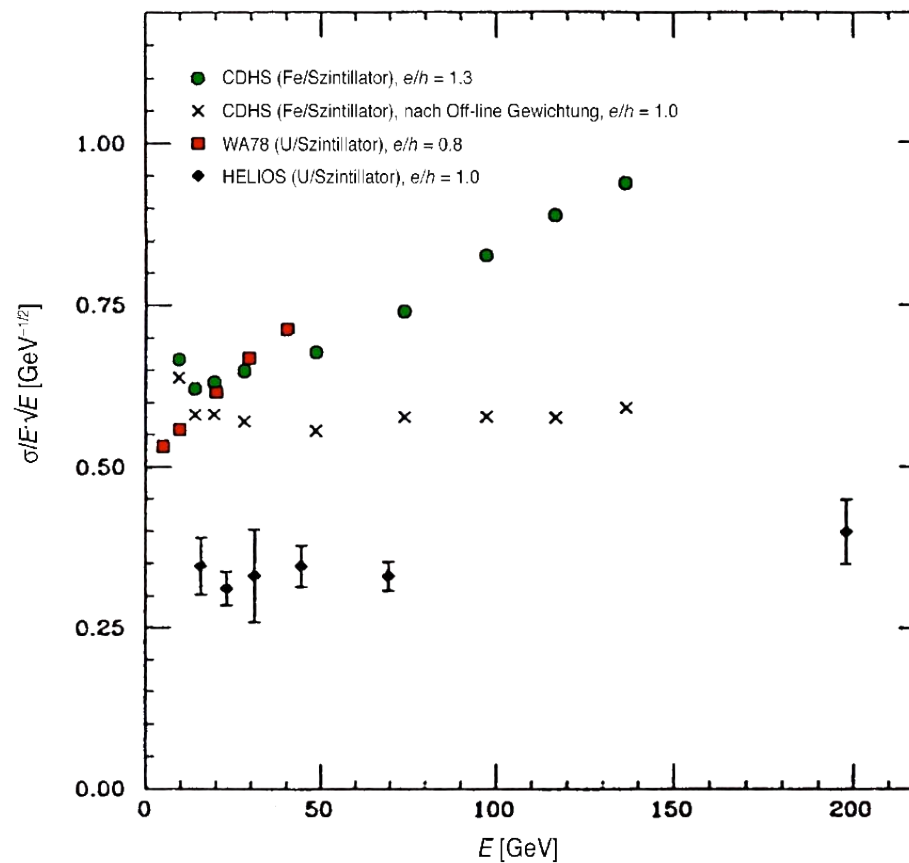
Quelle: C.W. Fabjan, "Grundlagen der Teilchendetektoren", Vorlesungsskriptum 2002

6.3.4 Energieauflösung

Beispiele für erzielte Energieauflösungen – 1



Energieauflösung kompensierender und nicht-kompensierender Kalorimeter:



Bildquelle unbekannt

6.3.4 Energieauflösung

Beispiele für erzielte Energieauflösungen – 2



Experiment	aktive Detektoren	Absorbermaterial	e/h	Energieauflösung (E in GeV)
UA1 C-Modul	Szintillatoren	Fe	≈ 1.4	$80\%/ \sqrt{E}$
ZEUS	Szintillatoren	Pb	≈ 1.0	$34\%/ \sqrt{E}$
WA78	Szintillatoren	U	0.8	$52\%/ \sqrt{E} \oplus 2.6\%^*$
D0	liquid Ar	U	1.11	$48\%/ \sqrt{E} \oplus 5\%^*$
H1	liquid Ar	Pb/Cu	$\leq 1.025^*$	$45\%/ \sqrt{E} \oplus 1.6\%$
CMS	Szintillatoren	Cu	$\neq 1$	$100\%/ \sqrt{E} \oplus 4\%^{**}$
ATLAS (Barrel)	Szintillatoren	Fe	$\neq 1$	$50\%/ \sqrt{E} \oplus 3\%^{**}$
ATLAS (Endcap)	liquid Ar	Cu	$\neq 1$	$60\%/ \sqrt{E} \oplus 3\%^{**}$

- nach off-line Kompensation
- ** Designwerte

6.3.5 Linearität



- ★ In nicht-kompensierenden Kalorimetern ist das Signal durch die Energieabhängigkeit von f_{em} nicht proportional zur Energie des zu messenden Teilchens, man nennt diese Kalorimeter **nichtlinear**.
- ★ Kompensierende Kalorimeter sind hingegen über weite Energiebereiche **linear**. Allerdings kommt es für Energien unter 2 GeV zu Nichtlinearitäten. Diese werden hervorgerufen durch niederenergetische Hadronen welche ihre Energie ausschließlich durch Ionisation verlieren.
- In kompensierenden Kalorimetern sinkt e/h im Bereich unter 2 GeV ab.

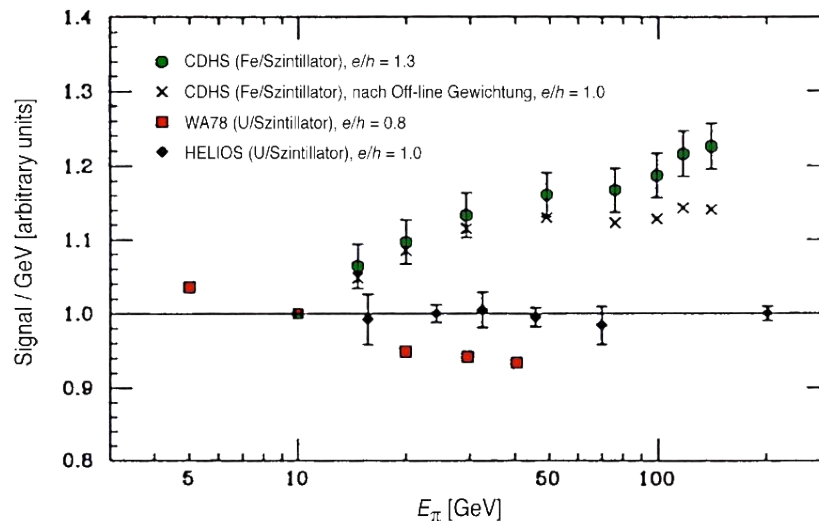


Bild links:
Linearität von kompensierenden
und nicht-kompensierenden
Kalorimetern.

Bildquelle unbekannt

6.4 Beispiele für Kalorimetersysteme

UA1 – 1



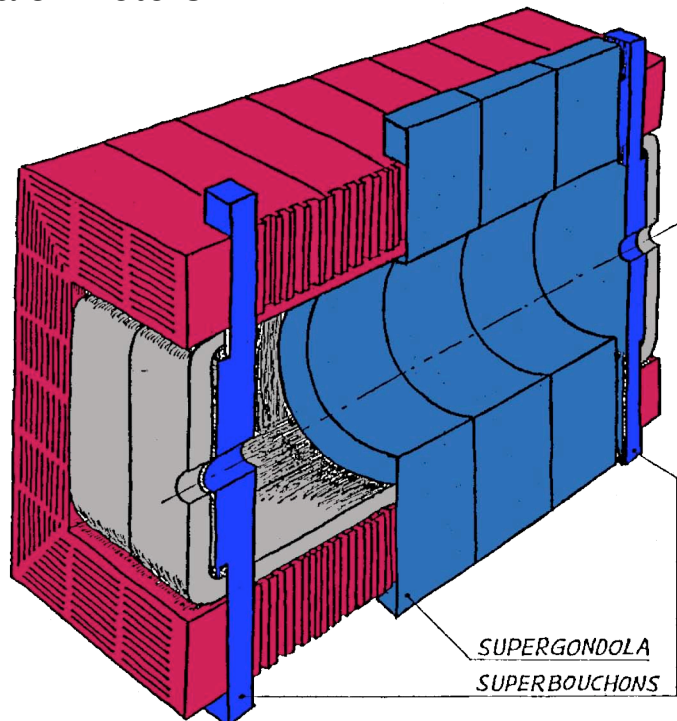
- ★ Das ursprüngliche em. Kalorimeter von UA1 war ein Sandwich-Kalorimeter aus mehreren Lagen von je 1.2 mm Pb und 1.5 mm Polystyrol-Szintillator (dotiert mit 1% Butyl-PBD) und war in Form sogenannter “Gondolas” gefertigt. Die gesamte Dicke für durchgehende Teilchen betrug $26.4 X_0$ bzw. $1.1 \lambda_a$. Die Energieauflösung betrug $\sigma(E)/E (e.m.) = 15\%/\sqrt{E}$.
- ★ Das Hadron-Kalorimeter war aus Lagen zu je 5 cm Eisen und 1 cm Plexipop-Szintillator aufgebaut. Die Szintillatoren wurden über Wellenlängenschieber ausgelesen. Die Gesamtdicke betrug $4.7 \lambda_a$. Die Energieauflösung betrug $\sigma(E)/E (hadr) = 80\%/\sqrt{E}$, das e/h-Verhältnis lag bei ≈ 1.4 .

6.4 Beispiele für Kalorimetersysteme

UA1 – 2



linkes Bild: Schemazeichnung des UA1-Kalorimetersystems. Blau: em. Kalorimeter, rot: Hadron-Kalorimeter, grau: Magnetspulen. Das Eisen des Hadron-Kalorimeters dient gleichzeitig auch als Magnetjoch. – rechtes Bild: Photo der em. “Gondolas” des UA1-Kalorimeters



Quellen: Schema: CERN-Reports CERN/SPSC/85-57, Photo: CERN Courier

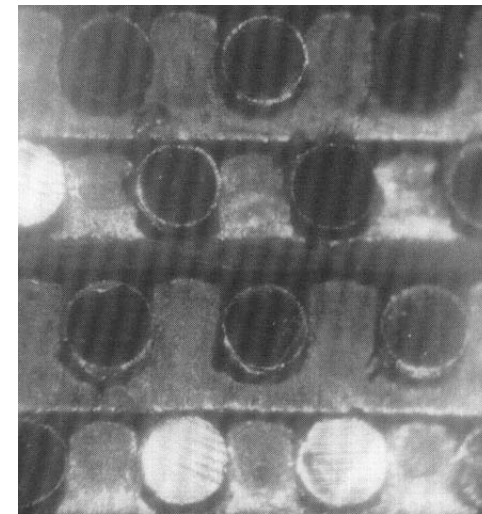
6.4 Beispiele für Kalorimetersysteme

”Spaghetti”-Kalorimeter (Scintillating Fiber Kalorimeter)



- ★ Bei dieser Art von Kalorimeter werden parallele Bündel von szintillierenden Fasern in eine Matrix aus passivem Absorbermaterial (z.B. Pb) eingebettet. Typische Faserdurchmesser liegen bei 0.5–1 mm.
- ★ Vorteile: billig, Kompensation möglich, gute Hermitizität des Detektors
- ★ Nachteile: keine longitudinale Segmentierung möglich
- ★ Mit Prototypen aus 1 mm dicken Fasern, eingebettet im Abstand von 2.22 mm in eine Pb-Matrix konnte man bereits folgende Energieauflösungen erreichen:
 $\sigma(E)/E (e.m.) = 15.7\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ und
 $\sigma(E)/E (hadron.) = 33.3\%/\sqrt{E} \oplus 2.2\%$.

Lichtmikroskopische Aufnahme von in eine Matrix aus mehreren Einzellagen Blei eingebetteten szintillierenden Fasern.



Quelle: NIM A., **386**, 397–408 (1997)

Nützliche Referenzen – 1



- ★ Allgemeines Detektorbuch, mit weiteren Informationen über Kalorimeter:
C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993
- ★ Beitrag zur NATO ASI Summer School, gehalten vom 14.–25. Juni 1990 in St. Croix, U.S. Virgin Islands, erschienen als Teil der Proceedings:
R. Wigmans, *Calorimetry in High Energy Physics*, S. 325–381 in:
T. Ferbel (Editor), *Techniques and Concepts of High Energy Physics VI*, NATO ASI Series B: Physics, Vol. 275, Plenum Press, 1991
- ★ Beitrag zur NATO ASI Summer School, 16.–27. Juni 1994 in St. Croix, U.S. Virgin Islands, erschienen als Teil der Proceedings:
W. J. Willis, *New Directions in Calorimetry*, S. 171–201 in:
T. Ferbel (Editor), *Techniques and Concepts of High Energy Physics VIII*, NATO ASI Series B: Physics, Vol. 351, Plenum Press, 1995

Nützliche Referenzen – 2



- ★ Sehr umfassender Übersichtsartikel, Schwerpunkt auf die Prinzipien:
Claude Leroy and Pier-Giorgio Rancoita,
Physics of Cascading Shower Generation and Propagation in Matter: Principles of High-Energy, Ultrahigh-Energy and Compensating Calorimetry,
Rep. Prog. Phys. **63** , 505–606 (2000)
- ★ Übersichtsartikel, etwas kürzer als der obige, gibt aber einen guten Überblick über die verschiedenen Kalorimetertypen. Geht auch auf die Integration in Beschleunigerexperimente ein und stellt einige Anwendungsbeispiele vor:
Christian W. Fabjan and Fabiola Gianotti,
Calorimetry for Particle Physics, Rev. Mod. Phys. **75**, 1243–1286 (2003)