

- (a) Prinzipien: charakteristische Nachweisreaktion (z.B. Neutronen), kinematische Parameter (Geschwindigkeit+Energie), charakterist. Wechselwirkungsstärke (spezif. Ionisation)
- (b) Flugzeitzähler
- (c) Čerenkov-Zähler: Schwellenzähler, Ring abbildende Zähler (RICH), Übergangsstrahlungszähler
- (d) mehrfache spezif. Energieverlustmessung (Jet-Kammer, TPC)

12. Energiemessung:

- (a) elektromagnetische Kalorimeter
- (b) hadronische Kalorimeter und selbstkompensierende hadr. Kalorimeter

Energiemessung

Im Gegensatz zu den bisher diskutierten Methoden des Teilchennachweis, Orts-, Zeitmessung und Identifizierung sind die Methoden zur Energiemessung i.A. destruktiv.

Damit ist gemeint, dass das Teilchen seine gesamte Energie an den Detektor abgibt, am Ende also nicht mehr für weitere Messungen verfügbar ist. Dieses Messprinzip entspricht einer kalorimetrischen Messung der Energie, weswegen die Detektoren zur Energiemessung gemeinhin als Kalorimeter bezeichnet werden.

In komplexen Detektorkonzepten mit Kombinationen aus Spur-, ^{wegen der destruktiven Messung} Impuls-, Energiemessung werden Kalorimeter üblicherweise als letzte Messstation, die das Teilchen erreicht, eingesetzt.

(vgl. abschließende Darstellung im Abschnitt zur Teilchenidentifizierung: Der Eisenabsorber dient dann als Kalorimeter)

Energiemessung

Bei geringen Teilchenenergien genügt meist eine geringe Absorberdicke, um das Teilchen zu stoppen und dabei seine Energie zu messen. Hier kann der Detektor, mit dem die insgesamt erzeugte Ionisation als Maß für die Teilchenenergie gemessen wird, gleichzeitig auch das Absorbermaterial sein. Typischerweise können großvolumige Halbleiterdetektoren Teilchenenergien bis zu etwa 1 MeV mit hoher Präzision messen. Bei erheblich höheren Teilchenenergien, wie sie an Beschleunigern auftreten, werden andere Techniken genutzt. Eine grobe Einteilung ist:

- **homogene Kalorimeter**: Absorbermaterial ist gleichzeitig auch Detektormaterial für Ionisation, wobei diese (als Maß für die Teilchenenergie) durch Čerenkov- und/oder Szintillationslicht gemessen wird;
- **Sampling Kalorimeter**: Absorbermaterial ist passiv und in Schichten angeordnet, zwischen denen sich die aktiven Detektoren zur Ionisationsmessung (bzw. Teilchenzählung, s.u.) befinden; Detektoren z.B. Gaszähler, Halbleiter, Flüssigkeit, Szintillation, ..

Energiemessung

Um sehr hochenergetische Teilchen in einem Kalorimeter endlicher Dicke zu stoppen, ist der Energieverlust dE/dx (typisch einige 10-100 keV/cm) viel zu gering. Zudem treten bei hohen Teilchenenergien auch andere Wechselwirkungen zw. Teilchen und Materie auf, welche dominant die Energieabgabe von Teilchen auf Absorber bestimmen. Diese Wechselwirkungen hängen aber vom Typ des Teilchens ab. Daher gibt es eine weitere Unterteilung in:

- **Elektromagnetische Kalorimeter**, die hauptsächlich die Energie von Elektronen, Positronen und Photonen (Gammas) messen können,
- **Hadronische Kalorimeter**, mit denen die Energie von Teilchen gemessen wird, deren Energieabgabe dominant durch hadronische Wechselwirkungen mit den Atomkernen des Absorbermaterials geschieht, also v.a. Pionen, Kaon, Proton, Neutron

Elektromagnetische Kalorimeter

Zur Erinnerung:

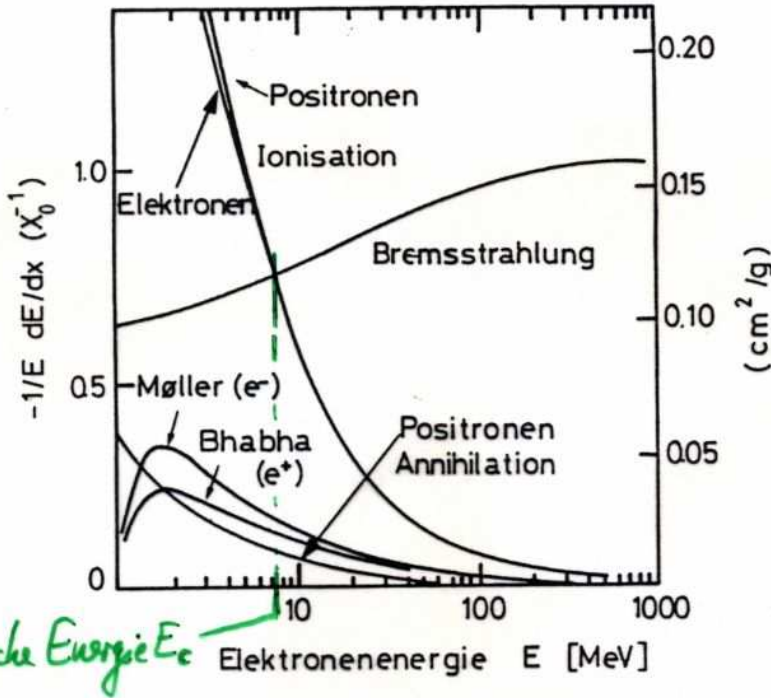


Abb. 7.18 Energieverlustmechanismen von Elektronen als Funktion der Elektronenenergie
 (Møller-Streuung: $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$;
 Bhabha-Streuung: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$;
 Positronen-Annihilation: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) [94].

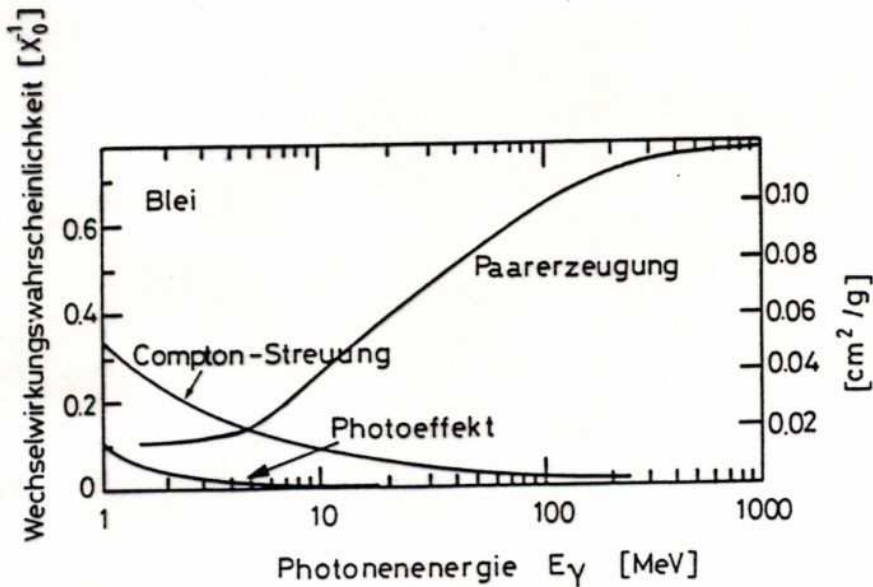


Abb. 7.19 Wirkungsquerschnitte für Photoprozesse als Funktion der Photonenergie in Blei [94].

Elektromagnetische Kalorimeter

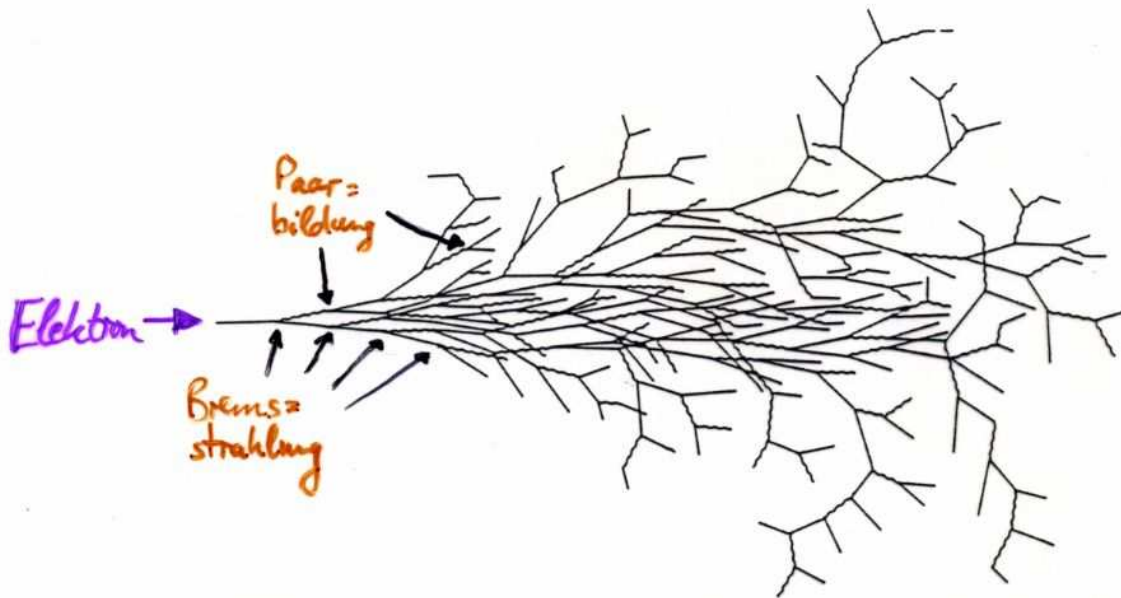


Abb. 7.20 Skizzierung einer elektromagnetischen Kaskade.

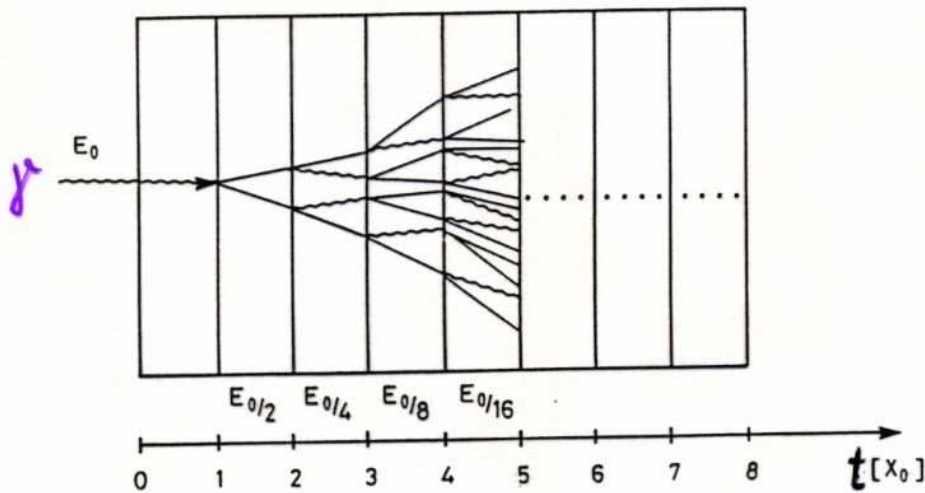


Abb. 7.24 Skizzierung eines einfachen Modells zur Schauerparameterisierung.

- Photon der Energie E_0 erzeugt mit $1 - \exp[-7/9] \approx 54\%$ Wahrscheinlichkeit in Schicht der Dicke X_0 ein e^+e^- -Paar
- e^+e^- emittieren nach weiteren X_0 je ein Bremsstrahlungs- γ die wiederum jeweils e^+e^- -Paare erzeugen, u.s.f.
- Aufschauierung bricht ab, wenn e^+ bzw. e^- -Energie die kritische Energie E_c unterschreitet
- unterhalb E_c : Ionisationsprozesse, Compton- bzw. Photoeffekt dominant

Elektromagnet. Schauer

(s. Abb. 7.24)

Solange $E > E_c$ ist, verdoppelt sich die Zahl der e^\pm ,
nach jedem X_0 -Schritt in etwa, d.h. nach der Tiefe t
(gemessen in Einheiten von X_0) ist die Anzahl von e^\pm, γ :

$$N(t) \approx 2^t$$

und die Energie der Teilchen im Mittel:

$$E(t) \approx E_0 / N(t) = E_0 \cdot 2^{-t} \quad \begin{matrix} \downarrow \\ > E_c \end{matrix}$$

Das Schauermaximum wird erreicht, wenn

$$E_c \stackrel{!}{=} E(t_{\max}) = E_0 \cdot 2^{-t_{\max}}$$

$$\Rightarrow t_{\max} \sim \ln(E_0/E_c)$$

,d.h. die Schauerlänge wächst nur logarithmisch mit der Energie

Die Gesamtzahl der Teilchen im Schauer ist:

$$S = \sum_{t=0}^{t_{\max}} N(t) = \sum_{t=0}^{t_{\max}} 2^t = 2^{t_{\max}+1} - 1 \approx 2^{t_{\max}+1}$$

$$\Rightarrow S = 2 \cdot \frac{E_0}{E_c} \sim E_0$$

,d.h. die Teilchenzahl im Schauer ist ein Maß für die zu
bestimmende ursprüngliche Teilchenenergie E_0

(Statt "Gesamtzahl" ist "Gesamtspurlänge" der Teilchen korrekter, denn der Nachschauer erfolgt beispielsweise durch γ -Photonen, die e^+ und e^- abstrahlen. Die Anzahl der γ -Photonen ist $dN/dx \approx 490/\text{cm} \cdot \sin^2 \theta_c$, daher ist die Gesamtspurlänge von e^+ und e^- von Bedeutung. Diese Gesamtspurlänge ist etwa $2/3 \cdot X_0 \cdot \sum N(t)$, wobei der Faktor $2/3$ Rechnung trägt, dass nur e^+ und e^- γ -Photonen abstrahlen, nicht aber die Bremsstrahlungsphotonen.)

Elektromagn. Schauer

Wird die Teilchenzahl in äquidistanten Abständen $t [X_0]$ bestimmt ("gesampled"), so ist die Gesamtzahl der Teilchen

$$S^* = 2 \cdot \frac{E_0}{E_c} \cdot \frac{1}{t}$$

(korrekterweise: $S^* = \text{totale Länge der } e^{\pm}\text{-Spur} / \text{Abstand } t \text{ zwischen den einzelnen Samplings}$)

Damit ist für ein nicht total absorbierendes Kalorium welches die Teilchen nur nach Abstände t zählt, eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sqrt{S^*}}{S^*} \sim \sqrt{\frac{t}{E_0}}$$

zu erwarten. Bemerkenswert ist, dass die Energieauflösung mit wachsender Teilchenenergie besser wird!

Ebenso verbessert sich die Energieauflösung, wenn in kurzen Abständen t die Teilchenzahl im Schauer gesampled wird.

Elektromagn. Schauer

Die bisher angegebenen Relation stellen Näherungen dar.
Eine genaue Betrachtung der Schauerentwicklung ergibt:

- **messbare Spurlänge** (\Leftrightarrow Zahl der Schauerpartikeln):

$$T_m = F(\xi) \cdot \frac{E_0}{E_c} \cdot \rho X_0$$

wobei $T_m \leq E_0/E_c$ und $\xi = \xi$ (minimale nachweisbare Energie E_k)

$$\text{und } F(\xi) = e^{-\xi} \cdot (1 + \xi \cdot \ln(\xi/1.526))$$

$$\text{sowie } \xi = 4.58 \frac{Z}{A} \cdot \frac{E_k}{E_c}$$

- **longitudinales Profil des Schauers** ($t := x/X_0$):

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot \frac{\beta \cdot (\beta \cdot t)^\alpha \cdot e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha+1)} \quad \otimes$$

mit den Parametern: $\beta \approx 0.5$, $\alpha \approx \beta t_{\max}$

und der (Euler-)Gammafunktion $\Gamma(y) = \int_0^\infty e^{-x} x^{y-1} dx$

- **Schauermaximum:**

$$t_{\max} = \ln \frac{E_0}{E_c} + \begin{cases} +0.5 & \text{für Photonen} \\ -0.5 & \text{für Elektronen} \end{cases}$$

- **98% der Schauerenergie** sind nach \otimes in

$$L_{98\%} \approx 2.5 \cdot t_{\max} [X_0]$$

enthalten \rightarrow Länge des Kalorimeters

Elektronmagn. Schauerprofil

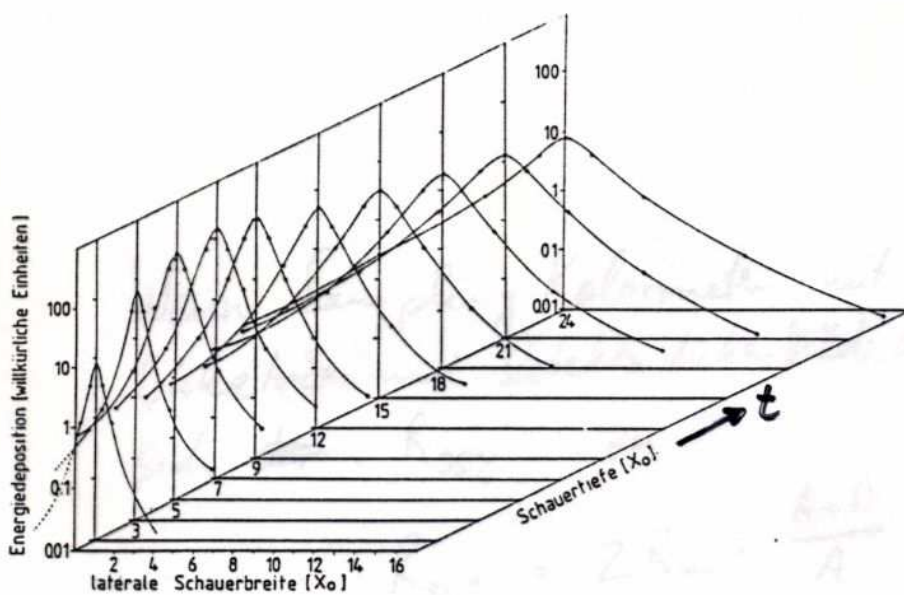
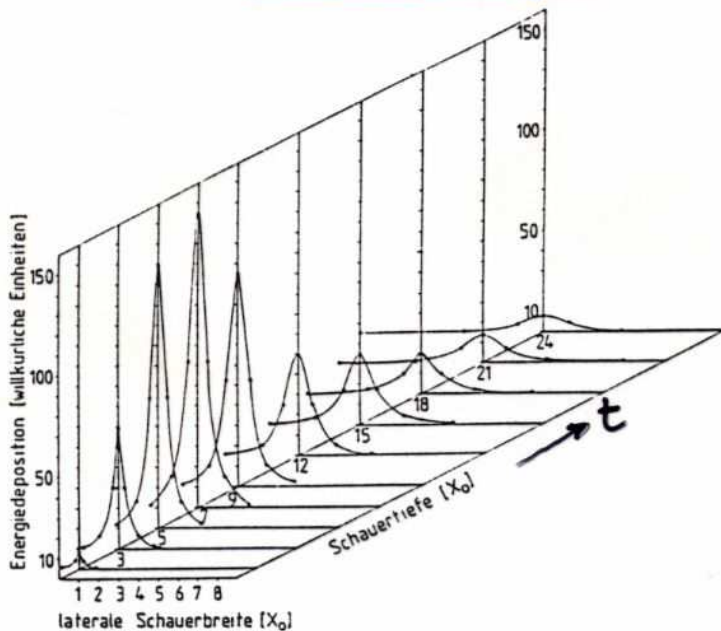
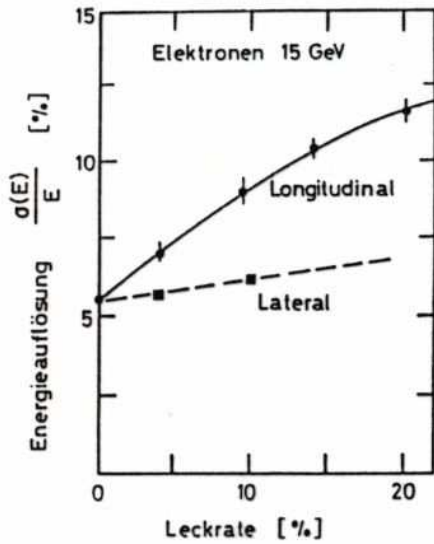


Abb. 7.23 Longitudinale und laterale Entwicklung eines Elektronenschauers (6 GeV) in Blei in linearer und logarithmischer Intensitätsdarstellung (nach [168, 169]).

- **longitudinal:** $\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot \beta \cdot (\beta t)^d \cdot e^{-\beta t / \Gamma(d+1)}$
- **transversal/lateral:** durch Vielfachstreuung bestimmt
kann durch Molière-Radius $R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_0} \cdot X_0$
charakterisiert werden \rightarrow Unabhängig vom Material sind
95% der Schauerenergie in einem Zylinder mit Radius $R_{95\%} = 2R_m$
enthalten

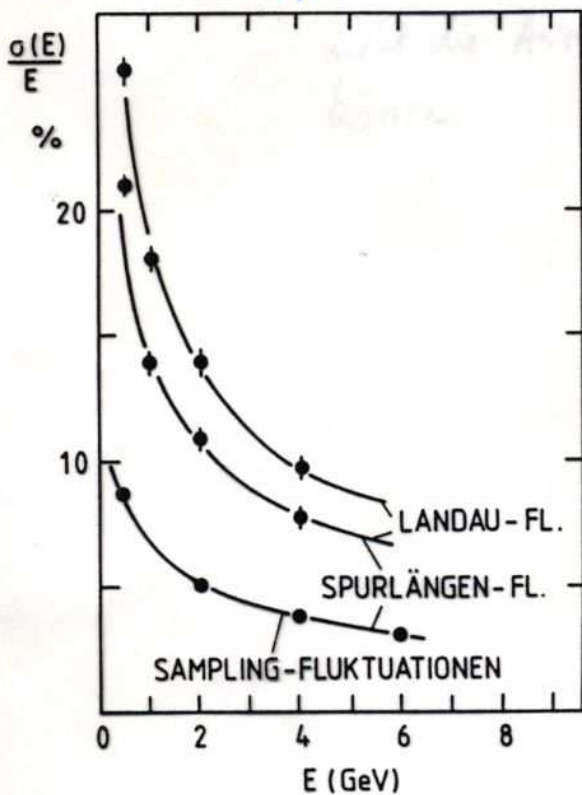
Elektromagnet. Kalorimeter



- Die Energieauflösung wird besonders durch Verluste von Schauerteilchen in longitudinaler Richtung beeinträchtigt → Kalorimeterlänge
Longitudinale Verluste wachsen mit Schauerlänge, also $\sim \ln E$

Einfluß longitudinaler und lateraler Leckverluste auf die Energieauflösung [179].

- Neben den statistischen Fluktuationen aufgrund des Samplings, die einen Beitrag $\frac{\sigma}{E} \sim \sqrt{\frac{E}{E}}$ (zuzüglich



- Winkelkorrekturen, falls Schauerteilchen nicht rechtwinklig durch Detektor laufen, liefern, tragen Spurlängenfluktuationen (Schauerteilchen nicht rechtwinklig im Detektor sowie in Gasdetektoren auch Landau-Fluktuationen des Energieverlustes zur gesamten Energieauflösung bei. Landau-Fluk. können

Berechnete Beiträge der Sampling-, Spurlängen- und Landau-Fluktuationen zur relativen Energieauflösung eines elektromagnetischen Schauerszählers aus Bleiplatten und Argon-Proportionalzählern [FI 78].

durch Flüssigkeitsdetektoren oder Arocci-Streamerröhre unterdrückt werden

Energieauflösung elmag. Kalorimeter

Bei den Sampling-Kalorimetern (auch Sandwich-Zähler genannt) trägt die Stichprobenweise Messung der Schauerenergie zur erreichbaren Energieauflösung bei. Für eine Absorberschicht der Dicke t und der Spurlänge S ergab sich die Anzahl der im Detektor gezählten Teilchen zu

$$S^* = S/t$$

Wird nun für S die longitudinale Form des Schauers $\frac{dE}{dt}$ benutzt, folgt für die Energieauflösung

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{sample}} = \frac{1}{\sqrt{S^*}} \approx 3.2\% \cdot \sqrt{\frac{550}{Z \cdot F(\xi)} \cdot \frac{t [X_0]}{E_0 [\text{GeV}]}}$$

wobei $550/Z$ aus der ^{approximativen} Relation für ~~die Energieverlust von Z~~ die kritische Energie E_c stammt. Man beachte:

- $\frac{\sigma}{E} \sim 1/\sqrt{E}$
- $\frac{\sigma}{E} \sim \sqrt{t}$
- $\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{Z}}$, d.h. Materialien mit großer Kernladung Z versprechen eine bessere Energieauflösung, aber
- $R_m \sim \frac{X_0}{E_c} \sim Z$, d.h. die seitliche Schaubreite wächst mit der Kernladungszahl
→ Winkel der Teilchen im Detektor fluktuieren stärker!

Energieauflösung elmag. Kalorimeter

Die gesamte Energieauflösung hat die Form

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}} \equiv a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}}$$

wobei b die zuvor beschriebenen statistischen Fluktuationen, die energieabhängig sind, bezeichnet, während der konst. Term a seine Ursache im Rauschen der Auslese-Elektronik

(und auch der Detektoren bzw. Detektorkapazitäten) hat.

Eine Ausnahme sind elmag. Kalorimeter aus NaF(TL), die bereits bei Photonenergien von ca. 16eV die intrinsische Grenze der Auflösung erreichen, sodass bei höheren Energien die statistischen Fluktuation von instrumentellen Effekten überwogen werden, was zu einer $1/\sqrt{E}$ -Charakteristik führt.

Die nachfolgende Tabelle 19 zeigt einige Beispiele für elmag. Kalorimeter und listet dazu die typische Energieauflösung, die im Experiment (mitunter bei idealisierten Bedingungen) erreicht wurden. Da gerade bei Kristallen und Gläsern die optischen Eigenschaften leicht variieren können, ist es möglich, mit speziell ausgewählten Einzeldetektoren deutlich bessere Energieauflösungswerte zu erreichen.

Elektronmagn. Kalorimeter

Tabelle 19
Elektromagnetische Schauzähler

Typ	Sampling Dicke (X ₀)	Gesamtdicke (X ₀)	$\sigma(E)/\sqrt{E}$ %(GeV) ^{1/2}	Ortsauflösung (mm)	Winkelauflösung	Transversale Zellengröße (mm)	Kollaboration	Ref.
NaI	--	24	0.9 E ^{1/4}				Crystalball	HU 72
NaI	--	16	2.8 E ^{1/4}					PA 80
BGO	--		2.5					KO 81
Pb Glas F8	--	17	5.3+1.2 E	1.3		36 x 36	IHEP	BI 81
Pb Glas SF5	--	12.5	$\sqrt{6^2+2.5^2}E$	6	10 mrad	80 x 104	JADE	DR 80
Pb Glas SF5	--	20	$\sqrt{6^2+0.5^2}E$	2			NA 1	BA 79
Pb/Szint.	0.18	12.5	7 - 9	$11/\sqrt{E}(\text{GeV})$		100 x 100	ARGUS	HO 79
Pb/Szint.	0.21	13	9	$25/\sqrt{E}(\text{GeV})$		200 x 250	LAPP-LAL	SC 82
Pb/LAR	0.36	13.5	10 - 12	5	5 mrad	70 x 70 + Streifen 20mm	TASSO	KA 81
Pb/LAR	0.26	21	10	4	4mrad	23 x 23	CELLO	BE 81
Pb/LAR		14	11.5				Mark II	DA 79
Pb/LAR	0.38	25	7.5	1.0	0.01mrad	10x10	NA31	BU 88
Pb/PWC	0.5	12	16				Mark III	HI 81
Pb/Prop.Rohr	1		24	<1		pitch 7.8	NA 24	BA 84

Pb Glas SF5 — 23.9 $\sqrt{5.4^2 + 0.12^2} \cdot E$

Pb/LAR 0.12-0.25 24 $\sqrt{1.6^2 + 0.7^2} \cdot E$

~1.3° 94 x 94 OPAL

4-6 mrad $\frac{1}{\sqrt{E}}$ Akordeon ATLAS

Hadronische Kalorimeter

Hadronkalorimeter gehorchen den gleichen Prinzipien wie electromagn. Kalorimeter. Es gibt jedoch wichtige Unterschiede:

- **nukleare Absorptionslänge / hadr. Wechselwirkungslänge λ** tritt an die Stelle der Strahlungslänge, da die Energieverlustmechanismen (hadr. WW statt Bremsstrahlung & Paarbildung, andere Wirkungsquerschnitte) aufweisen

$$\lambda := \frac{A}{\sigma_i \cdot N_0 \cdot \rho}$$

A: Molmasse
N₀: Avogadrozahl
 ρ : Dichte
 σ_i : inelast. hadron. Wirkung

Beispiele für λ :

	λ	X_0
C	34 cm	18.8 cm
Fe	17.1 cm	1.76 cm
Pb	18.5 cm	0.56 cm
U	12.0 cm	0.32 cm

$\lambda \gg X_0 \rightarrow$ Hadronkalorimeter müssen wesentlich massiver als electromagn. Kalorimeter sein

- die notwendige Größe kann mit homogenen Detektoren nicht erreicht werden, daher sind Hadronkalorimeter fast immer Sampling-Kalorimeter
- Hadronkaskaden sind aufgrund der bei Kernwechselwirkung übertragenen Transversalimpulse viel breiter, d.h. die laterale Verteilung der Schauenergie ist größer

Hadronkalorimeter

Elektron-Hadron-Kalorimeter

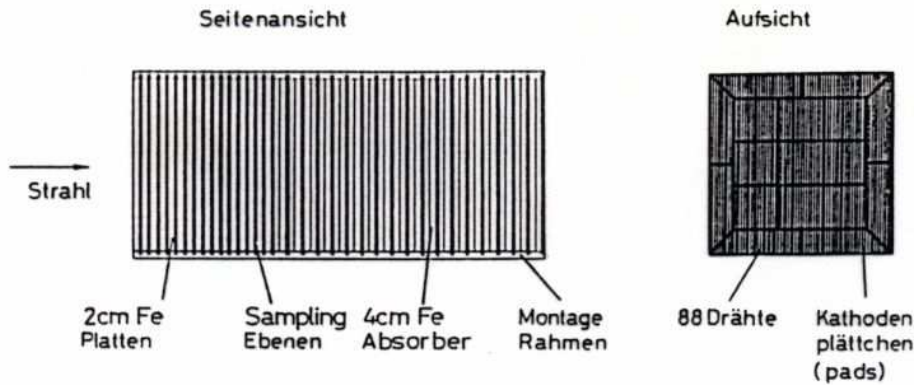


Abb. 7.31 Typischer Aufbau eines Elektron-Hadron-Kalorimeters mit Streamerrohr-Sampling [181].

das sowohl elmag. Schauer als auch Hadronschauer vermessen kann,

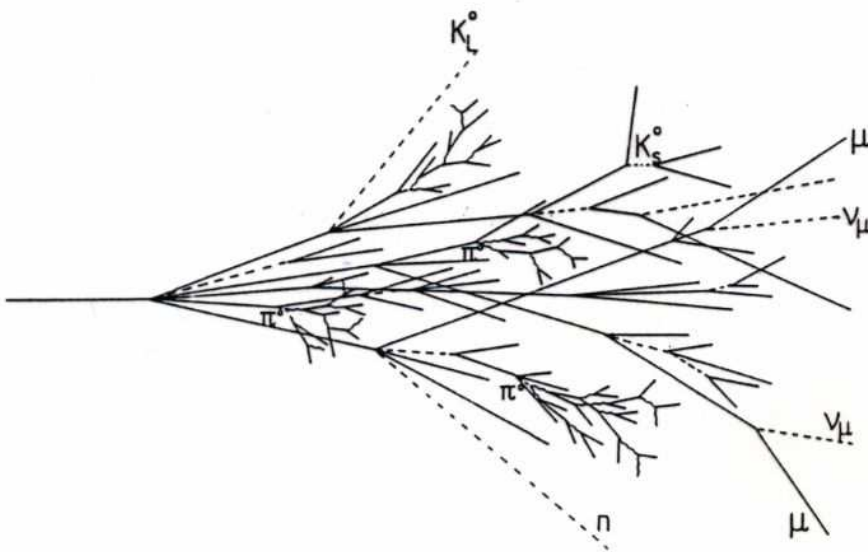


Abb. 7.32 Skizzierung einer Hadronkaskade in einem Absorber.

- In Hadronkaskade treten neben π , K auch Teilchen auf, die nicht oder nur partiell in ihrer Energie vermessen werden können: z.B. Neutrinos und Myonen
- Es treten π^0 auf, die schnell (10^{-16} s) in 2 Photonen zerfallen und elmag. Schauer auslösen

Hadronkaskaden

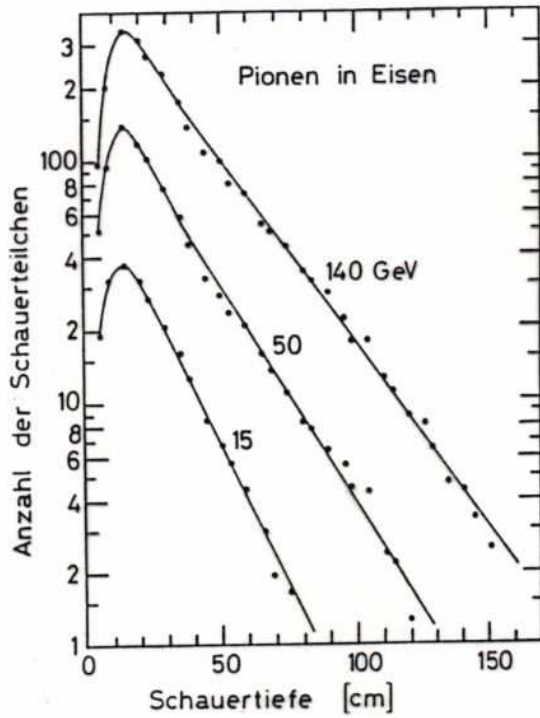


Abb. 7.37 Longitudinale Schauerentwicklung von Pionen in Eisen

Die longitudinale Form der Hadronkaskade ist (anders als bei elwagn. Schauern) energieabhängig. Nach dem v.a. durch π^0 -Teilchen hervorgerufenen schnellen Anstieg der Schauerteilchen, folgt nach dem Maximum ein variabel langsamer Abfall.

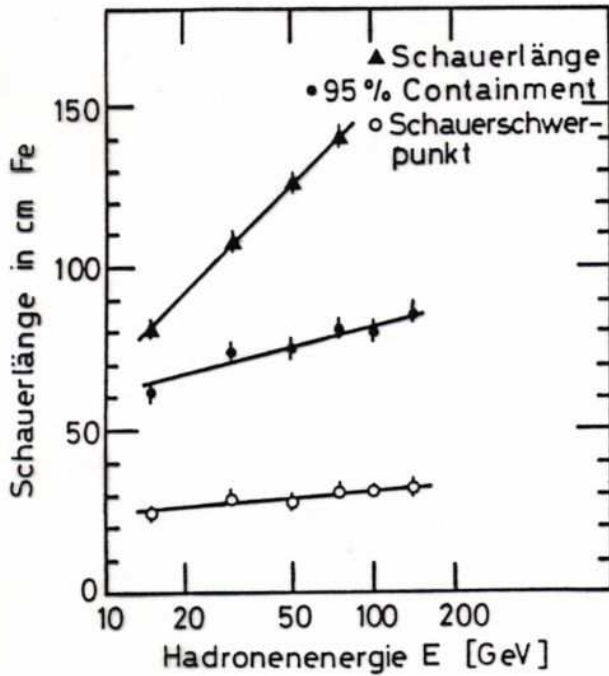


Abb. 7.41 Schauerlängen und Schauerschwerpunkt von Hadronkaskaden nach unterschiedlichen Definitionen [197].

Je nach Definition ergeben sich unterschiedliche Längen des Schauers:

- "Schauerlänge": im Mittel wenig als 1 Schauerteilchen in der Schauertiefe z
- "95% Containment": 95% der Schauerenergie sind im Kalorimeter eingeschlossen, dafür gilt als Parametrisierung in $L_{95\%} = 9.4 \cdot \ln \frac{E}{\text{GeV}} + 39$

- "Schauerschwerpunkt" wird i.d.R. durch das fast ortsfeste Maximum der Kaskade bestimmt

Hadronkaskade

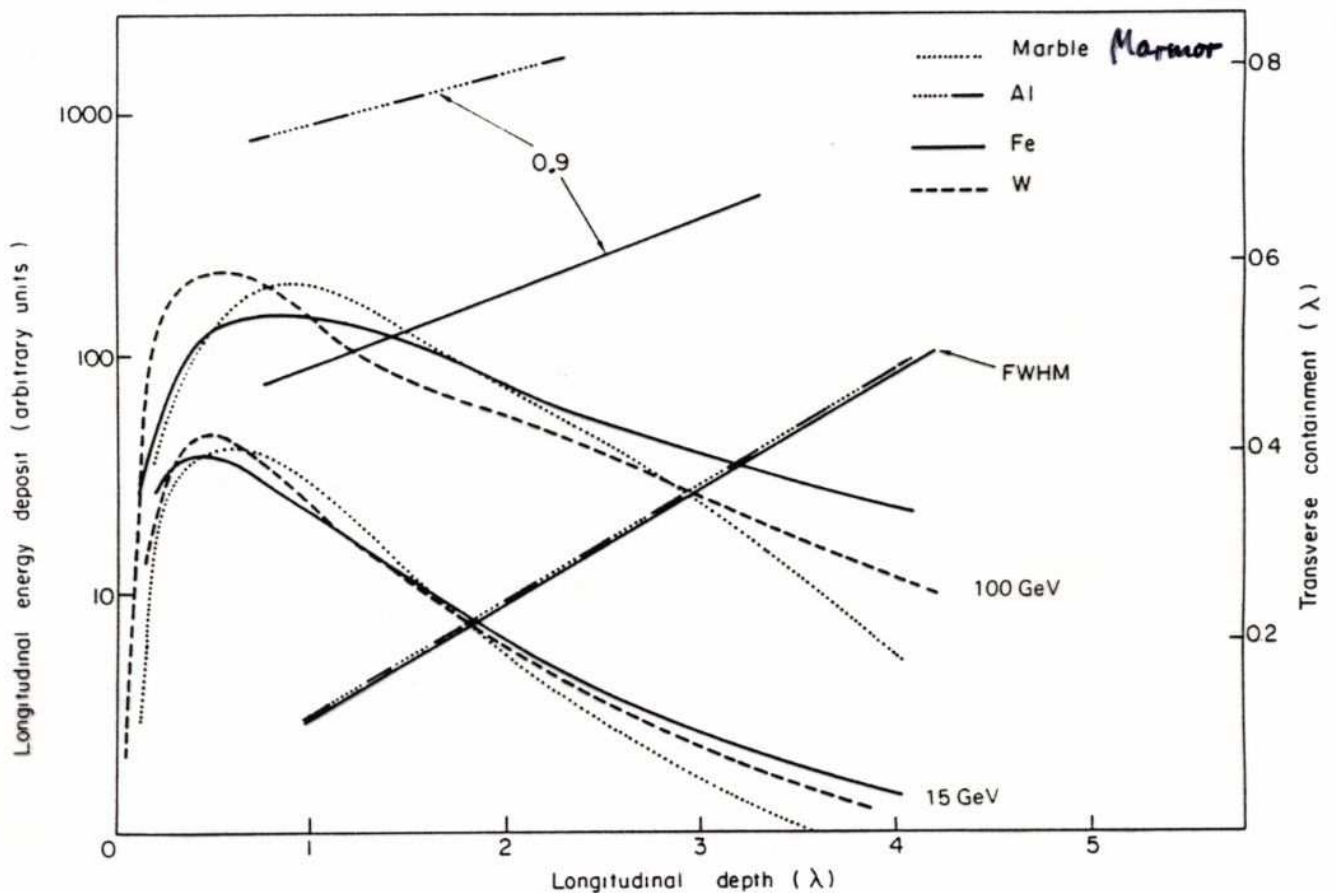


Fig. 9: Longitudinal shower development (left ordinate) induced by hadrons in different materials, showing approximate scaling in absorption length λ . The shower distributions are measured from the vertex of the shower and are therefore more peaked than those measured with respect to the face of the calorimeter. For the transverse distributions as a function of shower depth, scaling in λ is found for the narrow core (FWHM) of the showers. The radius of the cylinder for 90% lateral containment is much larger and does not scale in λ . [10 GeV/c π 's: B. Friend et al., Nucl. Instrum. Methods 136:505 (1976)]. Note that marble and aluminium have almost identical absorption and radiation lengths [Marble: M. Jonker et al., Nucl. Instrum. Methods 200:183 (1982); Fe: M. Holder et al., Nucl. Instrum. Methods 151:69 (1978); W: D.L. Cheshire et al., Nucl. Instrum. Methods 141:219 (1977)].

- Die longitudinale Form der Kaskade ist für verschiedene Absorbermaterialien in etwa gleich
- Die laterale/transversale Form skaliert zwischen den Absorbieren nur für einen engen Bereich um das Zentrum des Schauers (FWHM = full width at half maximum = volle Halbwertsbreite). Die 90% Schauerenergie-Einschlussgrenze ist viel größer und unterschiedlich für die Absorbermaterialien

Energieauflösung von Hadronkalorimetern

Neben den Leckverlusten in longitudinaler u. transversaler Richtung treten weitere Verluste auf:

- Schauerpartikel wie Myonen und Neutrinos (aus π -Zerfällen) entweichen aus dem Kalorimeter (ca. 1% Energieverlust bei 140 GeV Primärenergie)
- inelastische Stöße regen Kerne des Absorbermaterials an, spalten sie oder zerlegen sie in viele langsame Bruchstücke (Spallation). Dadurch entstehen niederenergetische γ , Kernfragmente, Protonen und Neutronen, die
 - ▶ nicht-relativistisch überproportional im Detektor ionisieren,
 - ▶ als schwere Kernfragmente mit geringer Reichweite im Absorber stecken bleiben,
 - ▶ als Neutronen nur wesentlich zur Energiemessung im Detektor beitragen, wenn dieser Wasserstoff-Atome enthält und die elastisch gestoßenen Protonen messen kann.

Aus diesen Gründen ergeben sich erhebliche Unterschiede in der gemessenen Energie für Elektronen und Pionen. Typischerweise wird die Pion-Energie 10-20% zu niedrig gemessen.

Dies und die größeren Sampling-Fluktuationen führen zu typischen Energieauflösungswerten für Hadronkalorimeter von

$$\frac{\Delta}{E} \approx 70\% - 90\% / \sqrt{E [\text{GeV}]}$$

Dagegen kann der konst. Term aus dem Elektronikrauschen meist vernachlässigt werden.

Kompensation der γ -Antwort

Eine Verbesserung der Energieauflösung wird erreicht, wenn Elektron- und hadroninduzierte Schauer die gleiche Energieantwort ergeben, wenn also die Verluste bei Hadronkaskaden kompensiert werden. Methoden sind:

- **abgereichertes ^{238}U als Absorber + Szintillator-Detektor**

Frei werdende Energie aus ^{238}U -Spaltung durch Schauer-Teilchen erzeugt Neutronen (und weiche γ), die in Protonreichen Detektoren wie Plastik-Szintillatoren nachgewiesen werden können, um die Energieantwort auf eine Hadronkaskade um die Verluste zu korrigieren. Erreichte Auflösung:

$$\frac{\sigma}{E} \approx 35\% / \sqrt{E [\text{GeV}]}$$

(ohne Szintillator als Detektor wurde $\sigma/E \sim 50-60\% / \sqrt{E}$ erzielt)

- **Neutronen aus Spallation + Szintillator-Detektor**

Hierbei werden die Neutronen durch die Kernzertrümmerung freigesetzt und können zur Energieantwort im Plastik-Szintillator beitragen. Vollständige Kompensation erfordert: ~~Absorberdicke~~
Absorberdicke \gg Detektordicke

z.B. Blei: Szintillator = 4 : 1

- **Gewichtung der electrom. Schauer**

Electrom. Schauer sind wegen $X_0 \ll \lambda$ auf den vorderen Teil eines Hadronkalorimeters beschränkt. Skaliert man die dort gemessene Energieantwort durch geeignete Gewichtungsfaktoren, kann eine Übereinstimmung mit einer hadron. Energieantwort erreicht werden $\rightarrow \sigma/E \approx 58\% / \sqrt{E [\text{GeV}]}$

Kompensation
durch Gewichtung

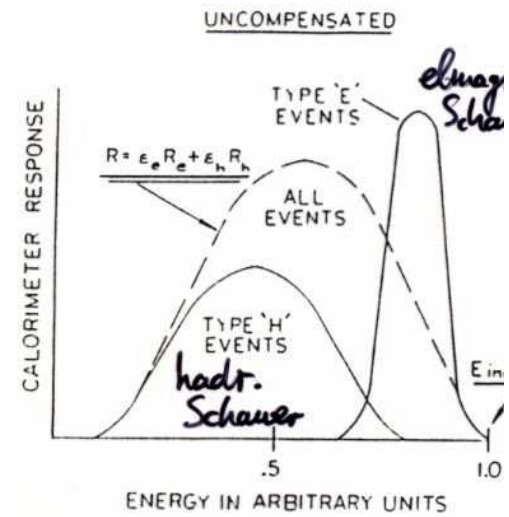
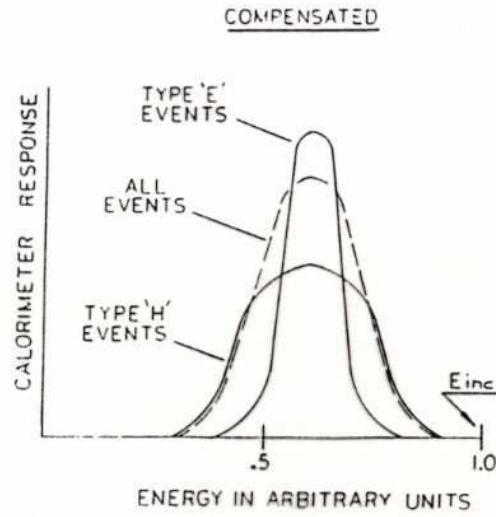
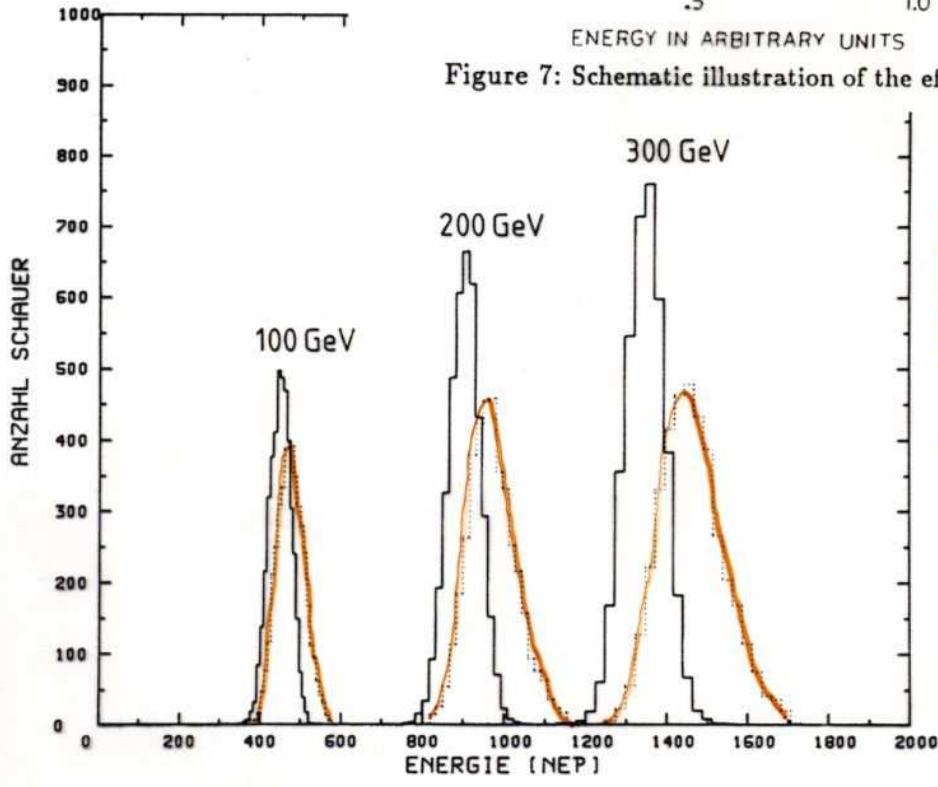


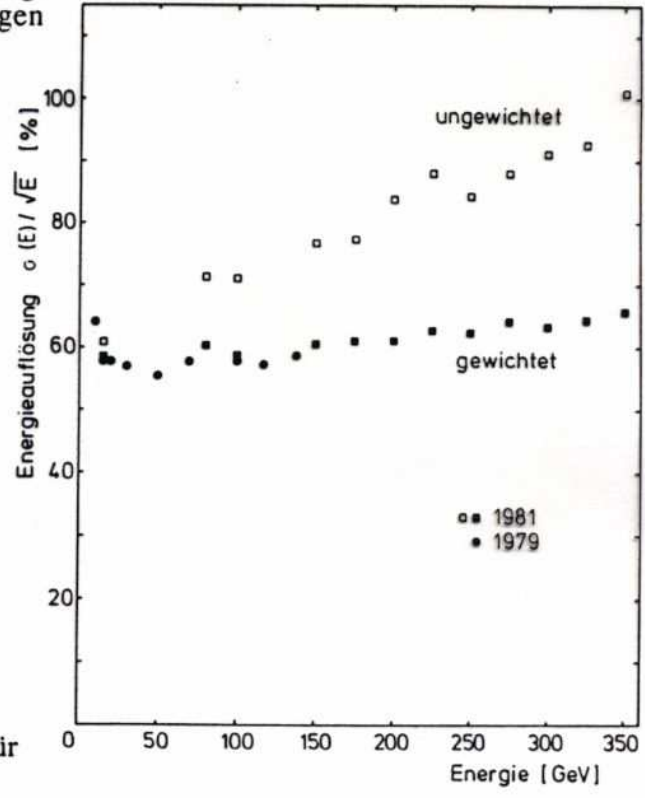
Figure 7: Schematic illustration of the effect of compensation on calorimeter response



Wirkung der
Gewichtung
bei verschiedenen
Teildenergien

Fig.6.15: Impulshöhenverteilung für monoenergetische π -Mesonen; gestrichelte Histogramme: Verteilung ohne Gewichtung, durchgezogene Histogramme: gewichtete Verteilungen

verbesserte
Energieauflösung
durch Gewichtung



Reduzierte Energieauflösung $\sigma(E)/\sqrt{E}(\text{GeV})$ in % $\text{GeV}^{1/2}$ für π -Mesonen in einem Fe-Kalorimeter [AB 81, BL 82].

Teilchenidentifikation durch Kalorimeter

Insbesondere Hadronkalorimeter gestatten eine Unterscheidung zwischen Hadronen, Elektronen und Myonen:

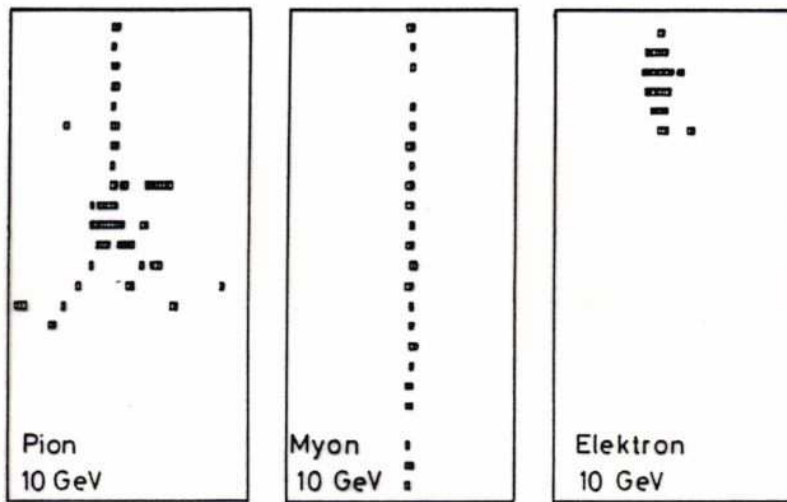


Abb. 7.53 Digitale Muster von 10 GeV Pionen, Myonen und Elektronen in einem Streamer-Rohr-Hadron-Kalorimeter [44].

- Hadronen: Schauer im tiefen Bereich des Kalorimeters
- Elektronen: Schauer im vorderen Bereich des Kalorimeters
- Myonen: keine Schauerentwicklung, aber Signal in allen Sampling-Lagen

Im Allgemeinen muss diese Identifikation durch weitere, spezialisierte Detektoren unterstützt werden, weil die Komplexität von Hadronkaskaden leicht zu Verwechslungen und damit Fehlidentifikationen führen kann (z.B. geringer Schauer am vorderen Kalorimeter + Myon aus π^+ -Zerfall)

Kalorimeter

- Messen die Energie eines Teilchens destruktiv
- Elektromagnet. Kalorimeter sind aufgrund der beiden beitragenden Prozesse (Bremsstrahlung, Paarbildung) i.A. gut verstanden und können zuverlässig mit Computerprogrammen simuliert werden. Energieauflösung ist z.T. sehr gut ($\sigma/E \sim \text{einige \%} / \sqrt{E}$), so dass elektronisches Rauschen signifikant die Auflösung beeinträchtigen kann.
- Hadronische Kaskaden sind durch die Vielzahl der Wechselwirkungen nur mässig gut verstanden. Simulationen brauchen umfangreiche Tabellen von Wirkungsquerschnitten aller möglicher Hadronen bei verschiedenster Energie mit vielen verschiedenen Atomkernen. Solche Tabellen liegen nur bruchstückhaft vor (trotz des vorhandenen Umfangs von Messungen). Energieauflösung reicht von $35\% / \sqrt{E}$ bis zu $90\% / \sqrt{E}$, abhängig von Absorbermaterial, Detektorsystem und Kompensation.