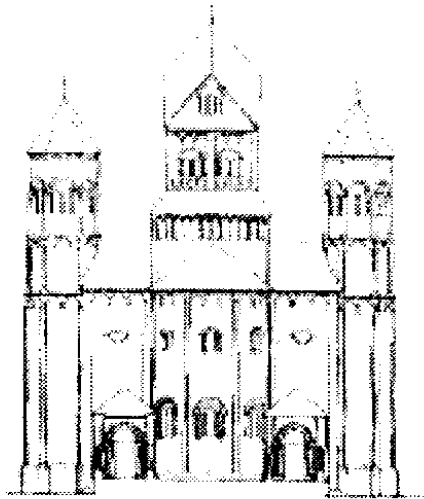


Grundlagen der Detektorphysik



UNIVER
SITÄT 
MAINZ

K. Jakobs
Institut für Physik
Universität Mainz

1. Einführung
Motivation für Teilchendetektoren
(Anwendungsgebiete, Meßgrößen)
2. Physikalische Grundlagen
3. Orts- und Impulsmessung
4. Energiemessung in Kalorimetern
5. Teilchenidentifizierung
6. Detektorsystem (Beispiel: ATLAS Detektor)

1. Motivation für Teilchendetektoren

1.1. Anwendungsgebiete

Elementarteilchenphysik:

Nachweis von Teilchenreaktionen an Beschleunigern

Vermessung des Endzustandes:

- Impulse, Energien und Identität einzelner Teilchen
- Energiebilanz (transversale Energie oder Gesamtenergie)

geladene Teilchen:

$e, \mu, \pi^\pm, K^\pm, p, \dots$

neutrale Teilchen:

γ, K^0, n, \dots

nur schwach wechselwirkende Teilchen:

$\nu, \tilde{\chi}^0, \dots$

Energiebereich: $\sim 1 \text{ GeV} - \sim 5 \text{ TeV}$

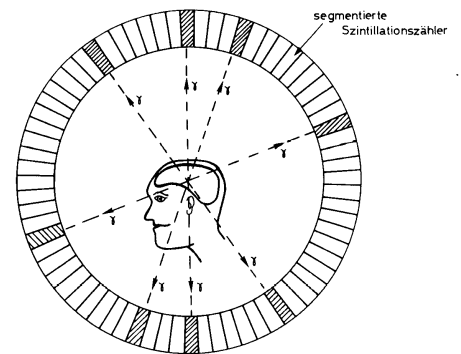
Teilchenphysik ohne Beschleuniger:

- Astro- und Astroteilchenphysik
 - kosmische Hintergrundstrahlung
 - Röntgenstrahlung (ROSAT)
 - hochenergetische Photonen (γ ray bursts)
 - hochenergetische Neutrinos
- Neutrino-physik
 - solare Neutrinos
 - atmosphärische Neutrinos
 - Neutrinos von Beschleunigern

Energiebereich: $\sim 100 \mu\text{eV} \rightarrow > \sim 1000 \text{ TeV}$

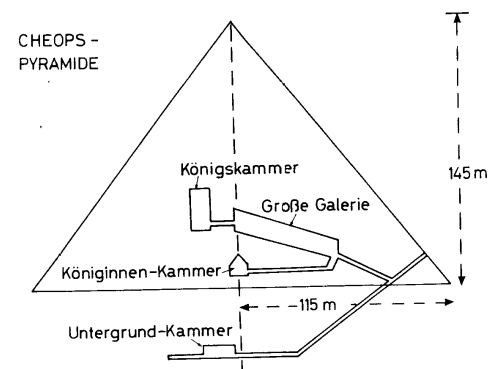
Medizin: (bildgebende Verfahren)

- **Nuklearmedizin**
(Nachweis von γ -Strahlung, nach Anreicherung entsprechender radioaktiver Isotope in inneren Organen, z.B. Schilddrüse)
- Positronen-Emissions-Tomographie ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma$)
- Tumortherapie mit Hadronen (π^- oder n)
- Röntgenstrahlung



Archäologie:

- Altersbestimmung (z.B. C^{14} -Methode)
- Röntgen der Pyramiden im Lichte kosmischer Myonen
- ...



Umweltphysik:

- Vermessung natürlicher und künstlicher Radioaktivität oder Strahlenbelastung

1.2. Meßgrößen

- **Impuls \vec{p}**

Vermessung der **Bahnkurve in einem Magnetfeld**
(gel. Teilchen)

Lorentzkraft:
$$\vec{F} = q (\vec{v} \times \vec{B})$$

Spezialfall: homogenes Magnetfeld \Rightarrow Helix-Bahn
Ortsinformation, \rightarrow Krümmungsradius ρ

\rightarrow Impuls p
$$p = 0.3 \cdot B \cdot \rho$$

(Einheiten: p in (GeV/c), B in (Tesla), ρ in (m))

- **Energie**

Deposition der Teilchenenergie in sog. **Kalorimetern**

Energie	\rightarrow	Medium	\rightarrow	meßbares Signal
		phys. Prozesse		z.B. Licht, Ionisationsladung
E		\sim		S_{Det}

- **Identität der Teilchen**

Natur der Teilchen ist durch **Masse (+ Ladung)** eindeutig bestimmt

relativistische Energie-Impulsbeziehung: ($c=\hbar=1$)

$$\Rightarrow m = \sqrt{E^2 - p^2}$$
$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{E} = \frac{1}{\sqrt{1 + m^2/p^2}}$$
$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{m} = \sqrt{1 + p^2/m^2}$$

Identifizierung/Massenbestimmung ist möglich durch:

– Messung einer Kombination zweier Größen:

z.B.: Impuls und Geschwindigkeit β
oder Impuls und γ -Faktor

Methode: Flugzeit, Energieverlustmessung,
Cherenkov- oder Übergangsstrahlungssignatur

– Kombination der Signaturen aus verschiedenen Detektoren (\rightarrow Detektorsystem)

z.B.: Kalorimeter \oplus Spurdetektoren \oplus Myonendet.

- Lebensdauer von Teilchen

Hauptanwendung: Zerfälle von Hadronen mit schweren Quarks, z.B. B-Mesonen

typische B-Lebensdauer: $\tau(B_d^0) = 1.55 \text{ ps}$

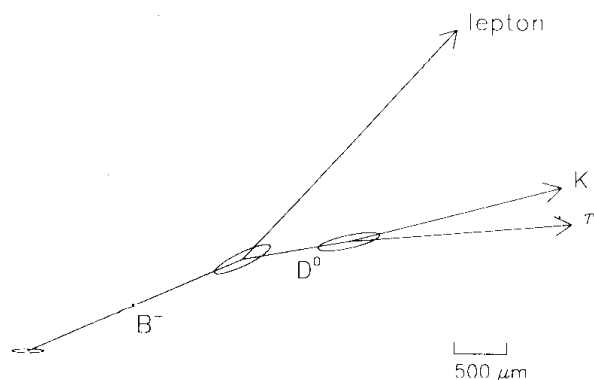


Fig. 5.22. Schematic representation of a typical B decay into $D^0 l X$.

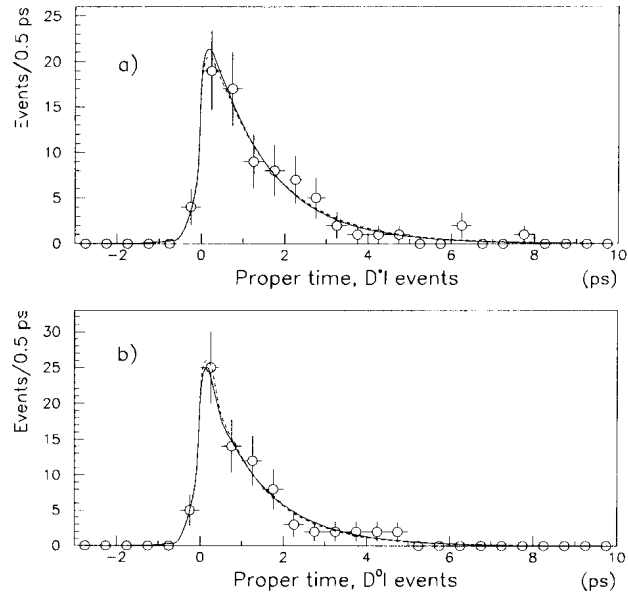
mittlere Flugstrecke hängt vom Impuls des Teilchens ab:

$$\langle l \rangle = v \cdot \gamma \cdot \tau = \frac{p}{E} \cdot c \cdot \frac{E}{m} \cdot \tau = \frac{p}{m} \cdot c \cdot \tau$$

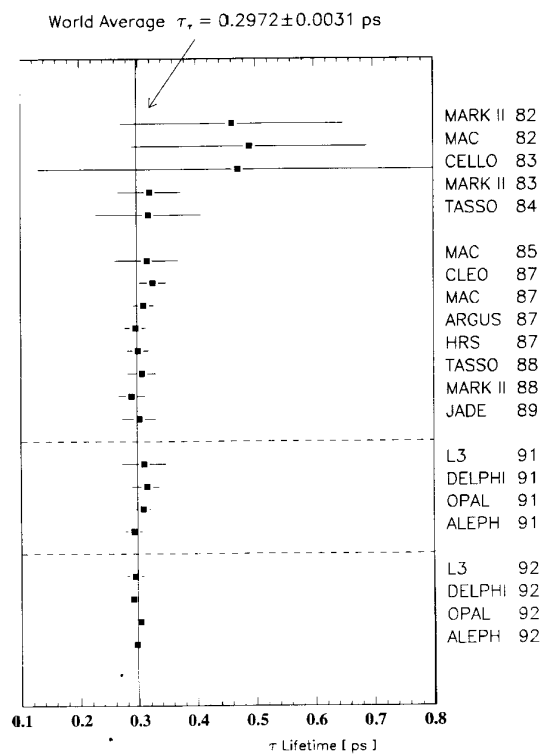
für $\langle p \rangle = 20 \text{ GeV}$, $m = 5 \text{ GeV}$ und $\tau = 1.5 \text{ ps}$ ergibt sich:

$$\langle l \rangle = 1.9 \text{ mm}$$

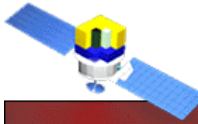
a) gemessene Lebensdauerverteilung in $D - l$ Ereignissen (ALEPH Kollaboration)



b) Messungen der τ -Lepton Lebensdauer



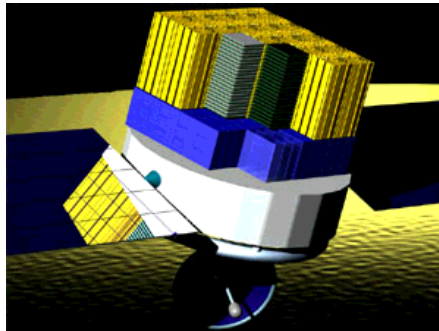
Signifikante Verbesserung durch neue Detektortechnologie (Siliziumstreifen-Vertexdetektoren)



GLAST *The Gamma Ray Large Area Space Telescope*

[Home | Precision Tracker | Calorimeter | Data Acquisition System | Anticoincidence Detector]

The GLAST Large Area Telescope



The

GLAST Large Area Telescope will be comprised of four key components.

- Precision Tracker
- Calorimeter
- Data Acquisition System
- Anticoincidence Detector

Created by: Tim Graves on July 12, 1999
Modified by: Tim Graves on July 29, 1999



GLAST *The Gamma Ray Large Area Space Telescope*

[Home | Precision Tracker | Calorimeter | Data Acquisition System | Anticoincidence Detector]

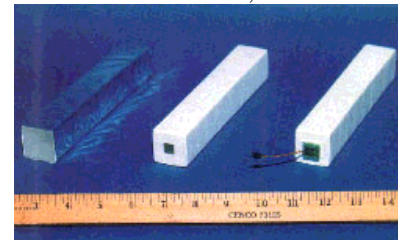
Calorimeter

The

calorimeter design for GLAST produces flashes of light that are used to determine how much energy is in each gamma-ray. A calorimeter ("calorie-meter") is a device that measures the energy (heat in calories) of a particle when it is totally absorbed.

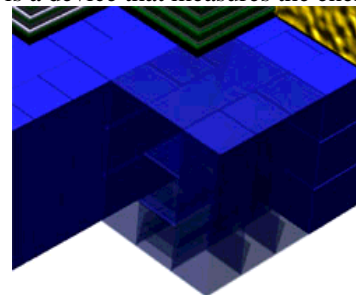
CsI(Tl) bars, arranged in a segmented manner, give both longitudinal and transverse information about the energy

deposition pattern. Once a gamma ray penetrates through the



anticoincidence shield, the silicon-strip tracker and lead converter planes, it then passes into the cesium-iodide calorimeters. This causes a scintillation reaction in the cesium-iodide, and the resultant light flash is

photoelectrically converted to a voltage. This voltage is then digitized, recorded and relayed to earth by the spacecraft's onboard computer telemetry antenna. Cesium-iodide blocks are arranged in two perpendicular directions, to provide additional positional information



about the shower.

Created by: Tim Graves on July 12, 1999
Modified by: Tim Graves on July 29, 1999

II. Physikalische Grundlagen der Detektorphysik

Nachweis durch: **Wechselwirkung der Teilchen mit Materie**

- Teilchen müssen sich bemerkbar machen, z.B. durch Energieabgabe (Ionisation und Anregung) an ein Nachweis- oder Detektormedium.
- störend für den Meßprozeß, limitiert die Genauigkeit

Grundlegende Wechselwirkung: **elektromagnetische WW**

Ausnahmen: starke WW bei der hadronischen Schauerbildung in Kalorimetern
schwache WW bei direkter Neutrinowechselwirkung

Energie wird zum großen Teil durch die Wechselwirkung geladener Teilchen mit den Elektronen der Atomhülle verloren.

$$\sigma \sim 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2 !!$$

Übersicht über die Energieverlustprozesse

geladene Teilchen	Photonen, γ
Ionisation und Anregung	Photoeffekt
Bremsstrahlung	Compton-Streuung
	Paarbildung
Cherenkov-Strahlung	
Übergangsstrahlung	

2.1. Energieverlust durch Ionisation und Anregung

geladenes Teilchen (Masse M) tritt primär in **WW mit Atomelektronen**

$$\text{max. übertragbare Energie: } E_{kin}^{max} = \frac{2m_e p^2}{M^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2} \Rightarrow 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

\Rightarrow Ionisierung der Atome entlang der Teilchenbahn;
Anregung derselben in höhere Zustände

(Teilchenbahn wird durch WW mit Elektronen nur geringfügig beeinträchtigt)

$$\text{Energieverlust pro Wegstrecke: } -\frac{dE}{dx}|_{ion} = n_{ion} \cdot \langle I \rangle$$

wobei: E : kinetische Energie
 n_{ion} : Zahl der e-Ion Paare (pro Wegstrecke)
 $\langle I \rangle$: durchschnittliche, zur Ionisation benötigte Energie (materialabhängig)

$\frac{dE}{dx}$ wurde erstmals von **H.Bethe und F.Bloch** berechnet (1932)
(elektromagnetische WW, relativistische Korrekturen)

Annahmen:

- Masse M des einlaufenden Teilchens ist groß im Vergleich zur Elektronenmasse ($M \gg m_e$)
- Geschwindigkeit $v = \beta c$ ist groß geg. der Geschwindigkeit des Elektrons auf seiner Bahn ($v \gg v_e$)

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{e^2 N_L}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \frac{Q^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\langle I \rangle} \gamma^2 \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

wobei: m_e : Ruhemasse des Elektrons
 N_L : Loschmidt-Zahl (Anzahl der Atome pro Grammatom)
 ρ, Z, A : Dichte, Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers
 β, γ : rel. β und γ Faktoren des Teilchens
 $Q = ze$: Ladung des einfallenden Teilchens
 δ - Korrekturterm, Dichte-Effekt (s.u.)
 (in ursprünglicher Bethe-Bloch Formel vernachlässigt)

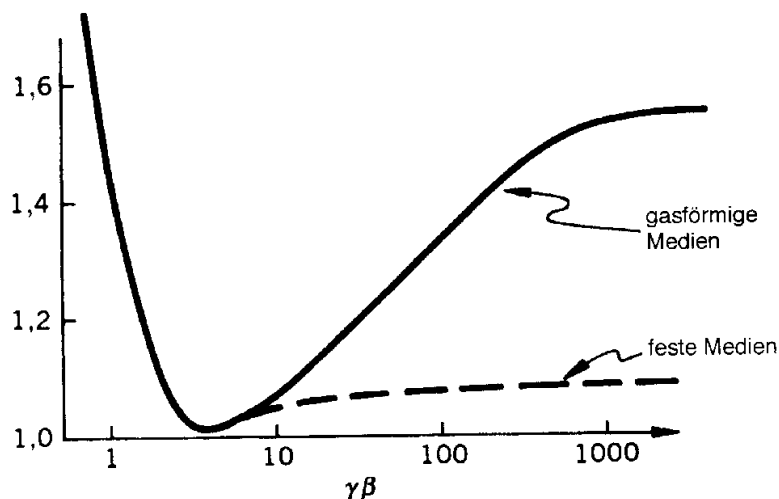
Übergang zum *Energieverlust pro Massenbelegung*,

Einheit: (MeV · cm² / g)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = -\frac{dE}{dx'} = 4\pi \frac{e^2 N_L}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{Q^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\langle I \rangle} \gamma^2 \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

wichtige Abhängigkeiten:

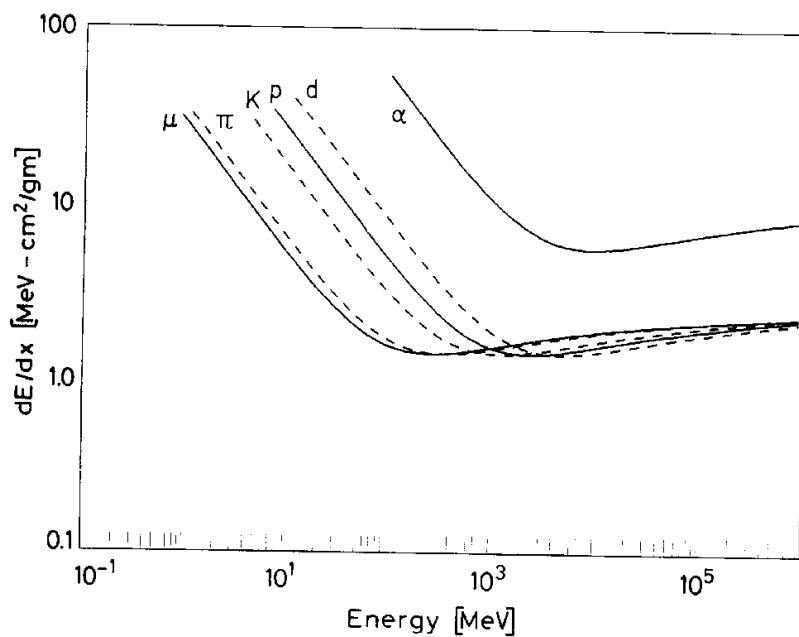
- Energieverlust ist **unabhängig von der Masse des einlaufenden Teilchens**
⇒ **universelle Kurve**



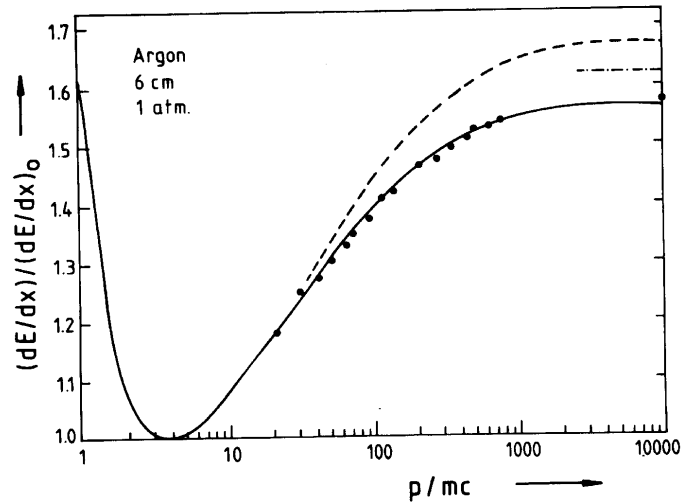
- hängt ab von Ladung und Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens
 $\sim Q^2/\beta^2$
- Absorber: dE/dx' ist rel. unabhängig vom Absorber;
Verhältnis Z/A ist über einen großen Bereich konstant
- Minimum für $\beta\gamma \approx 4$
minimal ionisierendes Teilchen: $\frac{dE}{dx}|_{min} \approx 1.5 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{g}$
- relativ. Anstieg wird für große $\beta\gamma$ gedämpft, Sättigungseffekt,
bedingt durch langreichweitige inneratomare Abschirmungseffekte
(**Korrekturterm δ**)
(materialabhängig, gut beobachtet in Gasen, nicht jedoch in Festkörpern)

Teilchen mit verschiedenen Ruhemassen (M), jedoch gleichem Impuls (p) erleiden einen unterschiedlichen Energieverlust:

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{\beta^2} \quad \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} = \frac{M^2 \gamma^2}{p^2}$$

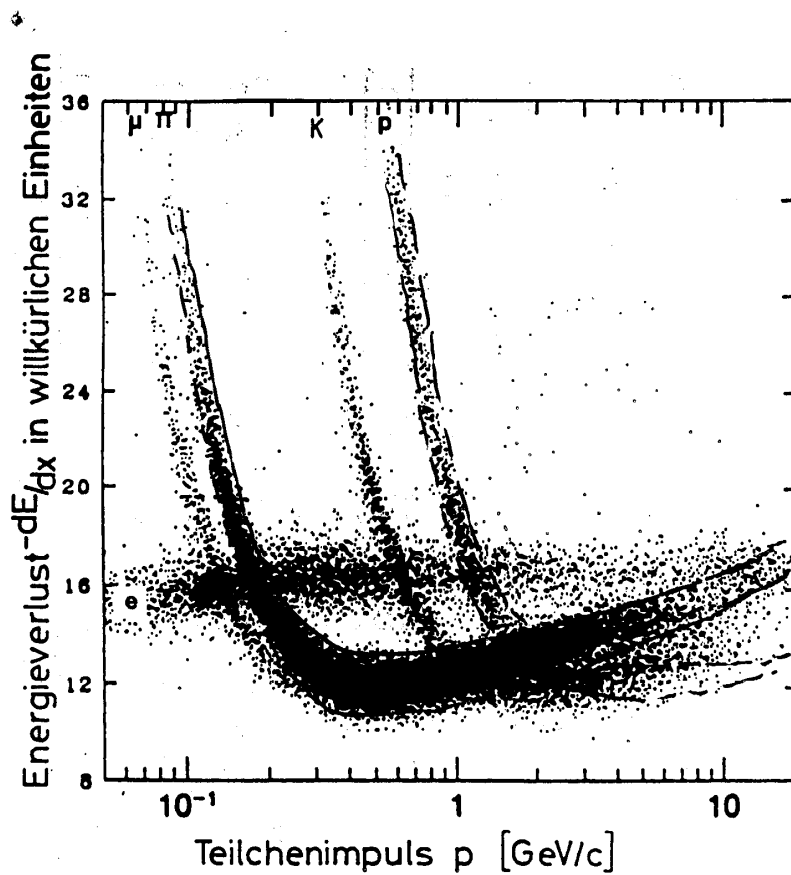


a) Energieverlust gemessen in Argon-Gas als Funktion des Impulses



rel. Anstieg + Dichtekorrektur exp. bestätigt

b) dE/dx - Messungen als Fkt. des Impulses (verschiedene Teilchen)



Grenzen der Gültigkeit der Bethe-Bloch Formel:

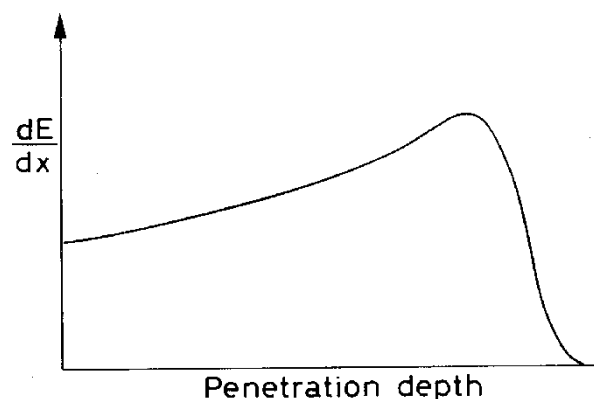
a) Bethe-Bloch Formel **gilt nicht bei kleinen Geschwindigkeiten**
($\beta < \sim 0.005$)

für kleiner werdende β -Werte durchläuft die dE/dx Kurve ein Maximum
(nach $1/\beta^2$ -Anstieg);

Im nicht-relativistischen Bereich ist der Energieverlust proportional zu β ;
 dE/dx wird z.B. durch die zeitweise Anlagerung von Elektronen an das
einlaufende Teilchen abgeschwächt (neutraler Zustand).

Effekte zeigen sich in Reichweitenkurven:

Reichweite $R := \int_E^0 \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$



b) Bethe Bloch Formel **gilt nicht für Elektronen**
(gleiche Massen, ununterscheidbare Teilchen)

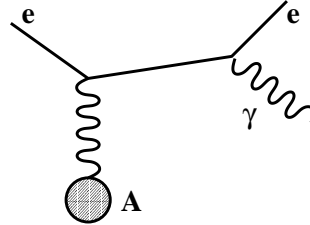
Ionisationsverlust für Elektronen:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{e^2 N_L}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2}.$$

$$\cdot \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} \langle I \rangle} + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right]$$

2.2. Energieverlust durch Bremsstrahlung

Hochenergetische geladene Teilchen erleiden einen zusätzlichen Energieverlust durch die el.magn. WW im Coulomb-Feld des Kerns



Ein Teil der Energie wird in Form von Photonen abgestrahlt

$$-\frac{dE}{dx}|_{Brems} = 4\alpha N_L \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \ln \frac{183 Z(Z+1)}{Z^{1/3} A} Q^2 E$$

$$-\frac{dE}{dx}|_{Brems} := \frac{1}{X_0} Q^2 E \quad \Rightarrow \quad E(x) = E_0 e^{-x/X_0}$$

wobei: α = Feinstrukturkonstante
 X_0 = Strahlungslänge

wichtige Abhängigkeiten:

- $Z(Z+1)$ berücksichtigt Bremsstrahlung im Kern- u. Elektronfeld
- $\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{m^2}$ (m = Masse des einlauf. Teilchens !)

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_\mu / \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \sim \frac{1}{40.000}$$
- $\frac{dE}{dx} \sim E$ (Energie E des einlaufenden Teilchens; Bremsstrahlung wichtig bei hohen Energien)
- \Rightarrow exponentieller Energieverlust als Funktion der in Materie zurückgelegten Wegstrecke

Nach Durchlaufen einer Strahlungslänge ist im Mittel die Energie aufgrund von Bremsstrahlung auf den Wert $1/e$ abgefallen

- Energieverlustspektrum: $1/E$ Spektrum (große Fluktuationen)
- **Strahlungslänge** ist eine Materialkonstante
- **kritische Energie**: Energie bei der der Energieverlust pro Wegstrecke für Elektronen aufgrund von Ionisation und Bremsstrahlung gleich ist:

$$-\frac{dE}{dx}|_{ion}(E_c) = -\frac{dE}{dx}|_{brems}(E_c)$$

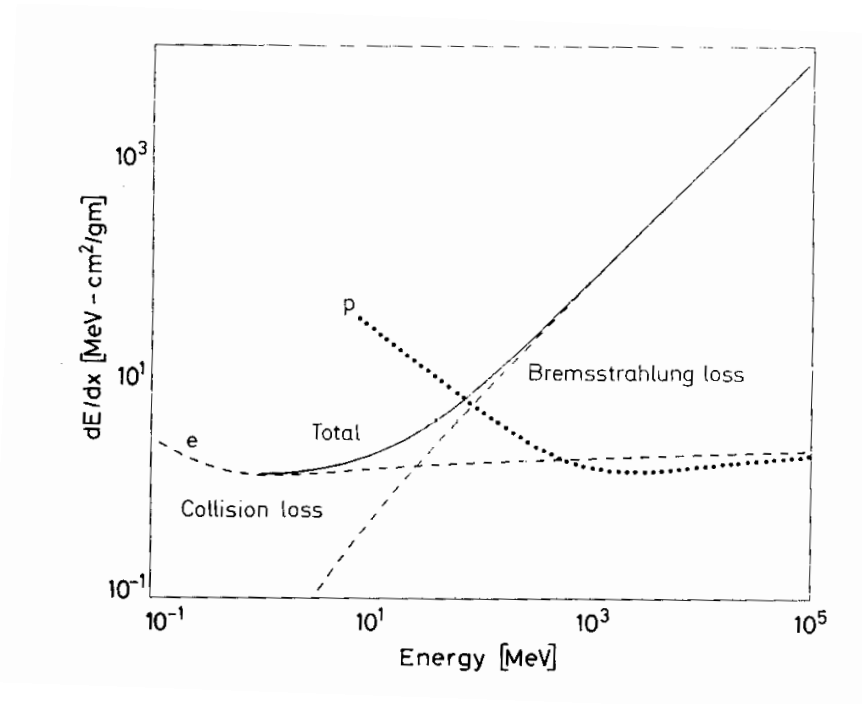
Nützliche Näherungen für Elektronen:
(schwere Elemente)

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z}$$

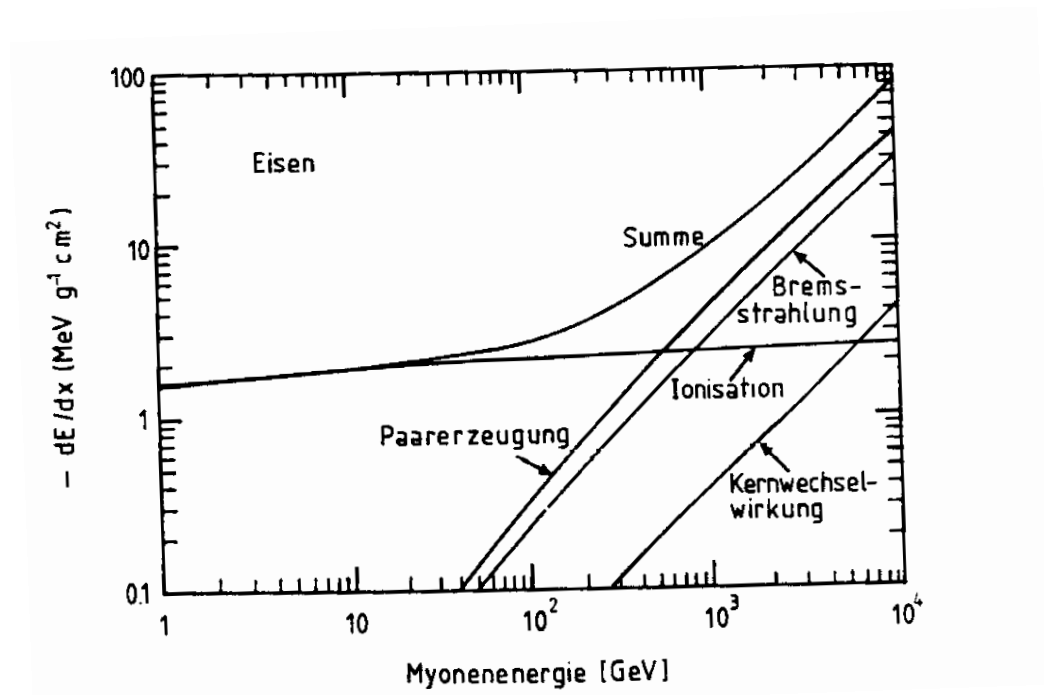
$$X_0 = 180 \frac{A}{Z^2} \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right)$$

Material	Z	A	$X_0[\text{g}/\text{cm}^2]$	$X_0/\rho [\text{cm}]$	$E_c[\text{MeV}]$
Wasserstoff	1	1.01	63	700000	350
Helium	2	4.00	94	530000	250
Lithium	3	6.94	83	156	180
Kohlenstoff	6	12.01	43	18.8	90
Stickstoff	7	14.01	38	30500	85
Sauerstoff	8	16.00	34	24000	75
Aluminium	13	26.98	24	8.9	40
Silizium	14	28.09	22	9.4	39
Eisen	26	55.85	13.9	1.76	20.7
Kupfer	29	63.55	12.9	1.43	18.8
Silber	47	109.9	9.3	0.89	11.9
Wolfram	74	183.9	6.8	0.35	8.0
Blei	82	207.2	6.4	0.56	7.40
Luft	7.3	14.4	37	30000	84
SiO ₂	11.2	21.7	27	12	57
Wasser	7.5	14.2	36	36	83

a) Energieverlust als Funktion der Energie für **Elektronen** in Kupfer



b) Energieverlust als Funktion der Energie für **Myonen** in Eisen

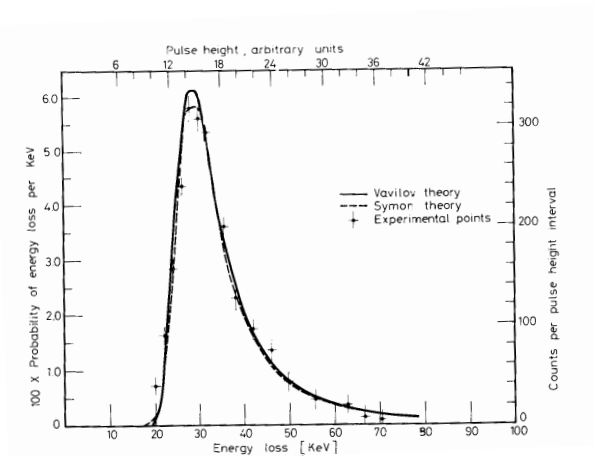
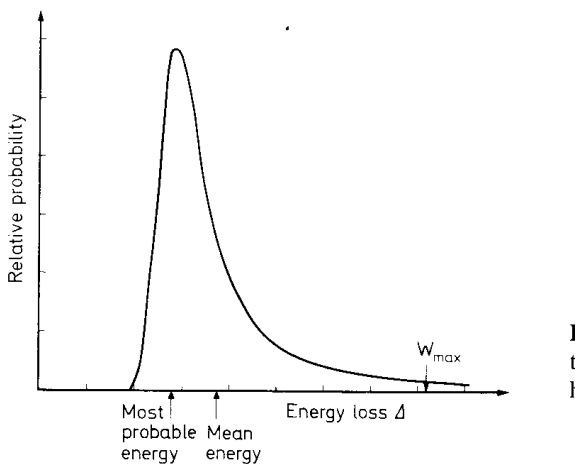


Kritische Energie für Myonen in Eisen: $E_c(e) \cdot 40000 \sim 830 \text{ GeV}$

(Bei hohen Energien wird auch die direkte Paarerzeugung $\mu + (A) \rightarrow \mu e^+ e^- (A)$ wichtig)

Verteilung der dE/dx -Messungen

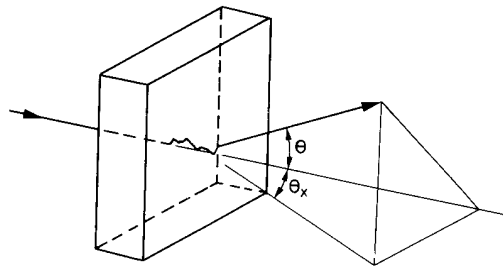
- Bethe-Bloch Formel gibt den **mittleren Energieverlust** geladener Teilchen durch Ionisation und Anregung an
- Es treten (insbesondere bei dünnen Absorberschichten) starke Fluktuationen um den mittleren Energieverlust auf
Energieverlustverteilung ist stark unsymmetrisch



- Energieverlustverteilung kann durch eine **Landau-Verteilung** beschrieben werden
für dicke Absorber: Landau \Rightarrow Gauß-Verteilung
- **Wahrscheinlichster Energieverlust \neq mittlerer Energieverlust**
(Beispiel: 1 cm Ar-Gas, min. ionisierendes Teilchen:
 $dE/dx_{wahr.} = 1.2 \text{ keV}$, $dE/dx_{mittl.} = 2.7 \text{ keV}$)
- Landau Fluktuationen sind zurückzuführen auf seltene, hohe Energieüberträge auf Atomelektronen (**δ -Elektronen**). Die Elektronen können dabei soviel Energie aufnehmen, daß sie selber wieder ionisieren.

2.3. Coulomb Vielfachstreuung

- Zusätzlich zu inelastischen Prozessen tritt die **elastische Streuung** an Kernen auf;
- \Rightarrow lediglich kleinere Änderungen der Teilchenbahn beim Einzelstoß;
- Summation über viele Stoßprozesse führt zu einer Divergenz der Teilchenbahn um die Sollbahn;
- Nettoeffekt nach Durchlaufen einer Materieschicht (X_0 , Dicke l) wird beschrieben durch Verteilungsfunktionen der Richtungsänderung θ und Ortsversetzung y ;



Verteilungen von θ und y zeigen einen Gauß'schen Zentralteil (98%) plus einen sog. Molière-tail (Einzelstreuungen unter großen Winkeln).

- Die Standardabweichung der Gaußverteilungen sind gegeben durch:

$$\text{Winkelversetzung: } \sigma_{\theta} = \frac{0.021}{p \beta} \sqrt{\frac{l}{X_0}} \quad (\text{Raumwinkel})$$

$$\sigma_{\theta}^{x,y} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\theta} = \frac{0.015}{p \beta} \sqrt{\frac{l}{X_0}} \quad (\text{Projektion})$$

$$\text{Ortsversetzung: } \sigma_{x,y} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sigma_{\theta} \cdot l$$

Coulomb - Vielfachstreuung liefert einen Beitrag zum Fehler der Orts-/Koordinatenmessung \Rightarrow Fehler in der Impulsbestimmung

2.4. Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Photonen verlieren ihre Energie aufgrund von

- Photoeffekt
- Compton Effekt
- Paarerzeugung

Aufgrund dieser Prozesse wird ein Photonenstrahl beim Durchgang durch Materie in der Intensität geschwächt:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-(\mu/\rho)X}$$

wobei: x Schichtdicke
 ρ Dichte
 X Massenschichtdicke $X = \rho x$
 μ linearer Abschwächungskoeffizient
 μ/ρ Massenabschwächungskoeffizient

Der Abschwächungskoeffizient μ steht in Zusammenhang mit dem Photonabsorptionsquerschnitt σ :

$$\mu = \sigma \cdot \frac{N_L \rho}{A}$$

$$\mu = \mu_{Photo} + \mu_{Compton} + \mu_{Paar}$$

(N = Dichte der Streuzentren ($1/\text{cm}^3$))

Wirkungsquerschnitte als Funktion der reduzierten Photonenergie $\epsilon = E_\gamma/m_e$

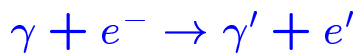
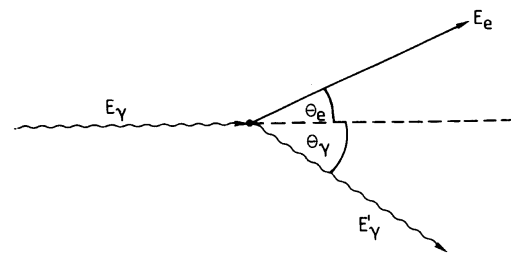
1. Photoeffekt: $\gamma + (A) \rightarrow e^- + A^+$

$$\epsilon > 1 : \quad \sigma_{photo} = 4\pi r_e^2 \alpha^4 Z^5 \frac{1}{\epsilon}$$

(wobei: $r_e = e^2/(m_e c^2) = 2.8 \text{ fm}$, klassischer Elektronenradius)

\Rightarrow Materialien mit hohen Z-Werten sehr gut geeignet für Photo-Absorption

2. Compton-Effekt:



Klein - Nishina Formel $\Rightarrow \sigma_C^e$
(Streuung eines Photons an einem freien Elektron)
(siehe F-Praktikum, Textbücher)

Compton-Streuung an Atomen: $\sigma_C^{Atom} = Z \cdot \sigma_C^e$

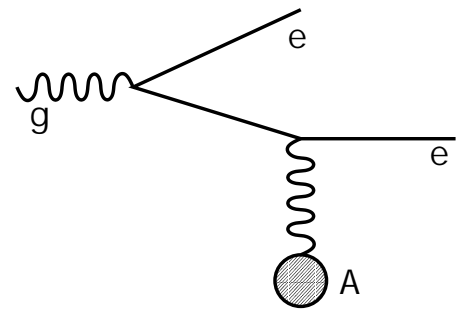
Grenzwerte:

- E_γ sehr klein: klassischer Thomson Streuquerschnitt

$$\sigma_C^e = \sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.67 \text{ barn}$$

- $\epsilon \gg 1$: $\sigma_c = \frac{3}{8} \sigma_{Th} \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\epsilon \right) \sim \ln \epsilon / \epsilon$

3. Paarbildung: $\gamma + A \rightarrow e^+e^- + A$



Schwellenenergie: $E_\gamma > 2 \cdot m_e c^2$

- für hohe Energien ($\epsilon \gg 1 / (\alpha Z^{1/3})$) gilt:

$$\sigma_{Paar} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \approx \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{N_L} \cdot \frac{1}{X_0}$$

(Abschirmung der Kernladung durch Hüllenelektronen berücksichtigt)

$$\Rightarrow \mu_{Paar} = \frac{7}{9} \cdot \frac{1}{X_0}$$

d.h: nach Durchlaufen einer Schichtdicke von $9/7 X_0$ ist die Intensität eines Photonstrahles aufgrund von Paarbildung auf $1/e$ abgefallen.

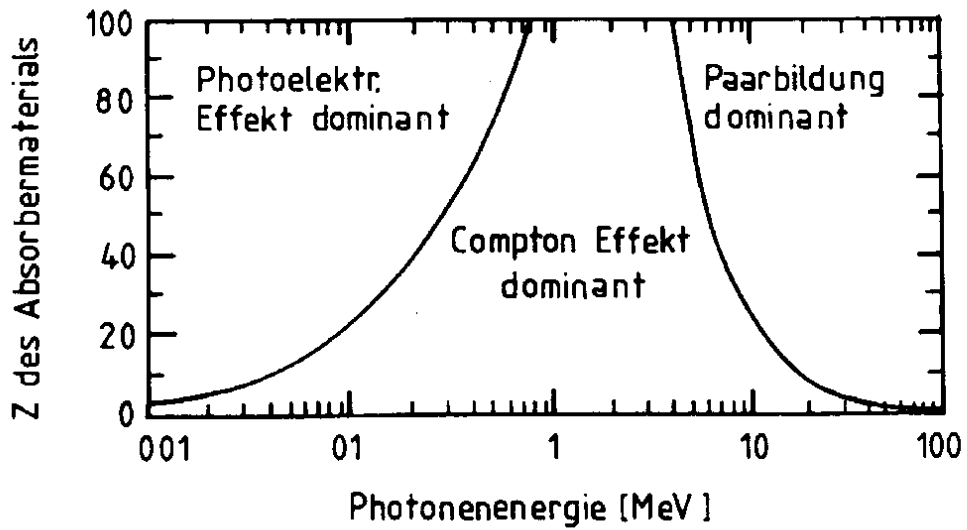
oder:

Für hohe Photonenergien tritt die Paarbildung nach Durchlaufen einer Strahlungslänge mit einer W'keit von

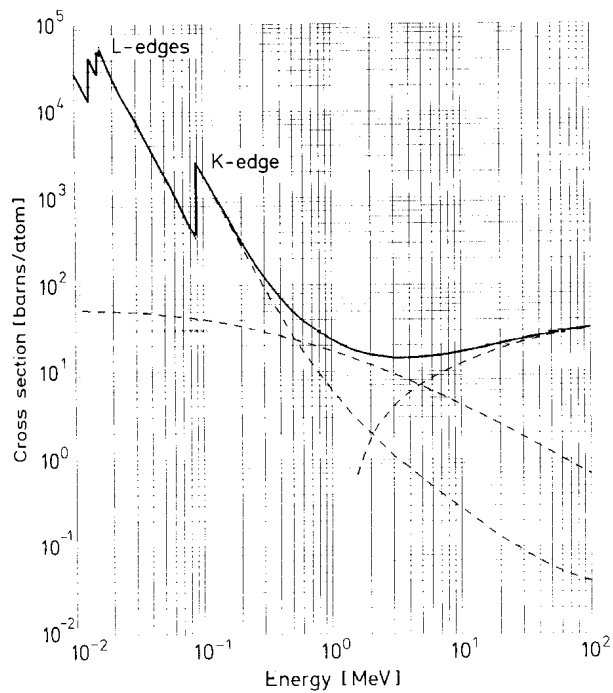
$$P = 1 - e^{-7/9} = 0.54$$

auf.

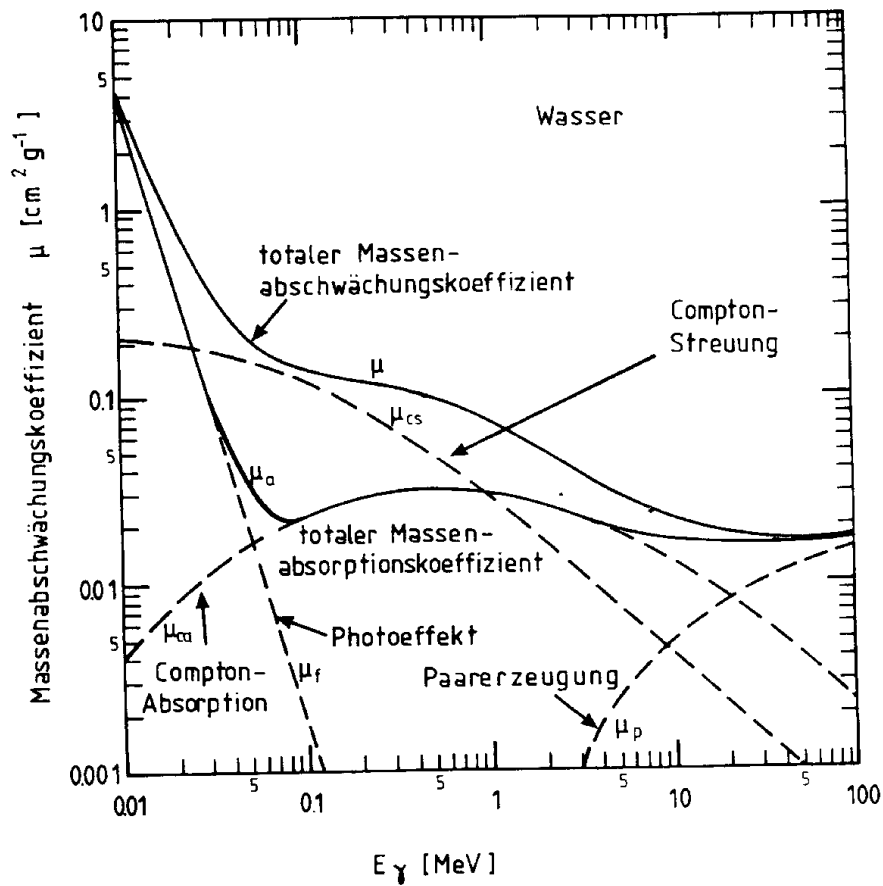
Bedeutung von Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung als Funktion von E_γ und Z:



Totaler Absorptionsquerschnitt für Photonen in Blei:



Energieabhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten für Photonen in Wasser:



Sonderrolle des Compton-Effekts (nur teilweise Energieübertragung);
 Man unterscheidet zwischen einem

Streuquerschnitt $\sigma_{cs} \Rightarrow \mu_{cs}$

$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \cdot \sigma_C^e$$

und einem

Absorptionsquerschnitt $\sigma_{ca} \Rightarrow \mu_{ca}$

$$\sigma_{ca} = \sigma_C^e - \sigma_{cs}$$

2.5. Cherenkov Strahlung

Ein geladenes Teilchen, das sich in einem Dielektrikum mit $v > \frac{c}{n}$ bewegt, emittiert eine charakteristische Strahlung, die als Cherenkov-Strahlung bezeichnet wird.

1934 experimentelle Entdeckung, P. Cherenkov

1937 theo. Erklärung durch Frank u. Tamm

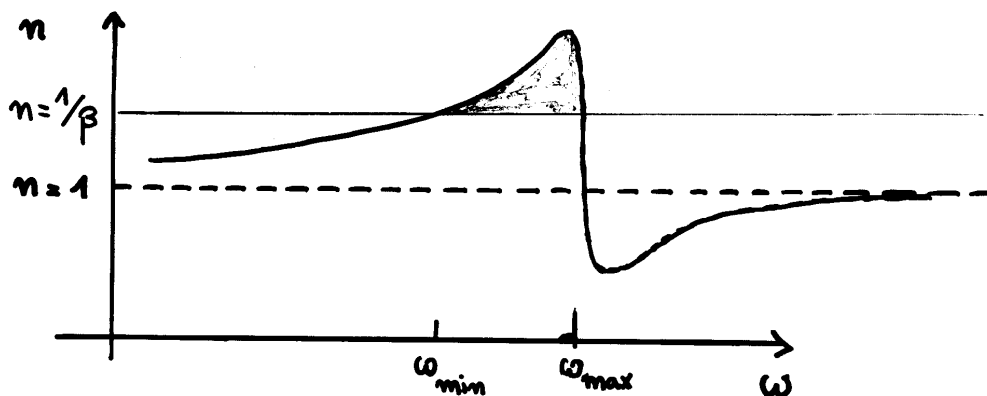
Zusätzlicher Term in der Energieverlust-Beziehung:

$$-\frac{dE}{dx} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ion}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Brems}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}}$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}} = z^2 \cdot \frac{d \cdot \hbar}{c} \cdot \int_{n(\omega) > 1/\beta} \omega \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \cdot d\omega$$

Bedingung: $v > \frac{c}{n} \iff \boxed{n > 1/\beta}$

\Rightarrow eingeschränkter Frequenzbereich der emittierten Strahlung, Dispersionsrelation $n(\lambda)$



Frequenzbereich der emittierten Strahlung:

optischer Bereich \rightarrow UV Bereich

\Rightarrow sichtbare Cherenkov Komponente

\sim blau

Energieverlust:

zur Erinnerung: $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ion}}^{\text{min}} \approx 1.5 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$

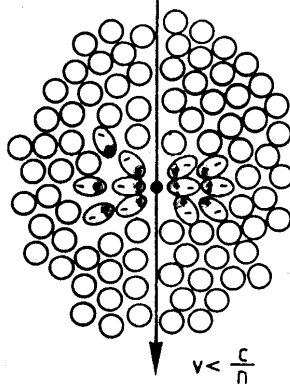
$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}} \sim 10^{-3} \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$ Festkörper

$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}} \sim 0.01 - 0.2 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$ Gase

\Rightarrow kleine Korrektur $\mathcal{O}(\%)$ zur Bethe-Bloch Energieverlust-Beziehung

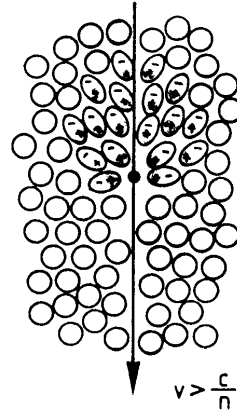
Ursprung der Strahlung: Polarisation des Mediums

$$v < \frac{c}{n}$$



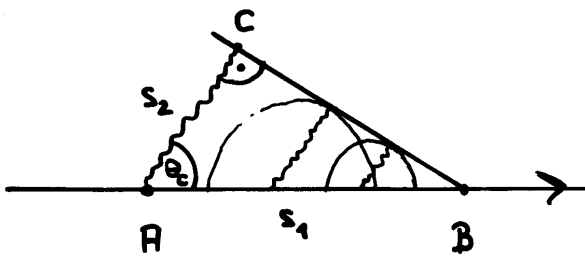
- Teilchen polarisiert das Medium
- $v_{pd} = \frac{c}{n} > v$
- symmetrisch im Vorwärts u. Rückwärtsrichtung
- kein resultierendes Dipolmoment

$$v > \frac{c}{n}$$



- Atome hinter dem Teilchen bleiben polarisiert
- keine Polarisation in Vorwärtsrichtung
- resultierendes Dipolmoment am Ort des Teilchens
- Strahlung

Geometrische Betrachtung:



$$s_1 = \overline{AB} = t \cdot \beta \cdot c$$

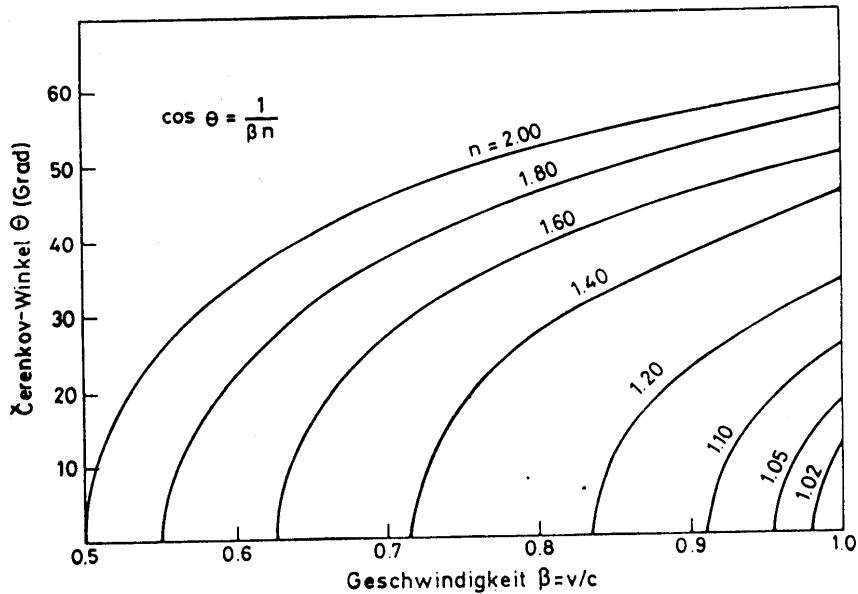
$$s_2 = \overline{AC} = t \cdot \frac{c}{n}$$

$$\cos \theta_c = \frac{s_2}{s_1} = \frac{1}{n \cdot \beta}$$

⇒ Schwelleneffekt für die Emission von Cherenkov - Strahlung

$$\cos \theta_c < 1 \Rightarrow \boxed{\beta > 1/n}$$

Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von β

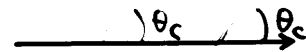


$$\theta_c^{\min} = 0$$

$$\beta = \frac{1}{n}$$

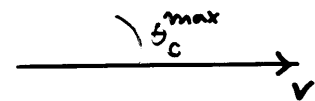


$$\frac{1}{n} < \beta < 1$$



$$\theta_c^{\max} = \arccos \frac{1}{n}$$

$$\beta = 1$$



Anwendung: Messung des Cherenkov-Winkels



β



m

(T)

$\hat{=}$ Teilchenidentifikation

Brechungsindices, Cherenkov-Schwellenwerte

Material	$n - 1$	β -Schwelle	γ -Schwelle
festes Natrium	3.22	0.24	1.029
Bleisulfid	2.91	0.26	1.034
Diamant	1.42	0.41	1.10
Zinksulfid ($ZnS(Ag)$)	1.37	0.42	1.10
Silberchlorid	1.07	0.48	1.14
Flintglas (SFS1)	0.92	0.52	1.17
Bleifluorid	0.80	0.55	1.20
Clerici-Lösung	0.69	0.59	1.24
Bleiglas	0.67	0.60	1.25
Thalliumformiat-Lösung	0.59	0.63	1.29
Szintillator	0.58	0.63	1.29
Plexiglas	0.48	0.66	1.33
Borsilikatglas	0.47	0.68	1.36
Wasser	0.33	0.75	1.52
	0.025 - 0.075	0.93 - 0.976	4.5 - 2.7
Pentan (STP)	$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.9983	17.2
CO_2 (STP)	$4.3 \cdot 10^{-4}$	0.9996	34.1
Luft (STP)	$2.93 \cdot 10^{-4}$	0.9997	41.2
H_2 (STP)	$1.4 \cdot 10^{-4}$	0.99986	59.8
He (STP)	$3.3 \cdot 10^{-5}$	0.99997	123

problematisch: Bereich zwischen Flüssigkeiten u. Gasen

Herogel: Gemische aus $m(SiO_2) + 2m(H_2O)$

poröse Struktur mit Luft einschließen,
Luftblasendurchmesser $< \lambda_{\text{Licht}}$

$\Rightarrow n$: gemittelt aus $n_{\text{Luft}}, n_{SiO_2}, n_{H_2O}$

2.6. Übergangsstrahlung

Beim Übergang eines el. geladenen Teilchens von Medium 1 (ϵ_1) zu Medium 2 (ϵ_2) wird el.magn. Strahlung emittiert, die sog. **Übergangsstrahlung**

Ursache: Anpassung der elektrischen Feldkonfigurationen ($\epsilon_1 \Rightarrow \epsilon_2$)

Entdeckung: Ginsburg und Frank (1946)

(theo. Behandlung: s. z.B. Jackson, Classical Electrodynamics)

charakteristische Größe: **Formationlänge D der Übergangsstrahlung**

$$D = \frac{\gamma c}{\omega_p} = 10^{-6} \cdot \gamma \text{ (cm)}$$

wobei: $\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ (Plasmafrequenz) $\approx 3 \cdot 10^{16}$ Hz (für $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$)

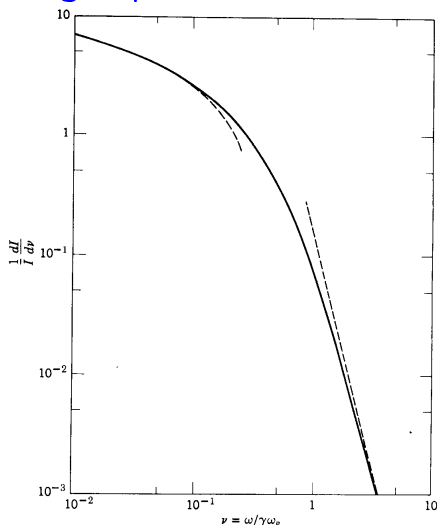
(Im Frequenzbereich oberhalb des optischen Bereiches kann der Brechungsindex beschrieben werden durch: $n(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}$)

Für $\gamma \approx 10^3 \Rightarrow D \approx 10 \text{ } \mu\text{m}$ (d.h. selbst für ultrarelativistische Teilchen entsteht Übergangsstrahlung nur in einem kleinen Bereich)

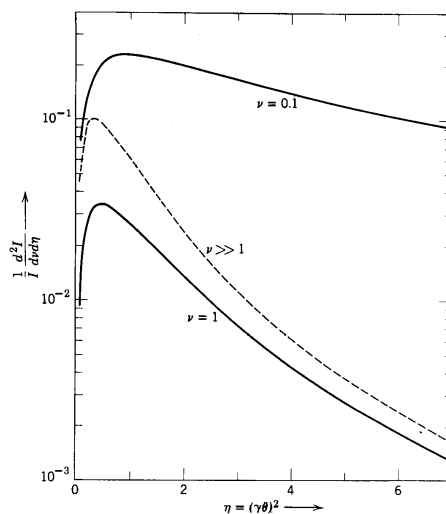
Intensitätsverteilung der Übergangsstrahlung

betrachte: $v = \frac{\omega}{\gamma \omega_p}$ und $\eta = (\gamma \theta)^2$ ($\theta =$ Raumwinkel)

Energiespektrum



Winkelabstrahlung



- Maximum bei kleinen Energiewerten
- Maximum bei kleinen Winkeln: $\eta_{max} \approx 1 \Rightarrow \theta_{max} \approx 1/\gamma$

Totale emittierte Energie in Form von Übergangsstrahlung pro Übergang:

$$I = \int_0^\infty \frac{dI}{d\nu} d\nu = \frac{\alpha z^2}{3} \cdot \gamma \cdot \hbar \omega_p$$

$$\hbar \omega_p = 20 \text{ eV}$$

- Die totale emittierte Energie in Form von Übergangsstrahlung ist **prop. zum Lorentz-Faktor γ**
extrem wichtig für die Teilchenidentifizierung, da alle anderen Methoden sensitiv auf β sind;
⇒ hohe Teilchenimpulse werden zugänglich
- Etwa die Hälfte der Energie wird im Frequenzbereich $0.1 < \nu < 1$ emittiert,
d.h. für $\gamma = 10^3$ im Bereich 2 - 20 keV (Röntgenbereich)
- Jedoch bleibt die W'keit für die Emission hochenergetischer Photonen pro Übergang sehr klein (Vorfaktor: $\alpha/3$)
⇒ für die Anwendung in Detektoren: Viele Übergänge hintereinander ⇒ Folienanordnung (Folien der Dicke $d > \sim D$)

2.7. Starke Wechselwirkung von Hadronen

Geladene und neutrale Hadronen können aufgrund der starken Wechselwirkung mit den Detektormaterialien (insbesondere Kalorimetern) wechselwirken.

relevant: **inelastische Wechselwirkungen**, charakterisiert durch die **hadronische Wechselwirkungslänge** λ_{had}

⇒ mehrere Sekundärteilchen (Meson-Produktion),
Multiplizität $\sim \ln E$

Schwächung eines Hadronenstrahls aufgrund der inelastischen WW:

$$I(x) = I_0 e^{-x/\lambda_{had}}$$

Zusammenhang mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{inel} :

$$\frac{1}{\lambda_{had}} = \sigma_{inel} \cdot \frac{N_L \cdot \rho}{A}$$

Näherungsformel: $\lambda_{had} \approx 35 A^{1/3}$ (cm)

Die sog. **Kernwechselwirkungslänge** λ_w bezieht sich auf den totalen Wirkungsquerschnitt.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastisch} + \sigma_{inel.}$$

Da $\sigma_{total} > \sigma_{inel}$ folgt: $\lambda_w < \lambda_{had}$

Für Absorption in Kalorimetern ist λ_{had} relevant

Material	X_0 (cm)	λ_{had} (cm)
H_2 Gas	865	718
He	755	520
Be	35.3	40.7
C	18.8	38.1
Fe	1.76	16.76
Cu	1.43	15.06
W	0.35	9.59
Pb	0.56	17.09

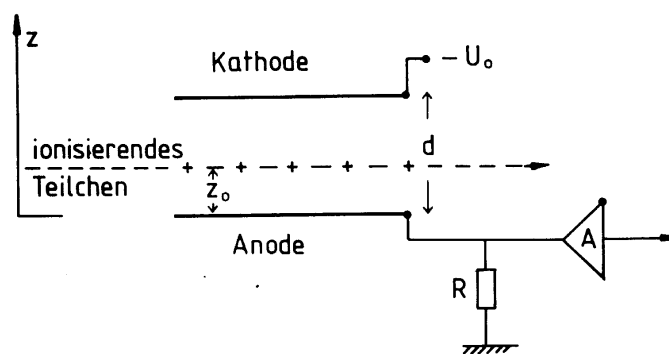
3. Orts- und Impulsmessung

3.1. Ionisationskammern

Meßziel: Messung der durch den Teilchendurchgang verursachten primären Ionisation

elektrischer Ausgangsimpuls ist prop. zur erzeugten Ionisation

Meßprinzip:



- Teilchen ionisiert ein Gas (Flüssigkeit oder Festkörper) entlang seiner Bahn $\rightarrow e^-, A^+$
- Elektronen u. pos. Ionen driften zu den jeweiligen Elektroden (Driftgeschwindigkeiten v_D sehr unterschiedlich: $v_D^- \gg v_D^+$)
 \rightarrow Ströme $I^-(t), I^+(t)$

typische Werte für Argon-Gas, Normaldruck, E-Feld = 500 V/cm:

$$v_D^- \approx 5 \text{ cm}/\mu\text{s}, \quad v_D^+ \approx 10^{-3} v_D^-$$

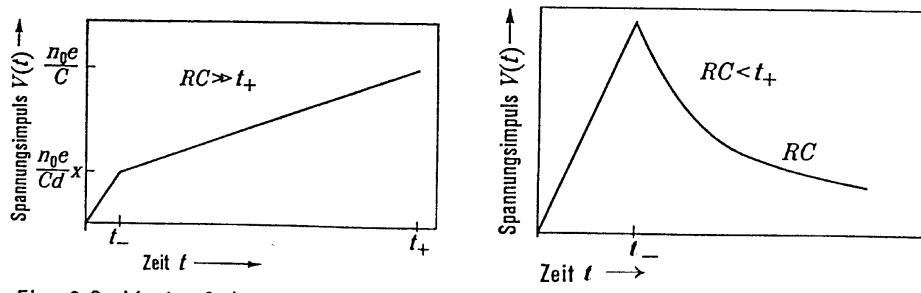
Für eine max. Driftstrecke von 5 cm ergeben sich **Ladungssammelzeiten von: $t^- \sim 1 \mu\text{s}$, $t^+ \sim 1 \text{ ms}$ (zu lang!)**

- Influenzierte Ladungen auf den Kondensatorplatten
 \rightarrow Stromfluß durch einen Arbeitswiderstand R, \rightarrow Spannungspuls:

$$V(t) = \frac{N \cdot e}{C} \left(\frac{1}{t^-} + \frac{1}{t^+} \right) RC (1 - e^{-t/RC})$$

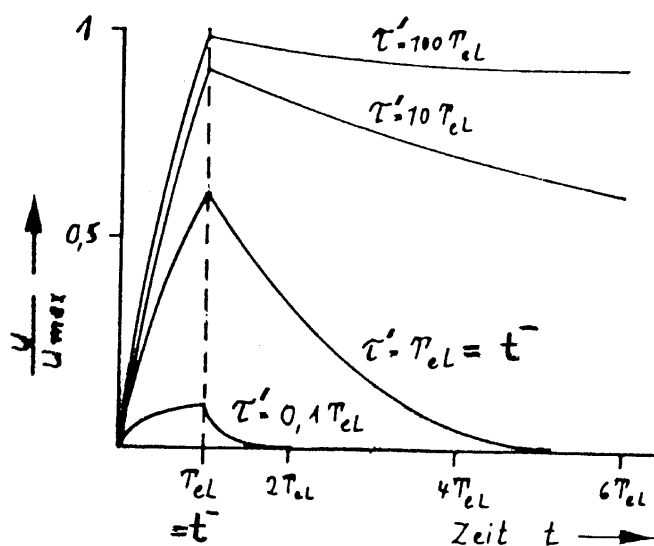
(C = Detektorkapazität, N = Zahl der produzierten e-Ionen Paare)

Form des Signals hängt von den Zeitkonstanten (t^+ , t^- und RC) ab:



für $RC \gg t^+$ trägt die gesamte Ionisationsladung (Elektronen und pos. Ionen) zum Signal bei

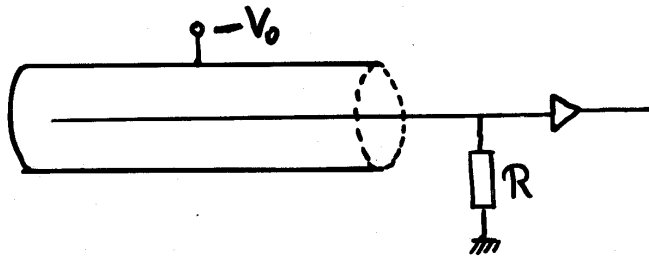
- Elektronische Pulslänge kann durch sog. **Differenzieren des Signals** (Hochpaß, $(RC)'$ -Glied mit der Zeitkonstanten τ') verkürzt werden



Nachteile:

- kleinere Signalamplitude (nur ein Teil des Elektronenstroms wird zur Signalbildung ausgenutzt)
- Pulshöhe wird abhängig vom Ort des Teilchendurchgangs $V(t^-) \sim z_0$

zylindrische Geometrie:



Anode: $r = a$

Kathode: $r = b$

$r' = \text{Ort der Ionisation}$

$$E(r) = \frac{U_0}{\ln(b/a)} \cdot \frac{1}{r}$$

$$\Delta V^- = -\frac{q}{C} \frac{\ln\left(\frac{a+r'}{a}\right)}{\ln(b/a)}$$

$$\Delta V^+ = -\frac{q}{C} \frac{\ln\left(\frac{b}{a+r'}\right)}{\ln(b/a)}$$

i. allg.: $b \gg a$ $b/a \sim 10^3$ ($a = 10 \mu\text{m}$, $b = 10 \text{cm}$)

für $r' = b/2 \rightarrow \frac{\Delta V^-}{\Delta V^+} = \frac{\ln(500)}{\ln(2)} \approx 9.0$

\Rightarrow In den meisten Fällen dominiert die Elektronenkomponente

\Rightarrow • schnelles Signal
• nur logarithmische Abhängigkeit vom Ort der Ionisation.

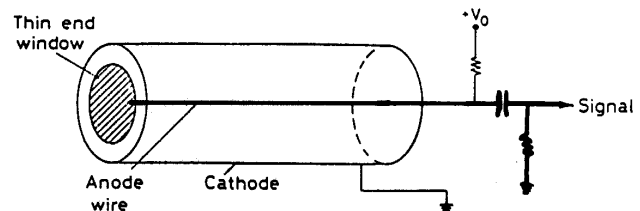
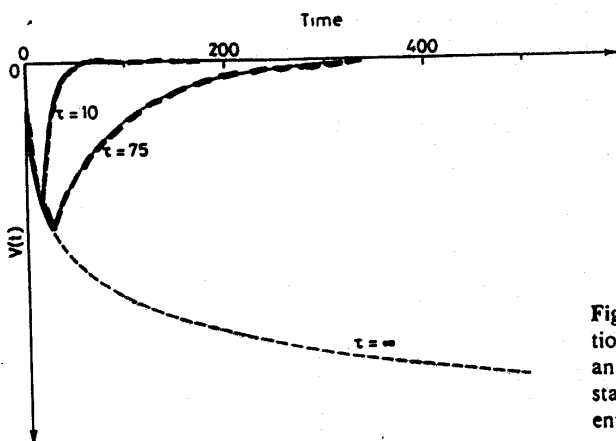
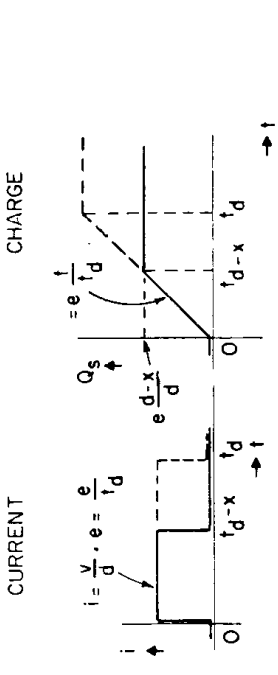
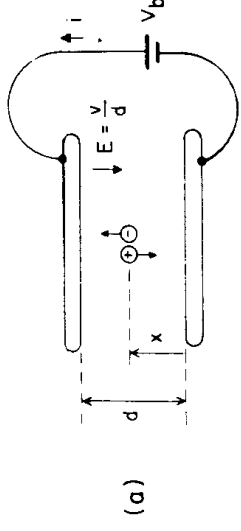


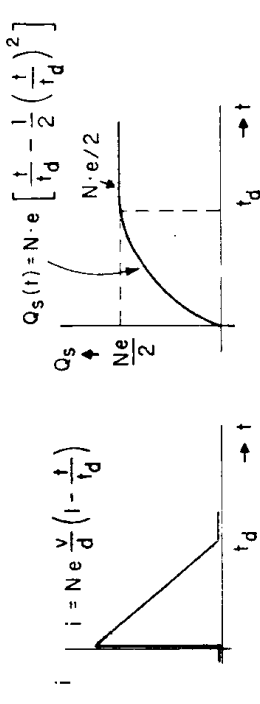
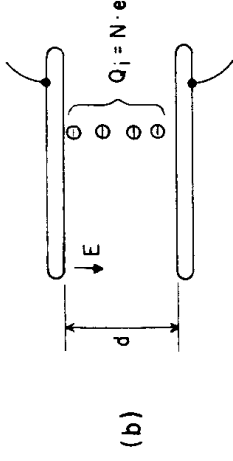
Fig. 6.6. Pulse signal from a cylindrical proportional counter. The pulse is usually cut short by an RC differentiating circuit with a time constant τ . The figure shows the effect of two different constants

Ionisationssignal in flüssigem Argon

a) Punktförmige Ionisation



b) senkrechter Teilchendurchgang



Nachteile:

- Anlagerung von Elektronen an Verunreinigungen im flüssigen Argon (elektronegative Elemente, wie z.B. Sauerstoff)
- geforderte Reinheit für Flüssig-Argon Kalorimeter: $< \sim$ ppm Bereich
 \Rightarrow Reinigungs- und Kontrollsysteme
- Kryogenik, Edelgase sind erst bei tiefen Temperaturen flüssig (Siedepunkte: 85 K (Ar), 117 K (Kr), 163 K (Xe))

3.2. Ionisationsausbeute

Energieverlust durch **Ionisation und Anregung**

primäre Ionisation: direkt vom Teilchen gebildete e-Ionen Paare
total Ionisation: zusätzliche e-Ionen Paare können gebildet werden durch:

- δ Elektronen (besitzen selbst soviel Energie, daß sie ionisieren können)
- Energieabgabe von angeregten metastabilen Atomen durch Stöße

Ionisation ist ein **statistischer Prozeß**

W-Wert: mittlerer Energieverlust zur Erzeugung eines e-Ionen-Paares

W-Werte und Zahl der gebildeten e-Ionen Paare pro cm (Normaldruck, minimal ionisierende Teilchen):

	Dichte (g/cm^3)	W-Wert (eV)	$n_{prim.}$ cm^{-1}	$n_{tot.}$ cm^{-1}
H_2	$8.99 \cdot 10^{-5}$	37	5.2	9.2
He	$1.78 \cdot 10^{-4}$	41	5.9	7.8
Ne	$9.00 \cdot 10^{-4}$	36	12	39
Ar	$1.78 \cdot 10^{-3}$	26	29	94
Kr	$3.74 \cdot 10^{-3}$	24	22	192
Xe	$5.89 \cdot 10^{-3}$	22	44	307
CO ₂	$1.98 \cdot 10^{-3}$	33	34	91
Ar-fl	1.40	23.6		89000
Kr-fl	2.45	20.5		143000
Xe-fl	3.06	15.6		245000
Si	2.33	3.6		$\sim 10^6$

Abhängigkeit der Ionisationsausbeute von der elektrischen Feldstärke

Für ausreichend hohe Feldstärken ($10^4 - 10^5$ V/cm) gewinnen die in der Primärionisation entstandenen Elektronen soviel Energie, daß sie selbst ionisieren

⇒ Sekundärionisation

⇒ Lawinenbildung

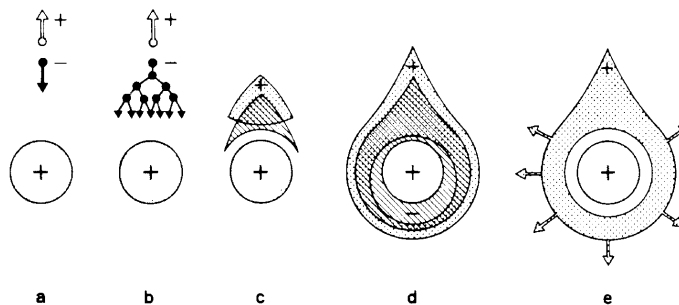
⇒ Der gemessene Spannungspuls wird geg. Ionisationskammer um Faktor A (Gasverstärkung) verstärkt

$$\Delta V_{max} = A \frac{Ne}{C} = A \frac{Q_{prim}}{C}$$

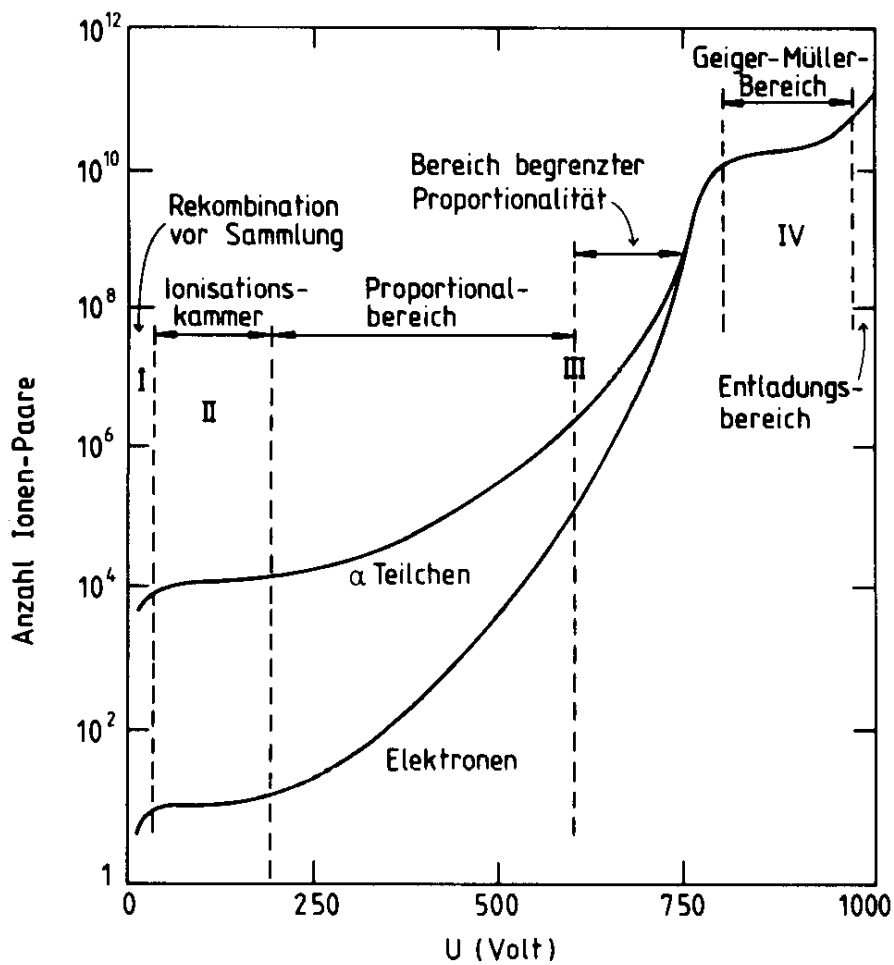
Proportionalbereich: Bereich von Feldstärke E und Druck p , in dem A konstant ist, d.h.: $\Delta V_{max} \sim Q_{prim}$

technische Realisierung: zylindrisches Zählrohr, Anode als dünner Draht ($r_i = 10 - 50 \mu m$) Energiegewinn von r_1 nach r_2 :

$$\Delta E_{kin} = -e \int_{r_1}^{r_2} \vec{E}(r) \cdot d\vec{r} = \frac{eU_0}{\ln r_a/r_i} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}$$



Arbeitsbereiche von zylindrischen Gasedetektoren



zusätzlich: Anregung der Gasmoleküle

→ UV Photonen

→ Photon-Absorption (Photoeffekt) = zusätzliche Sekundärelektronen

(Photoabsorption geschieht im Gas und/oder im Zählmaterial;

i.allg. haben Photonen im Gas eine rel. große Reichweite;

Mittlere freie Weglänge der UV-Photonen kann durch Beimischung von sog. **Quench-Gasen** reduziert werden

Absorption von UV-Quanten in organischen Molekülen (C_2H_5OH , CH_4 , C_4H_{10} , ...)

α = Zahl der Sekundärelektronen pro cm
(erster Townsend Koeffizient)

γ = Zahl der Sekundärelektronen pro cm aus UV-Absorption
(zweiter Townsend Koeffizient)

Gasverstärkung einschließlich der Photon-Beiträge:

$$N_p \cdot A_\gamma = N_p \cdot A + (N_p A \gamma) \cdot A + (N_p A^2 \gamma^2) \cdot A + \dots = N_p \cdot A \sum_{k=0}^{\infty} (A \gamma)^k = \frac{A}{1 - A \gamma}$$

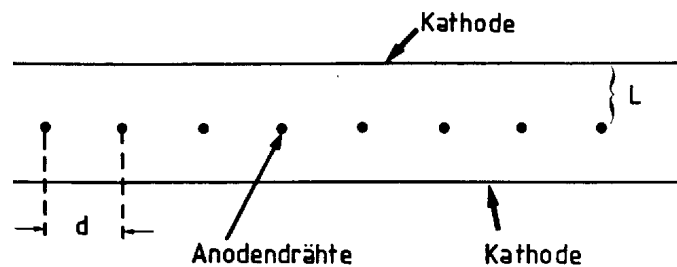
Für $A \gamma \rightarrow 1$ ist der sog. Auslösebereich erreicht,
Spannungsimpuls wird unabhängig von der Primärionisation.

Geiger Müller Bereich

3.3. Vieldrahtproportionalkammer

G. Charpak (1968) (Nobelpreis 1993)
(Multi wire proportional chamber = MWPC)

Dichte Aneinanderreihung von Anodendrähten in kleinem Abstand;
jeder Draht wirkt als unabhängiges **Proportionalzählrohr**



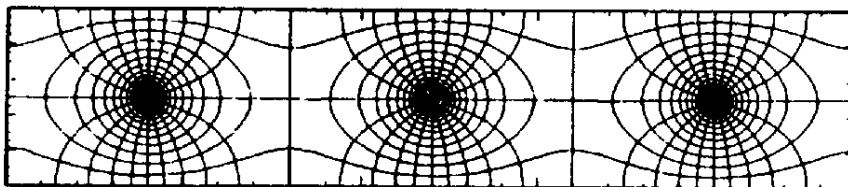
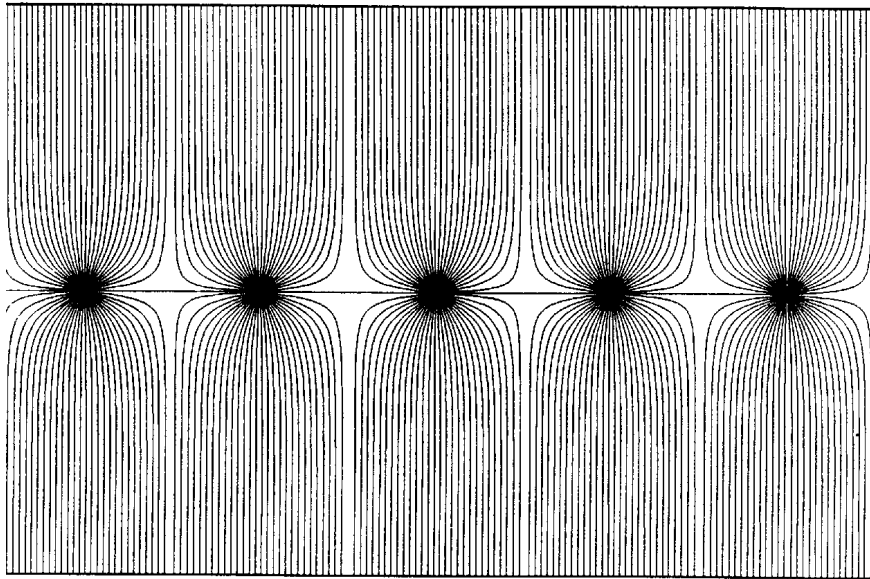
- typische Parameter:
 - Drahtabstand: $d \sim 2 \text{ mm}$
 - Abstand Anode-Kathode: $L \sim 7\text{-}8 \text{ mm}$
 - Durchmesser der Anodendrähte: $10 - 30 \mu\text{m}$
(meist Wolframdrähte, gold-beschichtet)
- Elektronen driften zum nächsten Anodendraht
Ionen driften zur geg. Kathodenfläche (s. \vec{E} -Feld)
- Gasverstärkung im prop. Bereich: $A \sim 10^5$
typische Gase: Ar + CO₂
Ar + CH₄
Ar + Isobutan
Xe +
- jeder Anodendraht wird separat ausgelesen → **Ortsinformation**

erreichbare Ortsauflösung: $\sigma_x = \frac{d}{\sqrt{12}}$

(Varianz einer Gleichverteilung zwischen a und b: $(b - a)^2/12$)

für $d=2\text{mm}$ ergibt sich: $\sigma_x \sim 600 \mu\text{m}$

Elektrische Feldlinien und Äquipotentiallinien

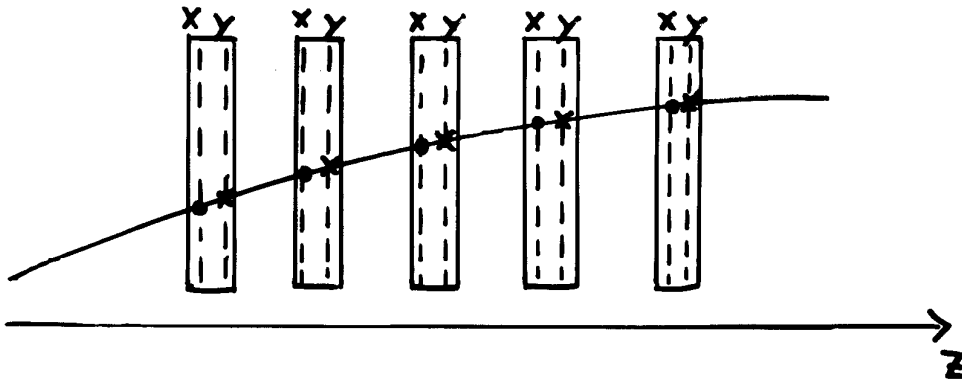


\vec{E} -Feld:

- größtenteils homogen (außer im Bereich der Anode)
- im Bereich der Anode: $1/r$ Abhängigkeit
- Äquipotentiallinien verlaufen parallel zur Kathodenfläche

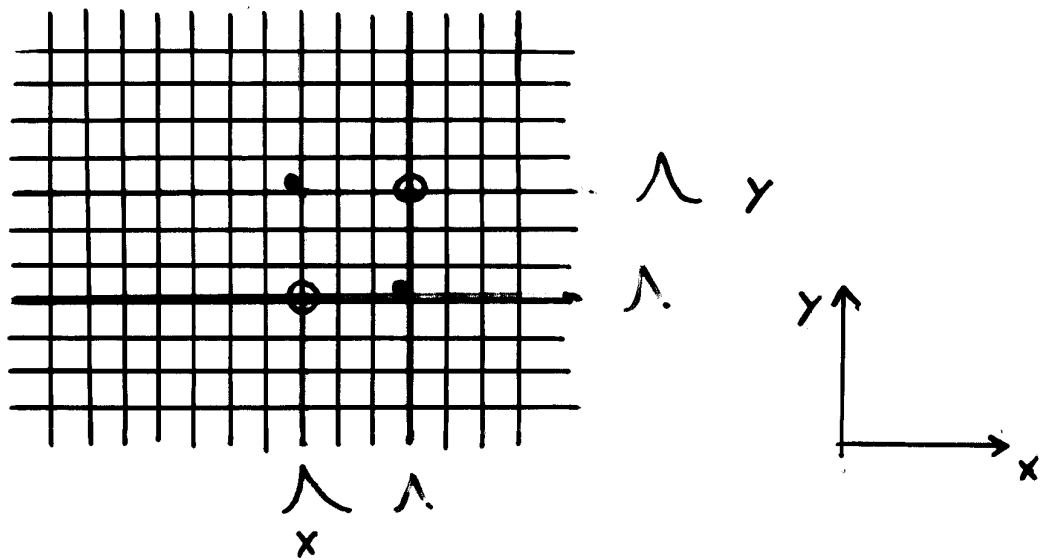
Spurpunkte (x, y, z) ?

① Kombination mehrerer Kammern



z: Kammerposition, bekannt.

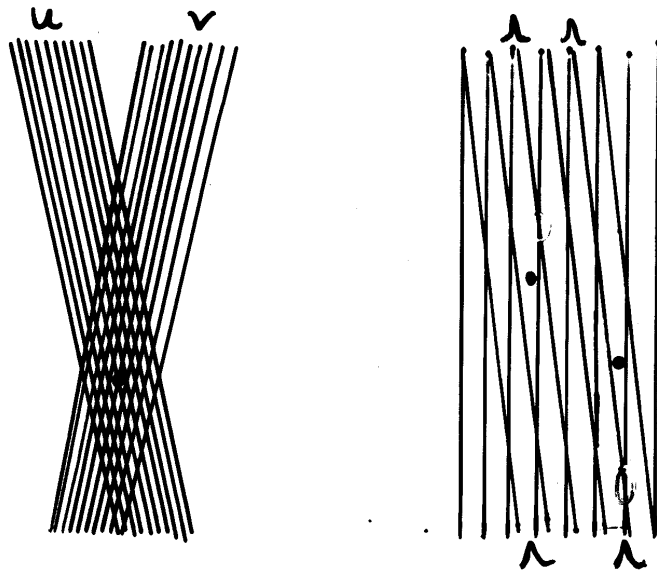
x, y: gekrenzte Vieldraht prop. Kammern (90°)



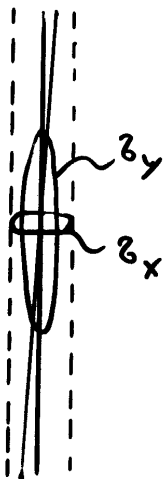
→ Ambiguitäten bei mehreren Teilchen
→ 'Geisterpunkte'.

→ Auflösung in beiden Projektionen $\sim 600 \mu\text{m}$

Alternative: Stereolagen (kleiner Winkel, 3-5°)



- Ambiguitäten - Problem kleiner (kleinere Überlappung!)
sehr häufig 'TRIPLET' -Lagen (0°, -3°, +3°)
- jedoch schlechtere Auflösung in der zweiten Koordinate

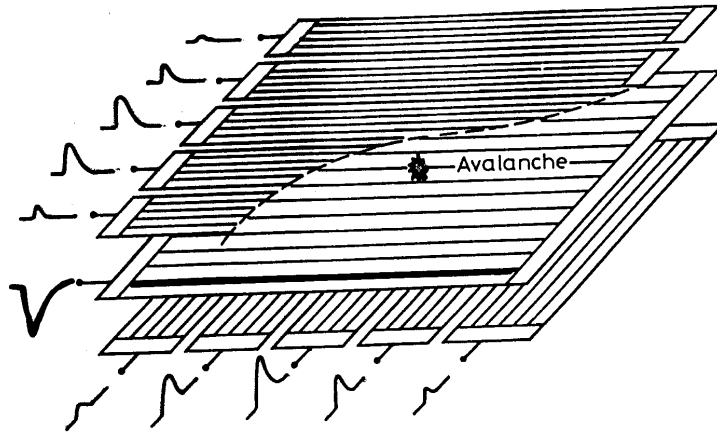


$$z_x \sim 600 \mu\text{m}$$

$$z_y = z_x / \sin \alpha = 0(\text{cm})$$

α = Stereowinkel, 3-5°

zusätzl. Kathodenauslese (Kathode segmentiert, Streifen)



Verbesserung der Ortsauflösung durch Schwerpunktmethode

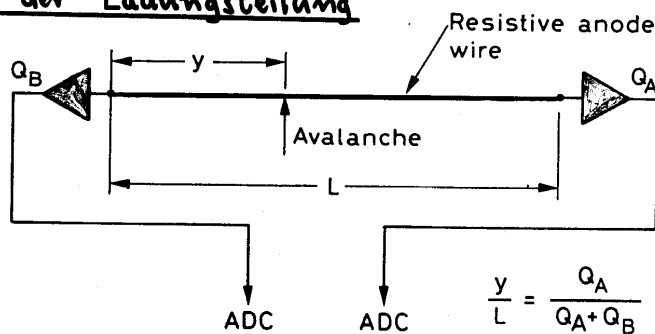
$$y = \frac{\sum Q_i \cdot y_i}{\sum Q_i}$$

Q_i = Ladung auf Kathodenstreifen i

y_i = Streifenposition

erreichbare Auflösung: $\delta_x \sim 50 \mu\text{m}$! $\oplus \frac{dE}{dx}$ - Information

Methoden der Ladungsteilung

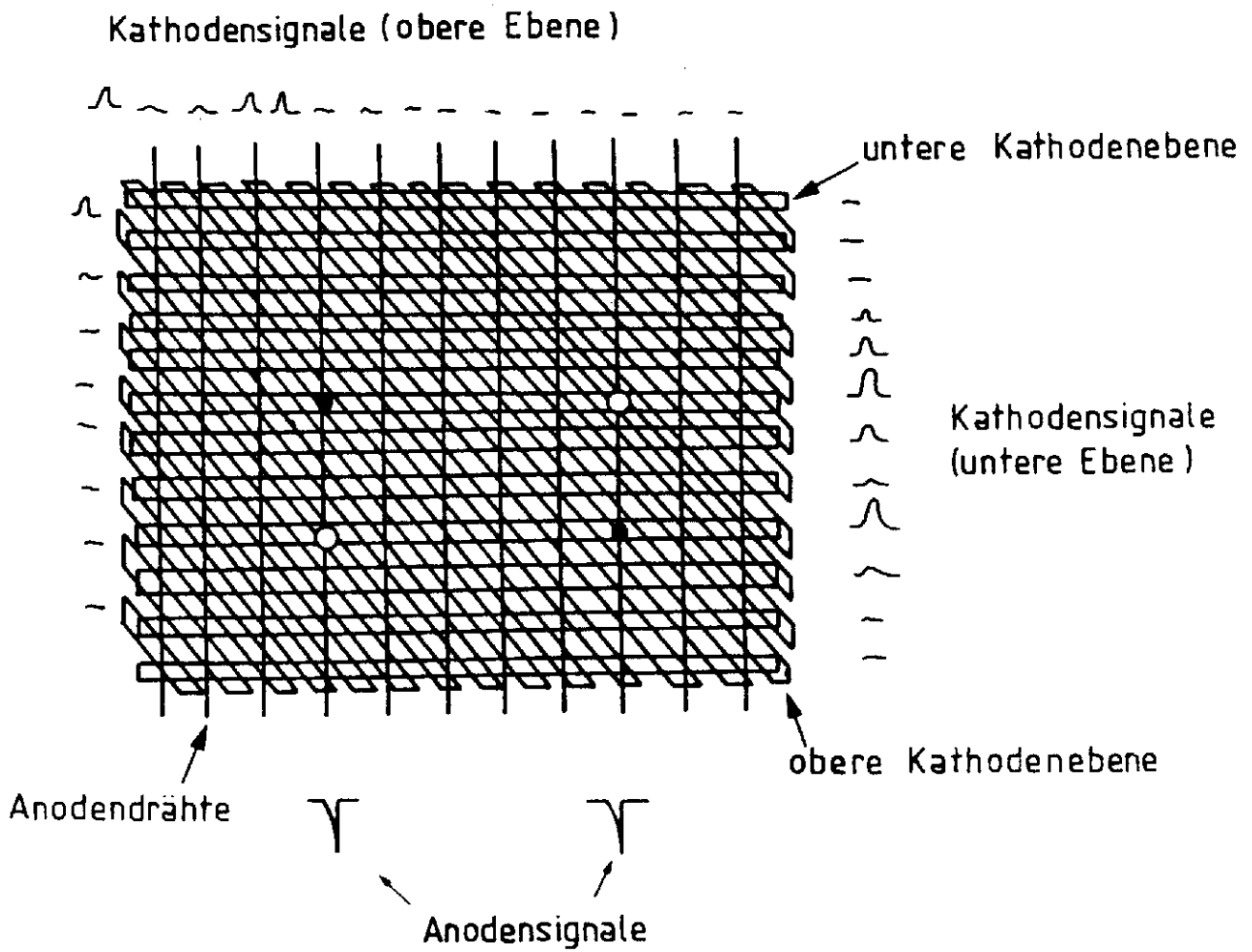


Ladung wird an beiden Enden des Anodendrahtes gemessen (Q_A, Q_B)

$$y = L \cdot \frac{Q_A}{Q_A + Q_B}$$

typische Auflösung: $\sim 1\%$ der Drahtlänge $\rightarrow \mathcal{O}(\text{cm})$

Illustration der ambiguitätsfreien Zweiteilchenregistrierung mit Hilfe der Kathodenauslese

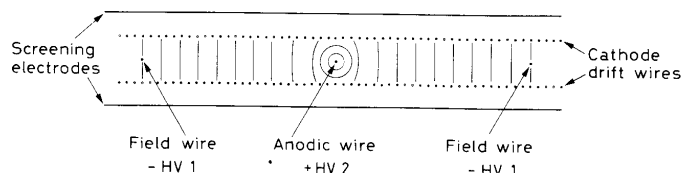
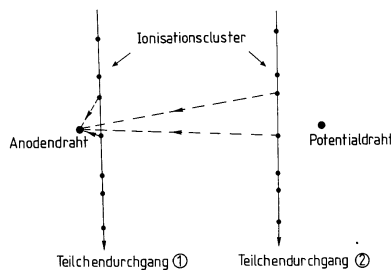


3.4. Driftkammern

Meßprinzip: Bestimmung der Ortskoordinate x (senkrecht zum Draht) aus der Messung der Driftzeit Δt ; (d.h.: Zeitpunkt der Lawinenbildung bez. auf Referenzzeit t_0 , z.B. Triggersignal) Voraussetzung: Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_D(t)$ entlang des Weges muß bekannt sein.

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_D(t) dt$$

für $v_D(t) = \text{const}$: $x = v_D \cdot \Delta t$



- zusätzlich zur Pulshöhe (Signal, dE/dx) wird die Driftzeit Δt gemessen
- Driftstrecken über 10-20 cm sind möglich; weniger Drähte, weniger Auslesekanäle
- verbesserte Ortsauflösung (s. unten): Drahtpos. \oplus Driftzeit $\rightarrow x$,

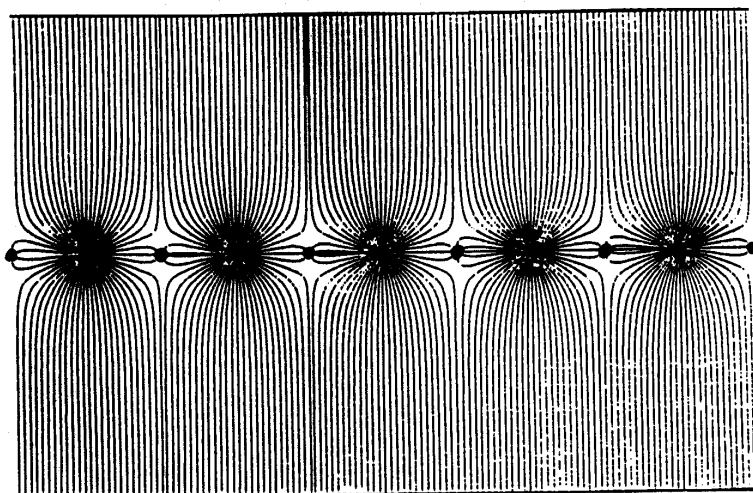
typische Ortsauflösungen: 50 - 200 μm

- **Mechanik:** Herausforderungen bei großflächigen Kamern ($> 2 \times 2 m^2$)

elektrostatische Abstoßung der Drähte, \Rightarrow Schwingungen
Durchhängen der Drähte (Gravitation), \Rightarrow Ortsungenauigkeiten, Feld-Inhomogenitäten

\Rightarrow Drähte müssen gespannt werden

zusätzliche Potentialdrähte in der MWPC - Anordnung



feldformende Drähte,
neg. Potential.

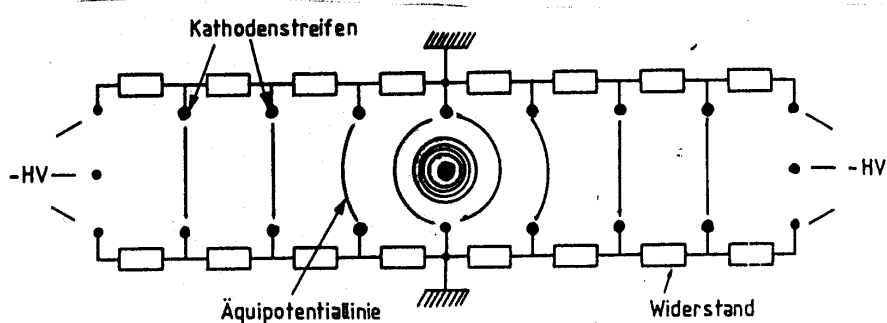
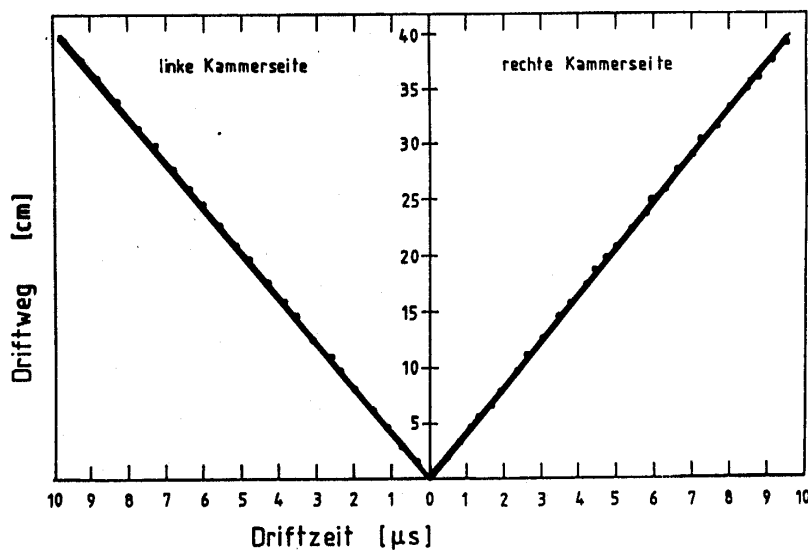


Abb. 4.36 Illustration der Feldformung in einer großflächigen Driftkammer.

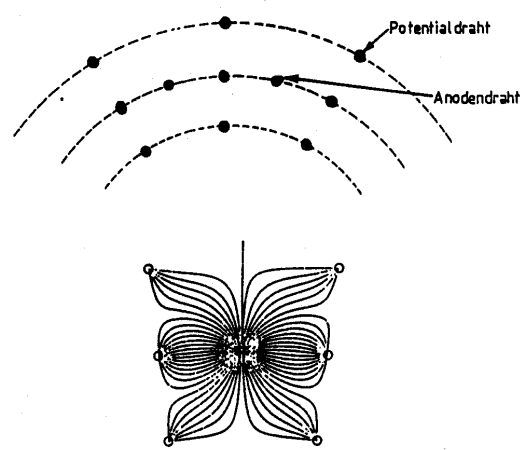


Rechts / Links
Symmetrie

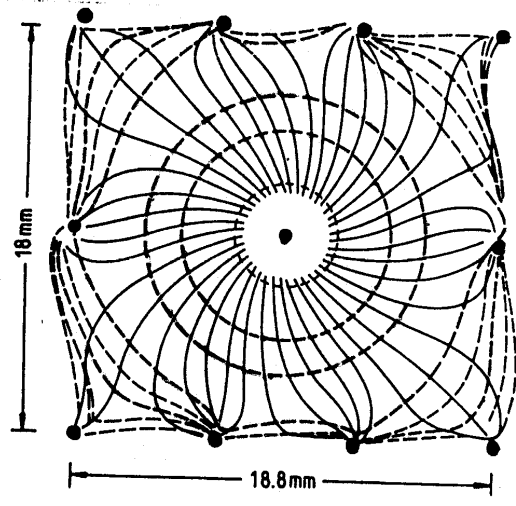
↳ Ambiguität

Beispiele für Driftzellen-Geometrien

a) 'offene Zelle'



b) 'geschlossene Zelle' (ARGUS Detektor, Hamburg DESY)



Linien mit gleicher Driftzeit

- Signaldraht
- Potentialdraht

Beiträge zur Ortsauflösung

1. Zeitauflösung der Elektronik

$$\sigma_t \sim 1 \text{ ns}, v_D = 5 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad \Rightarrow \sigma_x = v_D \cdot \sigma_t = 50 \mu\text{m}$$

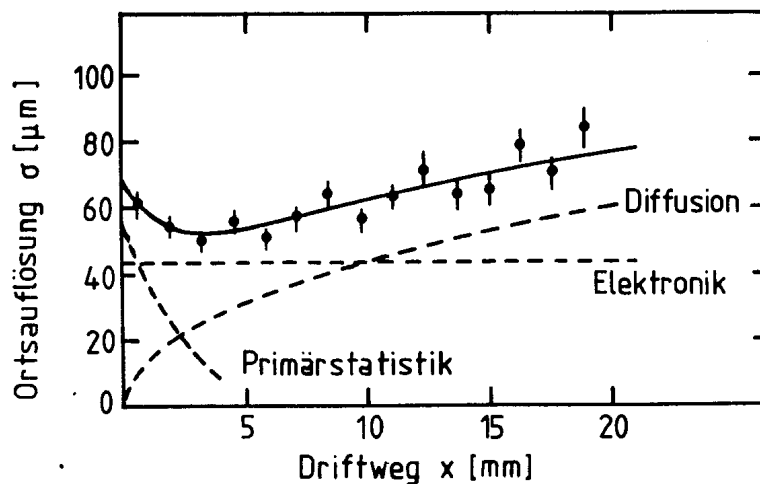
2. Diffusion der driftenden Elektronen (dominant bei großen Driftstrecken)

3. Fluktuationen in der Primärionisationsstatistik (besonders wichtig bei kleinen Abständen zum Draht)

4. Mechanische Toleranzen (Genauigkeit der Drahtpositionierung, Durchhängen wg. Gravitation) (hängt von der Größe der Kammer ab)

5. Inhomogenitäten in der elektrischen Feldstärke (die nicht korrigiert werden) oder Abhängigkeiten der Driftges. von der el. Feldstärke

Ziel: lineare Orts-Driftzeit Beziehung
(durch Einfügen von feldformenden Potentialdrähten)



- **Koordinatenrekonstruktion:**
 - senkrecht zum Draht: Drahtposition + Driftzeit
 - parallel zum Draht: Stereolagen
Ladungsteilung
Kathodenstreifen
- **Rechts-Links Ambiguitäten:**
Können beispielsweise durch versetzte Drahtpositionen (s.unten, Jet - Kammer) aufgelöst werden
- **Kammergeometrien:**
 - Experimente mit feststehendem Target
⇒ großflächige, planare Driftkammern

Beispiele: NA48 am CERN, HERA-B am DESY

- Experimente an Speicherringen
meistens Solenoid Magnetfeld ⇒ zylindrische Driftkammern

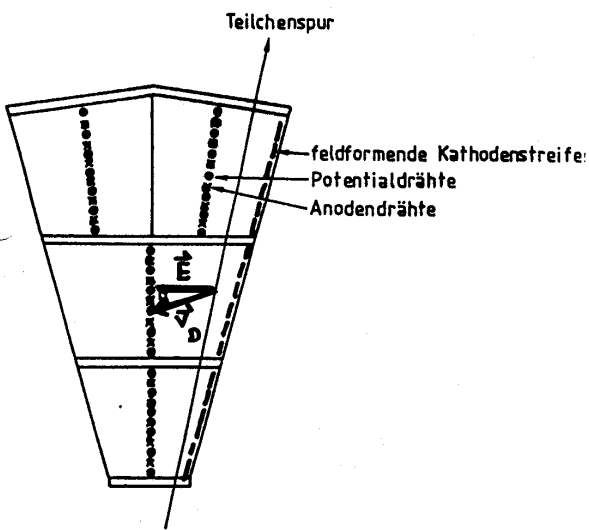
Beispiele: OPAL (LEP), H1 und ZEUS am DESY

Jet - Driftkammer

(JADE, OPAL - Detektor)

- große Anzahl von Meßpunkten entlang der Spur
 $\rightarrow \left(\frac{dE}{dx}\right)$ mit guter Statistik \oplus Ortsinformation

- Signaldrähte in der Mitte von sektorförmigen Zellen

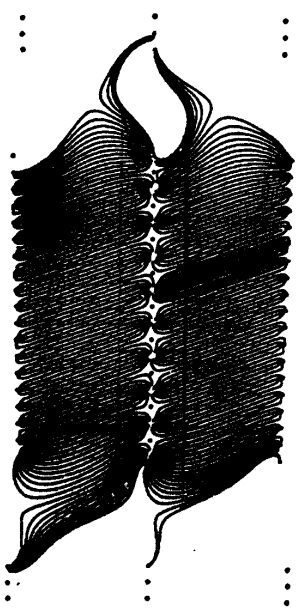


Potentialdrähte
 + feldformende Kathodenstreifen



Versetzte
 Anodendrähte
 \Downarrow
 Recht / Links
 Ambiguitäten
 werden aufgelöst

Teilchen



$$\vec{E} \perp \vec{B}$$

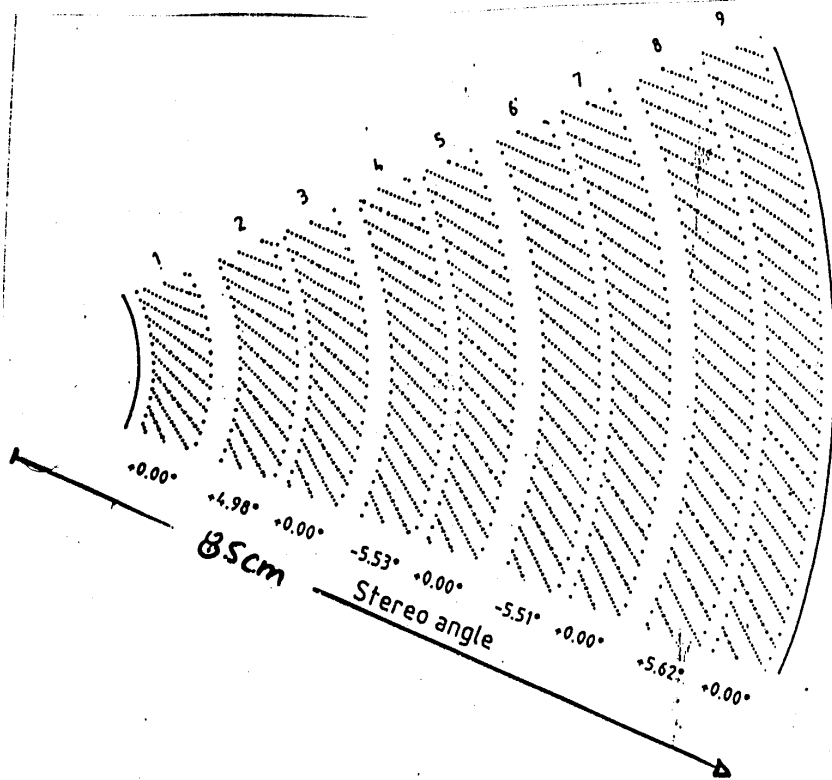
Lorentzwinkel

$$B = 0.45 \text{ T}$$

$$\alpha_L \sim 18.5^\circ$$

— Drift richtung der Elektronen

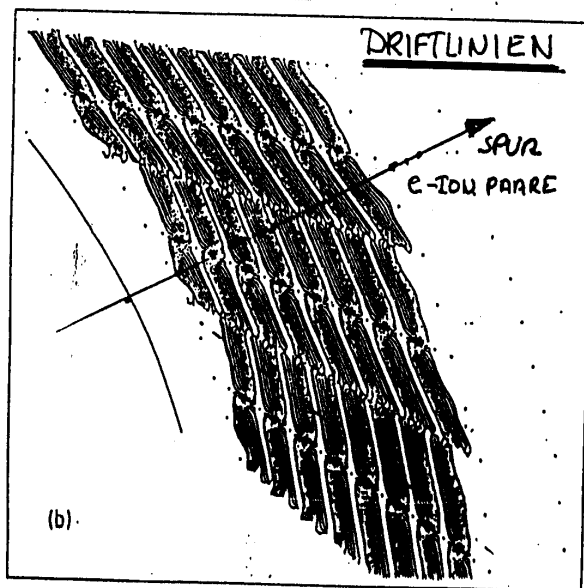
OKTANT der ZEUS Spurkammer

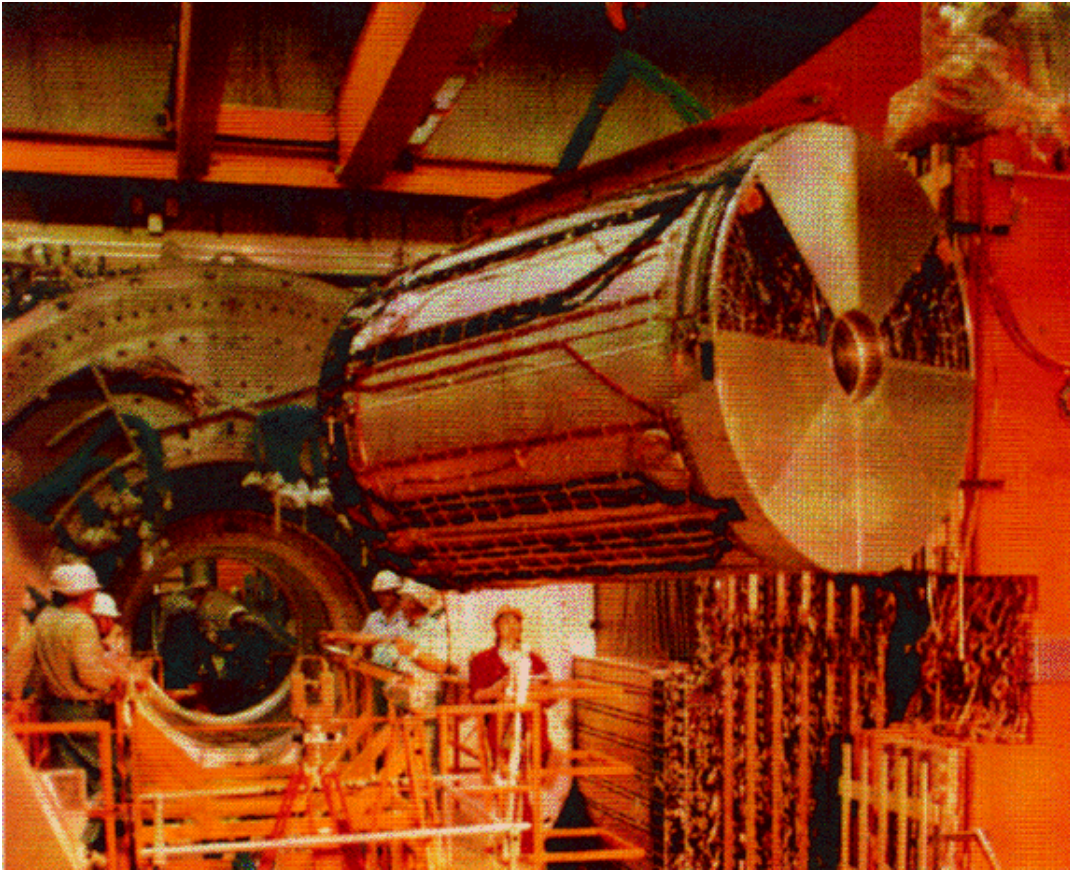


⊗ Magnetfeld
1.6 T

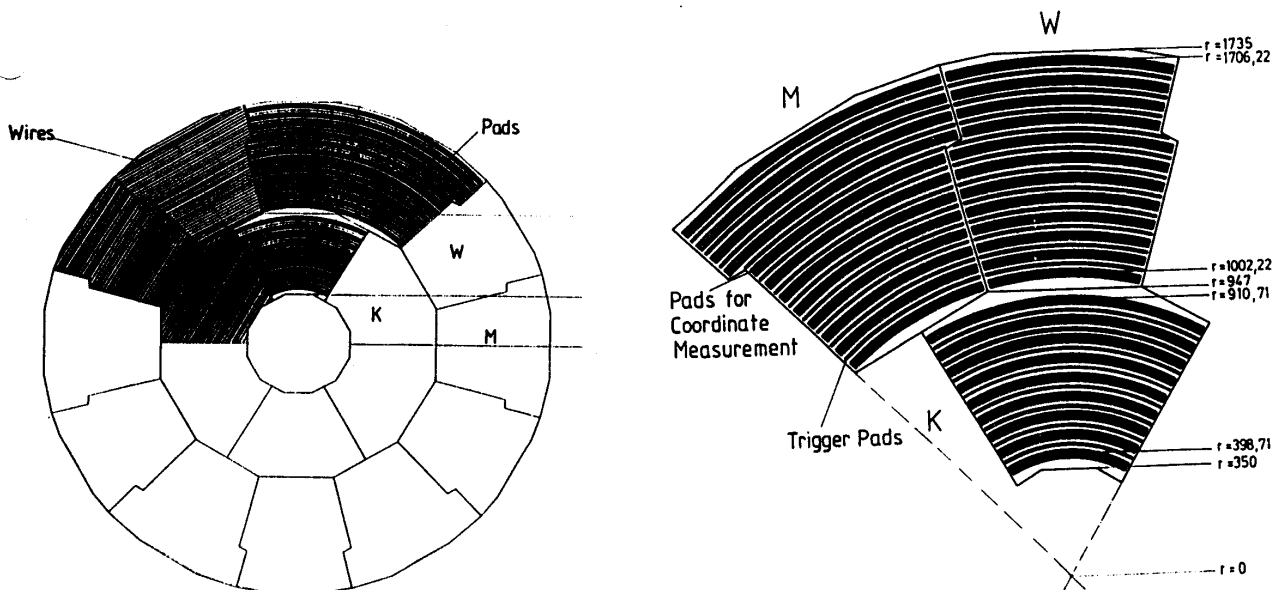
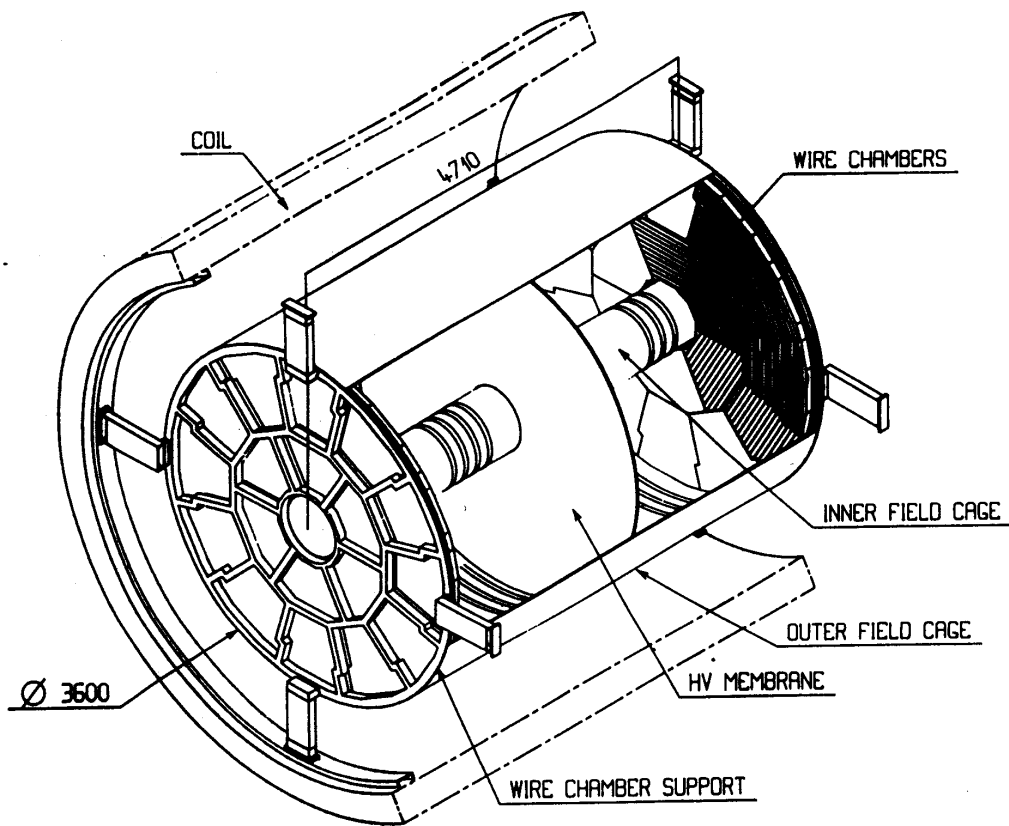
Lorentzwinkel 45°

Signal drahtebenen
entsprechend
orientiert



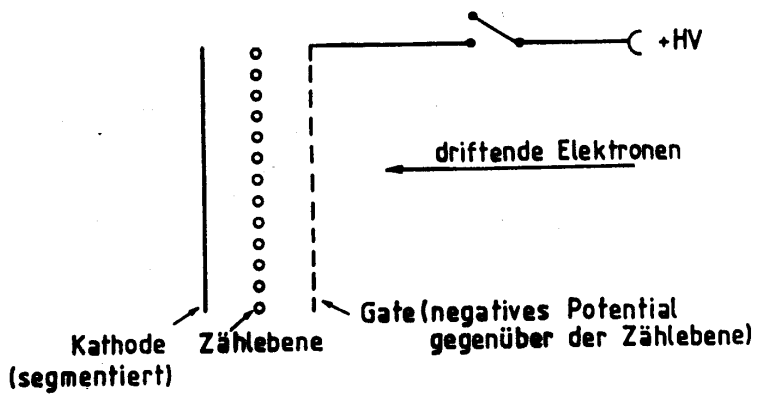


Zeit-Projektionskammer, TPC



gute Auflösung in beiden Projektionen!

$\delta_z \sim 200 \mu\text{m}$ (Driftzeit)
 $\delta_{r\phi} \sim 180 \mu\text{m}$ (Pads)



Gate offen:

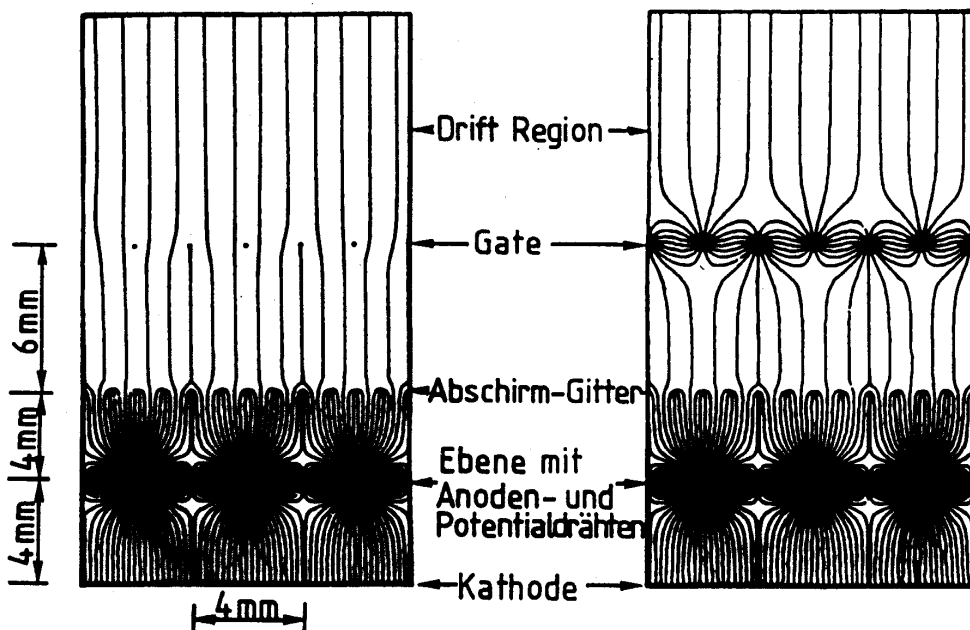
→ Elektronen → Anode

Gate geschlossen:

Elektronen → Gate

pos. Ionen → Gate

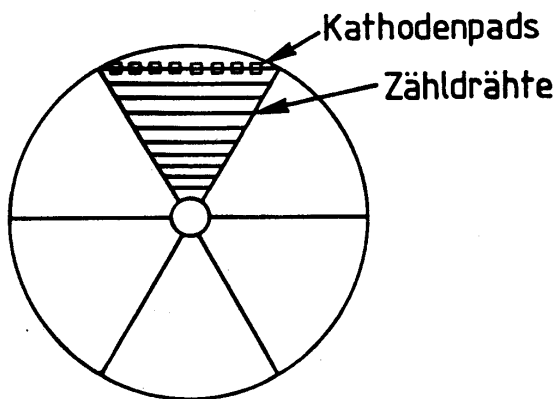
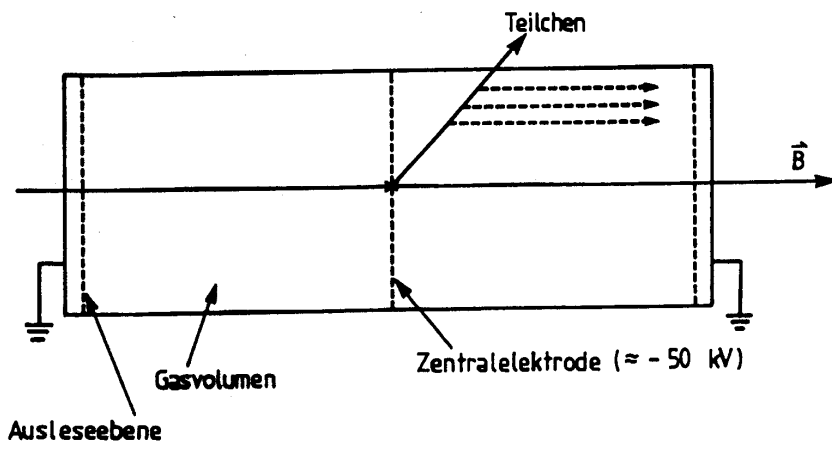
Gate wird durch einen Auslöseimpuls (Trigger) geöffnet.
(extern)



offenes Gate

geschlossenes Gate

- ⇒ • Ionen können nicht in den Driftraum
- Elektronen nicht im Verstärkungszone



3.5. Halbleiterdetektoren

historische Entwicklung

~ 1960	erste Prototypen von Halbleiterzählern in der Kernphysik; Einsatz in der β und γ -Spektroskopie, sehr gute Energieauflösung
~ 1983	Einsatz von Silizium-Steifenzählern als Spurdetektoren in fixed-target Experimenten der Hochenergiephysik; sehr gute Ortsauflösung (Hyams, Kemmer, Lutz, Weilhammer, Kötz, Klanner u.a.)
~ 1987	erste Mikrovertexdetektoren bei Collider-Experimenten, VLSI - Elektronik Einsatz bei LEP-Detektoren seitdem: Einsatz in allen Collider-Experimenten: ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, H1, ZEUS, CDF, D0, BaBar, Belle
~ 1991	Pixeldetektorentwicklung (Heijne, Nygren)
seit 1992	Entwicklungen großer Systeme (Pixel und Streifen) für die LHC - Detektoren

Prinzip: Festkörper Ionisationskammer

Materialien: Si, Ge, GaAs, neuerdings auch Diamant

In der Elektronikentwicklung und im Bereich der Halbleiter-Spurdetektoren hat sich Si durchgesetzt;

(Verfügbarkeit in Erdkruste, niedrige Leckströme, SiO_2 thermisch herstellbar, guter Isolator)

Vorteile gegenüber Gas-Detektoren:

- kleinerer Energieübertrag zur Erzeugung von Ladungsträgern notwendig

Beispiele:

W-Wert: Si: 3.6 eV $\rightarrow \sim 300$ e/Loch Paare pro keV dep. Energie

W-Wert: Ar: 26 eV $\rightarrow \sim 40$ e/Ion Paare pro keV dep. Energie

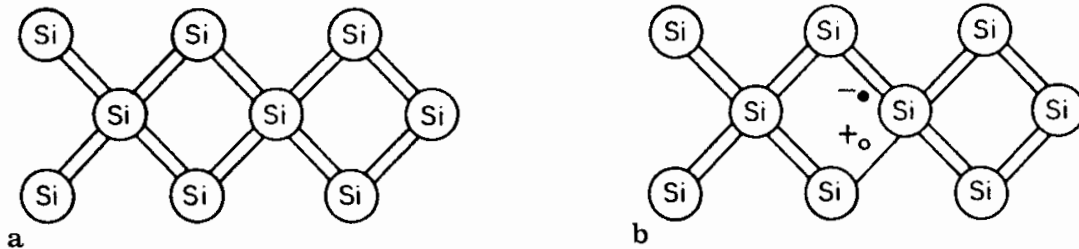
- größere Dichte: 2.33 g/cm^3 ,
 \Rightarrow größerer Energieverlust pro cm
 \Rightarrow dünnere Detektoren möglich ($300 \mu\text{m}$)
- Mikrolithographie und planare Prozeßtechnik
 \Rightarrow Mikrostrukturierung im μm -Bereich
Grundlage für eine hohe Ortsauflösung ($1\text{-}10 \mu\text{m}$)
- schnelle Detektoren
(kurze Signalsammelzeiten, $\sim 10 \text{ ns}$)

Nachteile gegenüber Gas-Detektoren:

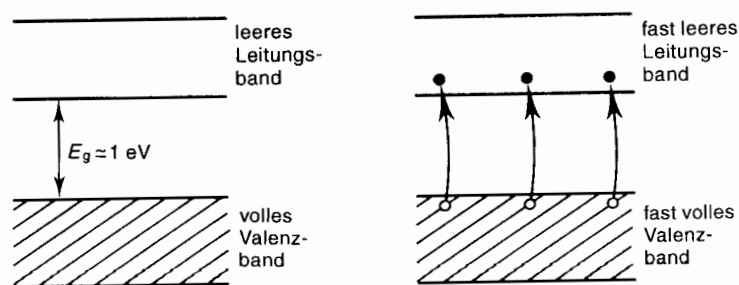
- große Strahlungslänge
- relativ hohe Kosten (werden billiger)
- Strahlungsempfindlich

Einige wichtigste Eigenschaften von Silizium:

- $Z=14$, Element der 4. Gruppe, jeweils 2 Elektronen in der 3s und 3p Schale
kovalente Bindungen, Tetraeder-Struktur



- Bandlücke ist relativ klein: $E_g = 1.12 \text{ eV}$,
thermische Energien reichen aus, um Elektronen ins Leitungsband zu befördern



- Elektronen im Leitungsband und Löcher tragen zur **intrinsischen Leitfähigkeit** σ_i bei.

$$\sigma = e \cdot n_i (\mu_e + \mu_h)$$

wobei: n_i Dichte der Elektronen im Leitungsband =
Dichte der Löcher im Valenzband

$$n_i \sim T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}}$$

μ_e, μ_h Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher
(Proportionalitätsfaktoren zwischen den Driftgeschwindigkeiten (v_e und v_h) und der E-Feld Stärke: $v_e = \mu_e \cdot E$)

typische Werte: $T=300 \text{ K}$ $n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

zum Vergleich: Atomdichte: $10^{22} \text{ Atome/cm}^3$

nur 1 aus 10^{12} Silizium-Atomen ist bei Zimmertemperatur ionisiert!

⇒ intrinsische Leitfähigkeit ist stark temperaturabhängig

	Si	Ge	SiO ₂
Kernladungszahl	14	32	-
Dichte (g/cm^3)	2.33	5.32	2.27
W-Wert	3.62		-
Dielektrische Konstante	11.7	16	3.9
spez. Widerstand (300 K), ($k\Omega cm$)	230	0.045	??
Energielücke (eV)	1.1	0.7	~ 8
Elektronenbeweglich- keit (300 K), (cm^2/Vs)	1350	3900	-
Löcher-Beweglichkeit (300 K), (cm^2/Vs)	480	1900	-

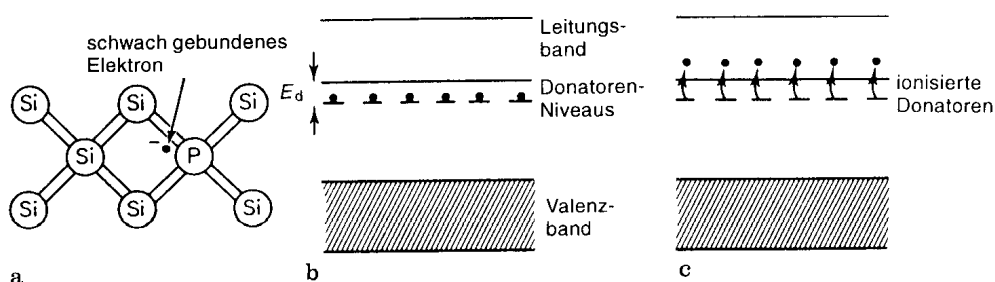
Die Leitfähigkeit eines Halbleiters kann durch die sog. **Dotierung** stark erhöht werden.

Dotierung: Zugabe geringer Mengen (im Bereich von ppb) geeigneter Fremdatome (drei- oder fünfwertige Elemente

3-wertig: z.B. Bor, Indium (**Akzeptoren**)

5-wertig: z.B. Arsen, Phosphor (**Donatoren**)

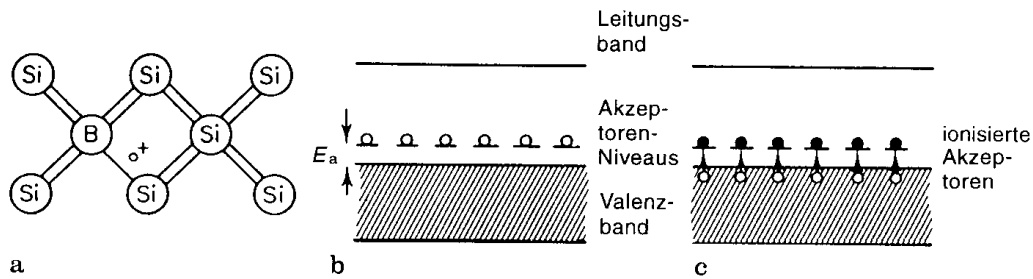
Durch die Verunreinigungen werden zusätzliche Energieniveaus im Halbleiter erzeugt



Donatorniveaus sitzen nahe unterhalb der Leitungsbandkante

$$\Delta E_d \approx 0.03 \text{ eV}$$

(zum Vergleich: kT ($T=300 \text{ K}$) = 0.025 eV)



Akzeptorniveaus sitzen nahe oberhalb der Valenzbandkante
 $\Delta E_d \approx 0.03 \text{ eV}$

mit 5-wertigen Elementen dotierte Halbleiter heißen **n-dotiert**

typische Werte: $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

$$\Rightarrow N_D/N_{Si} \approx 10^{14}/10^{22} = 10^{-8}$$

$$n_e = n_i + n_D \approx n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_h = n_i^2/n_e \approx n_D = 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

d.h.: $n_e \gg n_h$ (Elektronen sind Majoritätladungsträger)

Leitfähigkeit (n-Typ): $\sigma \approx eN_D\mu_e$

Dotierung kann auch wesentlich höher sein ($\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$); diese hohe Dotierung wird als n^+ gekennzeichnet.

Entsprechende Verhältnisse und Notationen ergeben sich bei p-Dotierung

Der pn-Übergang:

Abrupter Übergang zwischen p- und n-dotierten Bereichen in einem Halbleitermaterial

Kontakt:

- Elektronen diffundieren aus dem n-Bereich (Elektronenüberschuß) in den p-Bereich (Elektronenmangel)
- Löcher diffundieren aus dem p- in den n-Bereich
- im n-Bereich bleiben pos. Donatoratome zurück
⇒ pos. Raumladung
(entsprechende neg. Raumladung im p-Bereich)
- Diffusionsbewegung wird durch das elektrische Feld, das sich aufgrund dieser Raumladungen aufbaut, abgebremst.

elektrisches Feld ⇒ Kontakt- oder Diffusionsspannung:

$$V_d = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

⇒ Gleichgewicht, kein Stromfluß
(typischer Wert für V_d : $\sim 0.7 \text{ V}$)

- ⇒ **Verarmungsschicht**
d.h.: Raumladungsschicht, die arm ist an freien Ladungsträgern
Die Dicke der Verarmungsschicht hängt von den jeweiligen Dotierungen ab.
(Ausdehnung in den n- und p-Bereich können unterschiedlich sein)

wegen Ladungserhaltung gilt:

$$e x_p A N_A = e x_n A N_D$$

$$\Rightarrow \frac{x_n}{x_p} = \frac{N_A}{N_D}$$

(wobei: x_n, x_p Tiefe der Ausdehnung in die n bzw. p Bereiche, A=Querschnittsfläche)

wenn $N_A \gg N_D$, dehnt sich die Verarmungsschicht fast ausschließlich in den n-Bereich aus.

Breite der Verarmungsschicht: (Herleitung, s. z.B. Leo, Kap. 10.3)

$$W_{dep} = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}\epsilon_0}{e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_d}$$

- Angleichen der Fermi-Niveaus über die Kontaktzone hinweg

Energie-Niveaus des p-Bereichs werden relativ zu denen des n-Bereichs angehoben.

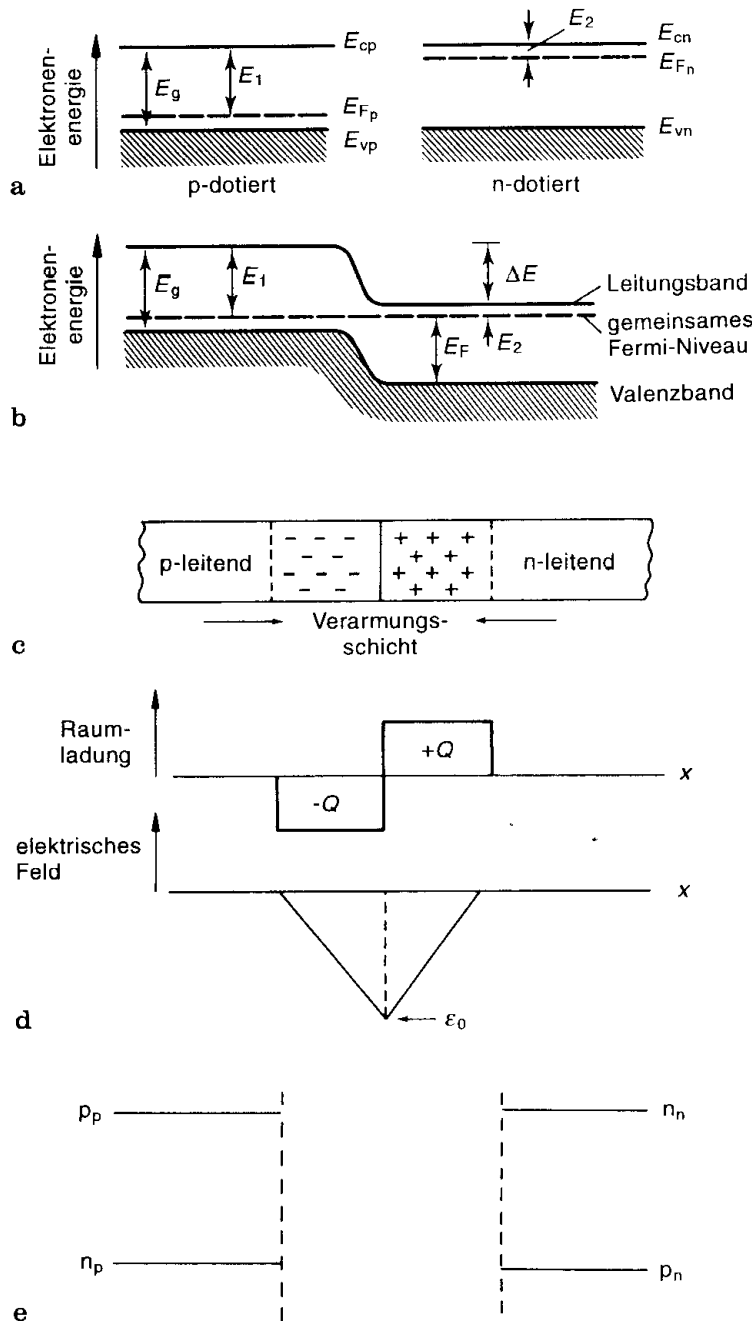
- **Breite der Verarmungsschicht vergrößert sich bei Anlegen einer äußeren Sperrspannung (bias voltage V_B):**

ersetze V_D durch $(V_d + V_B) \approx V_B$

(i.allg. ist $V_B \gg V_d \Rightarrow V_d + V_B \approx V_B$)

Zur vollständigen Verarmung einer $300 \mu m$ dicken Schicht wird eine Sperrspannung von $\approx 70 V$ benötigt.

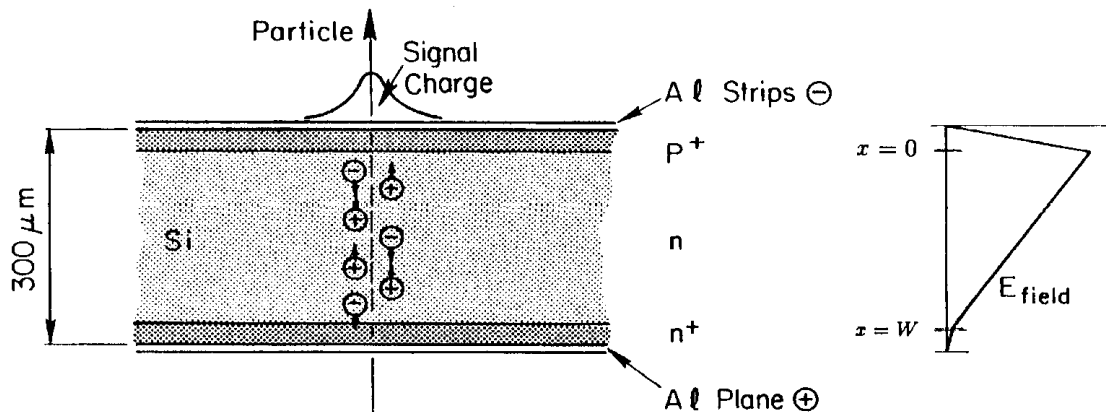
Der pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht



- Bandstruktur im p- und im n-Halbleiter vor dem Kontakt
- Bandstruktur im Übergangsbereich nach dem Kontakt
- Verarmungsschicht
- Raumladungen und elektrisches Feld innerhalb der Verarmungsschicht
- Ladungsdichten in den Bereichen außerhalb der Verarmungsschicht

Aufbau und Funktionsweise von Si-Streifenzählern

- n-dotiertes Silizium-Substrat, Dicke $\sim 300\mu\text{m}$
- Übergang zu einer p^+ Schicht
- Rückseite ist n^+ dotiert, Kontaktierung zur Metallelektrode



- $p^+ - n$ Übergang wird in Sperrrichtung betrieben (Bei einem typischen spez. Widerstand von $5\text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$, $V_B = 70\text{V}$, $\Rightarrow W_{dep} = 300\mu\text{m}$, d.h. Verarmungszone dehnt sich über den gesamten Detektor aus)

Warum Bias-Spannung ?

- Erhöhte Feldstärke zur effizienten Ladungssammlung
Beispiel: E-Feld ist maximal am $P^+ - n$ -Übergang;
Für $V_B = 70\text{ V}$ ergibt sich: $E_{max} = 2V_B/W \sim 4.800\text{V/cm}$
- Reduzierte Detektorkapazität, $C \sim 1/W_{dep}$
- Ein geladenes Teilchen erzeugt Elektron-Loch Paare im Detektor,
Ionisation entlang der Teilchenspur
Keine Elektronenmultiplikation, Signal ist proportional zu dE/dx , d.h. zur Dicke des Si-Zählers
 δ -Elektronen \Rightarrow weitere Ionisation \Rightarrow Landau-Verteilung

- Elektron-Loch Paare driften zu den jeweiligen Elektroden, induzierte Ladungen, Strompuls
- Während des Transports verbreitert sich die Ladungswolke aufgrund von Diffusion (typische Größenordnung: $10\mu m$)
- kurze Ladungssammelzeit, typischerweise 10 ns

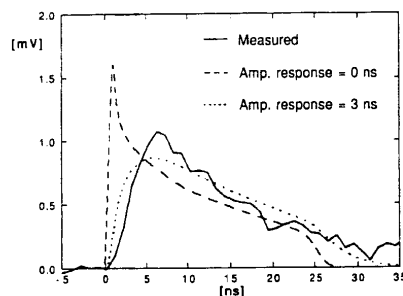
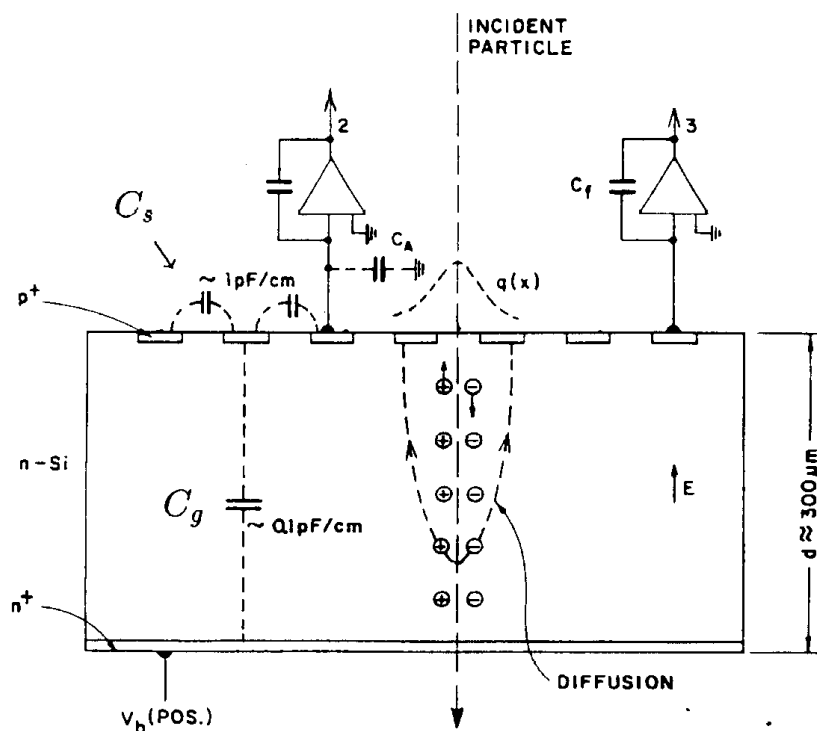


Fig. 3.4. The current pulse shape due to a minimum ionizing particle registered at the p^+ side of a silicon strip detector (from ref.[49]).

- Ortsinformation durch Segmentierung der p^+ Seite in Streifen
typischer Streifenabstand: $20\mu m$



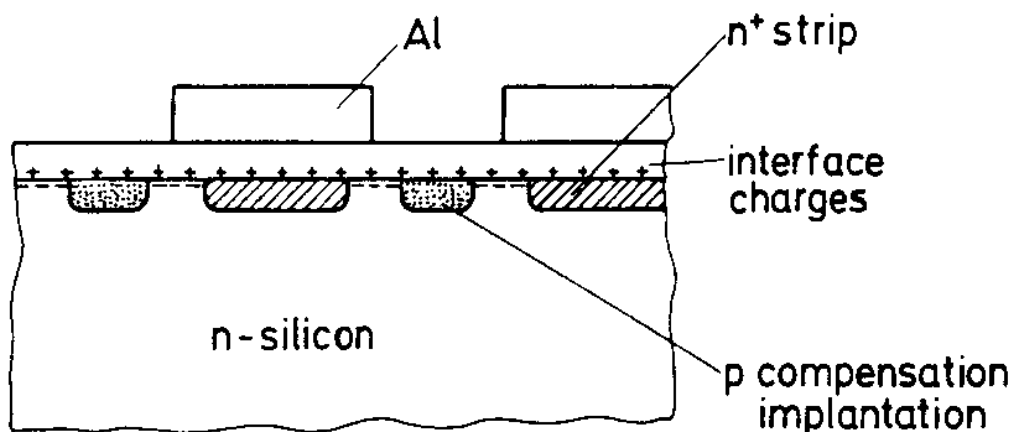
- **2-dimensionale Ortsinformation** durch zusätzliche Segmentierung der n^+ -Elektrode

Komplikation: In der SiO_2 -Schicht akkumulieren sich positive Raumladungen (am $Si - SiO_2$ -Übergang);

⇒ **Elektronenanreicherung** im n-Bereich
(accumulation layer, ähnlich wie in MOSFET Strukturen)

⇒ Kurzschluß zwischen n^+ -Streifen

Abhilfe: z.B. durch **implantierte p^+ -Streifen** zwischen den n^+ Streifen



Ausleseelektronik

Anforderungen an die Elektronik:

- hohe Verstärkung, geringes Rauschen

Ladungsmenge eines MIP-Signals: $23000 \cdot e = 3.7 \text{ fC}$
(kleines Signal, keine Elektronenmultiplikation)

- kompakt, wegen der großen Zahl der Kanäle

⇒ VLSI-Elektronik (very large scale integration)

ASIC-chips (application specific integrated circuit)

Beispiel: 128 Vorverstärker, serieller Speicher und analoges Multiplexing auf einem $5 \times 6 \text{ mm}^2$ chip

meistens werden ladungsempfindliche Vorverstärker verwendet; (Integration der Ladung Q_{sig} auf Kapazität C_f , OPV mit gain A)

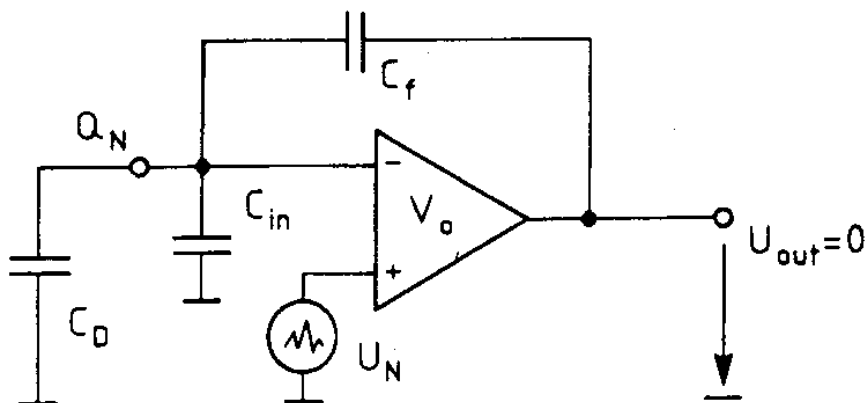


Fig. 3.9. A schematic block diagram of a charge sensitive amplifier.

Spannungspuls:

$$\Delta U_{out} = -\frac{Q_{sig}}{\frac{C_D + C_{in} + C_f}{A} + C_f} \rightarrow (A \rightarrow \infty) = -\frac{Q_{sig}}{C_f}$$

typische Werte: $C_D \sim 0.5 - 1 \text{ pF}$ pro cm Streifenlänge
 $C_{in} \sim 0.5 - 1 \text{ pF}$
 $C_f \sim 0.5 - 1 \text{ pF}$
 $A \sim 1000$

⇒ Ausgangspuls im mV-Bereich

Beiträge zur Ortsauflösung

- **Abstand der Streifen** ($p^+ - p^+$) (strip pitch d_p) und der ausgelesenen Streifen (readout pitch)

Größenordnung: Breite der Ladungswolke aufgrund der Diffusion, Schwerpunktbildung über mehrere Streifen möglich

(Limitierung: Herstellungsprozeß, Kapazitäten zwischen Streifen \Rightarrow Rauschen)

typische Werte: $d_p \sim 20 - 50 \mu m$

wenn $d_p \gg$ Diffusionsbreite \Rightarrow geometrische Grenze:

$$\sigma_{pos}^{max} = \frac{d_p}{\sqrt{12}}$$

- **Effekte des Magnetfeldes**

$\vec{E} \times \vec{B}$ - Effekt

Ladungen driften unter einem Winkel θ_L zum elektrischen Feld

Anwendung von Korrekturen oder geeignete Streifenorientierung

- **Rauschbeitrag der Elektronik** ENC (equivalent noise charge) hängt von der Gesamtkapazität ab;

$$Q_{noise} = \alpha_{ENC} + \beta_{ENC} \cdot C_{load}$$

zur gesamten kapazitiven Last tragen neben C_g auch die Kapazitäten zwischen den Streifen (insbesondere benachbarten Streifen) bei.

Diese können dadurch verkleinert werden, daß nur jeder n-te Streifen mit Ausleseelektronik verbunden wird; Ortsrekonstruktion ist immer noch möglich, kapazitive Kopplung, Ladungsschwerpunkt

Nachteil: geringeres Signal

- **Statistische Fluktuationen im Energieverlust, Detektorgeometrie** (Einfallswinkel)

δ -Elektronen, die senkrecht zur Teilchenrichtung emittiert werden, tragen wesentlich zur Verbreiterung der Ladungswolke bei.

Beiträge können durch Schnitte auf die Pulshöhe reduziert werden (auf Kosten von Effizienzverlusten)

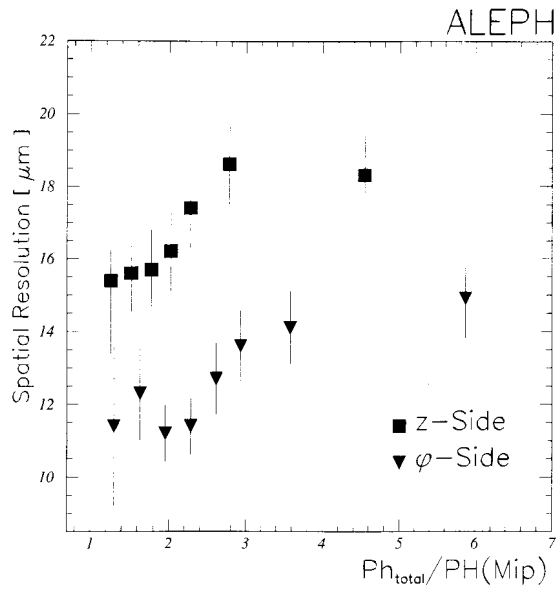


Fig. 3.14. The spatial resolution of a n-type silicon strip detector with double sided readout as a function of a cut on the total pulse height deposited in the silicon normalized to the most probable pulse height (Mip). Squares: n⁺ side, triangles: p⁺ side (from ref. [52]).

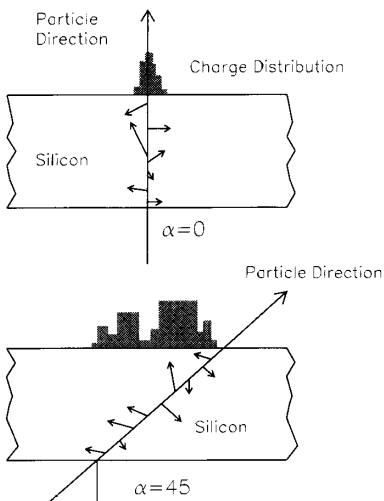
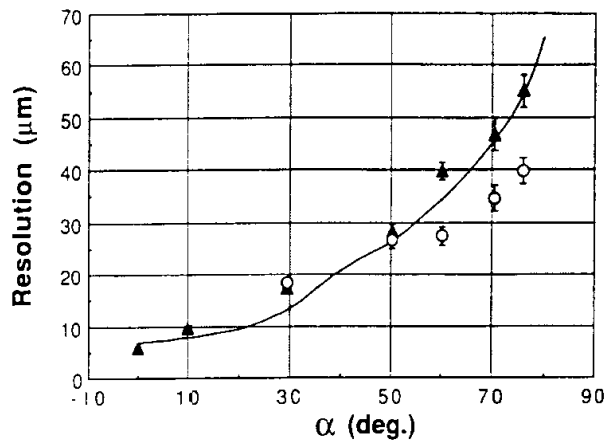
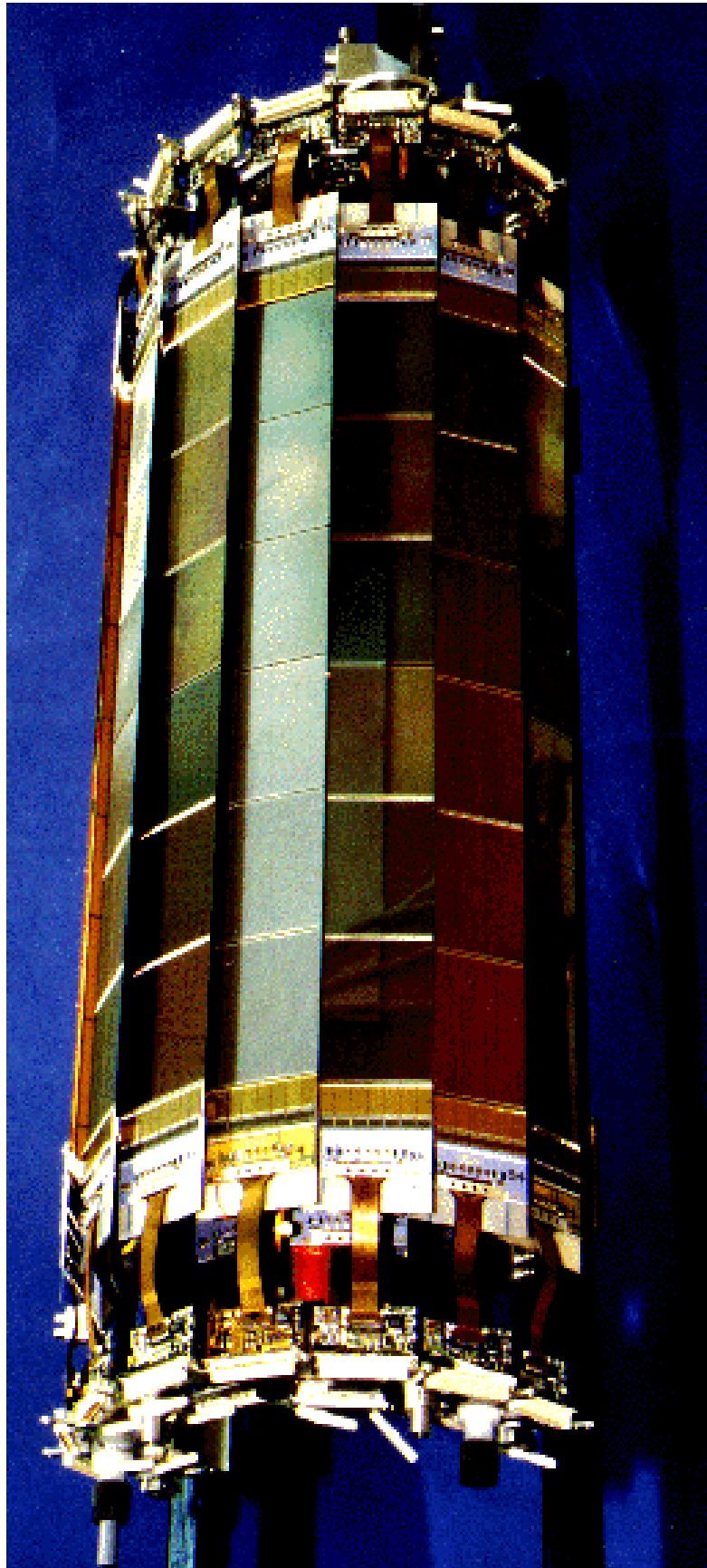


Fig. 3.13. An illustration of the effect of energy loss fluctuations on the projected charge distribution for tracks of normal incidence and tracks inclined at an angle α .

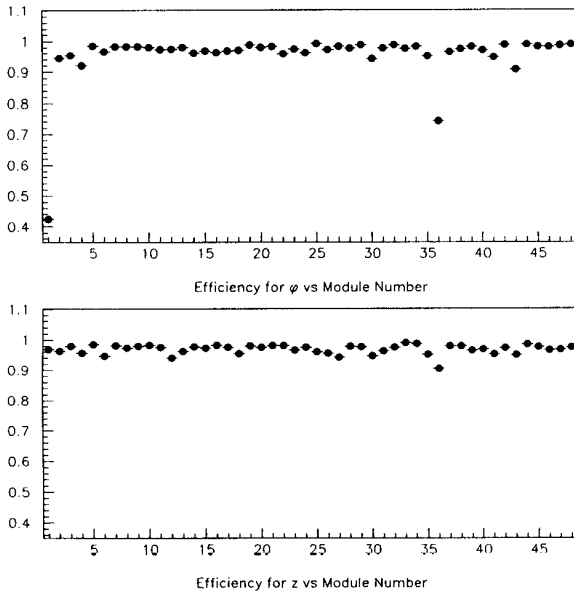


ALEPH Vertex Detector

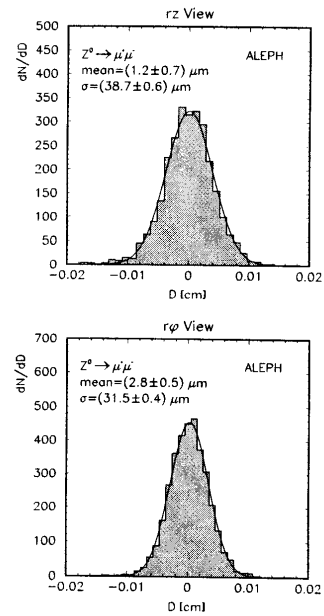


Ergebnisse vom ALEPH Vertex Detector

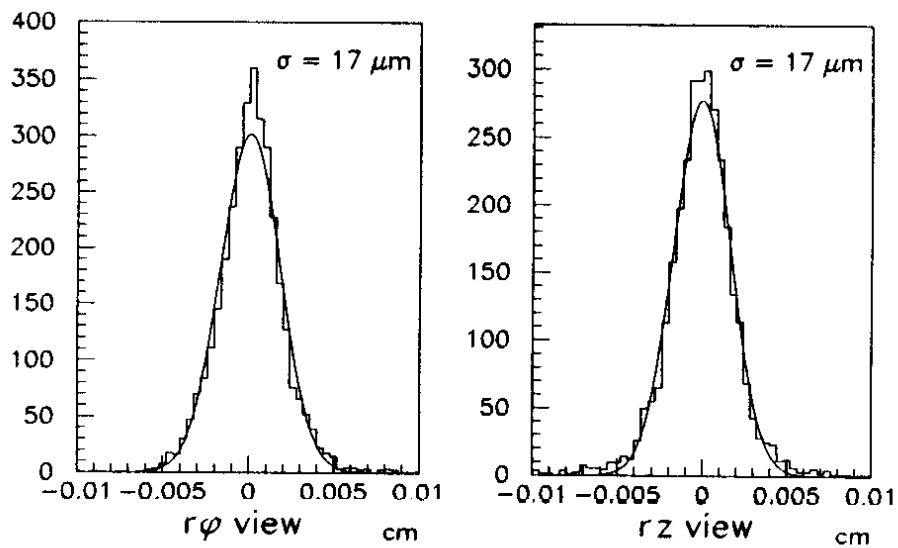
a) Effizienzen



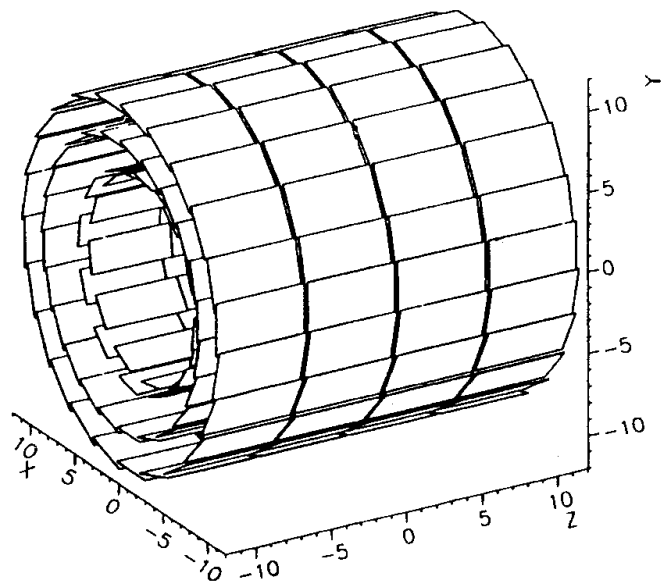
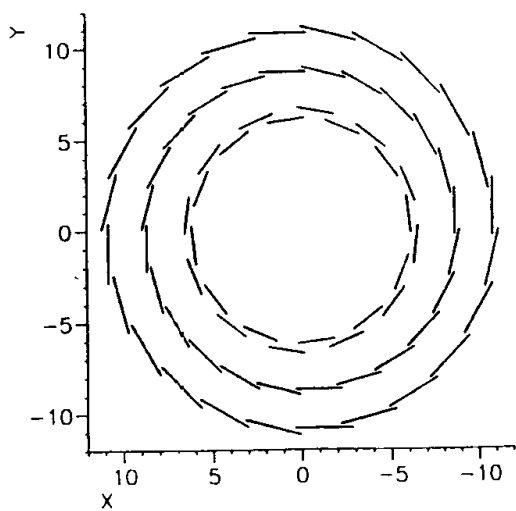
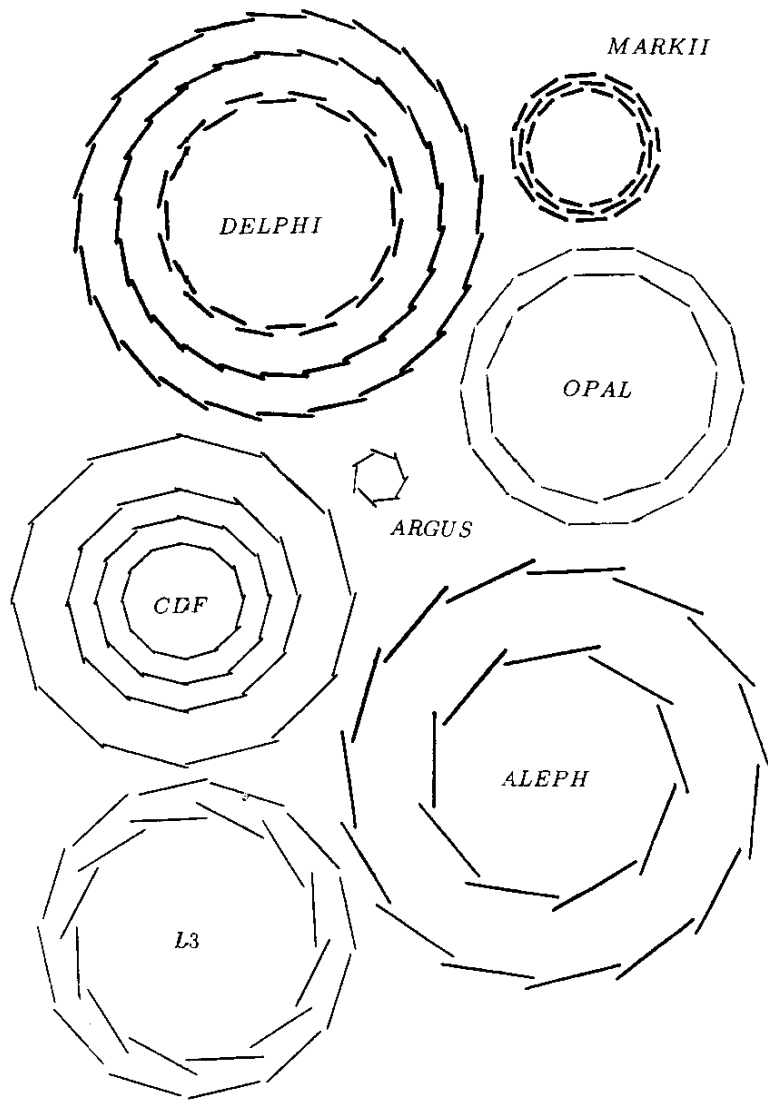
b) Impact Parameter (Auflösung)



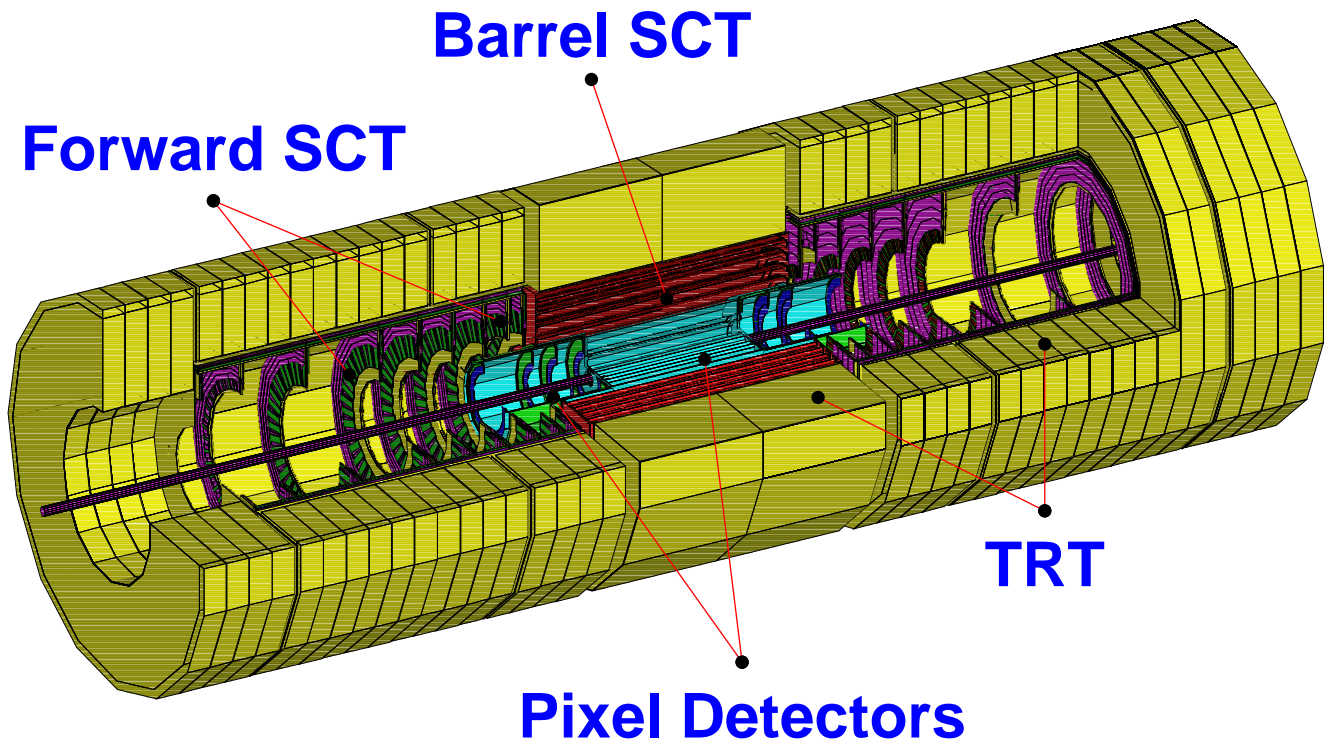
c) Ortsauflösung



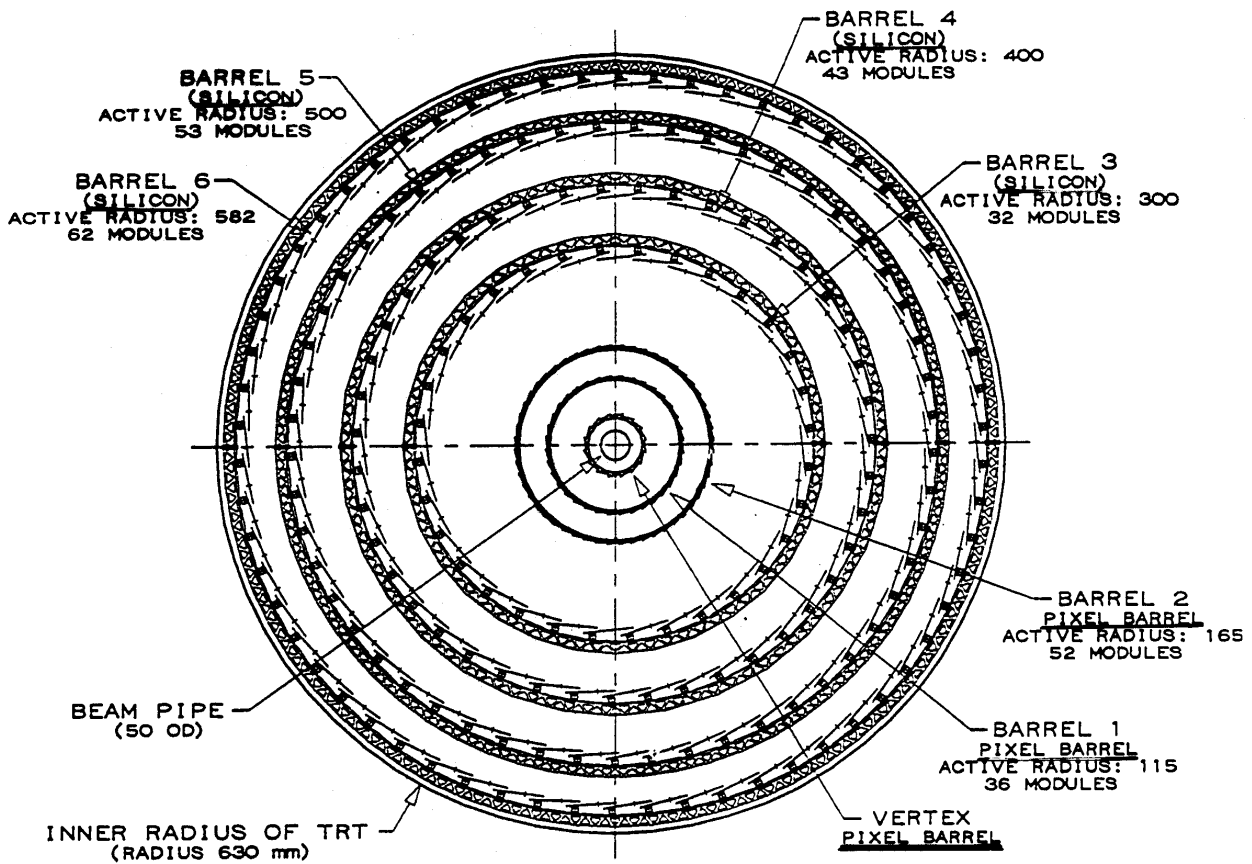
Größenvergleich Vertexdetektoren:



ATLAS Inner Detector:



ATLAS Silizium Streifen- und Pixelzdetektoren

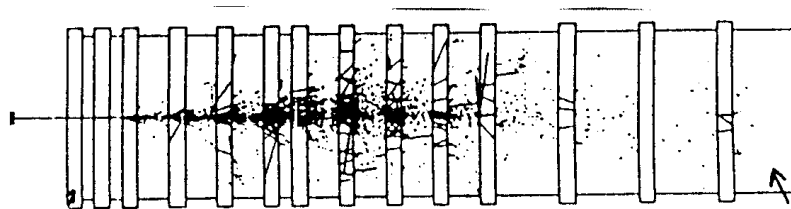


System	Position	Area (m ²)	Resolution σ (μm)	Channels (10 ⁶)	η coverage
Pixels	(1 low-lum. barrel layer)	(0.2)	($R\phi = 14, z = 87$)	(12)	(± 2.5)
	2 barrel layers	1.4	$R\phi = 14, z = 87$	140	± 2.5
	4 forward disks on each side	0.8	$R = 87$		
Silicon strips	(1 low-lum. barrel layer)	(0.2)	($R\phi = 10, z = 20$)	(0.03)	(± 2.1)
	4 barrel layers	41	$R\phi = 15, z = 770$	2.9	± 1.4
TRT	Axial barrel straws		170 (per straw)	0.1	± 2.5
	Radial forward straws 36 straws per track			0.32	

4. Kalorimeter

4.1. Einleitung

- **Aufgabe der Kalorimeter: Energiemessung**
Materieblock (Absorber + sensitives Medium) in dem ein Teilchen wechselwirkt und seine gesamte Energie deponiert.
- Die Energie wird primär auf neu erzeugte niederenergetische Sekundärteilchen übertragen
⇒ **Teilchenkaskade, Schauer**
- Ein Bruchteil der ursprünglichen Teilchenenergie geht in ein **meßbares Signal** über
(z.B. Szintillationslicht, Ionisationsladung).
- Dieser Bruchteil sollte proportional zur ursprünglichen Energie sein.
- Fluktuationen im Schauerprozeß und im meßbaren Signal bestimmen die erreichbare Auflösung.



Wichtige Kenngrößen von Kalorimetern:

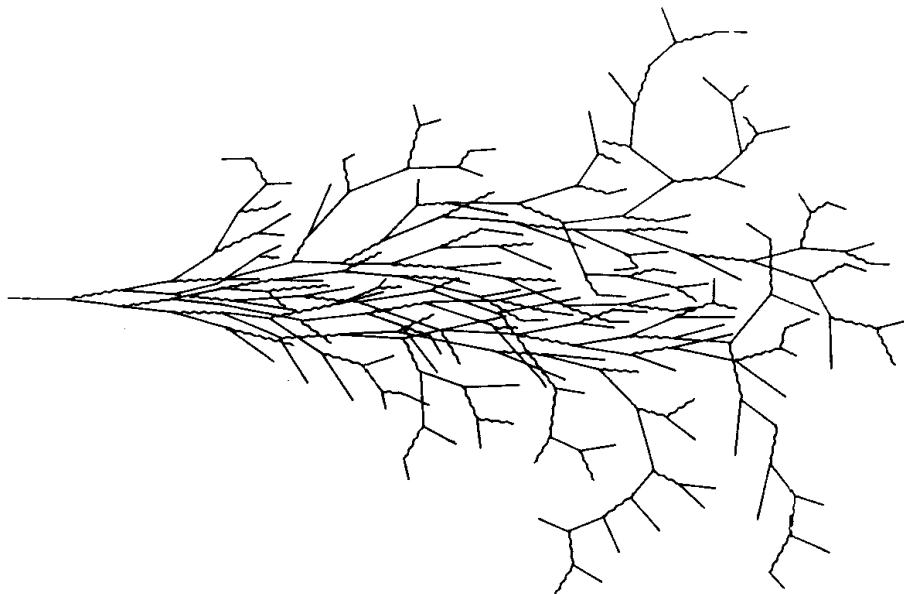
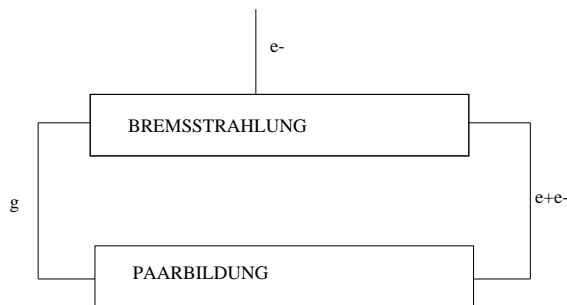
- Linearität der Energiemessung
- Genauigkeit der Energiemessung, Energieauflösung
- Energieantwort für verschiedene Teilchen

4.2. Elektromagnetische Schauer

Schauer, die durch Elektronen/Positronen oder Photonen ausgelöst werden werden als **elektromagnetische Schauer** bezeichnet. Beteiligt ist ausschließlich die elektromagnetische Wechselwirkung.

- Zugrundeliegende Prozesse:
Bremsstrahlung und Paarbildung

hohe Energien: Elektron \Rightarrow Bremsstrahlung
Photon \Rightarrow Paarbildung



- charakteristische Wechselwirkungslänge: **Strahlungslänge X_0**
- Zahl der Teilchen im Schauer steigt an, bis die kritische Energie für die Elektronen erreicht wird, danach überwiegt der Energieverlust durch Ionisation und Anregung.
 \Rightarrow Zahl der Teilchen im Schauer reduziert sich langsam.

Longitudinales Schauerprofil:

- Energieverlust als Funktion der Schauertiefe t in Einheiten der Strahlungslänge ($t = x/X_0$) kann parametrisiert werden durch:

$$\frac{dE}{dt} = \text{const} \cdot t^a \cdot e^{-bt}$$

(für Modellrechnungen: s. z.B. Buch von C.Gruppen)

kleine Schauertiefen: Zahl der Sekundärteilchen steigt an, durchläuft ein Maximum (Schauermaximum), fällt exponentiell ab.

- **Lage des Schauermaximums**
hängt logarithmisch von der ursprünglichen Energie E_0 ab:

$$t_{max}(e) = \ln \frac{E_0}{E_C} - 0.5$$

$$t_{max}(\gamma) = \ln \frac{E_0}{E_C} + 0.5$$

- longitudinale Schauerentwicklung (in Einheiten der Strahlungslänge) zeigt eine Z-Abhängigkeit
(kritische Energie ist Z-abhängig, bei leichteren Elementen stoppt die Teilchenmultiplikation früher)

$$t_{\max} \sim \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$$

Abhängigkeit von E_c (unterschiedliche Materialien)

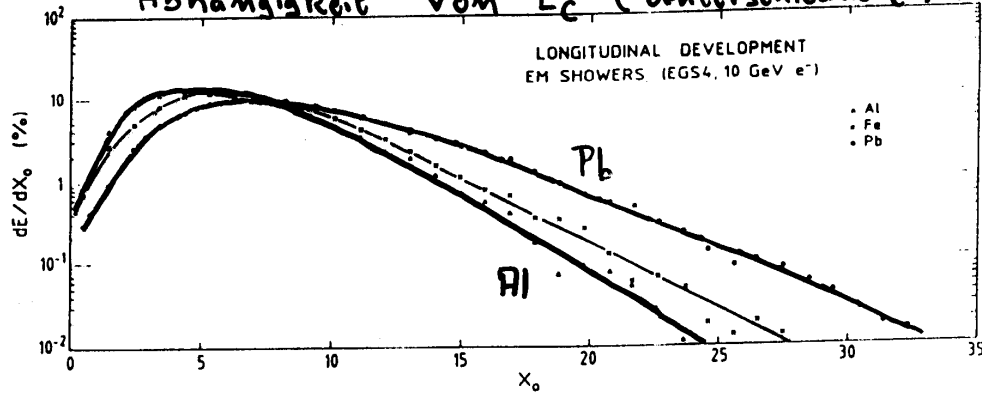
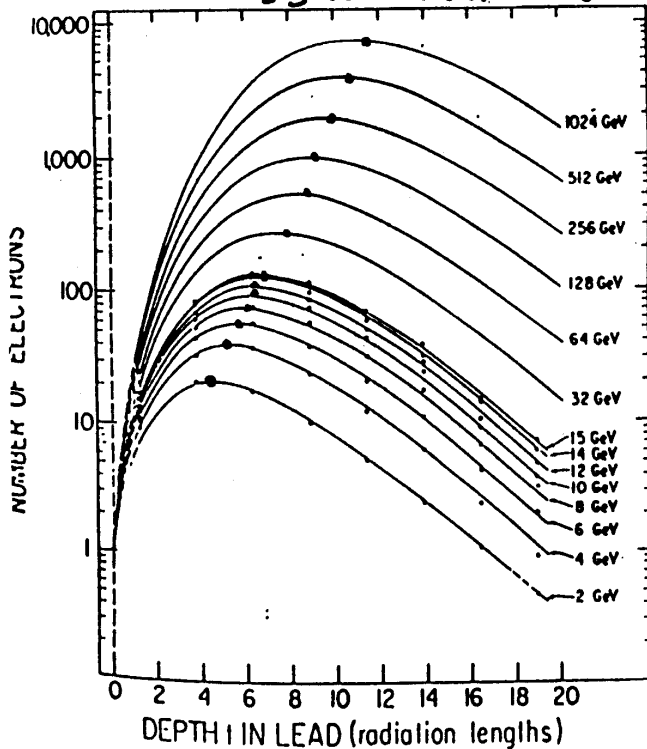


Figure 2.2: The longitudinal development of a 10 GeV electron shower in aluminum, iron, and lead. Results of EGS4 calculations [7].

$$E_c \approx \frac{550 \text{ MeV}}{Z}$$

Abhängigkeit von E_0



logarithmischer Anstieg
mit E_0 .

Laterales Schauerprofil:

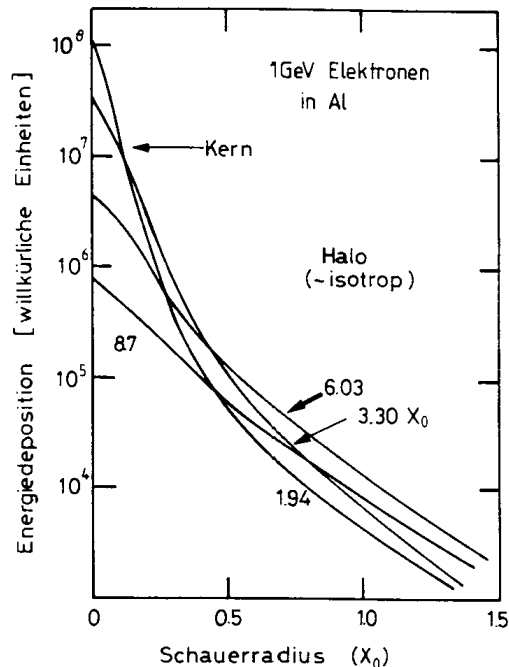
- Das laterale Schauerprofil ist durch zwei Effekte dominiert:
 - Vielfachstreuung der Elektronen
 - rel. lange mittlere freie Weglänge niederenergetischer Photonen (Endphase des Schauers)

- Die radiale Ausdehnung ist durch den **Moliere Radius** ρ_M charakterisiert:

$$\rho_M = \frac{21\text{MeV}}{E_C} X_0 \approx 7 \frac{A}{Z} \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$$

- Etwa 95% der Energie sind in einem Zylinder mit einem Radius von $R = 2\rho_M$ enthalten

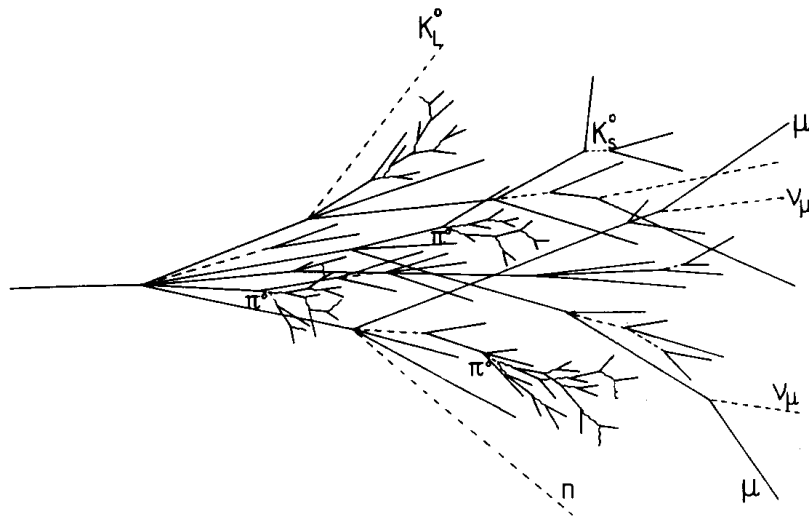
- El.magn. Schauer sind i.allg. gut kollimiert,
 ⇒ gute Ortsauflösung (bzw. Richtungsmessung) möglich



Material	Z	X_0 (cm)	ρ_M (cm)	E_C (MeV)	λ_{abs} (cm)
Polystyrene	-	42.4	8.25	109	79.5
Argon	18	14.0	6.51	45.6	83.7
Eisen	26	1.76	1.36	27.4	16.8
Blei	82	0.56	1.25	9.5	17.1
Uran	92	0.32	0.81	8.4	10.5

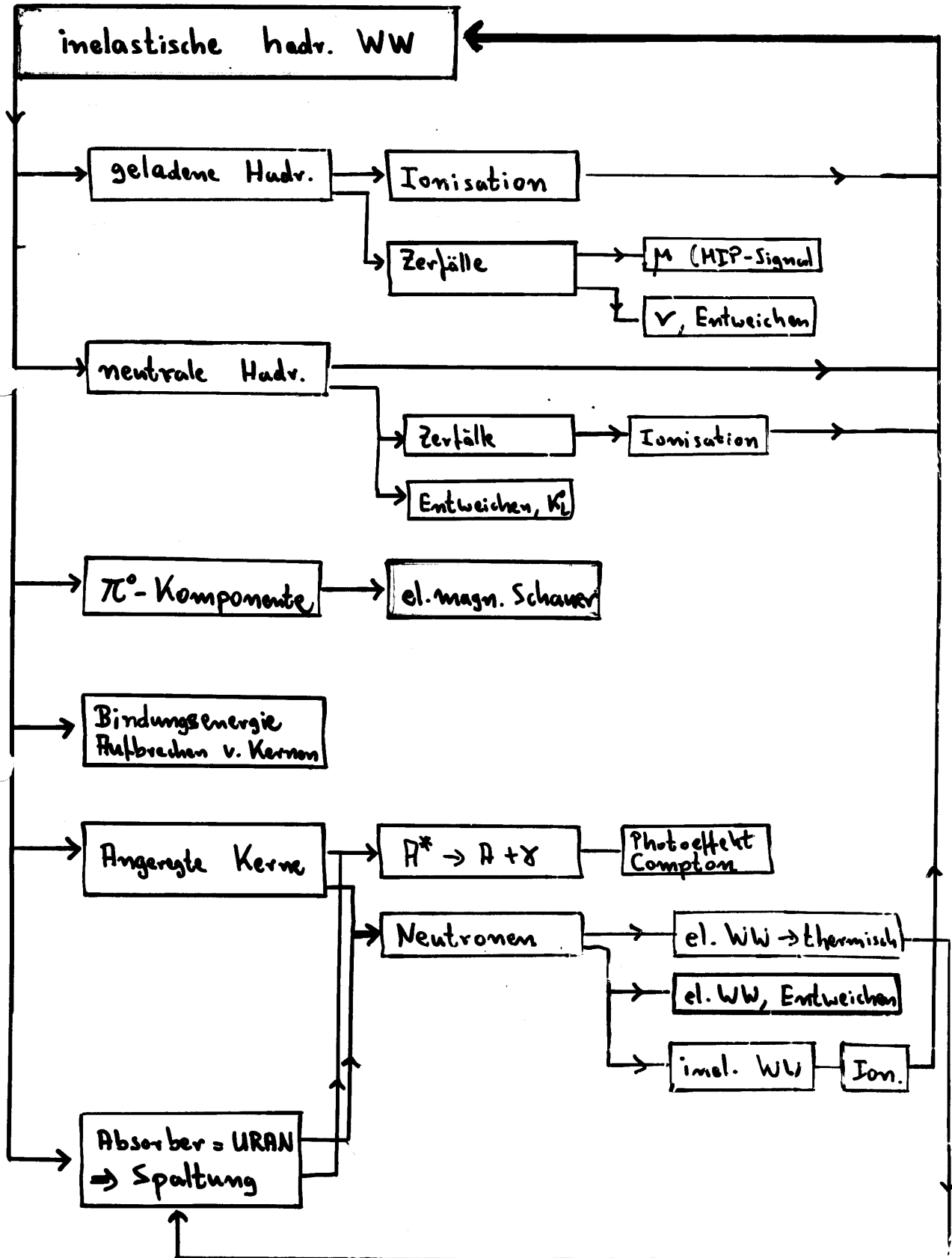
4.3. Hadronische Schauer

- Schauer, die von Hadronen (aufgrund der starken Wechselwirkung) initiiert werden, werden als **hadronische Schauer** bezeichnet.
- hadronische Schauer sind wesentlich komplexer als el.magn. Schauer; grundlegende WW: inelastische hadronische Wechselwirkung



- \Rightarrow mehrere Sekundärteilchen (Meson-Produktion)
Multiplizität $\sim \ln E$
- π^0 Komponenten, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \Rightarrow$ el.magn. Subschauer
Der el.magn. Anteil f_{em} nimmt mit wachsender Energie zu (Bremsstrahlung): $f_{em} = 0.1 \cdot \ln E$ (E in GeV, $10 \text{ GeV} < E < 100 \text{ GeV}$)
- Atomkerne werden teilweise aufgebrochen oder verbleiben in angeregten Zuständen
Kernbindungsenergie muß vom Primär- oder Sekundärteilchen aufgebracht werden
 \Rightarrow kein Beitrag zur sichtbaren Energie
Angeregte Kerne geben Energie ab $\Rightarrow \gamma$ -Strahlung \Rightarrow el.magn. Subschauer
- **Neutronen:**
Wechselwirkung ist stark abhängig von der Energie der Neutronen, Extremfälle:
 - * Kernreaktionen, z.B. Kernspaltung
 - * Austritt aus Kalorimeter (elastische Streuung) ohne inel. WW
- Zerfälle von Teilchen (langsame Teilchen am Schauerende), z.B.: $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$

Hadronisches Schauernmodell



Hadronisches Schauerprofil

- Schauerprofil wird durch die **hadronische Wechselwirkungslänge** λ_{had} bestimmt.

λ_{had} ist definiert über die Abschwächungslänge aufgrund von inelastischen hadronischen Wechselwirkungen:

Schwächung eines Hadronstrahls: $I(x) = I_0 e^{-x/\lambda_{had}}$

Zusammenhang mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_i :

$$\frac{1}{\lambda_{had}} = \sigma_i \frac{N_L \rho}{A}$$

Näherungsformel: $\lambda_{had} \approx 35 A^{1/3}$ (cm)

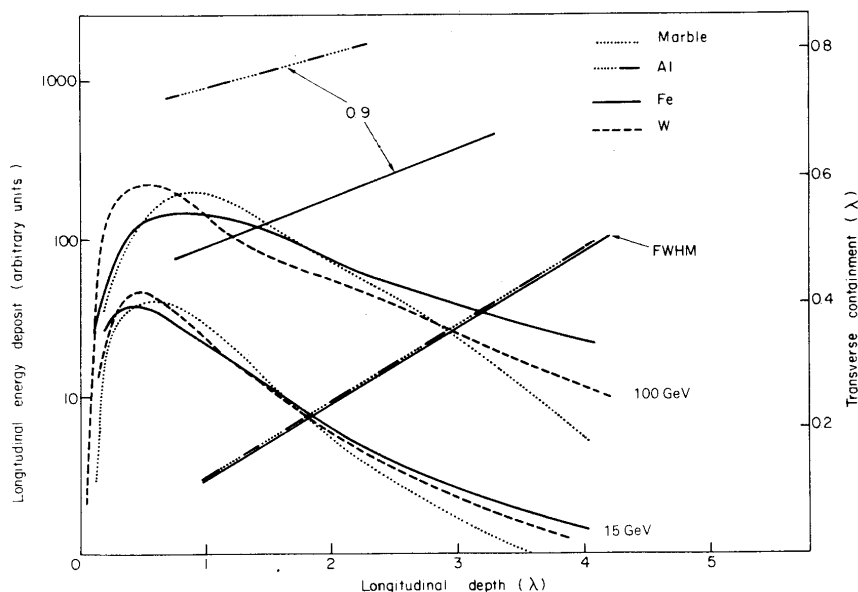
- Schauergrößen: experimentelle Daten sind konsistent mit der folgenden Parametrisierung:

maximum $t_{max} = x_{max}/\lambda_{had} \approx 0.2 \cdot \ln E_0 + 0.7$

lateral: 95% der Energie enthalten in $R \approx \lambda_{had}$

longitudinal: 95% der Energie enthalten in $t_{95} = x_{95}/\lambda_{had} \approx 0.6 \cdot \ln E_0 - 0.2 + 4 \cdot E^{0.15}$ (E in GeV)

hadronische Schauerentwicklungen in unterschiedlichen Materialien



skaliert mit λ ; zentraler Schaueranteil ist unabhängig vom Absorbermaterial;
gemessen vom Ursprung des Schauers

4.4. Aufbau und Auslese von Kalorimetern

Prinzipiell unterscheidet man zwischen sog. **homogenen Kalorimetern** und **Sampling-Kalorimetern**

homogene Kalorimeter: Absorbermaterial = aktives (sensitives) Medium

Beispiele:

- NaJ oder andere Kristalle (Szintillationslicht)
- Bleiglas (Cherenkovlicht)
- Flüssig-Argon oder Flüssig-Krypton Kalorimeter (Ionisationsladung)

Sampling-Kalorimeter: Absorption und hadr. Wechselwirkungen finden hauptsächlich in eingebrachten Materialien mit hohem Z statt (passives Medium, Absorber)

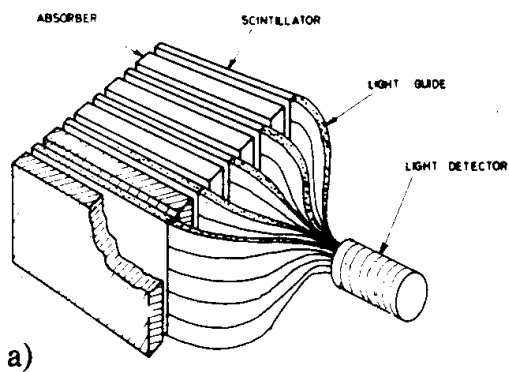
Signal wird im sog. aktiven Medium erzeugt; nur ein Teil der Energie trägt zum meßbaren Signal bei.

Stichproben (samples) werden benutzt.

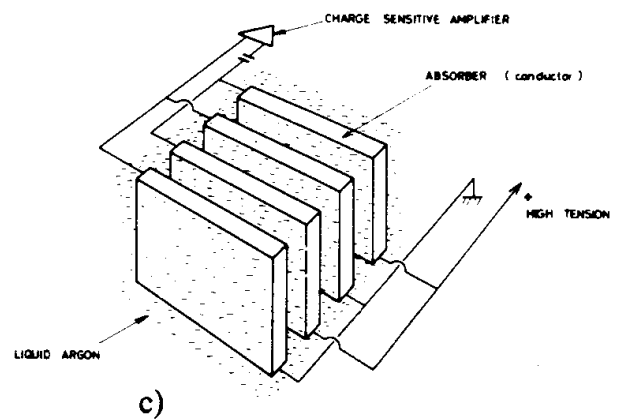
Beispiele:

Kalorimeter	Absorbermaterial	Aktives Material
el.magn.	Blei Blei Blei Blei	Szintillator Vielfrahtprop.kammern Flüssig-Argon Flüssig-Krypton
had	Eisen Uran Eisen Eisen Kupfer Uran	Szintillator Szintillator Vielfrahtprop.kammern Flüssig Argon Flüssig Argon Flüssig Argon

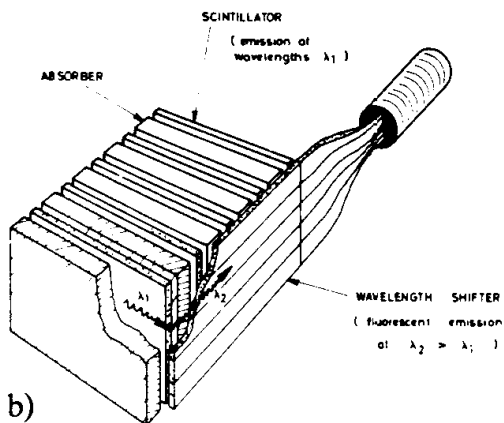
Beispiele für Aufbau und Auslese von Sampling-Kalorimetern



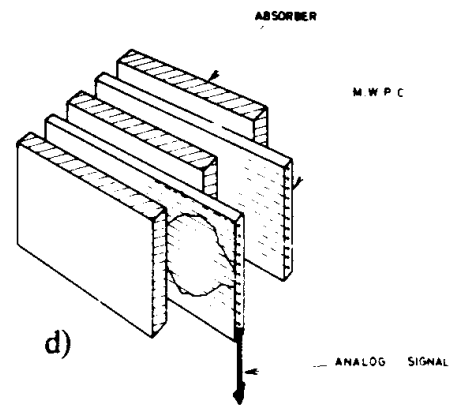
a)



c)



b)



d)

- a) Szintillatoren, optisch an Photomultiplier gekoppelt
- b) Szintillatoren, Wellenlängenschieber-Auslese
- c) Ionisationsladung in Flüssigkeiten
- d) Ionisationsladung in Vieldrahtproportionalkammern

Homogene Kalorimeter

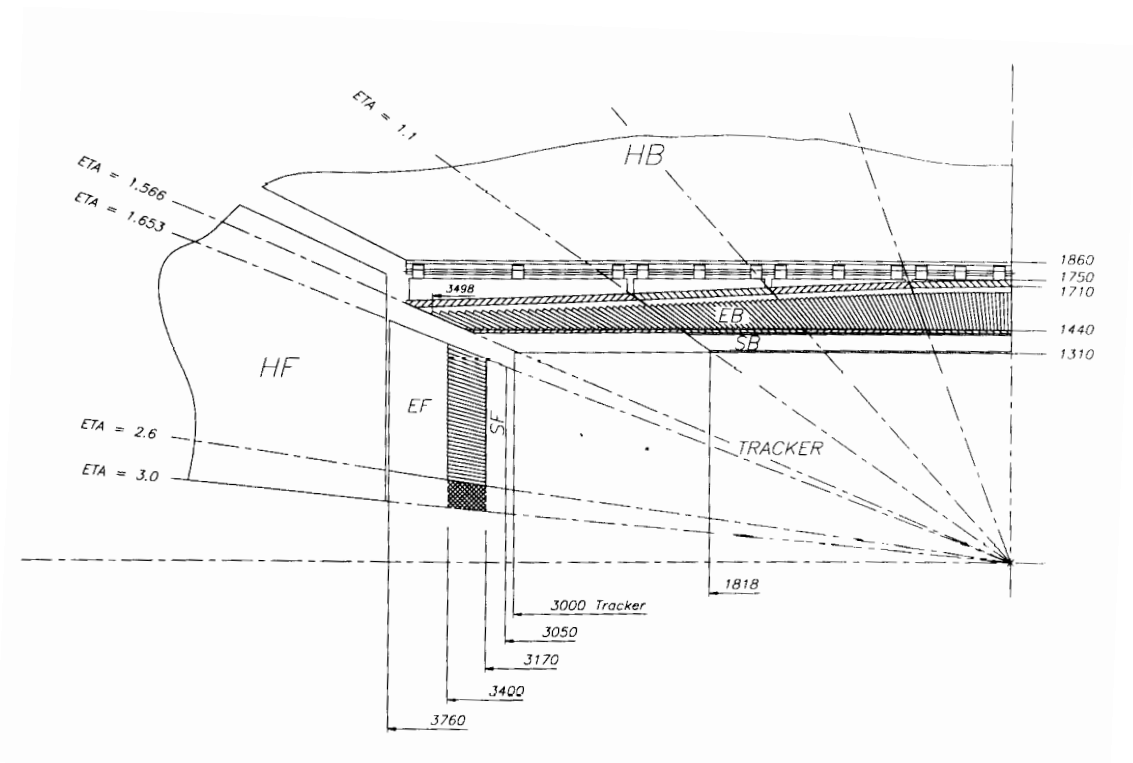
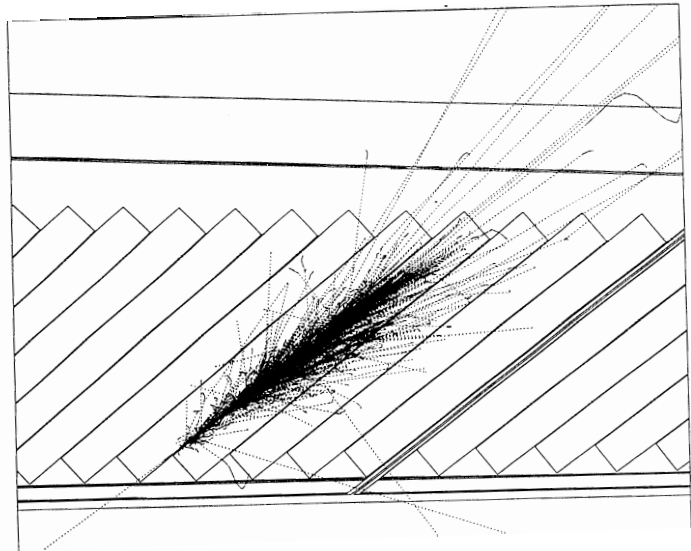
1. Kristallkalorimeter

- $NaI (Tl)$ (bereits vielfach in der Kernphysik verwendet)
- $CsI (Tl)$ (BaBar und Belle Experimente)
- $Bi_4Ge_3O_{16}$ (sog. BGO) (L3 Experiment)
- $PbWO_4$ (CMS Experiment)

Nachweis von **Licht**, das durch **Szintillation** erzeugt wird.

Aufbau eines Kristallkalorimeters:

Beispiel CMS



Eigenschaften der wichtigsten benutzten Kristalle

Table 2: Properties of crystals used of proposed for certain crystal detectors. X_0 is the radiation length, ρ the density, τ the principal decay time constant, λ the principal emission peak wavelength, n the index of refraction, and LY the light yield as a percentage of NaI(Tl).

	NaI(Tl)	BaF ₂	CsI(Tl)	CeF ₃	BGO Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	PbWO ₄	
X_0	2.59	2.03	1.86	1.66	1.12	0.92	cm
ρ	3.67	4.89	4.53	6.16	7.13	8.2	g/cm ³
τ	230	0.6/620	1050	30	340	~10	ns
λ	415	230/310	550	380	480	~500	nm
n	1.85	1.56	1.80	1.68	2.15	~2.3	
LY	100%	5%/16%	85%	5%	10%	0.2%	%NaI [23 cm]

- (+) hohe Dichte, kurze Strahlungslänge \Rightarrow kompakte Kalorimeter
- (-) longitudinale Segmentierung ist schwierig
- (+) Abfallzeiten des Lichtpulses in Bereich von 10 bis 1000 ns (d.h.: je nach Wahl der Kristalle ist eine schnelle Kalorimeterantwort möglich)
- (+) große Lichtausbeute \Rightarrow gute Energieauflösung (Lichtausbeute variiert jedoch stark zwischen verschiedenen Kristalltypen)
- (-) Lichtausbeute ist temperaturabhängig; $PbWO_4$ und BGO zeigen bei Zimmertemperatur einen Gradienten von -1.5% pro Grad \Rightarrow präzise Kalibration und Überwachung notwendig
- (-) Kristalle sind strahlungsempfindlich

Auslese mit Hilfe von $p-i-n$ Photodioden oder Avalanche-Photodioden

Avalanche-Photodioden werden zur zusätzlichen Verstärkung bei geringer Lichtausbeute (z.B. $PbWO_4$ eingesetzt).

2. Flüssig-Edelgas Kalorimeter

Große Mengen von flüssigem Argon, Krypton oder Xenon werden als Absorber und aktives Medium benutzt.
(Totalabsorption des Schauers in der Flüssigkeit)

Auslese-Elektrodenstruktur wird in die Flüssigkeit eingebracht
(relativ wenig Material)

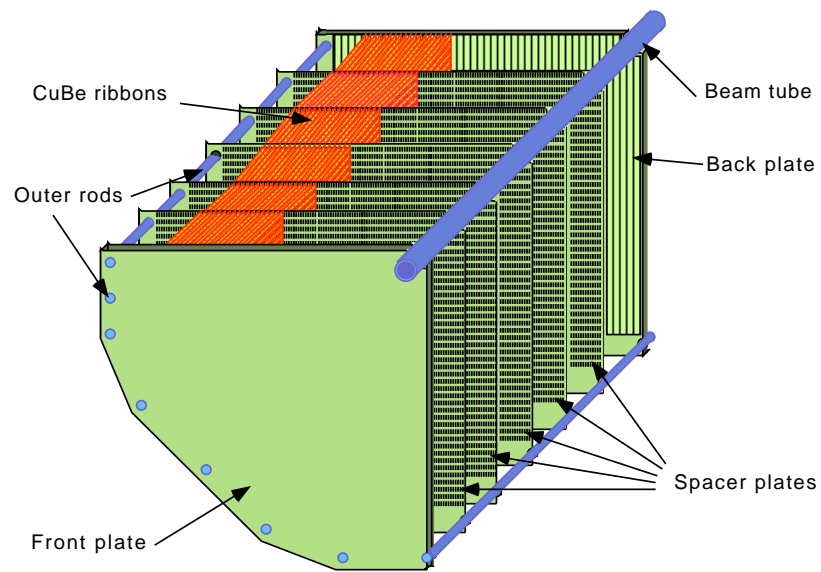
⇒ Nachweis der Ionisationsladung

Beispiel: NA48 Kollaboration, Flüssig-Krypton Kalorimeter
(9 m³ fl. Krypton)

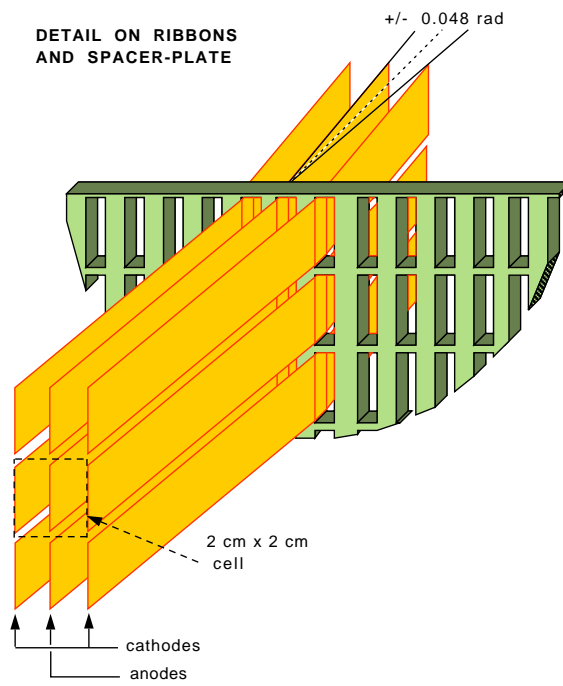


Auslesestruktur

LKr CALORIMETER ELECTRODE STRUCTURE



DETAIL ON RIBBONS AND SPACER-PLATE



Auslese von Samplingkalorimetern

Wahl der Auslesetechnik hängt von vielen Faktoren ab:

- Energieauflösung
- Granularität
- Hermetizität
- Strahlungshärte

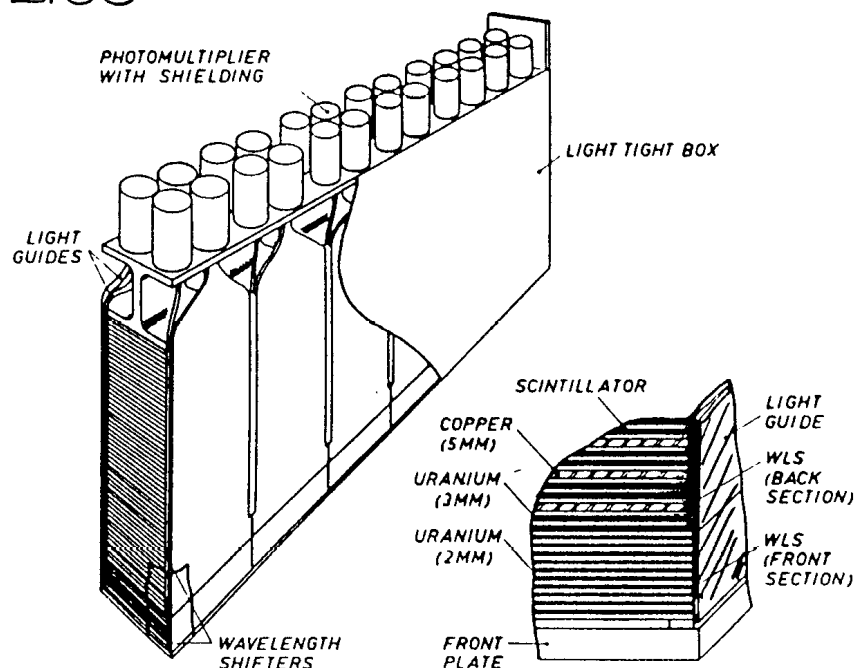
Plastik-Szintillatoren sind in verschiedenen HEP-Experimenten benutzt worden (UA2, CDF, ZEUS,)

Lichtauslese geschieht entweder direkt durch Kopplung an Photomultiplier (Typ a) oder durch Kopplung mit Hilfe von Wellenlängenschiebern (WLS) (Typ b, Standard-Technik)

Nachteil der direkten PM Kopplung: toter Raum


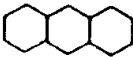
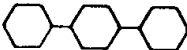
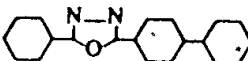
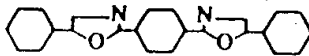
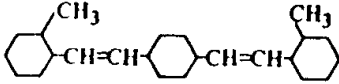
typisches Beispiel eines Kalorimetermoduls mit WLS-Auslese:

HELIOS



Eigenschaften von Plastik Szintillatoren und WLS-Materialien:

Table 15. Organic fluorescent materials and wavelength shifters

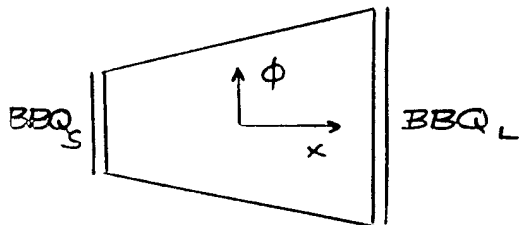
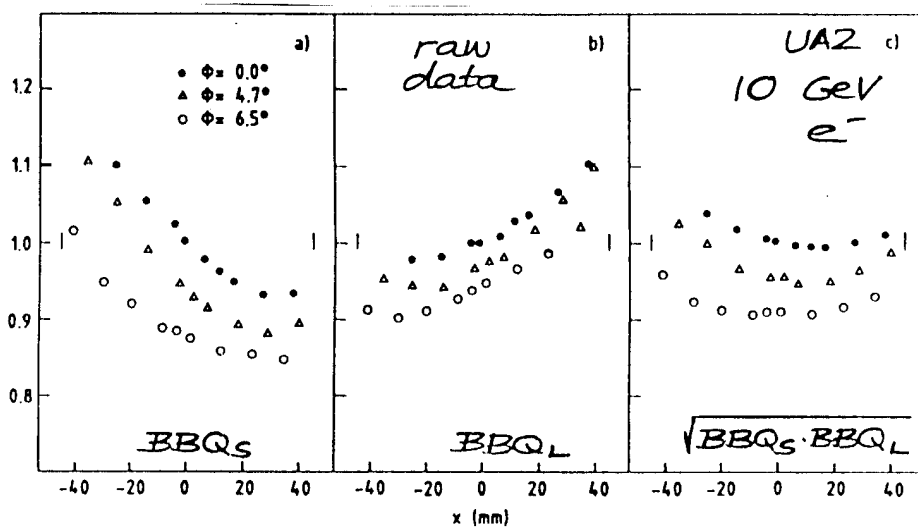
Structure	λ_{max} emission (nm)	Decay time (ns)	Yield/ yield (NaI)	
<i>Primary fluorescent material</i>				
Naphthalene		348	96	0.12
Anthracene		440	30	0.5
<i>p</i> -Terphenyl		440	5	0.25
PBD		360	1.2	
<i>Wavelength shifter</i>				
POPOP		420	1.6	
bis-MSB		420	1.2	

Problem: Lichttransport über längere Strecken

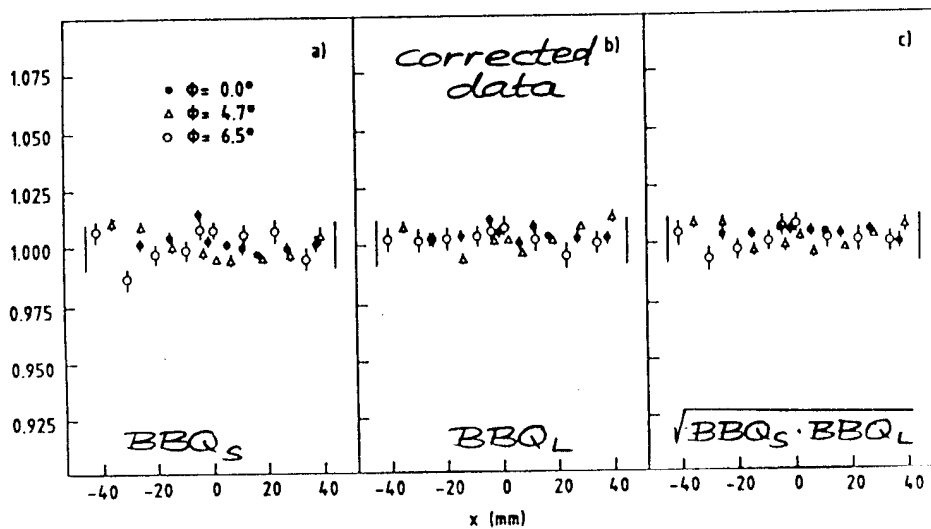
⇒ Lichtabschwächung (Abschwächungslänge λ_{att})

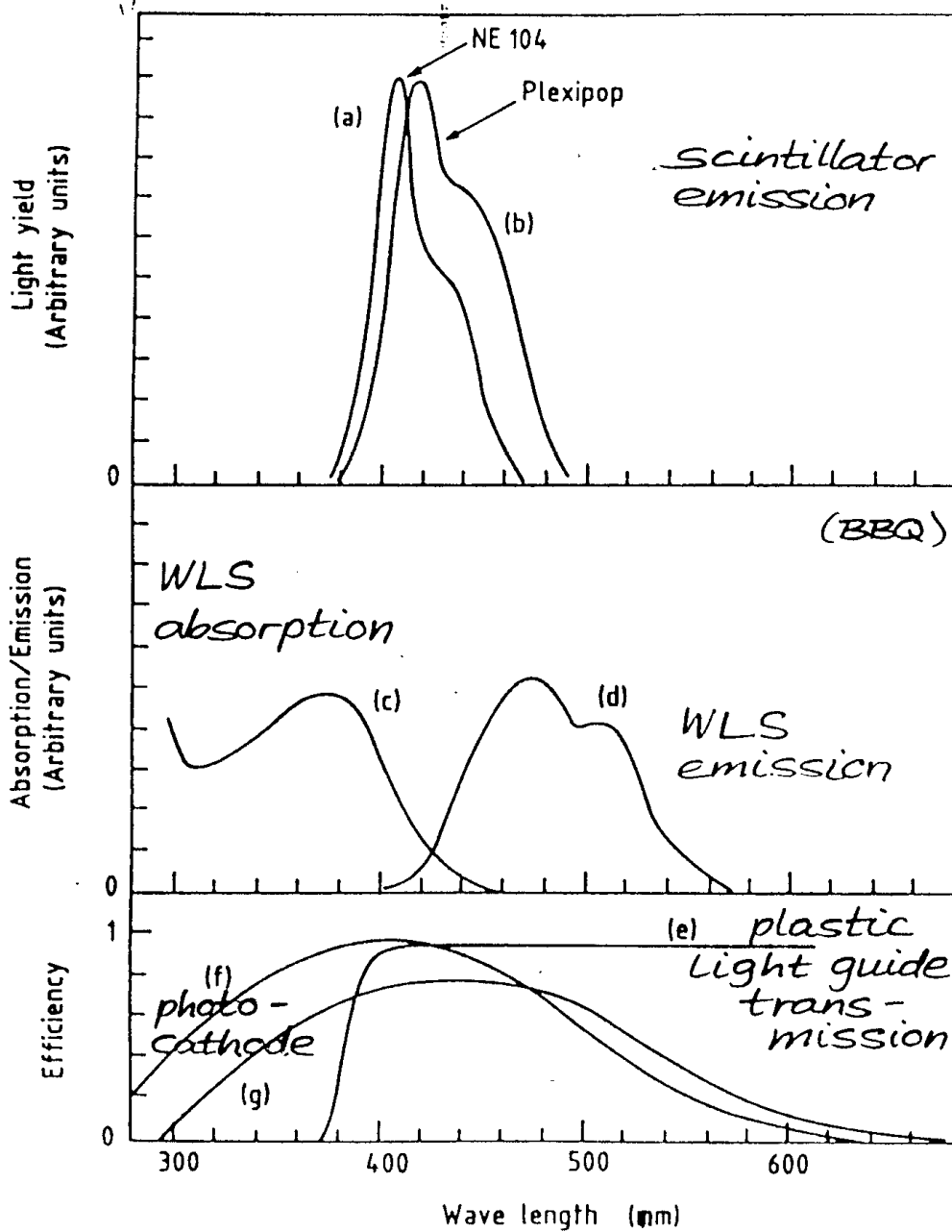
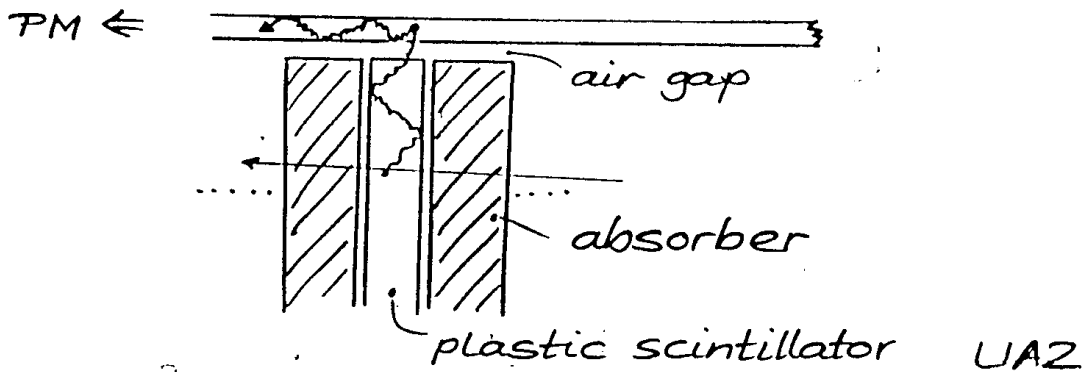
Ungleichförmige Energieantwort innerhalb einer Kalorimeterzelle

Beispiel: UA2-Kalorimeter

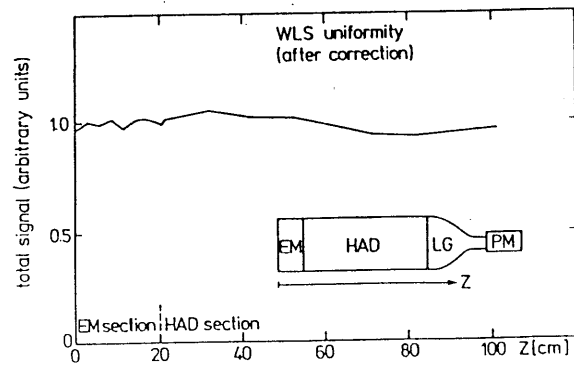
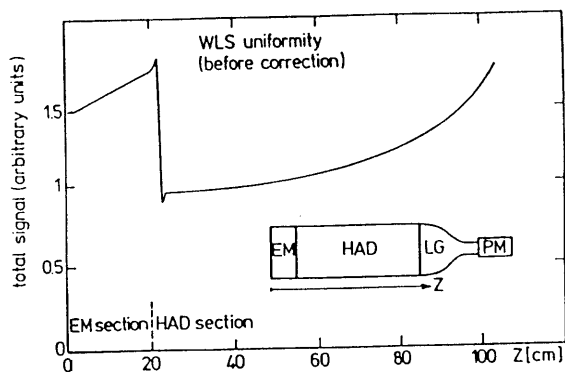


after offline corrections for λ_{att} effects all within 1%





ZEUS Prototyp Studien:



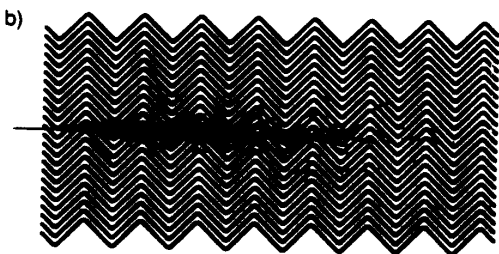
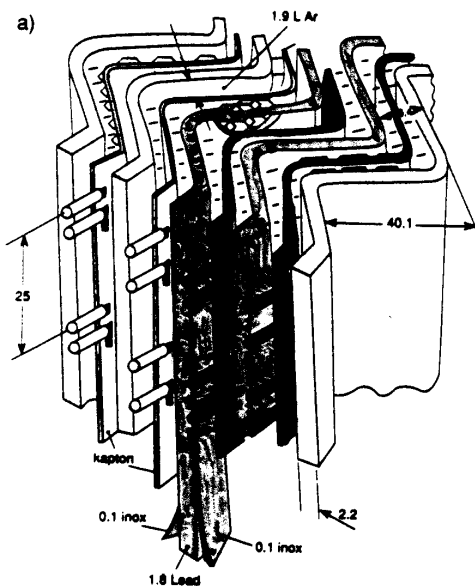
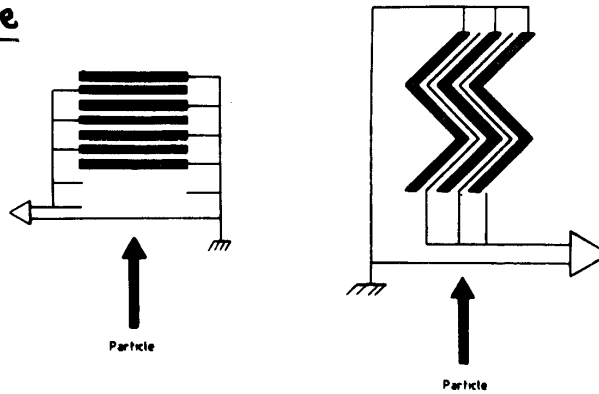
- Diese Nicht-Linearitäten beeinflussen die Auflösung der Kalorimeter
- Minimierung der Effekte wird angestrebt;
Beispiel ZEUS:
 - benutze Materialien mit möglichst großer Abschwächungslänge.
 - Masken zur Lichtabsorption

Neuartige Kalorimeterkonzepte

① 'Akkordeon' Geometrie

(Orsay)

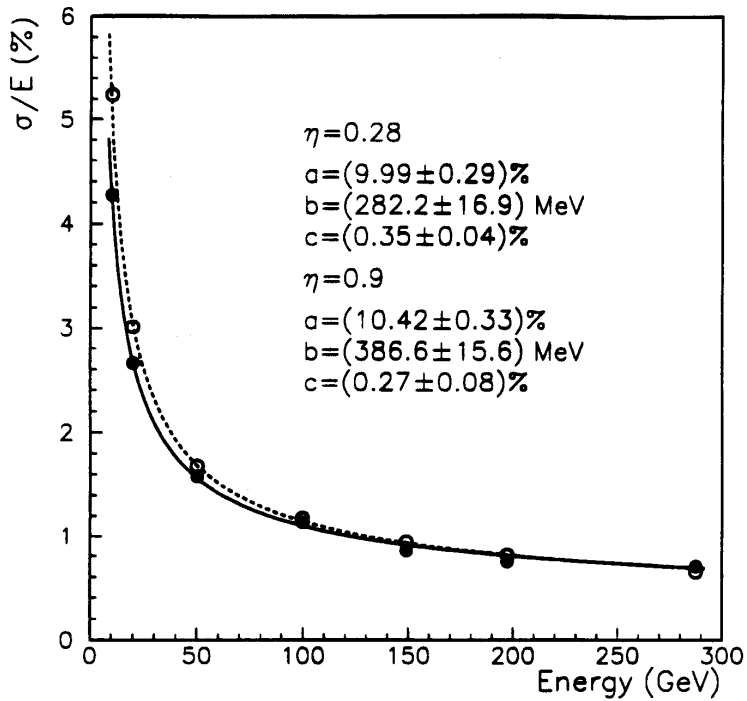
RD 3 Kollaboration



Vorteile:

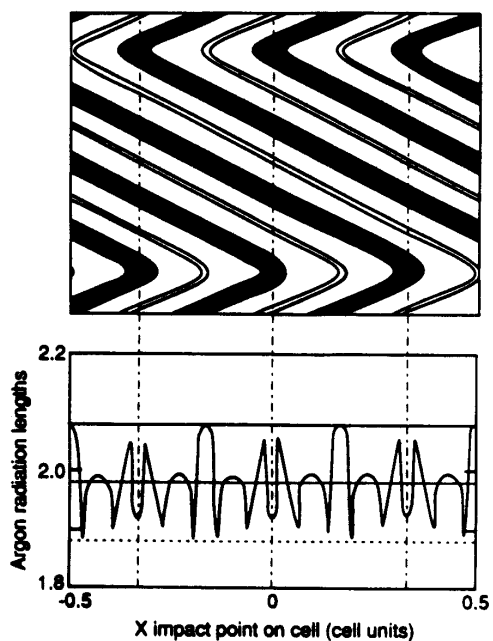
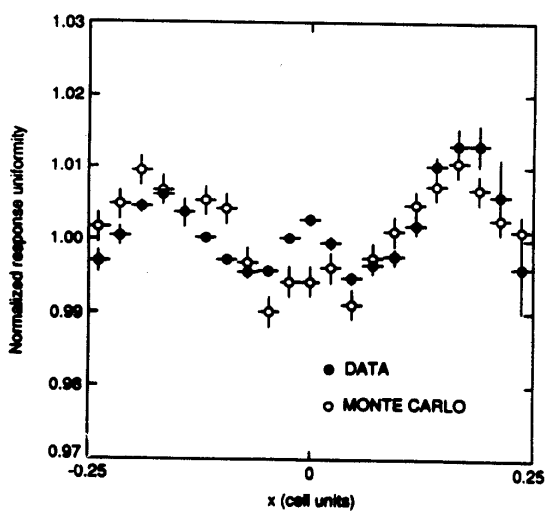
- keine 'toten' Zonen
- Elektronik ist direkt gekoppelt an die Ausleselektrode
 - ⇒ keine langen Kabelverbindungen (keine zusätzl. Kapazitäten, Induktivitäten)
 - ⇒ geringeres Rauschen
 - schnellere elekt. Auslese
 - $\tau = \tau(C_D, PA, \text{Kabel})$
 - keine Laufzeitunterschiede

Ergebnisse von Teststrahlmessungen 'Akkordeon'



Energieauflösung

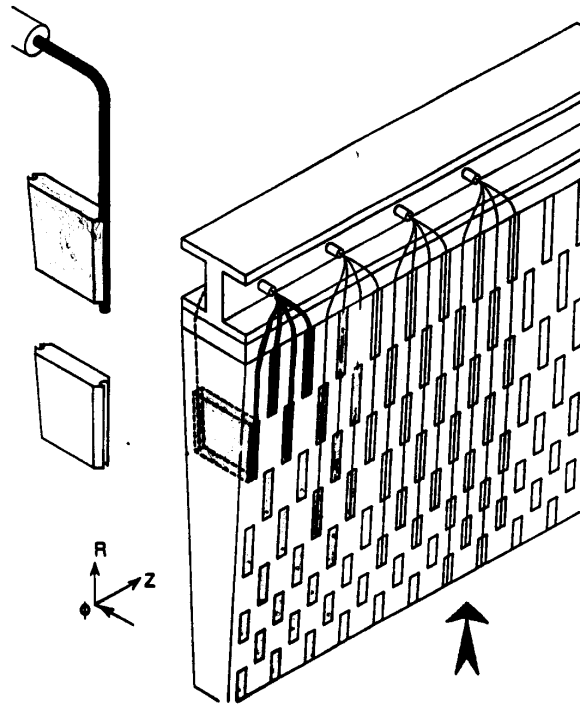
$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \oplus \frac{b}{E}$$



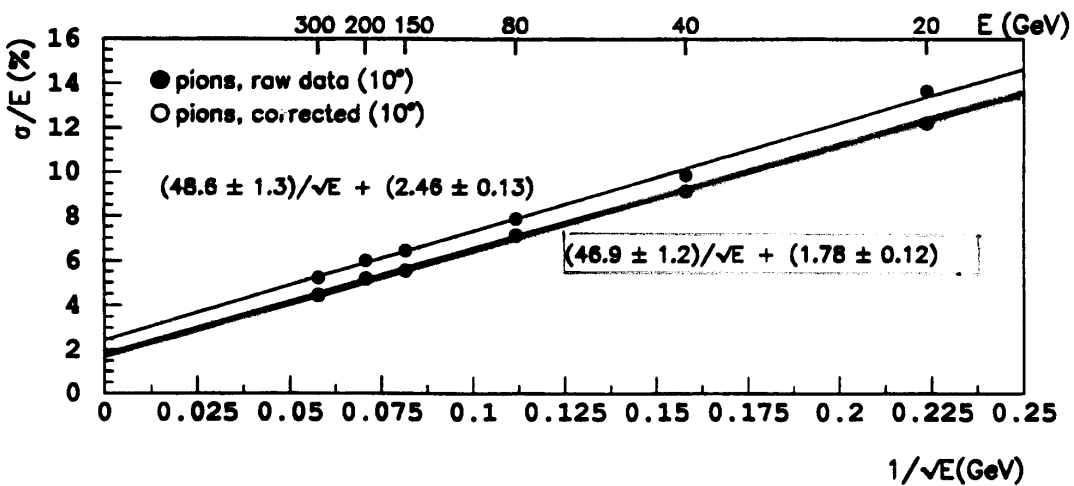
Hadronisches Eisen-Szintillator Kalorimeter

Eisen Absorber
 WLS Fiber Auslese
 → Photomultiplier

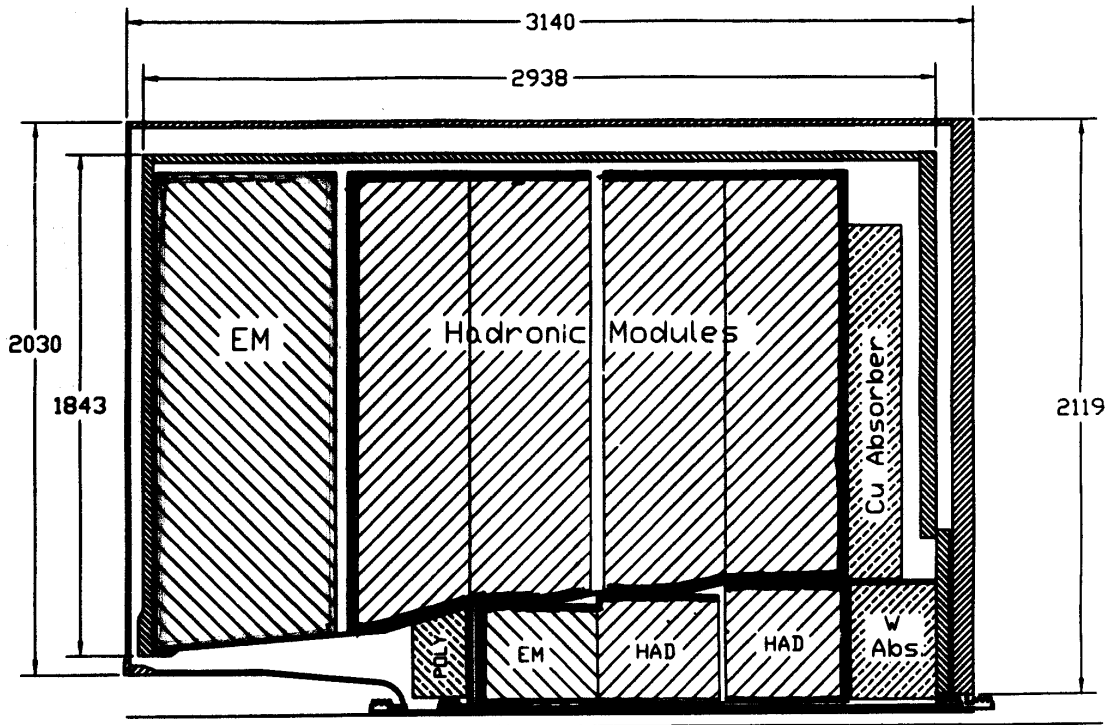
Dicke: $7.5 \lambda_{\text{abs}} (\eta=0.)$
 \approx long. Segmente



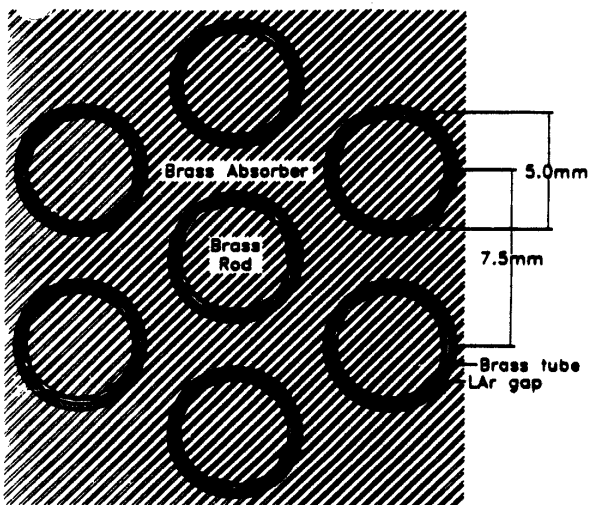
Auflösung (Pionen, Teststrahl)



Liquid Argon Calorimeters in End-caps



had. end-caps: 25 mm Cu + 8 mm LAr
 13 $\lambda_{abs.}$, 4 long. samplings
 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$



Forward Calorimeters:

- withstand extreme particle and energy flux
- new electrode structure: metallic tube and rod
- LAr gap: 250 μm



Vergleich verschiedener Auslesetechniken von Sampling-Kalorimetern

(Kommentare notwendig !!!)

	Szintillator	Flüssig-Ar/Kr	Gas (MWPC)
Sampling Anteil	1-10%	1-10%	10^{-4}
Hermetizität	0	+	+
Granularität	-	+	+
Uniformität des Signals	0	+	0
Stabilität	-	+	0
Signal / Rauschen	+	-	-
Strahlungshärte	-	+	+
Schnelligkeit	+	-	-

4.5. Energieauflösung

Effekte, die zur Energieauflösung in Kalorimetern beitragen:

1. Intrinsische Auflösung, Schauerfluktuationen

Meßbares Signal hängt ab von der totalen Spurlänge geladener Teilchen im aktiven Medium

Beispiel: Flüssig-Argon (homogenes Kalorimeter)

$$Q \sim \langle N_{part} \rangle \cdot \langle T_0 \rangle$$

wobei:

N_{part} = Zahl der im Mittel im Schauer produzierten geladenen Teilchen (Elektronen für el.magn. Schauer)

T_0 = mittlere Spurlänge (Reichweite) der Teilchen im aktiven Medium

intrinsische Fluktuationen \Rightarrow Intrinsische Auflösung

- Zahl der im Schauer produzierten Elektronen
- Energiespektrum der Elektronen \Rightarrow dE/dx Beiträge

Für die intrinsische Auflösung gilt:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Statistischer Term:

$$\boxed{\frac{\Delta E}{E} |_{stat} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}}}$$

Falls es eine Produktions- oder Nachweisschwelle gibt (z.B. für Cherenkovlicht in Bleiglas, (Cherenkovschwelle für Elektronen liegt bei 0.7 MeV) reduziert sich die meßbare Spurlänge

2. Longitudinale und laterale Leckverluste

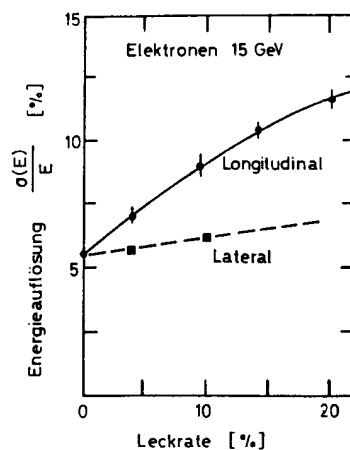
- Die Energieauflösung verschlechtert sich, wenn der Schauer nicht komplett im Kalorimeter absorbiert wird.
- Schauerfluktuationen in long. Richtung sind größer als Fluktuationen in lateraler Richtung.

transversal: Vielfachstreuung (große Zahl von Streuungen)

longitudinal: hängt z.B. von der Tiefe ab in der die erste WW stattfindet (wichtig bei hadronischen Kalorimetern !!!)

⇒ beeinflusst vor allem die Energieauflösung bei hohen Energien

⇒ Beitrag zu einem **konstanter Term** in der Energieauflösung



3. Sampling Fluktuationen (sampling calorimetern)

Zusätzliche Fluktuationen wegen der **stichprobenartigen** Sammlung des Signals in den aktiven Lagen

Energieverlust in Absorbern und Detektorlagen variiert von Ereignis zu Ereignis.

- Sampling Fluktuationen $\sim \sqrt{t_{abs}}$
- Sampling Fluktuationen $\sim 1/\sqrt{t_{akt}}$

wobei: t_{abs} , t_{akt} = Dicke der Absorber bzw. aktiven Lagen (in Einheiten der Strahlungslänge für el.magn. Schauer)

4. e/h Verhältnis (hadronische Energieauflösung)

Kalorimeter liefern i.allg. unterschiedliche Signale für die gleiche Energiedeposition von Elektronen und Hadronen (s.unten)

5. Instrumentelle Effekte, Auslese

Szintillatoren: Lichtsammlung und Effizienz der Photokathode
i.allg.: ~ 1000 Photo-Elektronen pro GeV

\Rightarrow Beitrag der Photostatistik zum stat. Term: $3\%/\sqrt{E}$

Prop.Kammern: Weglängenfluktuationen in den Kammern,
stark sensitiv auf Austrittswinkel aus Absorbermaterial

totaler Fehler (el.magn.): $\sigma_{tot} = \sigma_{intr}^2 + \sigma_{samp}^2 + \sigma_{det}^2$

6. Sonstiges

- Imperfekte Kalibration der Kalorimeter (bzw. Ausleseketten),
(Abgleich der Verstärkung der verschiedenen Kanäle
(PM Verstärkung, Lichtabsorption, el. Kalibration bei Fl.-Argon))
- Mechanische Toleranzen
(Variationen in der Dicke der Absorberplatten bzw. Auslesep-
platten)
- Temperatur der Kristalle, Luftfeuchtigkeit, etc....

Auflösung von Kalorimetern kann beschrieben werden durch:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \oplus \beta \oplus \frac{\gamma}{E}$$

- α statistischer Term
- β konstanter Term
- γ Rausch-Term

Beispiele für erreichte el. magn. Energieauflösungen bei großen Detektorsystemen:

Experiment	Kalorimeter	α	β	γ
L3 BaBar (*)	BGO CsI (TI)	< 2.0% (*) 1.3%	0.3 % 2.1 %	0.4 MeV
OPAL	Bleiglas	(**) 5% (++) 3%		
NA48	Flüssig Krypton	3.2%	0.5%	125 MeV
UA2 ALEPH ZEUS	Pb/Szintillator Pb/Prop.kammern U/Szintillator	15% 18% 18%	1.0% 0.9% 1.0%	- - -
H1 D0	Pb/Flüssig - Argon U/Flüssig - Argon	11.0% 15.7%	0.6% 0.3%	154 MeV 140 MeV

(*) Skalierung entsprechend $E^{-1/4}$ anstatt $E^{-1/2}$
vorläufiger Wert, Daten vom Jahr 2000

(**) at 10 GeV

(++) at 45 GeV

hadronische Energieauflösungen:

Experiment	Kalorimeter	α	β	γ
ALEPH ZEUS (*)	Fe/Streamer Rohre U/Szintillator	85% 35%	2.0%	- -
H1 (+) D0	Fe/Flüssig - Argon U/Flüssig - Argon	51% 41%	1.6% 3.2%	900 MeV 1380 MeV

(*) compensating calorimeter

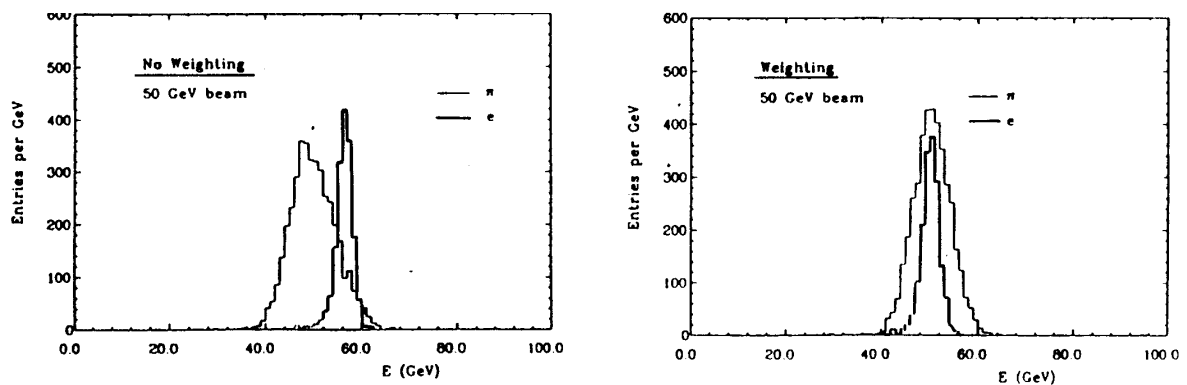
(+) weighting technique

4.5. e/h Verhältnis

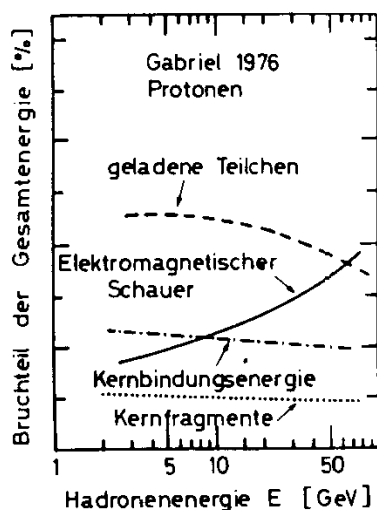
- Für die gleiche Primärenergie E_0 des einlaufenden Teilchens liefern el.magn. wechselwirkende und hadronisch wechselwirkende Teilchen i.allg. unterschiedliche sichtbare Energien im Kalorimeter.

Das Verhältnis der Energieantwort wird als **e/h** Verhältnis bezeichnet.

Beispiel: H1 Pb/Flüssig-Argon Kalorimeter



- Wichtigste Grund: **Verluste in hadronischen Schauern**; je nach Kalorimetertyp tragen 20-30 % der deponierten Energie nicht zum meßbaren Signal bei. (Kernbindungsenergie, Neutronen, Neutrinos, Myonen,...)
- $e/h \neq 1$ verschlechtert die Energieauflösung der Kalorimeter, z.B. durch Fluktuationen der el.magn. und hadronischen Schaueranteile.
- $e/h \neq 1$ führt zu Nichtlinearitäten in der Energieantwort, z.B. durch den ansteigenden el.magn. Anteil im Schauer.



Kann $e/h = 1$ erreicht werden ?

Energiebilanz für ein Hadron: $E_0 = E_{em} + E_{had} + E_{loss}$
normiert auf E_0 : $1 = f_{em} + f_{had} + f_{loss}$

Beiträge zum meßbares hadronischen Signal:

- Ionisation
- γ -Komponente
(enthält insbesondere weiche Photonen ($E \sim 2$ MeV) aus nuklearen Prozessen)
- weiche Neutronen

d.h.: $f_{had} = f_{ion} + f_n + f_\gamma \Rightarrow$ (normiert auf Signal eines minimal ionisierenden Teilchens)

$$\frac{e}{h} = \frac{\frac{e}{mip}}{f_{ion} \left(\frac{ion}{mip} \right) + f_n \left(\frac{n}{mip} \right) + f_\gamma \left(\frac{\gamma}{mip} \right)}$$

Gamma - Komponente:

γ 's aus nuklearen Prozessen (γ -Zerfall, Spaltung, n-Einfang) (MeV Energiebereich)

γ s werden hauptsächlich im Absorbermaterial (hohes Z) absorbiert

$$\left(\frac{\gamma}{mip} \right) \approx 0.3 \quad \ll 1$$

Ionisations-Komponente:

$$\left(\frac{ion}{mip} \right) \approx 1.0$$

(Mit Ausnahme der niederenergetischen Protonen; hier kürzere Reichweite, jedoch höhere Ionisation, Sättigungseffekte)

Neutronen-Komponente:

Beitrag hängt sehr stark vom aktiven Medium ab;

wasserstoffreich \Rightarrow Rückstoßproton (Stoßpartner mit gleicher Masse, \Rightarrow maximaler Energieübertrag) \Rightarrow Ionisation

LArg: $(n/mip) \approx 0$ (keine Protonen)
Szintillatoren $0.5 < (n/mip) < 2$
(wasserstoffhaltig)

Kompensation kann erreicht werden durch:

1. Dämpfung der el.magn. Energie-Antwort

- Absorber mit hohem Z
- aktives Medium mit kleinem Z
(\Rightarrow verringerte γ -Absorption durch Photoeffekt im aktiven Material)

2. Erhöhung der hadronischen Energie-Antwort

- Verwendung von spaltbarem Absorbermaterial, z.B. Uran
 \Rightarrow Anstieg der n und γ -Antwort.
- Verwendung von wasserstoffreichem Absorbermaterial, z.B. Szintillator
 \Rightarrow Anstieg der n -Antwort

3. Identifikation el.magn. Schauerkomponenten im hadronischen Schauer Gewichtsmethode, offline Korrektur

Gegen Ende der 80er Jahre gab es umfangreiche experimentelle Studien (CERN, DESY (ZEUS-Kollaboration))

Kompensation konnte erreicht werden durch:

- Uran - Kalorimeter
- Blei-Szintillator Kalorimeter, bei geeigneter Wahl des Verhältnisses von Absorberdicke zur Dicke des aktiven Mediums.

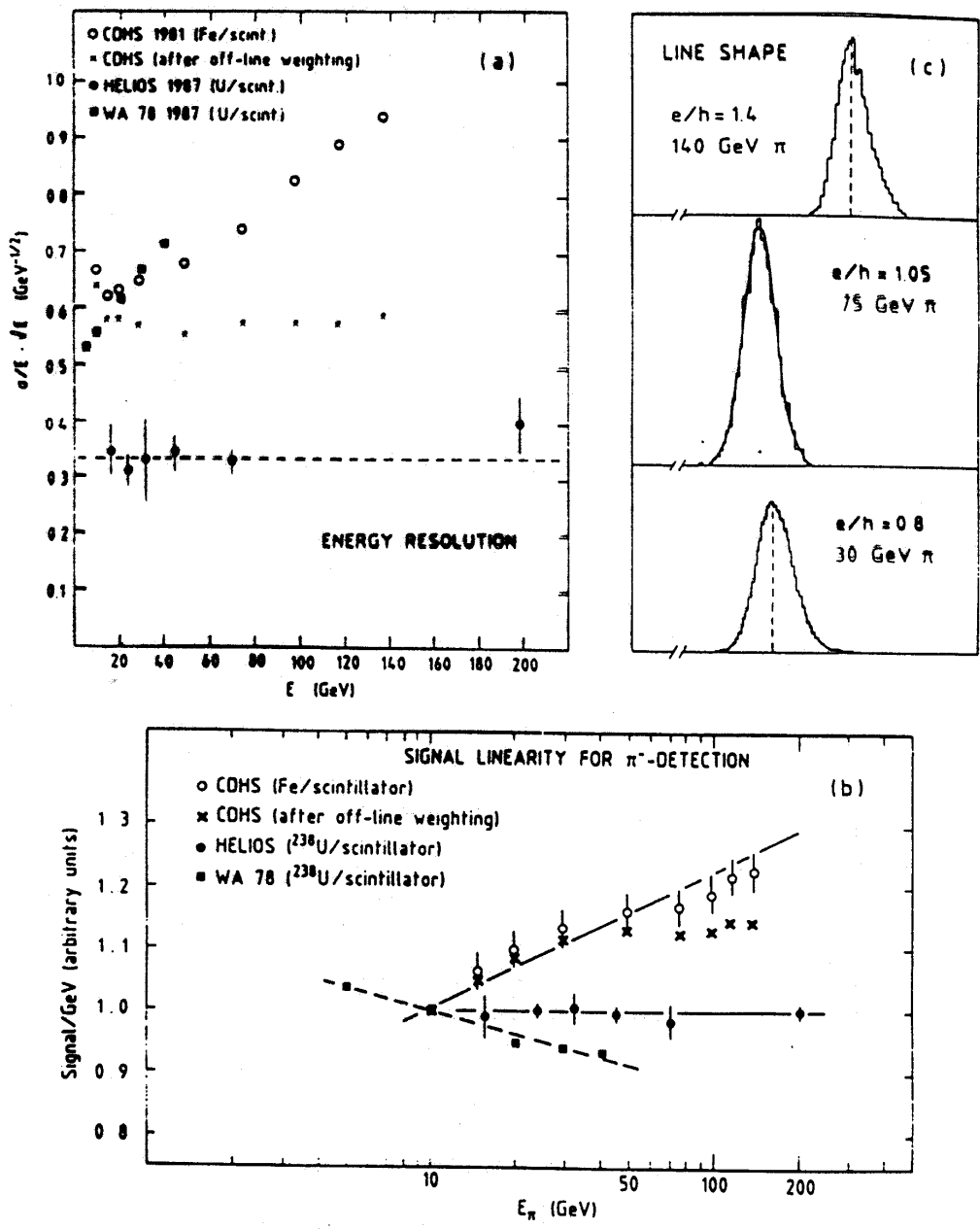
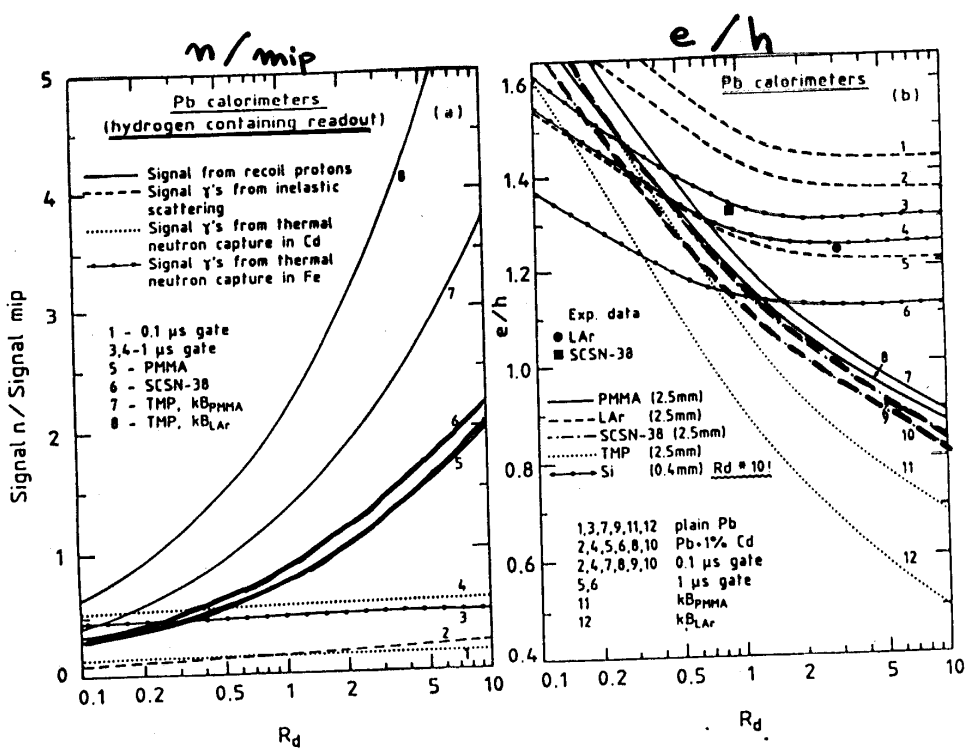


Fig. 5

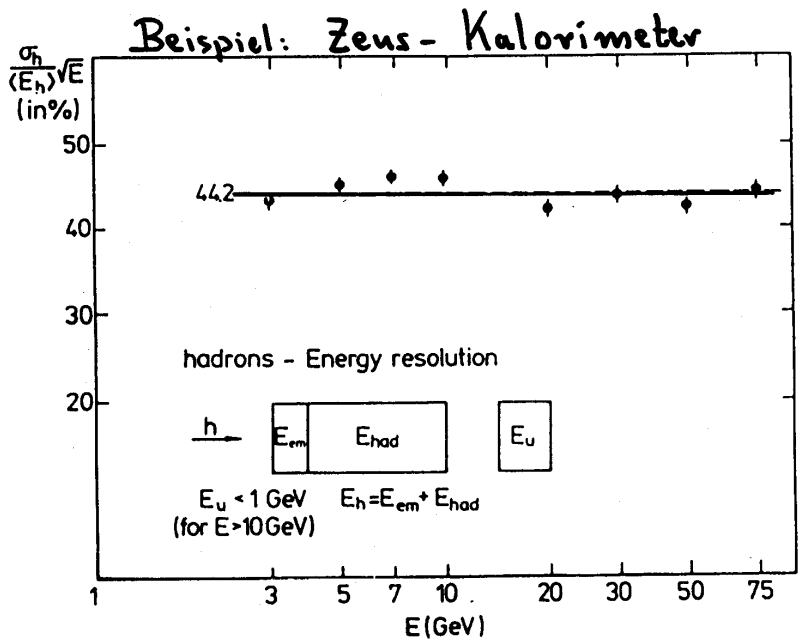


Blei-Kalorimeter

LAr
-- Szintillator

Figure 2.9: (a) The normalized neutron sampling fraction n/mip as a function of the ratio R_d of the thicknesses of the passive and active layers, in lead calorimeter. The solid lines give the contribution from recoil protons for calorimeters using plastic scintillator (5, 6) and warm liquids (7, 8). The other lines give the other contributions for SCSN-38. (b) The e/h ratio as a function of simulations; points are experimental results [11].

$$R_d = \frac{t_{obs.}}{t_{akt.}}$$



$$\frac{e}{h} = 1.05 \pm 0.04$$

$$\frac{\Delta E}{E} \Big|_{had} = \frac{44\%}{\sqrt{E}}$$

Figure 2.12: The energy resolution for hadrons vs. the beam energy in a compensating lead/scintillator sandwich calorimeter [32].