

A: Detektoren für Teilchenstrahlung

Inhalt der Vorlesung:

- Grundlagen zur Wechselwirkung zwischen Teilchen und Materie:
 - Ionisation,
 - Vielfachstreuung,
 - Photon- und Elektron-Wechselwirkung in Materie,
 - elektromagn. und hadronische Schauer,
 - Čerenkov- und Übergangsstrahlung
- Teilchendetektoren für Orts- und Zeitmessung, Impuls- und Energiebestimmung und zur Teilchenidentifikation:
 - Szintillatoren,
 - Čerenkov- und Übergangsstrahlungsdetektoren,
 - Drahtkammern,
 - Kalorimeter,
 - Siliziumdetektoren,
 - Neutronendetektoren,
 - Detektorelektronik,
- Konzeption von Teilchendetektoren in Beispielen:
 - Collider-Detektoren (z.B. e^+e^- - Lepton-Nukleon-, p-p-, Schwerionen-Kollisionen)
 - Fixed-target-Detektoren (z.B. Lepton-Nukleon-Kollisionen, Neutrinodetektoren)

für Studenten ab dem siebten Fachsemester
(3 stündig, ohne Übungen, ohne Scheinvergabe)

Voraussetzungen: Quantenmechanik, Grundkenntnisse in Teilchenphysik

Literatur zur Vorlesung:

allgemeine Lehrbücher, z.B.:

- Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung (Teubner),
- Grupen: Particle Detectors (Cambridge),
- Knoll: Radiation Detection and Measurement (Wiley-VCH),
- Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics (Springer),
- Blum, Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers (Springer),
- Ferbel: Experimental Techniques in High Energy Physics (World Scientific),
- Sauli: Instrumentation in High Energy Physics (World Scientific)
- Particle Data Group: http://pdg.web.cern.ch/pdg/2002/contents_sports.html

A: Detektoren für Teilchenstrahlung

(Prof. Dr. O. Biebel)

geplante Themen der Vorlesung:

1. Einleitung, Motivation

- (a) Quellen: Radioaktivität, Beschleuniger, kosmische (solare, galaktische, extragalaktische) Quellen von Teilchenstrahlung
- (b) Aufgaben: Nachweis von Strahlung, Dosismessung, Orts-, Zeit-, Energie- und Impulsmessung, Teilchenidentifikation
- (c) Methoden: Teilchenphysik, Elektrodynamik, Optik, Atomphysik, Festkörper- und Halbleiterphysik, Transporttheorie, analoge und digitale Elektronik, anorganische und organische Chemie
- (d) Einsatzgebiete: Medizin, Werkstoffkunde, Geophysik, Teilchenphysik, ...

Detektoren für Teilchenstrahlung

Vielfältige Quellen von Teilchenstrahlung existieren:

● natürliche Quellen

- Radioaktivität: α -, β -, γ -Zerfälle
- kosmische Strahlung:
 - ▷ solare Herkunft z.B. Sonnenwind
 - ▷ galaktische Herkunft, z.B. Supernovae
 - ▷ extragalaktische ~, z.B. aktive Galaxienkerne

● künstliche Quellen

- Elektronenstrahlen, z.B. in Fernsehrohren
- Röntgenstrahlen
- Teilchenbeschleuniger, z.B. Elektron, Positronen, (Anti-)Protonen, schwere Ionen bis ^{238}U ,
Fragmente aus Kernspaltung, ...
- Kernreaktoren (AKWs): Anti-Neutrinos

Aber: Kein menschliches Sinnesorgan, um energiereiche Teilchenstrahlung wahrzunehmen

⇒ Detektoren für Teilchenstrahlung

Aufgaben von Teilchendetektoren

- Nachweis von Teilchenstrahlung
- Messung der Strahlung / Posismessung

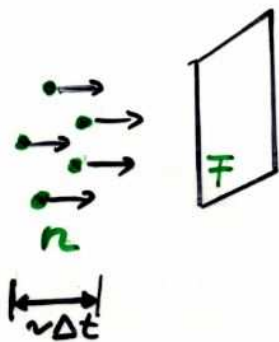
▷ z.B. Teilchenfluß F

$$F = \frac{n}{\Delta t \cdot A}$$

n : Zahl der Teilchen

Δt : Zeitintervall

A : Fläche \perp Teilchenbewegungsrichtung



▷ Aktivität, gemessen in Becquerel

$$1 \text{ Bq} \equiv 1 \text{ Zerfall/s} \quad (\text{bzw. } 1 \text{ Teilchen/s})$$

alt: $1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Zerfälle/s}$, benannt nach Curie

▷ Zerfallskonstante λ beim radioaktiven Zerfall

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \cdot N(t)$$

(Zerfallsgesetz, $N(t)$ = Zahl der radioaktiven Kerne zum Zeitpunkt t)

$$\Rightarrow N(t) = N_0 e^{-t \cdot \lambda}$$

Aufgaben von Teilchendetektoren

▷ mittlere Lebensdauer τ , Halbwertszeit $t_{1/2}$

$$\tau := \frac{1}{\lambda} \Rightarrow N(t=\tau) = N_0 \cdot \frac{1}{e}$$

$$t_{1/2} := \tau \cdot \ln 2 \Rightarrow N(t=t_{1/2}) = N_0 \cdot \frac{1}{2}$$

▷ Energiedosis D

$$D := \frac{dW_0}{\rho \cdot dV}$$

W_0 : Energie, im Material absorbiert

ρ : Dichte des Materials

V : Volumen des Materials

mit Einheit:

$$1 \text{ Gray} \equiv 1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

$$\text{alt: } 1 \text{ rad} \equiv 0.01 \text{ Gy}$$

▷ Äquivalent-Dosis D_q

$$D_q := q \cdot D$$

q : empirischer Gewichtungsfaktor für biologische Wirkung der Strahlung, z.B.

mit Einheit:

$$1 \text{ Sievert} \equiv 1 \text{ Sv} = q \cdot 1 \text{ Gy}$$

$$\text{alt: } 1 \text{ rem} = 0.01 \text{ Sv} = q \cdot 1 \text{ rad}$$

(rem: roentgen equivalent man)

$$\left[\begin{array}{l} q=1 \text{ für } \gamma \\ 10 \text{ für } \alpha, \text{ Proton} \\ 20 \text{ für Kernfragmente} \\ 2 \dots 10 \text{ für Neutronen} \\ \text{je nach Energie} \end{array} \right]$$

Aufgaben für Teilchendetektoren

▷ Ionendosis D_I

$$D_I := \frac{dQ}{\rho_L dV}$$

Q : freigesetzte Ladung in Luft

ρ_L : Dichte der Luft

V : Volumen

mit Einheit

$$1 \text{ Röntgen} = 1R = 2.58 \cdot 10^{-4} \frac{C}{kg \text{ Luft}}$$

$$\Rightarrow \frac{1R}{e} \hat{=} 1.61 \cdot 10^{15} \text{ Ionen/kg Luft}$$

mit der mittleren effektiven Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares von $\langle W_i \rangle = 33.7 \text{ eV}$ folgt:

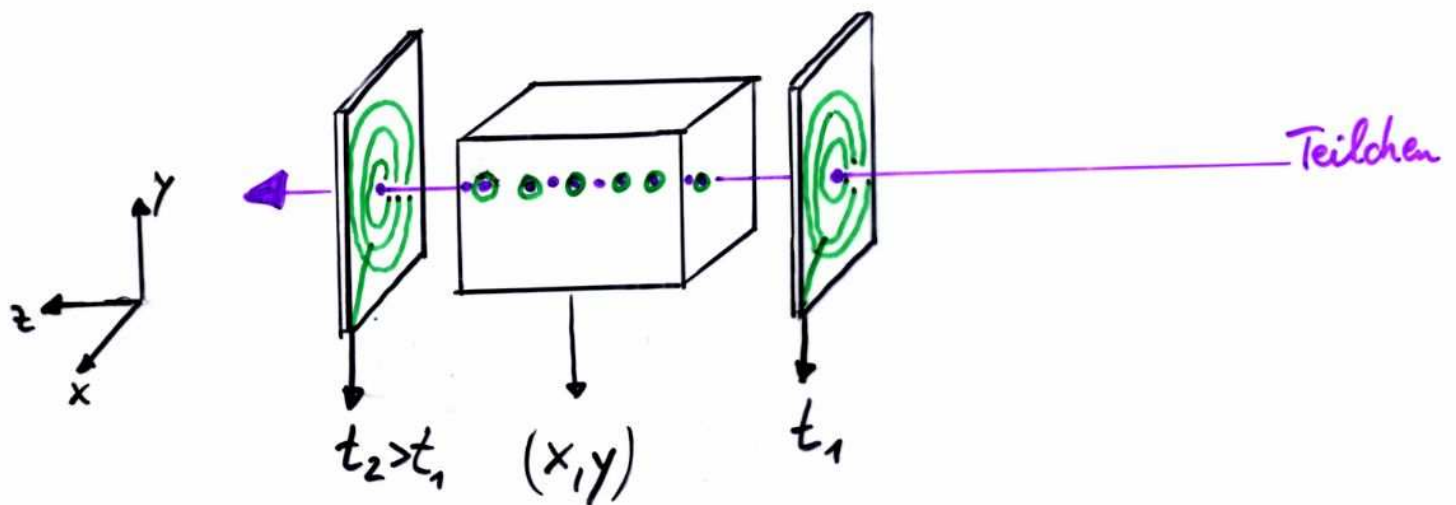
$$D = \frac{dW_i}{\rho_L dV} = \frac{\langle W_i \rangle}{e} \frac{dQ}{\rho_L dV}$$

$$\Rightarrow D = \frac{33.7 \text{ eV}}{e} \cdot 1R \approx 8.7 \text{ mGy}$$

Aufgaben von Teilchendetektoren

• Ortsmessung, Zeitmessung

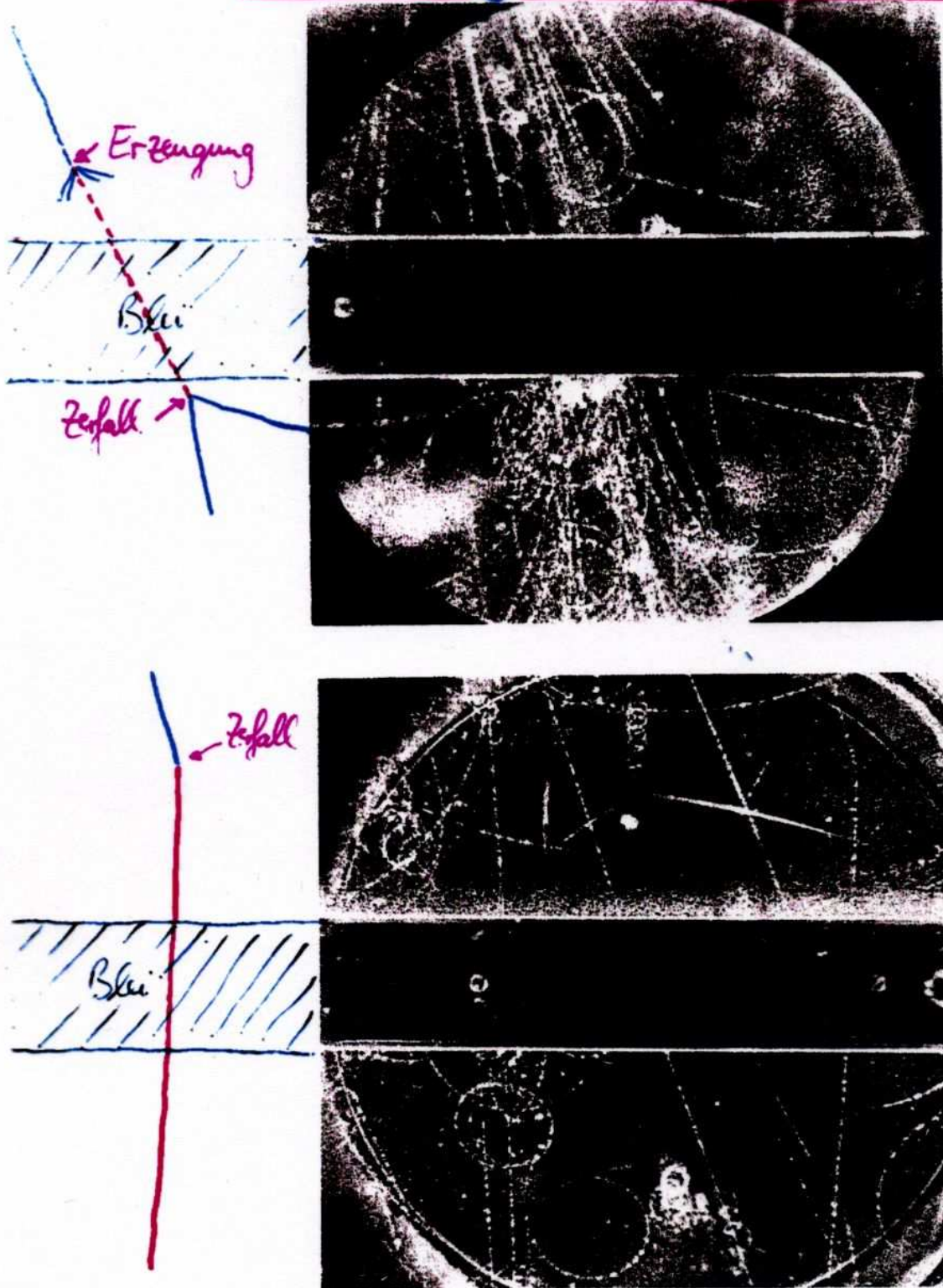
z.B. um die Richtung von Teilchenstrahlung festzustellen



Viele Anwendungsbeispiele existieren:

- Suche nach der Quelle von Teilchenstrahlung (Prospektierung von Uranlagerstätten, etc.)
- auf-/abwärtslaufende Myonen aus Neutrino-Reaktionen / Höhenstrahlung
- Zuordnung von Teilchenstrahlung zu astrophysikalischen Quellen

Entdeckung seltsamer Teilchen



Teilchenstrahl:
 oben → unten?
 oder
 unten → oben?
 → Flugzeit=
 messung!

Fig. 1.5 First observations of V-events in a cloud chamber, by Rochester and Butler (1947). The upper picture is of a "neutral V-event", consisting of a wide-angle fork occurring in the gas a few millimeters below the horizontal plate. Subsequent analysis suggests that it was due to the decay $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. The lower picture is of a "charged V-event", seen as a fork near the right-hand top corner of the picture. The secondary traverses the 3-cm lead plate without interaction. The measured momenta are in fact consistent with the decay scheme $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$, or what is now called the $K_{\mu 2}$ decay mode of the charged kaon. (Courtesy Pergamon Press.)

Aufgaben von Teilchendetektoren

• Impuls- und Energiemessung

Impulsmessung

durch Ablenkung geladener Teilchen in Magnetfeldern:

$$p = e \cdot B \cdot R$$

für praktische Anwendung:

$$p [\text{GeV}/c] = 0.3 \cdot z \cdot B [\text{T}] \cdot R [\text{m}];$$

p : Impuls

e : elektr. Ladung

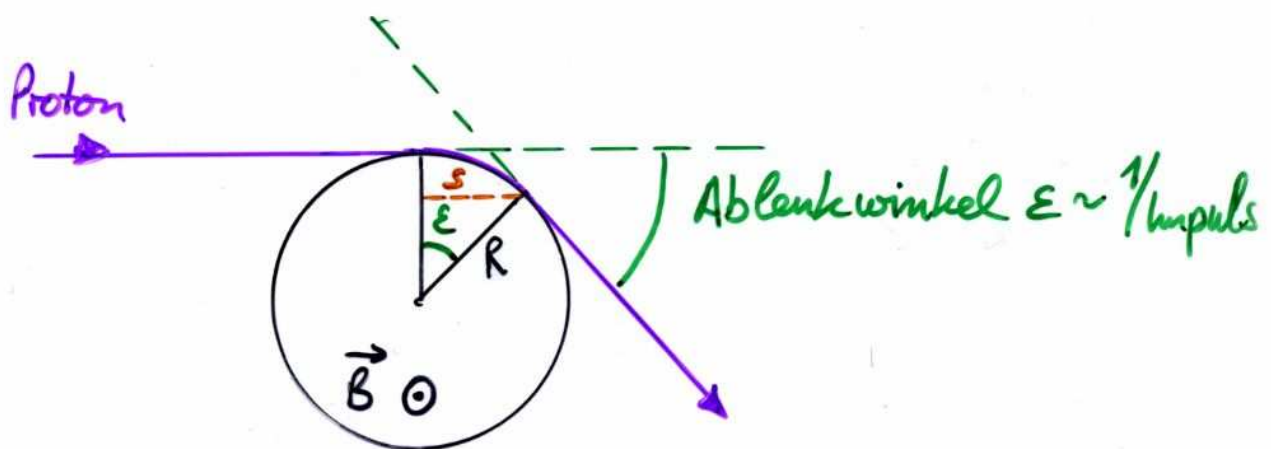
B : magnet. Induktion

R : Krümmungsradius

z : elektr. Ladung in Einheiten von e

z.B. $p = 100 \text{ GeV}/c$, $B = 1 \text{ T}$, $z = +1 \Rightarrow R = 333 \text{ m}!$

NB: Impulsmessung durch Ablenkung im Magnetfeld
braucht Ortsmessung der Teilchentrajektorie



$$\Rightarrow p = 0.3 \cdot \frac{B \cdot s}{\sin \epsilon} \sim \frac{1}{\sin \epsilon} \approx \frac{1}{\epsilon} \quad \text{für kleine Ablenk-} \\ \text{winkel!}$$

Aufgaben von Teilchendetektoren

▷ Energiemessung

entspricht einer Messung der Energiedosis D
für ein einzelnes Teilchen

→ kalorimetrische Energiemessung
, d.h. Totalabsorption der Energie des Teilchens

● Teilchenidentifikation

durch

- Impuls & Energie: $m^2 c^2 = (E/c)^2 - p^2$

- Flugzeitmessung & Impuls: $\Delta t = \frac{\Delta L}{v} = \frac{\Delta L}{\beta \cdot c} \rightarrow \beta$
 $(\beta := \frac{v}{c}, \gamma := \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}})^*$ $p = \beta \gamma m \rightarrow m$

- Energieverlust & Impuls: Bethe-Bloch-Formel
(folgt später)

benötigt Orts-, Zeit-, Energie-, Impuls-, ... -Messung!

[* weitere nützliche Relationen:

$$\beta \gamma = \frac{p}{mc} \quad ; \quad \beta = \frac{pc}{E} \quad ; \quad \gamma = \frac{E}{mc^2}$$

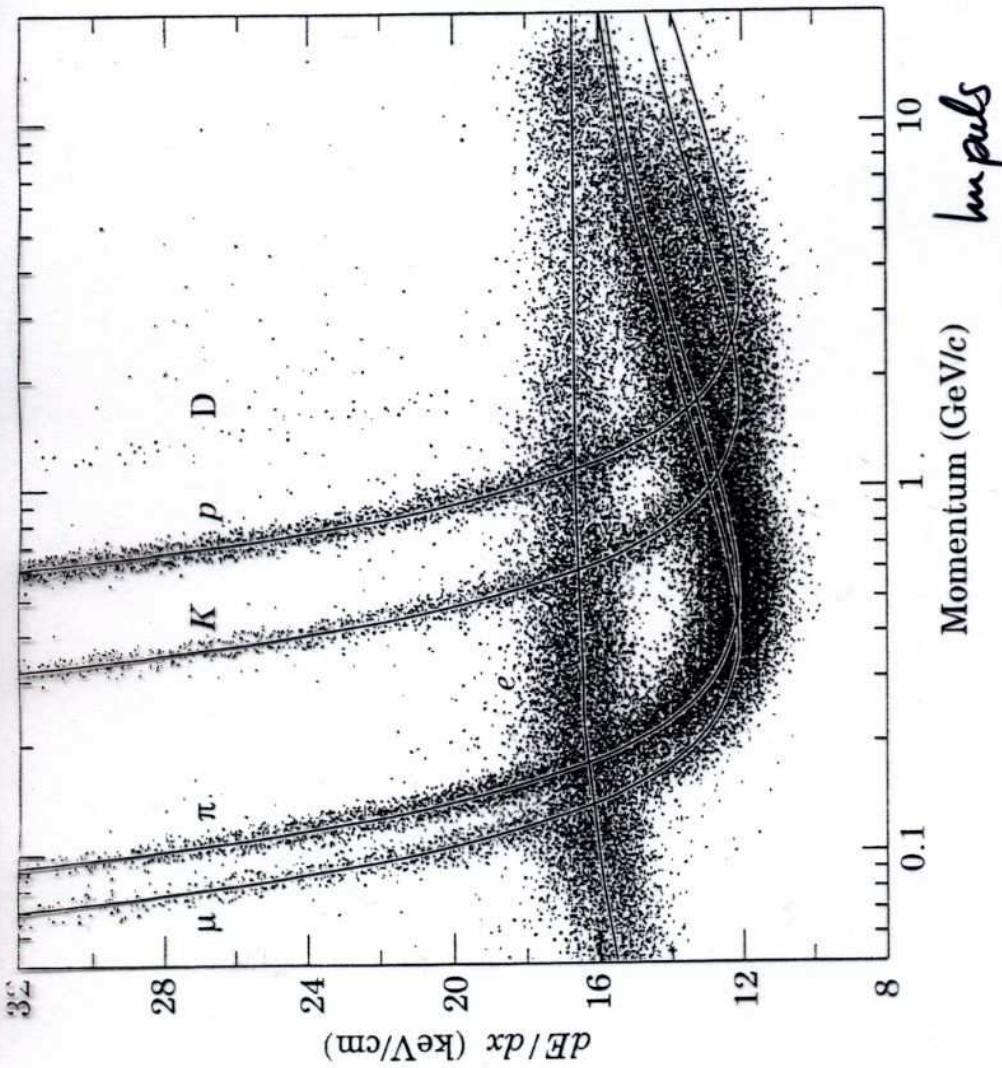


Figure 27.5: PEP4/9-TPC dE/dx measurements (185 samples @8.5 atm Ar-CH₄ 80-20%) in multihadron events. The electrons reach a Fermi plateau value of 1.4 times minimum. Muons from pion decays are separated from pions at low momentum; π/K are separated over all momenta except in the cross-over region. (Low-momentum protons and deuterons originate from hadron-nucleus collisions in inner materials such as the beam pipe.)

Methoden beim Teilchennachweis

bei:

▷ Wechselwirkung in Materie



wird gebraucht:

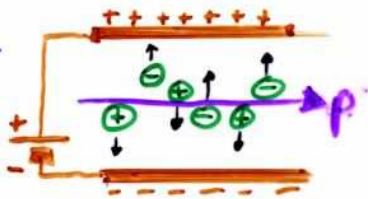
Teilchenphysik, Wirkungsquerschnitte

▷ Details der Streureaktion



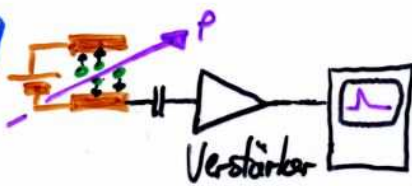
Atomphysik, Festkörper-Halbleiterphysik

▷ Messung der Ionisation



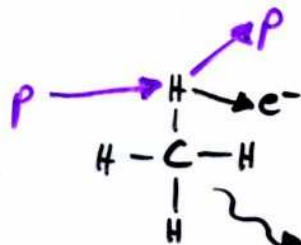
Elektrodynamik, Transporttheorie, Optik

▷ Verarbeitung des Signals



Elektronik (analog & digital)

▷ Absorbermaterial



anorganische & organische Chemie

CH₄⁺ macht evtl. chem. Reaktionen...

⇒ Detektoren für Teilchenstrahlung involvieren viele Aspekte der Physik und auch darüberhinaus (Chemie, Elektronik,...)

Einsatzgebiete für Teilchendetektoren

sehr vielfältig, z.B.

- **Medizin**

Röntgenbild, Positronen-Emissions-Tomographie PET,
Computertomographie CT, Strahlentherapie

- **Werkstoffkunde**

zerstörungsfreie Materialprüfung, Röntgen-Absorptions-
Spektroskopie \rightarrow Materialzusammensetzung

- **Geophysik**

Prospektion von Lagerstätten (Uran, Öl, ...)

- **Archäologie**

^{14}C -Radiokarbon-Methode (u.a.) zur Altersbestimmung

- **Klimatologie**

^{18}O zur Messung der biologischen Aktivität (hängt
von Temperatur ab) vor 100 000en von Jahren (Eisbohrkerne)

...

- **Teilchenphysik**

Teilchendetektoren in der Teilchenphysik

Konzeption von Experimenten zur Teilchenphysik:

▷ im Allgemeinen mehrere unterschiedliche Detektorprinzipien in einem Experiment vereint

▷ Kompromiss zwischen verschiedenen Anforderungen, z.B.

- Impulsmessung → [starke Magnetfelder (große Spurkrümmung)
vs.
lange Teilchentrajektorien (^{genaue} Messung der Krümmung)

- Ortsmessung → [hohe Messgenauigkeit @ kleiner Raumbereich
vs.
geringe Messgenauigkeit @ großer Raumbereich

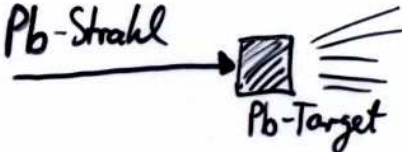
- ...

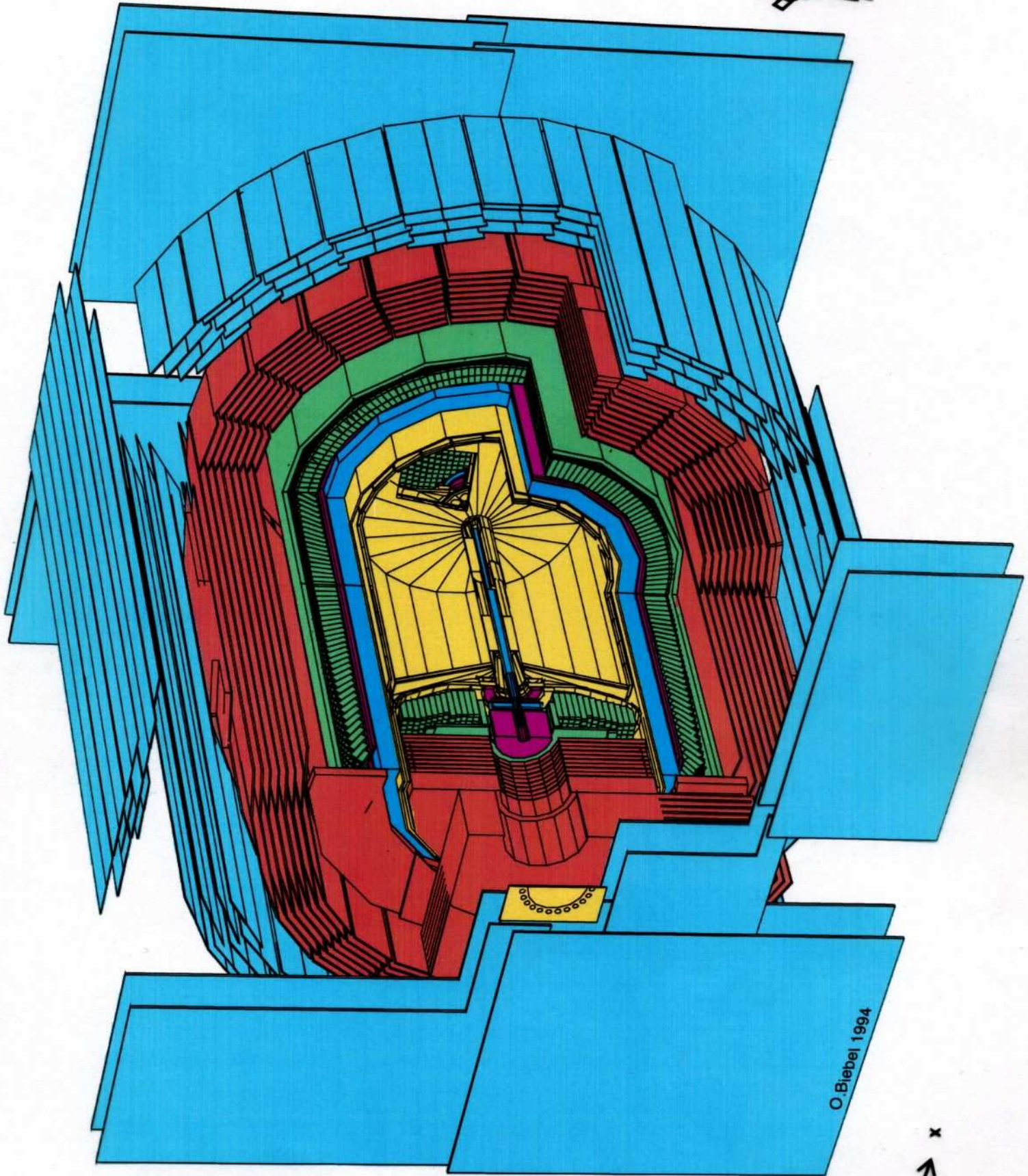
▷ u.U. stärkere Spezialisierung der Detektoren auf wenige typische/charakteristische Messgrößen

Detektoren in der Teilchenphysik

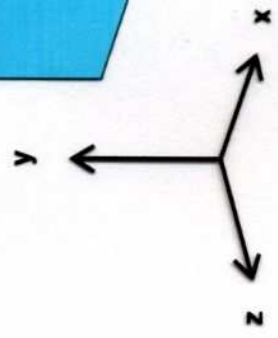
zwei Beispiele (später mehr!)

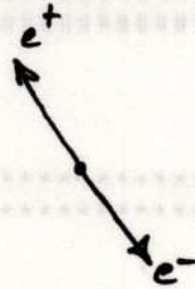
- **OPAL** am e^+e^- -Kollider LEP
 - Omni Purpose Apparatus at LEP
 - Vielzweck-Detektor:
 - präzise Vermessung von Teilchentrajektorien
 - Impuls- und Energiemessung
 - Teilchenidentifikation

- **NA49** am SPS für Schwerionen-Kollisionen
 - "fixed target"-Experiment 
 - Fokussierung auf Vermessung geladener Teilchen
 - Messung von Teilchentrajektorien
 - Impulsmessung



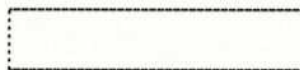
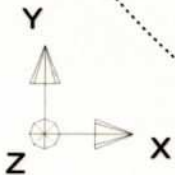
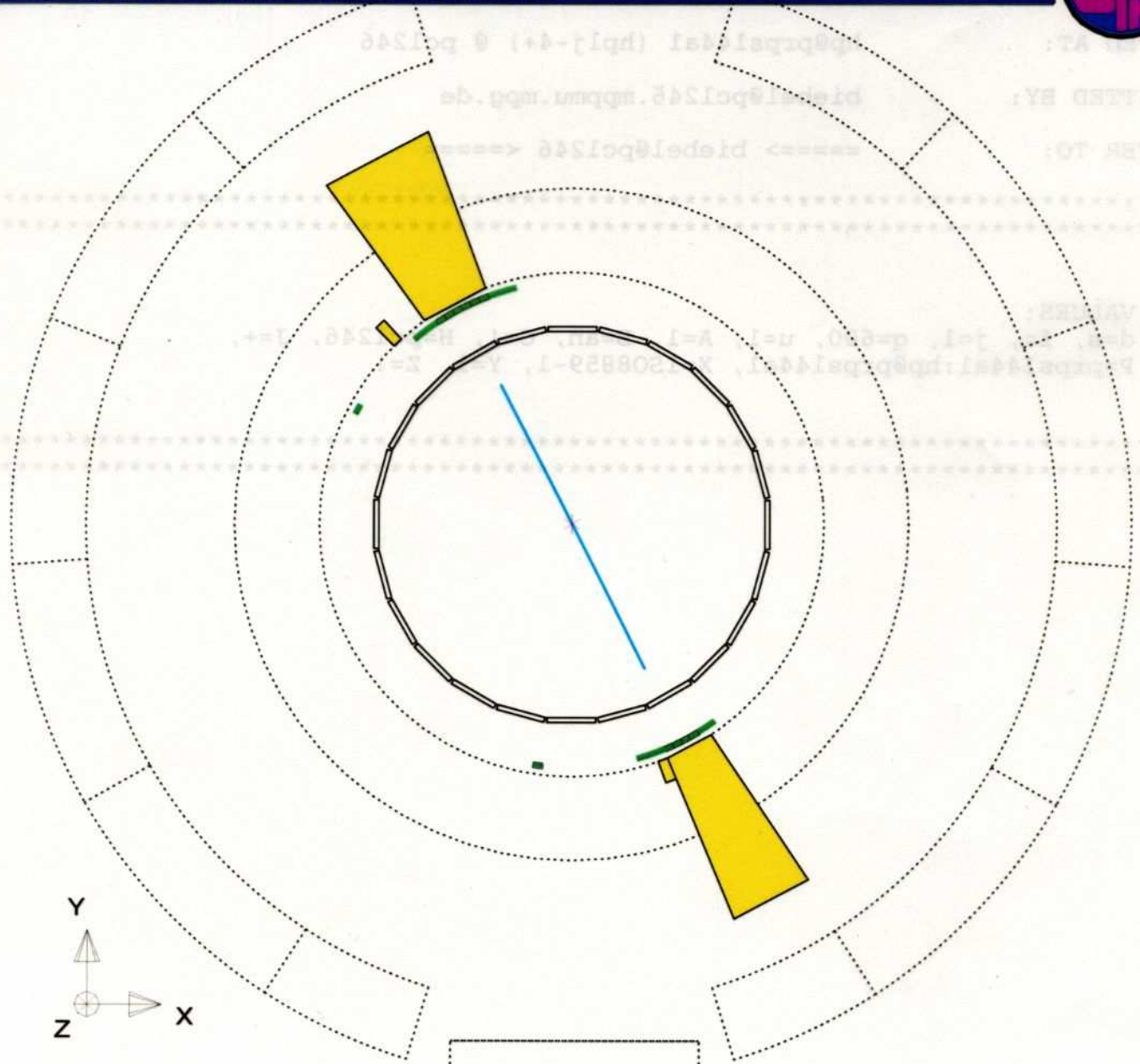
O. Biebel 1994





mit jeweils $p \approx 46 \text{ GeV}/c$

Run: event 4093: 1150 Date 930527 Time 20751 Ctrk(N= 2 Sump= 92.4) Ecal(N= 9 SumE= 90.5) Hcal(N= 0 SumE= 0.0)
 Ebeam 45.658 Evis 94.4 Emiss -3.1 Vtx (-0.05, 0.08, 0.36) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 1 SumE= 0.0)
 Bz=4.350 Thrust=0.9979 Aplan=0.0000 Oblat=0.0039 Spher=0.0001

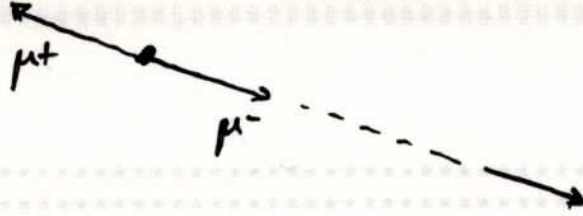


5 10 20 50 GeV

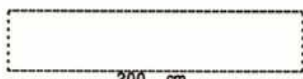
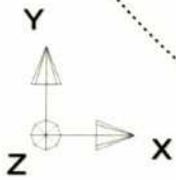
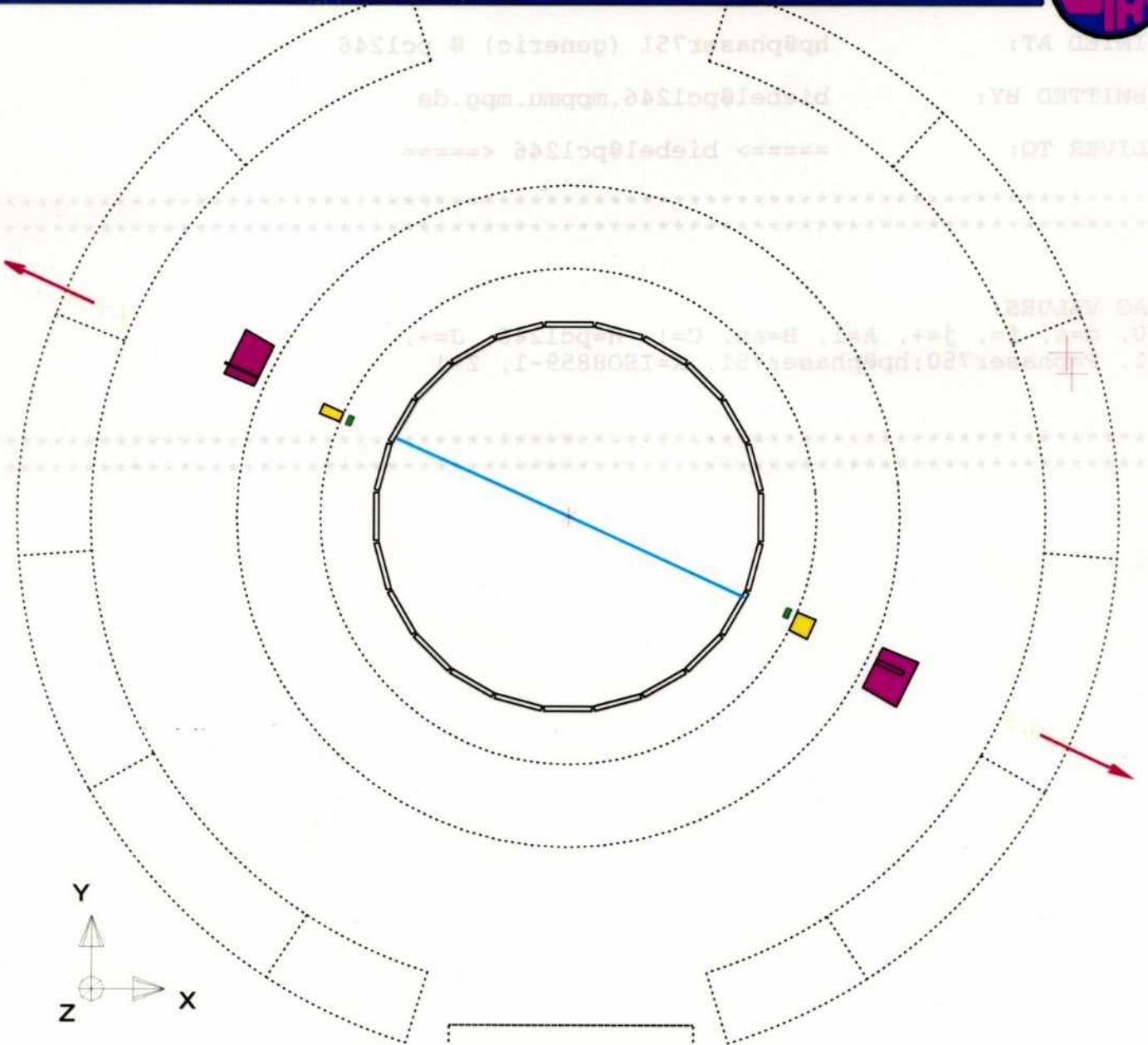
Centre of screen is (0.0000, 0.0000, 0.0000)

Myon-Detektor = signal

mit jeweils $p = 46 \text{ GeV}/c$



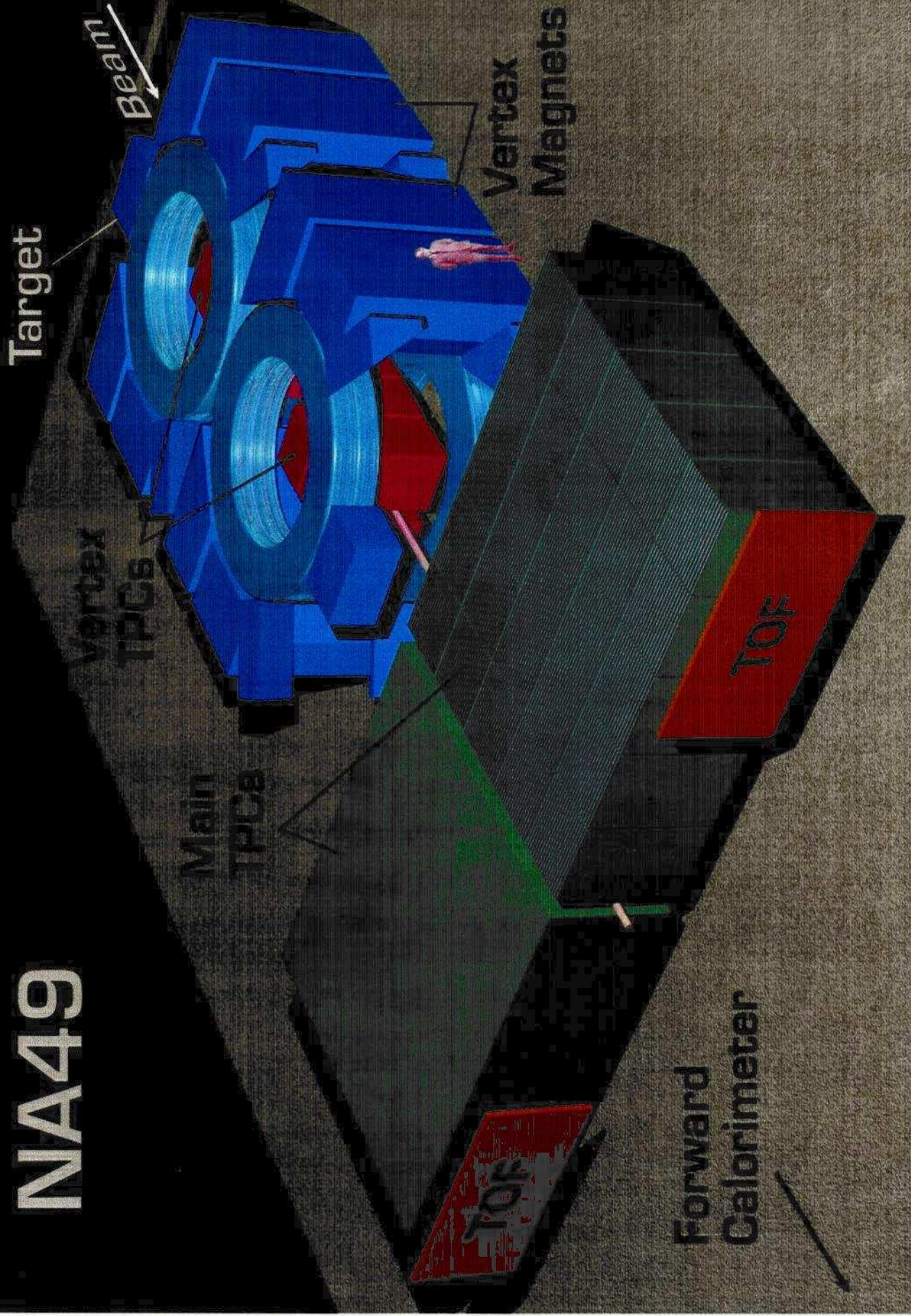
Run: event 4093. 4556 .Date 930527 Time 22439 Ctrk(N= 2 Sump= 86.8) Ecal(N= 5 SumE= 1.6) Hcal(N= 4 SumE= 4.0)
 Ebeam 45.658 Evis 90.8 Emiss 0.6 Vtx (-0.05, 0.08, 0.36) Muon(N= 2) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
 Bz=4.350 Thrust=0.9999 Aplan=0.0000 Oblat=0.0110 Spher=0.0003



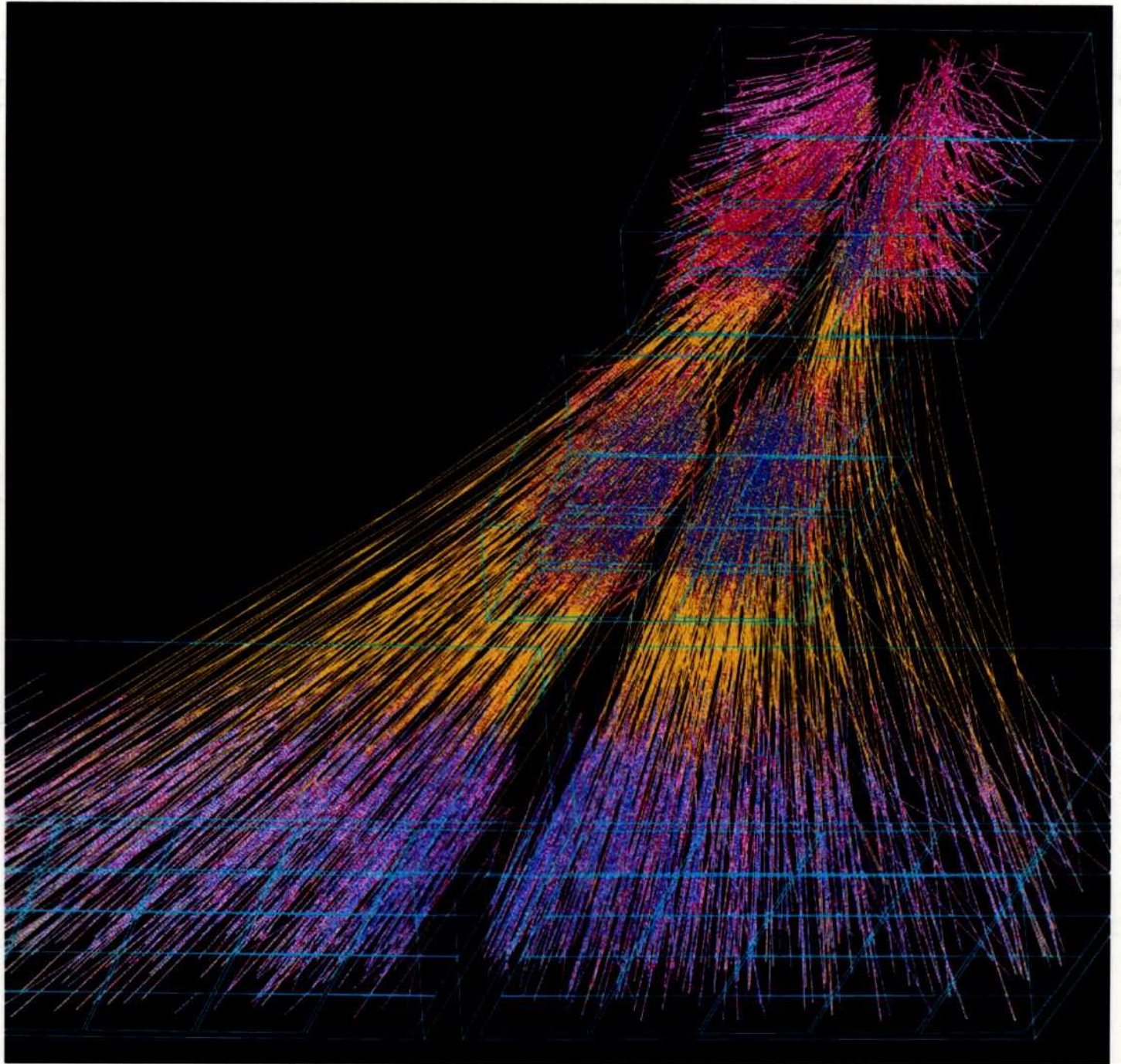
5 10 20 50 GeV

Centre of screen is (0.0000, 0.0000, 0.0000)

NA49



TPC : Spurdetektoren , TOF = time of flight : Flugzeitmesser



Ortsmesspunkte in TPCs und rekonstruierte Teilchentrajektorien

A: Detektoren für Teilchenstrahlung

(Prof. Dr. O. Biebel)

geplante Themen der Vorlesung:

1. Einleitung, Motivation

- (a) Quellen: Radioaktivität, Beschleuniger, kosmische (solare, galaktische, extragalaktische) Quellen von Teilchenstrahlung
- (b) Aufgaben: Nachweis von Strahlung, Dosismessung, Orts-, Zeit-, Energie- und Impulsmessung, Teilchenidentifikation
- (c) Methoden: Teilchenphysik, Elektrodynamik, Optik, Atomphysik, Festkörper- und Halbleiterphysik, Transporttheorie, analoge und digitale Elektronik, anorganische und organische Chemie
- (d) Einsatzgebiete: Medizin, Werkstoffkunde, Geophysik, Teilchenphysik, ...

2. Wechselwirkung zwischen Teilchen und Materie:

- (a) Elementarteilchen, Wechselwirkungen & typ. Wechselwirkungsstärken
- (b) (schwere) geladene Teilchen: Energieverlust durch inelast. Streuung, Ionisation, Bethe-Bloch-Formel, Čerenkov-Effekt, Übergangsstrahlung, Landau-Verteilung, δ -Elektronen
- (c) Elektronen, Positronen: Bremsstrahlung, Strahlungslänge
- (d) Photonen: Photoeffekt, Compton-Effekt, Paarbildung, Strahlungslänge
- (e) Neutronen: Kerneinfang, Kernreaktionen, elastische & inelastische Streuung, Moderation
- (f) Neutrinos: elastische Streuung, NC- & CC-Reaktionen
- (g) Vielfachstreuung geladener Teilchen: Coulomb-Streuung

Wechselwirkung zw. Teilchen & Materie

Grundvoraussetzung des Teilchen nachweises ist die Wechselwirkung zwischen Teilchen und Materie.

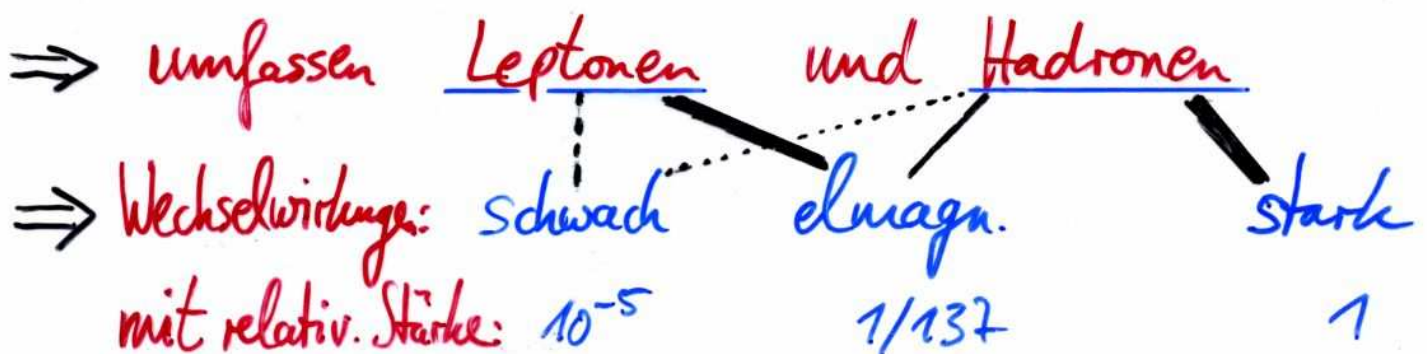
Ein nachzuweisendes Teilchen muss letztlich Energie an das Material des Teilchendetektors abgeben, das diese Energieabgabe registrieren und vermessen kann.

Die Arten der Wechselwirkung hängen sowohl vom Teilchentyp als auch vom Detektormaterial ab: (→ Teilchen und Wechselwirkungen im Standardmodell)

● relevante Teilchentypen bei Ww. mit Materie:

▷ stabile Teilchen: Proton, Antiproton, Elektron, Positron, Photon, Atomkerne, Neutrinos, ...

▷ langlebige Teilchen: Neutron, Myon, Pion[±], Kaon[±], ...
(müssen Wegstrecke zw. Erzeugungsort und Detektor überleben)



Quarks und Leptonen

Standard-Modell besitzt Familienstruktur mit drei Generationen:

	1. Generation	2.	3.	el. Ladung [e]	schwache Ladung	starke Ladung
Leptonen	$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \\ u \\ d \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \\ c \\ s \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \\ t \\ b \end{bmatrix}$	0	ja	0
Quarks				-1	ja	0
				$+\frac{2}{3}$	ja	1^*
				$-\frac{1}{3}$	ja	1^*

(wenn $\neq 0$ oder "ja", dann Teilnahme an zugehöriger W.)

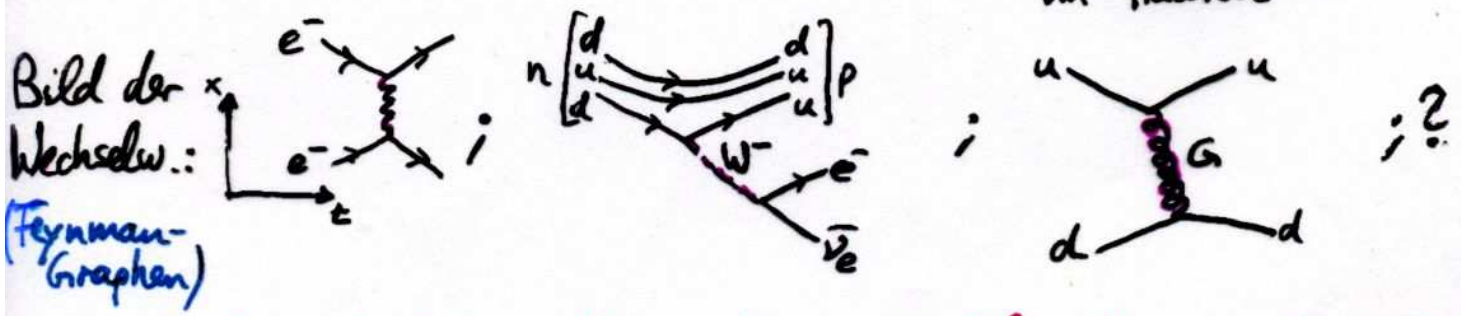
* Situation kompliziert für starke Ladung als für elektr.: (folgt später)

- Spin der "Materie"-Teilchen ist $\frac{1}{2} \hbar$
- Teilchen unterliegen Fermi-Dirac-Statistik, d.h. Wellenfkt ist ungerade (→ Pauli Ausschlussprinzip)
- Bezeichnung: Fermion
- Aus Quarks werden "Hadronen" aufgebaut: Mesonen $q\bar{q}$ ($\pi^+ \equiv u\bar{d}$), Baryonen qqq ($p \equiv uud$)

Wechselwirkungen

	<u>el. magn.</u>	schwach	stark	gravitativ
rel. Stärke	$\frac{1}{137}$	10^{-5}	1	10^{-40}
gegeben durch	$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}$	$G_{Fermi} = 1.166 \cdot 10^{-5} \frac{(\hbar c)^3}{GeV^2}$	$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi \hbar c}$	$\frac{G_N \cdot m_{Proton}^2}{4\pi \hbar c}$
Träger der Kraft:	Photon	Weakonen	Gluon	Graviton?
el. Ladung:	γ	W^+, W^-, Z^0	G	
starke ":	0e	$+e, -e, 0e$	0e	0e
schwache ":	0	<u>ja</u>	2x starke Ladung	0
Masse:	0	$80 GeV/c^2$ $91 GeV/c^2$	0	0
Reichweite: $\Delta R = \frac{\hbar c}{\Delta E}$	∞	$\sim 10^{-18} m$	$10^{-15} m$	∞

(da selbst Träger der starken Ladung)
 \rightarrow sog. Confinement der Quarks & Gluonen im Hadron



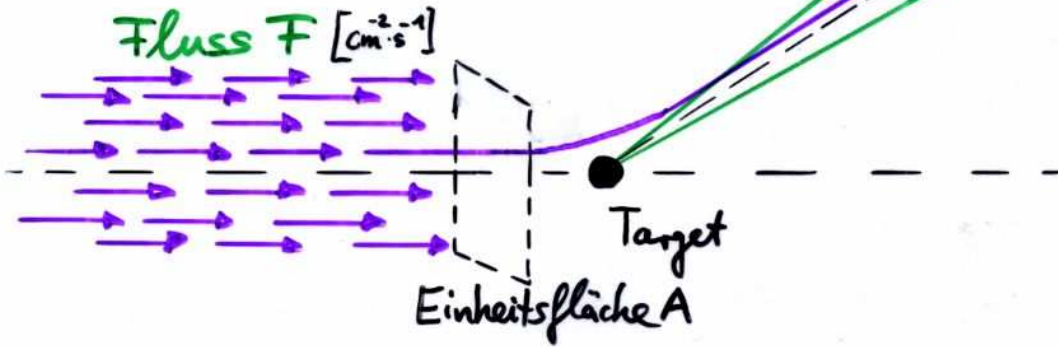
Spin der "Kraft"-Teilchen ist ganzzahlig (=1h bis auf Graviton)
 \rightarrow unterliegen Einstein-Bose-Statistik (Wellenfkt gerade) \rightarrow Bosonen

Wechselwirkung zw. Teilchen & Materie

... wird beschrieben durch Wirkungsquerschnitt σ :

$$\frac{d\sigma(E, \Omega)}{d\Omega} = \frac{1}{\text{Fluss } F} \cdot \frac{d\dot{N}_s}{d\Omega}$$

$d\dot{N}_s$: Zahl der in $d\Omega$ gestreuten Teilchen pro Zeitintervall



⇒ Wirkungsquerschnitt $\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$

Praktischer Fall: N Targets/Volumen in Dicke δx ; N :



⇒ $d\dot{N}_s(\Omega) = F \cdot A \cdot N \cdot \delta x \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$

⇒ $\dot{N}_{\text{total}} = F \cdot A \cdot N \cdot \delta x \cdot \sigma$

Daraus folgt die mittlere freie Weglänge eines Teilchens

im Medium: $\lambda = \frac{1}{N \cdot \sigma}$

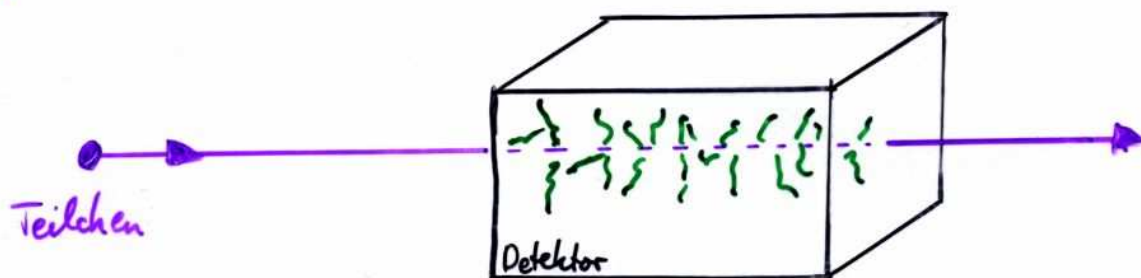
da die Wahrscheinlichkeit P einer Ww. in δx ist

$$P(\delta x) = N \sigma \delta x = \frac{1}{\lambda} \cdot \delta x$$

┌ $P(x + dx) = P(x) \cdot (1 - \frac{1}{\lambda} dx) \Rightarrow P(x) = \exp(-x/\lambda)$, dass keine Ww. stattfindet; $P_{\text{int}}(x) = 1 - \exp(-x/\lambda) \approx \delta x / \lambda$, dass Ww. stattfindet; Vergleich mit Gesamtzahl gestreuter Teilchen pro Fluss F und Einheitsfläche A , also der Ww.-Wahrscheinlichkeit, ergibt $\lambda = \frac{1}{N \sigma}$. ┘

Wechselwirkung zw. Teilchen & Materie

Nicht alle bekannten Wechselwirkungen sind für den Teilchennachweis (gleichermaßen) relevant. Kriterien hierfür folgen anschaulich aus dem Prinzip des Teilchennachweises:



- ▶ **Stärke der Wechselwirkung** (z.B.: Gravitation $\hat{=}$ verschwindend gering)
- ▶ **Reichweite der Wechselwirkung** (z.B.: starke Ww nur $\approx 1 \text{ fm}$)

⇒ ● relevante Wechselwirkungen beim Teilchennachweis:

- ▷ elektromagnetische Wechselwirkung
(∞ Reichweite für geladenes Teilchen, Stärke $\sim 1/137$)
- ▷ starke Wechselwirkung
(1 fm - Reichweite durch große Stärke etwas kompensiert)
- ▷ schwache Wechselwirkung
(nur für Neutrinos!, die keine electromagn. oder starke Ww. haben)

Wechselwirkung zw. Teilchen & Materie

Klassifikation für die relevanten Teilchen:

Teilchen	dominierende Ww	Nachweis:
Elektron, Proton, Myon, α und andere el. geladene	elektromagnet. Ww	leicht
Photon*	elektromagnet. Ww	leicht für sehr hohe Energie
Neutron, K_L^0	starke Ww	Schwierig
Neutrinos	schwache Ww.	sehr aufwändig (d.h. sehr massive Detektoren)

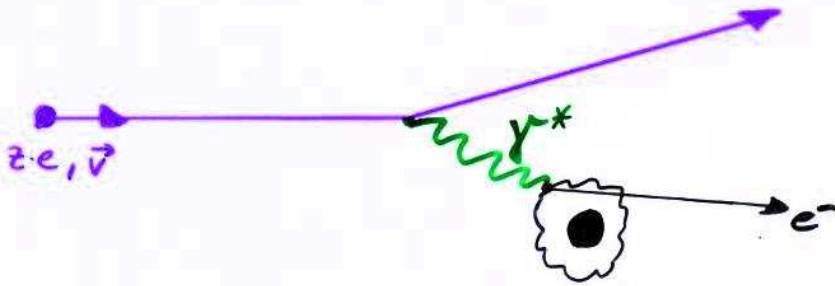
* für Röntgen-Photonen von einigen wenigen keV Energie ist der Nachweis schwierig, weil Materialien vielfach transparent für solche Photonen sind

→ Zunächst Betrachtung der elektromagnetischen Wechselwirkung von schweren geladenen Teilchen

(Elektronen, Positronen, Photonen folgen später, da dafür andere Mechanismen der Ww. hinzukommen)

Wechselwirkung zw. Teilchen & Materie

Die Ww. zwischen geladenen (schweren) Teilchen und Materie ist elektromagnet. Natur, wobei (virtuelle) Photonen die Wechselwirkung vermitteln:



- ▷ Ionisation
- ▷ Atom-Anregung (i.A. Hülle, seltener Kern)
- ▷ Polarisation (\leadsto Čerenkov-Effekt, falls $|\vec{v}| > c_n = \frac{c}{n}$)
- ▷ Übergangsstrahlung (in inhomogenen Medien)

Čerenkov-Effekt:

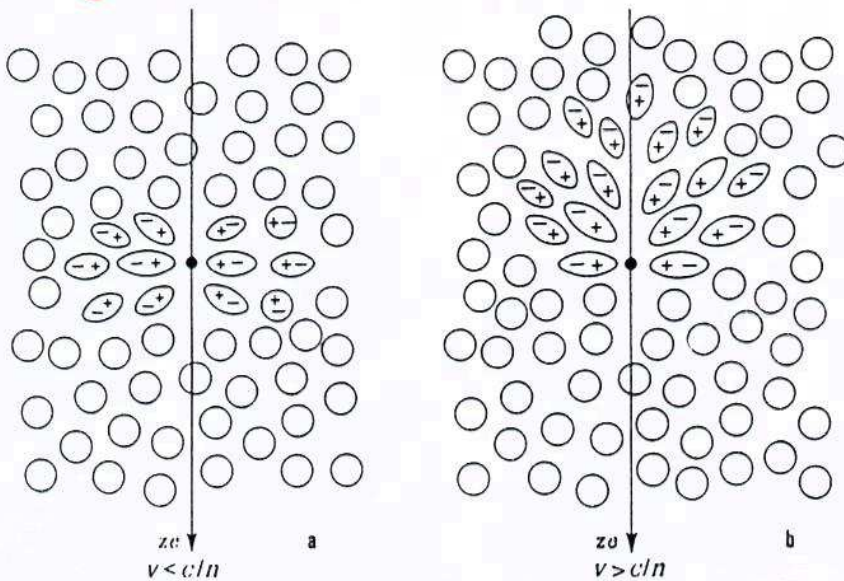
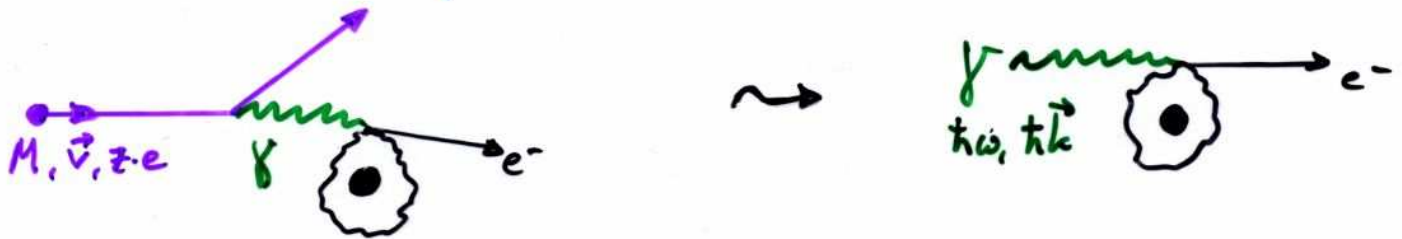


Fig. 2.6: Zur Veranschaulichung des Čerenkov-Effektes

Wechselwirkung zw. Teilchen & Materie ...

... kann auf die Wechselwirkung des Photons mit Materie vereinfacht werden:

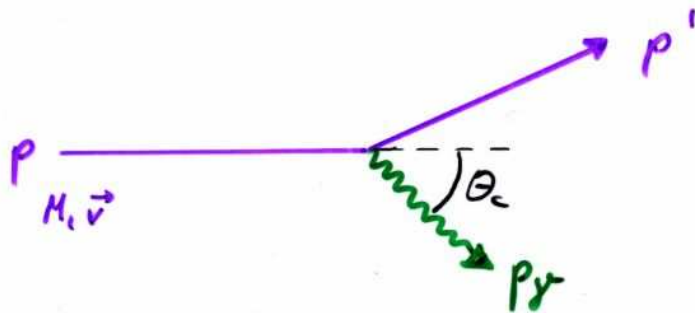


\Rightarrow Photo - Absorption - Ionisation - Modell

, d.h. man betrachtet anstelle der electromagn. Ww. des z -fach geladenen Teilchens der Masse M und Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{\beta} \cdot c$ die electromagn. Ww. eines Photons mit Energie $h\omega$ und Impuls $h\vec{k}$ mit einem Medium, das einen Brechungsindex n bzw. eine (komplexwertige) Dielektrizitätskonstante $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ mit $n^2 = \epsilon_1$ hat. (NB: Das Photon muß nicht notwendigerweise reell sein, d.h. $h\omega = c|h\vec{k}|$ bzw. im Medium $\omega = c \cdot |h\vec{k}| / n$)

Wechselwirkung zw. Photon-Materie

Zur Klassifikation der Photon-Materie-WW betrachte:



(p, p', p_γ : Viererimpulse)

Energie-Impulserhaltung: $p' = p - p_\gamma$

mit $p = \begin{pmatrix} E/c \\ \vec{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma M c \\ \gamma M \vec{v} \end{pmatrix}$ und $p_\gamma = \begin{pmatrix} E_\gamma/c \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hbar \omega/c \\ \hbar \vec{k} \end{pmatrix}$

folgt: $M^2 c^2 = p'^2 = (p - p_\gamma)^2 = M^2 c^2 - 2 p p_\gamma + E_\gamma^2/c^2 - \vec{p}_\gamma^2$

wobei $p \cdot p_\gamma = \frac{E}{c} \cdot \frac{E_\gamma}{c} - \vec{p} \cdot \vec{p}_\gamma = \gamma M (\hbar \omega/c^2 - \hbar v \cdot k \cdot \cos \theta_c)$

$\Rightarrow \hbar \omega \left(1 - \frac{\hbar \omega}{2 \gamma M c^2} \right) = \hbar v \cdot k \cdot \cos \theta_c - \frac{\hbar^2 k^2}{2 \gamma M}$

Mit den Näherungen: geringe Photonenergie & -impuls
 $\hbar \omega \ll \gamma M c^2$ & $\hbar k \ll \gamma M v$

$\Rightarrow \omega \approx v \cdot |\vec{k}| \cdot \cos \theta_c = \vec{k} \cdot \vec{v}$ ☒

Für (reelle) Photonen im Medium gilt die Dispersionsgleichung:

$\omega^2 = \vec{k}^2 c^2 / \epsilon$ ☒☒

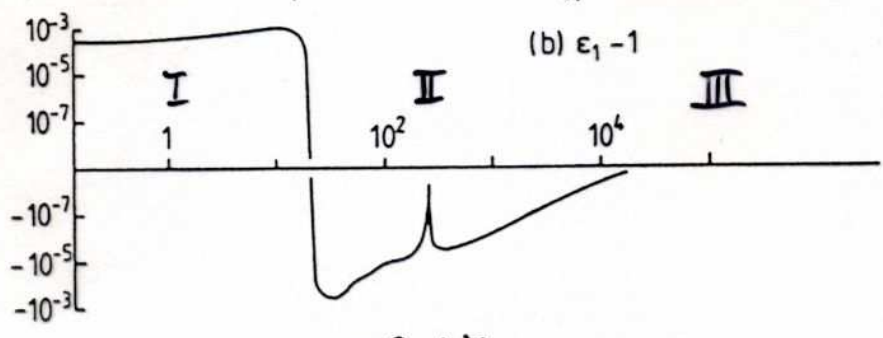
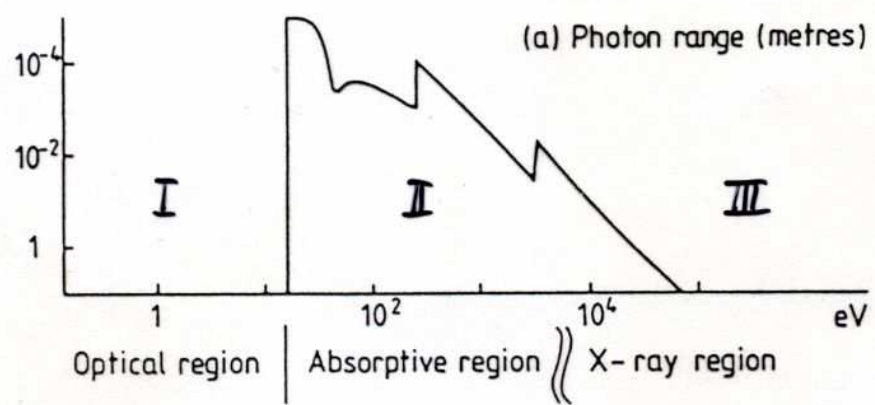
Aus beiden ☒☒ folgt die Schwelle für Čerenkov-Abstrahlung

$\sqrt{\epsilon} \cdot \frac{v}{c} \cdot \cos \theta_c = 1$ bzw. $n \cdot \frac{v}{c} \cdot \cos \theta_c = 1$

Wechselwirkung Photon-Materie

Abhängig von der Photonenergie verhält sich die Wechselwirkung:

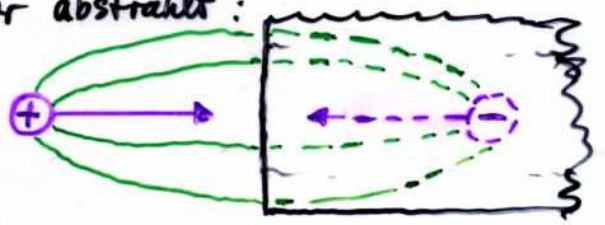
- (I) $E_\gamma \approx \text{einige eV}$ $\rightarrow \epsilon \text{ reell}, \epsilon_2 \text{ reell} \rightarrow \text{reelle } \gamma \text{ (Eisenkov)}$
- (II) $E_\gamma = \text{einige eV bis einige keV}$ $\rightarrow \epsilon \text{ komplex}, \begin{cases} \epsilon_1 < 1 \\ \epsilon_2 > 0 \end{cases} \rightarrow \text{Absorption Ionisation}$
- (III) $E_\gamma > \text{einige keV}$ $\rightarrow \epsilon \text{ komplex}, \begin{cases} \epsilon_1 < 1 \\ \epsilon_2 \ll 1 \end{cases} \rightarrow \text{Transparent (aber: Übergangsstrahlung in inhomogenen Medien)}$



The dependence of $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ for argon at normal density on photon energy,

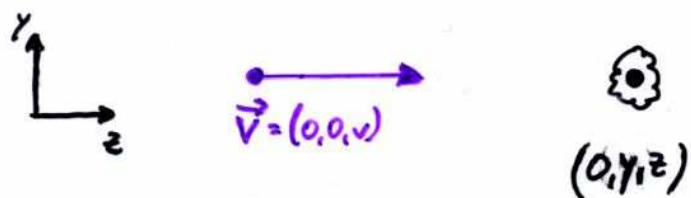
- a) imaginary part ϵ_2 expressed as a range and
- b) real part $\epsilon_1 - 1$ on a split log scale.

Die Ursache des Auftretens von Übergangsstrahlung in inhomogenen Medien kann durch eine Wechselwirkung zwischen Ladung und Spiegelladung an einer Grenzfläche verstanden werden. Beide zusammen bilden einen Dipol, der abstrahlt:



Wechselwirkung Photon-Materie

Einige Charakteristika der Teilchen-Materie-Ww. können anhand eines vereinfachten 2-dim. Modells aufgezeigt werden:



$$\Rightarrow \begin{cases} \omega = \vec{k} \cdot \vec{v} = k_z \cdot v \leadsto k_z = \omega/v \\ \omega^2 = \vec{k}^2 c^2 / \epsilon \leadsto \vec{k}^2 = k_y^2 + k_z^2 = \epsilon \cdot \omega^2 / c^2 \end{cases}$$

$$\} \rightarrow k_y^2 + \left(\frac{\omega}{v}\right)^2 = \epsilon \omega^2 / c^2 \leadsto k_y = \frac{\omega}{v} \cdot \sqrt{\frac{v^2 \epsilon}{c^2} - 1}$$

Definiere Lichtgeschwindigkeit im Medium: $c_m := c/n \equiv c/\sqrt{\epsilon}$

und weiterhin: $\beta' := v/c_m$; $\gamma' := 1/\sqrt{1-\beta'^2}$,

dann folgt:

$$k_y = \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta'^2 - 1}$$

$\beta' \geq 1$
 k_y, k_z reellwertig

$\beta' < 1$
 k_y imaginär, k_z reell

Photon beschrieben durch

$$e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

(ebene) Welle

$$e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} \cdot e^{-\gamma'/y_0}$$

mit Dämpfungskonstante

$$y_0 = \frac{v}{\omega \sqrt{1-\beta'^2}} = \frac{\beta' \gamma'}{k}$$

Wechselwirkung Photon-Materie

Zusammenfassung der verschiedenen Fälle (1. Teil)

- $\beta' \equiv \frac{v}{c_m} \equiv \frac{v}{c/n} > 1$ reelle Welle $e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$

\leadsto Čerenkov-Licht

- $\beta' < 1$

gedämpfte Welle $e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} \cdot e^{-\gamma/y_0}$

mit Reichweite $y_0 = \frac{\beta' y'}{k} \sim \beta' y'$

linear mit $\beta' y'$ ansteigend

Mit $\beta' = \frac{v}{c} \cdot \sqrt{\epsilon} \equiv \beta \cdot \sqrt{\epsilon}$ und $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2}$ folgt:

$$y_0 = \frac{\beta/k_0}{\sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + (1-\epsilon)\beta^2}} = \frac{\beta/k_0}{\sqrt{1-\epsilon\beta^2}} \quad (k_0 := \frac{\omega}{c})$$

$\epsilon \geq 1$

- optischer Bereich (I)
- unterhalb Anregungsenergie des Mediums
- Reichweite y_0 nimmt zu bis zur Čerenkov-Schwelle $\beta'=1$
 $\leadsto y_0 \rightarrow \infty$

$\epsilon < 1$

- Absorptions-Anregungs-Ionisationsbereich (II)
- Reichweite wächst bis zum maximalen Wert ($\beta \rightarrow 1$)
 $y_0^{\max} = 1/k_0 \sqrt{1-\epsilon}$
- Plateau/Sättigung im Energieverlust durch Ionisation

Wechselwirkung Photon-Materie

Zusammenfassung der verschiedenen Fälle

- $\beta' \equiv \beta \cdot \sqrt{\epsilon} > 1$: Čerenkov-Licht
- $\beta' < 1$: transversale Reichweite γ_0 begrenzt
 $\gamma_0 \sim \beta' \gamma'$
- $\epsilon \geq 1$: optischer Bereich, $\gamma_0 \sim \beta' \gamma' \rightarrow \infty$
(so genannter relativistischer Anstieg)
- $\epsilon < 1$: Ionisationsbereich mit maximaler
transversaler Reichweite

$$\gamma_0^{\max} = 1 / k_0 \sqrt{1 - \epsilon}$$

Übergang zwischen $\gamma_0 \sim \beta' \gamma'$ und Sättigung $\gamma_0 \rightarrow \gamma_0^{\max}$ findet statt, wenn in

$$\gamma_0 = \frac{\beta / k_0}{\sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + (1 - \epsilon) \beta^2}}$$

$\frac{1}{\gamma^2} \approx (1 - \epsilon) \beta^2$ wird, also für

$$\beta \gamma \sim 1 / \sqrt{1 - \epsilon} \sim 1 / \sqrt{\rho}$$

wobei ρ die Dichte des Mediums ist.

⇒ [dichte Medien → schnelles Erreichen des Plateaus
dünnere Medien → hohes Plateau

Wechselwirkung Photon-Materie

Der relativistische Anstieg und das Erreichen eines Plateaus haben direkte Bedeutung bei der Identifizierung hoch-relativistischer Teilchen:

- $\beta\gamma = p/Mc \rightarrow$ Impulsmessung (p) und Messung des spezifischen Energieverlustes ($\frac{dE}{dx} \sim \beta\gamma, s.u.$) erlaubt Bestimmung von M
- langer relativist. Anstieg & hohes Plateau bedeutsam für gute / zuverlässige Identifizierung
- Plateau setzt ein bei $\beta\gamma \sim \frac{1}{\sqrt{s}}$

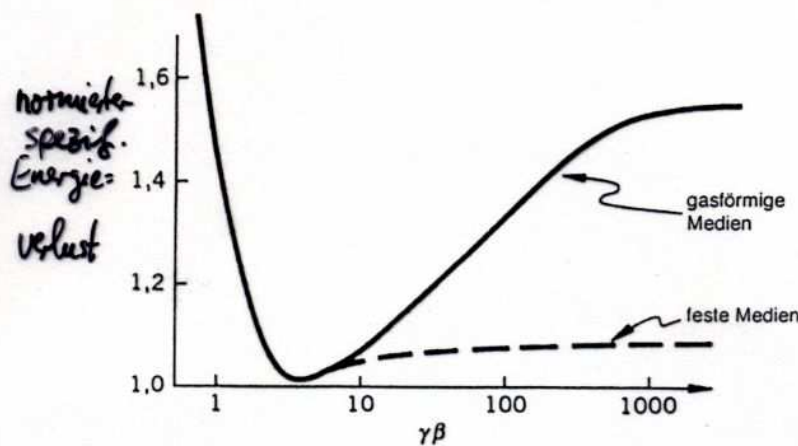


Abb. 6.1 Die Bremsfähigkeit für Teilchen relativ zu ihrem Minimalwert als Funktion von p/Mc oder $\gamma\beta$

\Rightarrow gasförmige Medien (s klein) haben bessere Identifizierungseigenschaften für hochrelativist. Teilchen als feste/flüssige Medien (Dichte s groß)

Wechselwirkung Photon-Materie

Die bisherige Betrachtung war rein qualitativ mit **Čerenkov-Licht**, **relativistischer Anstieg**, **Plateau**. Die quantitative Berechnung des Energieverlustes erfordert den Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dE dp}$ für die Streuung/Absorption eines Photons mit $E = \hbar\omega$ und $p = \hbar k$ an einem Elektron. Allerdings hängt $\frac{d^2\sigma}{dE dp}$ explizit von der Dielektrizitätskonst. ϵ ab, für die empirische Werte zusammen mit Approximationen eingesetzt werden müssen, um den gesamten Bereich der Frequenzen $\omega = E/\hbar$ abzudecken. Die Details sind zu kompliziert, um hier diskutiert zu werden (können bei W.W.H. Allison, J.H. Cobb nachgelesen werden: Ann. Rev. Nucl. Sci. 30 (1980) 253)

Letztlich gelingt es, die Integration von $\frac{d^2\sigma}{dE dp}$ über p analytisch auszuführen, sodass $\frac{d\sigma}{dE}$ verbleibt, welches im Folgenden diskutiert wird. Vorweg schon dies: Aus $\frac{d\sigma}{dE}$ ergibt sich der mittlere Energieverlust dE eines geladenen Teilchens pro Wegstrecke dx gemäß:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim - \int E \cdot \frac{d\sigma}{dE} dE$$

(Die Integrationsgrenzen werden später besprochen)

Wechselwirkung Photon-Materie

Trotzdem die Formel für $\frac{d\sigma}{dE}$ kompliziert ist, wird sie hier wiedergegeben, weil einige relevante Konsequenzen aus ihr abgelesen bzw. hergeleitet werden können. Im Photo-Absorptions-Ionisations-Modell von Allison et al. lautet der diff. Wirkungsquerschnitt pro Elektron und pro Energieverlust eines schweren geladenen Teilchens:

$$\otimes \frac{d\sigma}{dE} = \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_{\gamma}(E)}{E \cdot Z} \cdot \ln \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta^2 \epsilon_1)^2 + \beta^4 \epsilon_2^2}}$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{\sigma_{\gamma}(E)}{E \cdot Z} \cdot \ln \frac{2mc^2 \beta^2}{E}$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{E^2} \int_0^E \frac{\sigma_{\gamma}(E')}{Z} dE'$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \frac{1}{Z N h c} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|E|^2} \right) \cdot \theta$$

Ionisation

δ -Elektronen oder knock-on-Elektronen
Erzeugung energiereicher Elektronen in Ww.

Čerenkov-Licht
Ein Bereich I $\rightarrow \sigma_{\gamma}(E) = 0$

wobei $\alpha \equiv e^2 / 4\pi\epsilon_0 h c \approx 1/137$

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$$

θ : Phase von $1 - \epsilon_1 \beta^2 + i\epsilon_2 \beta^2$

σ_{γ} : WQ f. Photon-Absorption durch Atome des Mediums

E: Photonenergie

$N = N_0 \cdot S/A$
Atomdichte

Z: Ladungszahl der Atome d. Mediums

Bethe-Bloch-Formel

Aus den ~~ersten beiden~~ Termen von \otimes kann nun näherungsweise der differentielle Energieverlust dE/dx berechnet werden:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim - \int_I^{T_{\max}} E \cdot \frac{d\sigma}{dE} dE$$

Die Integrationsgrenzen ergeben sich:

- mittleres Ionisationspotential I des Atoms als Mindestenergie für die Ionisation
- maximale kinetische Energie T_{\max} , die ein ruhendes Elektron durch einen zentralen Stoß erhalten kann (NB: relativist.)

$$T_{\max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \stackrel{M \gg m_e \gamma}{\approx} 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

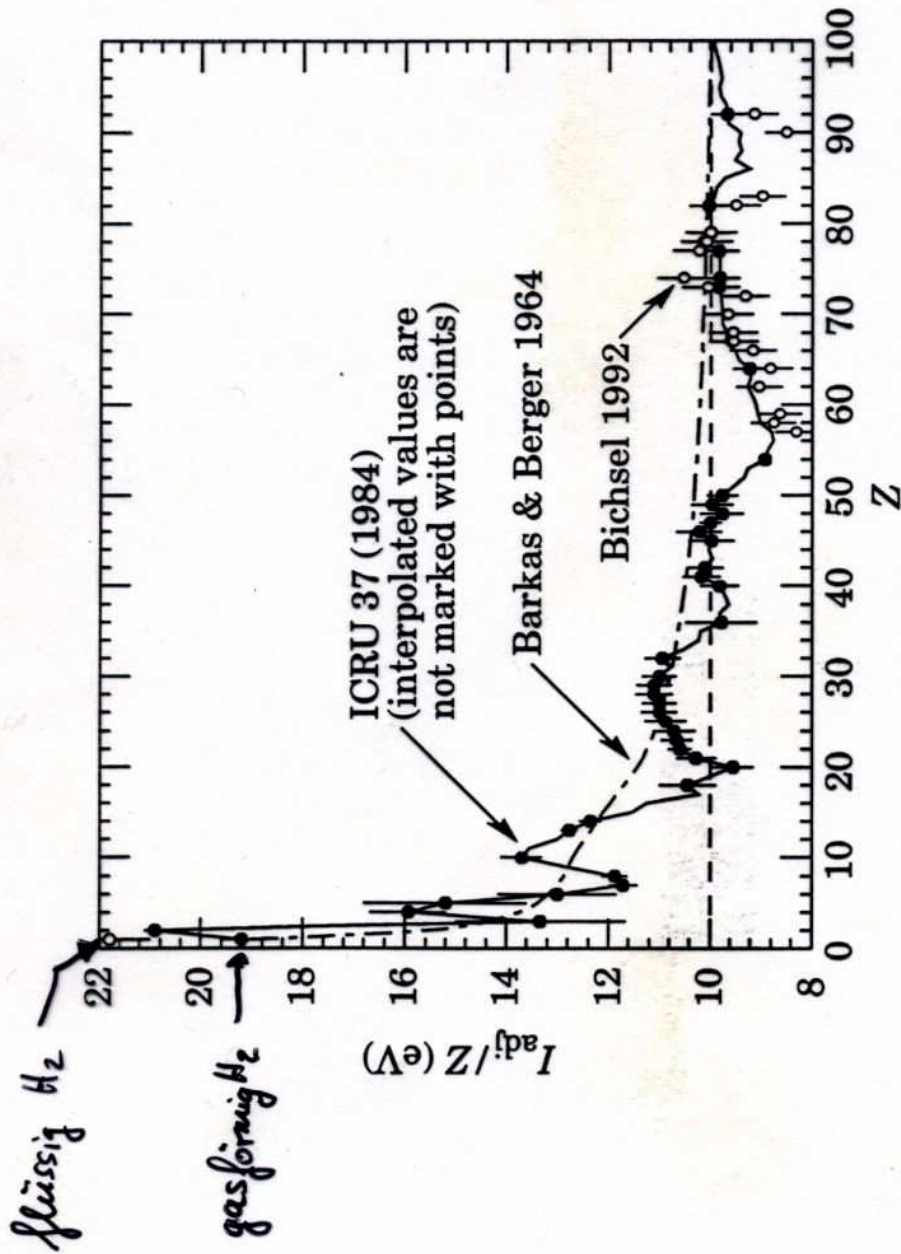
(M : Masse des stoßenden Teilchens, β : seine Geschwindigkeit, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$)

Für das mittlere Ionisationspotential existiert eine empirische Formel, die als Näherung durchaus brauchbar ist

$$\frac{I}{Z} = \begin{cases} (12 + \frac{7}{Z}) \text{ eV} & Z < 13 \\ (9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19}) \text{ eV} & Z \geq 13 \end{cases}$$

Details, wie Abschluß gewisser Atomshalen, bleiben dabei unberücksichtigt und können zu größeren Abweichungen führen

Ionisationspotentiale



Barkas & Berger \approx

$$\frac{I}{Z} = \begin{cases} (12 + \frac{3}{2}) eV & Z < 13 \\ (9.76 + 58.8 \cdot Z^{-0.119}) eV & Z \geq 13 \end{cases}$$

Figure 26.5: Mean excitation energies (divided by Z) as adopted by the ICRU [9]. Those based on experimental measurements are shown by symbols with error flags; the interpolated values are simply joined. The grey point is for liquid H₂; the black point at 19.2 eV is for H₂ gas. The open circles show more recent determinations by Bichsel [11]. The dotted curve is from the approximate formula of Barkas [12]

Bethe-Bloch-Formel

Als Ergebnis der Integration erhält man:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi \Gamma_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \rho \cdot \frac{N_0 Z z^2}{A \cdot \beta^2} \cdot \left[\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right]$$

oder äquivalent dazu (falls $\gamma m_e \ll M$: $T_{\max} \approx 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$):

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi \Gamma_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \rho \cdot \frac{N_0 Z z^2}{A \cdot \beta^2} \cdot \left[\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \cdot T_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 \right]$$

darin sind:

$$\Gamma_e = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e c^2} \approx 2.82 \text{ fm}$$

klass. Elektronenradius

$$m_e c^2 \approx 0.511 \text{ MeV}$$

Elektronenmasse $\times c^2$

$$N_0 = 6.022 \cdot 10^{23} / \text{mol}$$

Avogadrozahl

Z, A

Atomzahl, Atomgewicht und

ρ

Dichte des Mediums
(häufig in dE/dx absorbiert: $\text{keV/cm} \approx \text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$)

z

Ladungszahl des Teilchens

M

Masse des Teilchens

$$\beta = \frac{v}{c} \equiv \frac{pc}{E}$$

Geschwindigkeit d. Teilchens

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \equiv \frac{E}{m_e c^2}$$

Lorentzfaktor d. Teilchens

E, p

Energie, Impuls d. Teilchens

Bethe-Bloch-Formel

Für die praktische Anwendung werden zwei weitere Korrekturterme der einfachen Bethe-Bloch-Formel hinzugefügt,

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \frac{N_0 Z z^2}{A \cdot \beta^2} \cdot \left[\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right]$$

wobei

δ : Dichtekorrektur (beschränkte Reichweite γ_{\max} der Photonwelle)

C : Atomskalengkorrektur (wenn $\beta \cdot c \approx$ Geschwindigkeit der Elektronen im Orbital)

bezeichnen.

Für beide Korrekturen existieren empirische Näherungen, die materialabhängig sind. Ohne weitere Details ($\hat{=}$ längliche Approximationsformeln) sind dies für

δ : Sternheimer-Peierls-Parametrisierung

(R.M. Sternheimer, R.F. Peierls in Phys. Rev. 63 (1971) 3681)
(R.M. Sternheimer in Phys. Rev. 88 (1952) 851)

$$\delta \sim \log_{10}(\beta\gamma)$$

C : Barkas-(Berger-) Parametrisierung (auch: Barkas-Effekt)

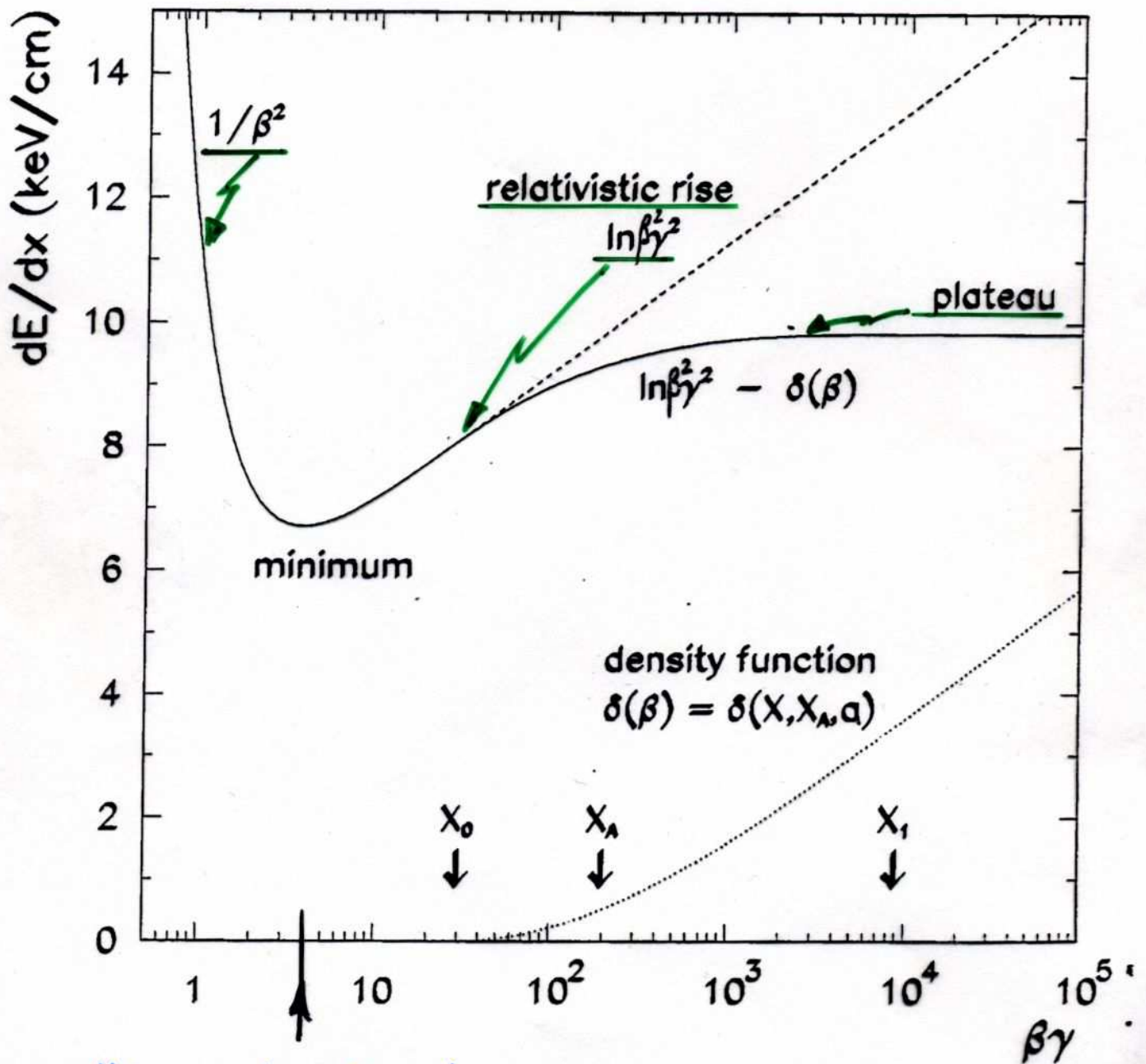
(W.H. Barkas, M.J. Berger in Nucl. Science Series Report 39 (1964))

$$C \sim I^2 / \beta^2 \gamma^2$$

i.A. vernachlässigbar gering

Bethe - Bloch - Formel

Beispiel für ein Gasgemisch (ca. 80:20 Ar:CH₄, 4bar Druck, mittlerem Ionisationspotential $I \approx 152.3 \text{ eV}$) zeigt die typische Größenordnung des Energieverlustes ($\sim \text{keV/cm}$):

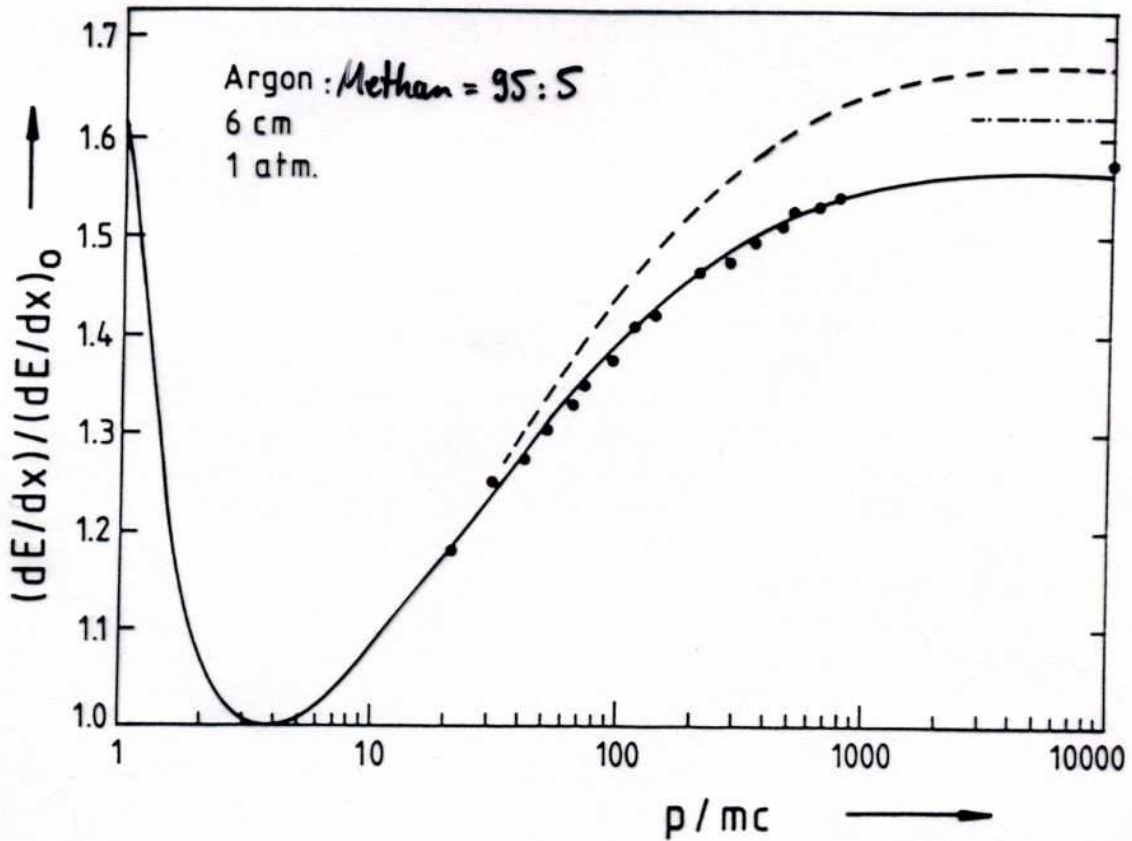


Minimum bei $\beta\gamma \approx 4$

Fig. 10

Bethe-Bloch-Formel

Die Berechnung im Photo-Ionisations-Absorptions-Modell erlaubt recht genaue qualitative Aussagen zum Energieverlust



gemessener
Fig. 1.1: Energieverlust durch Ionisation, normiert auf den minimalen Wert $(dE/dx)_0$ bei $\beta\gamma = 4$, für ein Argon-Methan (5%)-Gemisch. Meßpunkte nach [LE 78a]; gestrichelte Linie: Rechnung nach [ST 52]; strichpunktierte Linie: [ER 77]; durchgezogene Linie: Photo-Absorptions-Modell für Ionisation [CO 75, CO 76, AL 80].

Tabelle 4

Eigenschaften von Gasen: Dichte ρ , minimale Energie für Anregung E_{ex} , minimale Energie für Ionisation E_i , mittleres effektives Ionisationspotential pro Hüllen-Elektron $I_0 = I/Z$, Energieverlust W_i pro produziertes Ionenpaar, minimaler Energieverlust (dE/dx) , Gesamtzahl von Ionenpaaren n_T und Zahl der primären Ionen n_p pro cm Wegstrecke für minimal ionisierende Teilchen. [SA 77]

Gas	Z	A	ρ (g/cm ³)	E_{ex}	E_i	I_0	W_i	(MeV/g cm ⁻²)	(dE/dx) (keV/cm)	n_p (I.P./cm)	$n_T = \frac{(dE/dx)}{W_i}$ (I.P./cm)
H ₂	2	2	8.38x10 ⁻⁵	10.8	15.9	15.4	37	4.03	0.34	5.2	9.2
He	2	4	1.66x10 ⁻⁴	19.8	24.5	24.6	41	1.94	0.32	5.9	7.8
N ₂	14	28	1.17x10 ⁻³	8.1	16.7	15.5	35	1.68	1.96	(10)	56
O ₂	16	32	1.33x10 ⁻³	7.9	12.8	12.2	31	1.69	2.26	22	73
Ne	10	20.2	8.39x10 ⁻⁴	16.6	21.5	21.6	36	1.68	1.41	12	39
Ar	18	39.9	1.66x10 ⁻³	11.6	15.7	15.8	26	1.47	2.44	29.4	94
Kr	36	83.8	3.49x10 ⁻³	10.0	13.9	14.0	24	1.32	4.60	(22)	192
Xe	54	131.3	5.49x10 ⁻³	8.4	12.1	12.1	22	1.23	6.76	44	307
CO ₂	22	44	1.86x10 ⁻³	5.2	13.7	13.7	33	1.62	3.01	(34)	91
CH ₄	10	16	6.70x10 ⁻⁴		15.2	13.1	28	2.21	1.48	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58	2.42x10 ⁻³		10.6	10.8	23	1.86	4.50	(46)	195

häufig
als
Komponente
von
Gasgemischen
eingesetzt

Bethe-Bloch-Formel

Bei Mischungen von Absorbermedien oder chem. Verbindungen kann der Energieverlust approximiert werden (Bragg Additivität)

$$\otimes \quad \frac{1}{S} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{w_1}{S_1} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_1 + \frac{w_2}{S_2} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_2 + \dots$$

dabei sind w_1, w_2, \dots die Gewichte der Elemente in der Mischung/Verbindung. Konkret für eine Verbindung aus a_i Atomen mit Atomgewicht A_i ist ($i=1 \dots n$ verschiedene Atomsorten)

$$w_i := \frac{a_i \cdot A_i}{A_m} \quad \text{und} \quad A_m := \sum_{i=1}^n a_i \cdot A_i$$

Wird dies in \otimes eingesetzt und die Terme umgruppiert, so ergeben sich effektive Werte für

$$Z_{\text{eff}} \equiv \sum a_i Z_i$$

$$A_{\text{eff}} \equiv A_m = \sum a_i A_i$$

$$\ln I_{\text{eff}} \equiv \sum \frac{a_i Z_i \ln I_i}{Z_{\text{eff}}}$$

$$S_{\text{eff}} \equiv \sum \frac{a_i Z_i \delta_i}{Z_{\text{eff}}}$$

$$C_{\text{eff}} \equiv \sum a_i C_i$$

, die direkt in die Bethe-Bloch-Formel eingesetzt werden können.

NB1: Hier ist es nützlich mit der "mass stopping power" $\frac{1}{S} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ zu arbeiten

NB2: $X := S \cdot x$ wird als Massenbelegung bezeichnet: $\frac{1}{S} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \equiv \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle$

Bethe-Bloch-Formel

hat folgende Charakteristika:

- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim 1/\beta^2$ für $\beta \approx 0.1 \dots 0.9$
($\beta\gamma \approx 0.1 \dots 2$)
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \ln \beta\gamma^2$ für $\beta\gamma = 5 \dots 100$
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \approx \text{const.}, \text{Plateau}$ für $\beta\gamma \approx 500 \dots 1000$
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \rightarrow \text{minimal}$ für $\beta\gamma \approx 4$
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \rho \cdot \frac{z}{A} \rightsquigarrow$ größerer Energieverlust bei höherer Dichte ρ oder größerem $\frac{z}{A}$
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \rightarrow \text{Plateau} \rightsquigarrow$ Höhe des Plateaus $\sim \ln(1/\sqrt{s})$
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim z^2 \rightsquigarrow$ größerer Energieverlust für mehrfach geladene Teilchen

Bethe-Bloch-Formel erhält weitere Korrekturen für:

- $\beta\gamma \leq 0.1$: höhere Ordnungen der Photon-Matrix-WW
(NB. für $0.01 < \beta < 0.05$ keine befriedigende Theorie)
- $\beta\gamma \geq 1000$: Bremsstrahlung (folgt später)

Bethe-Bloch-Formel

... mit den zuvor genannten (plus weiteren, kleineren) Korrekturen:

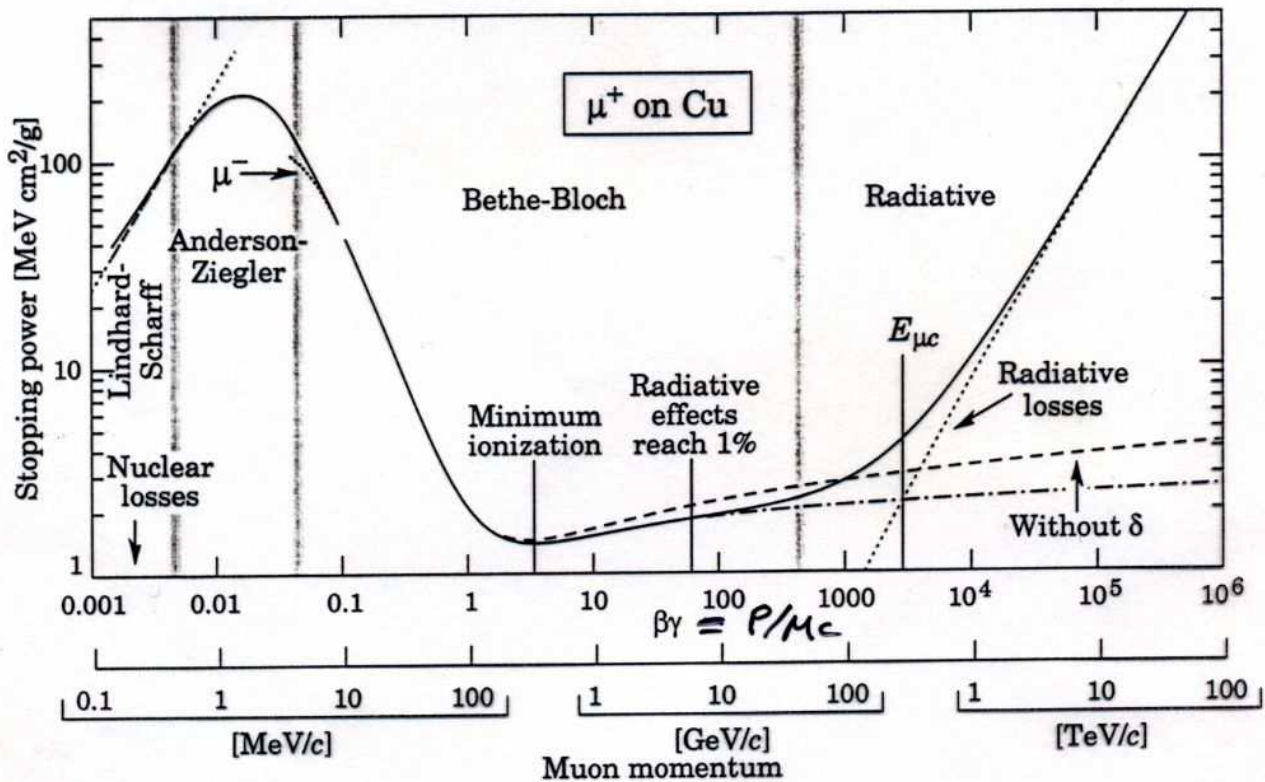


Fig. 26.1: Stopping power ($= \langle -dE/dx \rangle$) for positive muons in copper as a function of $\beta\gamma = p/Mc$ over nine orders of magnitude in momentum (12 orders of magnitude in kinetic energy). Solid curves indicate the total stopping power. Data below the break at $\beta\gamma \approx 0.1$ are taken from ICRU 49 [2], and data at higher energies are from Ref. 1. Vertical bands indicate boundaries between different approximations discussed in the text. The short dotted lines labeled " μ^- " illustrate the "Barkas effect," the dependence of stopping power on projectile charge at very low energies [6].

June 18, 2002 13:57

NB: Ausführliche Tabellen zu den atomaren & nuklearen Eigenschaften vieler Elemente und Verbindungen gibt es unter:

<http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties/>

Bethe-Bloch-Formel

Energieverlust $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ hängt ab von

- Absorbermedium ($\rho \cdot \frac{Z}{A}, I$)
- Teilchen ($z^2, \beta\gamma$)

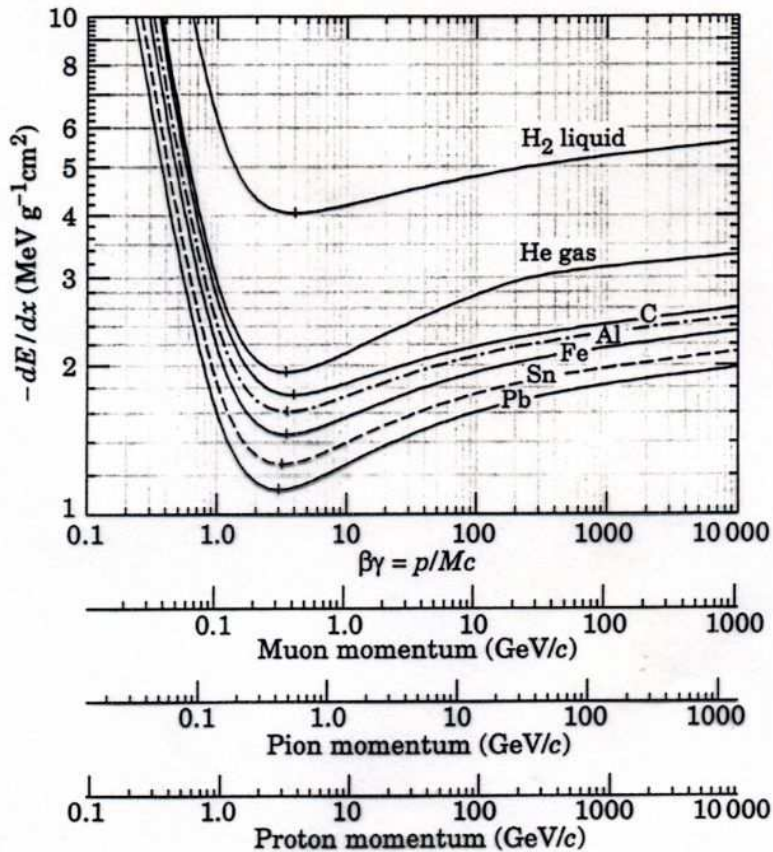


Figure 26.3: Mean energy loss rate in liquid (bubble chamber) hydrogen, gaseous helium, carbon, aluminum, iron, tin, and lead. Radiative effects, relevant for muons and pions, are not included. These become significant for muons in iron for $\beta\gamma \gtrsim 1000$, and at lower momenta for muons in higher- Z absorbers. See Fig. 26.20.

$$\beta\gamma \equiv \frac{p}{Mc}$$

→ größere Masse M bei festem $p \rightarrow$ kleineres $\beta\gamma$

→ $\frac{dE}{dx}$ - Kurven für verschiedene Teilchen sind

horizontal verschoben um $\ln \frac{M_2}{M_1}$

→ Teilchenidentifikation (festes $p \rightarrow$ unterschiedl. $\frac{dE}{dx}$)

Bethe-Bloch-Formel

... ermöglicht Teilchenidentifikation durch Messung von:

- spezifischer Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$
- Teilchenimpuls

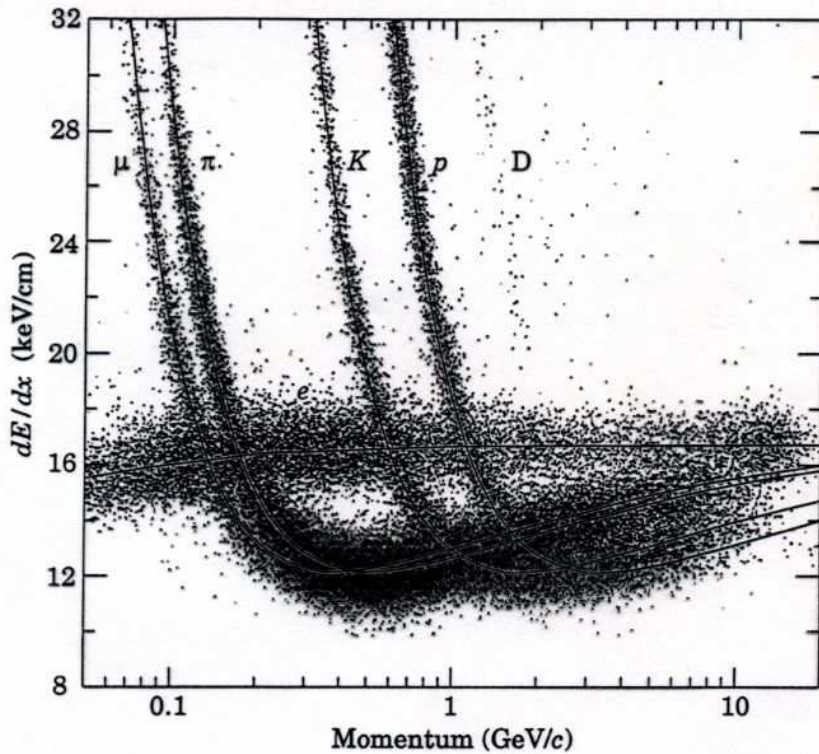


Figure 27.5: PEP4/9-TPC dE/dx measurements (185 samples @8.5 atm Ar-CH₄ 80-20%) in multihadron events. The electrons reach a Fermi plateau value of 1.4 times minimum. Muons from pion decays are separated from pions at low momentum; π/K are separated over all momenta except in the cross-over region. (Low-momentum protons and deuterons originate from hadron-nucleus collisions in inner materials such as the beam pipe.)

NB: Üblicherweise wird zur Messung von $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ nur ein beschränkter Energieverlustbereich benutzt, um Beiträge von δ -Elektronen zu minimieren, aber auch, um eine \approx gaussische Energieverlustverteilung (\leadsto Landau-Verteilung) zu erhalten:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{T < T_{cut}} = 2\pi r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot S \cdot \frac{N_0 Z z^2}{A \cdot \beta^2} \cdot \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{cut}}{I^2} - \beta^2 \left(1 + \frac{T_{cut}}{T_{max}} \right) + \delta \right]$$

Bethe-Bloch-Formel

Von praktischer Relevanz ist die **Reichweite** eines Teilchens im Absorbermaterial. Dieses folgt aus der Bethe-Bloch-Formel:

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{T_0} \frac{dE}{\langle dE/dx \rangle}$$

für ein Teilchen mit kinetischer Energie $T_0 = \frac{p^2}{m(\gamma+1)}$.

Aufgrund der Charakteristika der Bethe-Bloch-Formel nimmt der Energieverlust zum Ende der Teilchentrajektorie zu.

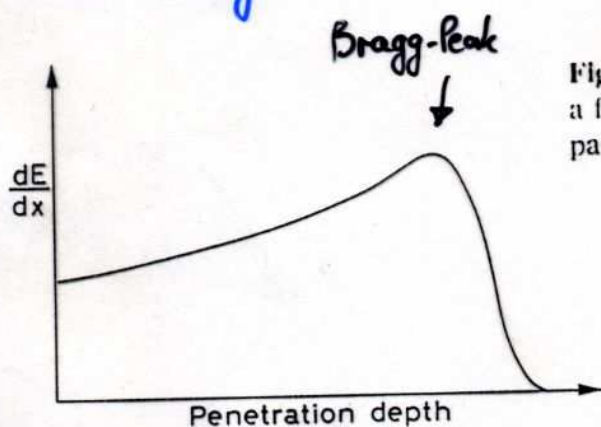


Fig. 2.5. A typical Bragg curve showing the variation of dE/dx as a function of the penetration depth of the particle in matter. The particle is more ionizing towards the end of its path

Dies gibt die Bragg-Kurve mit einem Maximum bei der größten Reichweite wieder (so genannter Bragg-Peak).

$$\left[\text{Bragg-Kurve folgt aus } T(r) = T_0 - \int_0^r \langle \frac{dE}{dx} \rangle dx \equiv E(r) - M = \sqrt{p^2(r) + M^2} - M \right]$$

$$\Rightarrow T(r) = M \cdot \left[\sqrt{1 + (\beta\gamma)^2} - 1 \right]$$

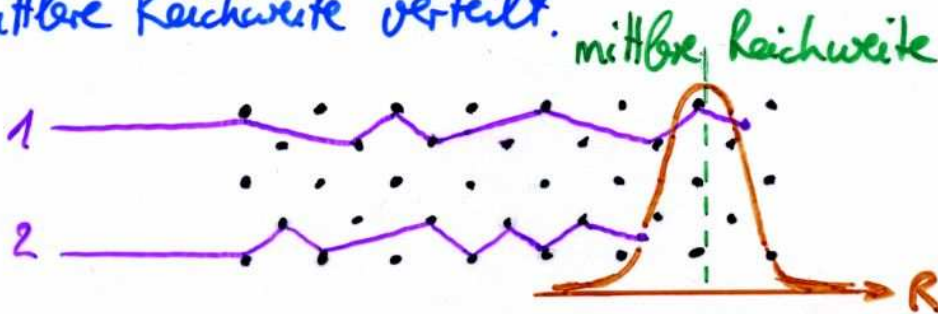
$$\Rightarrow (\beta\gamma)(r) = \frac{T(r)}{M} \cdot \sqrt{1 + 2M/T(r)}$$

$$\Rightarrow \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle (r) = f((\beta\gamma)(r))$$

Bethe-Bloch-Formel

Bei der Berechnung der Reichweite müssen noch beachtet werden:

- **Reichweitenstreuung** (range straggling), da zwei Teilchen mit gleicher Anfangsenergie i.A. unterschiedlich viele Stöße auf ihrem Weg erfahren \rightarrow Reichweite \propto gaussisch um mittlere Reichweite verteilt.



- **Approximationen in Bethe-Bloch-Formel** insbesondere bei geringen $\beta\gamma$ und durch Vielfachstreuung (Zick-Zack-Verlauf der Teilchen in Materie \rightarrow unterschiedl. Weglängen) \rightarrow empirische Formel:

$$R(T_0) = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{empirisch}}}{R(T_{\min})} + \int_{T_{\min}}^{T_0} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^{-1} dE$$

Bethe-Bloch-Formel

- **Faustformel**, weil $1/\beta^2$ -Term bei Energieverlust

dominiert: $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \frac{1}{\beta^2} \sim \frac{1}{T}$

$$\Rightarrow R \sim T^2$$

genauer aus Daten: $R \sim T^{1.75}$

Bethe-Bloch-Formel & Landau-Verteilung

Die Darstellung des Energieverlustes gemäß der Bethe-Bloch-Formel beschreibt nur den **mittleren Energieverlust**. Tatsächlich treten aber erhebliche Fluktuationen beim Energieverlust auf, denn $\frac{d\Delta}{dE}$ ist eine Funktion von E . Die Auswirkungen solcher Fluktuationen zeigten sich schon in der Reichweitenstreuung (Streuung in dx bei festem dE). Hier soll nun die Energienstreuung (energy straggeling: Streuung in dE bei festem dx) betrachtet werden.

Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

- **dicke Absorber:**

Aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes (die Summe von N Zufallsvariablen, die der gleichen statistischen Verteilung unterliegen, nähert sich einer Gauß-Kurve für $N \rightarrow \infty$) folgt in diesem Fall eine Gauß-Kurve als Verteilung der einzelnen Energieverluste ΔE , die mit Breite σ um $\overline{\Delta E}$ liegt:

$$\frac{dE}{dx} \rightarrow \exp\left[-\frac{(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2\sigma^2}\right]$$

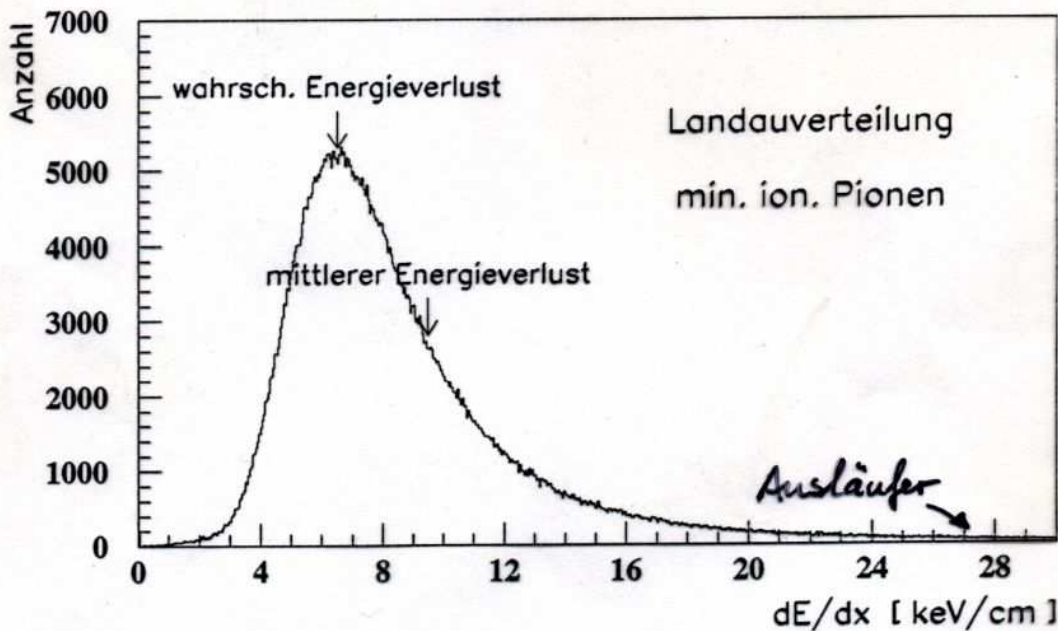
wobei $\sigma_0^2 = 4\pi r_e^2 \cdot (m_e c^2)^2 \cdot N_0 \cdot S \cdot \frac{Z}{A} \cdot x$ für nicht-relativist.

und $\sigma^2 = \frac{(1 - \beta^2/2)^2}{1 - \beta^2} \sigma_0^2 = \gamma^2 (1 - \beta^2/2) \cdot \sigma_0^2$ für relativist.

Teilchen gilt.

Landau-Verteilung

Eine mehrfache Messung des Energieverlustes von minimal ionisierenden (d.h. $\beta\gamma \approx 4$) Pionen in einem Ar: CH₄ \approx 80:20 Gasgemisch bei 4 bar Druck:



- **mittlerer Energieverlust** : $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ aus Bethe-Bloch-Formel
- **wahrscheinlichster** " : relevant für Teilchenidentifikation, da Ausläufer zu hohen dE/dx -Werten zu ...
- **δ -Elektronen** : führt, die exp. schwierig zu messen sind, die aber für einen korrekten mittleren Energieverlust berücksichtigt werden müssen!

Landau-Verteilung

Der zweite Fall sind

- dünne Absorber,

wofür ein Parameter betrachtet wird

$$\kappa := \frac{\overline{\Delta E}}{T_{\max}}$$

$\overline{\Delta E}$: mittlerer Energieverlust

T_{\max} : max. Energieübertrag

, mit den verschiedene theoretische Beschreibungen unterschieden werden können. Dazu sei zur Vereinfachung nur der Vorfaktor ($\frac{1}{\beta^2}$ -Term) der Bethe-Bloch-Formel betrachtet:

$$\overline{\Delta E} = 2\pi r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot N_0 S \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \kappa =: \xi$$

Für: $\triangleright \kappa < 10$ spricht man von dünnen Absorbern

$\triangleright \kappa < 0.01$: Landau-Theorie (J. Landau in: J. Phys. (USSR) 8 (1944) 2)

$\triangleright \kappa = 0.01 \dots 10$: Symon-Theorie, Vavilov-Theorie (s.: S.H. Seltzer, H.J. Berger in: Nucl. Science Series Report, 39 (1964))

$\triangleright \kappa > 10$ ist der Bereich dicker Absorber, wo der zentrale Grenzwertsatz anwendbar ist.

Allen Theorien ist gemeinsam, dass sie komplizierte Ausdrücke liefern, die eine asymmetrische Energieverlustverteilung mit langen Ausläufern zu hohen Energieverlustwerten beschreiben

Vavilov- und Symon-Verteilungen

beschreiben die experimentellen Daten zufriedenstellend!

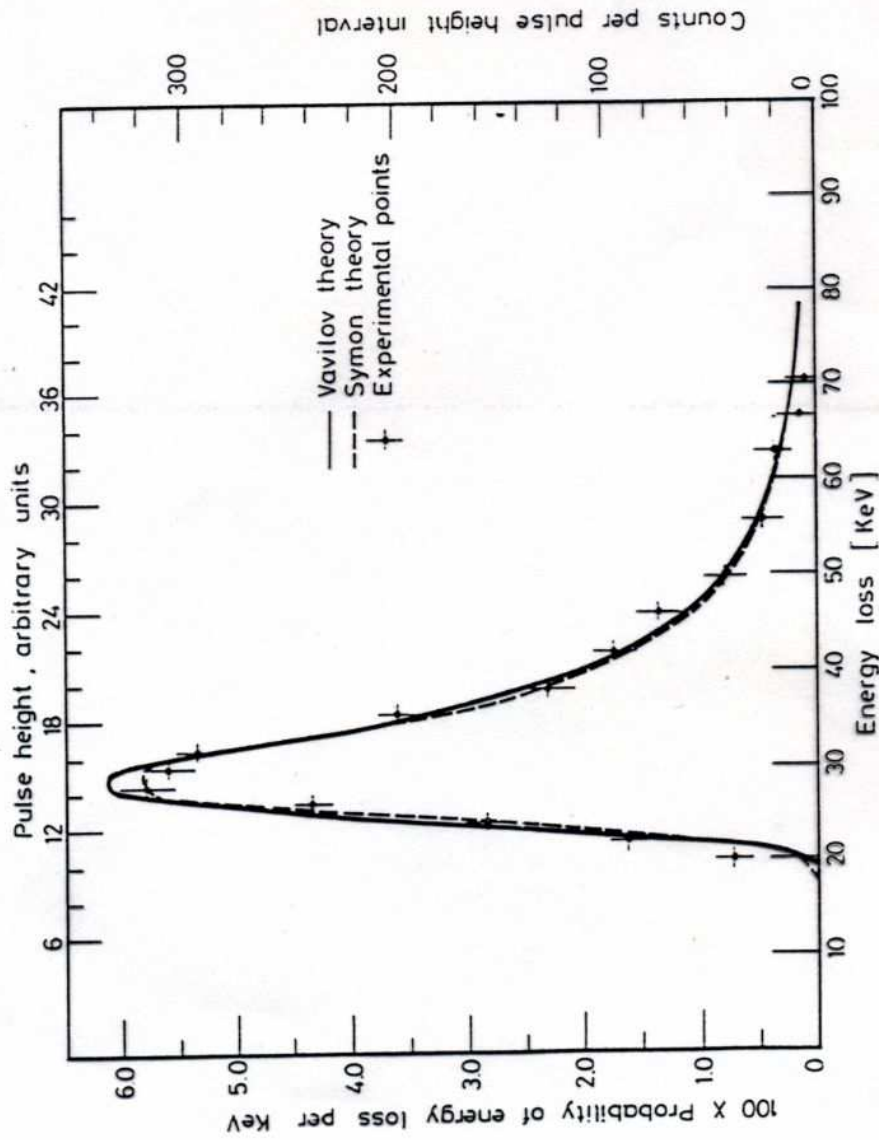


Fig. 2.20. Comparison of Vavilov's and Symon's theories with experiment (from Seltzer and Berger [2.29])

Alternativ zu den genannten Theorien kann auch im Photo-Absorptions-Ionisations-Modell die Häufigkeitsverteilung per Monte-Carlo-Integration berechnet werden → Energieverlust-Verteilung

δ -Elektronen

Die maximale kinetische Energie, die auf ein Elektron im Absorbermaterial übertragen werden kann, ist

$$T_{\max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \left(\frac{m_e}{M}\right) + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \stackrel{\gamma m_e \ll M}{\approx} 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

und kann für große $\beta\gamma$ erheblich werden (z.B. $M = M_{\text{Proton}}$)

$\beta\gamma \approx \gamma \approx 100 \rightarrow \gamma m_e \approx 100 m_e \ll M_{\text{Proton}} \approx 1800 m_e$ und

$$T_{\max} \approx 2 \cdot m_e \cdot (100)^2 \approx 20000 \cdot m_e c^2 \approx 10 \text{ GeV !}$$

Solche δ -Elektron (oder "knock-on"-Elektronen) können

als Teilchen in einem Spurdetektor beobachtet werden.

Tatsächlich ist die Häufigkeit solcher sehr harten

Stöße gering (i.W. sogar vernachlässigbar):

$$\frac{d^2 N}{dT dx} \sim \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \frac{1}{T^2} \quad \text{für } T \geq 2I$$

Für die Teilchenidentifikation mittels $\frac{dE}{dx}$ -Messung sind

δ -Elektronen problematisch, weil sie a priori nicht von Teil-

chen der Hauptwechselwirkung zu unterscheiden sind.

Daher nutzt die Teilchenidentifikation häufig eine Energie-

verlustformel mit $T_{\text{cut}} < T_{\max}$, d.h. δ -Elektronen

werden verworfen (außerdem: Energieverlustverteilung \approx gaußförmig).

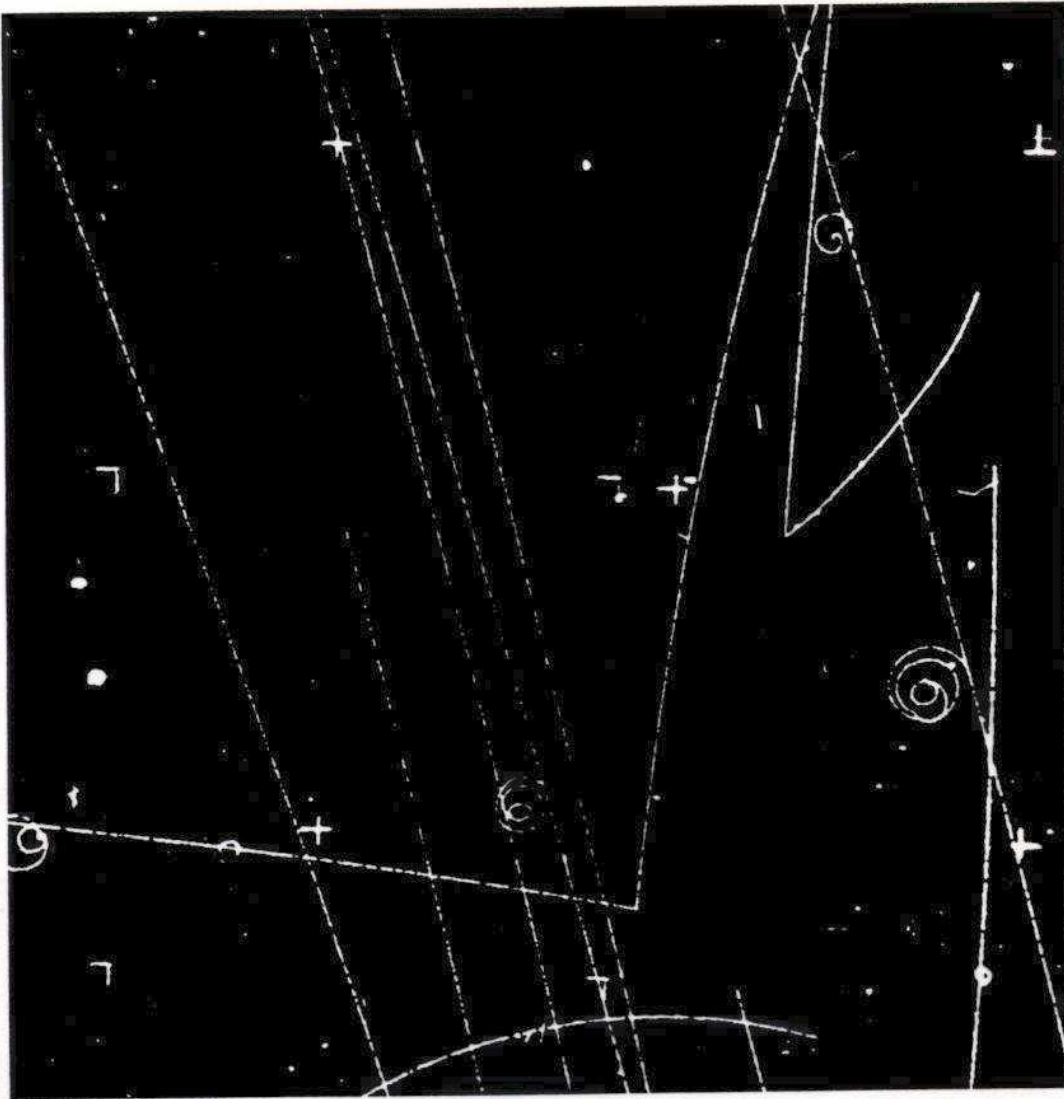


Abb. 7.15. Blasenkammeraufnahme der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$, die beim Eintritt eines π^- -Strahls in die wasserstoffgefüllte Kammer auftrat. Die Pionbahnen sind die schräg durch die Aufnahme gehenden parallelen Geraden. Die Λ^0 - und K^0 -Bahnen sind nicht sichtbar, da diese Teilchen elektrisch neutral sind; sie werden aber durch ihre Zerfallsprodukte identifiziert (s. Abb. 7.16). (Mit freundlicher Genehmigung des Lawrence Berkeley Laboratory, The University of California, Berkeley, California)

Spiralisierende Spuren stammen
von δ -Elektronen

Čerenkov-Effekt & Übergangsstrahlung

Der diff. Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE}$ enthält:

- ▶ 3 Terme, die von $\sigma_y(E)$ abhängen, und
- ▶ 1 Term, der unabhängig von $\sigma_y(E)$ ist:

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_y = \frac{\alpha}{\beta^2 \pi} \cdot \frac{1}{2Nhc} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|^2} \right) \cdot \Theta$$

wobei

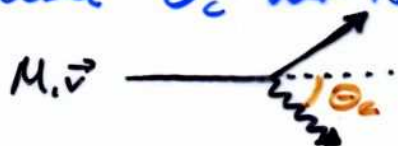
$$\tan \Theta = \frac{\epsilon_2 \beta^2}{1 - \epsilon_1 \beta^2} \quad \text{mit} \quad \epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$$

ist. Für Energieverluste $E < I$, also unterhalb der Ionisationsschwelle, verschwindet $\sigma_y(E) \xrightarrow{E < I} 0$, sodass nur noch der obige Term zum Energieverlust beitragen kann. Dabei handelt es sich um den Energieverlust durch Čerenkov-Licht.

Da $E < I$ ist, die Wechselwirkung also im "optischen Bereich" (I) liegt, ist hier $\epsilon_2 = 0$ und die Phase $\Theta = \pi$. Damit gilt in diesem Bereich:

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_y = \frac{\alpha}{2Nhc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon} \right) = \frac{\alpha}{2Nhc} \sin^2 \Theta_c,$$

wobei Θ_c der Abstrahlwinkel des Čerenkov-Lichtes ist:



$$\cos \Theta_c := \frac{1}{\beta \epsilon} = \frac{c/n}{v} = \frac{c_m}{v} \leq \frac{1}{n}$$

Čerenkov-Effekt

Aus $\frac{dN}{dE} \Big|_c$ lässt sich der Fluss der Čerenkov-Photonen berechnen, wenn mit der Anzahldichte der Elektronen im Absorbermaterial, d.h. $N \cdot Z$, multipliziert wird:

$$\frac{d^2 N_c}{dE dx} = \frac{\alpha \cdot z^2}{\hbar c} \cdot \sin^2 \theta_c = \frac{d^2 z^2}{r_e \cdot m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)} \right)$$

für ein Teilchen der Ladung $z \cdot e$ ($r_e = \alpha \cdot \hbar^2 / m_e c^2$). Wird der konst. Vorfaktor ausgewertet ($r_e \approx 2.82 \text{ fm}$, $\alpha = 1/137$, $m_e c^2 \approx 511 \text{ keV}$), gilt: $\frac{d^2 N_c}{dE dx} \approx 370 \cdot \sin^2 \theta_c / \text{eV} \cdot \text{cm}$ Č-Photonen, d.h.

je eV Energieverlust werden in 1cm Absorber maximal 370 Č-Photonen abgestrahlt, falls $\sin^2 \theta_c = 1$. Doch $\sin^2 \theta_c$ ist maximal $1 - \frac{1}{n^2}$. Daher erzeugen (opt.) dichte Materialien mehr Čerenkov-Photonen als (opt.) dünne. Bei Gasen, d.h. $n \approx 1$, treten nur sehr wenige Č-Photonen auf.

Interessant ist noch das Spektrum der Č-Photonen. Mit $E = \frac{\hbar c}{\lambda} z \alpha$ folgt:

$$\frac{d^2 N_c}{dx d\lambda} = - \frac{2\pi \alpha z^2}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right)$$

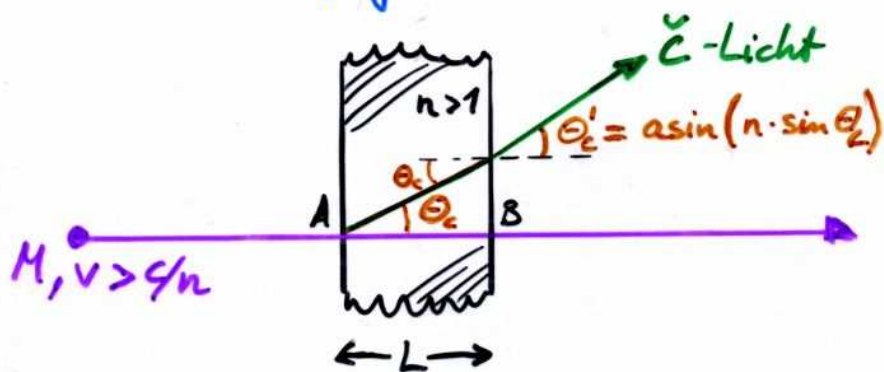
⇒ Čerenkov-Licht ist durch kurzwellige Strahlung dominiert, erscheint also bläulich!

Übergangsstrahlung

Die Integration von $d^2N_c/dx d\lambda$ liefert für große Absorberlängen ($\int_0^L dx, L \gg \lambda$) die Anzahl der Čerenkov-Photonen.

Bei kurzen Radiatoren kann die Anzahl der Photonen aus der Übergangsstrahlung (transition radiation) berechnet werden.

Dazu sei folgender Fall betrachtet:



wobei die Interferenz (d.h. der Phasenunterschied) zwischen den Č-Photonen vom Punkt A und Punkt B relevant ist. Dieser Phasenunterschied ist:

$$\phi(\theta) = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(\cos \theta_c - \frac{1}{\beta n} \right)$$

Zudem vergrößert die Beugung den Čerenkov-Winkel, sodass Č-Strahlung auftreten kann, obwohl $v < \frac{c}{n}$,

wenn der Radiator sehr dünn ist ($L \approx \lambda$), also

selbst wenn der Č-Winkel θ_c unphysikalisch ($\hat{=}$ komplex)

ist. Dieser Fall wird insbesondere im Röntgenbereich für

große γ und bei sehr kleinen Winkeln $\sim 1/\gamma$ relevant.

Übergangsstrahlung

Für den Röntgenbereich ist $\epsilon \approx 1$ (und $\epsilon_2 \approx 0$) und kann durch $n^2 \equiv \epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{Z N e^2 / \epsilon_0 \cdot m_e}$$

approximiert werden. Die Rechnung für die Interferenz ergibt in der Näherung $\beta \approx 1$ und kleiner Winkel Θ_c bzw. Θ_c' den differentiellen Fluss von Übergangsstrahlungsphotonen:

$$\frac{d^2 N_{TR}}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha Z^2}{\pi^2 \omega} \cdot \Theta_c'^2 \cdot 4 \sin^2 \left[\frac{\omega L}{4c} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \Theta_c'^2 + \frac{1}{\gamma^2} \right) \right] * \\ * \left(\frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \Theta_c'^2} - \frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \Theta_c'^2} \right)^2$$

Dieser hat ein Maximum im Bereich $\Theta_c' \sim 1/\gamma$ und nimmt ab für hohe Frequenzen ω (\approx Röntgenstrahlung).

Wird nur eine Grenzfläche betrachtet und der Interferenzeffekt ($4 \cdot \sin^2[\dots]$ -Term) vernachlässigt, ergibt sich für den Fluss nach Integration über $d\Omega \approx 2\pi \Theta_c' d\Theta_c'$.

$$\frac{dN_{TR}}{d\omega} \approx \frac{2\alpha Z^2}{\pi \omega} \ln \frac{\gamma \omega_p}{\omega} \quad \text{und} \quad E_{TR} \approx \frac{\alpha Z^2}{3} \cdot \gamma \hbar \omega_p \quad \text{für} \\ \text{die abgestrahlte Energie}$$

Übergangsstrahlung

Für praktische Anwendungen muss der Interferenztterm natürlich berücksichtigt werden. Dies hat zur Folge, dass der Energiefluss nicht $\sim y$ ansteigt, sondern sättigt: der so genannte "Formationszonen-Effekt". Die Größe der Formationszone ist

$$F_z := \frac{\lambda \sqrt{\pi}}{\frac{1}{y^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \theta_c'^2} \approx \frac{\lambda y^2}{3\pi} \quad \left(\begin{array}{l} \theta_c' \sim 1/y \\ \omega \sim y\omega_p \end{array} \right)$$

Mit F_z wird das Argument des Interferenz-Terms zu

$$4 \sin^2[\dots] \rightsquigarrow 4 \sin^2\left[\frac{L}{F_z}\right]$$

somit tritt negative Interferenz generell für $L \lesssim F_z$ auf.

Aufgrund dessen saturiert der Fluss der TR-Photonen bei

$$y \approx \sqrt{\frac{3\pi L}{\lambda}}$$

Anders betrachtet erhält man eine Mindestdicke L für den Radiator, um die Sättigung für ein vorgegebenes y zu vermeiden.

Čerenkov-Effekt & Übergangsstrahlung

werden beide häufig genutzt zur Teilchenidentifikation:

• Čerenkov-Effekt:

▷ Abstrahlwinkel θ_c : $\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \Rightarrow \beta = \frac{1}{n \cos \theta_c}$

mit separater Impulsmessung p : $\Rightarrow m = \frac{p^2}{E^2} \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}$

▷ Schwelleneffekt zur Trennung von Teilchensorten bei gleichem Impuls p : $\beta_i = \frac{p}{\sqrt{p^2 + (m_i c)^2}}$

und der Čerenkov-Schwelle: $\beta_i \geq \beta_c \equiv \frac{1}{n}$

• Übergangsstrahlung:

▷ i.W. Trennung leichte/schwere Teilchen: $E_{TR} \sim \gamma$

und:

$$\gamma = \frac{E}{mc^2}$$

Insbesondere für Elektronen wird γ sehr groß und damit sowohl die Energie der Übergangsstrahlungsphotonen

E_{TR} als auch deren Anzahl im Röntgenbereich

$$\frac{dN_{TR}}{d\omega} \sim \frac{1}{\omega} \ln \frac{\gamma \omega_p}{\omega}$$

, wobei die typ. TR-Photonenergie beträgt,

$$E_\gamma \approx \frac{1}{4} \gamma \omega_p$$

Energieverlust von Elektronen & Positronen

Die bisherige Betrachtung ging von schweren geladenen Teilchen aus, welche das Absorbermaterial ionisieren.

Wenn man Elektronen/Positronen als stoßende Teilchen hat, ergeben sich einige Korrekturen an der Bethe-Bloch-Formel, weil:

- Masse beider Stoppartner gleich groß
- Ununterscheidbarkeit zwischen Stoppartnern bei Elektronen
- Annihilationsprozess bei Positronen $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$
- Bremsstrahlungsprozesse bei hohen Energien zusätzlich zu Ionisationsprozessen

Für Elektron & Positron ergeben sich Unterschiede in $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ vor allem im Bereich kleiner $\beta\gamma$ (ca. 6% bei $\beta\gamma \approx 0.5$), während bei großen $\beta\gamma$ sehr kleine Effekte vorliegen (ca. 1.3% bei $\beta\gamma \approx 3000$).

Von größerer Bedeutung sind die Unterschiede in $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ zwischen Elektronen/Positronen und schweren Teilchen, die teilweise mehr als 20% betragen.

Energieverlust von Elektronen & Positronen

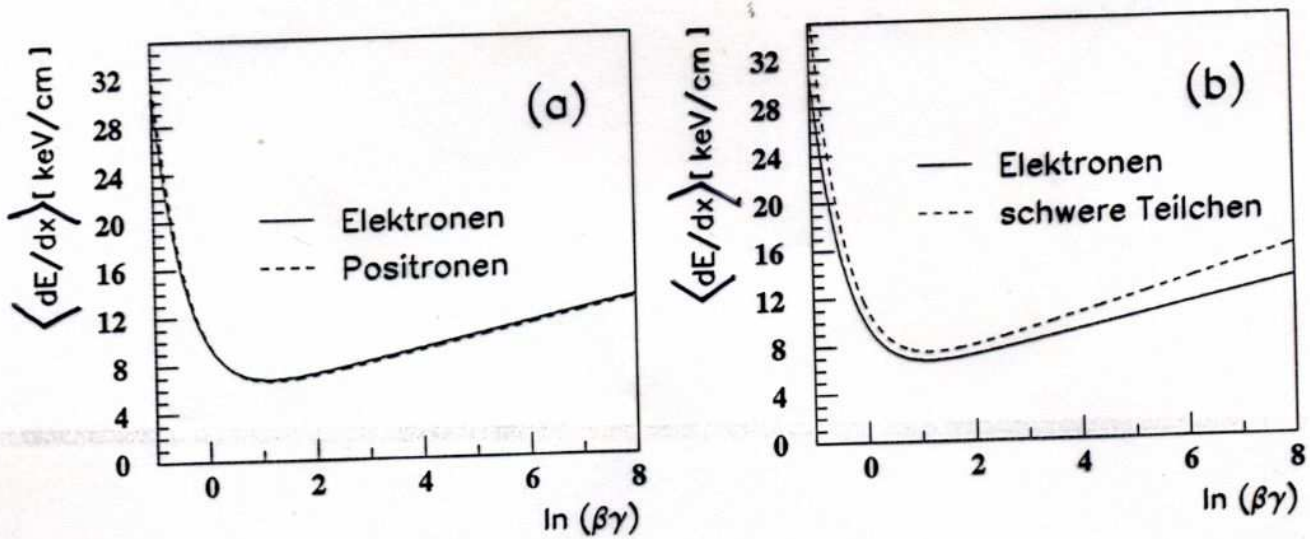


Abbildung A.3: Unterschied des mittleren Energieverlustes durch Ionisation ohne Dichtekorrektur und ohne Bremsstrahlung für Elektronen und Positronen (a) und Elektronen und schwere Teilchen (b).

Im ultrarelativistischen Fall können die Energieverluste folgendermaßen genähert werden (ohne Dichtekorrektur):

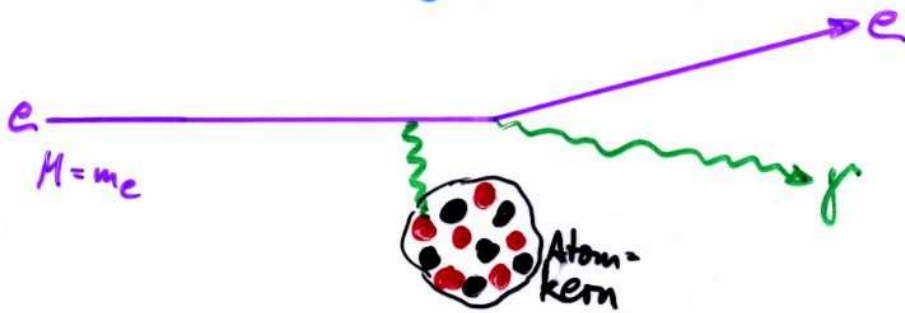
$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Elektron}} = 2\pi r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \rho \frac{N_0 Z}{A \cdot \beta^2} \left[2 \ln \frac{2mc^2}{I} + 3 \ln \gamma - \ln 8 + \frac{1}{2} \right]$$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{schw. Teilch.}} = 2\pi r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \rho \frac{N_0 Z}{A \cdot \beta^2} \left[2 \ln \frac{2mc^2}{I} + 4 \ln \gamma - 2 \right]$$

Vor allem aufgrund der unterschiedlichen $\ln \gamma$ -Abhängigkeit resultieren wachsende Differenzen bei zunehmendem $\beta\gamma$.

Bremsstrahlung

Bei sehr hohen Elektron/Positron-Energien ($E \gtrsim 10 \text{ MeV}$) stellt Bremsstrahlung den dominanten Prozess dar, durch den e^-/e^+ Energie an die Materie abgeben:



Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist:

$$\sigma \sim \frac{1}{M^2}$$

Daher ist Bremsstrahlung vor allem für Elektron & Positron relevant, denn für Myonen (dem nächst leichtesten Teilchen) mit $m_\mu \approx 207 \cdot m_e$ ist Bremsstrahlung rund 40000-fach geringer als für Elektronen. Erst bei extrem hohen Energien kann Bremsstrahlung von Myonen bedeutend werden ($E_\mu \gtrsim 1 \text{ TeV}$), da der Energieverlust proportional zur Teilchenenergie ist.

Bremsstrahlung

Bei sehr hohen Elektron/Positron-Energien E ist der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung eines Photons der Energie $h\nu$ näherungsweise ($E \gg m_e c^2 / Z^{1/3} \cdot \alpha$)

$$d\sigma \approx 4Z^2 r_e^2 \alpha \frac{d\nu}{\nu} \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3})$$

Damit ist also der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung unabhängig von ν

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \approx \int_0^{E/h} \frac{N_0}{A} \cdot h\nu \cdot \frac{d\sigma(E, \nu)}{d\nu} d\nu$$

$$\Rightarrow -\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \approx 4 r_e^2 \alpha \cdot \int_0^{E/h} \frac{N_0}{A} \cdot Z^2 \cdot E \cdot \ln(183/Z^{1/3})$$

Man beachte:

- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \sim E$
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \sim Z^2 \cdot \ln(183/Z^{1/3})$
- $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \sim r_e^2 \sim 1/m_e^2$

Da die Abhängigkeit von $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}}$ von E eine einfache Proportionalität ist, bilden alle anderen (materialabhängigen) Konstanten eine reziproke Länge: **Strahlungslänge**

Energieverlust von Elektronen & Positronen

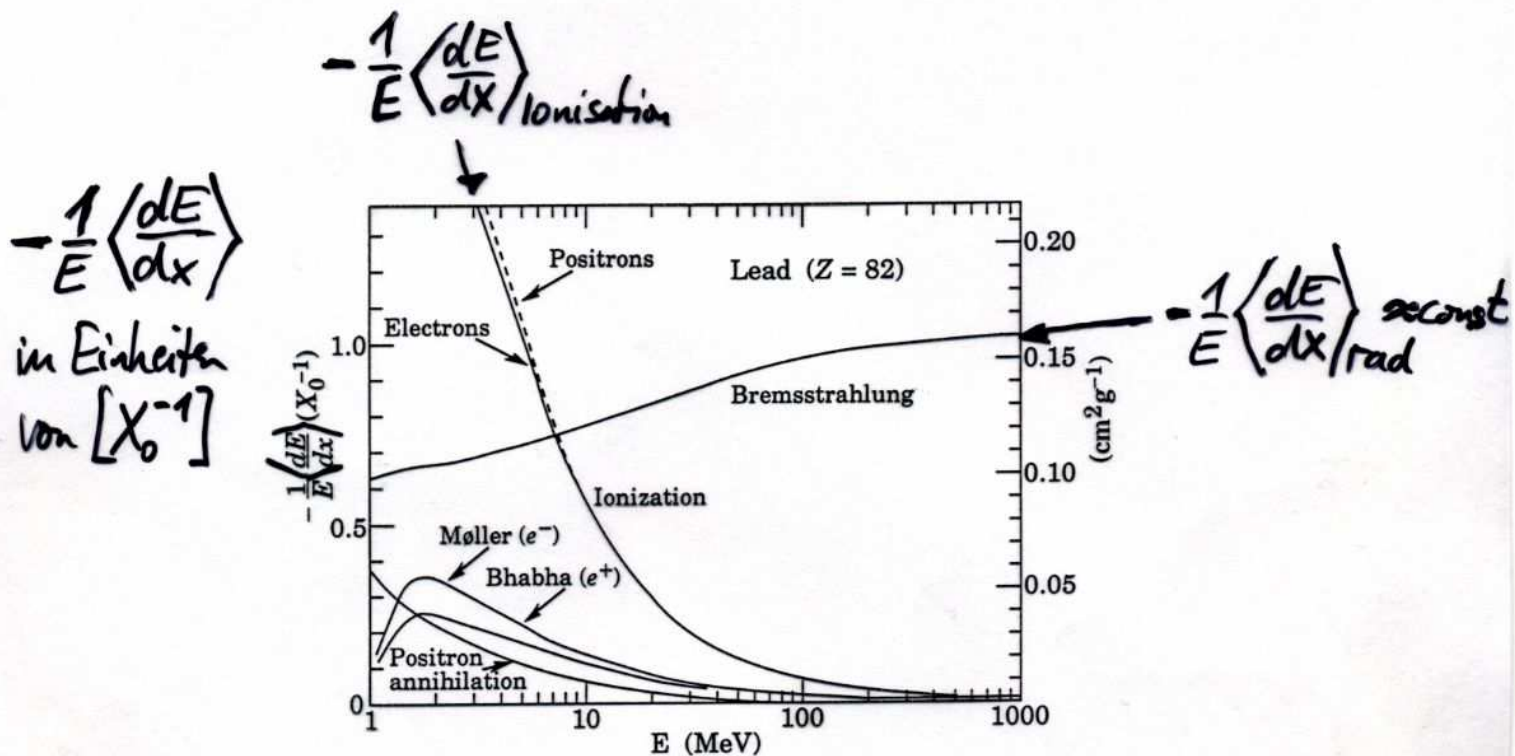


Figure 26.9: Fractional energy loss per radiation length in lead as a function of electron or positron energy. Electron (positron) scattering is considered as ionization when the energy loss per collision is below 0.255 MeV, and as Møller (Bhabha) scattering when it is above. Adapted from Fig. 3.2 from Messel and Crawford, *Electron-Photon Shower Distribution Function Tables for Lead, Copper, and Air Absorbers*, Pergamon Press, 1970. Messel and Crawford use $X_0(\text{Pb}) = 5.82 \text{ g/cm}^2$, but we have modified the figures to reflect the value given in the Table of Atomic and Nuclear Properties of Materials ($X_0(\text{Pb}) = 6.37 \text{ g/cm}^2$).

$\hookrightarrow \cong 0.56 \text{ cm}$



Bremsstrahlung von Myonen

Trotz der ≈ 200 -fach größeren Myon-Masse tritt bei sehr hohen Myon-Energien Bremsstrahlung auf ($E_\mu \gtrsim 1\text{TeV}$):

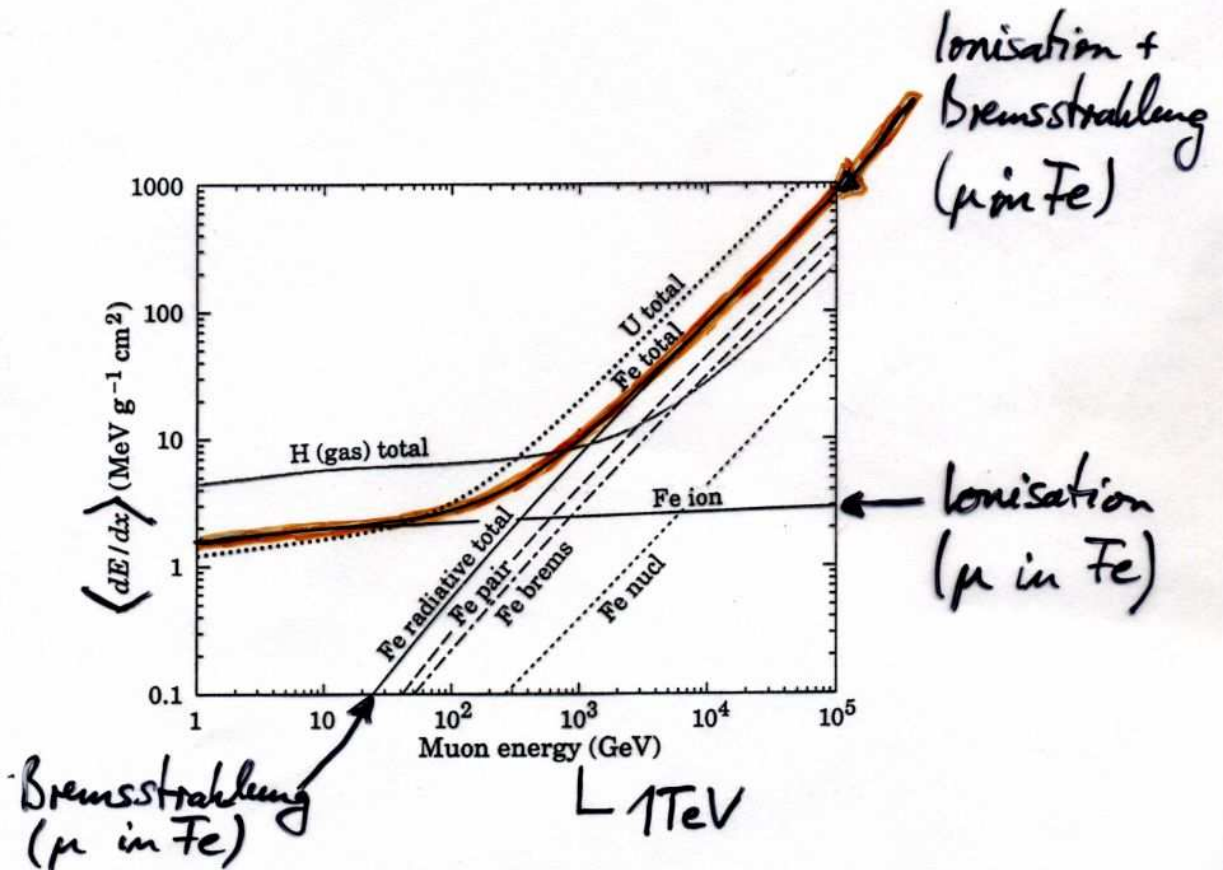


Figure 26.20: The average energy loss of a muon in hydrogen, iron, and uranium as a function of muon energy.

Strahlungslänge X_0

... gibt ein praktisches Maß für die Absorption der Teilchenenergie in Materie. Wird wie folgt umgestellt:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \sim E \rightsquigarrow -\frac{dE}{E} \sim dx$$

So. folgt für die Energie des Teilchens beim Durchqueren des Absorbers:

$$E(x) = E_0 \cdot \exp(-x/X_0)$$

Also ist nach der Strecke X_0 die anfängliche Energie auf $\% \approx 37\%$ abgesunken. Der Vergleich mit $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}}$ ergibt für die Strahlungslänge

$$\frac{1}{X_0} \approx 4r_e^2 \alpha \cdot \rho \frac{N_0}{A} \cdot Z^2 \ln(183/Z^{1/3})$$

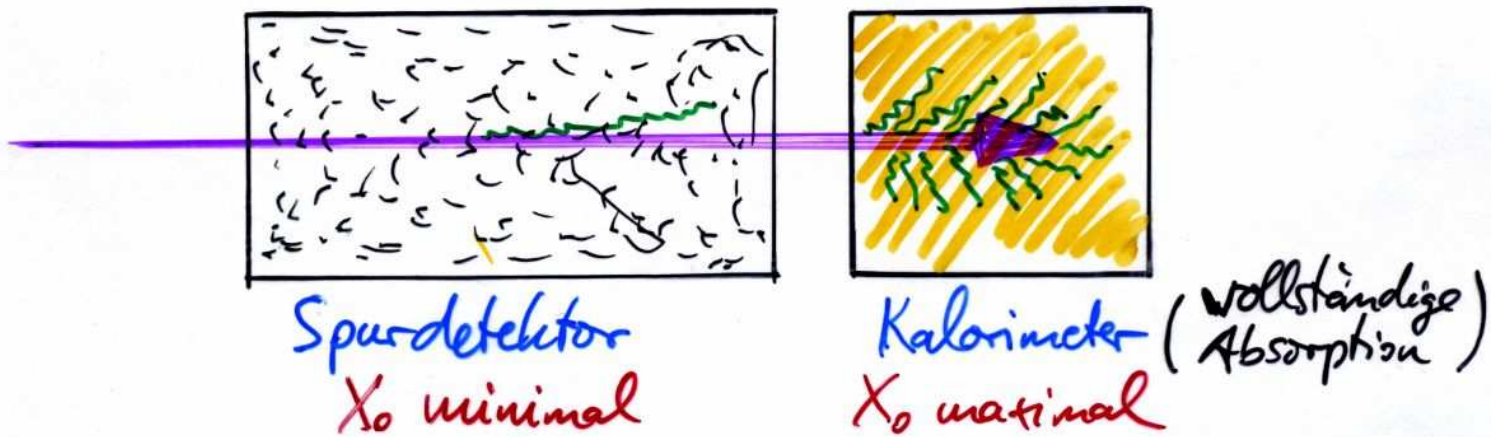
Einige typische Strahlungslängen:

Luft	$X_0 = 30050 \text{ cm}$
H_2O	36.1 cm
NaJ	2.59 cm
Pb	0.56 cm
Cu	1.43 cm
Al	8.9 cm
Fe	1.76 cm

(NB: Häufig wird die Dichte ρ in X_0 absorbiert, dann ist $[X_0] = \text{g/cm}^2$)

Strahlungslänge X_0

- Die große praktische Bedeutung von X_0 liegt bei der Dimensionierung von Detektoren, einerseits hinsichtlich
- vollständiger Energieabsorption und andererseits
 - Minimierung von Material, welches durch Bremsstrahlung zu systematische Energiefehlmessungen führen könnte.



- Für Mischungen oder chem. Verbindungen kann die Strahlungslänge durch

$$\frac{1}{X_0} = \sum_j \frac{w_j}{X_{0j}}$$

approximiert werden, wobei w_j und X_{0j} die Gewichtsanteile und Strahlungslängen für die Komponente j sind.

($w_j := \frac{a_j A_j}{\sum_i a_i A_i}$ mit $a_j = \text{Anzahl der Atome vom Typ } j$)

Bremsstrahlung vs. Ionisation

Bremsstrahlung überwiegt als Energieverlustmechanismus bei sehr hohen Energien über Ionisation. Bedeutsam ist insbesondere die stärkere Materialabhängigkeit

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \sim Z^2$$

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{ion}} \sim Z$$

Um eine approximative Beschreibung des Energieverlustes zu erhalten, wird für jedes Material eine **kritische Energie** E_c definiert, wo

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{ion}} \quad \text{für } E = E_c$$

Für $E < E_c$ dominiert Ionisation, für $E > E_c$ Bremsstrahlung.

Die kritische Energie kann näherungsweise durch die Bethe-Heitler-Formel berechnet werden

$$E_c \approx \frac{1600 \cdot m_e c^2}{Z} \approx \frac{580 \text{ MeV}}{Z}$$

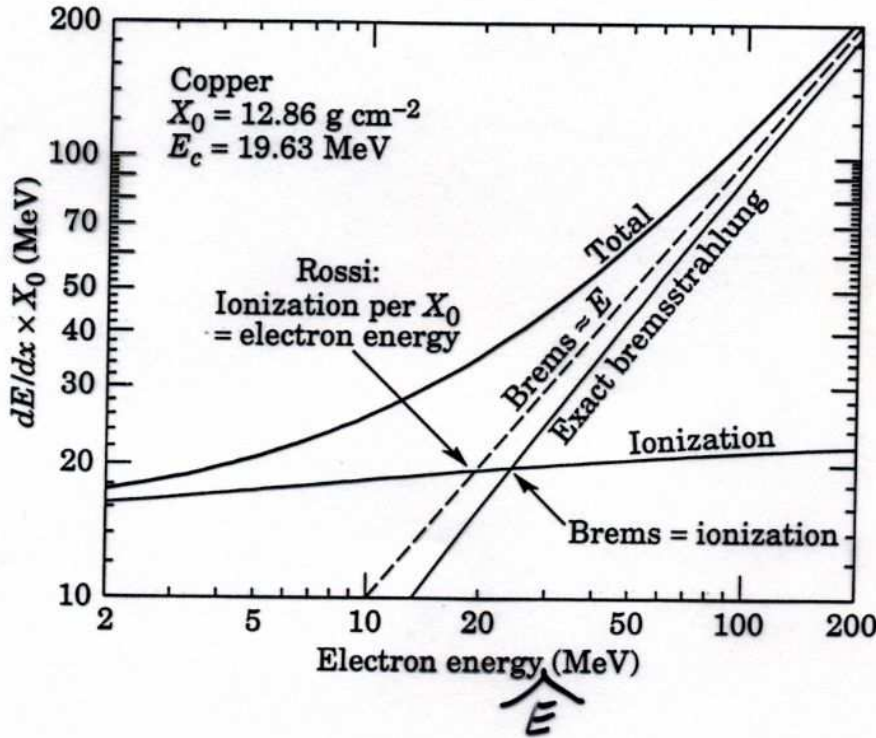
Bessere Approximationen können für eine geringfügig andere Definition (B. Rossi) von E_c gegeben werden (s. Abb. 26.11, 26.12),

wo E_c die Energie bezeichnet, bei der gilt:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \cdot X_0 = E$$

mit E als Energie des einlaufenden Elektrons.

Kritische Energie E_c



$$E_c : \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \stackrel{!}{=} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{ion}}$$

Rossi's E_c :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} \cdot X_0 = E$$

Figure 26.11: Two definitions of the critical energy E_c .

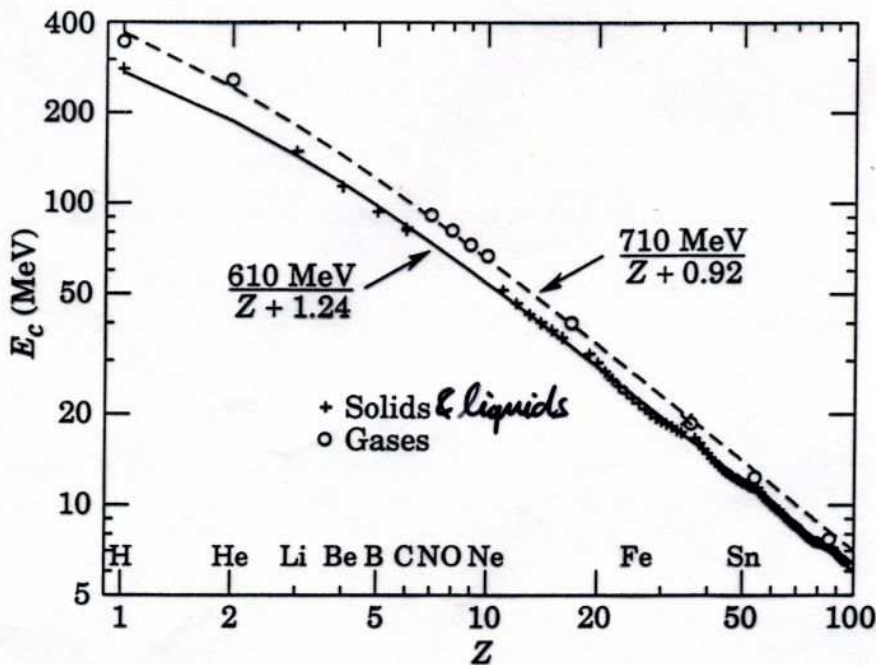


Figure 26.12: Electron critical energy for the chemical elements, using Rossi's definition [3]. The fits shown are for solids and liquids (solid line) and gases (dashed line). The rms deviation is 2.2% for the solids and 4.0% for the gases.

Nachweis von Photonen

Die Intensität eines Photonenstrahls nach dem Durchqueren einer Matrieschicht der Dicke x ist

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x)$$

mit Massenabsorptionskoeffizient μ , welcher vom Wirkungsquerschnitt der Photon-Absorption σ gemäß

$$\mu = \sigma \cdot \rho \cdot \frac{N_0}{A}$$

abhängt. Insgesamt tragen drei Prozesse zur Photon-Absorption bei:

- Photoeffekt für $E_\gamma \lesssim \text{einige } 100 \text{ keV}$
- Comptoneffekt für $E_\gamma \approx 1 \text{ MeV}$
- Paarbildung für $E_\gamma \gtrsim 2 \text{ MeV}$

Massenabsorptionskoeffizient

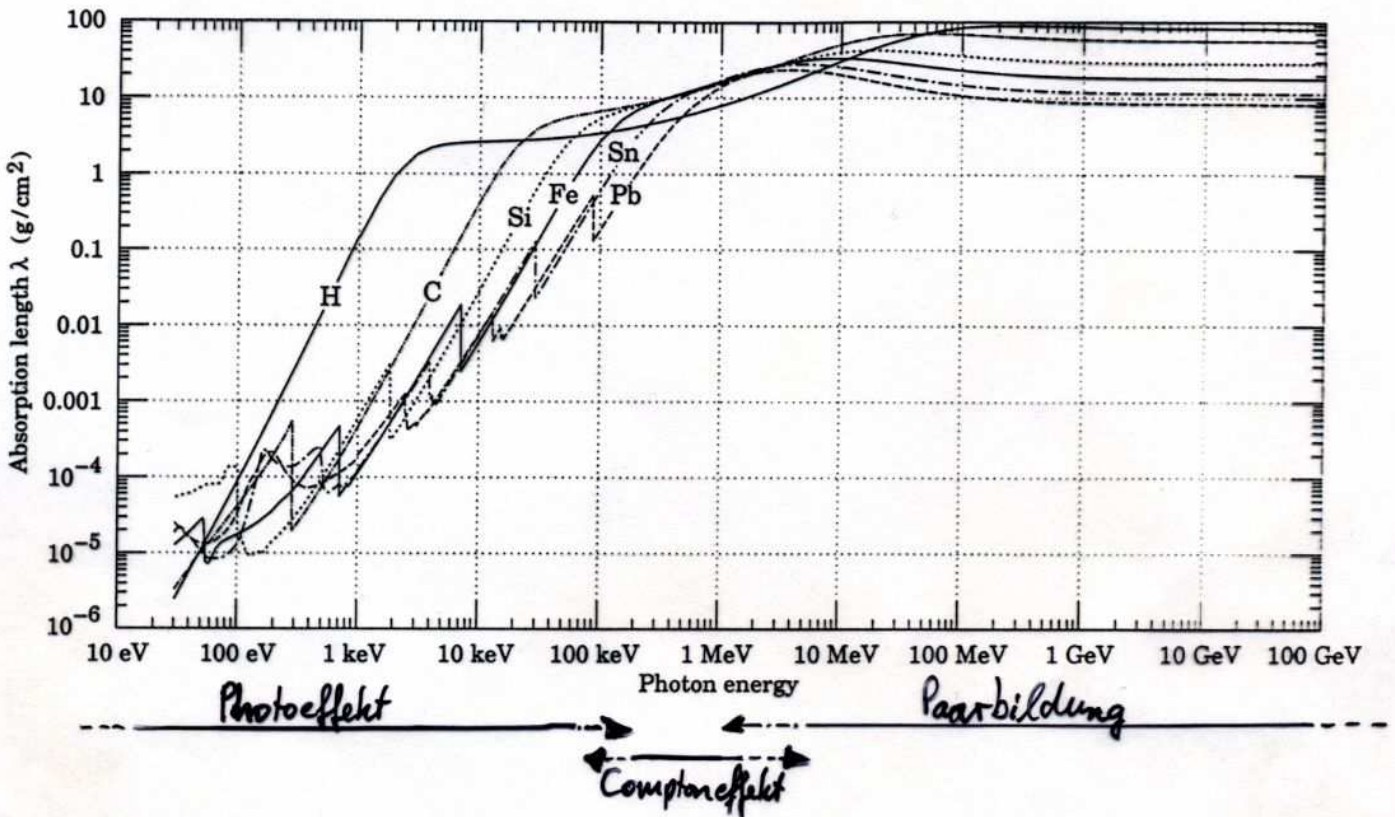


Fig. 26.15: The photon mass attenuation length (or mean free path) $\lambda = 1/(\mu/\rho)$ for various elemental absorbers as a function of photon energy. The mass attenuation coefficient is μ/ρ , where ρ is the density. The intensity I remaining after traversal of thickness t (in mass/unit area) is given by $I = I_0 \exp(-t/\lambda)$. The accuracy is a few percent. For a chemical compound or mixture, $1/\lambda_{\text{eff}} \approx \sum_{\text{elements}} w_Z/\lambda_Z$, where w_Z is the proportion by weight of the element with atomic number Z . The processes responsible for attenuation are given in ~~Fig. 26.15~~ Fig. 26.15. Since coherent processes** are included, not all these processes result in energy deposition. The data for $30 \text{ eV} < E < 1 \text{ keV}$ are obtained from http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants (courtesy of Eric M. Gullikson, LBNL). The data for $1 \text{ keV} < E < 100 \text{ GeV}$ are from <http://physics.nist.gov/PhysRefData>, through the courtesy of John H. Hubbell (NIST).

* $w_{Z_i} := \frac{a_i A_i}{\sum_j a_j A_j}$; a_i : Atome mit Kernladung Z_i und Atomgewicht A_i

** Kohärente Prozesse: z.B. Rayleigh-Streuung

Nachweis von Photonen

- Photoeffekt: $\mu \sim 1/E_\gamma^3$
- Comptoneffekt: $\mu \sim 1/E_\gamma$
- Paarbildung: $\mu \sim \text{const.} \cdot (E_\gamma)$

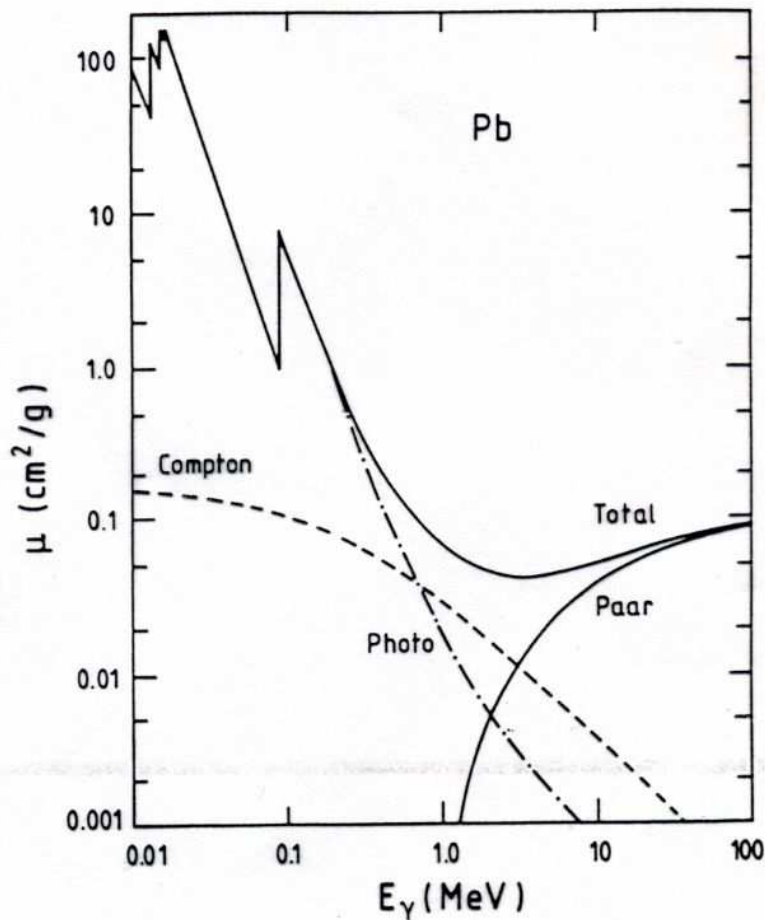


Fig. 1.3: Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei [EV 58].

Photoeffekt

Dabei spielen die Bindungsenergien der Elektronen eine wichtige Rolle. Durch die Komplexität der Wellenfunktion von Hüllenelektronen ist eine rigorose theoretische Berechnung des Photoeffekts schwierig. Falls die Photonenenergie E_γ aber oberhalb der K-Schalen-Bindungsenergien E_K liegt, spielen fast nur noch K-Schalen-Elektronen eine Rolle. In niedrigster Ordnung (Born-Näherung) ergibt sich der Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{Photo}} \approx \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} \cdot Z^5 a^4 \cdot r_e^2 \cdot \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2}, \quad E_K < E_\gamma < m_e c^2$$

und

$$\sigma_{\text{Photo}} \approx 4\pi r_e^2 \cdot Z^5 a^4 \cdot \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right), \quad E_\gamma > m_e c^2$$

Bei Energien $E_\gamma \approx E_K$ sind weitere Korrekturen zu berücksichtigen. In diesem Bereich gilt näherungsweise:

$$\sigma_{\text{Photo}} \approx \frac{6.3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2}{Z^2} \left(\frac{E_K}{E_\gamma} \right)^{8/3}$$

Von praktischer Bedeutung ist dabei, dass

$$\sigma_{\text{Photo}} \sim Z^5 a^4 / E_\gamma^{7/2}$$

im interessanten Energiebereich $E_K < E_\gamma < m_e c^2$ gilt.

Compton-Effekt

... ist die inkohärente Streuung eines Photons an einem Elektron (kohärente Streuung ist Rayleigh-Effekt; dabei wird das Atom weder ionisiert noch angeregt). Die Energie des gestreuten Photons kann leicht berechnet werden:

vor Stoß:

$$p_\gamma = (0, \vec{p}_\gamma) \quad p_e = (m_e c^2, \vec{0})$$

nach Stoß:

$$p_\gamma' = (E_\gamma', \vec{p}_\gamma')$$
$$p_e' = (E_e', \vec{p}_e')$$

Mit Viererimpuls erhaltung $p_\gamma + p_e = p_\gamma' + p_e'$ folgt:

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_e c^2) \cdot (1 - \cos\theta)}$$

Dabei erhält das Elektron die Energiedifferenz $E_\gamma - E_\gamma'$ als kinetische Energie:

$$T_e' = \frac{E_\gamma^2}{m_e c^2} \frac{1 - \cos\theta}{1 + (E_\gamma/m_e c^2) \cdot (1 - \cos\theta)}$$

- Vorwärtsstreuung $\theta \approx 0$: $E_\gamma' \approx E_\gamma, T_e' \approx 0$
- Rückwärtsstreuung $\theta \approx \pi$: $E_{\gamma, \min}' = \frac{E_\gamma}{1 + 2(E_\gamma/m_e c^2)} \xrightarrow{E_\gamma \gg m_e c^2} \frac{m_e c^2}{2}$
und: $T_{e, \max}' = E_\gamma \frac{2E_\gamma/m_e c^2}{1 + 2(E_\gamma/m_e c^2)} \rightarrow E_\gamma \left(1 - \frac{1}{2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2}}\right)$

diese max. Elektronenenergie bezeichnet im Energiespektrum der Compton-Elektronen die sogenannte Compton-Kante

Compton-Effekt

Der diff. Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung wurde mit QED berechnet und ist als Klein-Nishina-Formel bekannt:

$$\frac{d\sigma_{\text{Compton}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)]^2} \left(1 + \cos^2\theta + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)} \right)$$

mit $\varepsilon := E_\gamma/mec^2$. Dieser WQ hat ein Maximum bei Vorwärtsstreuung ($\theta=0$). Im nicht-relativistischen Fall $\varepsilon \ll 1$ wird die Winkelverteilung symmetrisch ($\frac{d\sigma_{\text{Compton}}}{d\Omega} \approx \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta)$).

Durch explizite Integration über $d\Omega$ erhält man den totalen Compton-WQ und damit die Wahrscheinlichkeit für Compton-Streuung. Statt der vollständigen (und länglichen) Formel seien hier nur zwei Grenzfälle betrachtet:

- $\varepsilon \ll 1$: $\sigma_{\text{Compton}} \approx \sigma_{\text{Thomson}} \cdot (1 - 2\varepsilon) \sim E_\gamma$
- $\varepsilon \gg 1$: $\sigma_{\text{Compton}} \approx \frac{3}{8} \sigma_{\text{Thomson}} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right) \sim \frac{1}{E_\gamma}$

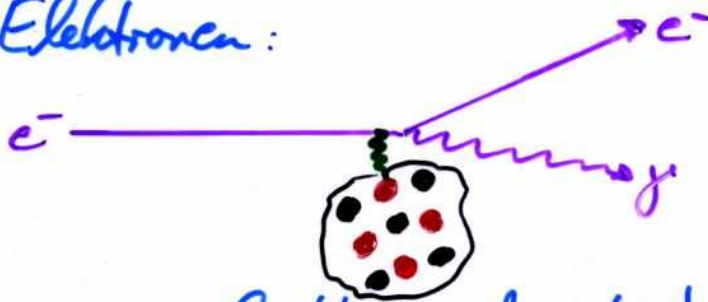
wobei $\sigma_{\text{Thomson}} = \frac{8\pi}{3} \cdot r_e^2 \approx 0.665 \text{ barn}$ der totale Streuquerschnitt von Photonen an freien Elektronen bei geringen Energien ist.

Paarbildung

Ab einer Photonenenergie $E_\gamma = 2m_e c^2$ kann der Prozess:



stattfinden, wobei zur Energie- & Impulserhaltung eine Wechselwirkung mit einem Atomkern stattfinden muss. Man beachte hierbei die Analogie zur Bremsstrahlung von Elektronen:



die eine vergleichbare Beschreibung der Paarbildung (hinsichtlich der Materialabhängigkeiten) erwarten lässt.

Tatsächlich ergibt sich für $E_\gamma \gg m_e c^2 / Z^{1/3}$ & :

$$\otimes \quad d\sigma \approx 4Z^2 r_e^2 d \frac{dE_+}{E_\gamma^3} \cdot \left[E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_- \right] \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3})$$

wobei E_+, E_- die Energien von Positron, Elektron sind

Zum Vergleich bei Bremsstrahlung:

$$d\sigma_{\text{Brem}} \approx 4Z^2 r_e^2 d \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3})$$

Paarbildung

Die Integration von $d\sigma$ in \otimes (vorherige Folie) über E_+ ergibt den totalen Wirkungsquerschnitt für Paarbildung bei relativistischen Energien $E_\gamma \gg m_e c^2 / Z^{1/3} \alpha \approx 68.5 \text{ MeV} / Z^{1/3}$.

$$\sigma_{\text{Paar}} \approx 4 Z^2 r_e^2 \alpha \cdot \frac{7}{9} \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3}) = \text{const}(E_\gamma)$$

Damit ergibt sich die mittlere freie Weglänge bei Paarbildung zu (Massenabsorptionskoeff. μ_{Paar}):

$$\mu_{\text{Paar}} \equiv 1/\lambda_{\text{Paar}} = S \cdot \frac{N_0}{A} \cdot \sigma_{\text{Paar}} \approx 4 r_e^2 \alpha \cdot S \frac{N_0}{A} \cdot Z^2 \cdot \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

Dies entspricht, bis auf den Faktor $\frac{7}{9}$, welcher durch die Kinematik der e^+e^- Zustände kommt, genau der Strahlungslänge im Falle der Bremsstrahlung von Elektronen:

$$\lambda_{\text{Paar}}^{-1} \equiv \mu_{\text{Paar}} \approx \frac{7}{9} \frac{1}{X_0}$$

Ein hochenergetisches Photon erleidet in einer Strahlungslänge X_0 einen Paarbildungsprozess mit der Wahrscheinlichkeit

$$P_{\text{Paar}} = 1 - \exp\left[-\frac{7}{9}\right] \approx 54\%$$

Photonen-Nachweis

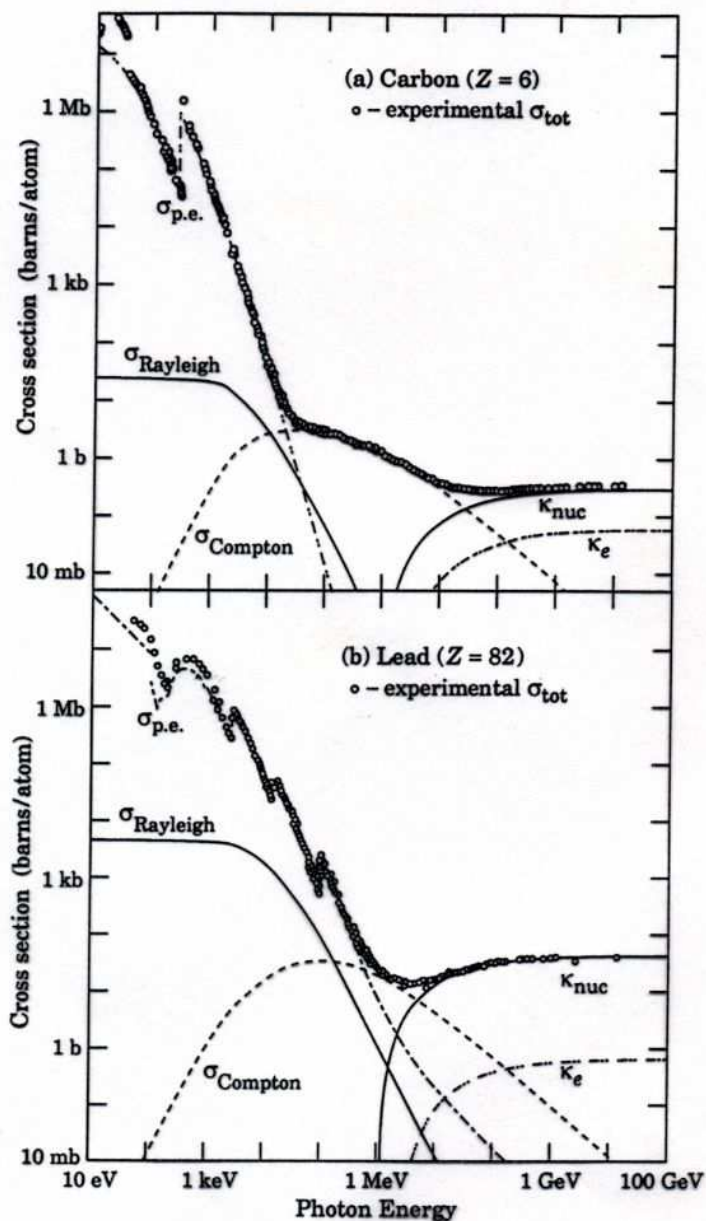


Figure 26.13: Photon total cross sections as a function of energy in carbon and lead, showing the contributions of different processes:

$\sigma_{\text{p.e.}}$ = Atomic photoelectric effect (electron ejection, photon absorption)

σ_{Rayleigh} = Coherent scattering (Rayleigh scattering—atom neither ionized nor excited)

σ_{Compton} = Incoherent scattering (Compton scattering off an electron)

κ_{nuc} = Pair production, nuclear field

κ_e = Pair production, electron field

Data from Hubbell, Gimm, and Øverbø, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **9**, 1023 (1980). Curves for these and other elements, compounds, and mixtures may be obtained from

<http://physics.nist.gov/PhysRefData>. The photon total cross section is approximately flat for at least two decades beyond the energy range shown.

Nachweis von Neutronen

Wie das Photon ist auch das Neutron elektrisch neutral und kann daher nicht durch Coulomb-WW beobachtet werden. Als aus Quarks aufgebautes Hadron unterliegt das Neutron der starken Wechselwirkung. Doch Confinement sorgt für Reichweite der starken WW. von typ. 10^{-15} m um einen Atomkern. Daher sind Neutronen i.A. sehr durchdringende Teilchen.

Folgende WW. sind abhängig von der Neutronenenergie E_n möglich:

- **Elastische Streuung**: $A(n, n)A$, dominant im MeV-Bereich
- **Inelastische Streuung**: $A(n, n')A^*$ oder $A(n, 2n')B$
dabei emittieren A^*, B z.B. γ -Strahlung; typ. $\sim 1 \text{ MeV } E_n$
- **Radiativer n-Einfang**: $n + (Z, A) \rightarrow \gamma + (Z, A+1)$
Wirkungsquerschnitt $\sim 1/v_n \rightarrow$ dominant bei geringen E_n
- **Kernreaktionen**: z.B. $(n, p), (n, d), (n, \alpha), (n, t), (n, \alpha p)$
Wirkungsquerschnitt $\sim 1/v_n \rightarrow$ typ. $E_n = \text{eV} \dots \text{keV}$
- **Kernspaltung**: (n, f) , typ. bei thermischen $E_n \approx \text{meV}$
- **Hadronenschauer**: nur für sehr hochenerget. Neutronen
 $E_n \gg 100 \text{ MeV}$ (folgt später)

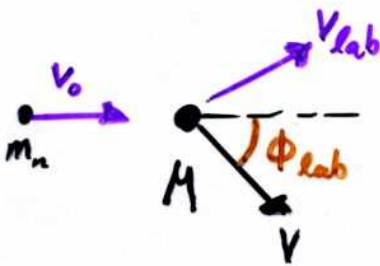
NB: v_n ist Neutronen-Geschwindigkeit

Nachweis von Neutronen

Da die Kernreaktionen, die von Neutronen induziert werden, für geringe E_n höhere Wirkungsquerschnitte aufweisen, ist die Moderation von Neutronen (d.h. das Abbremsen)

von Bedeutung.

Labor system:



Die Berechnung der auf den Kern übertragenen kinet. Energie ergibt im nicht-relativistischen Fall

$$E_{kin} \equiv \frac{1}{2} M v^2 = E_0 \cdot \frac{4 M m_n}{(m_n + M)^2} \cos^2 \phi_{lab}$$

und damit einen maximalen Energieübertrag im zentralen

Stoß von ($E_0 \equiv \frac{1}{2} m_n v_0^2$):

$$E_{kin, max} = E_0 \frac{4 M m_n}{(m_n + M)^2}$$

Der Energieübertrag ist umso größer, je kleiner M ist, also am größten für Stöße mit Wasserstoff $M = m_p \approx m_n$.

Daher moderieren Stoffe mit hohem Wasserstoffanteil

(z.B. Wasser, Kohlenwasserstoffe wie Paraffin) Neutronen besonders

effektiv.

Nachweis von Neutronen

Einige Beispiele für Kernreaktionen:

- $n + p \rightarrow d + \gamma (2.2 \text{ MeV})$
- $n + d \rightarrow t + \gamma (6.25 \text{ MeV})$
- $n + {}^3\text{He} \rightarrow p + t$
- $n + {}^{35}\text{Cl} \rightarrow {}^{36}\text{Cl}^* \rightarrow {}^{36}\text{Cl} + n + \gamma (28.6 \text{ MeV})$
- $n + {}^6\text{Li} \rightarrow t + \alpha (4.76 \text{ MeV})$
- $n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + d + n (-1.53 \text{ MeV})$
- $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha (2.78 \text{ MeV})$

und für Kernspaltung, typ. $n + K \rightarrow K_1 + K_2 + \sim 200 \text{ MeV}$

${}^{238}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$

Nachweis von Neutrinos

typ. Reaktion: $\bar{\nu} + N \rightarrow \ell^+ + X$ (CC: charged current)

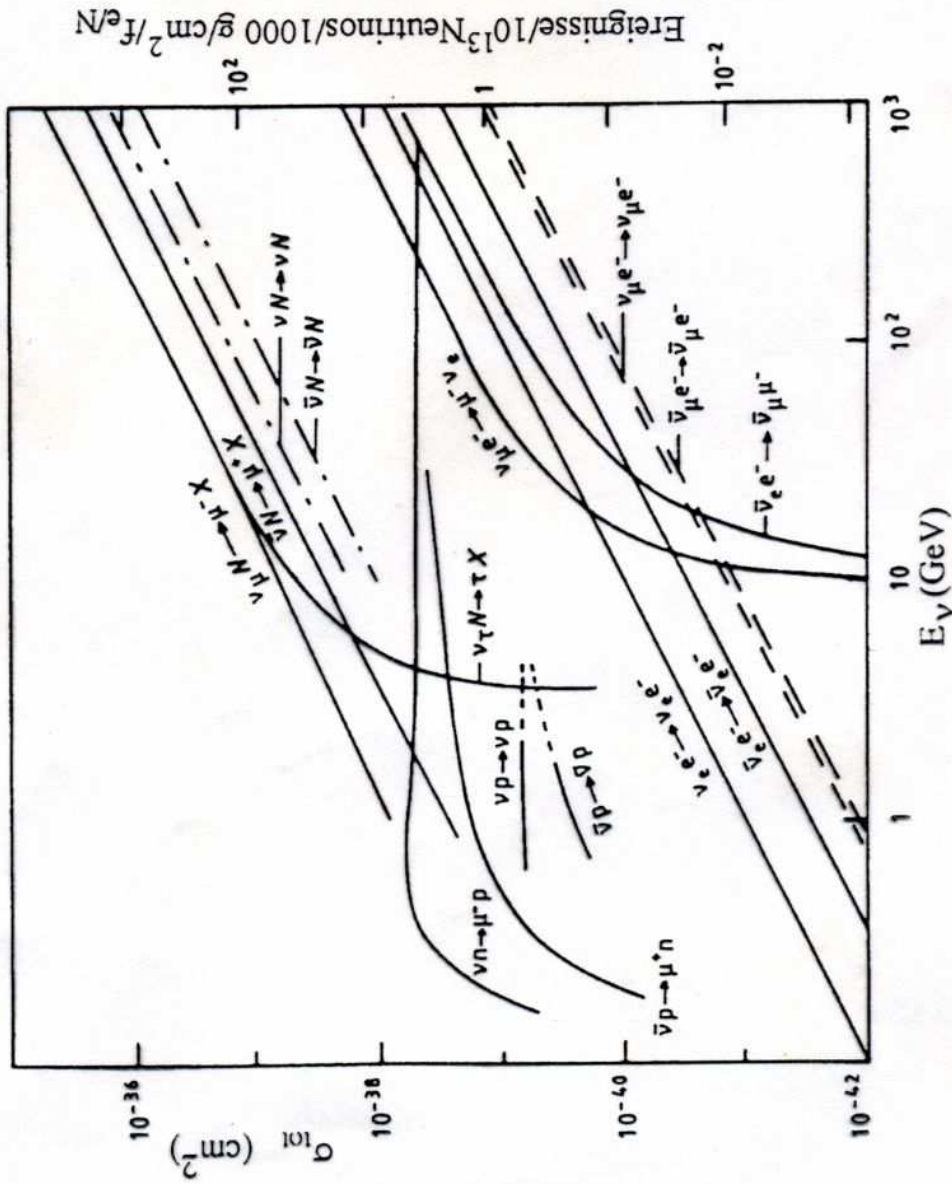


Abb. 3.2 Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für verschiedene Neutrinoaktionen in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie; $J_{e/N} = 1$ für Reaktionen an Nucleonen; $J_{e/N} = A/Z$ für Reaktionen an Elektronen. Nach [Eis86].

- $\sigma_{tot}(\bar{\nu}e) \sim E_\nu / \text{GeV}$
 - $\sigma_0(\nu e)/E_\nu \approx 5.74 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV} \approx 5.74 \text{ ab/GeV}$
 - Schwelleneffekte bei Erzeugung massiver Leptonen, z.B. μ
 - $\sigma_{tot}(\bar{\nu}N)/E_\nu > \sigma_{tot}(\bar{\nu}e)/E_\nu$
- ⇓
- massive Absorber erforderlich
 - Nachweis einfacher bei hohen E_ν
 - große Nucleonen-Anzahldichte im Absorber

Neutrino-Nukleon-Streuung

- $\sigma_{tot}(\nu N) \approx 0.68 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV}$
- $\sigma_{tot}(\bar{\nu} N) \approx 0.34 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV}$

$\Rightarrow \sigma_{tot}(\nu N) \approx 2 \cdot \sigma_{tot}(\bar{\nu} N)$

Auch Unterschiede zwischen

ν -Proton (udd) und ν -Neutron (udd):

- $\sigma_{tot}(\nu p) \approx 2 \cdot \sigma_{tot}(\nu p) \approx 0.84 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV}$

- $\sigma_{tot}(\bar{\nu} p) \approx 2 \cdot \sigma_{tot}(\bar{\nu} n) \approx 0.50 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV}$

\Rightarrow Anzahl von Protonen & Neutronen

im Targetkern relevant

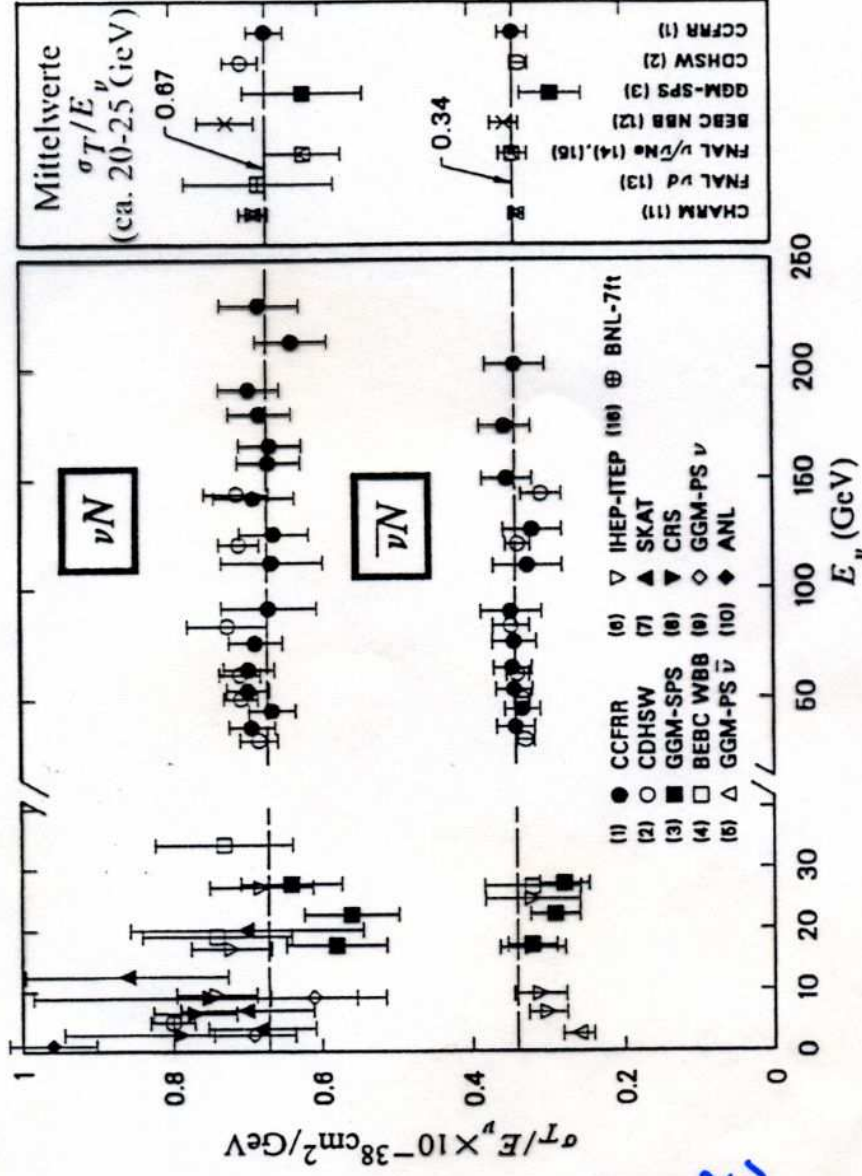
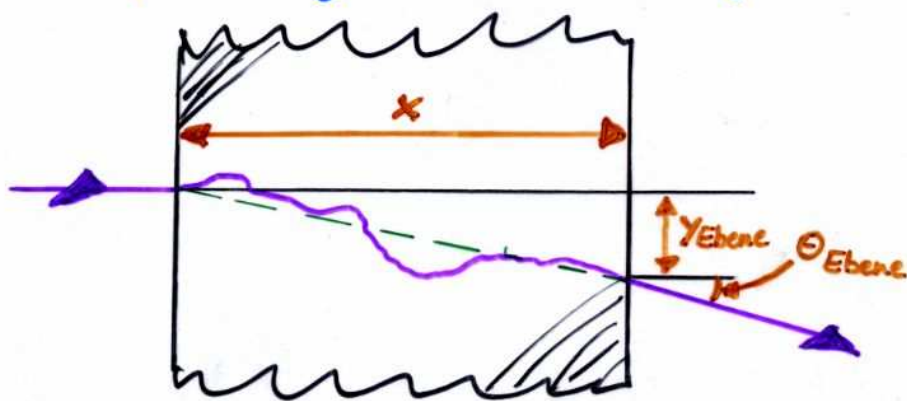


Abb. 5.3 Kompilation von Meßwerten $\sigma(E_\nu)/E_\nu$ für νN und $\bar{\nu} N$ -Streuung aus verschiedenen Experimenten in Abhängigkeit von E_ν . Der rechte Teil der Abbildung gibt Mittelwerte über größere Energiebereiche (ca. 10 bis 200 GeV) mit $\langle E_\nu \rangle \sim 22$ GeV an. Die gestrichelten Linien sind Mittelwerte von CCFRR [Mac84]. Nach [PDG92].

Vielfachstreuung geladener Teilchen

In der bisherigen Betrachtung spielte die Rückwirkung des Absorbers auf das Teilchen keine Rolle, was nur für hochenergetische Teilchen zutreffend ist. Bei niederenergetischen Teilchen kann jede ^{Coulomb-}Ww. mit dem Absorber zu Änderungen in der Flugrichtung des Teilchens führen:



Für kleine Θ_{Ebene} ist die Verteilung der Streuwinkel ungefähr gaußisch (Theorie von Molière, s. z. B. W.T. Scott in Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 231)

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\Theta_0} \cdot \exp\left(-\frac{\Theta_{\text{Ebene}}^2}{2\Theta_0^2}\right) d\Theta_{\text{Ebene}}$$

wobei die rms-Breite der Gauß-Verteilung

$$\Theta_0 \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0.038 \cdot \ln \frac{x}{X_0}\right)$$

ist (βc : Teilchengeschwindigkeit, p : Impuls, z : Ladungszahl)

Für größere Streuwinkel Θ_{Ebene} wird die Verteilung der Rutherford-Streuung ähnlich, hat also weitere Ausläufer als die Gauß-Kurve.

Vielfachstreuung geladener Teilchen

l.A. ist Vielfachstreuung störend. z.B. verändert sich der gemessene Krümmungsradius eines geladenen Teilchens aufgrund von Vielfachstreuung und damit der rekonstruierte Impuls ($p = e \cdot B \cdot R$). Ohne Berücksichtigung weiterer Messfehler ist (Ablenkwinkel Θ im Magnetfeld $|\vec{B}| = B$)

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 = \left(\frac{\Delta \Theta}{\Theta}\right)^2 \approx \frac{\Theta_0^2}{\Theta^2}$$

der Impulsmessfehler also proportional zur Breite der Vielfachstreuungs-Gaußverteilung Θ_0 .

Andererseits kann die Impulsabhängigkeit der Vielfachstreuung auch zur (sehr groben) Impulsbestimmung ^{ohne B-Feld} genutzt werden:

$$\Theta_0 \sim \frac{1}{p} \quad \text{und} \quad \exp\left(-\frac{\Theta}{2\Theta_0^2}\right) d\Theta$$

Für einen gemessenen Vielfachstreuungswinkel Θ hat das Teilchen mit 68% Wahrscheinlichkeit einen Impuls

$$p > \frac{13.6 \text{ MeV/c}}{\Theta} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}\right)$$

da mit dieser Wahrscheinlichkeit ein Streuwinkel

$$\Theta < \Theta_0$$

auftritt.

A: Detektoren für Teilchenstrahlung

(Prof. Dr. O. Biebel)

geplante Themen der Vorlesung:

1. Einleitung, Motivation

- (a) Quellen: Radioaktivität, Beschleuniger, kosmische (solare, galaktische, extragalaktische) Quellen von Teilchenstrahlung
- (b) Aufgaben: Nachweis von Strahlung, Dosismessung, Orts-, Zeit-, Energie- und Impulsmessung, Teilchenidentifikation
- (c) Methoden: Teilchenphysik, Elektrodynamik, Optik, Atomphysik, Festkörper- und Halbleiterphysik, Transporttheorie, analoge und digitale Elektronik, anorganische und organische Chemie
- (d) Einsatzgebiete: Medizin, Werkstoffkunde, Geophysik, Teilchenphysik, ...

2. Wechselwirkung zwischen Teilchen und Materie:

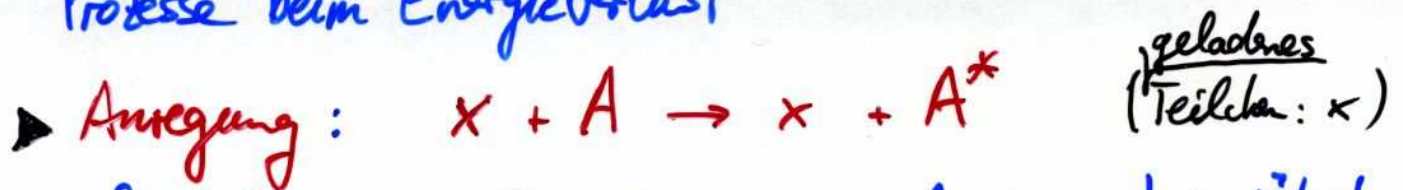
- (a) Elementarteilchen, Wechselwirkungen & typ. Wechselwirkungsstärken
- (b) (schwere) geladene Teilchen: Energieverlust durch inelast. Streuung, Ionisation, Bethe-Bloch-Formel, Čerenkov-Effekt, Übergangsstrahlung, Landau-Verteilung, δ -Elektronen
- (c) Elektronen, Positronen: Bremsstrahlung, Strahlungslänge
- (d) Photonen: Photoeffekt, Compton-Effekt, Paarbildung, Strahlungslänge
- (e) Neutronen: Kerneinfang, Kernreaktionen, elastische & inelastische Streuung, Moderation
- (f) Neutrinos: elastische Streuung, NC- & CC-Reaktionen
- (g) Vielfachstreuung geladener Teilchen: Coulomb-Streuung

3. Prinzipien von gasgefüllten Teilchendetektoren:

- (a) Ionisation: Mechanismen, mittlere Anzahl erzeugter Elektron-Ion-Paare
- (b) Transport freier Elektronen&Ionen: Drift und Beweglichkeit, Diffusion (feldfrei), Rekombination, Elektronanlagerung
- (c) Elektronendrift und -diffusion in Feldern: elektr. Felder, elektr.+magn. Feldern,
- (d) Ionisationsverstärkung im Gas

Prinzipien gasgefüllter Detektoren

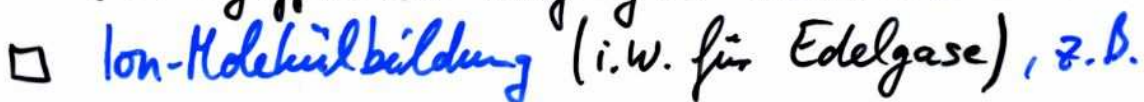
- Ionisation und Anregung sind die relevanten Prozesse beim Energieverlust



erfordert genaue Energiemenge zur Anregung beim Übertrag.

→ typ. Wirkungsquerschnitte: $\sigma_{\text{Anregung}} \approx 10^{-17} \text{ cm}^2$

Anregungsenergie wird abgegeben



erfordert keinen genauen Energieübertrag

→ typ. Wirkungsquerschnitt: $\sigma_{\text{Ionisation}} \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$

□ größer als σ_{Anregung}

□ aber großer Energieübertrag erforderlich,

während kleine Energieüberträge häufiger sind

↳ Anregung dominiert über Ionisation

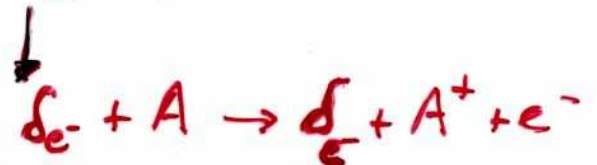
Ionisation

Wenn Ionisation durch den Prozess



auftritt, spricht man von primärer Ionisation.

Treten allerdings energiereiche δ -Elektronen auf, die weitere Ionisationsprozesse vollführen



so wird deren Beitrag zur Ionisation als sekundäre Ionisation bezeichnet, wobei hier ebenfalls wieder δ -Elektronen entstehen können, die weitere Ionisationsprozesse vollführen.

Die gesamte Ionisation ist dann die Summe aller dieser Beiträge.

Anzahl der Elektron-Ion-Paare

Da Anregung über Ionisation dominiert, ist ~~das~~ für eine Ionisation notwendige Energieverlust größer als die einfache Ionisationsenergie des Atoms/Moleküls. Die mittlere Anzahl der Elektron-Ion-Paare ist daher

Energieverlust des Teilchens

mittlere Energie für Erzeugung eines e^- -Ion-Paares

und nicht Energieverlust/Ionisationspotential!

Typische Werte für die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares liegen für Gase bei $\approx 30 \text{ eV}$.

z.B. 3 keV Teilchen erzeugt $\frac{3000 \text{ eV}}{30 \text{ eV}} \approx 100 \text{ } e^-$ -Ion-Paare

NB: mittlere Energie für 1 e^- -Ion etwa gleich für verschiedene Teilchen & Gase

Table 6.1. Excitation and ionization characteristics of various gases

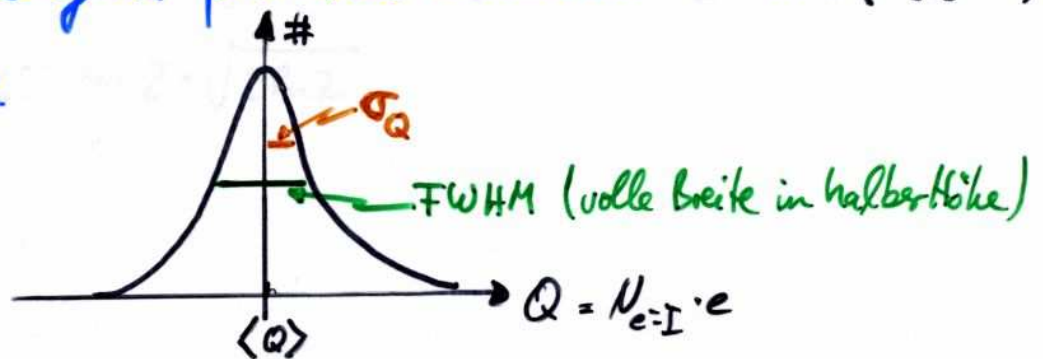
	Excitation potential [eV]	Ionization potential [eV]	Mean energy for ion-electron pair creation [eV]
H ₂	10.8	15.4	37
He	19.8	24.6	41
N ₂	8.1	15.5	35
O ₂	7.9	12.2	31
Ne	16.6	21.6	36
Ar	11.6	15.8	26
Kr	10.0	14.0	24
Xe	8.4	12.1	22
CO ₂	10.0	13.7	33
CH ₄		13.1	28
C ₄ H ₁₀		10.8	23

Fano-Faktor

Die Anzahl der erzeugten e^- -Ion-Paare ist für die Genauigkeit der Energie (verlust)-Messung von Bedeutung, denn

$$\text{Teilchenenergie} \approx \underbrace{\#(e^- \text{-Ion-Paare})}_{=: N_{e-I}} \cdot \left(\begin{array}{l} \text{mittlere Energie} \\ \text{für 1 } e^- \text{-Ion-Paar} \end{array} \right)$$

Für Anzahlen $N_{\text{Mess}} \gtrsim 20$ ergibt sich bei wiederholter Messung der erzeugten primären Gesamt-ionisation ($N_{e-I} \cdot e$) eine Gaußkurve



wobei $\sigma_Q \approx \text{FWHM} / 2.35$ ist.

Die relative Auflösung entspricht in diesem Fall

$$\frac{\sigma_Q}{\langle Q \rangle} = \frac{\sqrt{N_{\text{Mess}}}}{N_{\text{Mess}}} = 1 / \sqrt{N_{\text{Mess}}}$$

als bestmögliche Auflösung für einen rein statistischen Prozess.

Tatsächlich ergeben sich kleinere Werte und zwar um den

Fano-Faktor: $F := \frac{\text{beobachtete Auflösung}}{\text{erwartete Auflösung aus Poisson-Statistik}}$

($F = 0.06$ f. Halbleiterschächler, $= 1$ f. Szintillationszähler, ≈ 0.2 für Edelgaszähler)

\Rightarrow Ionisationsprozesse sind nicht statistisch unabhängig.

Freie Ladungsträger in Gasen

Eine relevante Größe für die Beschreibung des Verhaltens von Ladungsträgern in Gasen (Flüssigkeiten, Festkörpern) ist die **Beweglichkeit** μ . Diese ist die Proportionalitätskonstante zwischen der mittleren Geschwindigkeit v_D (Driftgeschwindigkeit), die der Ladungsträger in einem elektrischen Feld E erreicht, und der Feldstärke E :

$$v_D = \mu \cdot E \cdot \frac{\rho_0}{\rho}$$

wobei ρ der Gasdruck und $\rho_0 = 10^{13} \text{ hPa} = 10^{13} \text{ mbar} = 760 \text{ Torr}$ ist

Typischerweise sind die Beweglichkeiten von Ionen geringer als die von Elektronen. Zudem hängt die Beweglichkeit auch von Gas und Ion ab.

Bei Gasgemischen ist die Beweglichkeit eines zum Gas gehörenden Ions durch

$$\frac{1}{\mu_i^+} = \sum_{k=1}^n \frac{c_k}{\mu_{ik}^+}$$

gegeben, wobei c_k die Volumenkonzentration des Gases k und μ_{ik}^+ die Beweglichkeit des Ions der Sorte i im Gas k sind.

Thermische Geschwindigkeit u , Diffusionskoeffizient D , Beweglichkeit μ^+ und mittlere freie Weglänge λ von Ionen für einige Gase bei Normalbedingungen

Gas	Massenzahl	u (cm/s)	D^+ (cm ² /s)	μ^+ (cm ² s ⁻¹ V ⁻¹)	λ (10 ⁻⁵ cm)
H ₂	2.02	1.8 x 10 ⁵	0.34	13.0	1.8
He	4.00	1.3 x 10 ⁵	0.26	10.2	2.8
Ar	39.95	0.41x10 ⁵	0.04	1.7	1.0
O ₂	32.00	0.46x10 ⁵	0.06	2.2	1.0
H ₂ O	18.02	0.61x10 ⁵	0.02	0.7	1.0

Gemessene Beweglichkeiten von Ionen in eigenen oder fremden Gasen

Gas	Ion	Beweglichkeit μ^+ (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)
He	He ⁺	10.2
Ar	Ar ⁺	1.7
H ₂ O	H ₂ O ⁺	0.7
Ar	(OCH ₃) ₂ CH ₂ ⁺	1.51
IsoC ₄ H ₁₀	(OCH ₃) ₂ CH ₂ ⁺	0.55
(OCH ₃) ₂ CH ₂	(OCH ₃) ₂ CH ₂ ⁺	0.26
Ar	IsoC ₄ H ₁₀ ⁺	1.56
IsoC ₄ H ₁₀	IsoC ₄ H ₁₀ ⁺	0.61
Ar	CH ₄ ⁺	1.87
CH ₄	CH ₄ ⁺	2.26
Ar	CO ₂ ⁺	1.72
CO ₂	CO ₂ ⁺	1.09

Elektronenanlagerungswahrscheinlichkeit p_a , Stöße pro Sekunde n_s und mittlere Anlagerungszeit t_a bei Normalbedingungen ohne elektrisches Feld

Gas	p_a	n_s [s ⁻¹]	t_a [ns]
CO ₂	6.2 x 10 ⁻⁹	2.2 x 10 ¹¹	7.1 x 10 ⁵
O ₂	2.5 x 10 ⁻⁵	2.1 x 10 ¹¹	190
H ₂ O	2.5 x 10 ⁻⁵	2.8 x 10 ¹¹	140
Cl	4.8 x 10 ⁻⁴	4.5 x 10 ¹¹	5.0

Freie Ladungsträger in Gasen: Diffusion

Auch ohne äußeres elektr. Feld bewegen sich freie Ladungsträger im Gas aufgrund ihrer thermischen Energie. Diese wird durch die Maxwell-Verteilung beschrieben, in der die Ionen eine ^{mittlere} kinetische Energie

$$\langle E_{kin} \rangle = \frac{1}{2} m \langle u^2 \rangle \quad \text{mit} \quad \langle u^2 \rangle = \frac{3kT}{m}$$

aufweisen. Dadurch wird eine punktförmige Ladungsverteilung in eine zerfließende Gaußverteilung übergehen:



$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi \cdot D \cdot t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D \cdot t}\right) dx$$

wobei die Breite $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ durch den Diffusionskoeffizient D beschrieben wird. Je schneller die Teilchen sich bewegen, umso größer ist D . Insbesondere nimmt $\sqrt{\langle u^2 \rangle} \sim 1/m$ mit abnehmender Teilchenmasse zu.

Die mittlere freie Weglänge während des Diffusionsprozesses

ist

$$\lambda(E_{kin}) = \frac{1}{\frac{N \cdot s}{A} \cdot \sigma(E_{kin})}$$

also eine Funktion der kinetischen Energie des geladenen Teilchen:

Diffusionskoeffizient

Die zuvor angegebene Breite der Gaußverteilung gilt für Diffusion in einer Dimension. Bei 3-dim Diffusion (sphärisch!) gilt:

$$\sigma = \sqrt{6Dt}$$

Der Diffusionskoeff. kann in der kinetischen Gastheorie berechnet werden:

$$D = \frac{1}{3} \cdot \langle u \rangle \cdot \lambda \quad \left(\langle u \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi \cdot m}} \right)$$

wobei λ die mittlere freie Weglänge des Ladungsträgers ist. Für ein ideales Gas gilt:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 \cdot \rho}$$

mit σ_0 als totalem Stoßwirkungsquerschnitt des Ladungsträgers mit einem Gas molekül.

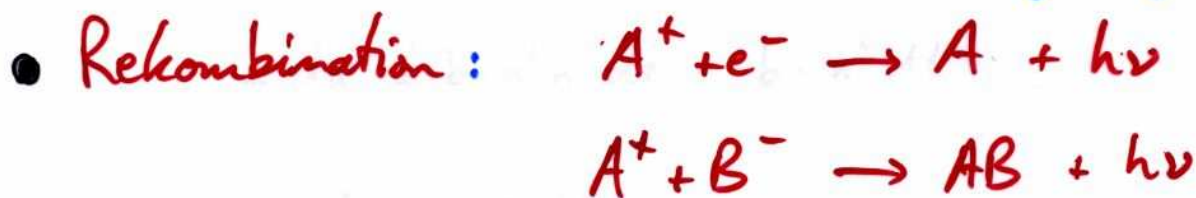
Damit ergibt sich das folgende Bild für die expliziten Abhängigkeiten des Diffusionskoeffizienten:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\rho \cdot \sigma_0} \cdot \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}}$$

- $D \sim \frac{1}{\sqrt{m}}$
- $D \sim \sqrt{T^3}$
- $D \sim \frac{1}{\rho}$

Rekombination & Elektronenanlagerung

Die durch Ionisation erzeugten e^- -Ion-Paare müssen gemessen/gezählt werden, jedoch reduziert sich deren Anzahl durch Rekombination und Elektronenanlagerung:



Die Rekombinationsrate $\frac{dn}{dt}$ hängt von den Konzentrationen der pos. n^+ und neg. n^- Teilchen ab:

$$dn = -\text{const} \cdot n^+ \cdot n^- \cdot dt$$

Wenn $n^+ \approx n^- \equiv n$ gesetzt wird, so folgt durch Integration:

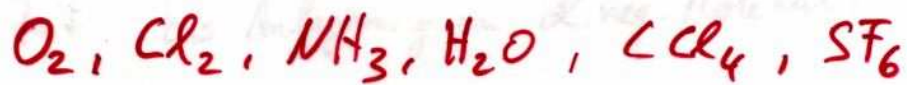
$$n(t) = \frac{n_0}{1 + \text{const} \cdot n_0 \cdot t}$$



Eine Aufgabe bei der Konstruktion eines Detektors ist also, ein möglichst schnelle Trennung von pos. & neg. Ladungen aus der Ionisation herbeizuführen.

Rekombination & Elektronenanlagerung

Bestimmte Atome/Moleküle haben eine große Elektronenaffinität, z.B. wenn nur wenige Elektronen zum Abschluss einer Schale fehlen. Solche Atome/Moleküle stellen Fallen für freie Elektronen dar, die angelagert werden, bevor sie die Messelektroden erreichen. Beispiele für solche elektronegative Gase sind



Andere Gase wie Edelgase, N_2 , H_2 , CH_4 haben vernachlässigbare oder sogar negative Elektronenaffinität (Edelgase). Zudem hängt die Anlagerungswahrscheinlichkeit von der e^- -Energie ab:

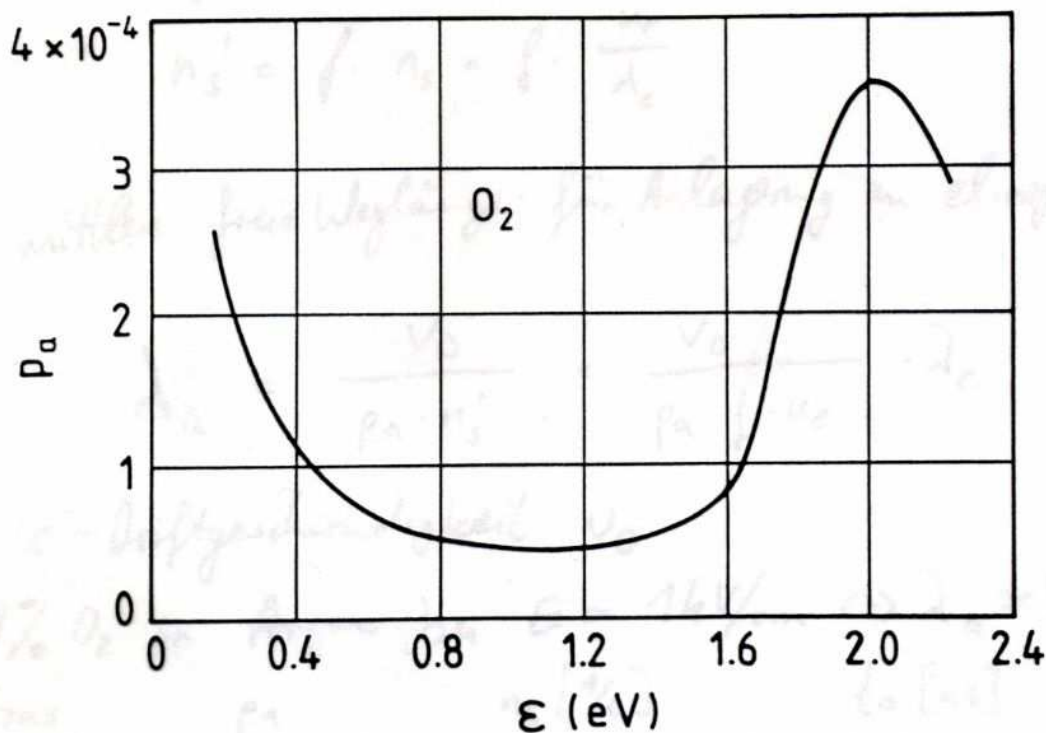


Fig.1.5: Wahrscheinlichkeit für Elektronenanlagerung in O_2 pro Stoß als Funktion der Elektronenenergie ϵ [BR 59].

Elektronen-anlagerung

Aus der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen

$$u_e = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}$$

und der mittleren freien Weglänge der Elektronen λ_e ($\approx 4 \times 10^{-10} \text{ m}$) ergibt sich die Anzahl der Stöße / Zeitintervall

$$n_s = \frac{u_e}{\lambda_e}$$

und daraus mit der Anlagerungswahrscheinlichkeit p_a pro Stoß die mittlere Zeit bis zur Anlagerung:

$$t_a = \frac{1}{p_a \cdot n_s}$$

Wenn elektroneg. Moleküle mit dem Anteil f im Gas vorliegen, reduziert sich die Stoßrate zu

$$n_s' = f \cdot n_s = f \cdot \frac{u_e}{\lambda_e}$$

und für eine Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen folgt als mittlere Weglänge bis zur Anlagerung:

$$\lambda_a = \frac{v_D}{p_a \cdot n_s'} = \frac{1}{p_a \cdot f} \cdot \frac{v_D}{u_e} \cdot \lambda_e$$

z.B. 1% O_2 in Argon bei Driftfeldstärke $E \approx 1 \text{ kV/cm}$ ergibt $\lambda_a \approx 5 \text{ cm} \rightarrow$ Verlust von Elektronen bei großen Driftabständen im Detektor

Elektronendrift in elektr. Feldern

Die größere freie Weglänge ermöglicht den Elektronen anders als Ionen, erhebliche Energie im elektrischen Feld zu gewinnen. Außerdem sind Elektronen 100 - 1000fach beweglicher als Ionen. Im elektrischen Feld erreichen Elektronen Energien von einigen eV, sodass ihre de Broglie-Wellenlänge im Bereich der Atombeschleuniger liegt. Quantenmechanische Interferenzeffekte führen daher zu starker Abhängigkeit* des Stoßquerschnitts σ von der kinet. Energie der Elektronen und damit auch der freien Weglänge $\lambda \sim 1/\sigma$.

* Ramsauer-Effekt

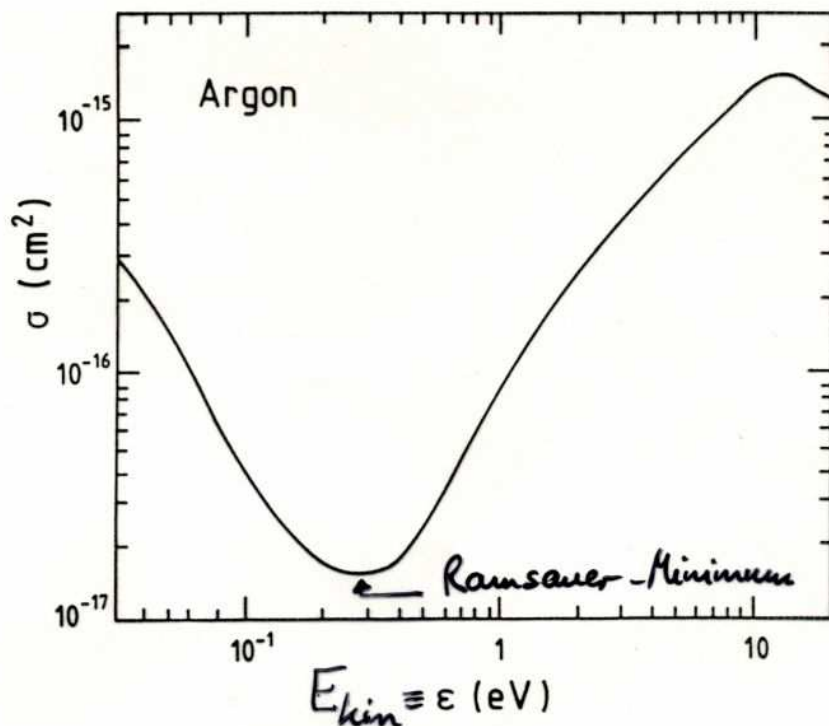
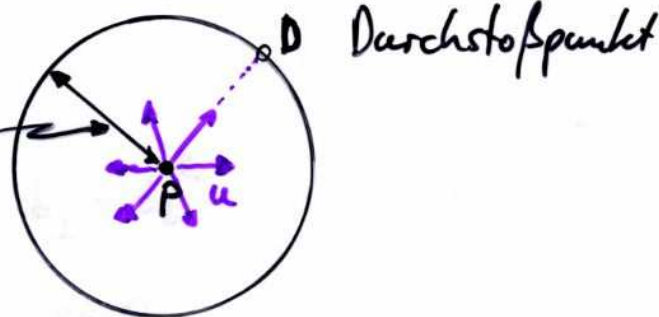


Fig.1.6: Stoßquerschnitt für Elektronen in Argon als Funktion ihrer kinetischen Energie [BR 59].

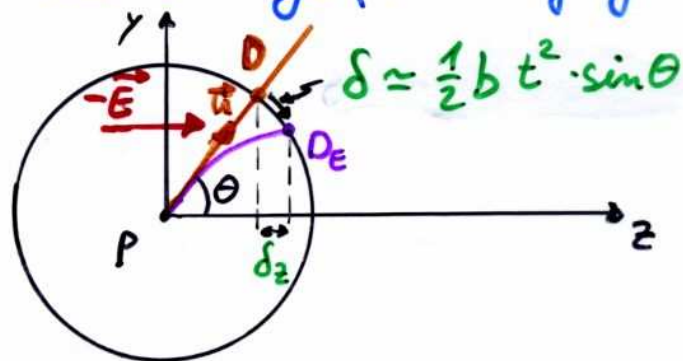
Elektronendrift in elektr. Feldern

Zur Herleitung einer Abschätzung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen unter Einwirkung eines elektr. Feldes sei eine Gruppe von Elektronen mit thermischer Geschwindigkeit $u = \sqrt{2E_{kin}/m}$ betrachtet, die sich isotrop von einem Punkt P fortbewegen:

mittlere freie Weglänge λ_e
bis zur ersten Kollision
mit Gasatomen



Unter Einwirkung eines elektr. Feldes \vec{E} werden aus den radialen Bahnen parabolische Wege (Beschleunigung $\vec{b} = q\vec{E}/m$):



Und damit ergibt sich eine Verschiebung von $D \rightarrow D_E$ entlang von z in der Größenordnung $\{ b = qE/m \}$:

$$\delta_z = \left(\frac{1}{2} b \cdot t^2 \cdot \sin \theta \right) \cdot \sin \theta = \frac{1}{2} b t^2 \sin^2 \theta$$

$$\Rightarrow \delta_z = \frac{1}{2} \frac{qE}{m} t^2 \sin^2 \theta$$

Elektronendrift in elektr. Feldern

Mittelung über alle $\cos \theta$ ergibt:

$$\langle \delta_z \rangle \approx \frac{1}{3} \frac{qE}{m} \cdot \langle t^2 \rangle$$

Für $\langle t^2 \rangle$ folgt durch Mittelung der Laufzeiten über alle freien Weglängen s und der therm. Elektronengeschwindigkeit u

$$\langle t^2 \rangle = \frac{\langle s^2 \rangle}{u^2} = \frac{2\lambda_e^2}{u^2}$$

wobei angenommen wurde, dass λ_e unabhängig von u ist (d.h. Stoßquerschnitt \propto unabhängig von u). Damit ergibt sich als Driftgeschwindigkeit ($\langle t \rangle = \lambda_e/u$):

$$v_0 = \frac{\langle \delta_z \rangle}{\langle t \rangle} = \frac{2}{3} \frac{qE}{m} \cdot \frac{\lambda_e}{u}$$

Zu berücksichtigen ist noch, dass die therm. Geschwindigkeit u der Maxwell-Verteilung folgt. Wird noch darüber gemittelt, so ist

$$v_0 \approx 0.92 \cdot \frac{qE}{m} \cdot \frac{\lambda_e}{\sqrt{\langle u^2 \rangle}} \quad \text{mit} \quad \langle u^2 \rangle = \frac{3kT}{m}$$

Man beachte, dass $\lambda \sim 1/\text{Druck } p$ ist, daher hängt v_0 explizit von der reduzierten Feldstärke E/p ab.

Elektronendrift in elektr. Feldern

Eine konstante Driftgeschwindigkeit erfordert:

Energiegewinn im E-Feld = Energieverlust durch Stöße

$$\rightarrow qE \cdot v_D \tau = \Delta(E_{kin}) \cdot E_{kin}$$

Zeit zwischen zwei Stößen Bruchteil der Energie, die beim Stoß auf Gasatom übertragen wird

$$\Rightarrow qE \cdot v_D = \frac{\Delta(E_{kin}) \cdot E_{kin}}{\tau} = \frac{\Delta(E_{kin}) \cdot E_{kin} \cdot u}{\lambda_e}$$

Für die konstante mittlere Driftgeschwindigkeit folgt dann:

$$qE \cdot v_D = \left\langle \frac{\Delta(E_{kin}) \cdot E_{kin}}{\tau} \right\rangle = \left\langle \frac{\Delta(E_{kin}) \cdot E_{kin} \cdot u}{\lambda_e} \right\rangle$$

Um einige Aussagen über die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektr. Feldstärke zu erhalten, sei im Folgenden vereinfachend eine δ -förmige Geschwindigkeitsverteilung für die therm. Geschwindigkeit u angenommen:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m u^2 \Rightarrow qE \cdot v_D \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta(E_{kin}) m u^3}{\lambda_e}$$

sodass nach Eliminierung von u mittels $v_D = \frac{2}{3} \frac{qE}{m} \frac{\lambda_e}{u}$

gilt:

$$v_D \approx \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{\Delta(E_{kin})}{3}} \cdot \frac{qE}{m} \cdot \lambda_e$$

Elektronendrift in elektr. Feldern

Für die mittlere freie Weglänge λ_e und den auf Gasatome übertragenen Energiebruchteil $\Delta(E_{kin})$ können als Näherung Potenzgesetze benutzt werden (vgl. σ -vs- E_{kin} -Diagramm und $\lambda_e \sim \frac{1}{E}$)

$$\lambda_e(E_{kin}) \sim E_{kin}^{-n}$$

$$\Delta(E_{kin}) \sim E_{kin}^{+m}$$

Eliminierung von $E_{kin} = \frac{1}{2} m u^2$ aus $v_D = \frac{2}{3} \frac{qE}{m} \frac{\lambda_e}{u}$

und $qE \cdot v_D = \Delta(E_{kin}) \cdot E_{kin} \cdot u / \lambda_e$ ergibt dann:

$$v_D \sim E^{(m+1)/(m+2n+1)}$$

Dies bedeutet für die Kurve σ -vs- E von Argon:

- E unterhalb Ramsauer-Minimum: $n \approx -1$

$$\rightarrow (m+1)/(m+2n+1) \approx (m+1)/(m-1)$$

\rightarrow für $m \geq 1$ wird der Exponent groß:
 v_D steigt rasch mit Feldstärke E an

- E oberhalb Ramsauer-Minimum: $n \approx +1$

$$\rightarrow (m+1)/(m+2n+1) \approx (m+1)/(m+3)$$

\rightarrow für $m \geq 1$ ist der Exponent $\geq 1/2$:
 v_D steigt nur noch geringfügig mit E an

Elektronendrift in elektr. Feldern

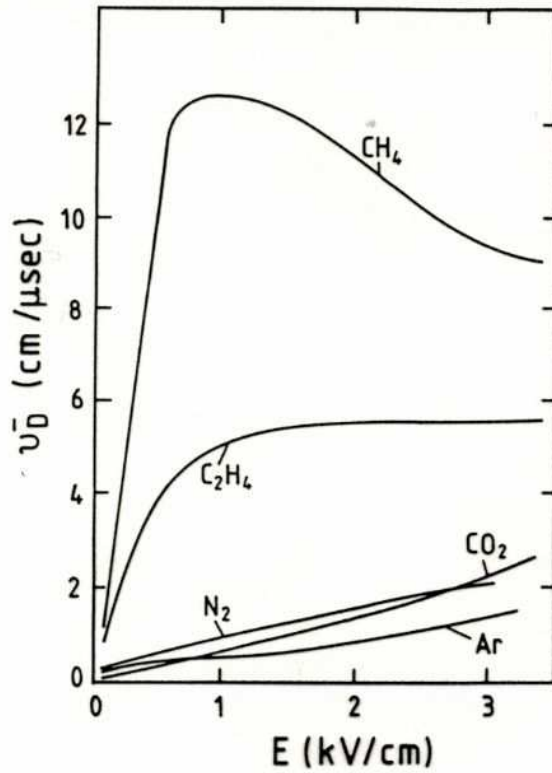
Im Falle molekularer Gase wie CO_2 , CH_4 ... existieren Schwingungs- und Rotationsanregungen bei recht geringen Energien. Diese Anregungen tragen stark zum gesamten Stoßquerschnitt bei, wobei der übertragene Energieanteil $\Delta(E_{\text{kin}})$ sehr groß wird, um dann oberhalb der maximalen Schwingungsenergie E_{max} rasch abzunehmen.

$$\Delta(E_{\text{kin}}) \sim \frac{E_{\text{max}}}{E_{\text{kin}}}$$

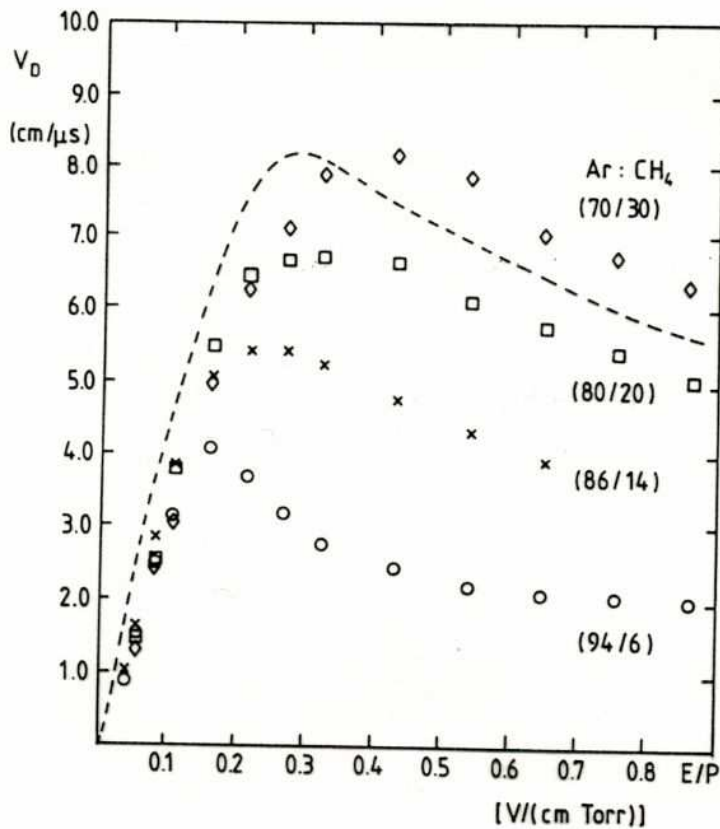
Für $E_{\text{kin}} > E_{\text{max}}$ ist $m \approx -1$, d.h. $(m+1)/(m+2n+1) \approx 0$ und somit ist dort $v_D \approx \text{const}$ (z.B. für Ethen C_2H_4).
Im Falle, dass $\Delta(E_{\text{kin}})$ stärker als $1/E_{\text{kin}}$ abnimmt, wird $m < -1$, sodass v_D mit der elektr. Feldstärke E sogar wieder abnimmt (z.B. für CH_4).

Daher können schon kleine Verunreinigungen mit (molekularen) Gasen zu starken Veränderungen der Driftgeschwindigkeit führen (s. Graph für Argon + 0.1%/1.0% Stickstoff)

Driftgeschwindigkeit v_D



Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen bei Normalbedingungen [EN 53, FU 58, BR 59].



Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon-Methan-Gemischen [TI 83]. Die gestrichelte Kurve ist das Ergebnis einer Berechnung für das Gemisch 80/20 [SC 78].

Driftgeschwindigkeit v_D für Ar:CH₄

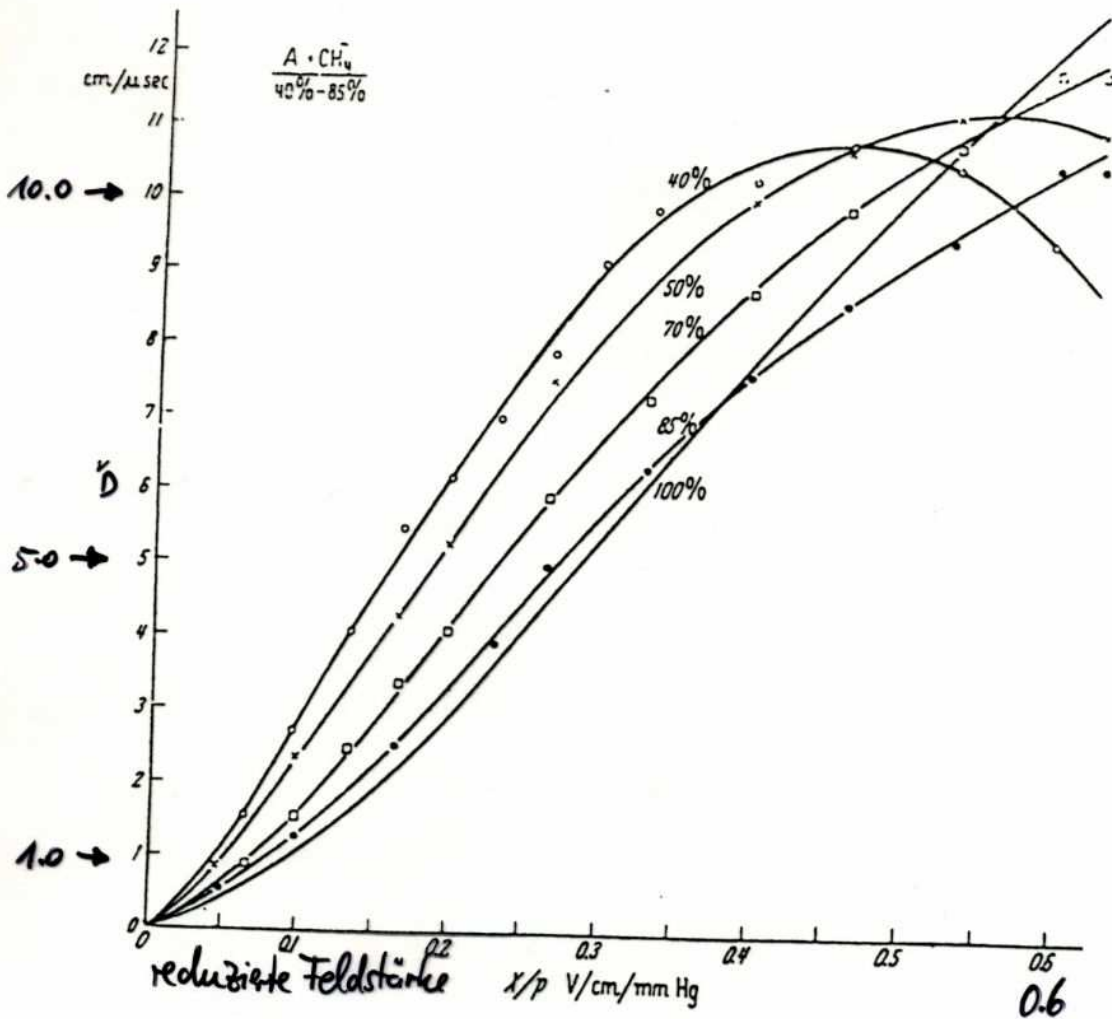
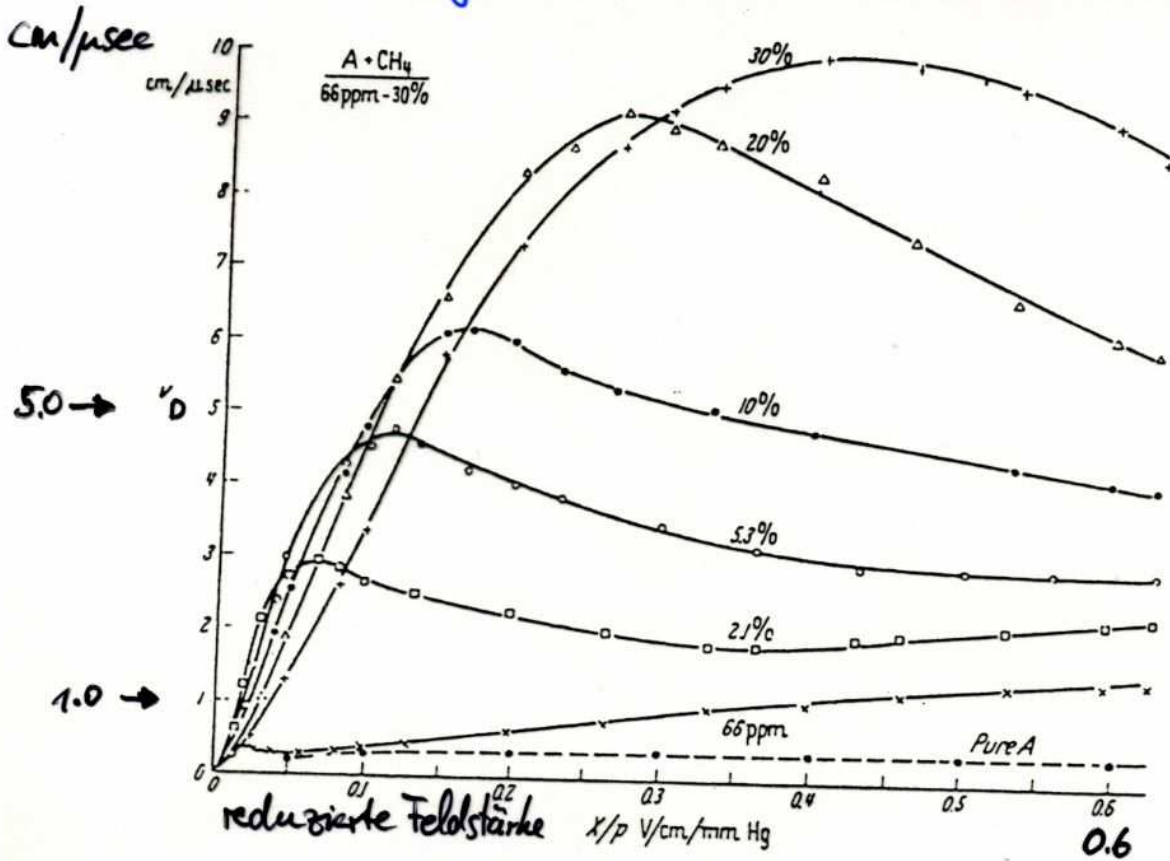


Fig. 28 Drift velocity of electrons in several argon-methane mixtures¹²⁾

Driftgeschwindigkeit für Ar:CO₂

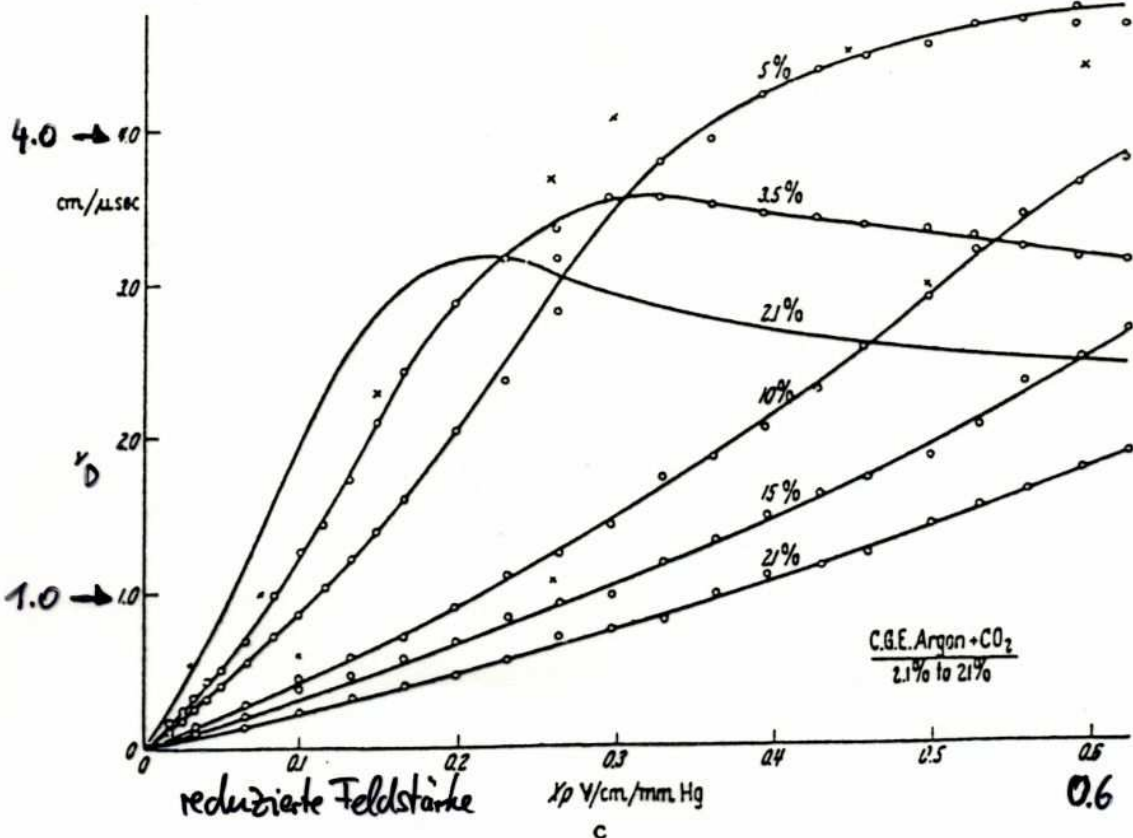
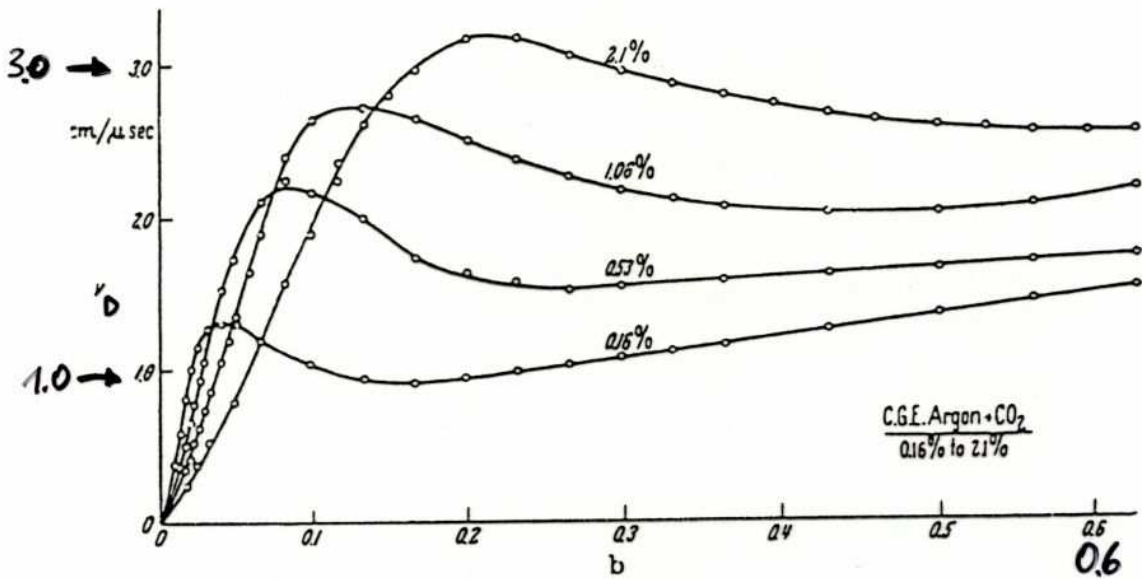
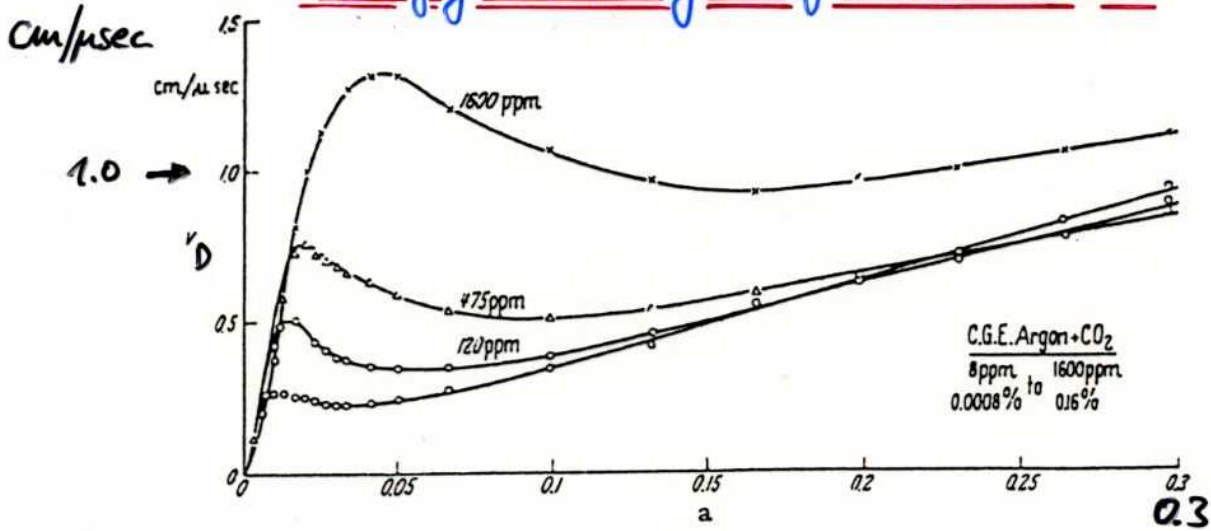


Fig. 29 Drift velocity of electrons in several argon-carbon dioxide mixtures¹²⁾

Driftgeschwindigkeit v_D

In rein atomaren Gasen haben selbst geringe Beimischungen molekularer Gase große Änderungen der Driftgeschwindigkeit zur Folge, da die Rotations- und Schwingungsanregungen der Gasmoleküle die Stoßwirkungsquerschnitte stark beeinflussen.

cm/μsec

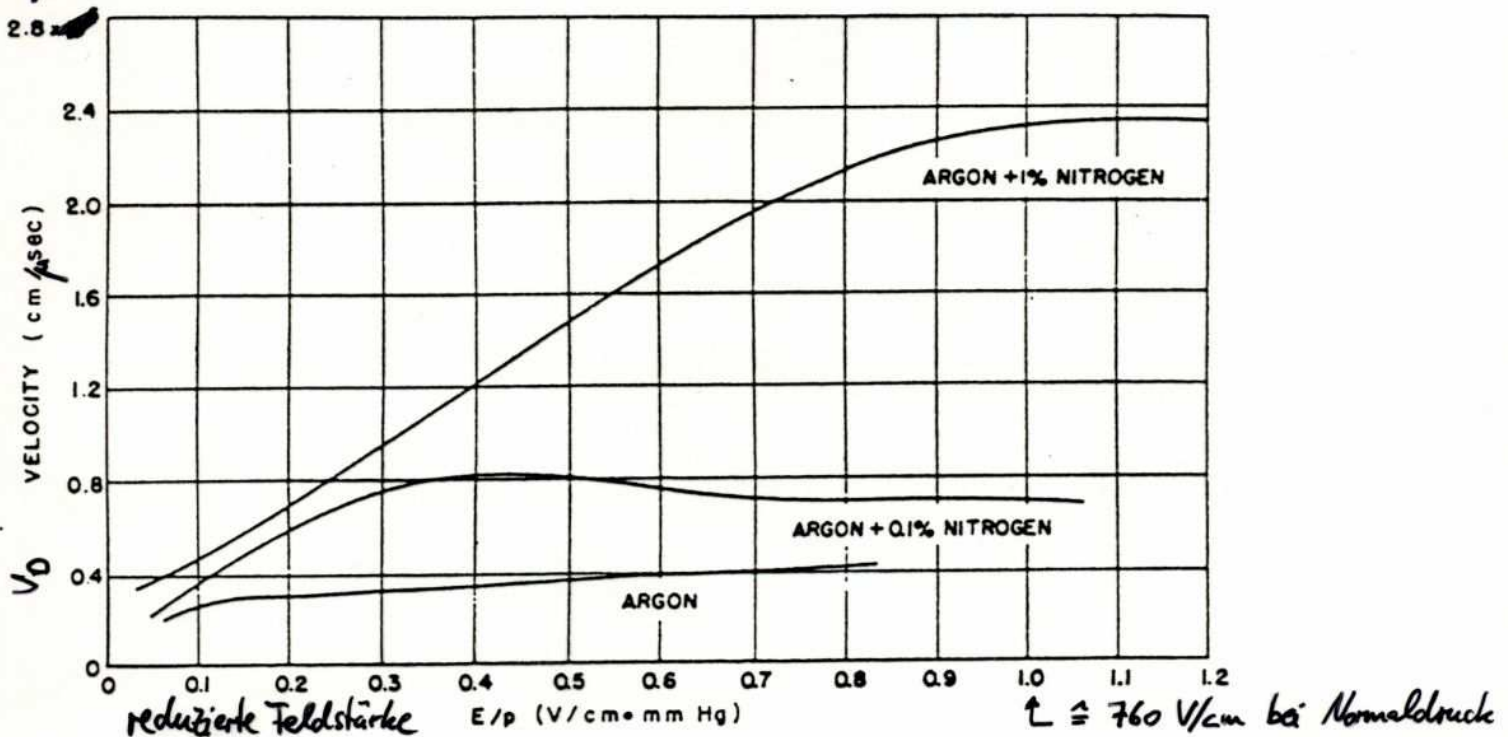


Fig. 25 Drift velocity of electrons in pure argon, and in argon with small added quantities of nitrogen. The very large effect on the velocity for small additions is apparent²²).

Elektronendrift in elektr. & magnet. Feldern

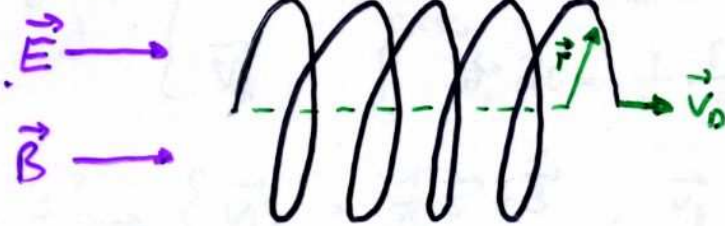
Zusätzlich zur Coulombkraft $q \cdot \vec{E}$ im elektr. Feld \vec{E} wirkt auf ein Teilchen die Lorentzkraft $q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ im magnet. Feld \vec{B} .

Unter alleiniger Wirkung eines \vec{B} -Feldes vollführt ein geladenes Teilchen eine Kreisbewegung mit der Frequenz

$$\vec{\omega} = -\frac{q\vec{B}}{m} \rightarrow \text{Elektron-Zyklotronfrequenz: } \frac{\omega}{B} = 17.6 \frac{\text{MHz}}{\text{Gau\ss}}$$

Treten \vec{E} - und \vec{B} -Felder gemeinsam auf, kann die dann schraubenförmige Bewegung in eine Rotationsbewegung mit Kreisfrequenz ω und eine Translationsbewegung mit Geschwindigkeit \vec{v}_0 zerlegt werden ($\vec{r} \perp \vec{v}_0$)

z.B.



$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{\omega} \times \vec{r}$$

mit

$$\vec{v}_0 = \vec{E} \times \vec{B} / B^2 + \vec{v}_{||}$$

$$\vec{v}_{||} = \frac{q}{m} \cdot \vec{E}_{||}$$

wobei $\vec{v}_{||}$ und $\vec{E}_{||}$ die Komponenten parallel zu \vec{B} sind.

Elektronendrift in elektr. & magnet. Feldern

In einem gasgefüllten Volumen kommt zusätzlich zu den elektr. & Magnet. Kräften noch eine stochastische Kraft $m \cdot \vec{a}(t)$ aufgrund der Stöße mit den Gasmolekülen hinzu. Die Bewegungsgleichung für ein geladenes Teilchen unter diesen Bedingungen ist die so genannte Langevin-Gleichung:

$$m \dot{\vec{v}} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + m \vec{a}(t)$$

Im zeitlichen Mittel muss aus dieser Gleichung die Translationsbewegung mit konstanter Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D folgen. Daher muss die stochastische Beschleunigung \vec{a} im zeitlichen Mittel gerade die translatorische Beschleunigung $\dot{\vec{v}}_D$ kompensieren:

$$\langle \vec{a}(t) \rangle = -\dot{\vec{v}}_D \approx \frac{\vec{v}_D}{\tau}$$

wobei τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen ist. Somit wird die Langevin-Gleichung zu:

$$\dot{\vec{v}}_D \approx \frac{q}{m} \vec{E} + \vec{v}_D \times \frac{q}{m} \vec{B} - \frac{\vec{v}_D}{\tau}$$

Da für konstantes \vec{E} -Feld nur der stationäre Fall interessant ist, d.h. $\dot{\vec{v}}_D = 0$, gilt also für die Driftgeschwindigkeit:

$$\frac{\vec{v}_D}{\tau} - \vec{v}_D \times \frac{q}{m} \vec{B} = \frac{q}{m} \vec{E}$$

Elektronendrift in elektr. & magnet. Feldern

Die Driftgeschwindigkeit \vec{v}_D ist nun die Lösung der stationären Langevin-Gl., d.h. Lösung von $\frac{\vec{v}_D}{\tau} - \vec{v}_D \times \frac{q}{m} \vec{B} = \frac{q}{m} \vec{E}$:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu \cdot E}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\hat{E} + \omega \tau \cdot \hat{E} \times \hat{B} + \omega^2 \tau^2 \cdot \hat{B} \cdot (\hat{E} \cdot \hat{B}) \right)$$

mit Beweglichkeit μ (zur Erinnerung: μ war als Proportionalitätskonst. zwischen \vec{v}_D und \vec{E} eingeführt), Zyklotron-Frequenz $\omega = \frac{q}{m} \cdot B$, mittlerer Zeit zwischen zwei Stößen τ und den \vec{E} - und \vec{B} -Feldern und deren Richtungen: $\hat{E} := \vec{E}/E$, $\hat{B} := \vec{B}/B$.

- \vec{v}_D i.A. $\nparallel \vec{E}$ aufgrund des B -Feldes ($\omega \tau = 0 \rightarrow \vec{v}_D \parallel \vec{E}$)
für sehr starke B -Felder ($\omega \tau \gg 1$) wird $\vec{v}_D \parallel \hat{B}$
- $\vec{v}_D = \dots \vec{E} \times \vec{B} \dots$ erzeugt Driftbewegung \perp zu \vec{E} und \vec{B} ,
 $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt verschwindet für $\omega \tau = 0$ und $\omega \tau \rightarrow \infty$, maximal für $\omega \tau = 1$
- Lorentzwinkel α_L stellt sich ein zwischen der Richtung von \hat{E} und der Driftichtung \vec{v}_D . Für $\vec{B} \perp \vec{E}$ gilt:
$$v_D = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \mu \cdot E / \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}$$
und $\tan \alpha_L = \omega \cdot \tau$

Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel

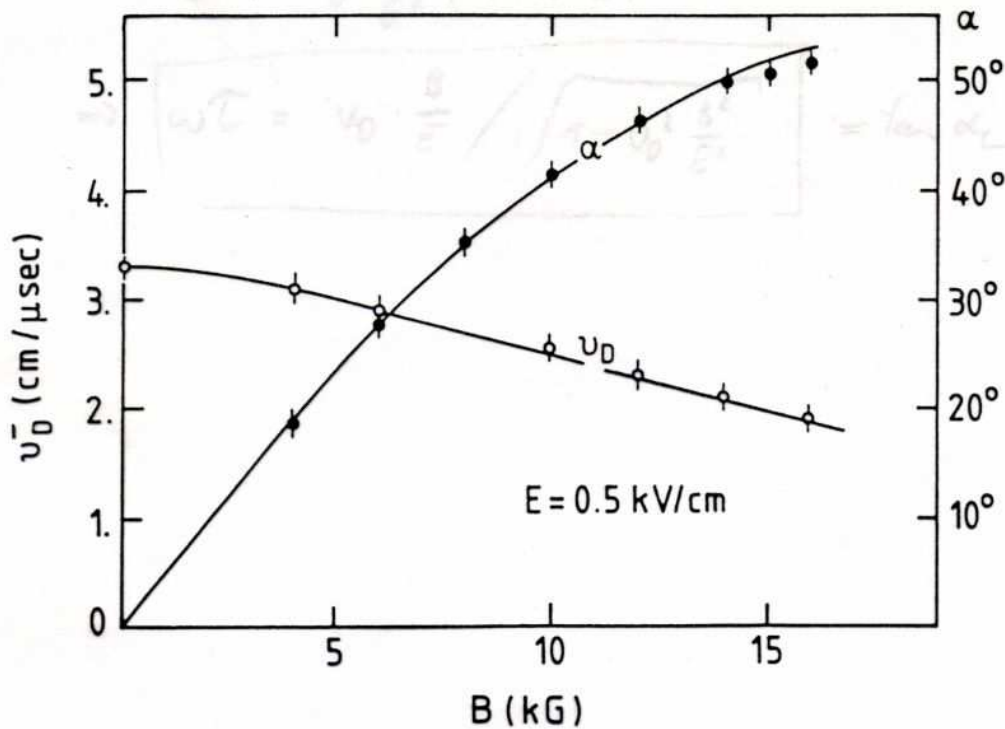
Für $\vec{E} \perp \vec{B}$ gilt:

$$v_D = \mu E / \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2} \sim \frac{1}{\sqrt{1 + \beta^2}} \xrightarrow{\beta \rightarrow \infty} 0$$

$$\tan d_L = \omega \tau \sim \beta \xrightarrow{\beta \rightarrow 0} 0$$

Für nicht zu große $\omega \tau < 1$ gilt für den Lorentzwinkel:

$$\tan d_L \approx v_D \cdot \frac{B}{E}$$



Elektronendriftgeschwindigkeit v_D und Lorentzwinkel α als Funktion der magnetischen Flußdichte B für gekreuzte elektrische und magnetische Felder [BR 75].

Diffusion in elektr. & magnet. Feldern

\vec{E} - und \vec{B} -Felder beeinflussen die Diffusion freier Ladungsträger:

- $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ reduziert Diffusion transversal zu \vec{B} :

$$D_z = D, \text{ aber } D_x = D_y = D / (1 + \omega^2 \tau^2)$$

wenn für ein Elektron mit Geschwindigkeit u der Krümmungsradius $\frac{u}{\omega} \ll \lambda = u \cdot \tau$ mittlere freie Weglänge, also wenn $\omega \tau \gg 1$.

- \vec{E} kann zu veränderten Diffusionskonstanten ^{D_L} in Richtung des \vec{E} -Feldes führen, während die dazu senkrechte Diffusion unverändert bleibt. Folge ist eine Anisotropie der Diffusion, ausgedrückt durch das Verhältnis D_L/D .

Insbesondere für Argon ist $D_L \neq D$, während für viele andere Gase $D_L \approx D$ gilt.

Anisotropie der Diffusion bei \vec{E} -Feld

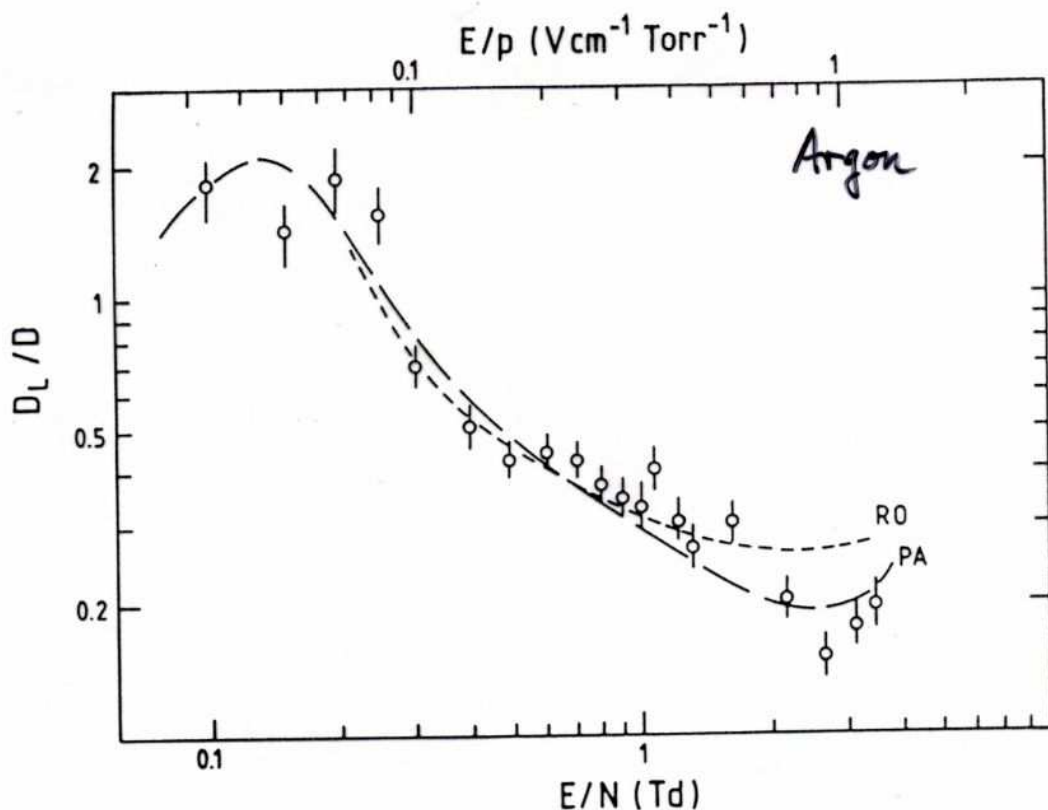


Fig.1.12: Anisotropie der Diffusionskoeffizienten parallel (D_L) und senkrecht (D) zum elektrischen Feld als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes E/p (Einheit $V\text{ cm}^{-1}\text{ Torr}^{-1}$) bzw. E/N (Einheit $\text{Td} = 10^{-17}\text{ Vcm}^2$). Meßpunkte nach [SC 80], berechnete Kurven nach [PA 68] und [RO 72].

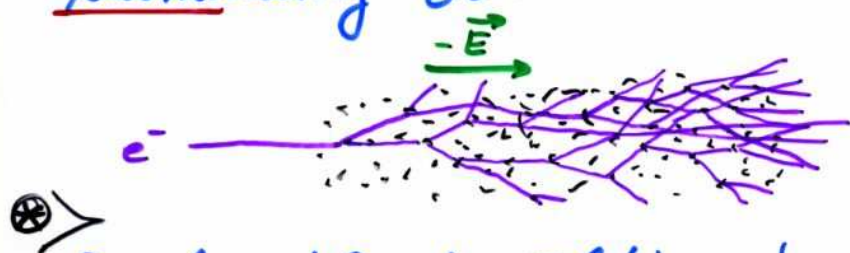
Einheit Townsend ($1\text{ Td} = 10^{-17}\text{ V}\cdot\text{cm}^2$) für E/N (statt reduziertem Feld E/p);

$$N := 2.69 \cdot 10^{19} \cdot \frac{p}{760\text{ mmHg}} \cdot \frac{273\text{ K}}{T} \quad \frac{\text{Moleküle}}{\text{cm}^3}$$

$$(N = N_0 / V_{\text{mol}})$$

Gasverstärkung

Bisher wurde implizit angenommen, dass die \vec{E} -Felder so gering sind, dass Elektronen zwischen zwei Stößen nur geringe Energie gewinnen ($q \cdot E \cdot \lambda_e$ klein). Bei sehr starken \vec{E} -Feldern kann der Energiegewinn ausreichen, dass ein Elektron einen Ionisationsprozess beim Stoß verursacht ($q \cdot E \cdot \lambda_e \gtrsim I$). Als Folge davon nimmt die Anzahl der freien Ladungsträger lawinenartig zu:



Die Anzahl der Elektron-Ion-Paare, die ein Elektron pro cm Wegstrecke bildet, wird durch den ersten Townsend-Koeffizienten α bezeichnet. Aus dem Stoßquerschnitt σ_i kann α durch

$$\alpha = \sigma_i \cdot N$$

$$(N = N_0 / V_{mol} = 2.69 \cdot 10^{19} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3})$$

berechnet werden.

⊗ Diese lawinenartige Zunahme führt zu einer erheblichen Ladungsmenge, die einfach gemessen werden kann. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von Gasverstärkung

Gasverstärkung

Die sich ausbildende Elektronenlawine hinterlässt eine charakteristische Verteilung der (u.a. pos.) Ladungsträger in Tropfenform. Aufgrund der höheren Beweglichkeit sind die Elektronen in der Spitze des Tropfens zu finden, während die unbeweglicheren pos. Ionen die eigentliche Tropfenform einnehmen.

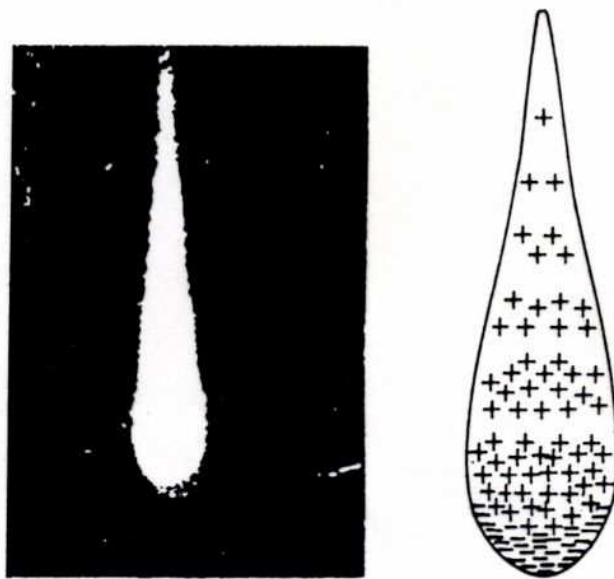
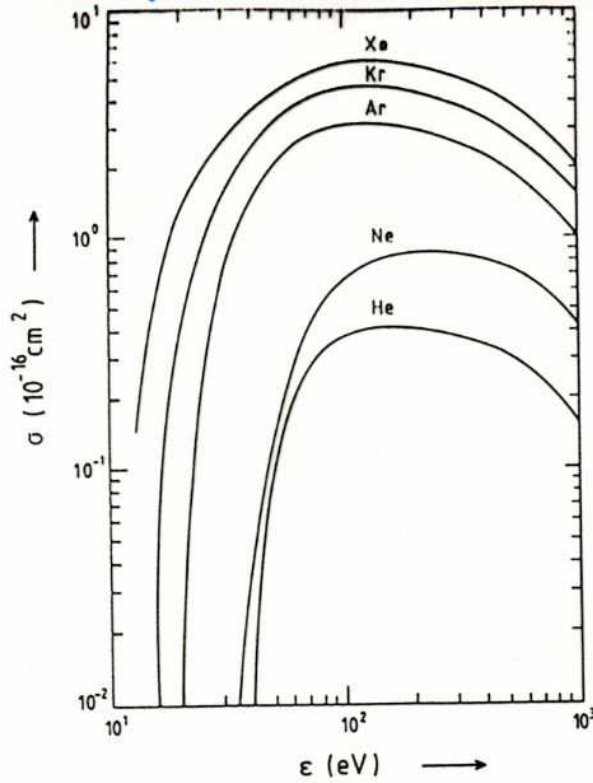
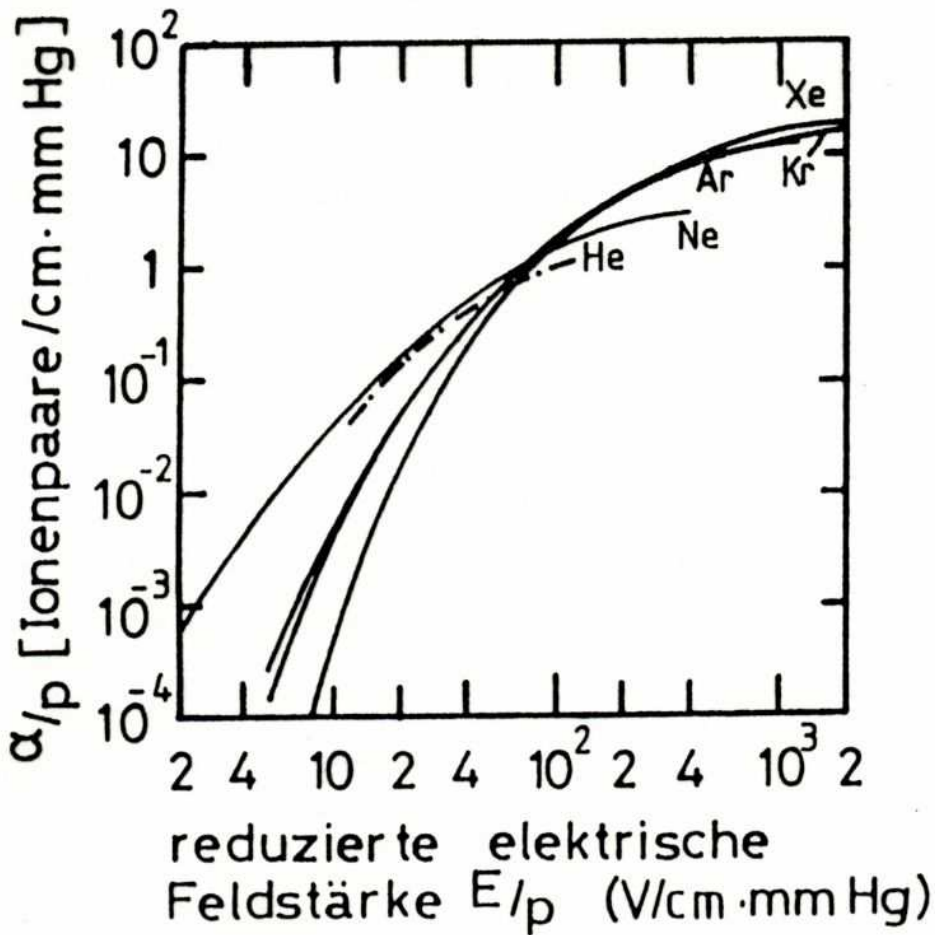


Fig. 46 Drop-like shape of an avalanche, showing the positive ions left behind the fast electron front. The photograph shows the actual avalanche shape, as made visible in a cloud chamber by droplets condensing around ions¹⁸⁾.

Stoßquerschnitt und erster Townsend-Koeffizient



Stoßionisationsquerschnitt σ_i als Funktion der Elektronenenergie ϵ für Edelgase [AL 69].



Erster Townsend-Koeffizient für einige Edelgase

Gasverstärkung

Beginnend mit n_0 primären Elektronen am Ort $x=0$ werden durch Stoßionisation entlang von dx

$$dn = \alpha \cdot n \, dx$$

zusätzliche Elektronen erzeugt, sodass

$$n(x) = n_0 \exp(\alpha \cdot x)$$

gilt, falls α unabhängig von x ist. Da α von der Feldstärke abhängt, die sich entlang x ändern kann, so gilt:

$$n(x) = n_0 \exp\left(\int \alpha(x) dx\right) =: n_0 \cdot A$$

Dabei bezeichnet A die Gasverstärkung, die entscheidend von der freien Weglänge λ abhängt:

$$\lambda = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{N \cdot \sigma_i}$$

Die exponentielle Zunahme der Zahl freier Elektronen gilt nur solange Rekombination und Elektronenauflagerung vernachlässigbar bleiben und Ionisation durch UV-Photonen (aus angeregten Atomen) nicht stattfindet.

NB. Die Zahl der Elektronen am Ort x ist proportional zu $n_0 \rightarrow$ **Proportionalitätsbereich** der Gasverstärkung

Gasverstärkung

Das Ende des exponentiellen Anstiegs der Gasverstärkung wird durch UV-Photonen eingeleitet, die durch Photoeffekt im Gas oder aus der Kathode weitere Elektronen auslösen:

$$n_0 \text{ primäre Elektronen} \rightarrow A \cdot n_0 \text{ Elektronen} \\ + \\ (A \cdot n_0) \cdot \gamma \text{ Photoelektronen} \\ (\gamma: \text{zweiter Townsend-Koeff.})$$

$$(A n_0) \gamma \text{ Photoelektronen} \rightarrow A(A n_0) \gamma \text{ Elektronen} \\ + \\ A(A n_0) \gamma^2 \text{ Photoelektronen}$$

...

⇒ Gasverstärkung einschließlich Energieausbreitung durch Photonen:

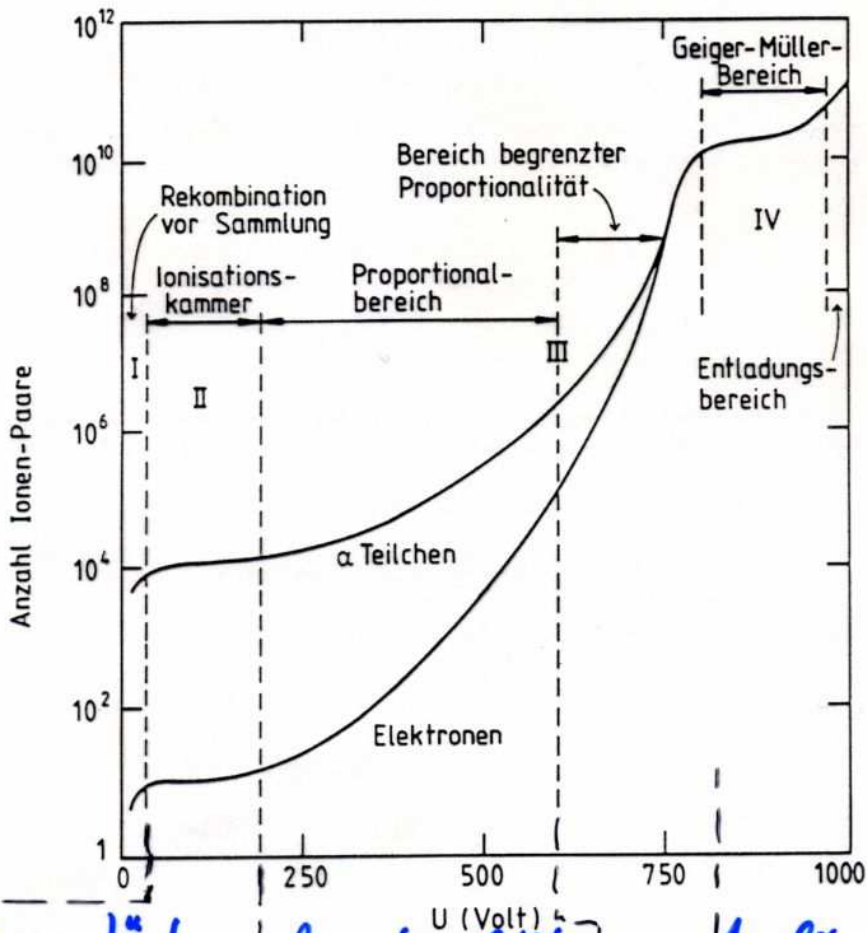
$$A_g := n_0 A + n_0 A^2 \gamma + n_0 A^3 \gamma^2 + \dots \\ = n_0 A \cdot \sum_{\nu \geq 0} (A \cdot \gamma)^\nu$$

$$\Rightarrow A_g = \frac{n_0 A}{1 - A \gamma} \quad (A \gamma < 1), \text{ d.h. } A_g \sim n_0$$

Für $A \gamma \rightarrow 1$ wird A_g unabhängig von n_0 : Auslösebereich
(wird bei $d \cdot x \approx 20$ oder $A \approx 10^8$ erreicht)

Gasverstärkung

Abhängig von der $|\vec{E}|$ -Feldstärke können verschiedene Bereiche der Gasverstärkung identifiziert werden



keine Gasverstärkung | Proportionalitätsbereich | Auslösebereich

Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung U im Proportionalzähler für α -Teilchen und Elektronen (nach [PR 58]).

Erster Townsend-Koeffizient

Eine einfache, für kleine α gültige Approximation des ersten

Townsend-Koeffizienten α stammt von S. Korff (1946) *Electrons and Nuclear Counters*, Van Nostrand, New York

$$\alpha \approx p \cdot A \exp(-B p / E) \quad (\text{Druck } p, \text{ Feldstärke } E)$$

In diesem Bereich ist α zudem etwa linear abhängig von der kinetischen Elektronenenergie E_{kin}

$$\alpha \approx k \cdot N \cdot E_{kin} \quad (N \approx 2.69 \cdot 10^{19} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3})$$

Die Parameter A , B und k sind in der Tabelle für einige Gase angegeben.

Parameters appearing in Korff's approximated expression for the first Townsend coefficient α ²⁷⁾

Gas	A ($\text{cm}^{-1} \text{ Torr}$)	B ($\text{V cm}^{-1} \text{ Torr}$)	k ($\text{cm}^2 \text{ V}^{-1}$)
He	3	34	0.11×10^{-17}
Ne	4	100	0.14×10^{-17}
Ar	14	180	1.81×10^{-17}
Xe	26	350	
CO ₂	20	466	

Prinzipien von Gasdetektoren

Zusammenfassend lässt sich festhalten:

- Ionisation und Anregung erzeugen freie Ladungsträger
- Freie Ladungsträger können sich durch Diffusion oder unter Wirkung elektr. Felder im Gas bewegen gemäß ihrer Beweglichkeit
- Elektronenegative Gase lagern freie Elektronen an
- Im elektr. Feld stellt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit $v_D \sim E \cdot \lambda_e / T$ ein
- Wert der Driftgeschwindigkeit hängt von Elektron-Gasatom-Stoßwirkungsquerschnitt ab (Ramsauer-Minimum)
- In elektr. & magnet. Feldern ergibt sich eine Schraubenförmige Bewegung mit $\vec{v}_D \perp \vec{E}$, $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt, Lorentzwinkel α_L
- Elektr. & magnet. Felder beeinflussen i.A. Diffusion
- sehr starke elektr. Felder führen zur Gasverstärkung mit leicht messbaren Ladungsmengen

A: Detektoren für Teilchenstrahlung

(Prof. Dr. O. Biebel)

geplante Themen der Vorlesung:

1. Einleitung, Motivation

- (a) Quellen: Radioaktivität, Beschleuniger, kosmische (solare, galaktische, extragalaktische) Quellen von Teilchenstrahlung
- (b) Aufgaben: Nachweis von Strahlung, Dosismessung, Orts-, Zeit-, Energie- und Impulsmessung, Teilchenidentifikation
- (c) Methoden: Teilchenphysik, Elektrodynamik, Optik, Atomphysik, Festkörper- und Halbleiterphysik, Transporttheorie, analoge und digitale Elektronik, anorganische und organische Chemie
- (d) Einsatzgebiete: Medizin, Werkstoffkunde, Geophysik, Teilchenphysik, ...

2. Wechselwirkung zwischen Teilchen und Materie:

- (a) Elementarteilchen, Wechselwirkungen & typ. Wechselwirkungsstärken
- (b) (schwere) geladene Teilchen: Energieverlust durch inelast. Streuung, Ionisation, Bethe-Bloch-Formel, Čerenkov-Effekt, Übergangsstrahlung, Landau-Verteilung, δ -Elektronen
- (c) Elektronen, Positronen: Bremsstrahlung, Strahlungslänge
- (d) Photonen: Photoeffekt, Compton-Effekt, Paarbildung, Strahlungslänge
- (e) Neutronen: Kerneinfang, Kernreaktionen, elastische & inelastische Streuung, Moderation
- (f) Neutrinos: elastische Streuung, NC- & CC-Reaktionen
- (g) Vielfachstreuung geladener Teilchen: Coulomb-Streuung

3. Prinzipien von gasgefüllten Teilchendetektoren:

- (a) Ionisation: Mechanismen, mittlere Anzahl erzeugter Elektron-Ion-Paare
- (b) Transport freier Elektronen&Ionen: Drift und Beweglichkeit, Diffusion (feldfrei), Rekombination, Elektronanlagerung
- (c) Elektronendrift und -diffusion in Feldern: elektr. Felder, elektr.+magn. Feldern,
- (d) Ionisationsverstärkung im Gas

4. Prinzipien von Flüssigkeits-Teilchendetektoren

- (a) Ionisation und Transport

Prinzipien von Flüssigkeits-Teilchendetektoren

Gegenüber gasgefüllten Detektoren zeichnen sich Flüssigkeits-Teilchendetektoren durch die höhere Dichte des Mediums aus. Daraus folgen einige Konsequenzen für die Eigenschaften und das Verhalten von freien Ladungsträgern in Flüssigkeiten:

- **Absorptionslänge / Strahlungslänge** $X_0 \sim 1/\rho$
⇒ stärkere Absorption der Teilchenstrahlung
- **Energienstreuung (energy straggling)** $\chi \sim \xi \sqrt{\Delta E} \sim \rho$
⇒ große χ (> 10) bedeutet gaußsche Verteilung des Energieverlustes statt Landau-Verteilung
⇒ keine δ -Elektronen
- **Diffusionskoeffizient** $D \sim \lambda_e \sim 1/\rho \sim 1/\xi$
⇒ geringere Diffusionseffekte
- **Driftgeschwindigkeit** $v_D \sim \lambda_e \sim 1/\rho \sim 1/\xi$
⇒ geringere Driftgeschwindigkeit bei gleichem \vec{E} -Feld
⇒ geringere Beweglichkeit von Elektronen (und insbesondere von pos. Ionen)
⇒ geringere Lorentzwinkel α_L ($\tan \alpha_L \sim v_D/E$)

Flüssigkeits-Teildendektoren

Problematisch ist allerdings, dass Ionisations- und Transportphänomene in Flüssigkeiten weniger gut verstanden sind als in Gasen. Ein zentrales technisches Problem stellen Verunreinigungen der Flüssigkeiten durch elektronegative Substanzen dar. Durch die erheblich kürzere freie Weglänge λ_e ist die Rate von Stößen sehr hoch und damit auch die Wahrscheinlichkeit einer Anlagerung selbst bei sehr geringer Konzentration f der elektroneg. Substanz. Die freie Weglänge λ_a bis zur Anlagerung ist:

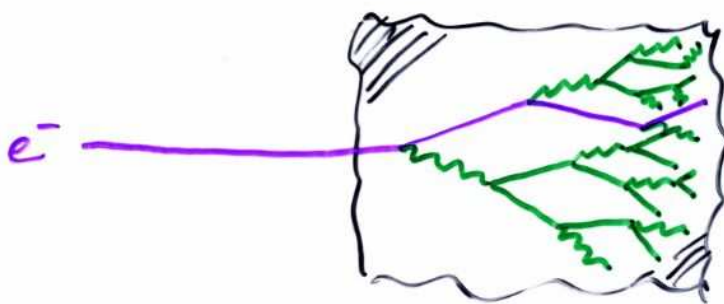
$$\lambda_a \sim \frac{1}{f} \cdot \lambda_e \sim \frac{1}{f \cdot s}$$

Daher ist die Reinigung der Flüssigkeiten notwendig, die jedoch nicht so zuverlässig möglich ist wie bei Gasen (z.B. Molekularsiebe, Oxidationselektroden wie: $2\text{Cu}_2\text{O} + \text{O}_2 \rightarrow 4\text{CuO}$). Daher wurden bisher nur Flüssigedelgas-Dektoren und einige Kohlenwasserstoff-Dektoren realisiert, bei denen die Reinigung technisch einfach ist. Zudem ist es schwierig, Gasverstärkung zu erreichen, wofür einerseits sehr große Feldstärken (da $q \cdot |\vec{E}| \cdot \lambda_e \geq I$ erreicht werden muss, folgt $|\vec{E}| \sim s$, weil $\lambda_e \sim 1/s$) und andererseits Verunreinigungen unterhalb des ppm-Niveaus erforderlich waren (da $\lambda_a \sim 1/f \cdot s$)

Flüssigkeits-Detektoren

Da Gasverstärkung schwierig zu erreichen ist, werden Flüssigkeits-Detektoren heute meist als Kalorimeter zur Energiemessung eingesetzt (folgt später). Hier ist eine Vervielfachung der zu messenden Ionisationsladung durch den Wechselwirkungsprozess (Teilchenschauer) des Teilchens mit der Absorberflüssigkeit für das Entstehen einer großen Ladungsmenge verantwortlich.

Beispiel (im Vorgriff): elektromagnetische Kaskade durch



wiederholte Bremsstrahlung
und Paarbildung bis zur
vollständigen Energieabsorption

A: Detektoren für Teilchenstrahlung

(Prof. Dr. O. Biebel)

geplante Themen der Vorlesung:

1. Einleitung, Motivation

- (a) Quellen: Radioaktivität, Beschleuniger, kosmische (solare, galaktische, extragalaktische) Quellen von Teilchenstrahlung
- (b) Aufgaben: Nachweis von Strahlung, Dosismessung, Orts-, Zeit-, Energie- und Impulsmessung, Teilchenidentifikation
- (c) Methoden: Teilchenphysik, Elektrodynamik, Optik, Atomphysik, Festkörper- und Halbleiterphysik, Transporttheorie, analoge und digitale Elektronik, anorganische und organische Chemie
- (d) Einsatzgebiete: Medizin, Werkstoffkunde, Geophysik, Teilchenphysik, ...

2. Wechselwirkung zwischen Teilchen und Materie:

- (a) Elementarteilchen, Wechselwirkungen & typ. Wechselwirkungsstärken
- (b) (schwere) geladene Teilchen: Energieverlust durch inelast. Streuung, Ionisation, Bethe-Bloch-Formel, Čerenkov-Effekt, Übergangsstrahlung, Landau-Verteilung, δ -Elektronen
- (c) Elektronen, Positronen: Bremsstrahlung, Strahlungslänge
- (d) Photonen: Photoeffekt, Compton-Effekt, Paarbildung, Strahlungslänge
- (e) Neutronen: Kerneinfang, Kernreaktionen, elastische & inelastische Streuung, Moderation
- (f) Neutrinos: elastische Streuung, NC- & CC-Reaktionen
- (g) Vielfachstreuung geladener Teilchen: Coulomb-Streuung

3. Prinzipien von gasgefüllten Teilchendetektoren:

- (a) Ionisation: Mechanismen, mittlere Anzahl erzeugter Elektron-Ion-Paare
- (b) Transport freier Elektronen&Ionen: Drift und Beweglichkeit, Diffusion (feldfrei), Rekombination, Elektronanlagerung
- (c) Elektronendrift und -diffusion in Feldern: elektr. Felder, elektr.+magn. Feldern,
- (d) Ionisationsverstärkung im Gas

4. Prinzipien von Flüssigkeits-Teilchendetektoren

- (a) Ionisation und Transport

5. Prinzipien von Halbleiter-Detektoren:

- (a) Funktionsprinzip von Halbleitern: Bandstruktur, Dotierung, Ladungsträgerdichten, Beweglichkeit, Rekombination und Trapping
- (b) Halbleiterdioden: pn-Übergang, Depletierungstiefe, Kapazität
- (c) Ionisation: Mechanismen, mittlere Anzahl erzeugter Elektron-Ion-Paare
- (d) Betrieb: Bias-Spannung, Signalverstärkung, Temperatureffekte, Strahlungsschäden

Prinzipien von Halbleiterdetektoren

Detektoren, die aus Festkörpern aufgebaut sind, nutzen i.W. den Stimulationsmechanismus (folgt später) oder basieren auf Halbleitern. Aufgrund der Energielücke $E_g \approx 1\text{eV}$, die zwischen Valenz- und Leitungsband im Halbleiter vorliegt, existieren nur relativ wenig freie Ladungsträger im Leitungsband/Valenzband. Eine Rechnung ergibt für die Ladungsträgerkonzentration:

$$n_i = \text{const.} \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left[-\frac{E_g}{kT}\right]$$

wobei dies sowohl für die Elektronen als auch für die Löcher gilt. (NB. Gegenüber metallischen Leitern weisen Halbleiter einen negativen Temperaturkoeffizienten auf, d.h. die Leitfähigkeit nimmt wegen der wachsenden Ladungsträgerkonzentration mit steigender Temperatur zu und damit der Widerstand ab). Die elektrische Leitfähigkeit σ hängt von der Ladungsträgerkonzentration $n_i = n_{\text{Elektron}} = n_{\text{Loch}}$ und der Beweglichkeit μ von Elektronen und Löchern ab:

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

→ spezifischer Widerstand

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{e \cdot n_i \cdot (\mu_e + \mu_h)}$$

Prinzipien von Halbleiter (Detektoren)

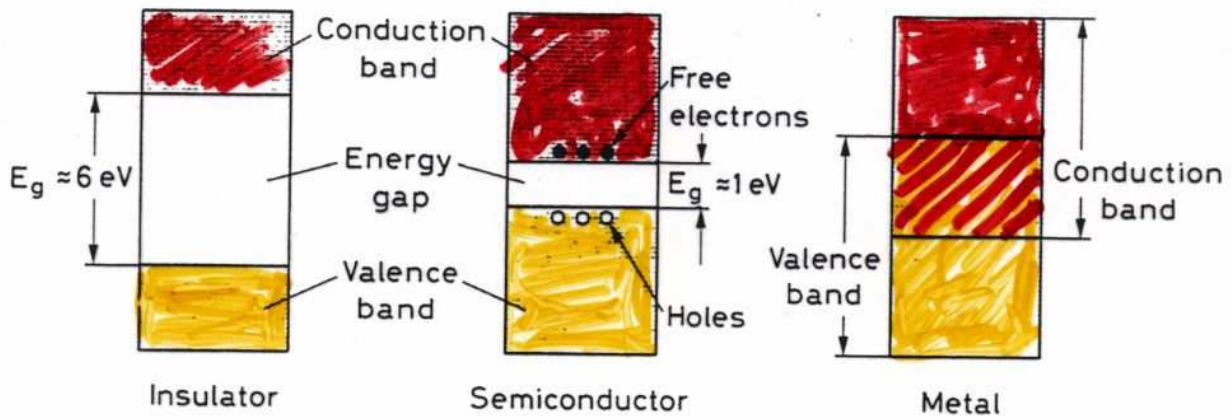


Fig. 10.1. Energy band structure of conductors, insulators and semiconductors

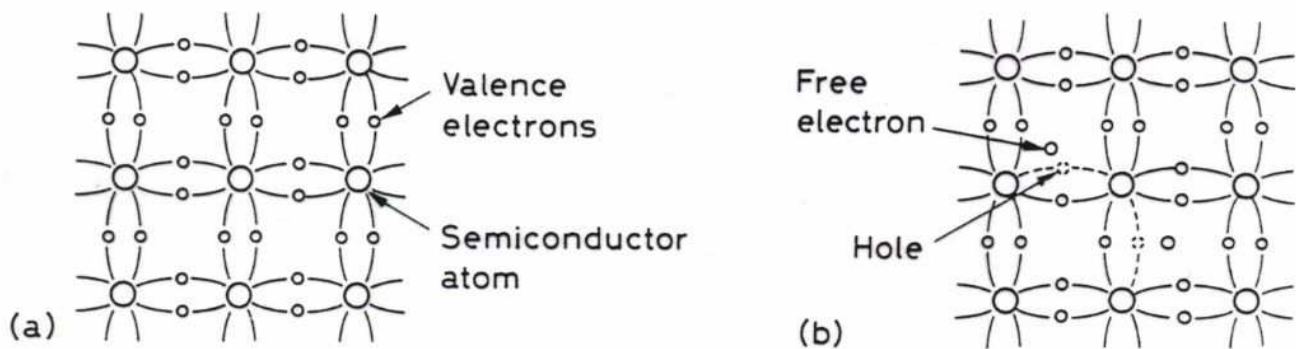


Fig. 10.2. Covalent bonding of silicon: (a) at 0 K, all electrons participate in bonding, (b) at higher temperatures some bonds are broken by thermal energy leaving a *hole* in the valence band

Atomic number	14
Atomic weight	28.08
Atoms	$4.99 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Density	2.33 g/cm^3
Dielectric constant	11.7
<u>Gap energy</u>	1.11 eV
Effective density of states	
conduction band	$2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
valence band	$1.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
<u>Electron mobility</u>	$1350 \text{ cm}^2/(\text{V s})$
<u>Hole mobility</u>	$480 \text{ cm}^2/(\text{V s})$
Electron diffusion constant	$34.6 \text{ cm}^2/\text{s}$
Hole diffusion constant	$12.3 \text{ cm}^2/\text{s}$
<u>Intrinsic carrier density</u>	$1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
<u>Intrinsic resistivity</u>	$235 \text{ k}\Omega\text{cm}$
Melting point	$1415 \text{ }^\circ\text{C}$
Thermal expansion coefficient	$2.5 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$
Breakdown field	$30 \text{ V}/\mu\text{m}$

Table 1: The physical properties of silicon at room temperature.

Prinzipien von Halbleiterdetektoren

Die elektrischen Eigenschaften eines Halbleiters können durch gezielte Verunreinigung (Dotierung) mit Donatoren (5wertige Elemente) und Akzeptoren (3wertige Element) verändert werden, indem durch diese Verunreinigungen zusätzliche Energieniveaus in der Bandlücke des Halbleiters geschaffen werden. Unabhängig von der Dotierung sind durch das Massenwirkungsgesetz im thermischen Gleichgewicht die Konzentrationen von Elektronen n und Löchern p verknüpft:

$$n \cdot p = n_i^2 = \text{const} \cdot T^3 e^{-E_g/kT}$$

und die elektrische Neutralität des Halbleiters fordert:

$$N_D + p = N_A + n$$

für Akzeptor-/Donatorkonzentration N_A/N_D .

Ist also der Majoritätsladungsträger das Elektron*, d.h. $n \gg p$,

so folgt $p \approx n_i^2/N_D$ für den Minoritätsladungsträger

und somit für den spezifischen Widerstand:

$$\frac{1}{\rho_n} = \sigma \approx e \cdot N_D \cdot \mu_e$$

Und entsprechend analog, falls die Löcher** den Majoritätsladungsträger darstellen.

* n-Dotierung

** p-Dotierung

Prinzipien von Halbleiter(detektoren)

• Dotierung:

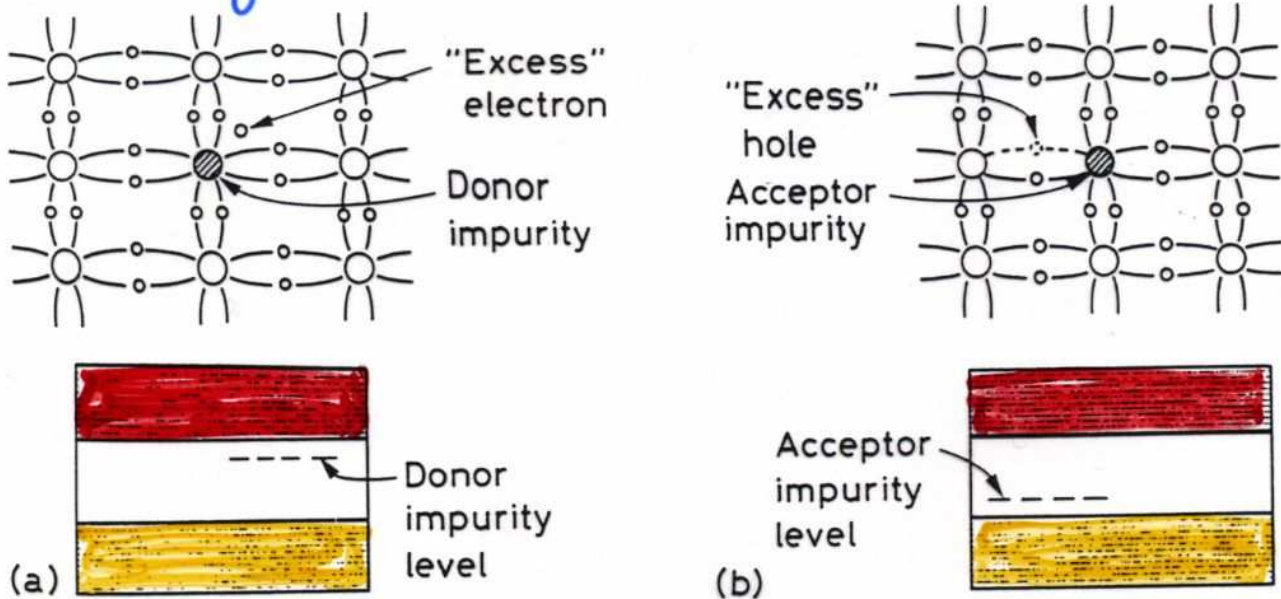


Fig. 10.4. (a) Addition of donor impurities to form n-type semiconductor materials. The impurities add excess electrons to the crystal and create donor impurity levels in the energy gap. (b) Addition of acceptor impurities to create p-type material. Acceptor impurities create an excess of holes and impurity levels close to the valence band

• Der pn-Übergang:

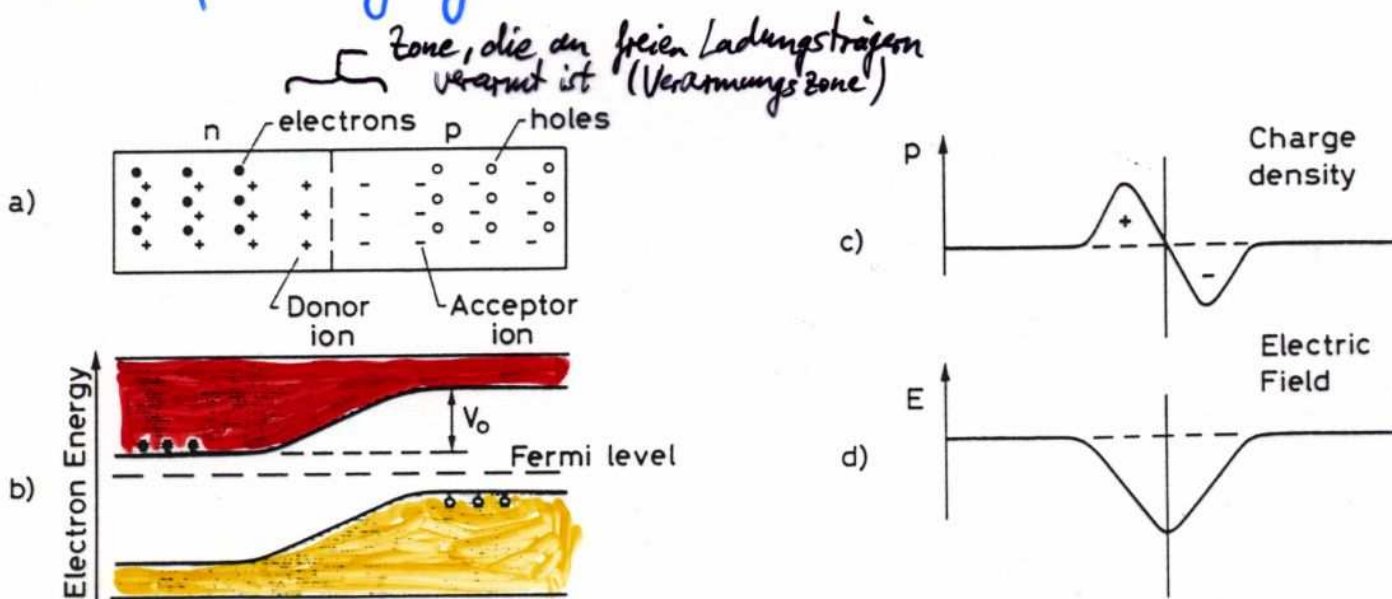


Fig. 10.5. (a) Schematic diagram of an np junction, (b) diagram of electron energy levels showing creation of a contact potential V_0 , (c) charge density, (d) electric field intensity

- ⊖ Acceptor ion
- ⊕ Donor ion
- + Hole
- Electron

THE PN JUNCTION

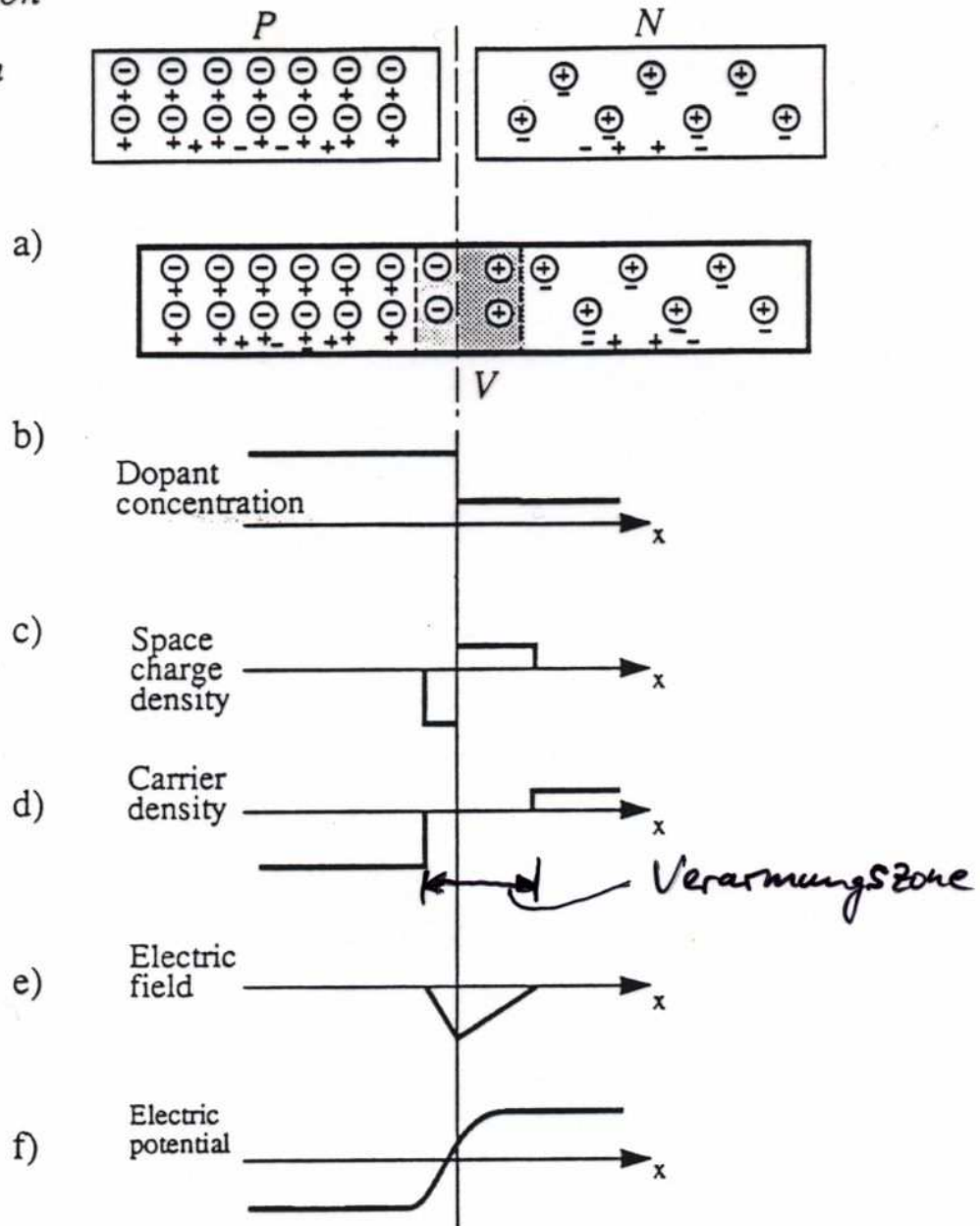


Figure 1: The p-n junction. a) Two crystals of opposite type are brought together and a depletion layer is formed on either side of the junction. b) The dopant concentration. c) Net space charge density showing zero charge except for a dipole layer at the junction. d) Electrons and holes density through the crystal showing no free carriers in the depleted zones. e) Electric field distribution. It is maximum at the junction and zero outside the depletion regions. f) The potential distribution within the depletion region.

Prinzipien von Halbleiterdetektoren

Von Bedeutung für den Teilchennachweis ist die Verarmungszone. Werden durch ionisierende Strahlung dort Elektron-Lochpaare erzeugt, so werden diese im \vec{E} -Feld der Raumladung getrennt und führen zu einem Strom durch den pn-Übergang. Die Dicke der Raumladungs- bzw. Verarmungszone kann leicht berechnet werden. Es ergibt sich:

$$d = \sqrt{\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \cdot \frac{2}{e} \cdot \epsilon \cdot V_0} = x_n + x_p$$

wobei V_0 das Kontaktpotential und ϵ die Dielektrizitätskonst. sind

Die Ausdehnung der Verarmungszone in die n- / p-Dotierung sind

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon V_0}{e N_D (1 + N_D / N_A)}}$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon V_0}{e N_A (1 + N_A / N_D)}}$$

Für den Fall $N_A \gg N_D$ wird $d \approx x_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon V_0}{e N_D}}$
und mit Benutzung des spezifischen Widerstands $\frac{1}{S_n} = e N_D \mu_e$
folgt:

$$d \approx \sqrt{2 \epsilon S_n \cdot \mu_e \cdot V_0}$$

z.B. für Silizium:

$$d \approx \begin{cases} 0.53 (S_n \cdot V_0)^{1/2} \text{ } \mu\text{m} \\ 0.32 (S_p \cdot V_0)^{1/2} \text{ } \mu\text{m} \end{cases}$$

n-Dotierung

p-Dotierung

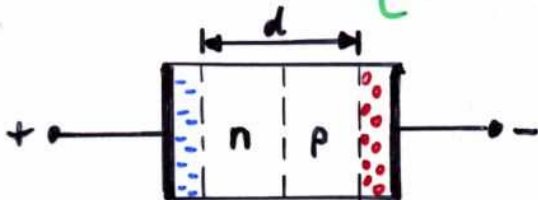
$$([S] = \Omega\text{cm}, [V_0] = V)$$

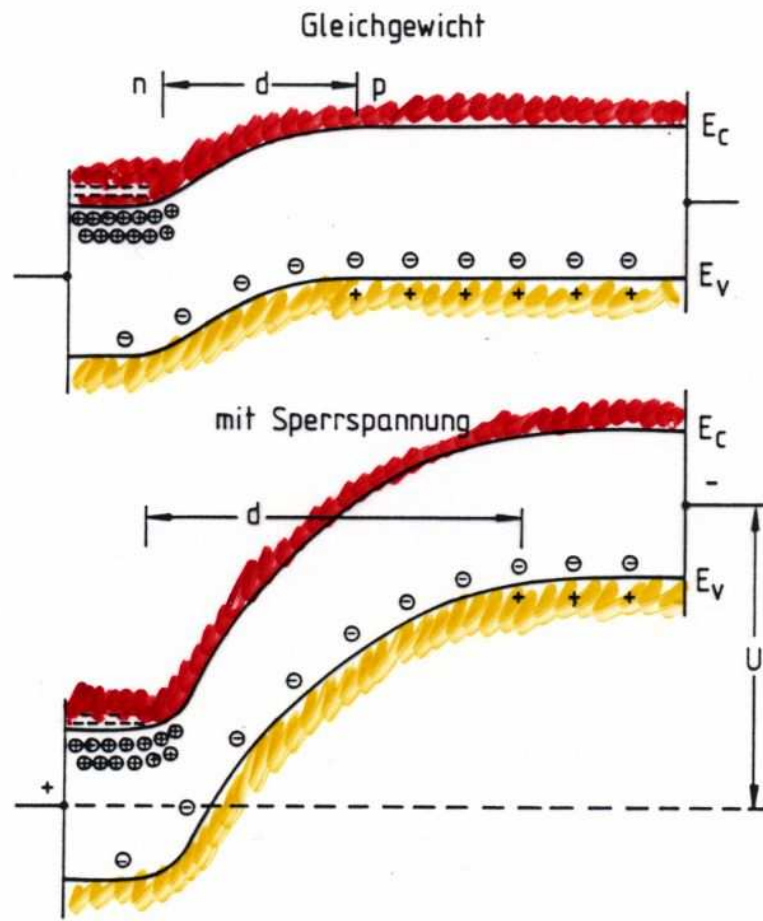
Prinzipien von Halbleiterdetektoren

Durch Anlegen einer Sperrspannung (reverse bias voltage) kann die Dicke der Verarmungszone und damit das sensitive Volumen für den Teilchennachweis vergrößert werden. Die maximale Dicke wird durch die Abmessung des Halbleiters bestimmt. Üblicherweise werden Halbleiterdetektoren mit völlig verarmter Raumladungszone betrieben. Die dafür benötigte Sperrspannung, die einige 100 Volt betragen kann, kann ~~experimentell~~ ^{experimentell} aus der Verarmungszonenkapazität bestimmt werden:

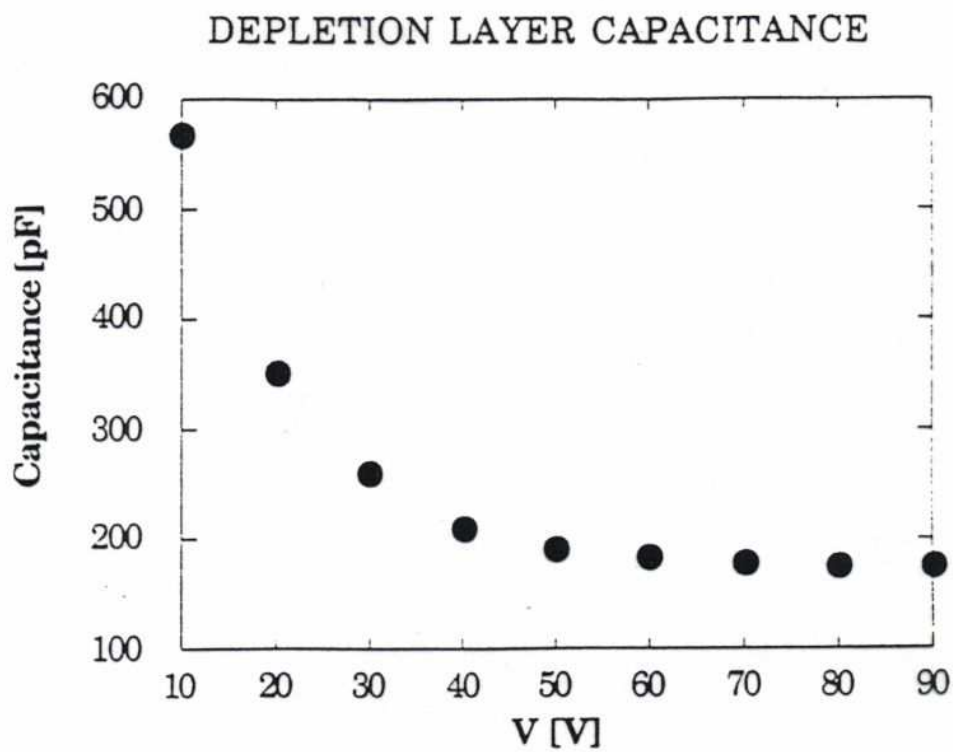
- **Leckstromsättigung**: Wenn alle freien Ladungsträger am Stromtransport beteiligt sind, kann der Strom trotz wachsender Spannung nicht weiter ansteigen. (Leckstromquellen: Gitterfehler, Oberflächenströme, Strahlungsschäden)
- **Sperrschichtkapazität**: Die verarmte Raumladungszone stellt ein Dielektrikum zwischen zwei leitenden Schichten dar. Die Kapazität dieses ^{Platten-}Kondensators ist: $C = \epsilon \cdot \frac{A}{d}$ und mit der Dicke der Verarmungszone folgt für Silizium:

$$C = \begin{cases} 2.2 (s_n \cdot V_0)^{1/2} & \text{pF/mm}^2 & \text{n-Dotierung} \\ 3.7 (s_p \cdot V_0)^{1/2} & \text{pF/mm}^2 & \text{p-Dotierung} \end{cases}$$





Bandstruktur eines unsymmetrischen p-n-Übergangs; d Dicke der Verarmungszone, E_c untere Grenze des Leitungsbandes, E_v obere Grenze des Valenzbandes, U Sperrspannung, nach [BR 61].



$$C \sim \frac{1}{\sqrt{V_n V_0}}$$

Figure 4: Depletion layer capacitance as a function of the applied voltage measured on a detector with a surface of about 4.5 cm².

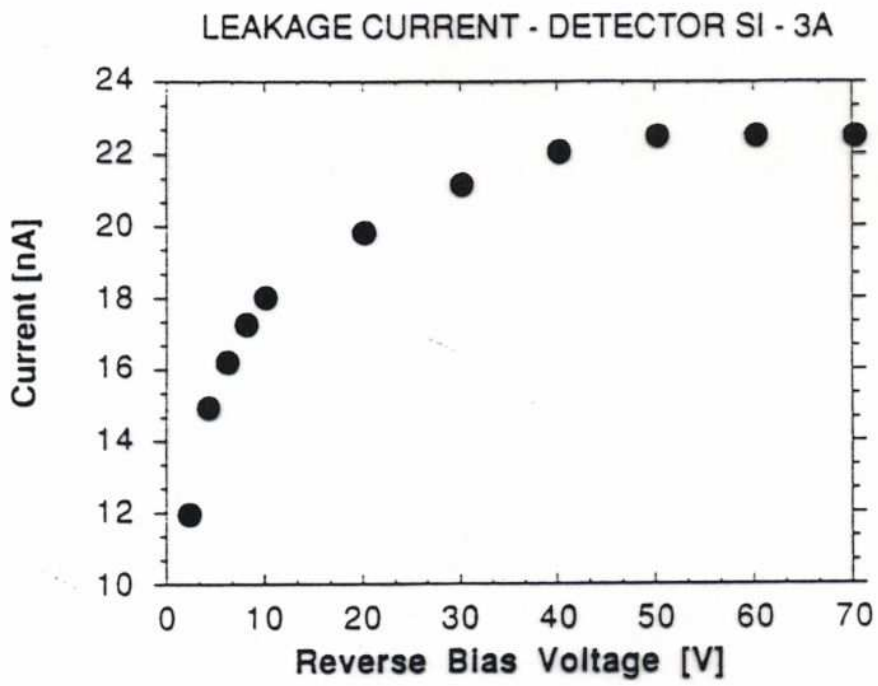
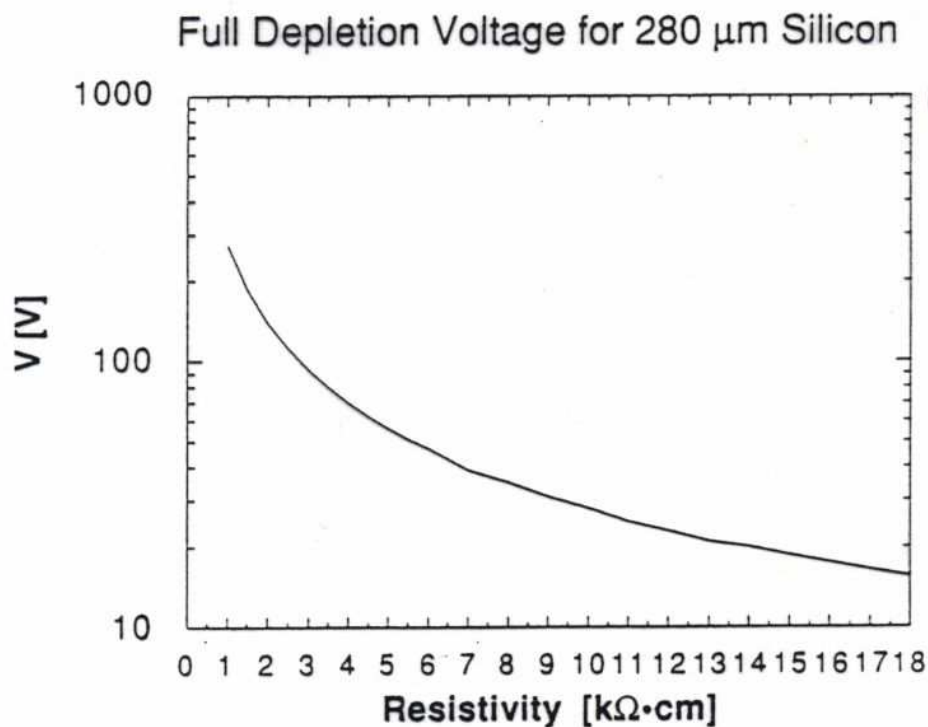


Figure 2: Silicon diode leakage current as a function of the reverse voltage measured on a detector of a surface of 2.5 cm².



$d \sim \sqrt{S_n \cdot V_0}$
 $V_0 \sim d^2 / S_n$
und $\frac{1}{S_n} \sim N_D$

Figure 3: Reverse bias voltage necessary to fully deplete 280 μm of silicon.

Prinzipien von Halbleiterdetektoren

Die geringe Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares stellt einen der wichtigen Vorteile von Halbleiter- gegenüber Gasdetektoren dar. In Silizium werden ca. 3.6 eV pro Elektron-Loch-Paar benötigt (≈ 10 mal weniger als im Gas). Bei Totalabsorption der Energie eines Teilchens werden also viel mehr Ladungsträger erzeugt. Da die Auflösung der Energiemessung proportional zu $\frac{1}{\sqrt{N}}$, der Zahl der Ladungsträger N ist, lässt dies eine gute Energiemessung erwarten. Zudem ist der Fano-Faktor $F \approx 0.1$ für Halbleiter und verbessert die Energieauflösung zusätzlich.

Meist werden Halbleiterdetektoren auch zur Ortsmessung benutzt, insbesondere weil die mögliche Mikrostrukturierung sehr gute Ortsmessgenauigkeiten möglich macht.

Problematisch sind Strahlungsschäden, die zu Gitterfehlstellen, Aufladungseffekten an Isolatoren (SiO_2 -Abdeckungen) und auch zu Typumwandlung ($n + {}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{29}\text{P} + X$) führen können. An LHC erwartet man, dass n-dotierte Halbleiter sich durch Strahlungsbedingte Störstellen in p-typen umwandeln. Um die Auswirkungen dieser Schäden zu minimieren, müssen Halbleiterdetektoren bei LHC auf -10°C bleiben.

Prinzipien von Halbleiterdetektoren

Ortsmessung:

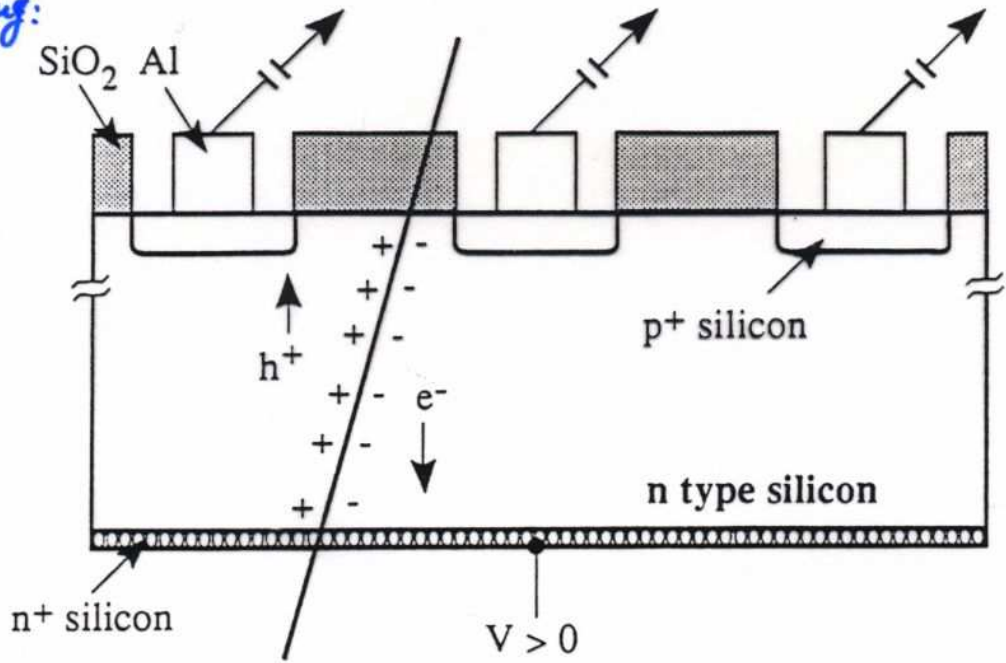


Figure 5: Schematic of a silicon particle detector.

Magnetfeldeinfluss:

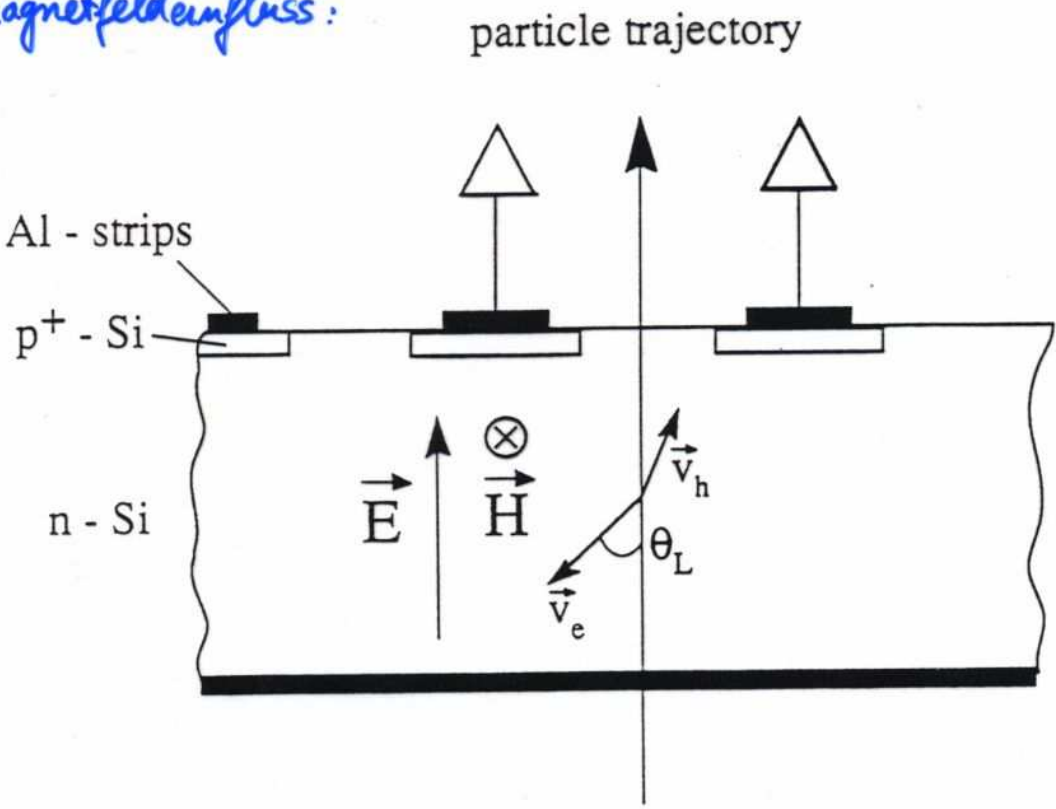
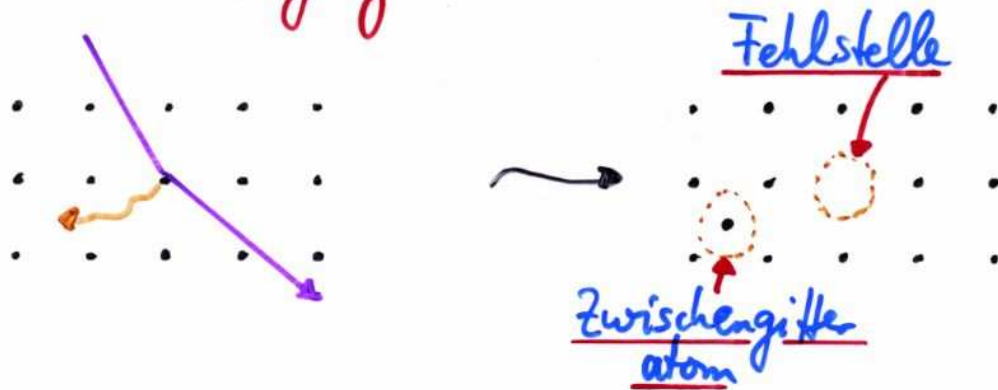


Figure 22: Silicon microstrip detector in a magnetic field.

Strahlungsschäden bei Halbleiter(-detektoren)

• Bulk-Schädigung ...



... führt zu

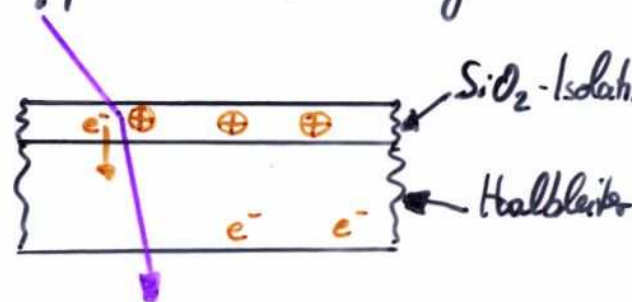
- ▶ erhöhtem Leckstrom (Fehlstelle, Zwischengitteratom erzeugen Elektron-Lochpaar bei therm. Energie)
- ▶ Ladungsträgerfallen (z.B. ein Elektron in Fehlstelle gefangen)
- ▶ Aufbau von Raumladung (z.B. wegen Ladungsträgerfallen)
- ▶ Atomverlagerung kann Kette weiterer Verlagerungen auslösen → Cluster von Schädigung

Bulk-schäden hängen sowohl von Teilchentyp als auch -Energie ab

• Oberflächen-Schädigung

führt zu

- ▶ Ladungsaufbau in Oberfläche wie z.B. Isolation,
- ▶ erhöht Oberflächenleckströme



Oberflächenschäden sind proportional zur absorbierten Energiedosis und unabhängig vom Teilchentyp

6. Prinzipien von Szintillations-Detektoren:

- (a) Szintillationsmechanismus
- (b) Organische, anorganische Szintillatoren: Lichtausbeute, Wellenlängenschieber
- (c) Nachweiseffizienz für Strahlung: schwere Ionen, Elektronen, Gammastrahlung, Neutronen
- (d) Photomultiplier, Avalanche-Photodioden: Konstruktionsprinzipien, Einsatzgebiete, Limitierungen

Scintillations-Detektoren

Ionisation und Anregung ~~ist~~ ^{sind} die wesentlichen Mechanismen, mit denen Teilchen ihre Energie auf das Detektormaterial übertragen. Dies gilt auch für Festkörper. Allerdings wird hierbei zur Messung des Energieübertrags meist ein anderer Mechanismus als die Ladungsmessung benutzt. Und zwar wird das Licht registriert, welches als Folge von Rekombination bzw. Abregung emittiert wird. Bei transparenten Festkörpern liegt die Frequenz dieses Lichtes (mitunter weit) jenseits des UV-Bereichs, sodass erst nach einer Wellenlängeverschiebung in den sichtbaren Bereich das Licht den Festkörper verlassen und somit gemessen werden kann. Solche Lichtemission bei Bestrahlung mit Teilchen wird **Scintillation** genannt. Scintillationslicht tritt bei anorganischen wie auch organischen Substanzen auf. Die Mechanismen der Lichtentstehung sind für diese beiden Stoffklassen aber verschieden. Ein Beispiel für Scintillationslicht ist die Leuchtschicht einer Fernrohrleuchte, die die Elektronen der Elektronenkanone "nachweist" durch aufleuchten.

Scintillations-Detektoren

Besondere Eigenschaften:

- kurze Antwortzeit zw. einigen 100 ps bis zu 1 μ s
- Lichtsignal proportional zur Energie deposition
- Teilchenunterscheidung durch charakt. Pulsform des Lichtsignals

Anforderungen an Scintillationsmaterial für Detektoranwendungen:

- Hohe Effizienz bei Umwandlung der Anregungsenergie in Scintillationslicht
- Transparenz für Scintillationslicht
- Lichtspektrum im geeigneten Frequenzbereich für Photokathoden der Photomultiplier
- kurze Abklingzeit des Scintillationslicht nach Energiedeposition (\rightarrow geringe Totzeit bis zur Bereitschaft, das nächste Teilchen nachzuweisen)

Anorganische Szintillatoren...

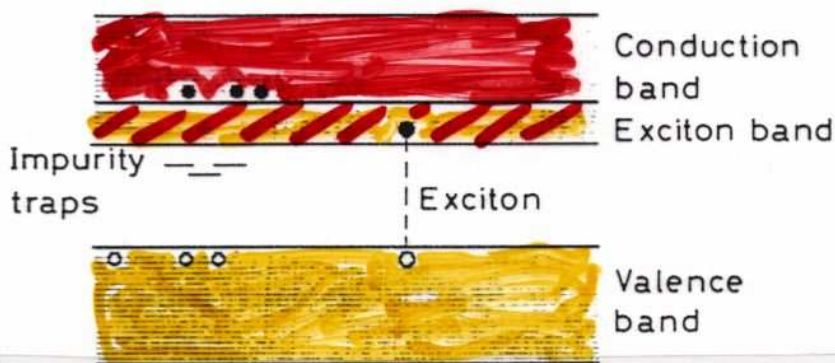


Fig. 7.7. Electronic band structure of inorganic crystals. Besides the formation of free electrons and holes, loosely coupled electron-hole pairs known as excitons are formed. Excitons can migrate through the crystal and be captured by impurity centers.

... sind meist Kristalle oder Glas, die mit Aktivator-
Zentren dotiert sind. Durch Teilchenstrahlung werden
in diesen anorg. Szintillatoren freie Elektronen, freie Löcher
und **Exitonen** (Elektron-Loch-Paare) erzeugt. Die Aktivator-
Zentren dienen zur Wellenlängenverschiebung, denn Licht aus
Rekombination & Abregung hat nur eine geringe freie Weglänge
bis zur erneuten Absorption ("Resonanzstreuung"). Freie Elektronen,
freie Löcher und Exitonen wandern durch den Kristall, treffen
auf ein Aktivator-Zentrum (Farbzentrum), übertragen ihre Energie,
die dann von Aktivator bei geringerer Frequenz abgestrahlt
wird und den Kristall verlassen kann.

Anorganische Szintillatoren

Eigenschaften (pos. & neg.):

- + kurze Strahlungslänge X_0
- + hohe Lichtausbeute (pro Energieverlust)
→ wichtig für Genauigkeit der Energiemessung
- langsame Lichtemission typ. einige 100 ns Abklingzeit
- Feuchtigkeitsempfindlichkeit (Hygroskopie) mancher Kristalle (z.B. NaI, CsI, BaF₂)

Anorganischer & organische Szintillatoren

Eigenschaften anorganischer Szintillatoren

Szintillator	NaI(Tl)	CeF ₃	CsI(Tl)	BGO Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	Ba F ₂	viele weitere ...
Dichte(g/cm ³)	3.67	6.16	4.51	7.13	4.9	
Schmelzpunkt(°C)	650		620			
Abklingzeit(ns)	230	5 20	1000	350	620	0.6
λ _{max} (Emission)(nm)	410	300 340	550	480	310	225
Ausbeute (Photonen/MeV)	4x10 ⁴		1.1x10 ⁴	2.8x10 ³	6.5x10 ³	2x10 ³
Strahlungslänge X ₀ (cm)	2.59	1.68	1.86	1.12	2.1	
Brechungsindex n	1.85		1.80	2.15	1.56	
(dE/dx) _{min} (MeV/cm)	4.2		5.1	8.07	6	
hygroscopisch	sehr	nein	etwas	nein	leicht	

Organische Fluoreszenzstoffe und Wellenlängenschieber

Primärer Fluoreszenzstoff	Struktur	λ _{max} Emission (nm)	Abkling- zeit (ns)	Ausbeute/ Ausbeute (NaI)
Naphtalen C ₁₀ H ₈		348	96	0.12
Anthracen C ₁₄ H ₁₀		440	30	0.5
p-Terphenyl C ₁₈ H ₁₄		440	5	0.25
PBD C ₂₀ H ₁₄ N ₂ O		360	1.2	

+ ...
viele
weitere

Wellenlängenschieber

POPOP C ₂₄ H ₁₆ N ₂ O ₂		420	1.6
bis-MSB		420	1.2

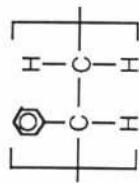
Appendix II.A

Glossary of common solvents and fluors

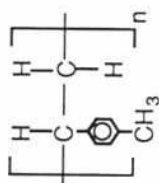
(A) Solvents

Plastics:

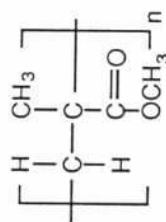
[1] PS polystyrene



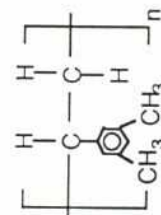
[2] PVT polyvinyltoluene



[3] PMMA polymethylmethacrylate

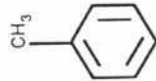


[4] PVX polyvinylxylene



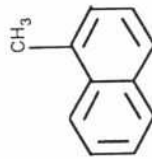
Liquid:

[5] Toluene



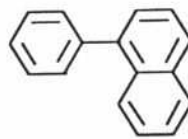
[6] 1MN

1-methyl-naphthalene

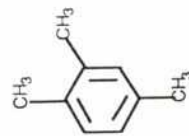


[7] 1PN

1-phenyl-naphthalene



[8] pseudocumene

*(B) Primary Fluors*

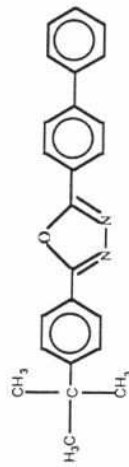
[1] PTP

para-terphenyl



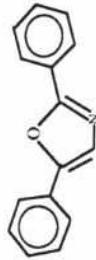
[2] BPBD

2-(4-biphenyl)-5-(4-tert-butylphenyl)-1,3,4-oxadiazole



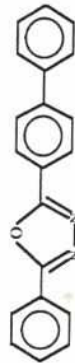
[3] PPO

2,5-diphenyloxazole

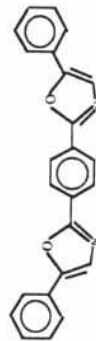


[4] PBD

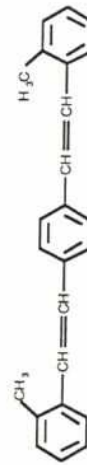
2-(4-biphenyl)-5-phenyl-1,3,4-oxadiazole

*(C) Secondary Fluors*

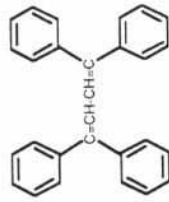
[1] POPOP

p-bis[2-(5-phenyloxazolyl)]benzene

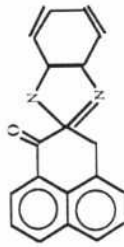
[2] bis-MSB

p-bis(*o*-methylstyryl)benzene

[3] TPB 1,1,4,4-tetra-phenylbutadiene



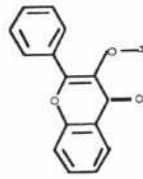
[4] BBQ 7H-benzimidazo[2,1-a]benz[de]isoquinoline-7-one



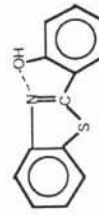
[5] Y7, K27 proprietary fluors

(D) Large Stoke Shift Fluors ($>10,000 \text{ cm}^{-1}$)

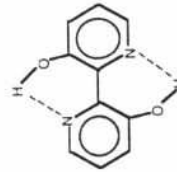
[1] 3HF 3-hydroxyflavone



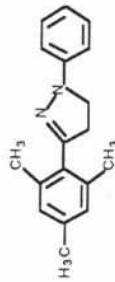
[2] HBT 2-(2'-hydroxyphenyl)-benzothiazole



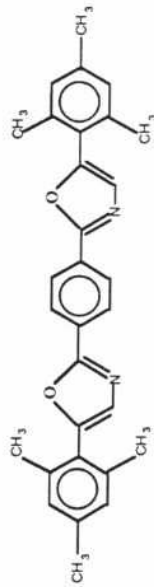
[3] BPD 2,2'-bipyridyl-3,3'-diol



[4] PMP 1-phenyl-3-mesityl-2-pyrazoline

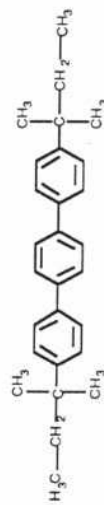


[5] MOPOM

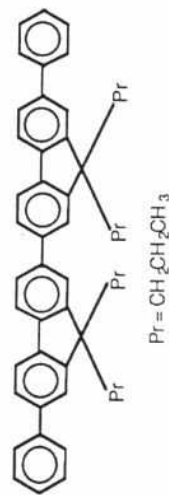


(E) Oligophenylenes

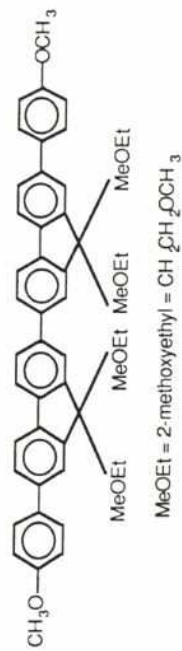
[1] DAT 4,4''-di-t-amyl-terphenyl



[2] O408 Oligo 408



[3] O415 Oligo 415



MeOEt = 2-methoxyethyl = $\text{CH}_2\text{CH}_2\text{OCH}_3$

Organische Szintillatoren

Im Gegensatz zu den anorganischen Szintillatoren spielt sich bei organischen Szintillatoren der Lichtentstehungsprozess innerhalb eines Moleküls ab. Dadurch kommen extrem kurze Signal-Abklingzeiten zustande (u.U. $\approx 100\text{ps}$). Allerdings ist der Lichtentstehungsprozess komplizierter als in anorg. Szintillatoren. So gibt es meist zwei Lichtkomponenten bei unterschiedlichen Wellenlängen und mit großen Unterschieden in den Abklingzeiten (schnell: $\sim 1\text{ns}$; langsam: $\sim 100\text{ns}$). Ursache dafür sind zwei Prozesse:

- **Fluoreszenz**: Nach Anregung durch Absorption eines Photons (z.B. aus einer Rekombination) wird diese Energie bei größerer Wellenlänge wieder abgestrahlt und zwar prompt ohne zeitliche Verzögerung (\cong erlaubter Übergang zw. zwei Energieniveaus)
- **Phosphoreszenz**: Hier wird die Anregungsenergie sehr verzögert abgegeben, weil ein (durch Multipl.-Auswahlregeln) verbotener Übergang zwischen angeregtem und Grundniveau notwendig wäre. Dieser Übergang wird erst durch die Wechselwirkung mit einem anderen Molekül (im gleichen Anregungszustand) möglich.

Abklingverhalten von Szintillatoren

7.2 Organic Scintillators

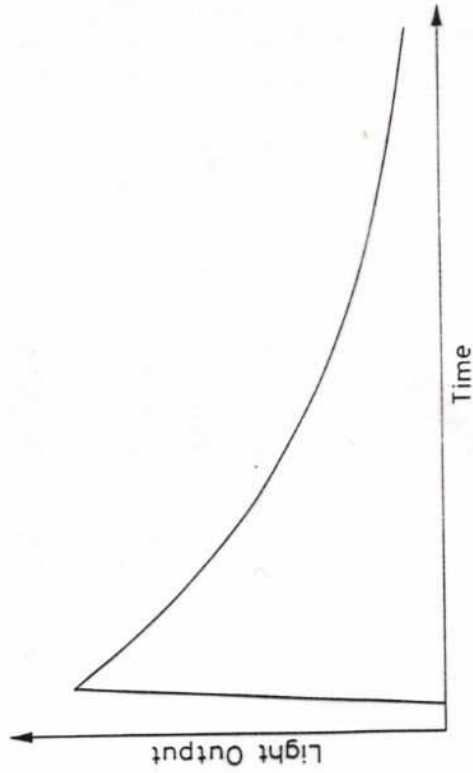


Fig. 7.2. Simple exponential decay of fluorescent radiation. The rise time is usually much faster than the decay time

$$N(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

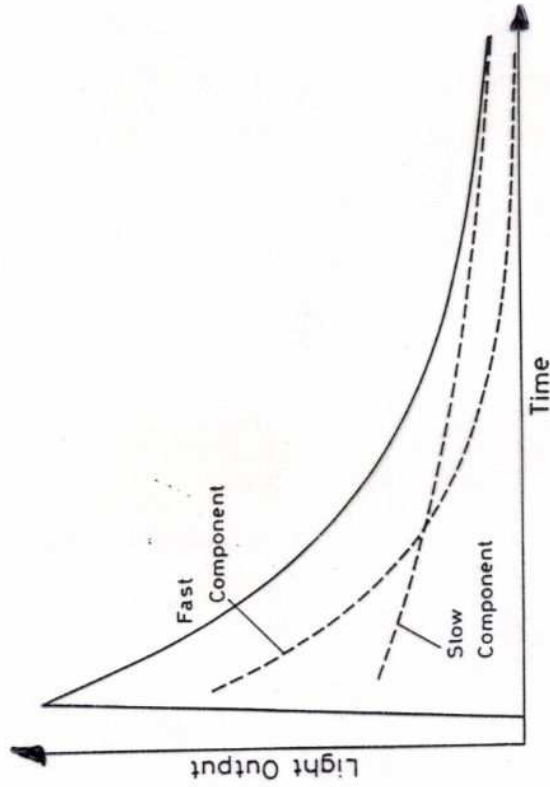
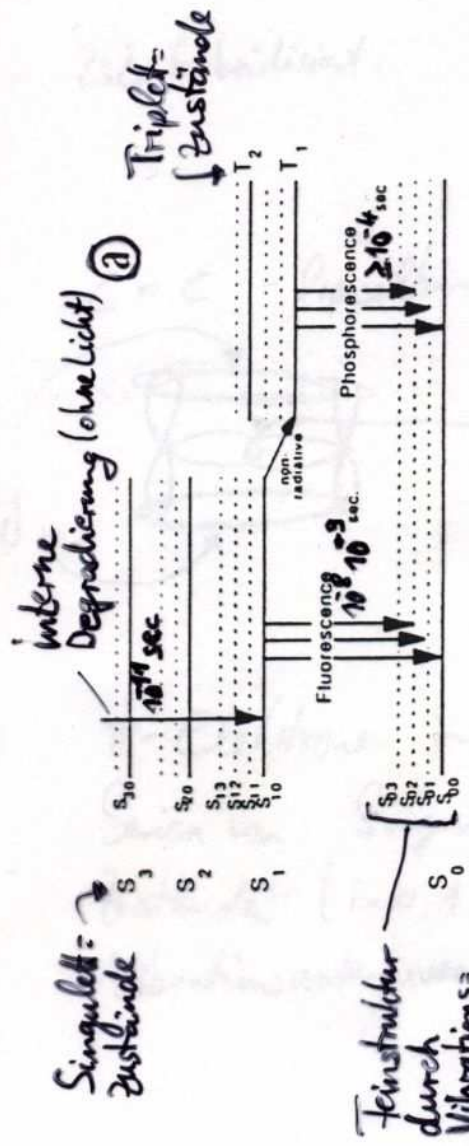


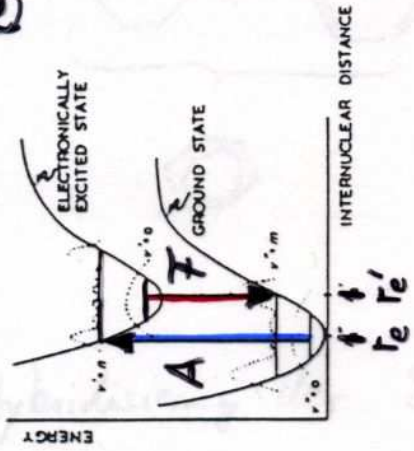
Fig. 7.3. Resolving scintillation light into fast (prompt) and slow (delayed) components. The solid line represents the total light decay curve

$$N(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{Fast}}}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{Slow}}}\right)$$

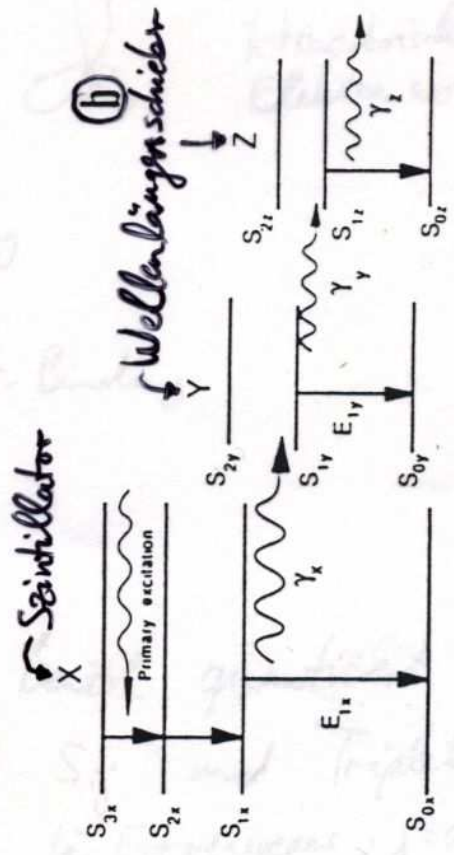
Scintillation in organischer Medien



Wellenlängenschiebung zw. Absorption & Emission durch Abstandsänderung im angeregten Molekül



STOKES LOSS = $(\lambda - \lambda')/2$



Stokes-Verschiebung der Energie $\frac{1}{2}(\lambda - \lambda')$ (Absorption-Fluoreszenz)

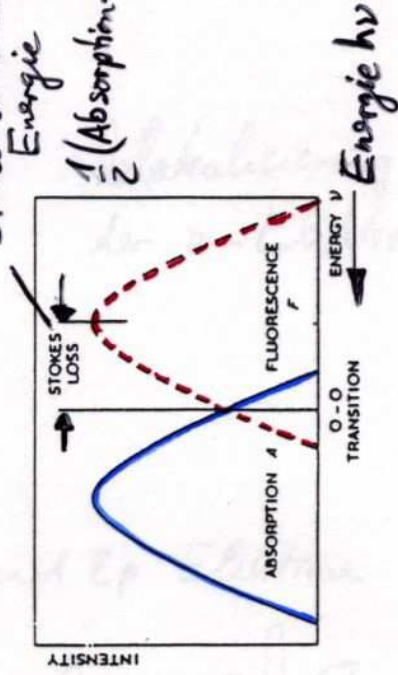


FIGURE 3: (a) The p electron energy levels. (b) An energy level representation of energy transfer in a scintillator composed of a solvent (X) plus two wavenishers (Y & Z). At higher concentrations (10^{-2} M), the dominant mode of energy transfer between X and Y becomes the non-radiative dipole-dipole interaction instead of the radiative mode shown in the figure. (c) Illustration of how the Frank-Condon principle creates a shift between fluorescent absorption and emission. Note the definition of the Stokes shift. Figures 3(a) and (b) are adapted from reference [17]. Figure 3(c) is adapted from reference [19].

Organische Szintillatoren

Die Hauptemission des Fluoreszenz- und Phosphoreszenz-Lichtes der organischen Szintillatoren liegt im UV-Bereich, wo diese organischen Medien nur mässig transparent sind. Daher werden den organischen Szintillatoren häufig weitere organische Stoffe beigemischt, die als Wellenlängenschieber fungieren. Solche Stoffe absorbieren bei kürzeren Wellenlängen aber sie emittieren (Erklärung durch das Frank-Condon-Prinzip: Im angeregten Zustand verschieben sich die Atome etwas, sodass die Abregung in ursprüngliche niedrige Energieniveaus nicht mehr möglich ist, da die Wellenfunktionen zw. angeregtem und Grundniveau keinen Überlapp mehr aufweisen.) Größe der Energieverschiebung wird als Stokes-Verschiebung bezeichnet, die durch $\frac{1}{2}(E_{\text{Absorption}} - E_{\text{Emission}})$ gegeben ist.) bei längeren Wellenlängen.

Um eine optimale Anpassung an die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode des Photomultipliers zu erreichen, werden oft mehrere Stufen von Wellenlängenschiebern kombiniert. Dies kann innerhalb des gleichen Szintillators passieren oder durch optische Kopplung des Szintillators an einen Wellenlängenschieber.

* Im Englischen werden die Wellenlängenschieber-Substanzen als Fluor bezeichnet, was nichts mit dem Element Fluor zu tun hat.

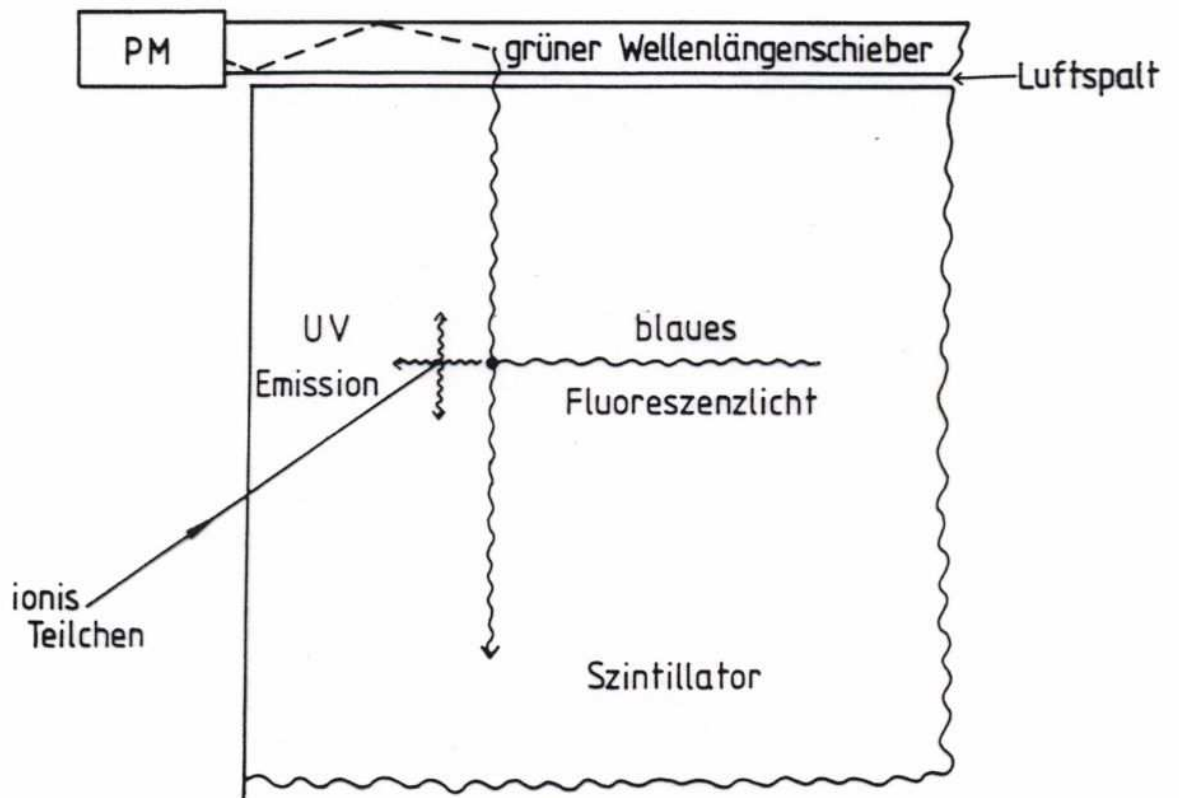


Fig.4.11: Prinzip der Lichtsammlung beim Szintillator mit Wellenlängenschieber-Auslese

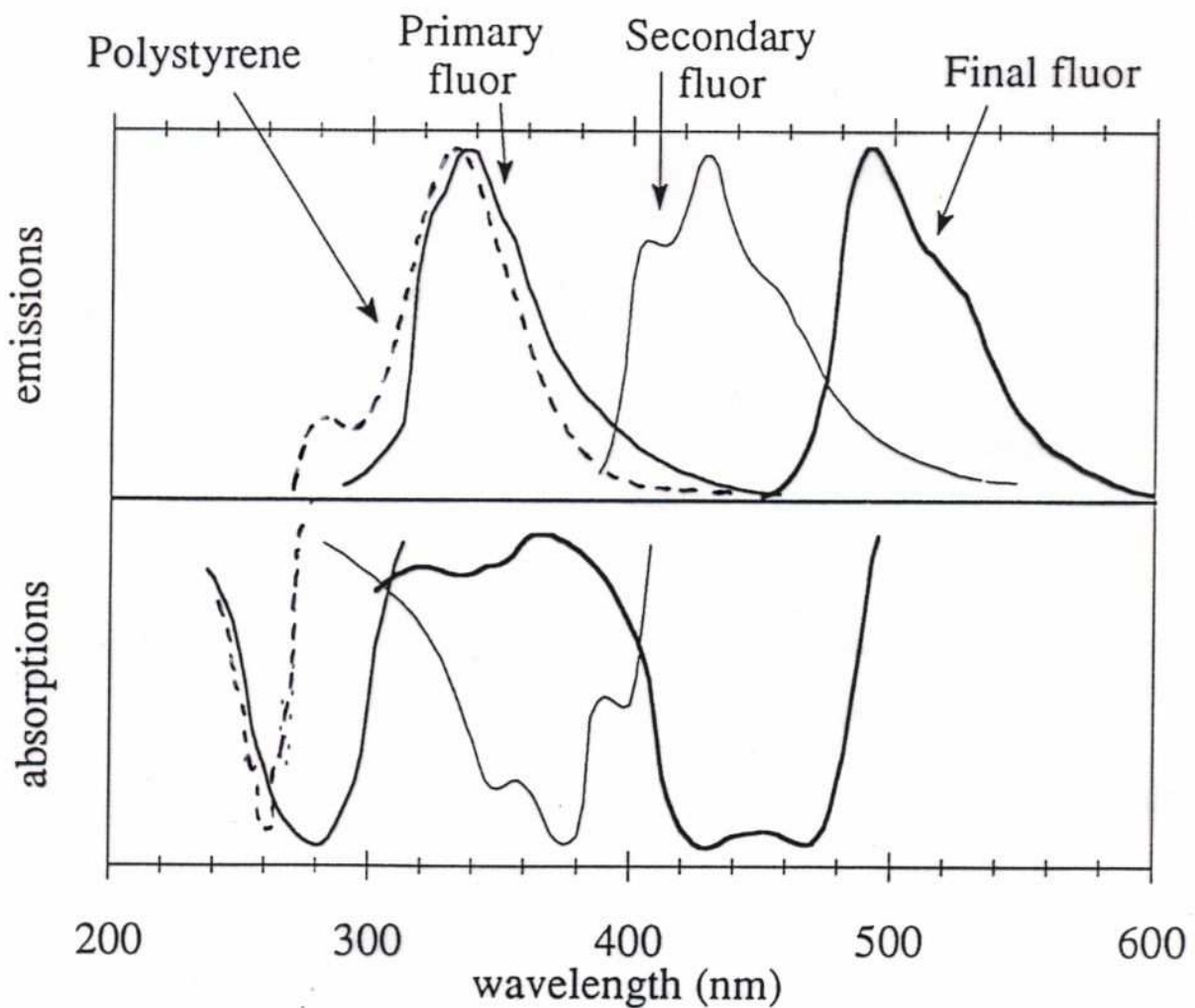


FIGURE 5: Illustration of how the matching of absorption and emission spectra create a green-emitting scintillator.

Organische Szintillatoren

Eigenschaften (pos. & neg.):

- + schnelle Lichtemission durch Fluoreszenz
- + Szintillations- & Fluoreszenzmechanismen unabhängig von der geometrischen Form des Szintillators und vom Aggregatzustand (fest, flüssig, gasförmig)
→ leicht zu verarbeiten, z.B. als Plastikmaterial, und billig
- + hoher Anteil von Wasserstoff (→ Nachweis von Neutronen)
- zusätzliche langsame Phosphoreszenz-Komponente
- große Strahlungslänge λ_0 (→ für totale Absorption kaum geeignet, zusätzl. Material notwendig)
- teilweise geringe Lichtausbeute (typ. 30% der Lichtausbeute von NaI(Tl))

Organische vs. Anorganische Szintillatoren

z.B. γ -Absorption im Szintillator:

Anorganisch: NaI ; Organisch: NE102A (Plastik)

Absorptions-
koeffizient
 μ

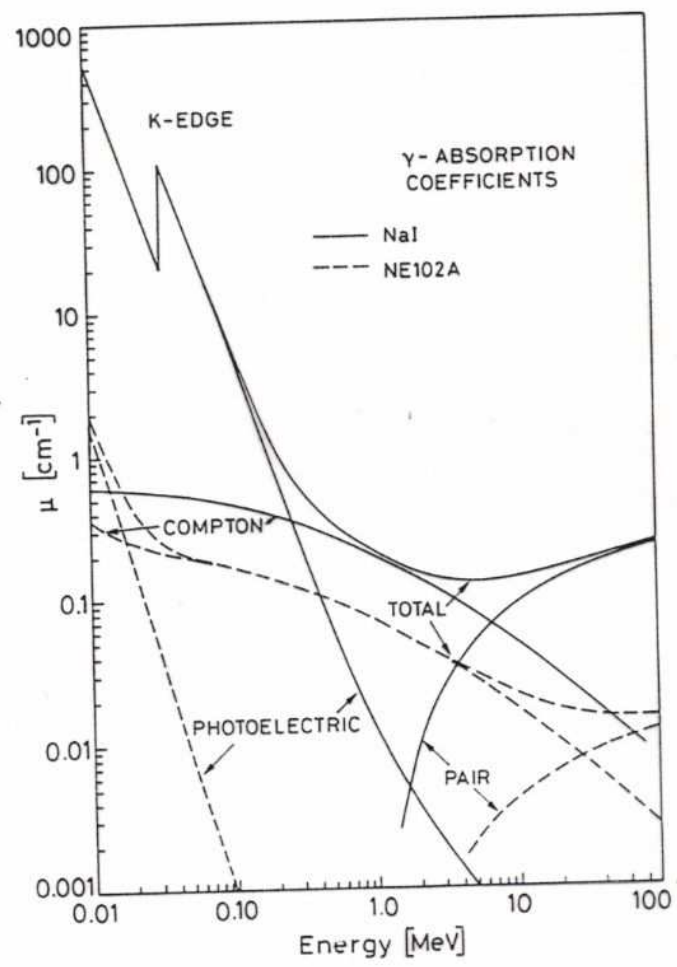


Fig. 7.13. Gamma-ray absorption coefficients for NaI and NE102A plastic scintillator. Note the difference in the relative magnitudes of the photoelectric and Compton cross sections

NB: Photoeffekt $\sim Z^5$
 Paarzeugung $\sim Z^2$
 Compton $\sim Z$

Scintillator & Photomultiplier

Die typische Anwendung des Scintillators ist zusammen mit einer Photokathode und einem Photomultiplier



Um das Szintillationslicht möglichst effektiv nachweisen zu können, müsse Emissionsspektrum des Scintillators und spektrale Empfindlichkeit der Photokathode optimal aufeinander abgestimmt sein.

Ein Photomultiplier besteht aus:

- **Photokathode** die meist aus Alkali-Metallen oder Erd-^{bzw. Schichtungen}alkali-Metalle sowie Mischungen davon (z.B. Bialkali), die alle eine geringe Elektronenaustrittsarbeit besitzen, aufgebaut ist
- **Sekundärelektronenvervielfacher** (SEV oder Photomultiplier PM) ist eine Folge von Elektroden (Dynoden) auf ansteigendem positivem elektrischen Potential. Auftreffende Elektronen schlagen Sekundärelektronen heraus und verstärken dadurch das Signal

Photomultiplier

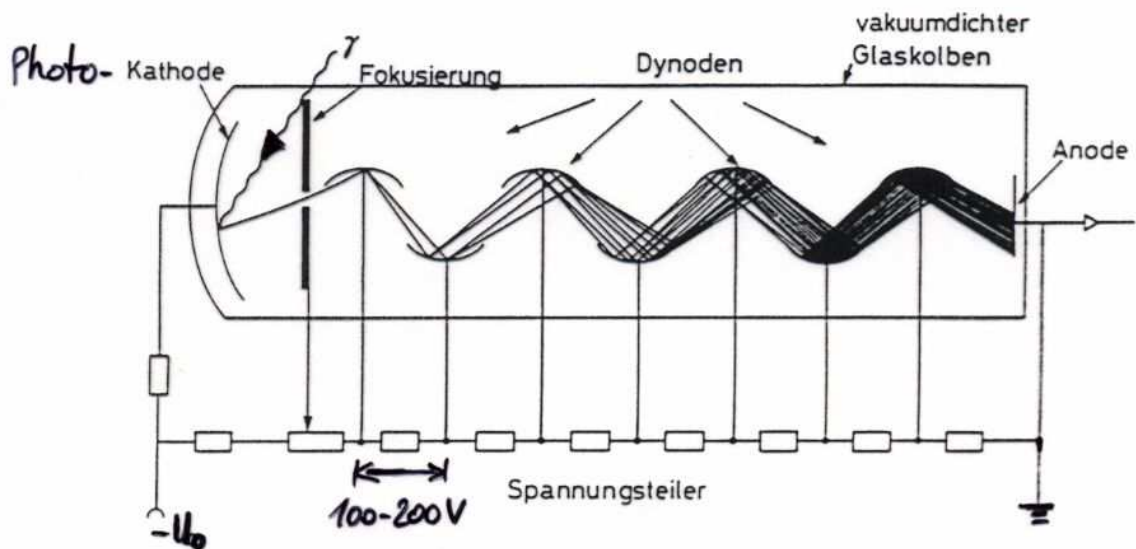
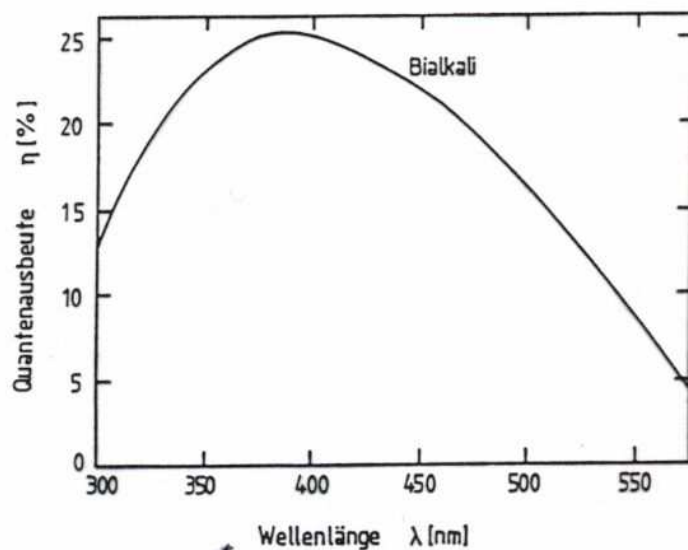


Abb. 5.1 Prinzipieller Aufbau eines Photomultipliers. Das Elektrodensystem befindet sich in einem evakuierten Glaskolben. Der Photomultiplier wird meist durch einen Mu-Metall-Zylinder aus hochpermeablem Werkstoff gegen magnetische Streufelder abgeschirmt (auch gegen das Erdmagnetfeld).

typ. werden 3-5 Sekundärelektronen emittiert



Bi-alkali:

- $K_2 Cs Sb$
- $\lambda_{peak} \approx 380 \text{ nm}$
- Quantenausbeute an Peak $\approx 25\%$
- Wellenlängenbereich 170 - 600 nm

Abb. 5.2 Quantenausbeute einer Bi-alkali-Kathode als Funktion der Wellenlänge [79].

* Anzahl der Photoelektronen pro 100 einfallende Photonen

Photonmultiplier

existieren in vielen Bauformen, mit denen gewisse Probleme minimiert werden sollen:

Jitter im Signal durch unterschiedliche Flugzeiten der Photo-Elektronen von der Photokathode zur ersten Dynode. Gründe:

- Variation der Photo-Elektronengeschwindigkeit beim Austritt aus der Kathode. Spektrum der kinetischen Energien bei Bestrahlung mit Licht von 400-430nm reicht von 0 bis 1.8 eV bei einer Bialkali-Kathode (K_2CsSb) mit häufigstem Wert von 1.2 eV ($\delta t \approx 0.2 \text{ ns}$ ^{typ})
- Unterschiedlich lange Wegstrecken von Photokathode zur ersten Dynode. Bauform ist dafür entscheidend. (typ. $\delta t \approx 0.2 - 0.7 \text{ ns}$)

Der Jitter im Signal begrenzt die Zeitauflösung, mit der das Auftreten von Szintillationslicht nach einem Teilchendurchgang bestimmt werden kann.

Photomultiplier

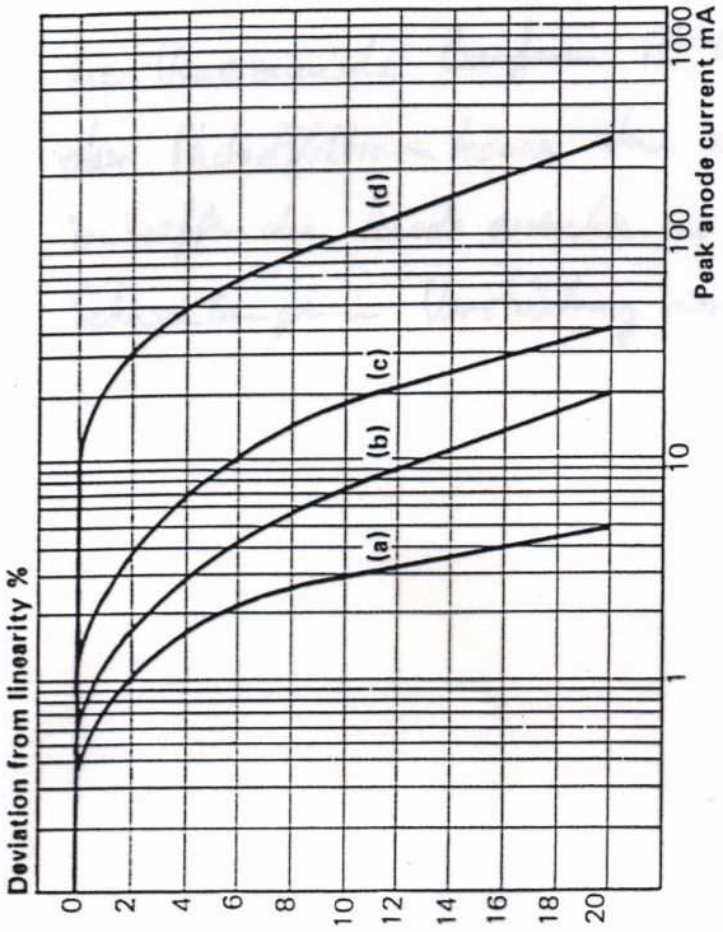
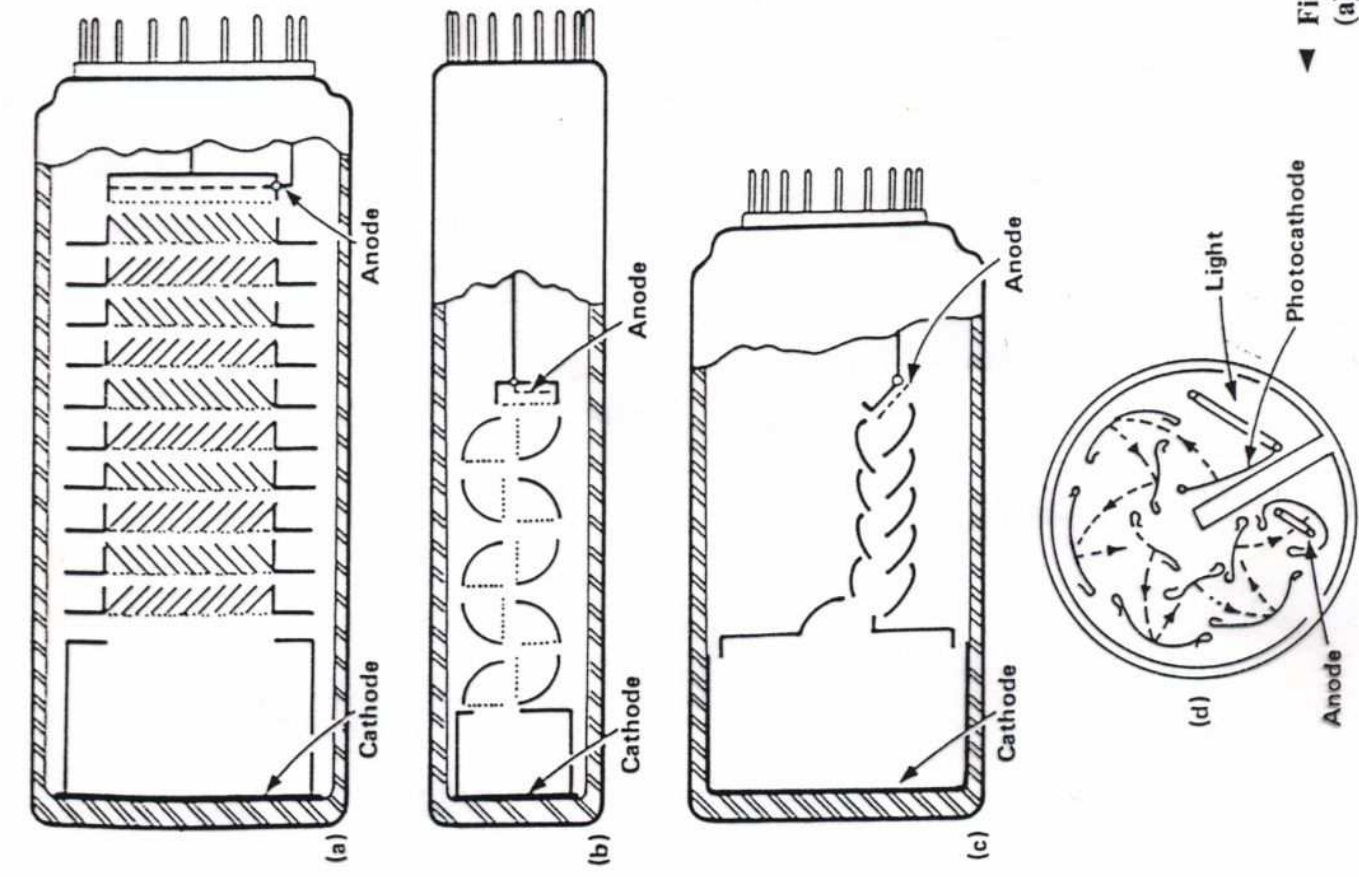


Fig. 8.5. Linearity of different dynode configurations: (a) box and grid, (b) venetian blind with standard voltage divider, (c) venetian blind with high current voltage divider, (d) linear focused with very high current divider (from *EMI Catalog* [8.2])

Fig. 8.4a - d. Various dynode configurations for PM's (from *EMI Catalog* [8.2]): (a) venetian blind, (b) box and grid, (c) linear focused, (d) side-on configuration

Mikrokanal - Multiplier

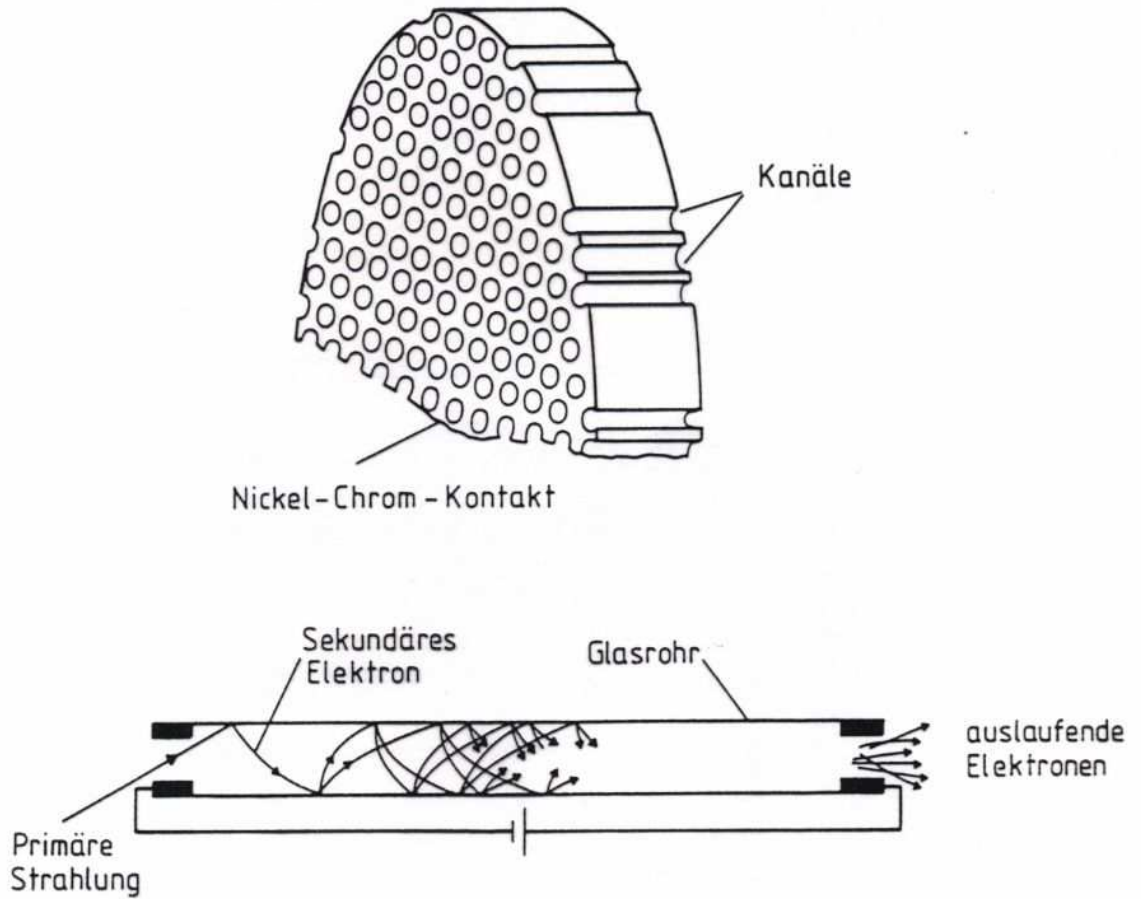
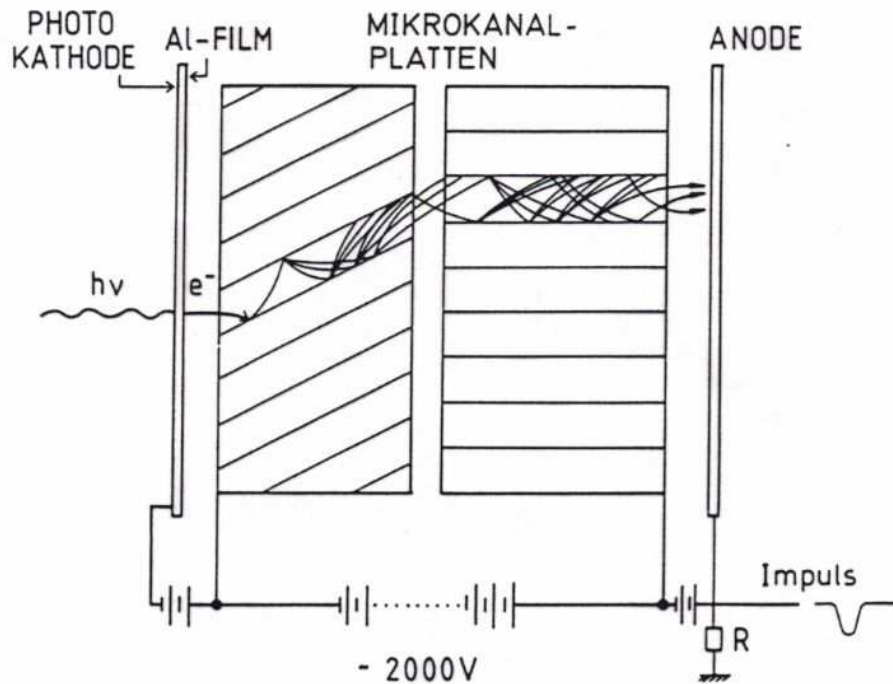


Fig.4.4: Prinzip eines Mikrokanal-Multipliers [DH 77].



Schematischer Aufbau eines zweistufigen Mikrokanal-Vervielfachers in Winkel-Form ("Chevron").

Photo- und Mikrokanal-Multiplier

eine kleine Auswahl:

	Amperex XP 2020	RCA 8854	Hamamatsu R 647-01	ITT F 4129	Hamamatsu R1564U
Verstärkung	$>3 \times 10^7$	3.5×10^8	$>10^6$	1.6×10^6	5×10^5
Hochspannung Anode-Kathode(V)	2200	2500	1000		
Mikrokanal- Spannung (V)				2500	3400
Anstiegszeit τ_R (ns)	1.5	3.2	2	0.35	0.27
Elektronen- laufzeit τ_T (ns)	28	70	31.5	2.5	0.58
Laufzeitschwankung (HWB) für ein Photo- elektron τ_s (ns)	0.51	1.55	1.2	0.20	0.09
Laufzeitschwankung (HWB) für viele Photo- elektronen τ_s' (ns)	0.12		0.40	0.10	
Anzahl Photoelektronen bei Messung von τ_s'	2500		100	800	
Quantenausbeute (%)	26	27	28	20	15
Photokathoden- durchmesser (mm)	44	114	9	18	18
Dynodenmaterial	Cu Be	GaP/BeO			

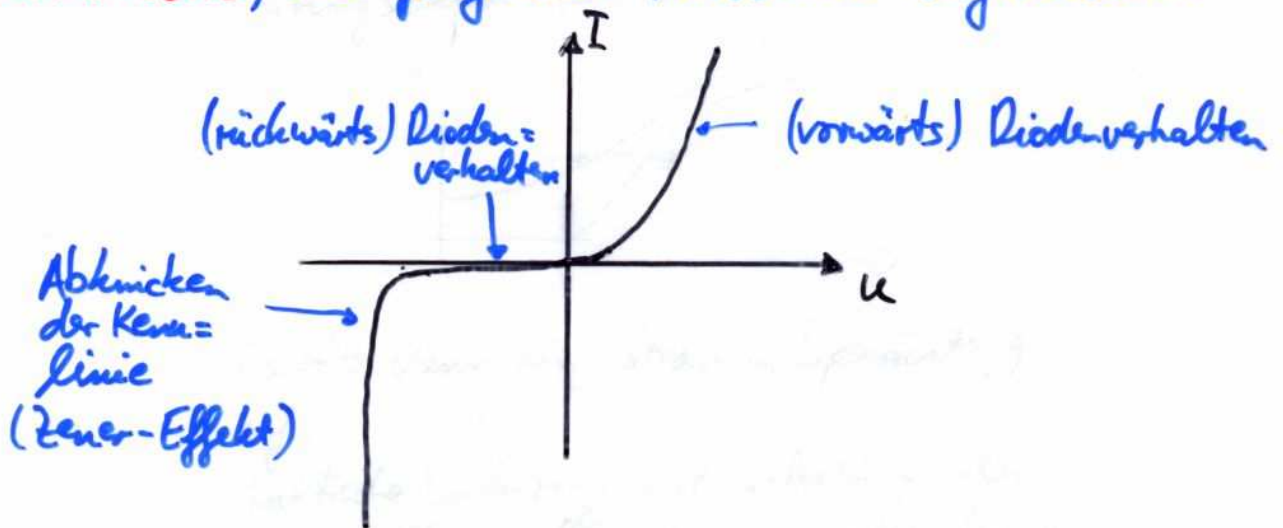
Es gibt weitere Bauformen, z.B. für das Superkanalende
Experiment wurden Photomultiplier mit 50 cm Photokathode
von Hamamatsu angefertigt



Photomultiplier, Avalanche-Dioden

Ein wesentlicher Nachteil der Photomultiplier ist, dass sie sehr empfindlich auf Magnetfelder reagieren (i.v. Abfall der Verstärkung). Sollen PMs in Magnetfeldern betrieben werden, so müssen sie in geeignete Abschirmungen (z.B. μ -Metall) eingebaut werden.

Alternativ gibt es sehr empfindliche Lichtdetektoren aus Halbleitermaterial, so genannte **Avalanche-Photodioden**, die folgende Kennlinie aufweisen:



Beim Zener-Effekt leiten Elektronen des Sperrstroms den Lawinen-Effekt ein. Bei Avalanche-Photodioden sind es durch Photonen erzeugte Elektron-Loch-Paare, die den Lawinen-Effekt auslösen.

Zusammenfassung: Szintillatoren

- Energieverlust eines Teilchens erzeugt **Szintillationslicht**
- Szintillations-Effekt tritt in Kristallen und dotiertem Glas auf (Exzitonen-Mechanismus)
- ... und in organischen Stoffen mit Benzolringen ⊙
(Fluoreszenz, Phosphoreszenz)
- Lichtsignal klingt i.A. recht schnell ab
→ Szintillatoren zur **Zeitmessung** geeignet
- **Wellenlängenschieber** passen Emissionsspektrum an spektrale Empfindlichkeit der **Photokathode** an
- **Photomultiplier** verstärken das Signal einzelner Photoelektronen bis zur Messbarkeit

6. Prinzipien von Szintillations-Detektoren:

- (a) Szintillationsmechanismus
- (b) Organische, anorganische Szintillatoren: Lichtausbeute, Wellenlängenschieber
- (c) Nachweiseffizienz für Strahlung: schwere Ionen, Elektronen, Gammastrahlung, Neutronen
- (d) Photomultiplier, Avalanche-Photodioden: Konstruktionsprinzipien, Einsatzgebiete, Limitierungen

7. Ionisationmessung:

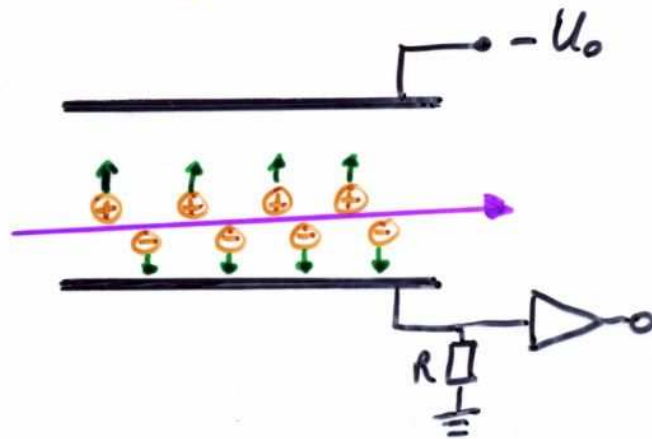
- (a) Gasdetektoren: Ionisationskammern, Proportionalzähler, Auslösezähler
- (b) Flüssigkeitszähler
- (c) Halbleiterzähler
- (d) Alterung von Detektoren: Strahlungsschäden, chemische Reaktionen durch Bestrahlung

Ionisationsmessung

... bedeutet: Messung der primär und sekundär erzeugten Ionisation, die ein Teilchen aus ionisierender Strahlung im Detektormedium erzeugt hat. Dazu genügt es, ein (geringes) elektrisches Feld anzulegen, um die Elektronen & Ionen an der Rekombination zu hindern. Typische Aufbauten sind:

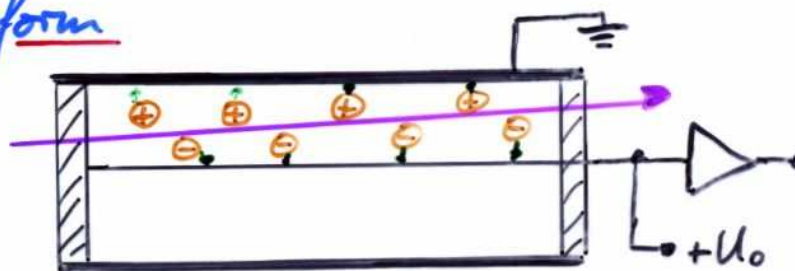
- Ionisationskammern in flacher Bauform

(zwei "Kondensatorplatten", z.B. in Flüssigkeits- und Halbleiterzählern)



- ... in zylindrischer Bauform

(vom Typ eines Geiger-Müller-Zählrohrs, z.B. Gastähler)



Da die Zylinder symmetrische Bauform in vielerlei Hinsicht auch bei größeren Detektoren wieder auftaucht, soll diese im Folgenden etwas eingehender diskutiert werden.

Arbeitsbereiche von zylindrischen Gasdetektoren

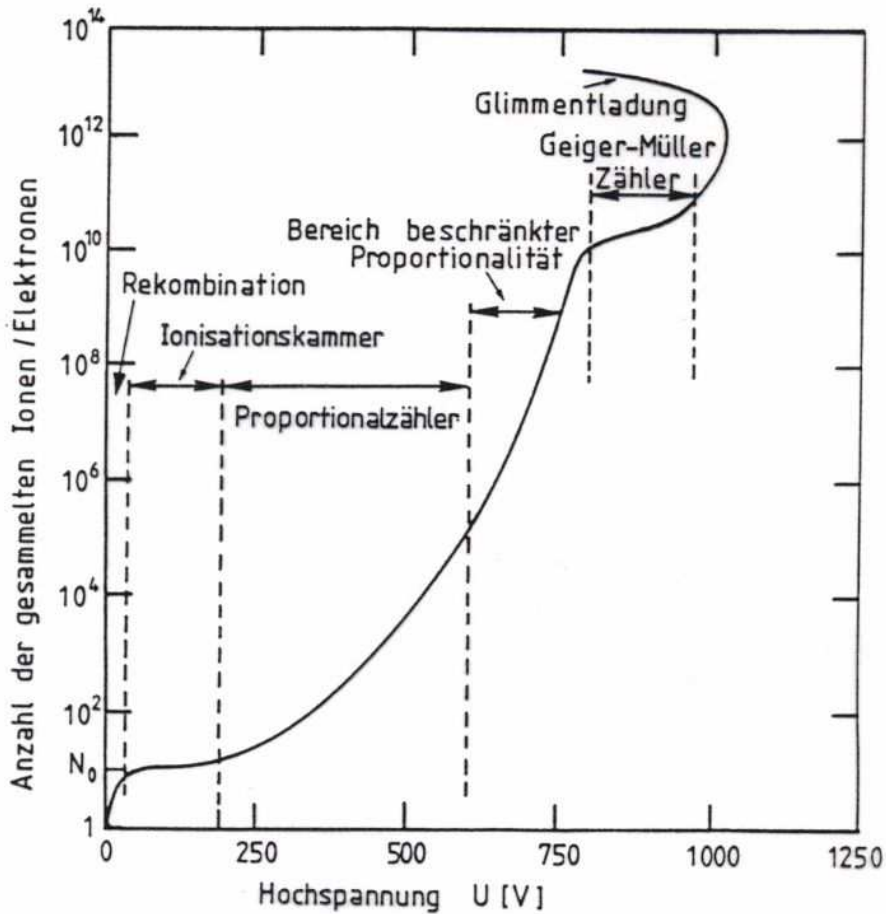
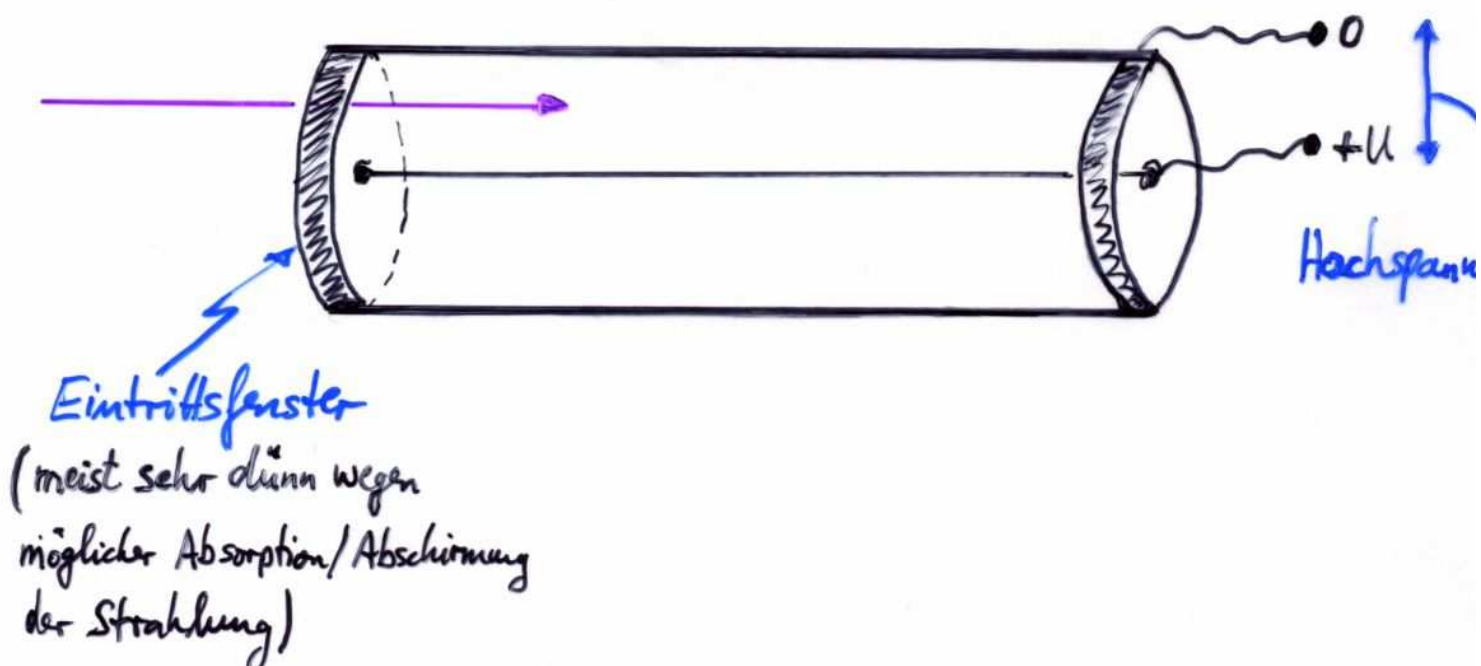


Abb. 4.21 Kennzeichnung der Arbeitsbereiche von zylindrischen Gasdetektoren (nach [104]).



Zylindrische Gasdetektoren

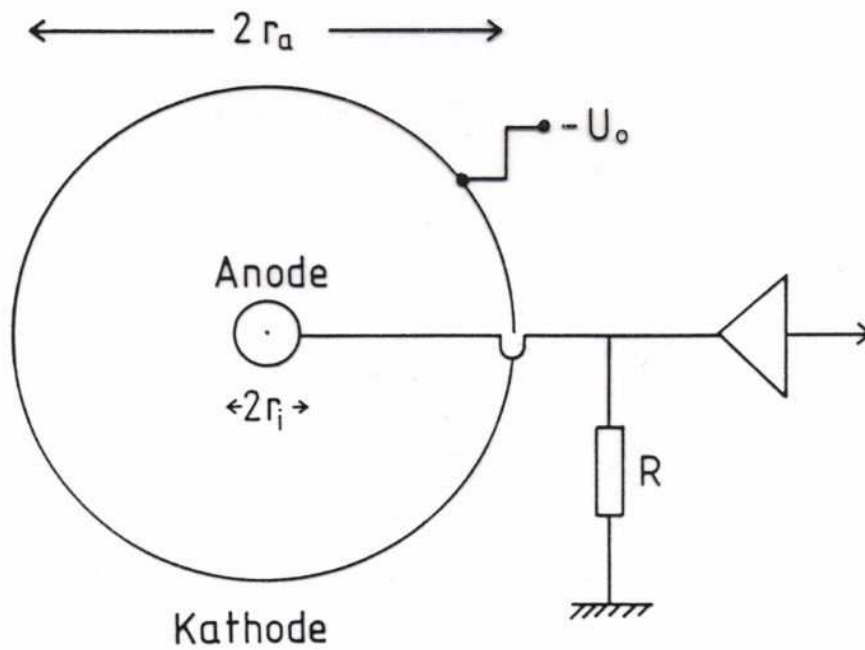


Fig.2.3: Zylindrische Ionisationskammer (schematisch)

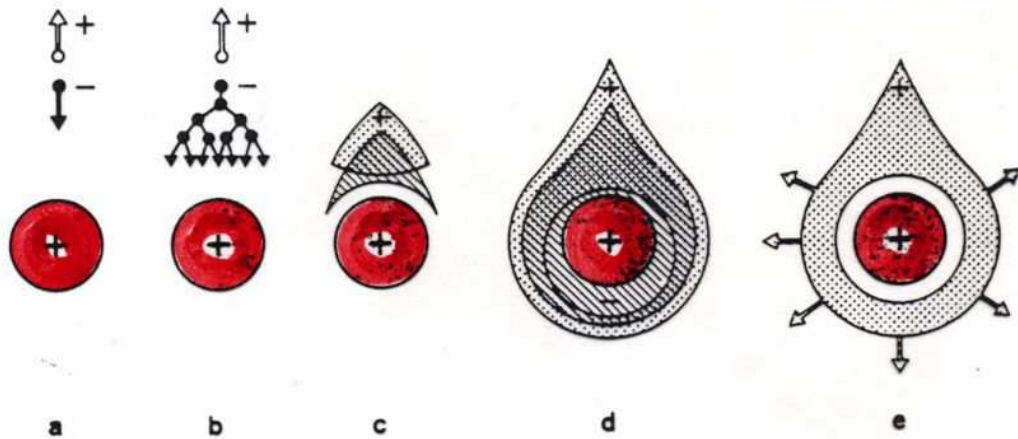


Fig.3.2: Zeitliche Entwicklung der Lawine in der Nähe des Anodendrahtes eines Proportionalzählers. a) Ein primäres Elektron bewegt sich zur Anode; b) das Elektron gewinnt im elektrischen Feld Energie und ionisiert Atome, die Lawinenbildung setzt ein; c) Elektronen- und Ionenwolke driften auseinander; d) und e) die Elektronenwolke drifftet zum Draht, die Ionenwolke entfernt sich radial vom Draht [CH 72].

Zylindrische Gasdetektoren

Das messbare Signal, welches aufgrund der Ionisation des Zählgases zwischen den Elektroden des Detektors entsteht, stammt aus der Bewegung von Elektronen & Ionen zu Anode & Kathode, also aus der Influenz. Für die Bewegung einer Ladung q im elektrostatischen Potential $\phi(r)$ kann dies allgemein berechnet werden. Die mit der Ladungsbewegung um dr verbundene Spannungsänderung ist

$$\otimes \quad dU = \frac{q}{C \cdot U_0} \frac{d\phi(r)}{dr} \cdot dr$$

Dabei ist U_0 die angelegte Spannung und C die Kapazität der Elektrodenanordnung im Detektor (enthält also die spezifische Detektorgeometrie, z.B. Zylinderform).

In \otimes ist $\frac{d\phi}{dr} = -E(r)$ das elektr. Feld (allgemeiner:

$\vec{E}(\vec{r}) = -\text{grad } \phi(\vec{r})$; für $E(r) = -\frac{d\phi}{dr}$ ist Rotations- bzw.

Zylindersymmetrie angenommen). Ist weiterhin die mittlere Drift-

geschwindigkeit $\bar{v}_D \approx \mu \cdot E(r)$, so kann die Driftzeit

mit $\Delta t = \int \frac{dr}{\bar{v}_D} \approx \int \frac{dr}{\mu \cdot E(r)}$ berechnet werden.

Zylindrische Gasdetektoren

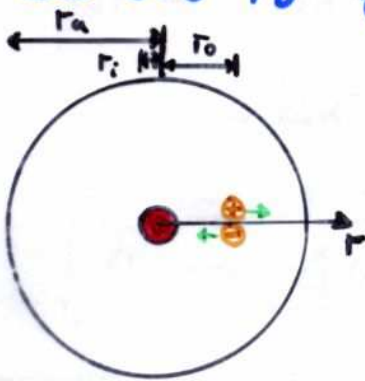
Für die Anordnung aus Fig. 2.3 ist das elektrische Potential:

$$\phi(r) = -\frac{C U_0}{2\pi \epsilon \epsilon_0} \ln\left(\frac{r}{r_i}\right)$$

und die Kapazität der Detektorgeometrie (pro Länge L)

$$C = \frac{2\pi \epsilon \epsilon_0}{\ln(r_a/r_i)}$$

sodass sich für eine Ionisation mit Ladung $q = Ne$ am Ort r_0 folgende Spannungsänderungen ergeben:



• Elektronen:

$$\Delta U^- = -\frac{Ne}{C} \frac{\ln(r_0/r_i)}{\ln(r_a/r_i)}$$

• Ionen:

$$\Delta U^+ = -\frac{Ne}{C} \frac{\ln(r_a/r_0)}{\ln(r_a/r_i)}$$

Und die Driftzeiten für Elektronen & Ionen sind*:

$$\bullet \quad \Delta t^- \approx \frac{\ln(r_a/r_i)}{2\mu^- \cdot U_0} (r_0^2 - r_i^2)$$

$$\bullet \quad \Delta t^+ \approx \frac{\ln(r_a/r_i)}{2\mu^+ \cdot U_0} (r_a^2 - r_0^2) \quad \begin{array}{l} \text{i.A.} \\ \gg \Delta t^- \\ \text{da } \mu^+ \ll \mu^- \end{array}$$

* Gilt nur, solange $\vec{v}_0 \sim E(r)$ ist, also für nicht zu starke E-Felder

Zylindrische Gasdetektoren

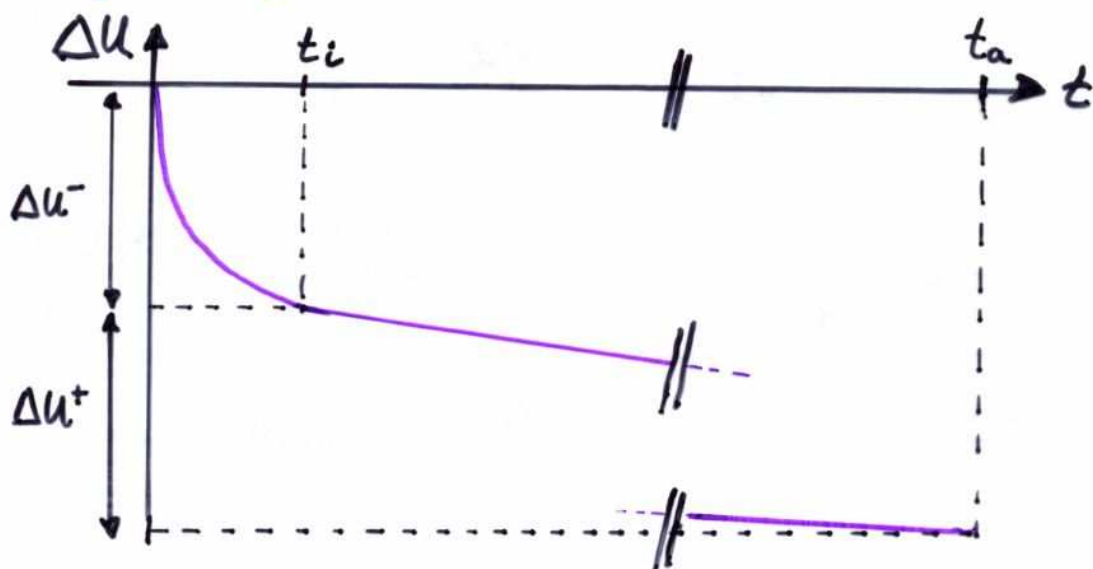
Ist $r_a \gg r_i$ und liegt eine homogene Verteilung der Ionisation vor im Detektor, so wird die Elektronen-komponente die Spannungsänderung $\Delta U = \Delta U^- + \Delta U^+$ dominieren (NB: für Ionisationskammern, z.B. $r_a/r_i = 10^3$ und $r_0 = r_a/2 \rightarrow \Delta U^-/\Delta U^+ = \ln 500/\ln 2 \approx 10$).

Die zeitabhängige Signal-(Puls-)form ist näherungsweise:

$$\bullet \Delta U^-(t) = U^-(t) - U_0 = -\frac{Ne}{C \ln r_a/r_i} \cdot \frac{1}{2} \ln \left(1 + t \cdot \frac{2\mu^- U_0}{\ln(r_a/r_i) \cdot r_i^2} \right)$$

$$\bullet \Delta U^+(t) = U^+(t) - U_0 = -\frac{Ne}{C \ln r_a/r_i} \cdot \frac{1}{2} \ln \left(1 + t \cdot \frac{2\mu^+ U_0}{\ln(r_a/r_i) \cdot r_i^2} \right)$$

NB: $\mu^+ \ll \mu^-$ und $r_a \gg r_i$ bedeuten:

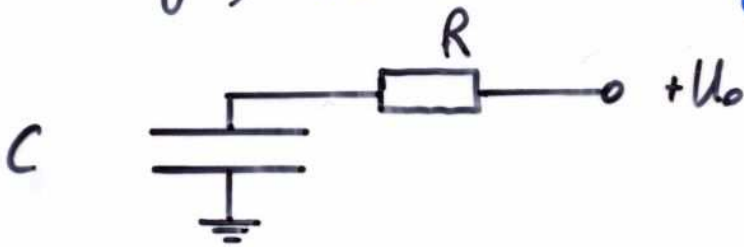


Elektronenkomponente ist schnell

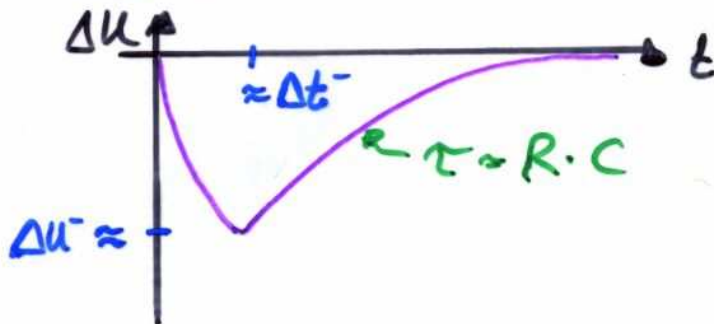
Ionenkomponente ist sehr langsam

Zylindrische Gasdetektoren

Im realen Betrieb wird die Hochspannung über einen (i.A. hochohmigen) Widerstand nachgeführt:



Daher wird der Spannungsabfall $\Delta U(t)$ exponentiell mit einer Zeitkonstante $\tau = R \cdot C$ verschwinden:



Dies gilt, falls $\Delta t^- < R \cdot C < \Delta t^+$ ist.

Wird der Widerstand R sehr groß gewählt, sodass

$$R \cdot C > \Delta t^+,$$

dann können einzelne Ionisationen nicht mehr voneinander getrennt werden. In diesem Fall wird

bei konstanter Rate R der einfallenden Teilchen

ein Gleichstrom $I \approx -Ne / R \cdot C$ gemessen.

Zylindrische Gasdetektoren

Für die Messung der Intensität von Röntgenstrahlung wird meist ein Luftgefüllter Detektor benutzt, da die Ionendosis für Luft definiert ist.

Zur Dosismessung werden auch Detektoren mit gewebeäquivalenter Wandung

benutzt, z.B. Polystyrol mit C- oder Al-Beimischungen

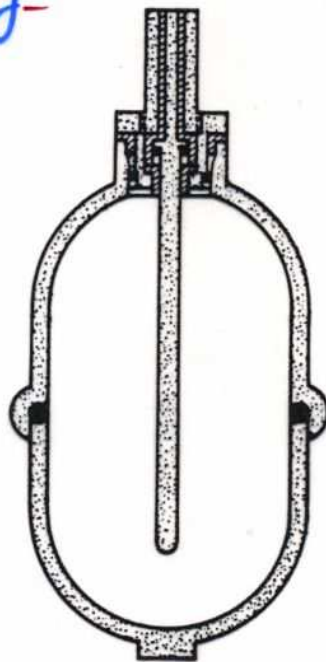


Fig.2.4: Ionisationskammer zur Messung der Ionendosis; Material: leitender gewebeäquivalenter Kunststoff (nach [RO 56]). Der Durchmesser des zylindrischen Zählers ist ca. 10cm.

(Stab-) Dosimeter messen die Entladung eines aufgeladenen Kondensators durch eine Ionisationskammer. Die Größe der Entladung ist ein Maß für die vom Träger empfangene Dosis

Zylindrische Gasdetektoren

Bei höherer Betriebsspannung U_0 steigt die elektr. Feldstärke in der Nähe des Drahtes auf Werte an, bei denen Gasverstärkung einsetzt. Abb. 3.2 (s. Folie mit Querschnittsskizze des zylindr. Detektors) zeigt, wie sich eine Gasverstärkungszone um den Draht ausbildet, und zeigt die Rolle der pos. Ionen auf. Dies hat Konsequenzen für die Amplitude des Spannungspulses ΔU^- und ΔU^+ :



* im Proportionalbereich

Da die Verstärkung* bis zu 10^8 beträgt, kann die Influenz der ursprünglich durch Ionisation erzeugten Ladung vernachlässigt werden. Der Spannungspuls durch die Elektronen & Ionen der Gasverstärkungszone ist dann:

$$\bullet \Delta U^- = -\frac{Ne}{CU_0} \int_{r_i+r'}^{r_i} \frac{d\phi}{dr} dr = -\frac{Ne}{C \ln \frac{r_a}{r_i}} \ln \frac{r_i+r'}{r_i}$$

$$\bullet \Delta U^+ = \frac{Ne}{CU_0} \int_{r_i+r'}^{r_a} \frac{d\phi}{dr} dr = -\frac{Ne}{C \ln \frac{r_a}{r_i}} \ln \frac{r_a}{r_i+r'}$$

$$\text{also } \Delta U^- + \Delta U^+ = -\frac{Ne}{C} \quad \text{und} \quad \frac{\Delta U^-}{\Delta U^+} = \frac{\ln \frac{r_i+r'}{r_i}}{\ln \frac{r_a}{r_i+r'}} \ll 1$$

(z.B.: $r_i = 10 \mu\text{m}$, $r_a = 10 \text{mm}$, $r' = 1 \mu\text{m}$ $\Rightarrow \Delta U^- / \Delta U^+ \ll 1\%$)

Zylindrische Gasdetektoren

Die Form des Pulses ergibt sich analog wie beim Fall ohne Gasverstärkung, wobei wegen $\frac{\Delta U^-}{\Delta U^+} \ll 1$ die Elektronenkomponente vernachlässigt werden kann. Also ist:

$$U^+(t) - U_0 \approx -\frac{Ne}{C \cdot \ln \frac{r_a}{r_i}} \cdot \frac{1}{2} \ln \left(1 + t \cdot \frac{2\mu^+ U_0}{\ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) \cdot r_i^2} \right)$$

$$= -\frac{Ne}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \ln \left(1 + \frac{t}{T_0} \right)$$

mit $C = 2\pi\epsilon\epsilon_0 / \ln \frac{r_a}{r_i}$ und $T_0 := \frac{1}{2} \pi \epsilon\epsilon_0 / \mu^+ C U_0$.

Wird die Hochspannung wiederum über einen Widerstand R nachgeführt, so ergibt sich als Pulsform mit $\tau := C \cdot R$:

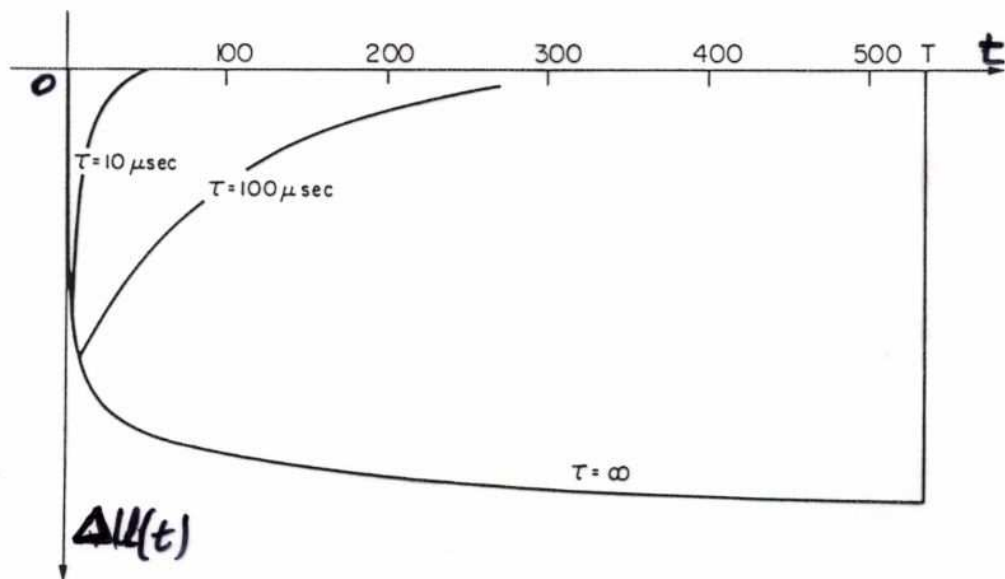


Fig. 52 Time development of the pulse in a proportional counter; T is the total drift time of positive ions from anode to cathode. The pulse shape obtained with several differentiation time constants is also shown.

Zylindrische Gasdetektoren

Eine Erhöhung der Arbeitsspannung U_0 über den Proportionalitätsbereich hinaus führt in den Auslösebereich (Geiger-Müller-Bereich). Eine einzelne Ionisation führt dann zu einer andauernden Entladung zwischen Anode und Kathode, weil die UV-Photonen aus der Abregung und Rekombination kontinuierlich für weitere Ionisationen führen.

Um diesen Entladeprozess zu unterbrechen, müssen dem Gas des Detektors Moleküle zugefügt werden, die diese UV-Photonen effektiv absorbieren (z.B. durch Anregung von Schwingungsmoden, die im langwelligen Bereich abstrahlen/abregen).

Solche Moleküle werden **Löschgase** oder **Quencher** genannt. Beispiele für Löschgase sind:

- Kohlenwasserstoffe wie Methan, Isopropan, Butan
- CO_2
- BF_3
- ...

Die richtige Wahl hängt vom Einsatzbereich des Detektors ab.

Zylindrische Gasdetektoren

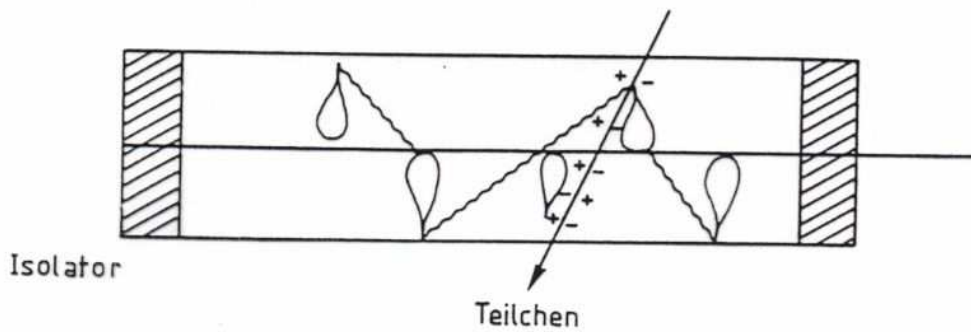


Abb. 4.14 Zur Illustration der transversalen Lawinenausbreitung in einem Geiger-Müller-Zählrohr.

d.h. entlang des Anodendrahtes

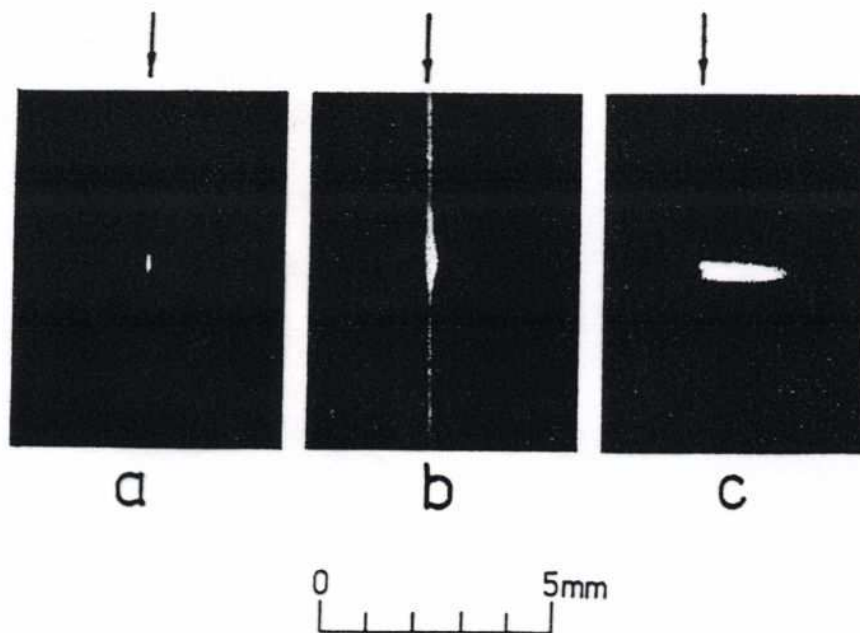


Abb. 4.17 Gasentladungen in einem a) Proportionalzählrohr, b) Geiger-Müller-Zählrohr und c) in einem selbstlöschenden Streamer-Rohr. Die Pfeile deuten den Verlauf des Anodendrahtes an [112].

Streamerbereich

Sehr hohe Löschgasanteile unterbinden die transversale Ausbreitung des Entladevorgang, der also lokalisiert im Bereich der ersten / ursprünglichen Ionisation verbleibt. Das Löschgas entzieht dem Gesamtprozess fast alle UV-Photonen und stoppt damit auch den Gasverstärkungsprozess am Ende, wenn alle Elektronen die Anode erreicht haben. Solche larocci-Rohre haben hohe Ladungsmengen, die den Nachweis einzelner Teilchen ermöglichen.

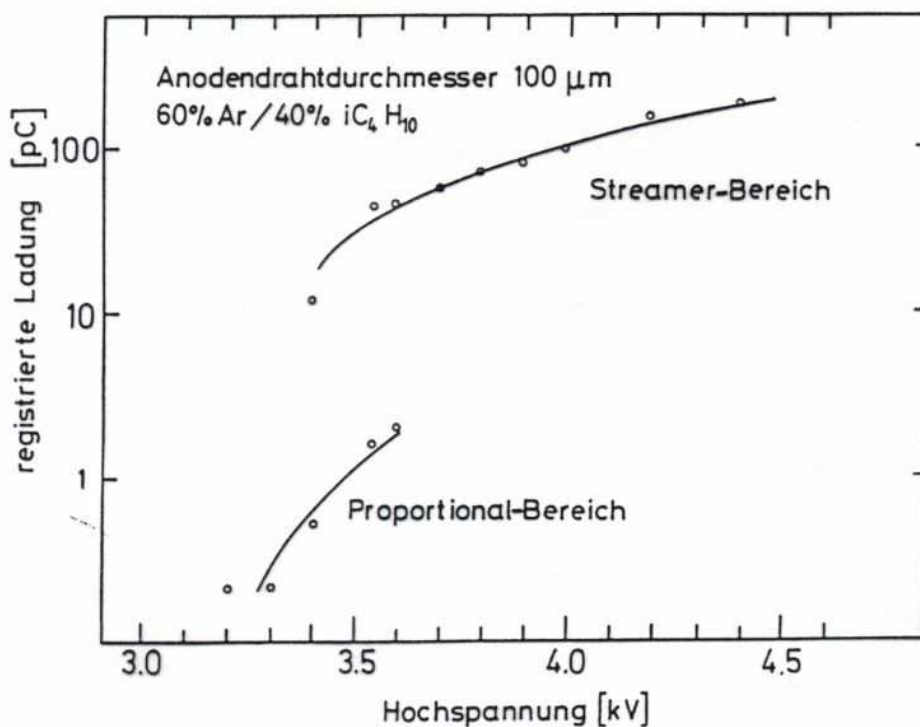


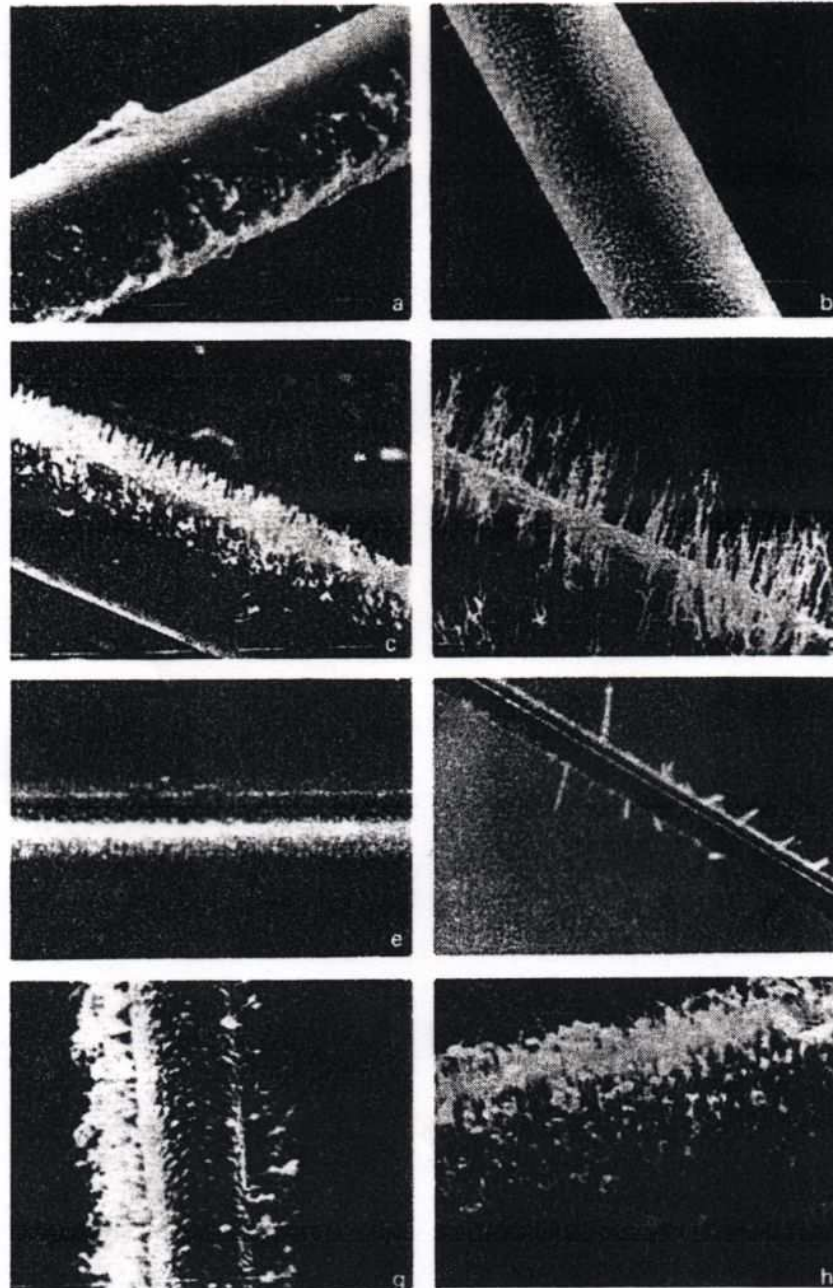
Abb. 4.16 Registrierte Lawinenladung als Funktion der Hochspannung. Deutlich erkennbar ist der diskontinuierliche Übergang vom Proportional- zum Streamer-Mode bei Koexistenz dieser beiden Entladungsmechanismen in einem schmalen Überlappbereich um 3.5 kV [113].

Alterung von Detektoren

Organische Löschgase führen zu Betriebsproblemen von Detektoren, nachdem diese hohe Teilchenflüsse absorbiert haben. Durch die Rekombination ^{durch ionisierende Strahlung,} dissoziierter Löschgas-moleküle können sich feste oder flüssige Polymere bilden, die sich auf Anode / Kathode ablagern. Diese Ablagerungen verändern das Verhalten des zylindr. Gasdetektors:

- **Anode**: Feldabschirmung / -verzerrung durch Polymere
↳ geringere Gasverstärkung
- **Kathode**: Polymerschicht hindert / behindert pos. Ionen aus Ionisation daran, an Kathode zu neutralisieren
↳ Aufbau pos. Raumladung mit nachfolgenden Entladungen (Funken) + Beschädigungen

Solche Effekte werden mit dem Begriff **Alterung von Detektoren** bezeichnet, wobei i.A. die vom Detektor (oder Draht) absorbierte Ladung / Länge ein Zeitmaß für den Grad der Alterung darstellt und benutzt wird.



a, b:
gleichmäßige
Ablagerungen

c-h:
haarige
Ablagerungen

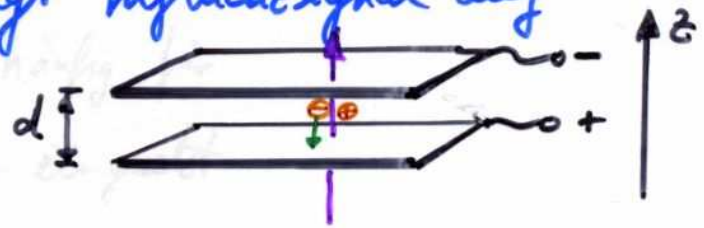
Abb. 4.62 Beispiele von Ablagerungen auf Anodendrähten [80].

von Polymeren

- Alterung:
- dicke Anodendrähte weniger als dünne
 - goldbeschichtete weniger als unbeschichtete
 - Wasserdampf / Azeton können Ablagerungen teilweise auflösen

Flüssigkeitsdetektoren

- Ionenbeweglichkeit vernachlässigbar klein
- Elektronenkomponente erzeugt Influenzsignal auf Kondensatorplatten:



Die Ladungsdichte ist

$$\rho(z,t) = \begin{cases} -Ne/d & \text{für } 0 < z < d - \bar{v}_0 \cdot t \\ 0 & \text{für } z > d - \bar{v}_0 \cdot t \end{cases}$$

und damit die Ladung zwischen den Platten abfließende Elektronen

$$q(t) = \rho(z,t) \cdot (d - \bar{v}_0 \cdot t) \quad \text{für } t < t_d := \frac{d}{\bar{v}_0}$$

Diese Ladung bewegt sich im elektr. Feld des Kondensators und gewinnt Energie ($E_{\text{elektr.}} = \frac{Q^2}{2C} = q \cdot E_z$)

$$\frac{2Q_0 dQ}{2C} = q(t) E_z \cdot dz = q(t) \cdot E_z \cdot \bar{v}_0 dt$$

$$= E_z \bar{v}_0 \cdot \left(-\frac{Ne}{d} \cdot (d - \bar{v}_0 t) \right) dt \quad \text{für } t < t_d$$

Integration über $t = 0 \dots t_d \dots \infty$ liefert für $\int dQ$:

$$Q(t) - Q_0 = \int_{Q_0}^{Q(t)} dQ = \begin{cases} -Ne \left[\frac{t}{t_d} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_d} \right)^2 \right] & \text{für } 0 < t < t_d \\ -Ne/2 & \text{für } t > t_d \end{cases}$$

und damit einen Strompuls $i(t) = \dot{Q}(t)$:

$$i(t) = -Ne \cdot \frac{1}{t_d} \cdot \left[1 - \frac{t}{t_d} \right] \quad \text{für } t < t_d$$

(d) Betrieb: Bias-Spannung, Signalverstärkung, Temperatureffekte, Strahlungsschäden

6. Prinzipien von Szintillations-Detektoren:

(a) Szintillationsmechanismus

(b) Organische, anorganische Szintillatoren: Lichtausbeute, Wellenlängenschieber

(c) Nachweiseffizienz für Strahlung: schwere Ionen, Elektronen, Gammastrahlung, Neutronen

(d) Photomultiplier, Avalanche-Photodioden: Konstruktionsprinzipien, Einsatzgebiete, Limitierungen

7. Ionisationmessung:

(a) Gasdetektoren: Ionisationskammern, Proportionalzähler, Auslösezähler

(b) Flüssigkeitszähler

(c) Halbleiterzähler

(d) Alterung von Detektoren: Strahlungsschäden, chemische Reaktionen durch Bestrahlung

8. elektr. Signale und Signalverarbeitung: (Intermezzo)

(a) typ. Signalform

(b) Pulsformung

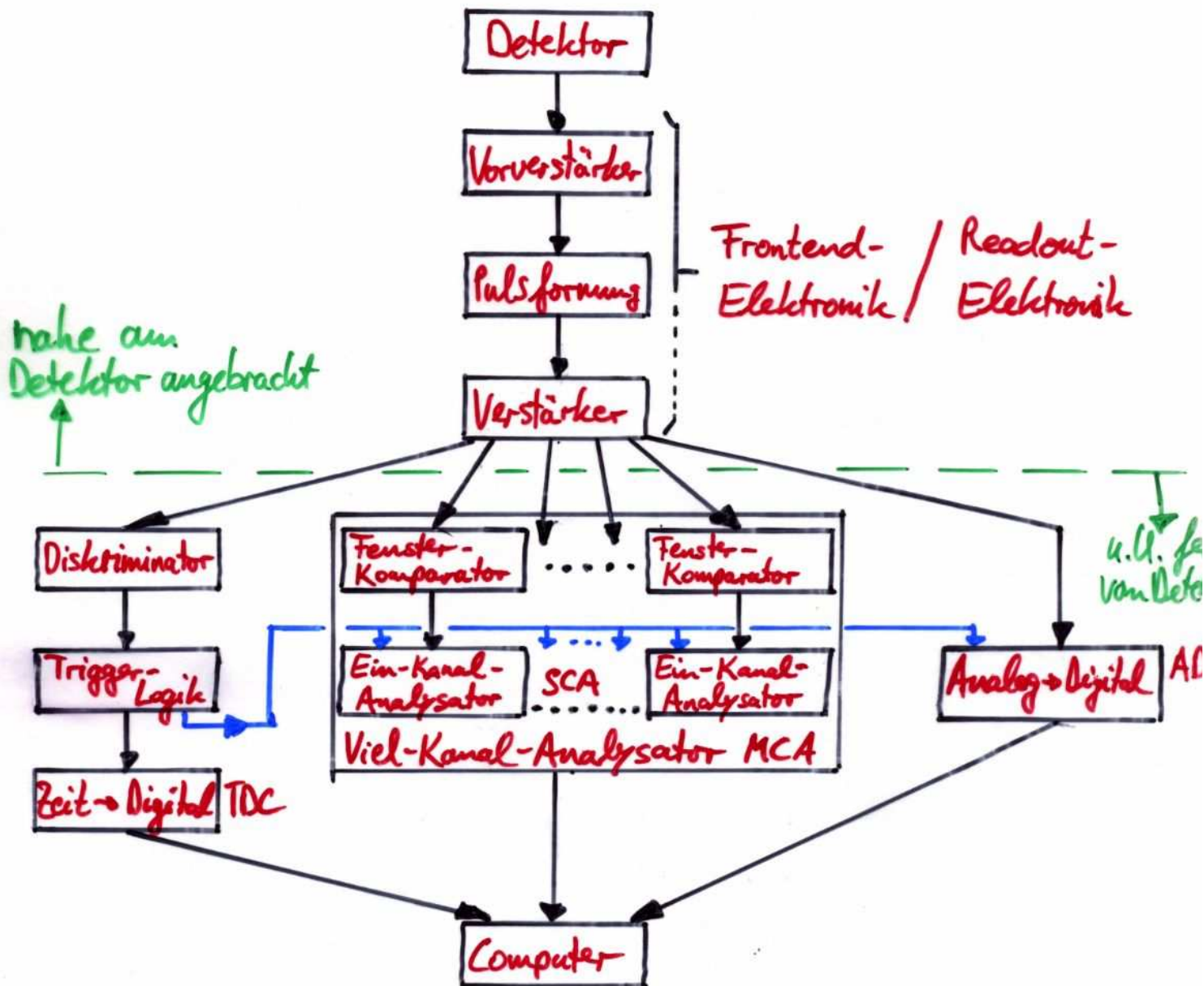
(c) Pulsdiskriminierung und Zeitmessung: Zeit-Digital-Wandler (TDC)

(d) Pulsformanalyse und Ladungsmessung: Single-/Multi-Channel-Analyzer (SCA/MCA). Analog-Digital-Wandler (ADC)

(e) "Walk" und "Jitter" bei Zeitmessung: Constant-Fraction-Triggering (CFT), Amplituden&Anstiegszeit kompensiertes Triggering (ARC)

Elektronische Signalverarbeitung

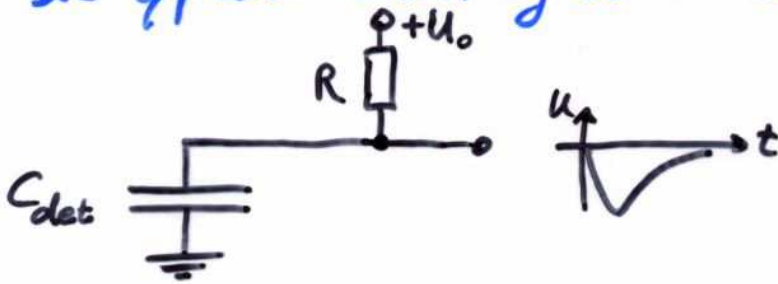
Die Signale, welche im Detektor registriert werden, müssen anschließend elektronisch weiterverarbeitet und ausgewertet werden. Ein typ. Blockschaltbild ist:



NB. Dies ist ein vereinfachtes Blockdiagramm. Nicht alle Komponenten müssen gleichzeitig vorhanden sein (z.B. entweder MCA oder ADC). Es können aber noch zusätzliche Komponenten eingesetzt werden.

Elektronische Signalverarbeitung

Die typische Schaltung eines Detektors ist (Ersatzschaltbild)



Zur weiteren Verarbeitung der Signale müssen diese verstärkt werden. Solche **Vorverstärker** können:

- **spannungsensitiv**
- **stromsensitiv**
- **ladungsensitiv**

$$U = \frac{Q_{det}}{C_{det} + C_{Leitung} + \dots}$$
$$I = \dot{Q}_{det}$$
$$Q_{det}$$

sein, wobei stromsensitive Vorverstärker geringe Eingangswiderstände aufweisen und daher für Teilchendetektoren nicht sinnvoll einsetzbar sind.

Spannungssensitive Vorverstärker nutzen die Kapazität von Detektor, Zuleitungen, etc. zur Wandlung der detektierten Ladung in ein Spannungssignal. Dies ist nutzbar für Photomultiplikatoren, Proportional- und Geiger-Zähler, jedoch nicht für Halbleiter, da dort die Sperrschichtkapazität temperaturabhängig ist. Für Halbleiterdetektoren sind ladungssensitive Vorverstärker besser. Sie entkoppeln das Spannungssignal von der Detektorkapazität.

Elektronische Signalverarbeitung

- Spannungs-/Ladungssensitive Vorverstärker
(hier auf Basis von Operationsverstärkern, häufig jedoch diskret aufgebaut)

Verstärkung $A \approx -R_2/R_1$

$A \gg (C_d + C_s)/C_f$
 $A \gg (C_d + C_f)/C_f$

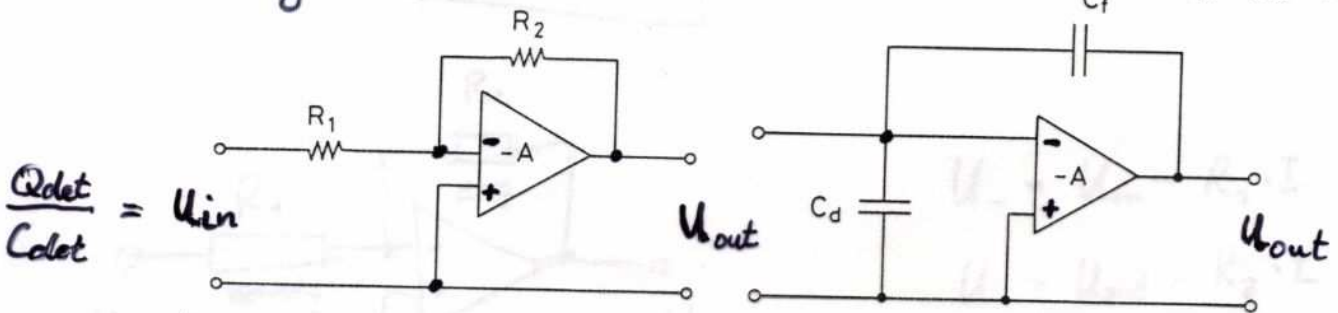


Fig. 14.1. Schematic diagram of a voltage-sensitive preamplifier

Fig. 14.2. Schematic diagram of a charge-sensitive preamplifier. To discharge the capacitor C_f , a resistor is also usually placed in parallel with C_f . This results in the exponential tail pulse

NB.: Eigenschaften des idealen Op-Verstärkers:

Differenzverstärkung $V_0 = U_{out} / (U_+ - U_-) \rightarrow \infty$

Eingangswiderstand $R_{i+}, R_{i-} \rightarrow \infty$

Ausgangswiderstand $R_{out} \rightarrow 0$

- Pulsüberlagerung (pileup) \rightarrow Pulsformung (z.B. Verkürzung des exponentiellen Abfalls, Filtern von Rauschsignalen, ...)

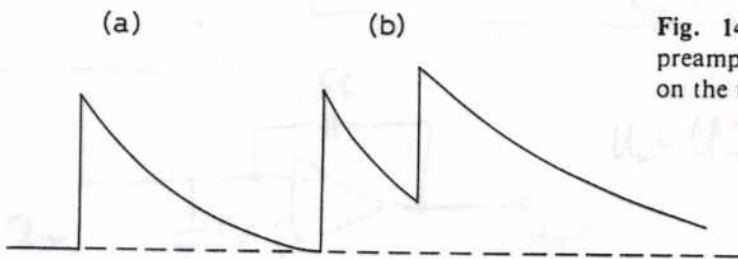


Fig. 14.3. (a) Exponential tail pulse from a preamplifier, (b) pulse pileup: a second pulse rides on the tail of the first

Elektronische Signalverarbeitung

- **Pulsformung** z.B. zur Pulsverhärfung, zum Herausfiltern von Rauschanteilen, Symmetrisierung von unsymmetrischen Pulsen

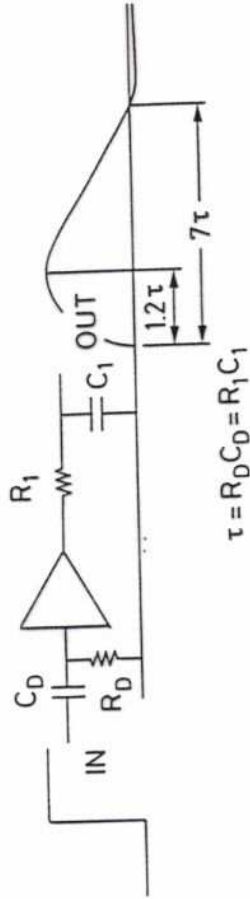


Fig. 14.5. CR-RC pulse shaping network. Because of residual differentiations in the preamplifier, the width and cross-over point of the resultant signal are not those calculated theoretically (from *Ortec* catalog [14.1])

Unterschwingen (undershoot) durch Pulsformung und Nullpol-Unterdrückung

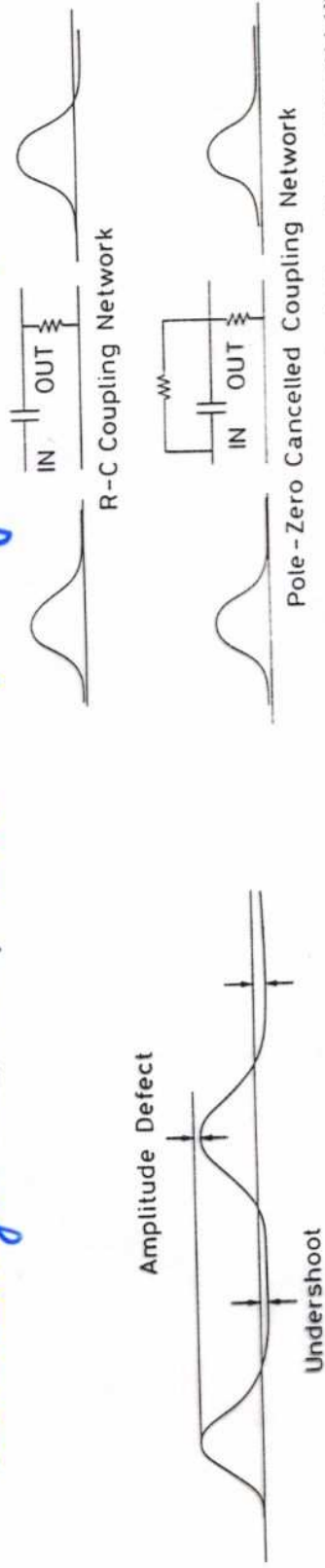


Fig. 14.7. Pole-zero cancellation circuit (from *Ortec* catalog [14.1])

Fig. 14.6. Amplitude defect arising from undershoot in CR-RC pulse shaping

Elektron. Signalverarbeitung: Diskriminator

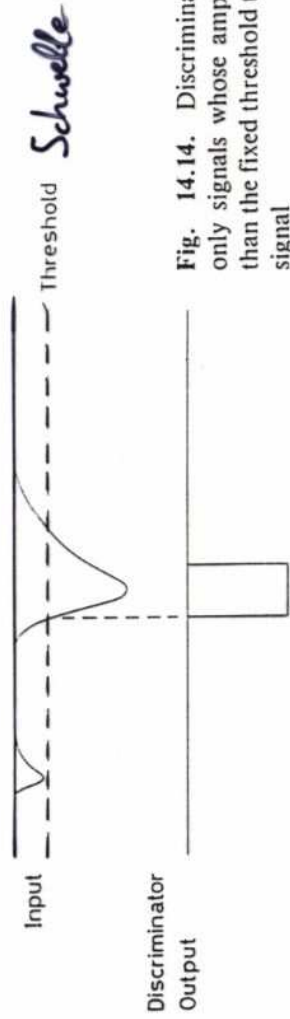


Fig. 14.14. Discriminator operation: only signals whose amplitude is greater than the fixed threshold trigger an output signal

Walk und Jitter bei Diskriminatoren

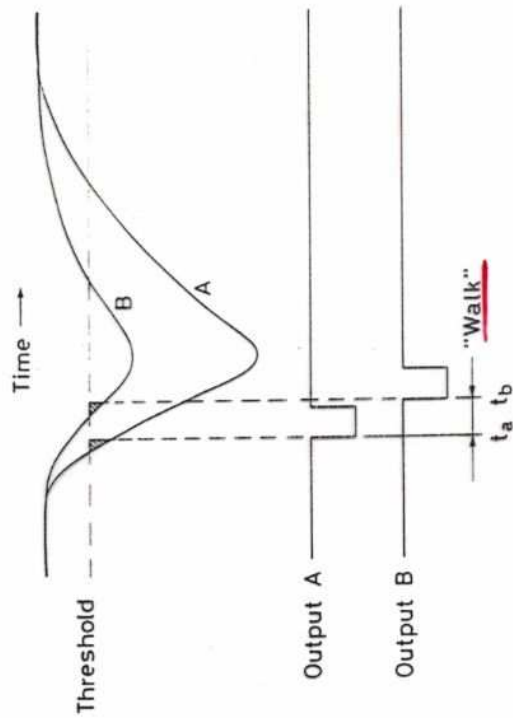


Fig. 17.1. Walk in a discriminator or SCA. Coincident signals with different amplitudes cross the threshold at different times. An additional walk effect occurs because of the finite charge which must be integrated on a capacitor to trigger the discriminator or SCA

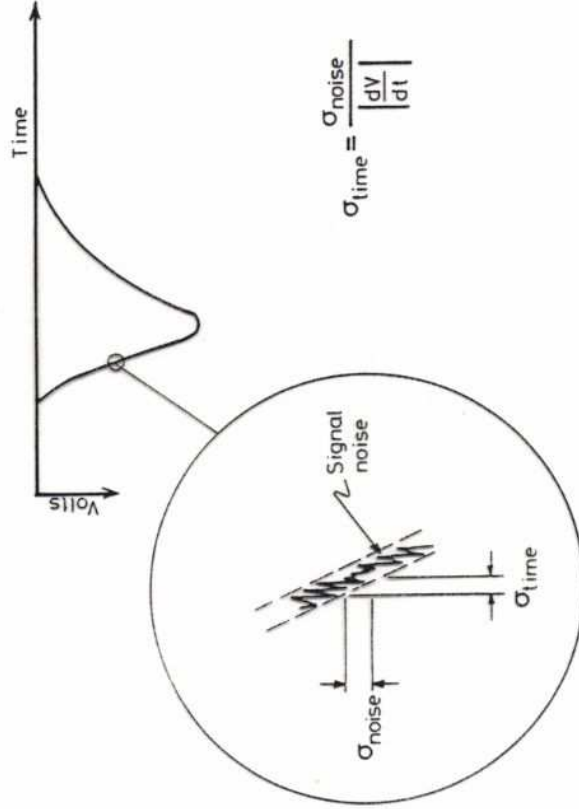


Fig. 17.2. Timing jitter. The timing error caused by jitter depends on the slope of the signal at the triggering point

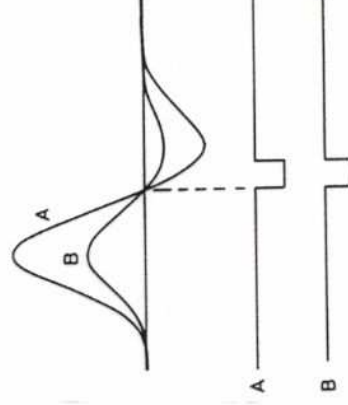


Fig. 17.3. Zero-crossing timing variations in the cross-over point are known as zero-crossing walk

Elektron. Signalverarbeitung: Constant Fraction Discriminator

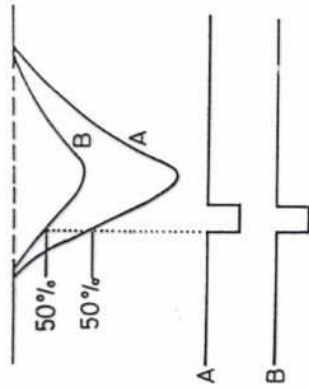


Fig. 17.4. Constant fraction discrimination

- kompensiert den "Walk"
- setzt gleiche Anstiegsflanken voraus
→ Anstiegszeit-Jitter
- Kompensation des Anstiegszeit-Jitters durch Zero-Crossover-Trigger

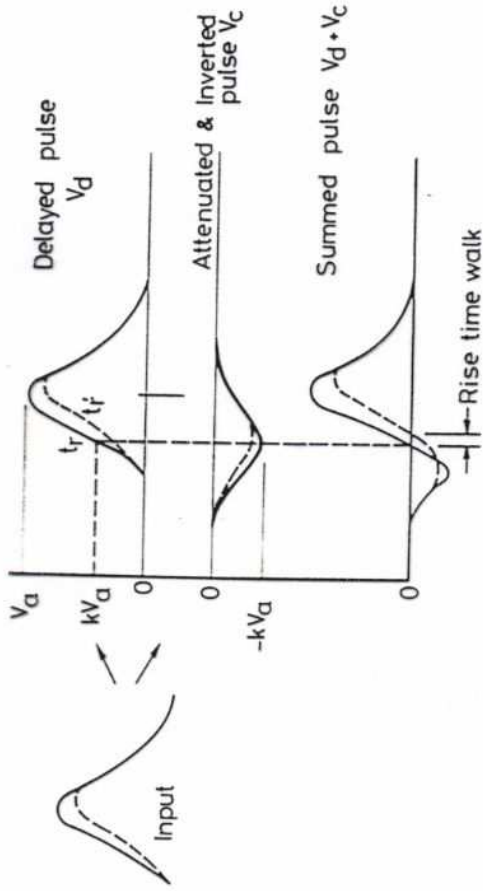


Fig. 17.5. Technique for constant fraction triggering. In order for this technique to work rise times of all signals must be the same. The dotted line shows the result with a different rise time signal

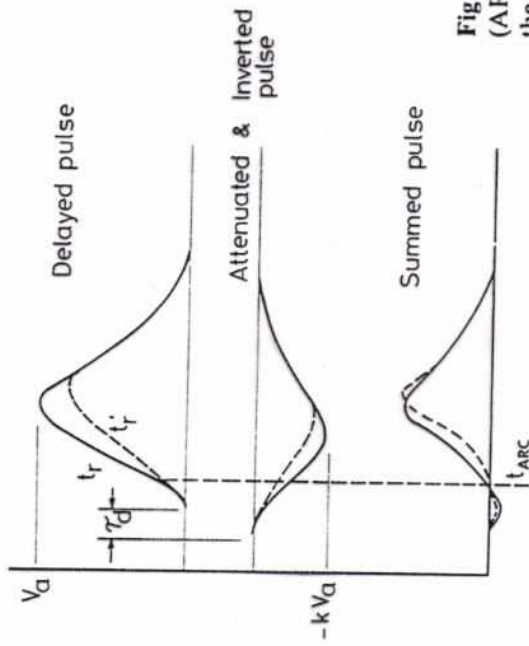


Fig. 17.6. Amplitude and risetime compensation (ARC) triggering. The zero-crossover occurs before the signal peak is reached

Elektron. Signalverarbeitung: Fensterkomparator/-diskriminator

Ein Fensterdiskriminator erzeugt nur dann ein Ausgangssignal, wenn das Eingangssignal zwischen einem unteren und einem oberen Spannungspiegel ($\hat{=}$ Fenster) liegt. Damit kann eine Pulshöhenanalyse vorgenommen werden \rightarrow Ein-Kanal-Analysator ^{SCA} histogrammiert die Häufigkeit von Pulshöhe. Ein Vielkanal-Analysator (MCA) kann diese Häufigkeitszählung für viele "Fenster" gleichzeitig vornehmen \rightarrow Pulshöhenspektrum (z.B. Energiespektrum von Compton-Elektronen)

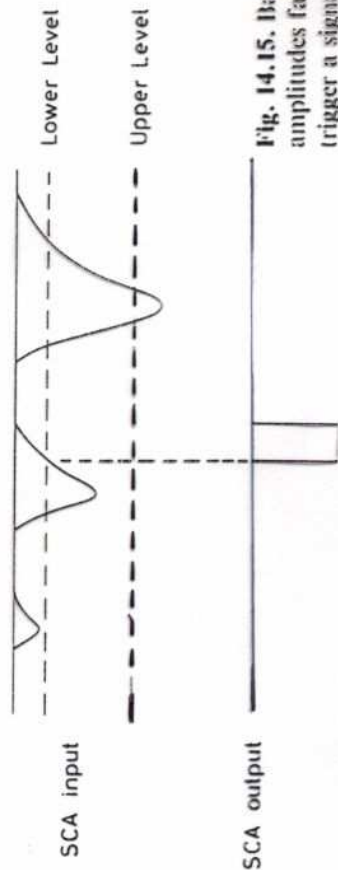
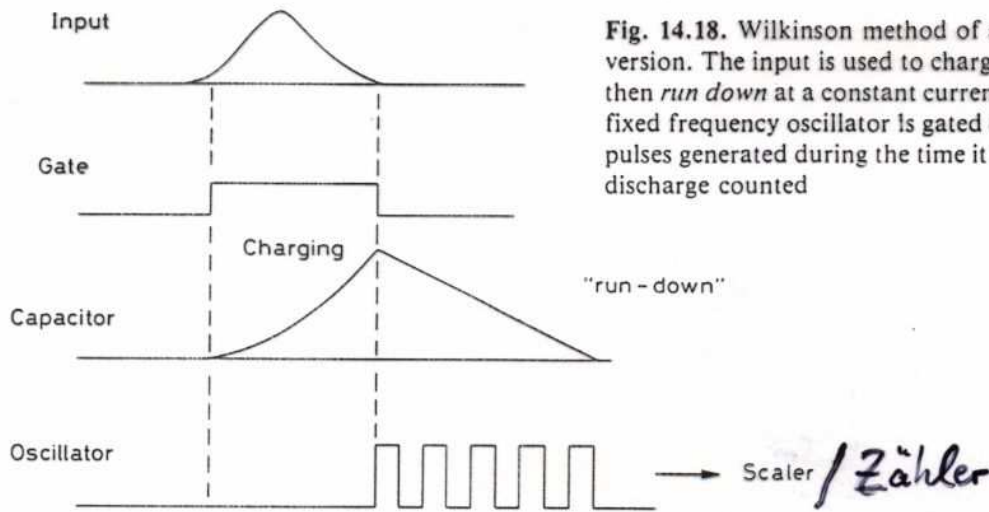


Fig. 14.15. Basic operation of a single channel analyzer (SCA): only signals whose amplitudes fall within the window defined by the upper and lower level threshold trigger a signal

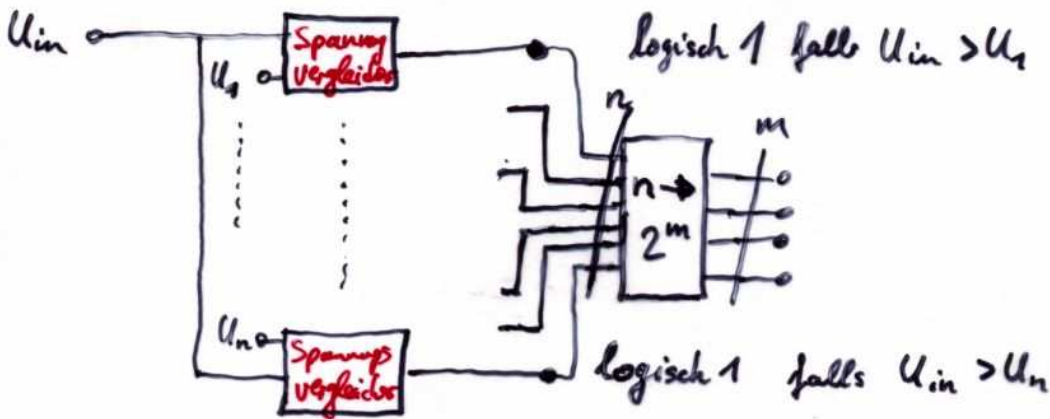
Elektron. Signalverarbeitung: Analog-Digital-Wandler ADC

~~Rampen-~~ Wandler



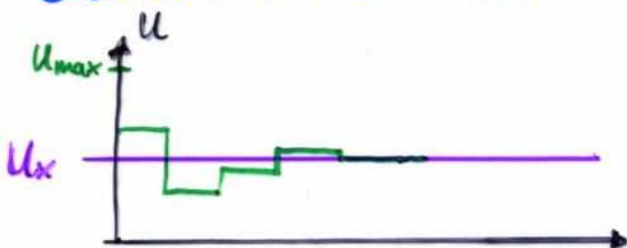
schnelle Wandler FADC (Flash-ADC)

$$U_1 < U_2 < \dots < U_n ; n = 2^m$$



sehr schnell ($\geq 200 \text{ MHz}$), geringe Auflösung $m \approx 8-10$

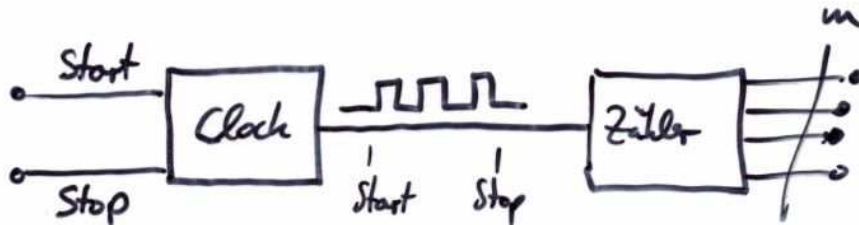
successive Wandler:



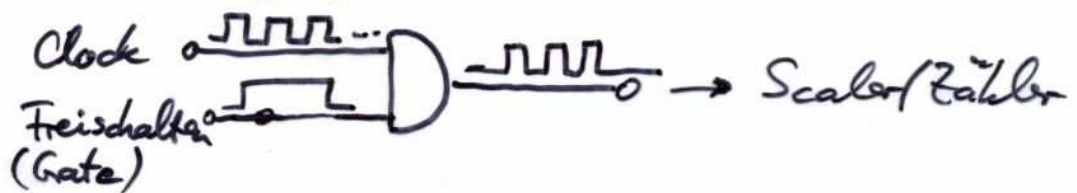
funktioniert wie binäre Suche einer Zahl in einer geordneten Liste von Zahlen: Zunächst Mitte der größten Intervalls, wähle als nächster Intervall dasjenige in dem die Zahl liegt, halbiere dieses neue Intervall und wiederhole bis Zahl gefunden

Elektron. Signalverarb.: Zeit-Digital-Wandler (TDC)

Blockdiagramm:



Start- und Stopp-Signal können von einfachen Flip-Flops zwischen gespeichert werden, sodass ein kurzes Startsignal genügt. Zudem läuft aus Stabilitätsgründen die Clock meist kontinuierlich. Die Weiterleitung der Signal an den Counter/Zähler geschieht über ein UND-Gatter, dessen zweiter Eingang als "Freischalter" dient



Elektronische Signalverarbeitung

Moderne digitale Elektronik erlaubt hohe Verarbeitungsgeschwindigkeiten. Daher wird in Detektoranwendungen immer früher (d.h. näher am Detektor) von analoge auf digitale Signale gewechselt. Zudem gestatten schnelle Digitalrechner eine (u.U. sogar synchrone, d.h. online-Signalverarbeitung und -analyse. Neben herkömmlichen Rechnern (à la PC) werden häufig auch spezialisierte Typen wie z.B. Latenzflussrechner, digitale Signalprozessoren (DSP), etc. eingesetzt, um noch höhere Verarbeitungsgeschwindigkeiten zu erreichen.

(d) Betrieb: Bias-Spannung, Signalverstärkung, Temperatureffekte, Strahlungsschäden

6. Prinzipien von Szintillations-Detektoren:

(a) Szintillationsmechanismus

(b) Organische, anorganische Szintillatoren: Lichtausbeute, Wellenlängenschieber

(c) Nachweiseffizienz für Strahlung: schwere Ionen, Elektronen, Gammastrahlung, Neutronen

(d) Photomultiplier, Avalanche-Photodioden: Konstruktionsprinzipien, Einsatzgebiete, Limitierungen

7. Ionisationmessung:

(a) Gasdetektoren: Ionisationskammern, Proportionalzähler, Auslösezähler

(b) Flüssigkeitszähler

(c) Halbleiterzähler

(d) Alterung von Detektoren: Strahlungsschäden, chemische Reaktionen durch Bestrahlung

8. elektr. Signale und Signalverarbeitung: (Intermezzo)

(a) typ. Signalform

(b) Pulsformung

(c) Pulsdiskriminierung und Zeitmessung: Zeit-Digital-Wandler (TDC)

(d) Pulsformanalyse und Ladungsmessung: Single-/Multi-Channel-Analyzer (SCA/MCA). Analog-Digital-Wandler (ADC)

(e) "Walk" und "Jitter" bei Zeitmessung: Constant-Fraction-Trigging (CFT), Amplituden&Anstiegszeit kompensiertes Trigging (ARC)

9. Ortsmessung:

(a) historisch: Blaskammer, Funkenkammer

(b) Vieldrahtproportionalkammern: ebene, zylindrische Geometrie

(c) Driftkammern: Jet-Kammer, Zeit-Projektionskammer (TPC), Zeit-Expansionskammer (TEC)

(d) Streamerkammern

(e) Kernspuremulsion (DONUT, CHORUS)

(f) Silizium-Streifen und -Pixel-Dektetoren und CCDs

(g) Mikrostreifengasdetektoren (MSGC), Gas-Elektron-Multiplikation (GEM)

(h) Szintillierende Fibern

Ortsmessung von Teilchen

... ist möglich mit einer Vielzahl von Methoden. Allen gemeinsam ist, die vom Teilchen erzeugte Ionisation nachzuweisen und dabei den Ort der Ionisation messbar zu machen. Prinzipiell unterscheiden kann man zwischen Detektoren, die die Ortsinformation optisch sichtbar oder elektronisch rekonstruierbar machen.

Eine unvollständige Liste solcher Detektoren ist:

- Blasen-, Funkenkammern iA. optisch
- Vielrohrproportionalkammern elektronisch
- Driftkammern u. abbildende Kammer elektronisch
- Streamerkammern optisch
- Kernspuremulsionen optisch
- Siliziumstreifen, -pixel, CCD elektronisch
- Mikrostreifendetektoren u. GEM-Detektoren elektronisch
Gas-Elektron-Multiplikation
- Szintillierende Fasern optisch

...

Ortsmessung von Teilchen

Erfolgt die Auslese optisch, sind weitere Schritte notwendig, um ein elektronisch (und damit computer-taugliches) Signal zu erhalten. Dies erhöht den Aufwand (und damit die Kosten + Verarbeitungszeit).

Daneben sind folgende Eigenschaften von Ortsmessdetektoren von Bedeutung:

- **Ortsauflösung**, d.i. Messgenauigkeit des Orts
- **empfindliche Zeit**, d.i. Zeitintervall, während dessen der Detektor Teilchenorte messen kann
- **Totzeit**, d.i. Zeitintervall bis Detektor nach einer Messung wieder für nachfolgende Messung bereit ist
- **Auslesezeit**, d.i. Zeitdauer bis Signal mit Ortsinformation messbar vorliegt
- **Nachweiswahrscheinlichkeit** mit der ein Teilchendurchgang registriert und der Ort gemessen werden kann.
- **Okkupanz**, d.i. Maß für die Fähigkeit, mehr als ein Teilchen pro Auslesezeit und sensitiver Fläche zu vermessen:
geringe Okkupanz \rightarrow viele Teilchen messbar

Ortsmessung von Teilchen

Tabelle 11
Eigenschaften von Ortsdetektoren

Kammertyp	Ortsauflösung (μm) normal speziell	Empfindliche Zeit (ns)	Totzeit (ms)	Direkte elektronische Auslese	Auslese zeit (μs)	Nachweis- wahrschein- lichkeit(%)	Vorteile
Proportionalkammer	700 100	50	--	ja	10-10 ²	100	Zeitauflösung
Driftkammer	200 50	500	--	ja	10-10 ²	100	Ortsauflösung
Blasenkammer	100 8	10 ⁶	10 ²	nein	--	100	Analyse komplizierter Ereignisse
Streamer-Kammer	300 30	10 ³	0.03-0.1	nein	--	100	Analyse von Ereignissen mit vielen Spuren
Flash-Kammer	4000 2000	10 ⁴	10 ²	ja	10 ³	80	Preis
Funkenkammer	200 100	10 ³	0.01-1	ja	10 ⁴	95	einfacher Aufbau
Emulsion	5 2	--	--	nein	--	100	Ortsauflösung
Silizium-Streifen- detektoren	7 3	10 ³	--	ja	10	100	Ortsauflösung

Scintillations=
fasern

35

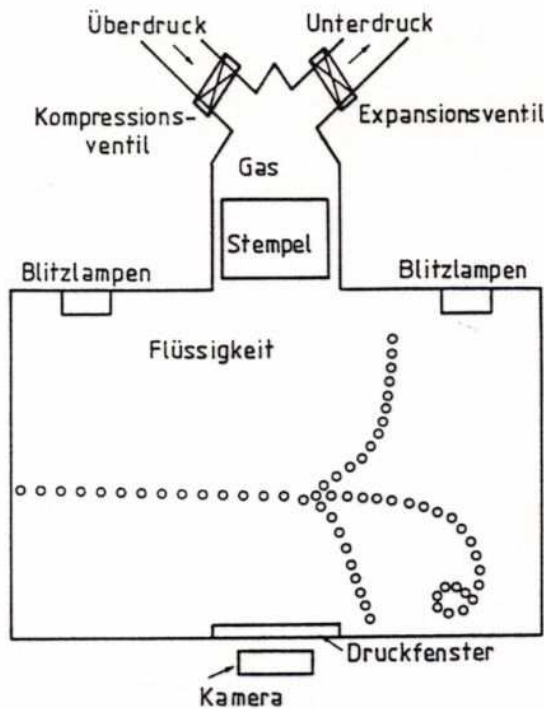
20

< 10⁻⁵

1

hochrestl.=
verträglich

Ortsmessung: Blaskammer



Prinzipieller Aufbau einer Blaskammer [48].

Prinzip:

- Flüssiggas (z.B. H_2 , Ne , Freon C_2F_3Br , ...) nahe Siedepunkt
- vor Teilchendurchgang schnelle Druckreduktion → Siedeverzug
- Teilchendurchgang löst Siedeprozess aus → Blasenbildung
- opt. Aufzeichnung der Blasen
- Kompression → Verflüssigung der Blasen

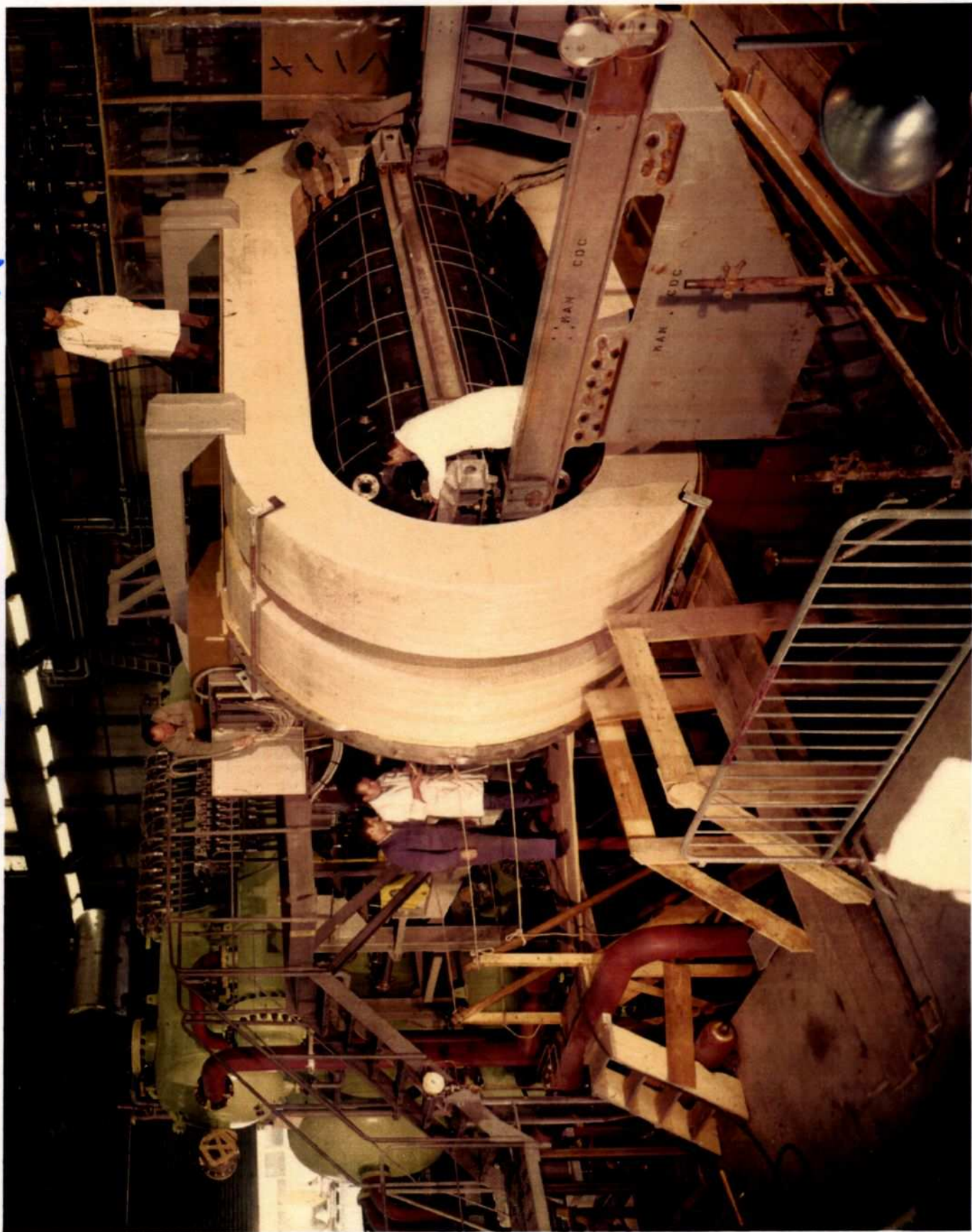
Vorteile:

gute Ortsauflösung, Bläschenzahl ↔ Energieverlust

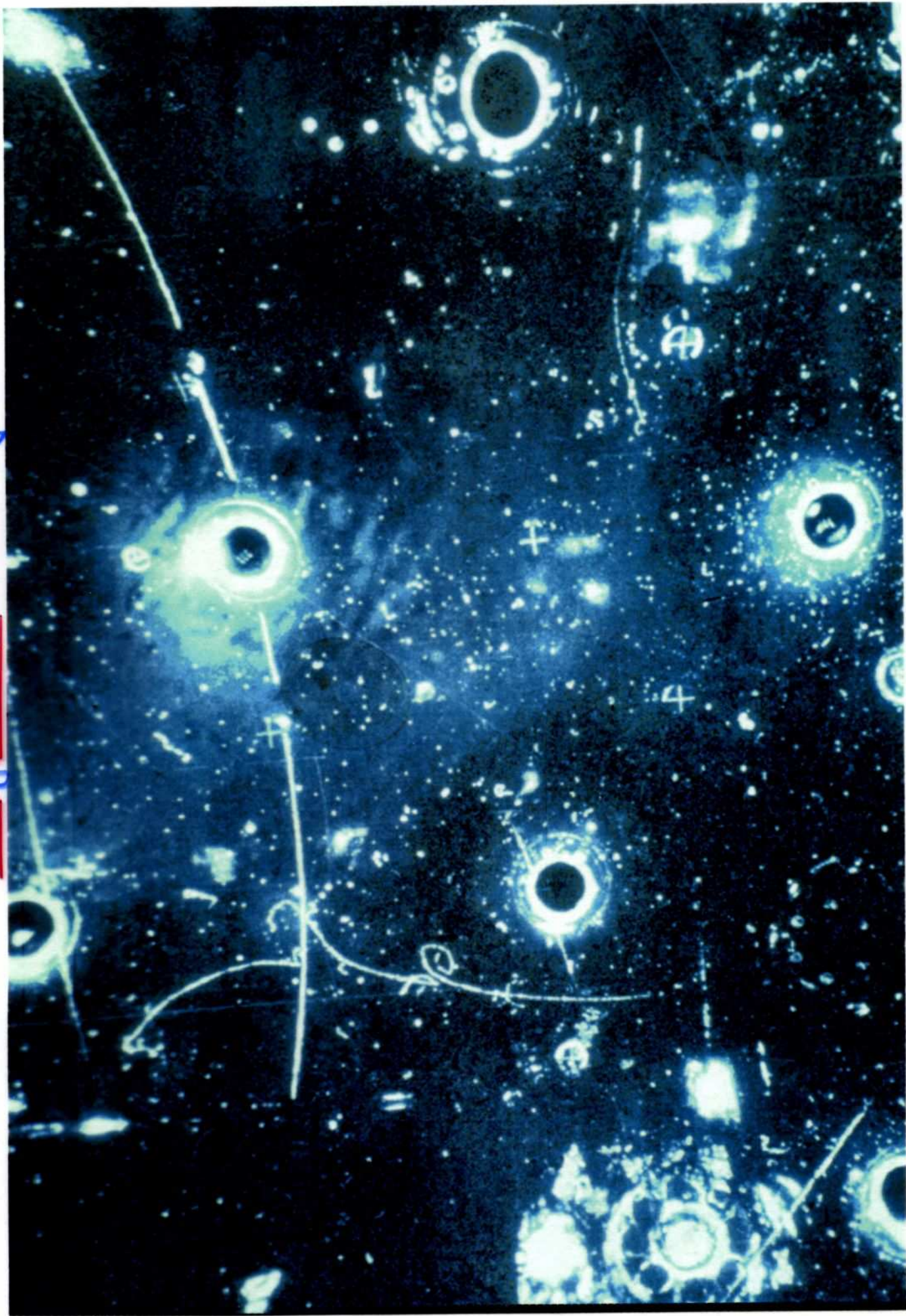
Nachteile:

Messprozess muss vor Teilchendurchgang gestartet werden, Auswertung der Fotos sehr aufwändig, lange Totzeit, geringe Wiederholrate ($< 10 Hz$)

Gargamelle: Isoopropan gefüllt



Gargamelle: Entdeckung des neutralen Strons



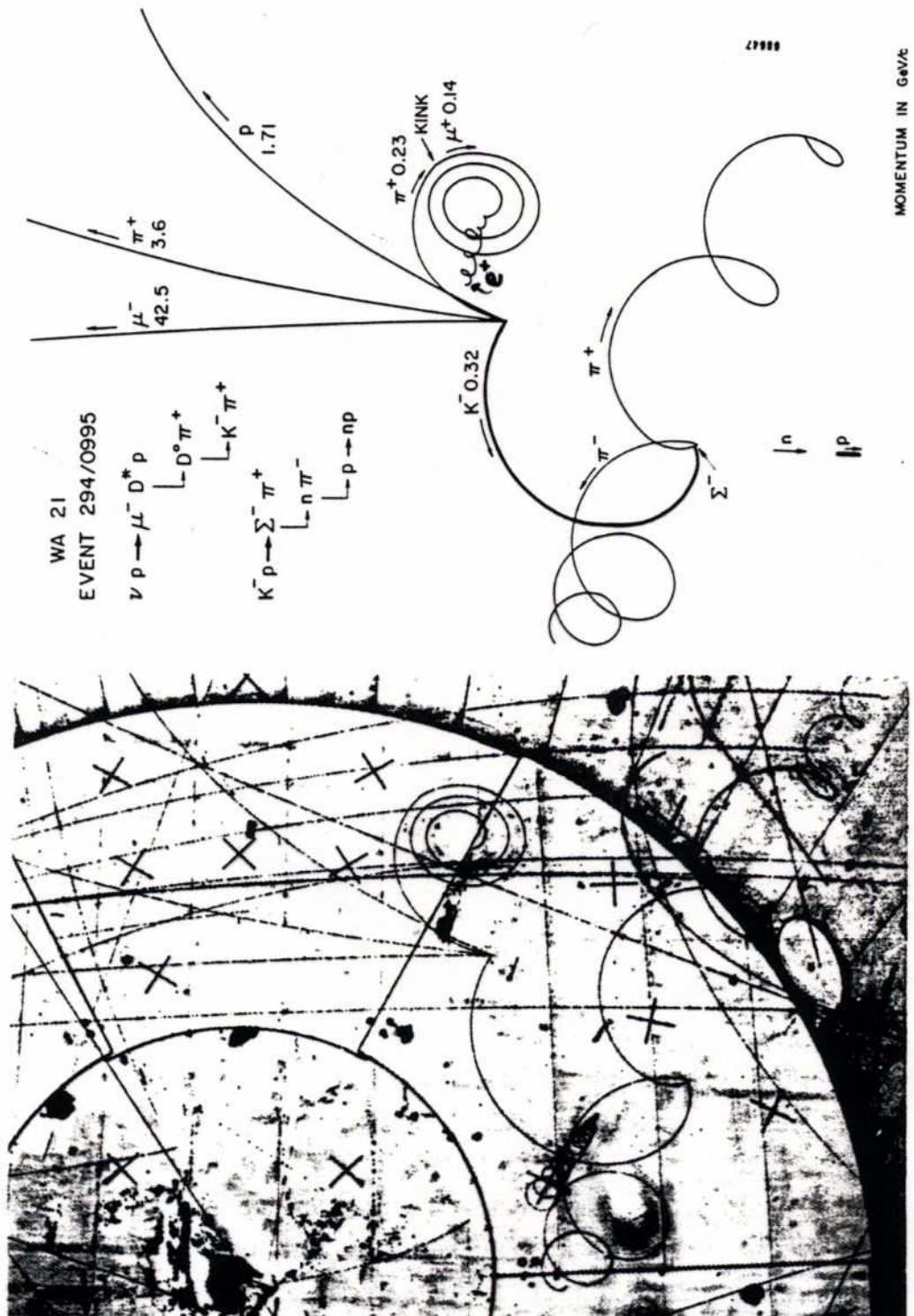


Fig.3.24: Neutrino-Wechselwirkung in der H₂-Blasen-kammer BEBC [WA 21].

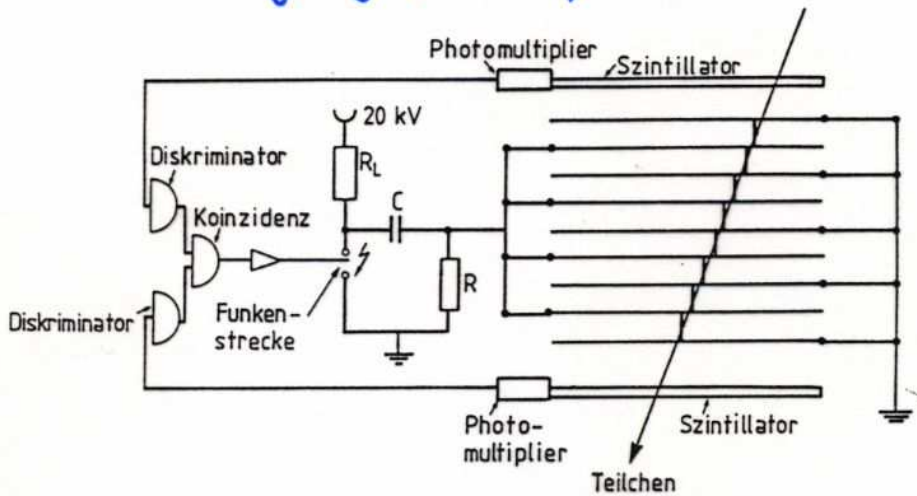
BEBC: fl. Wasserstoff



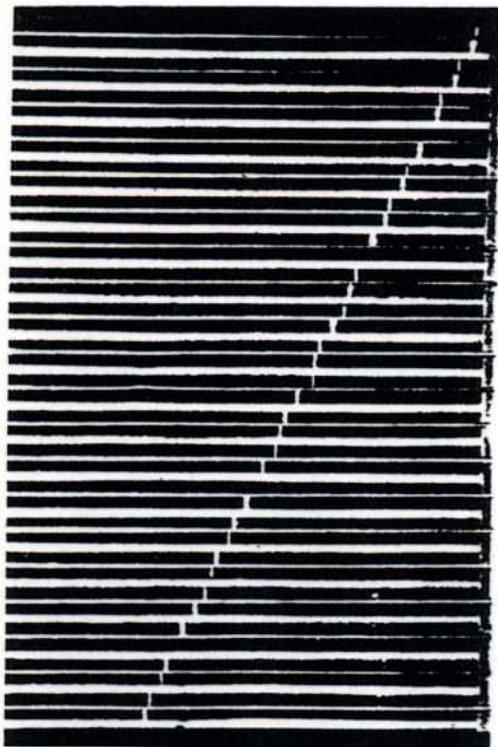
Ortsmessung: Funkenkammer

Prinzip:

- hohe Gasverstärkung \rightarrow Funkenüberschlag an Ionisationsorte
- Hochspannungspuls nach Teilchendurchgang
- empfindliche Zeit (Gedächtniszeit): $\approx 1 \mu\text{s}$
- "Reinigungsfeld" für Ionen aus Ionisation



Prinzipieller Aufbau einer Vielplattenfunkenkammer.



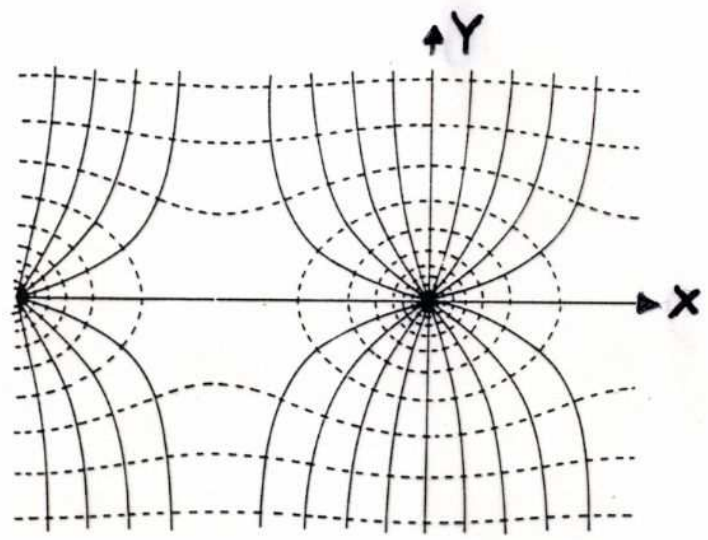
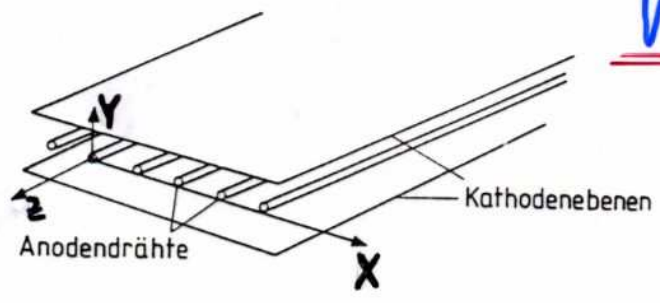
Spur eines Höhenstrahlmyons in einer Vielplattenfunkenkammer [304].

Ortsmessung: Vieldrahtproportionalkammer

Aufbau/Funktion:

- i.W. ebene Lage von Proportionalzählrohren ohne trennende Zwischenwände (s. nachfolgende Abb.)
- Form des elektr. Feldes gegenüber kein zylindr. Anordnung etwas modifiziert
- Lawinenbildung wie bei Proportionalzählrohr in Anodendrahtnähe
- Signal überwiegend von abdriftenden Ionen erzeugt
- Feldstärke in Anodendrahtnähe $\sim 1/\text{Abstand}$
→ ggf. Variation der Driftgeschwindigkeit
- Feldstärke zwischen Anodendrähten & Kathodenoberen $\approx \text{konst}$
→ $\approx \text{konst. Driftgeschwindigkeit}$
- variable Feldstärke zwischen Anodendrähten
- 2dim. Ortsmessung durch Segmentierung und Auslese der Kathoden (z.B. gekreuzte Kathodenstreifen \leadsto 2dim. Ortsinfo ohne Auslese der Anodendrähte)

Violdrahtproportionalkammer



Violdraht-Proportionalkammer; oben: schematischer Aufbau; unten: Äquipotentiallinien (gestrichelt) und elektrische Feldlinien in der Umgebung zweier Anodendrähte in der Ebene senkrecht zur Drahtrichtung [ER 72].

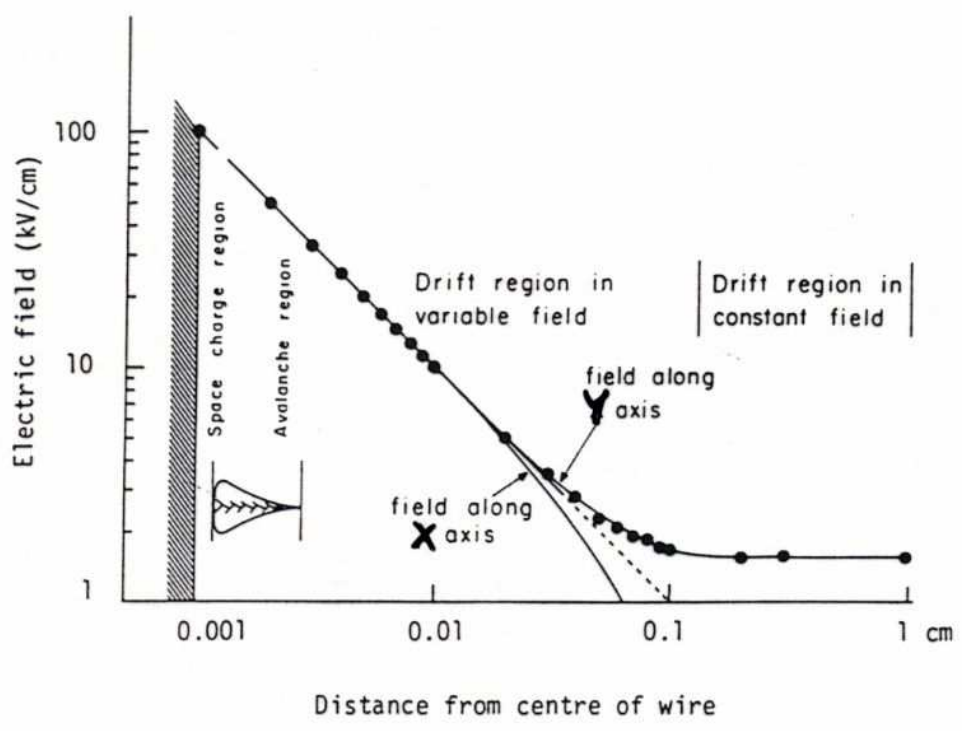


Fig. 58 Variation of the electric field along the axis perpendicular to the wire plane and centred on one wire in a multiwire proportional chamber (Y), and along the direction parallel to the wire plane (X) ³⁸⁾

Vieldrahtproportionalkammern

gekrenzte Kathoden-segmentierung

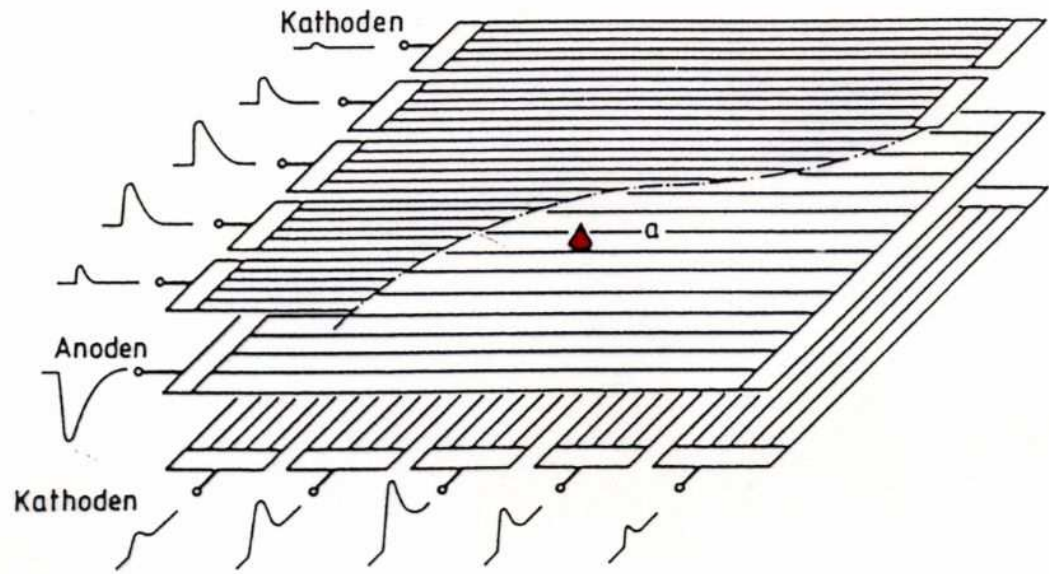
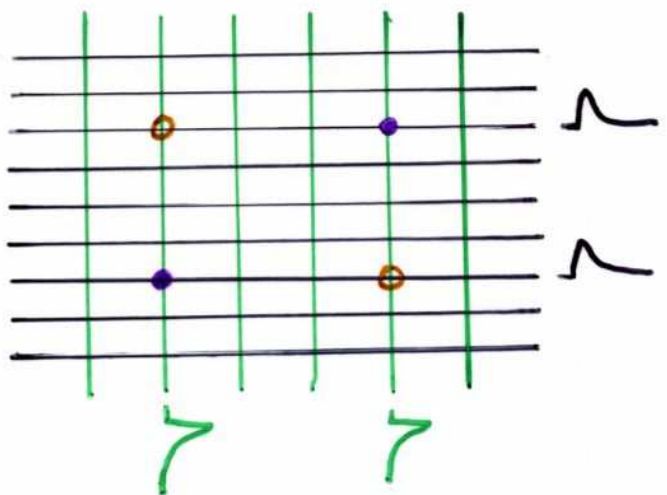


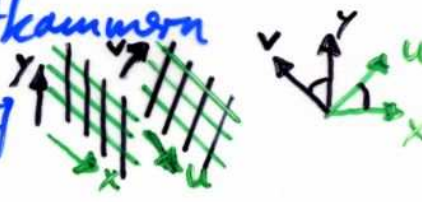
Fig.3.5: Prinzip der Kathodenauslese für Proportionalkammern. Der Schwerpunkt der Ladungen auf den Kathodenstreifen senkrecht zur Richtung der Anodendrähte bestimmt den Ort der Lawine (a) [CH 78a].

Ambiguität bei Mehrfachspuren:



→ zusätzliche Auslese der Anodendrähte

→ sukzessive Anordnung von Vieldrahtkammern in x-y- und u-v-Segumentierung



Ortsmessung: Ebene Driftkammern

Wird der Bereich des homogenen und konstanten elektrischen Feldes zwischen Anodendraht und Kathode (oder besondere Feld formende Drähte) vergrößert, kann eine Ortsmessung über einen größeren Bereich vorgenommen werden unter Voraussetzung der Konstanz der Driftgeschwindigkeit:

$$x = v_D \cdot \Delta t$$

(im Falle der Nicht-Konstanz der Elektronendriftgeschwindigkeit gilt: $x = \int v_D(t) dt$)

Ein homogenes, konst. elektr. Feld kann durch Einsatz vieler zusätzlicher (Feld formender) Drähte mit korrekt eingestelltem Potential erreicht werden.

Solche Ortsdetektoren werden Driftkammern genannt.

NB: Die Vielzahl von gespannten Drähten, die auf unterschiedlich hohen elektr. Potentialen liegen, macht eine sorgfältige Betrachtung der elektrost. Kräfte notwendig! So ergibt sich, dass die mech. Drahtspannung proportional zum Quadrat der elektr. Spannung ^{und der Drahtlänge} anwachsen muss, um einen stabilen Betrieb zu gewährleisten. Grenzen setzt die endliche mech. Drahtspannung bei dünnen Drähten. Hier werden Drahtabstützungen entlang des Drahtes notw.

Driftkammern

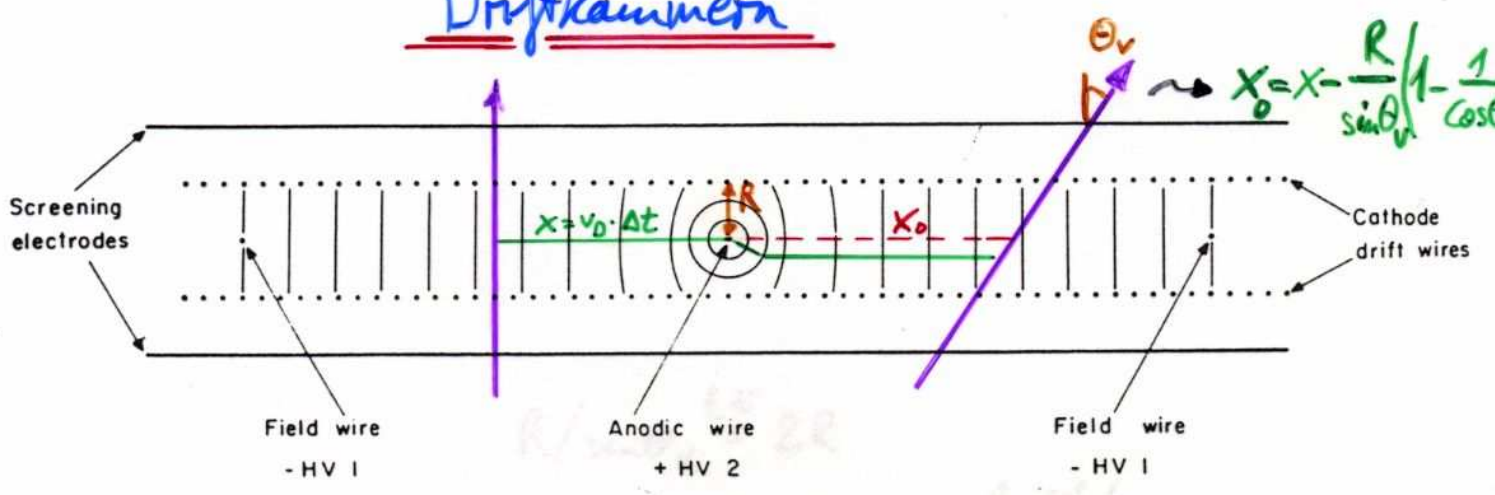


Fig. 88 Principle of construction of the adjustable field multiwire drift chambers⁹⁾. Cathode wires are connected to uniformly decreasing potentials, starting from ground in front of the anode. Field wires reinforce the field in the transition region to the next cell.

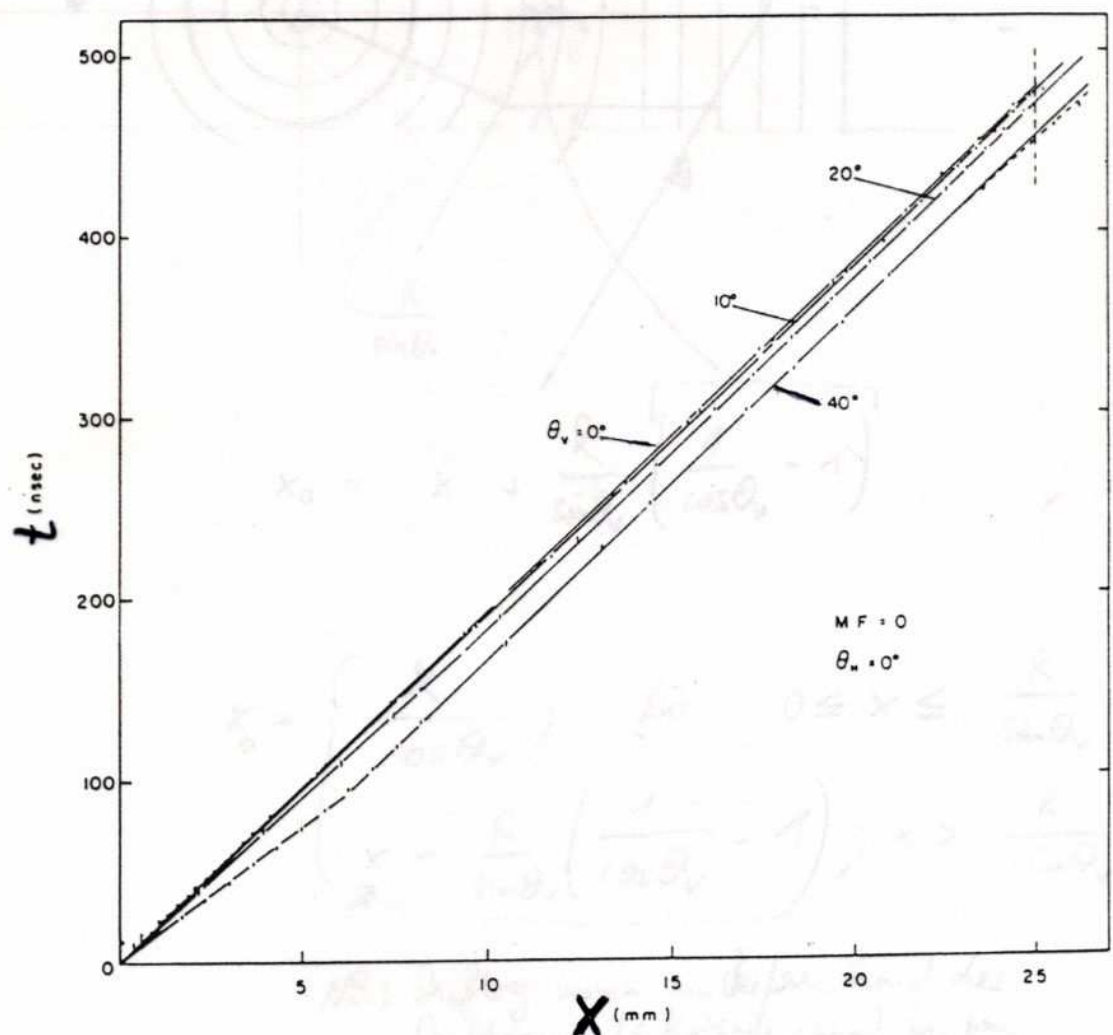
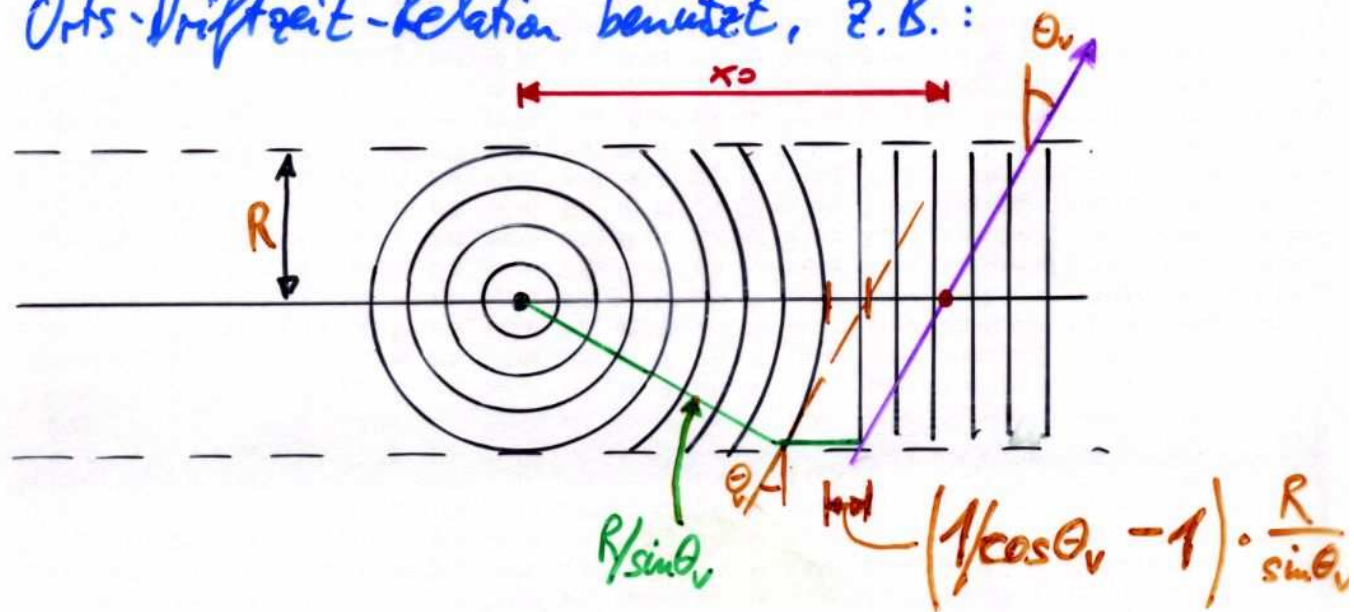


Fig. 92 Measured and computed space-time relationship for the chamber in Fig. 88, as a function of the minimum ionizing beam angle of incidence⁹⁾

Orts-Driftzeit-Relation

... in Driftkammern zur Ermittlung des Teilchen-
durchgangortes aus der gemessenen Driftzeit. Allgemein
hängt die Orts-Driftzeit-Relation vom Winkel des
Teilchendurchgangs ab. Dafür werden Approximationen
der Orts-Driftzeit-Relation benutzt, z.B.:



$$\Rightarrow x_0 = v_0 \cdot \Delta t - \frac{R}{\sin\theta_v} (1 - \cos\theta_v)$$

NB. Die konkrete Approximation hängt auch von der \vec{E} -Feld-Konfiguration der Driftkammer ab.

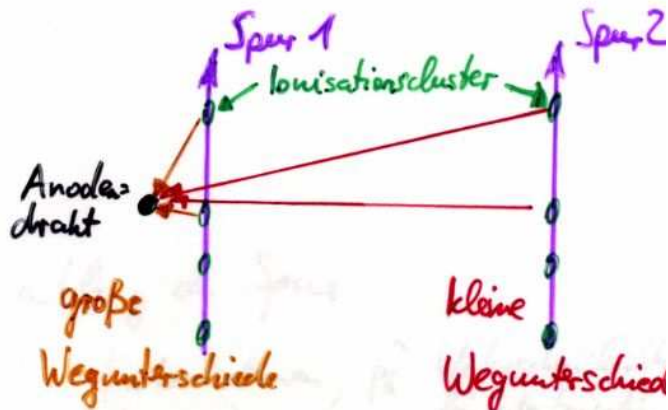
Für die Anwendung dieser Relation ist der Sperrwinkel θ_v erforderlich, der i.A. nicht bekannt ist, jedoch leicht durch Iteration (beginnend mit $\theta_v = 0^\circ$) bei der Rekonstruktion der Teilchenspur ermittelt werden kann.

Ortsauflösung von Driftkammern

... hat 3 Komponenten

- Statistik der Primärisionisation

$$\sigma_p \sim e^{-x}$$



- Diffusion

$$\sigma_D \sim \sqrt{t} \sim \sqrt{x}$$

- Elektronik

$$\sigma_E \sim \text{const.} \quad \text{endliche Zeitauflösung}$$

$$\Rightarrow \text{Gesamtauflösung: } \sigma^2 = \sigma_p^2 + \sigma_D^2 + \sigma_E^2$$

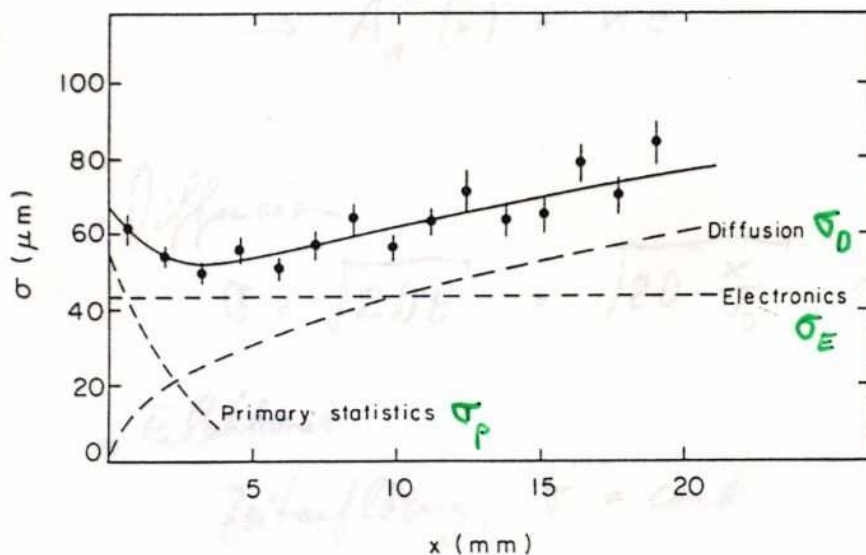


Fig. 94 Measured intrinsic accuracy in the drift chamber of Fig. 88, as a function of drift space¹⁰⁾. The experimental results have been decomposed into three contributions: a constant electronics dispersion, a physical diffusion term function of the square root of the drift space, and a contribution of the primary ion pair statistics.

Ultrakammern im Magnetfeld

Lorentzwinkelkompensation:

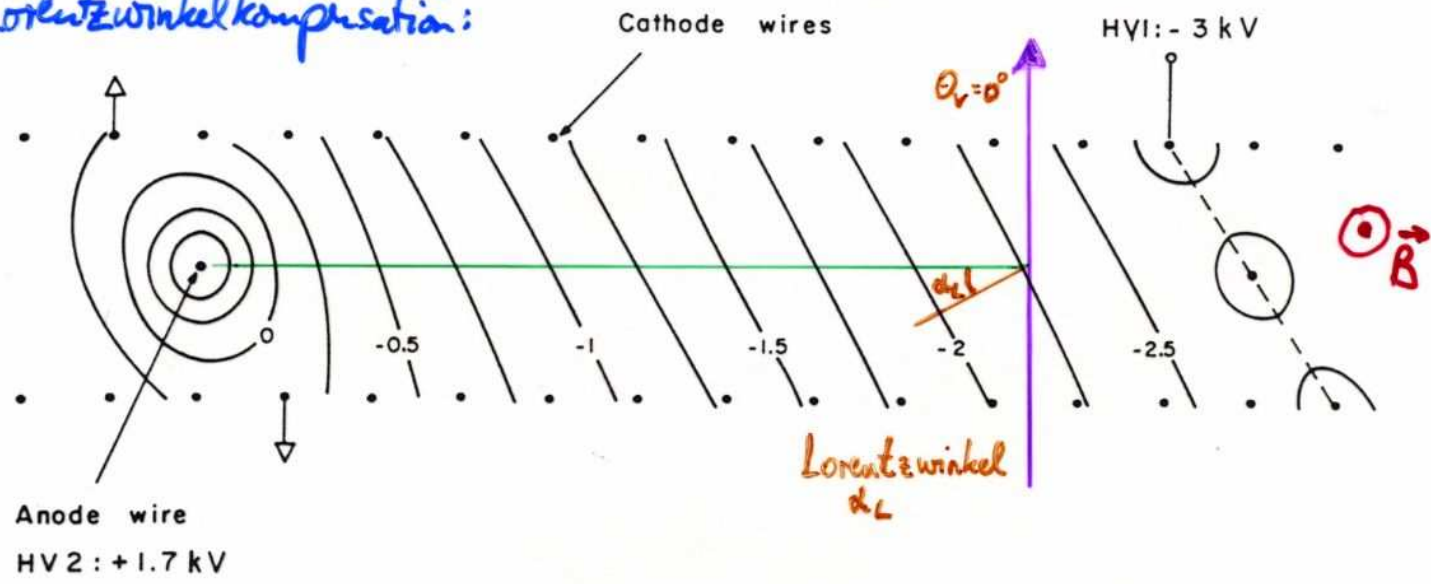


Fig. 98 Modification of the electric field equipotentials in the structure of Fig. 88, to allow operation in strong magnetic fields (parallel to the wires)⁷⁷⁾

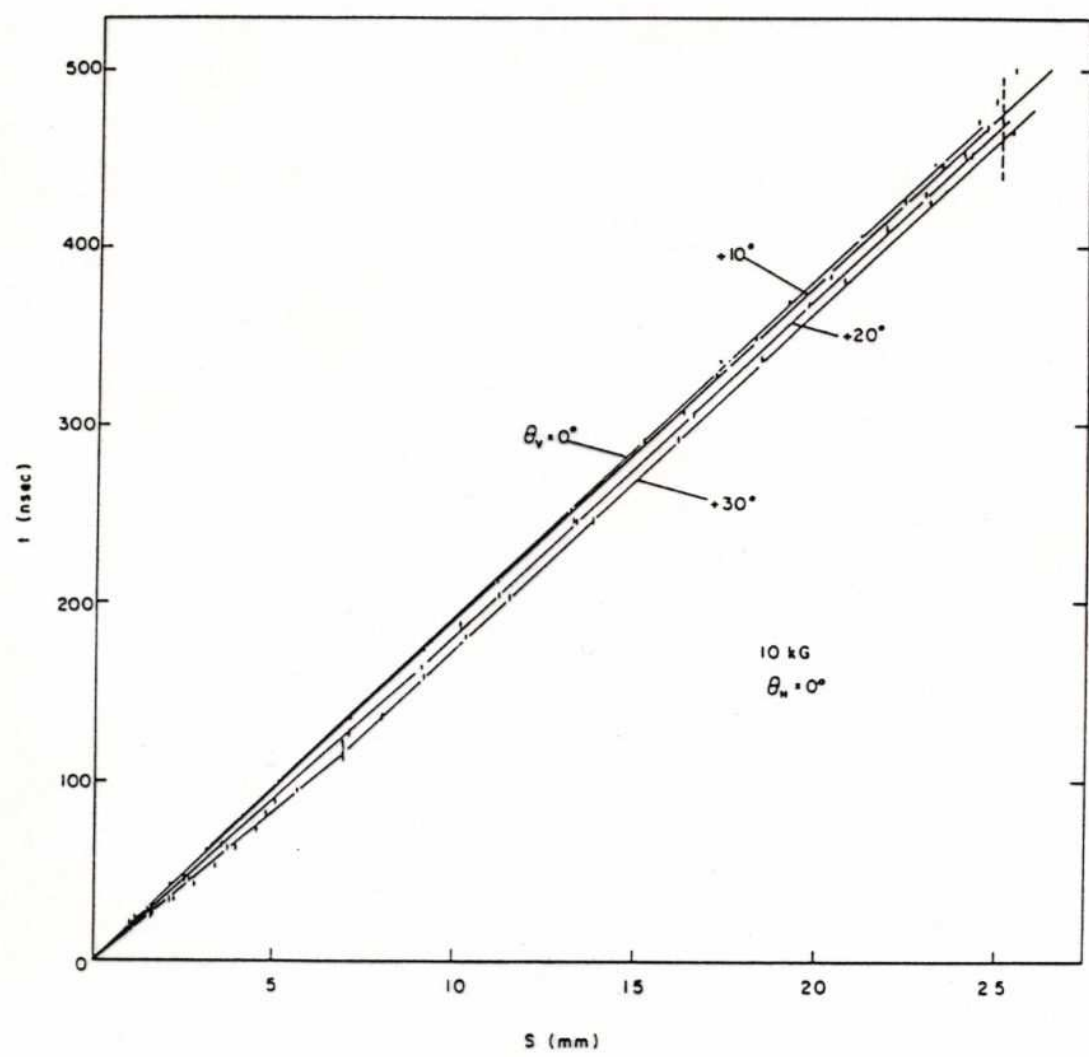
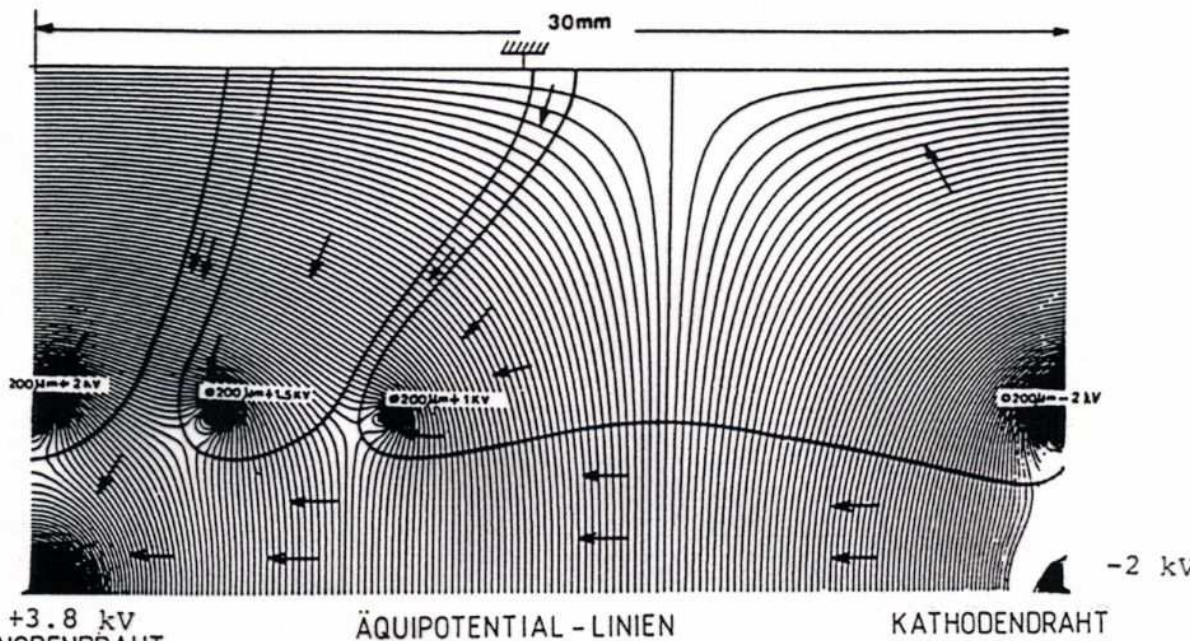
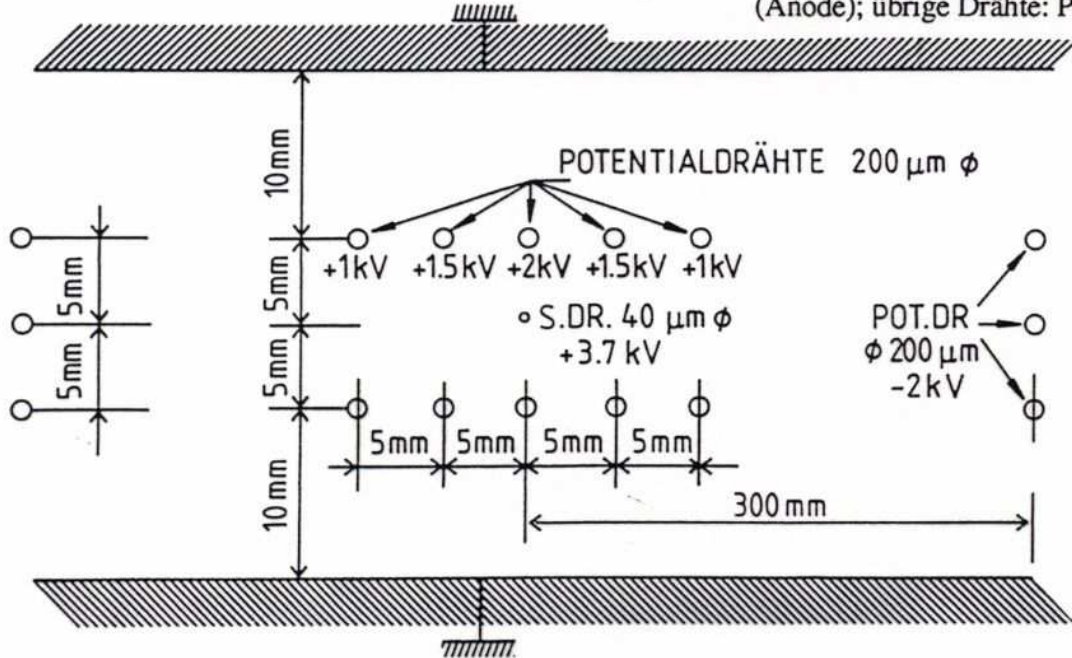
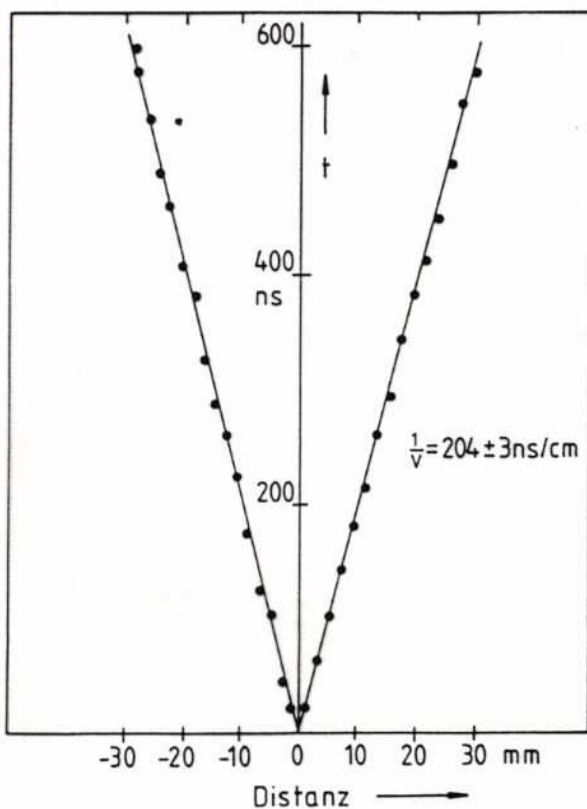


Fig. 99 Space-time relationship measured, for several angles of incidence, in the chamber of Fig. 98 at 10 kG⁹⁾. The similarity with the results of Fig. 92 is apparent.

Fig. 3.6. Zellenstruktur einer großen Driftkammer, S.D.R. Signaldraht (Anode); übrige Drähte: Potentialdrähte [MA 77].



Äquipotential-Linien in einem Quadranten der in Fig. 3 abgebildeten Driftkammer-Zelle [MA 77]. Die Pfeile zeigen die Richtung der Elektronendrift an.



Beziehung zwischen der Driftzeit t und der Driftstrecke (Distanz) [MA 77].

Zylindrische Detektoren

Planare Detektoren eignen sich gut für Experimente am feststehenden Target, d.h. weit von der eigentlichen Wechselwirkungszone entfernt. Bei Collidern, d.h. direkt an der Ww.-zone, sind zylindrische Bauformen besser geeignet.

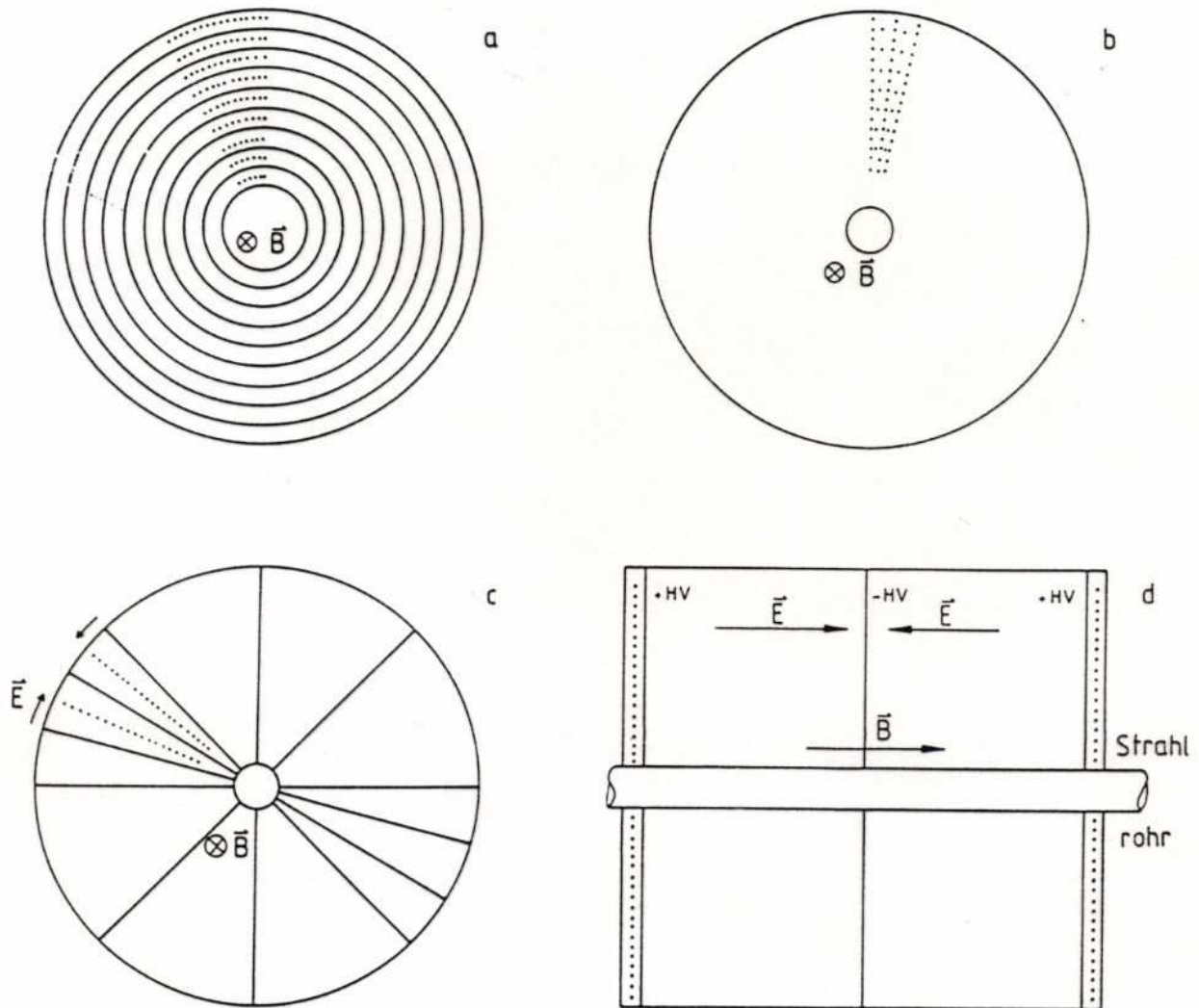
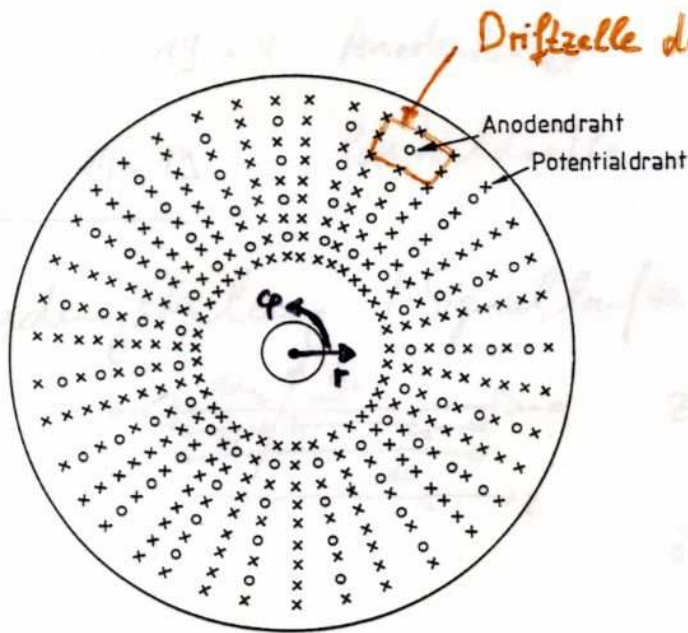


Fig.3.11: Vier verschiedene Typen von zylindrischen Drahtkammern: a) Proportionalkammer, b) zylindrische Driftkammer, c) Jet-Driftkammer, d) Zeitprojektionskammer (TPC).

- NB:
- a) Wandmaterial der Kathodenflächen
 - b) viele Drähte \rightarrow elektrostat. Stabilität
 - c) lange Driftwege, kaum Ortsauflösung entlang des Drahtes
 - d) sehr lange Driftwege, Diffusion entlang der \vec{B} -Feldachse

Zylindrische Drahtdriftkammer



- Drähte axial (parallel) gespannt (i.A. $\parallel \vec{B}$)
- gute Ortsauflösung in r -
- kaum Ortsauflösung in axialer Richtung (z.B. Ladungsteilung entlang Anodendraht)

Abb. 4.41 Prinzipieller Aufbau einer zylindrischen Driftkammer. Die Abbildung zeigt einen Schnitt durch die Kammer senkrecht zu den Drähten.

+ **Stereodrähte** zur Ortsauflösung entlang axialer Richtung

projektiver Blick auf 3 Lagen von Anodendrähten mit/ohne Stereodrähte Winkel

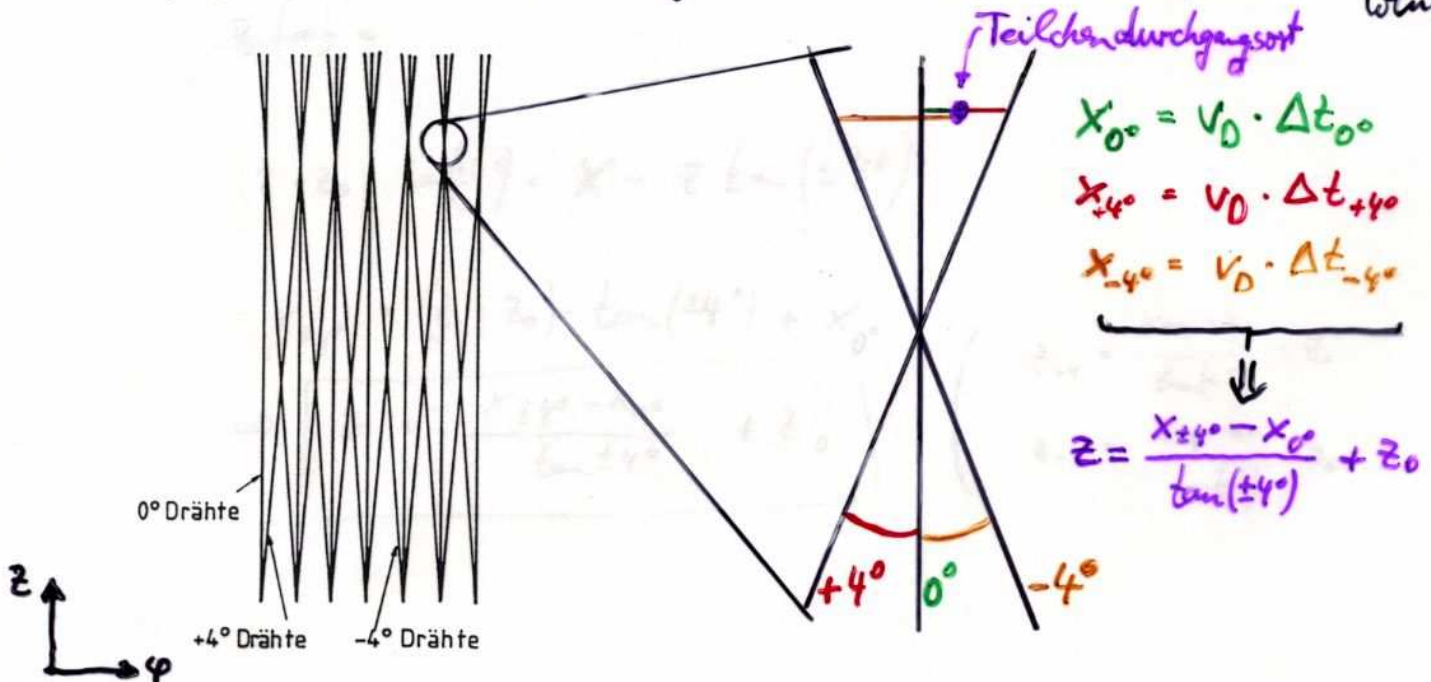
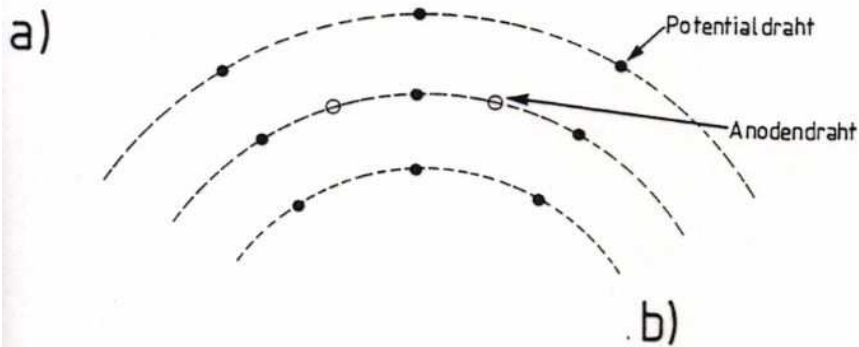


Illustration der Bestimmung der Koordinate entlang der Anodendrähte durch Verwendung von Stereodrähten.

Zellgeometrien von Zyl. Drahtkammern



Vorteil: wenige Potentialdrähte

Nachteil: inhomogene Feldgeometrie entlang Anodenachse

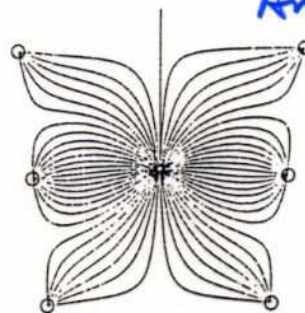


Abb. 4.42 a) Illustration einer offenen Driftzellengeometrie.
b) Feldlinienverlauf in einer offenen Driftzelle [337].



Abb. 4.43a) Illustration einer geschlossenen Driftzellengeometrie.

Vorteil: homogene Feldlinienverlauf (fast wie bei Zyl. Kathodengeometrie)

Nachteil: viele Potentialdrähte erforderlich

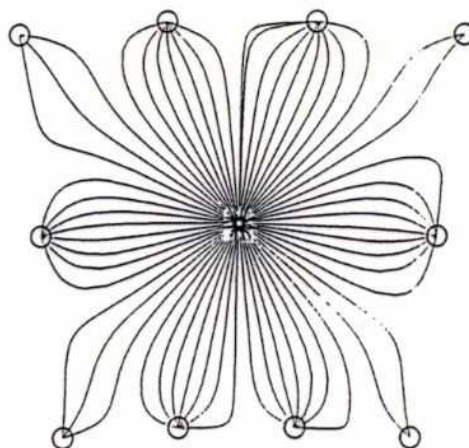
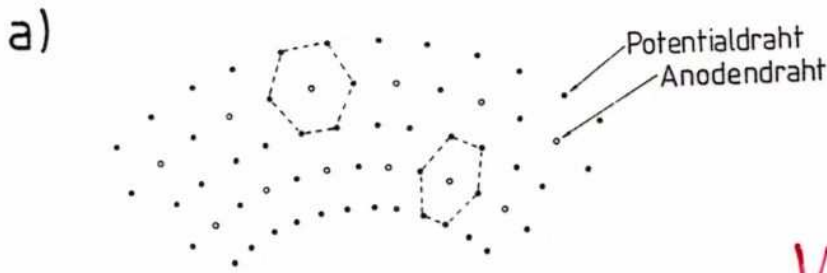


Abb. 4.43b) Feldlinienverlauf in einer geschlossenen Driftzelle

Zellgeometrie von Zyl. Drahtkammern



Vorteile: homogenes Feld
mit geringer Anzahl
von Potentialdrähten

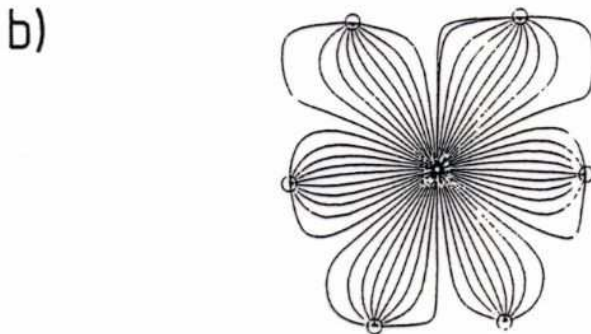


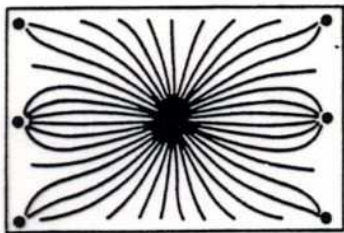
Abb. 4.44 a) Hexagonale Driftzellengeometrie. b) Feldlinienverlauf in einer hexagonalen Driftzelle [337].

Driftzellen und axiale Magnetfelder

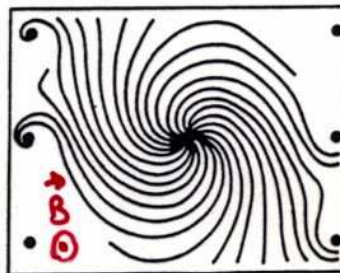
starke Magnetfelder verzerren die Drifttrajektorien sehr

→ Orts-Driftzeit-Relation geändert

→ Korrektur durch Veränderung der Potentiale auf Potentialdrähten nicht möglich (Nachbarzelle)



(a)



(b)

Abb. 4.46 Drifttrajektorien von Elektronen in einer offenen Rechteckdriftzelle a) ohne und b) mit Magnetfeld [33, 34].

Orts-Driftzeitrelation einer Jetkammer

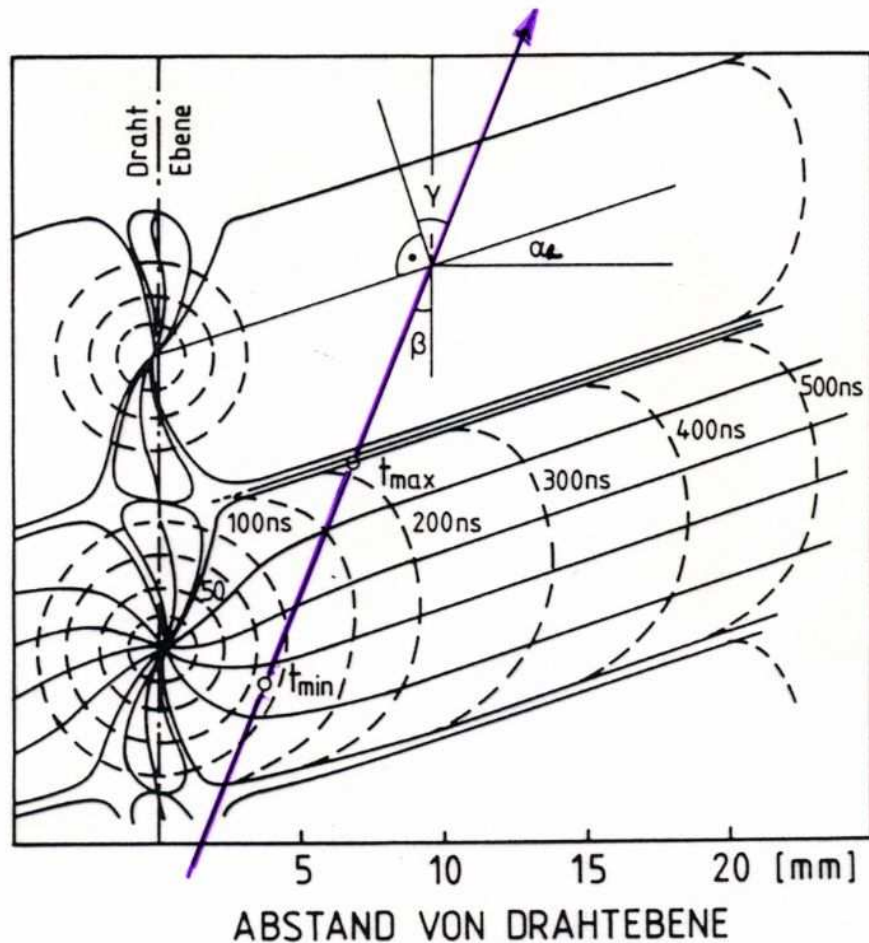
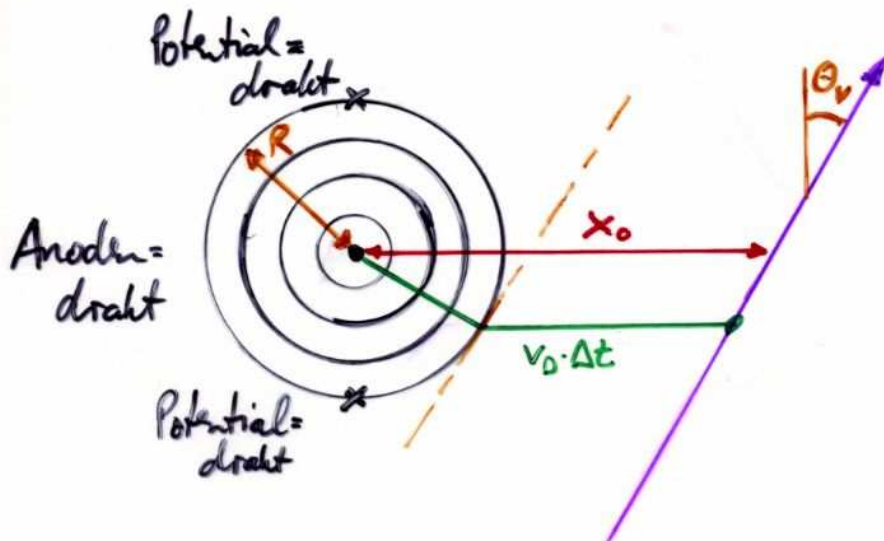


Fig.3.16: Driftwege der Elektronen (durchgezogene Linien) und Flächen gleicher Driftzeit (gestrichelt) in der Nähe des Anodendrahtes der Jet-Kammer [DR 80, WA 81b].

Approximation der Orts-Driftzeitrelation (so gen. JADE-Approx.)



$$x_0 = v_0 \cdot \Delta t - R \cdot \left(1 - \frac{1}{\cos \theta_v}\right)$$

Jetkammer / TPC

Die große Anzahl von Signal- und Potentialdrähten in zyl. Proportional- & (Drift-)Kammern machen diese Strukturen ungeeignet für Anwendungen mit großvolumigen Nachweisbereichen. Hierfür werden andere Kamertypen eingesetzt, bei denen die Elektronen aus der Ionisation zunächst längere Strecken driftend zurücklegen, bevor sie an einem Anodendraht über Gasverstärkung im Proportionalbereich gemessen werden. Diese Kamertypen sind:

- **Driftkammer** oder **Jetkammer**

- ▷ \vec{E} -Feld verläuft in azimuthaler Richtung, $\vec{B} \perp \vec{E}$

- ▷ Unterteilung des Azimut in gleich große Sektoren

- ▷ axiale Messung des Ortes: Ladungsteilung / Signallaufzeit / Stereodrähte

- **Zeit-Projektionskammer TPC**

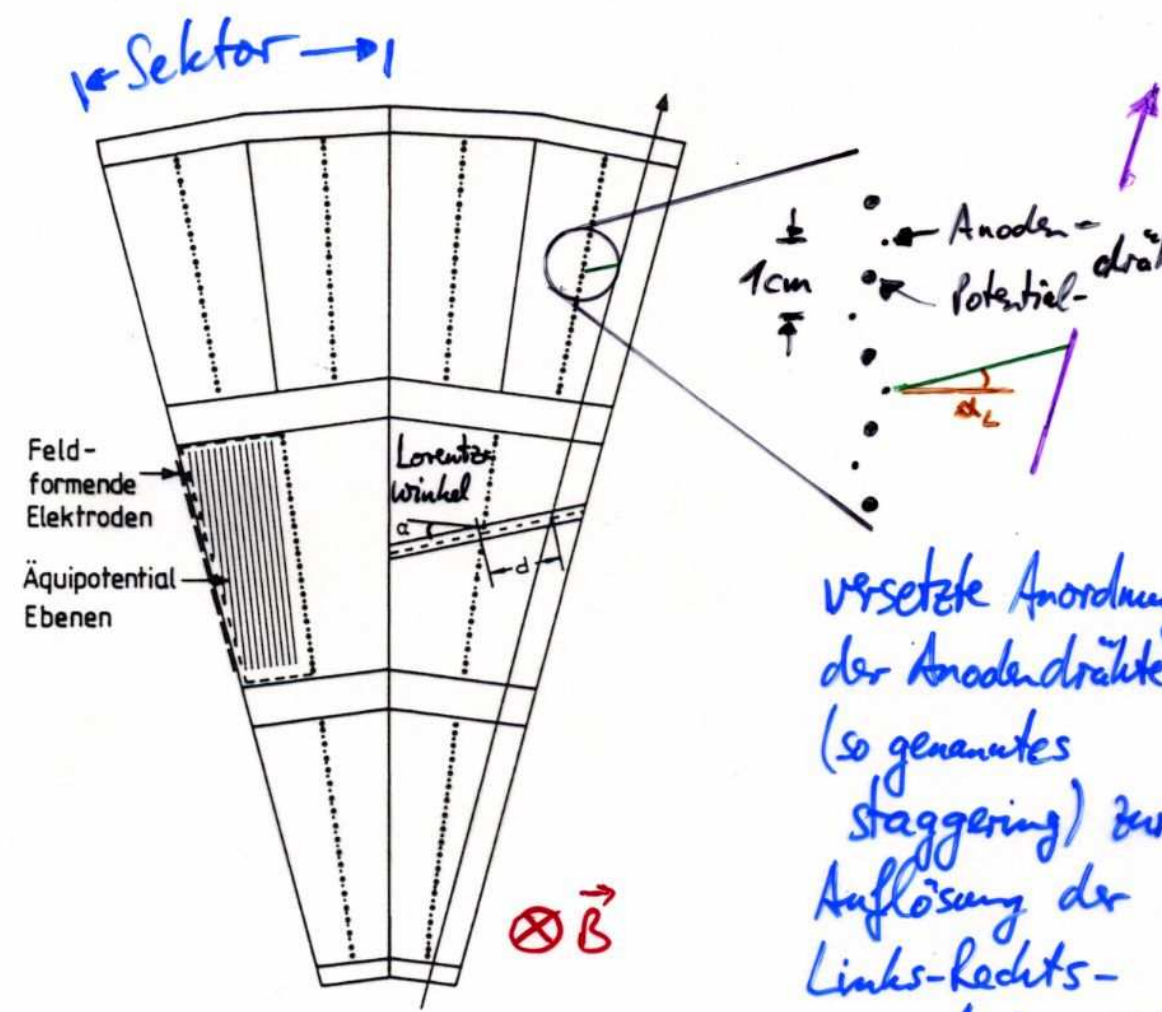
- ▷ \vec{E} -Feld in axialer Richtung, $\vec{B} \parallel \vec{E}$

- ▷ axiale Unterteilung der Kammer in zwei Hälften

- ▷ Projektion der Spur auf Stirnseite \rightarrow r- φ -Messung

- ▷ Driftzeit der Ladungen \rightarrow z-Messung (axiale Position)

Ausschnitt der JADE-Jetkammer



versetzte Anordnung
der Anodendrähte
(so genanntes
staggering) zur
Auflösung der
Links-Rechts-
Ambiguität
einer Spur

Fig.3.15: Schnitt durch zwei radiale Segmente der Jet-Kammer des JADE-Detektors. Länge der Driftstrecke d , Lorentzwinkel α [DR 80, WA 81b]. Die radiale Länge der drei Schichten ist 57 cm.

- Daten:
- $\varnothing \approx 1,2 \text{ m}$
 - Länge $\approx 2 \text{ m}$
 - $B\text{-Feld} \approx 0,43 \text{ T}$
 - 24 Sektoren à 48 Anodendrähte
 - Ortsauflösung $\approx 130 \mu\text{m}$ (r- φ), $\approx 1,5 \text{ cm}$ (z)
 - im JADE-Experiment 1979-86
 - am PETRA- e^+e^- -Beschleuniger, DESY, Hamburg

DSM F22ELS.TPMH230
 1344 2154 J4
 ID=113 704
 LGTOT 12059
 MUMTIS 0
 LGCYL 12059
 LGCAPS 0 0
 FUCAPS 0 0

JADE

R-FI SECTION

BEAM 15.000 GEV

MAG.FIELD -4.532 KG
 TRIGGER 0201

DATE 30/03/80
 TIME 12.28.16

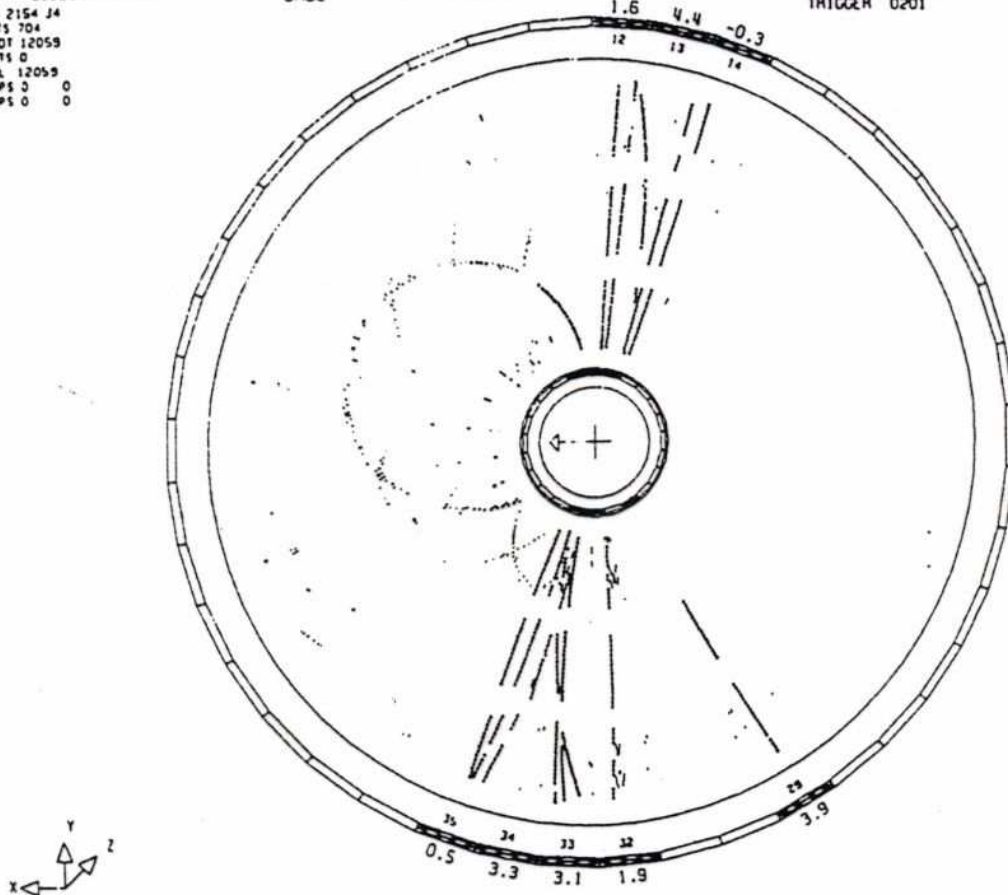
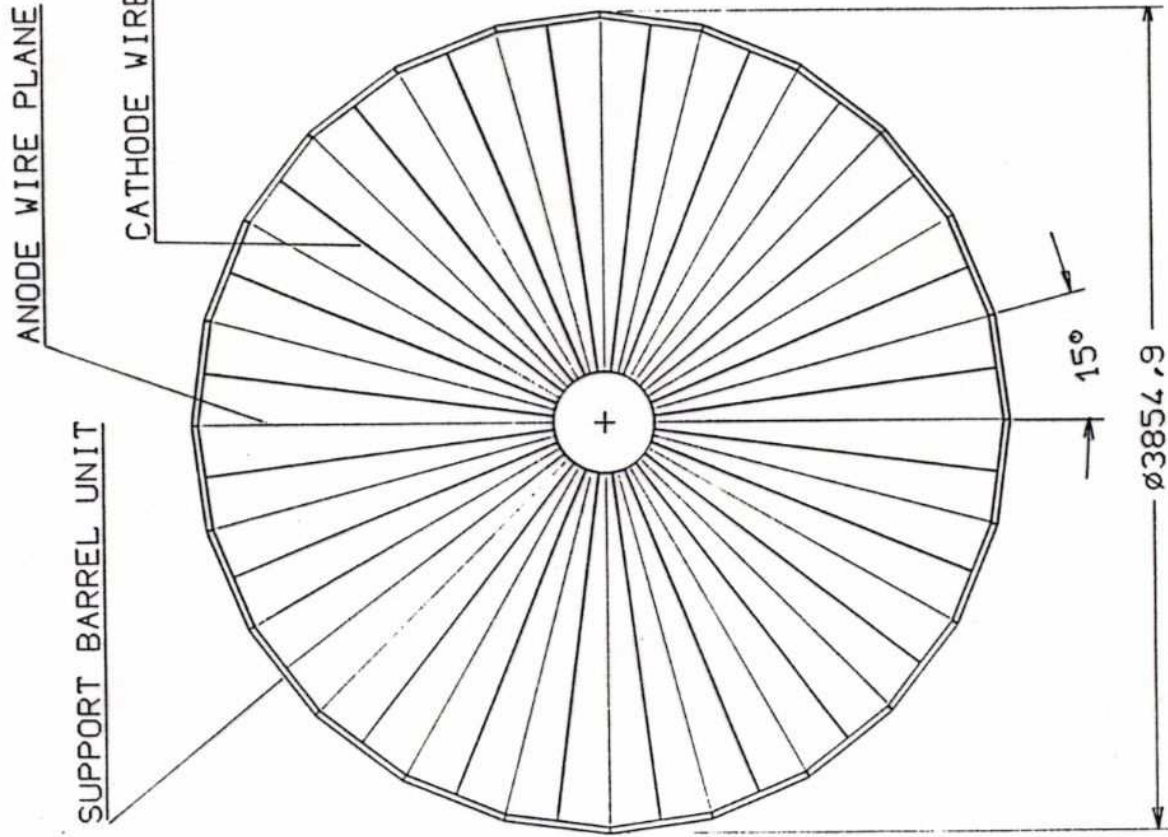


Fig.3.17: Axiale Projektion eines e^+e^- -Ereignisses bei 35 GeV Schwerpunktsenergie in der Jet-Kammer des JADE-Detektors. Den Spuren zugeordnete Treffer in der Kammer sind mit (+) gekennzeichnet, übrige Treffer mit (/).

Jetkammer des OPAL-Experiments



Daten: $D \approx 3.8 \text{ m}$

Länge $\approx 4 \text{ m}$

B-Feld $\approx 0.4 \text{ T}$

24 Sektoren à 153 Anodendrähte

Ortsauflösung $\approx 130 \mu\text{m} (r-0) \approx 6 \text{ cm} (z)$
 im OPAL-Experiment (1989-2000) des LEP-
 Beschleuniger

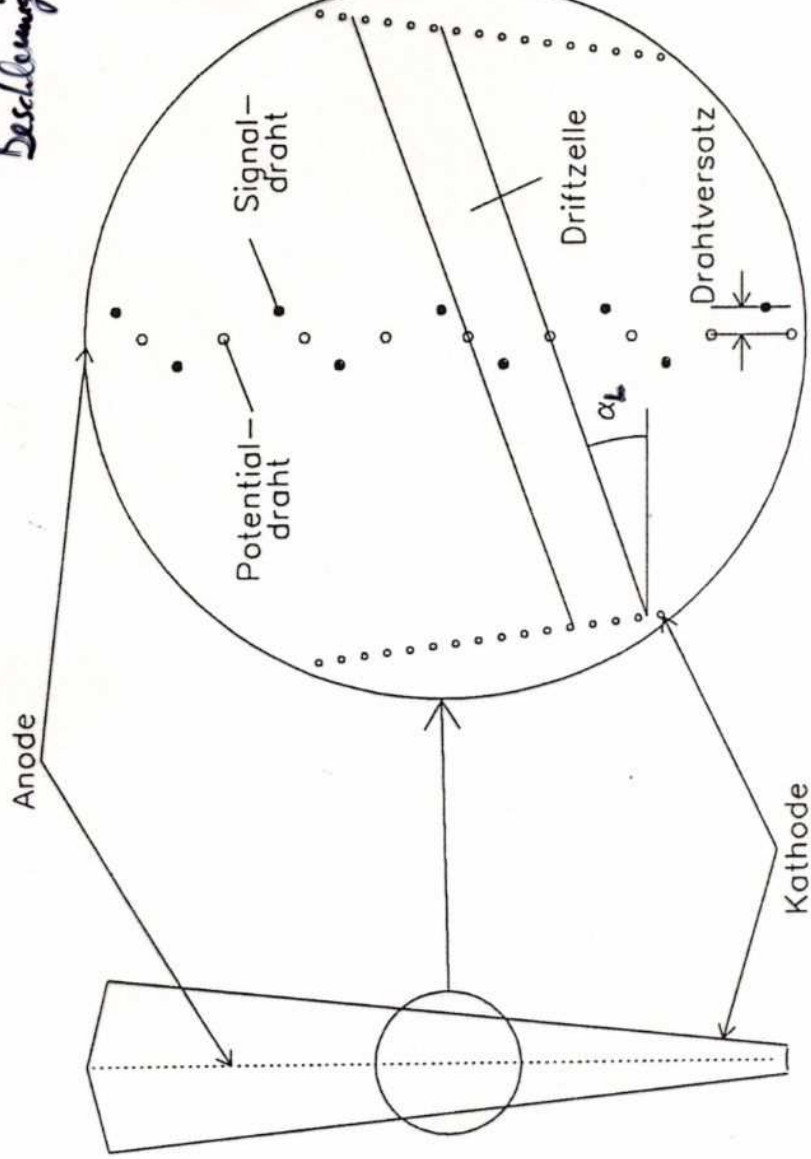
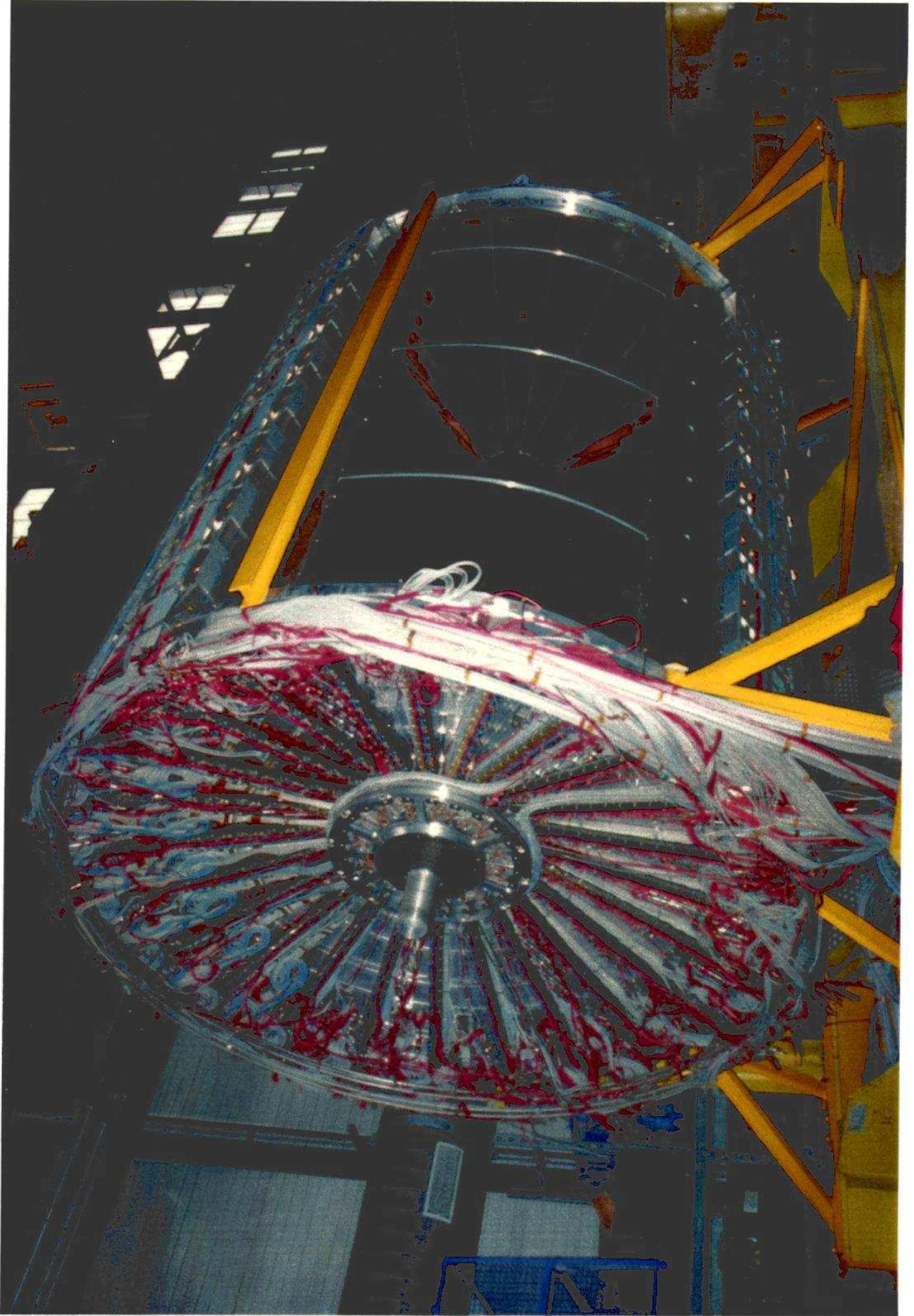
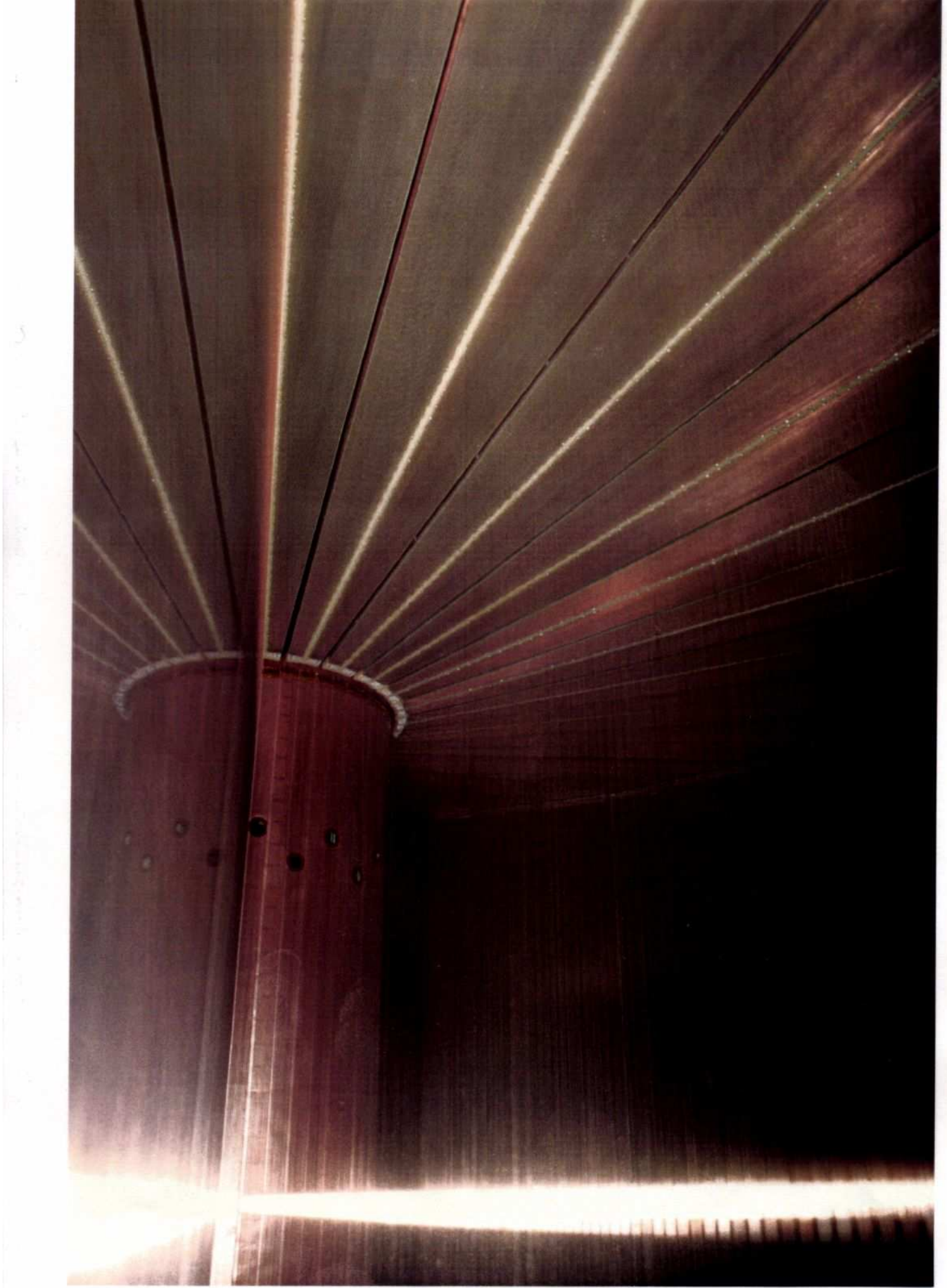
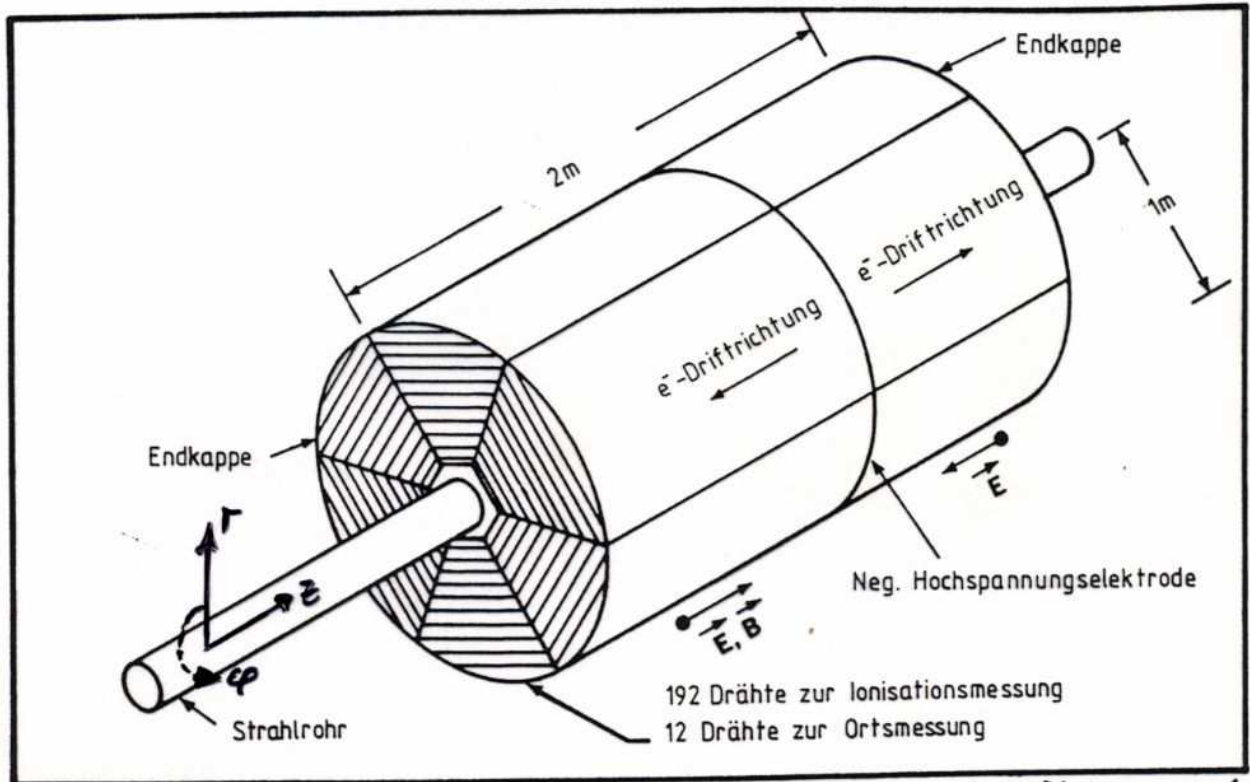


Abb. 2.3: Ein Sektor der Jetkammer in der $r\phi$ - Ansicht.





Zeitprojektionskammer TPC



z.B. $|\vec{E}| = 150 \text{ V/cm}$
 $|\vec{B}| = 1.5 \text{ T}$

Fig.3.18: Zeitprojektionskammer (TPC) des PEP4-Experimentes [MA 78].

- $\vec{E} \parallel \vec{B} \rightarrow$ kein Lorentzwinkel
- $\vec{v}_0 \parallel \vec{B} \rightarrow$ Reduktion der transversalen Diffusion
 um Faktor $1/(1 + \omega^2 \tau^2)$ ($\omega = \frac{eB}{m}$, τ : mittlere zw. Stoß)
- Anlese der Kathoden an Endkappen
 \rightarrow radiale & azimutale Koordinaten
 mit ca. 180 μm Auflösung
- Ankunftszeit/Driftzeit der Elektronen
 \rightarrow z-Koordinate
 mit ca. 200 μm Auflösung

Prinzip der Kathodenauslese bei TPC

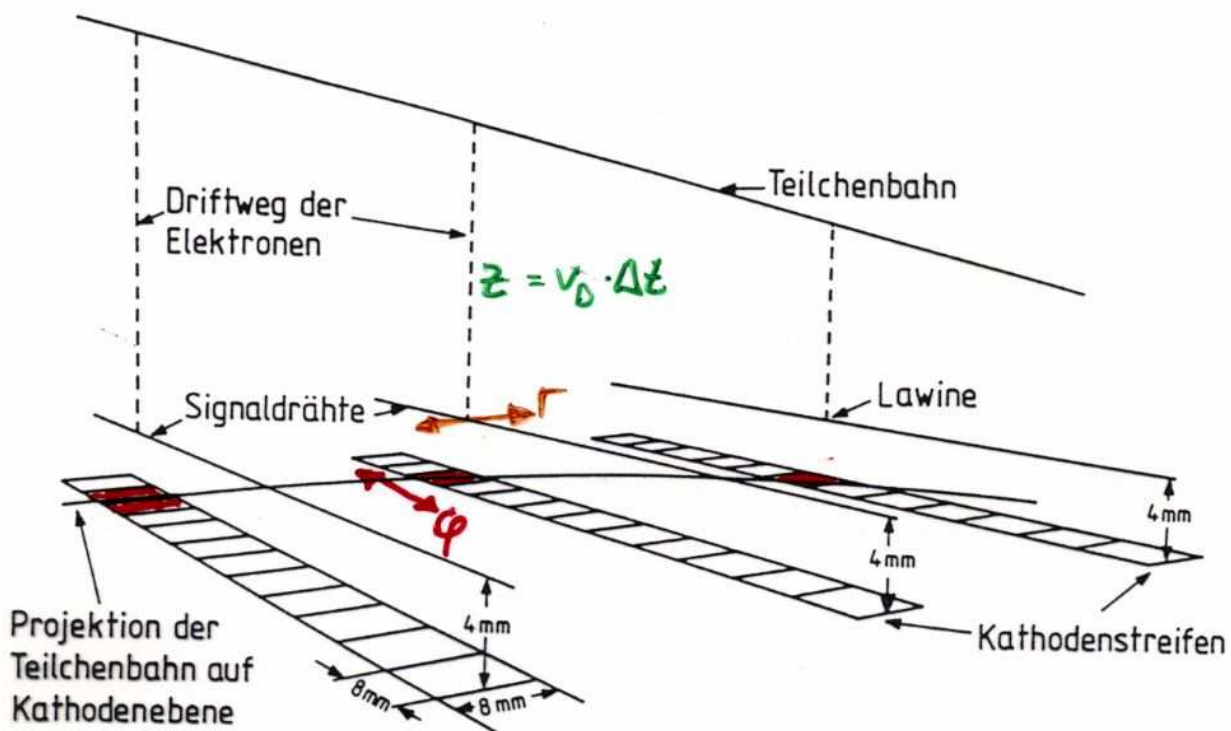


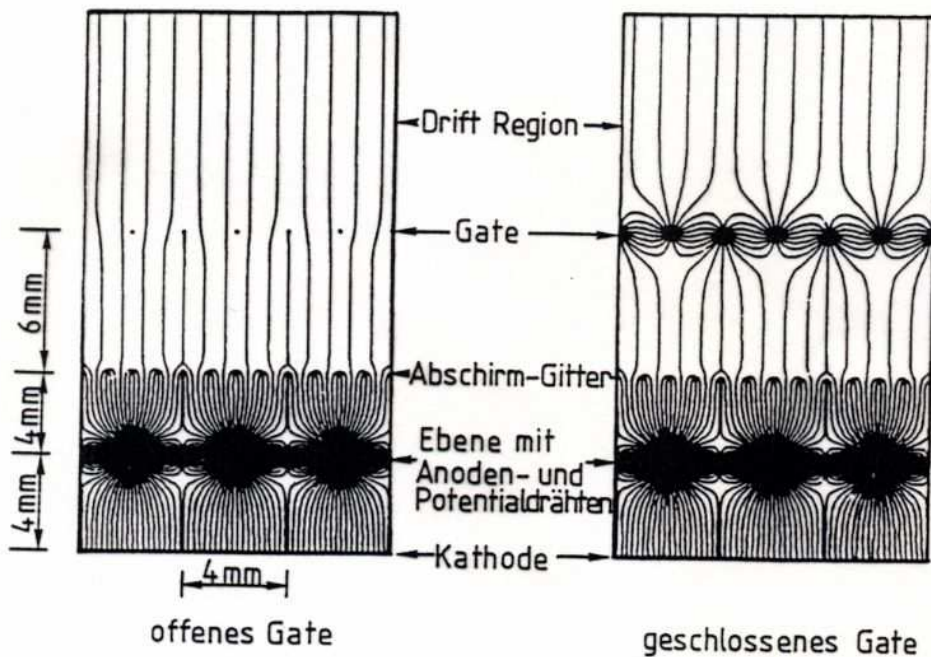
Fig.3.19: Prinzip der Spurauslese durch segmentierte Kathoden (Pads) im TPC [FA 79].

- radiale Position durch Anodendraktposition
- azimutale Position durch Kathodensegmente
- z durch Driftzeit

- ▷ Ionen aus Gasverstärkungslawine driften (langsam) in Kammer zurück → Feldverzerrungen
→ Auflösungsver schlechterung insbesondere bei hohen Zählraten
- ⇒ Gate-Elektrode zwischen Kammer Volumen und Anodendrähten + Kathodensegmenten

Gate-Elektrode bei TPC

- normalerweise geschlossen
- kurzzeitig aufgrund externen Auslösesignals (Trigger) geöffnet
- verhindert Rückdrift der pos. Ionen in Kammerinneren
- hindert Elektronen (z.B. aus zufälligen Ionisationsprozessen wie kosmischer Strahlung etc.) am Eindringen in Gasverstärkungsbereich
- keine Beeinträchtigung der E -Feldqualität im Kammerinneren



Die Wirkungsweise des Gates in der ALEPH-TPC [44]. Bei offenem Gate können die Ionisationselektronen ungehindert in den Gasverstärkungsraum eindringen. Das geschlossene Gate hindert die durch Gasverstärkung erzeugten Ionen an der Rückdrift in den Driftraum. Ebenso können bei geschlossenem Gate Elektronen aus dem Drift-raum den Gasverstärkungsbereich nicht erreichen.

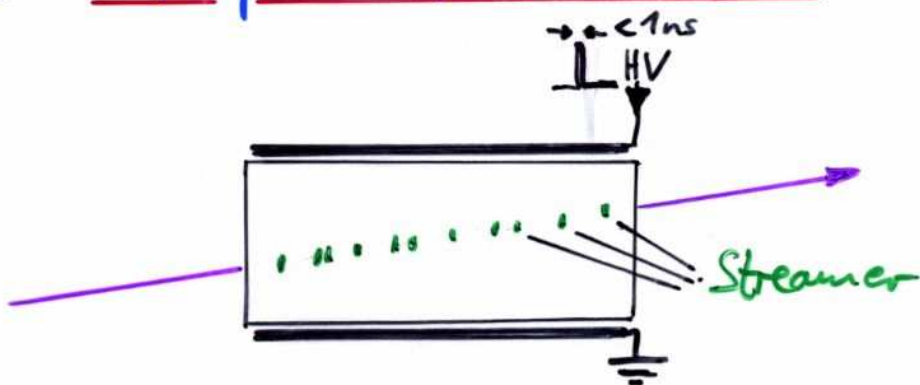
Streamer-Kammern

Zur Erinnerung: Streamer werden bei Betrieb oberhalb des proportionalbereiches erreicht, wenn das Gasgemisch einen hohen L sdgas-Anteil aufweist, der eine Ausbreitung der Entladung durch UV-Photonen aus Gasion-Rekombinationen unterdrückt.

Diese Ausbreitung der Entladung kann aber auch erreicht werden, falls die Hochspannung nur sehr kurz anliegt.

Zwar treten dann UV-Photonen auf, doch deren Ionisation wird nichtverst rkt. Ist die Hochspannung zudem so hoch, dass lokal ^{>30kV/cm} am Ort der Ionisation Gasverstärkung auftritt, so kann die Ionisation aus dem Licht angeregter Atome sichtbar werden.

Dies ist das Prinzip der Streamer-Kammern:



Prinzip der Streamer-Entstehung

- t_1 geladnes Teilchen erzeugt Cluster aus Elektron-Ion-Paaren
- t_2 im Hochspannungsfeld bildet sich aus der Primärisation eine Gasverstärkungslawine aus
- t_3 Ladungswolke nimmt tropfenförmige Gestalt an aufgrund der unterschiedl. Beweglichkeiten von Elektronen & Ionen
Raumladungsfeld \vec{E}_r addiert sich zu externem Feld \vec{E}
- t_4 UV-Photonen aus der Lawine erzeugen sekundäre Lawinen

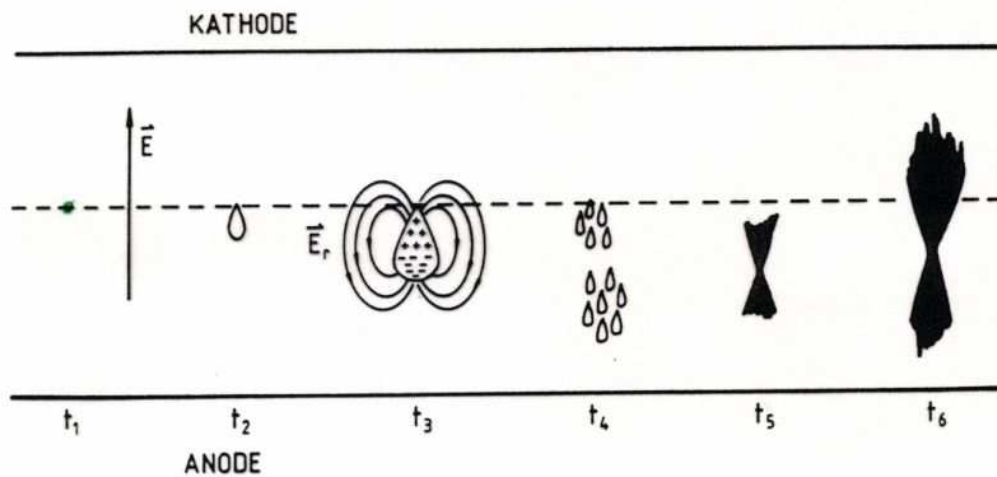


Fig.3.29: Zeitliche und räumliche Entwicklung eines Streamers. Die zeitliche Abfolge verläuft von links (t_1) nach rechts (t_6) [AL69].

- t_5 Sekundäre und primäre Lawinen bilden ~~einen~~ ^{zwei} Plasma-kanäle, die in Richtung der Elektroden wachsen
- t_6 Diese Streamer wachsen zusammen mit Geschwindigkeit von $\sim 10^8$ cm/s
Liegt die Hochspannung solange an, erreichen die Streamer die Elektroden und ein Funke/Überschlag entsteht

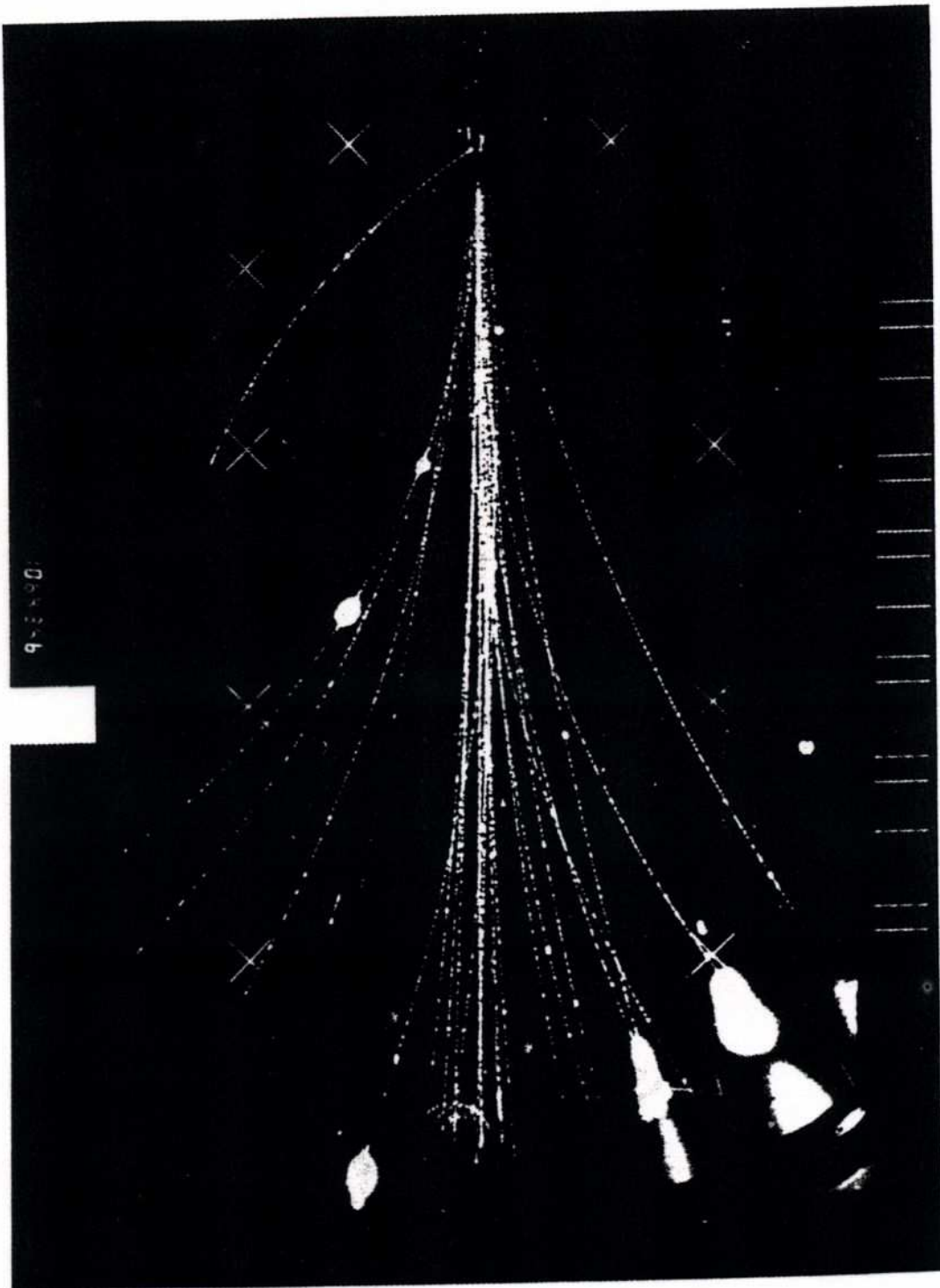


Fig.3.30: Wechselwirkung eines π^- bei 300 GeV in einem H_2 -Target. Die Spuren der Reaktionsprodukte sind in einer Streamerkammer mit den Abmessungen $200 \times 120 \times 72 \text{ cm}^3$ registriert [EC 80].

Kernspuremulsion

... entspricht einer photographischen Sichtbarmachung geladener Teilchen. Kernspuremulsionen bestehen aus feinkörnigen AgBr- und/oder AgCl-Kristallen in einem Gelatine-Substrat. Die Ionisationsprozesse eines geladenen Teilchens reduzieren einige AgBr/AgCl zu metallischem Silber \leadsto latentes Bild.

Diese metallischen Silberkeime werden beim Entwicklungsprozess vergrößert. Beim abschließenden Fixieren werden zurückgebliebene AgBr/AgCl aus dem Gelatine-Substrat entfernt. Es bleibt das Bild der Teilchenspur als schwarze Spur von Silber, die mit optischen Mitteln (Mikroskop, Projektion, ...) ausgewertet und vermessen werden müssen. Die typ. Korngröße von 0,1-0,2 μm (zum Vgl. Filme haben 25-1000 μm) sind der Grund für die enorme Ortsmessgenauigkeit von $\sim 1 \mu\text{m}$.

Für längere Spuren müssen Emulsionen gestapelt werden. Die anschließende Auswertung erfordert genaue Ausrichtung der einzelnen Emulsionsplatten zueinander

Kernspuremulsion



- kurze Strahlungslänge
($X_0 \approx 2.9 \text{ cm}$)
 - 100%iges Ansprechvermögen
 - permanent sensitiv
(\sim nicht triggerbar)
 - Schwärzungsgrad $\hat{=}$ spezifischer Ionisationsgrad
($dE/dx \sim (ze)^2$, z : Ladungszahl des Teilchens)
- \rightarrow Teilchenidentifikation

Ein Kohlenstoffkern der kosmischen Strahlung kollidiert mit einem Proton in einer Kernemulsion. Der Kohlenstoffkern desintegriert dabei in drei α -Teilchen. Das Proton erhält einen Rückstoß und bewegt sich nach links [66].

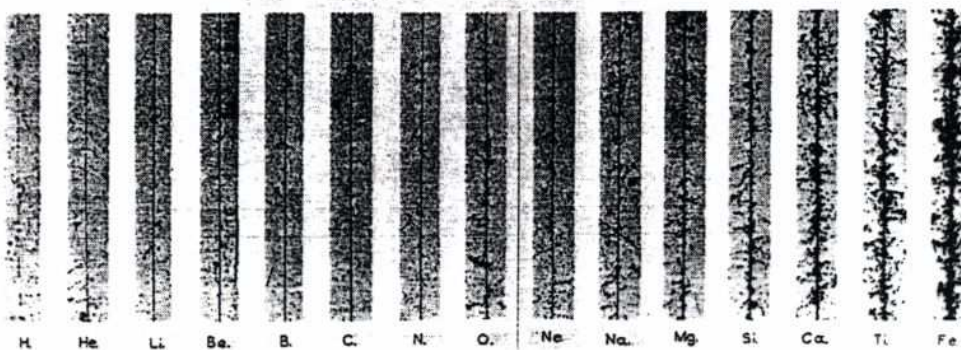


Abb. 4.94 Spuren von Kernen in Kernemulsionen. Die Ionisationsdichte der Spuren wächst im Quadrat mit der Kernladung [66]. Die "Ausfaserung" der Spuren wird durch δ -Elektronen verursacht.

Halbleiter-Detektoren zur Ortsmessung

Typische Ortsmessgenauigkeiten von Vieldrahtkammern liegen im Bereich von $\sim 100 \mu\text{m}$ und können nur mit erheblichem Aufwand (z.B. sehr viele Drähte, besonders homogene Felder) verbessert werden. Kernspuremulsionen liefern zwar Genauigkeit von $\sim 1 \mu\text{m}$, können aber nicht getriggert oder online ausgewertet werden. Halbleiterdetektoren können diesen Zwischenbereich abdecken:

- Mikrostrukturierung \rightarrow Auflösung im $10 \mu\text{m}$ -Bereich
- elektrische Auslese \rightarrow online Signalanswertung

Zur Ortsmessung werden verschiedene Halbleiter-Detektorsysteme benutzt, z.B.

- (Silizium-)Streifendetektoren für 1- oder 2-dim Ortsmessung
- CCD-Detektoren für 2-dim Ortsmessung im $< 10 \mu\text{m}$ Bereich
- Pixeldetektoren für 2-dim Ortsmessung im $10 \mu\text{m}$ Bereich mit hoher Ausleserate und geringer Objektpanz.

Silizium-Streifendetektoren

- Streifenstruktur im 50 bis 500 μm Abstandsmaß
 (meist feinere Strukturierung als für Auslese, d.h.
 Streifenpitch $<$ Readout-pitch, da kapazitive Kopplung zw.
 benachbarten Streifen)
 \leadsto Ortsgenauigkeit typ. 10 μm (in einer Dimension)

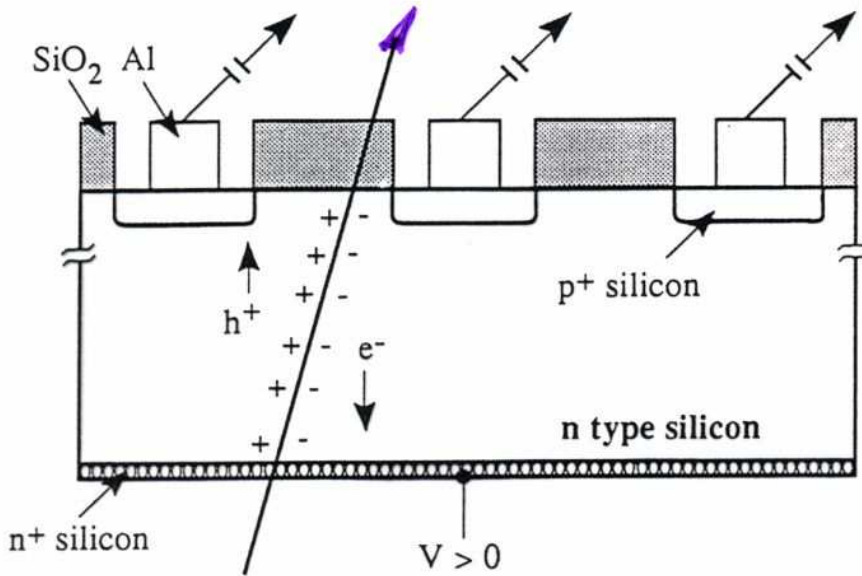


Figure 5: Schematic of a silicon particle detector.

- zusätzliche gekrenzte Strukturierung der Rückseite
 \leadsto 2-dim Ortsinformation
 (NB. Ambiguitäten bei Mehrfachtreffern)

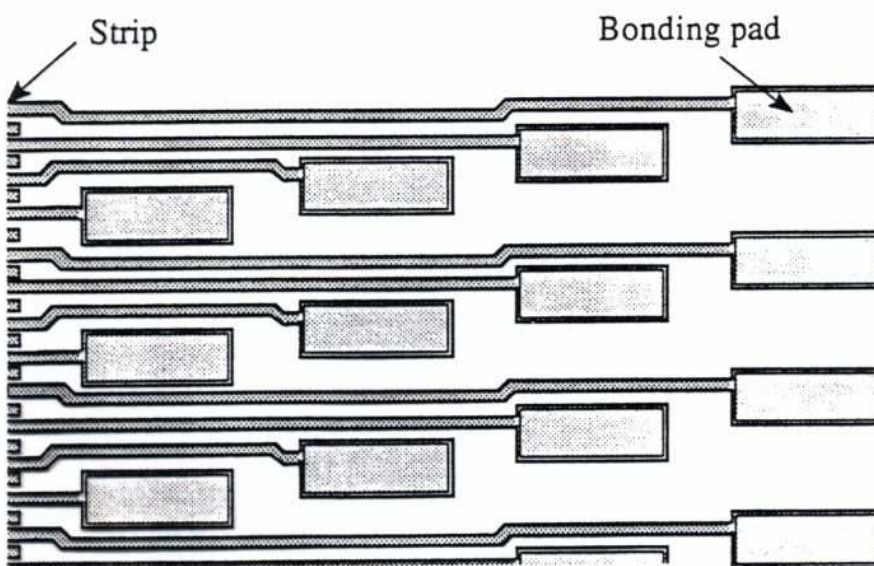
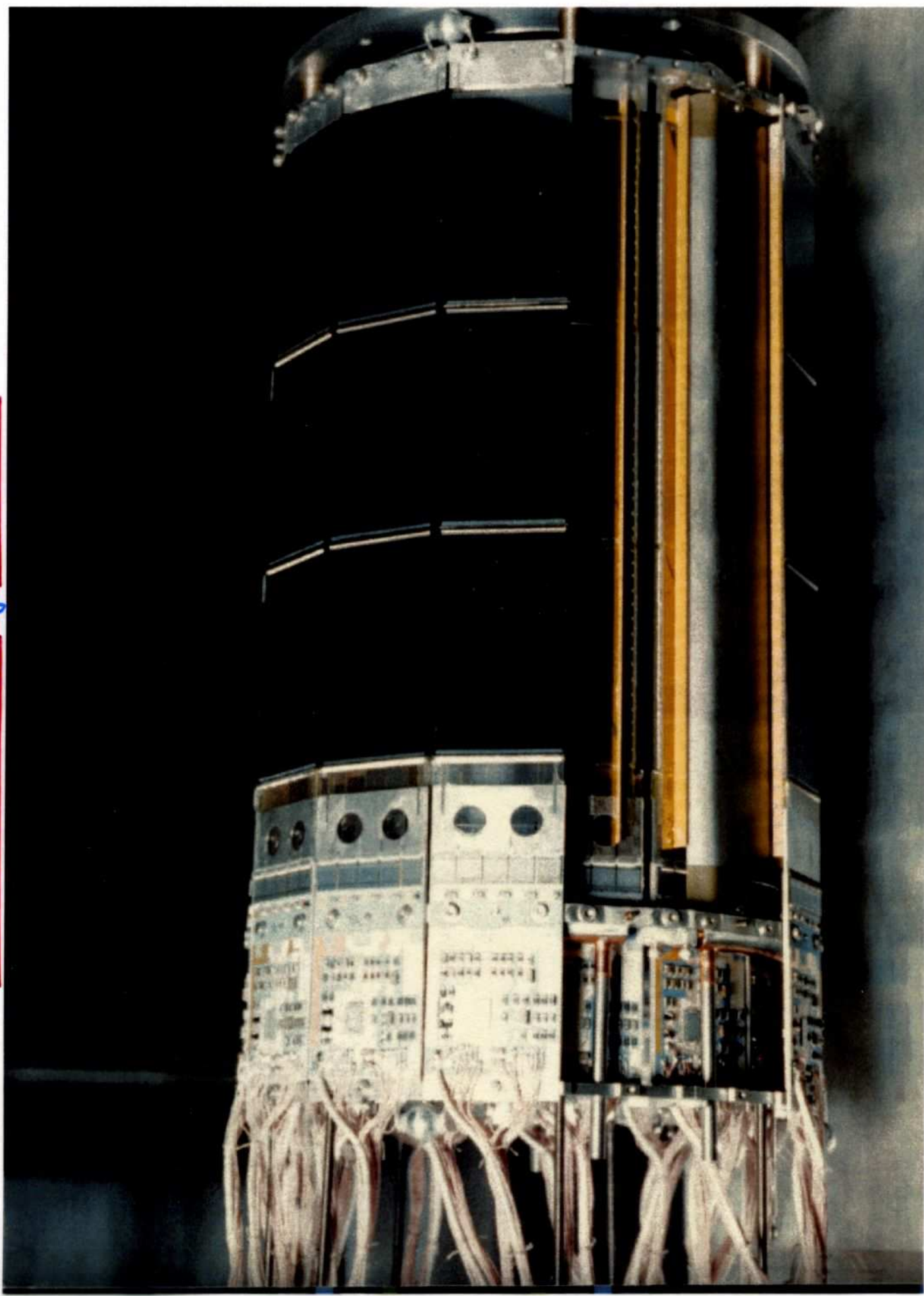


Figure 6: Layout of a silicon microstrip detector.

- Beispiel für Strippitch = 2 · Readout Pitch
 nur jeder zweite Streifen wird elektronisch ausgelesen

OPALS Silizium-Streifen-detektor

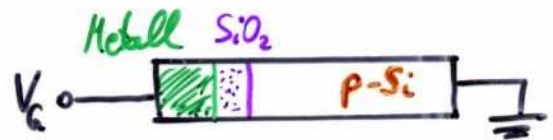


2 konzentrische Layer, je Layer 3 Si-Walze à $6 \times 3 \text{ cm}^2$ in Serie geschaltet. Auslese-Elektronik

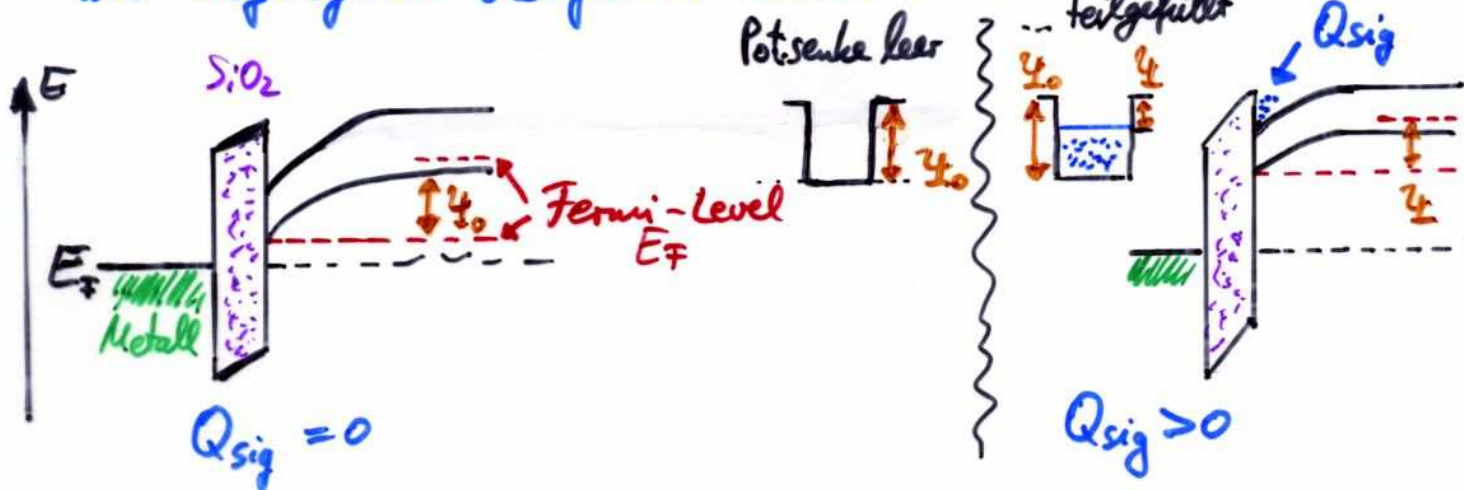
CCD-Detektor

... eine Anordnung dichtbenachbarter MOS-Dioden:

(Metall-Oxide-Semiconductor)



Vorspannung V_G so gewählt, dass Ladungsträgerverarmung an tiefliegender Oberfläche besteht:

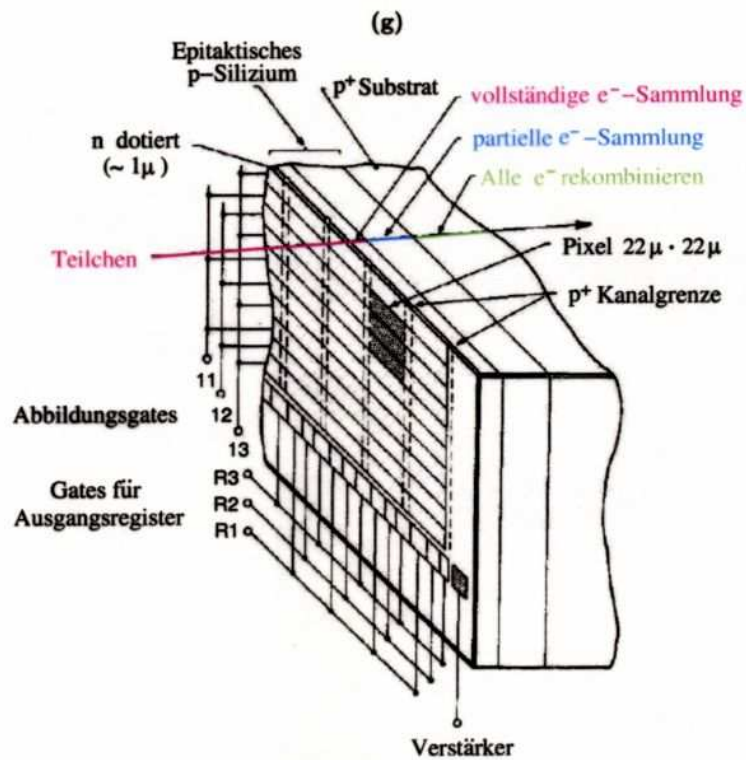
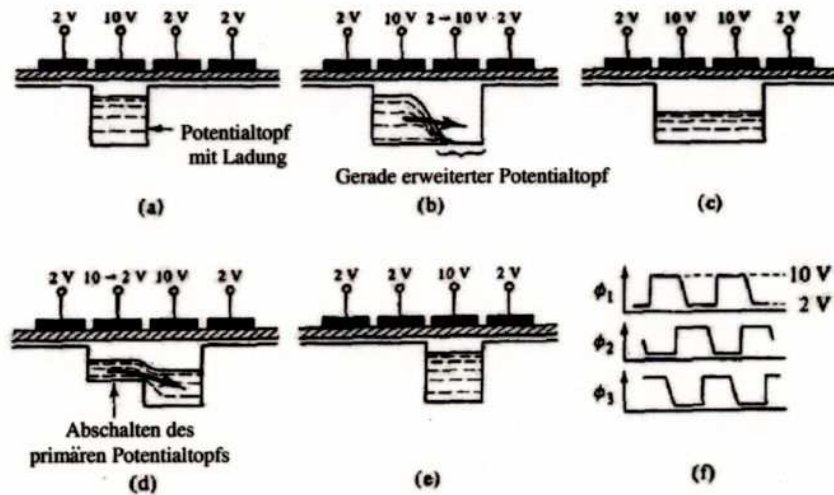


Die in einer Potentialsenke gesammelte Ladung ist dabei aus Ionisationsprozessen (Elektron-Loch-Paarzeugung) hervorgegangen. Diese Ladung kann nun durch geschichtete Erhöhung und Verringerung von V_G zwischen zwei ~~benachbarten~~ benachbarten MOS-Dioden weitergereicht werden (Prinzip der Einerkette).

CCD-Detektoren bieten sehr hohe Auflösung (typ. $\ll 10 \mu\text{m}$ durch Größe der MOS-Dioden $\hat{=}$ Pixel), benötigen aber sehr viel Zeit für die Signalauslese (Einerkette).

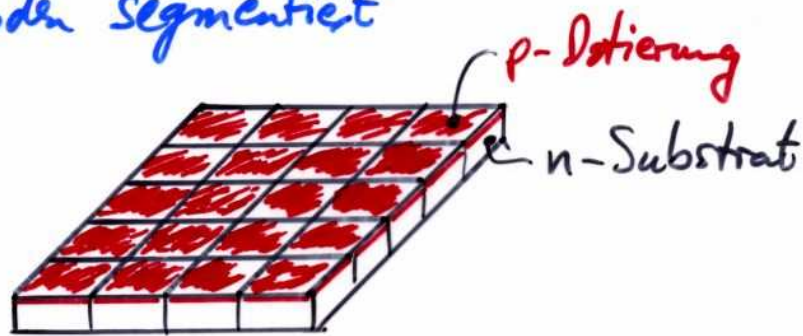
Der CCD-Pixel-Detektor

Schema eines CCD-Detektors und Schritte des Ausleseverfahrens:



Pixel-Detektoren

Hierzu wird ein Si-Wafer komplett in voneinander isolierte Dioden segmentiert



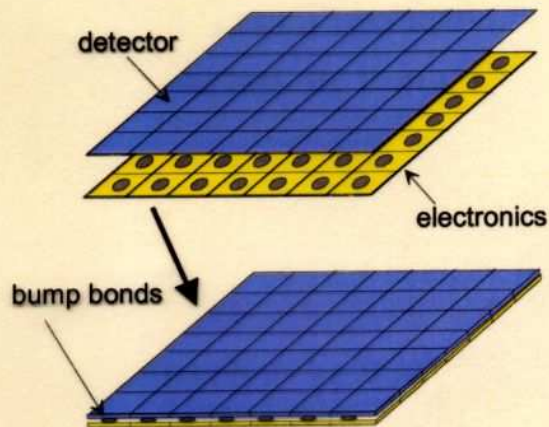
Jedes Pixel erhält/benötigt eine eigene Anschlüsse-Elektronik. Diese wird durch Lötperlen auf der Unterseite des Chips kontaktiert (Bump-Bonding)

→ Elektronik darf nicht mehr Platz einnehmen als Pixelgröße!

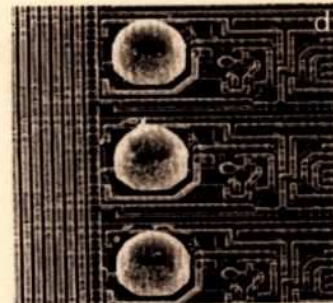
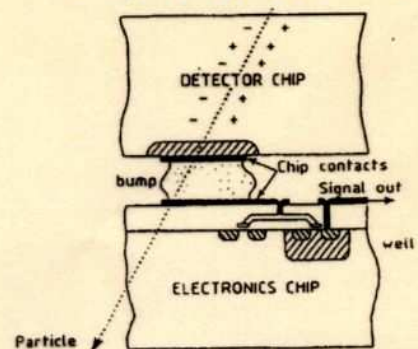
Pixeldetektoren liefern Ortsauflösung im Bereich 10-100µm je nach Pixelgröße. Sie sind sehr schnell aufgrund der direkten Anschlüsse jedes Pixels (→ kein Multiplexen erforderlich). Dies geht aber auf Kosten einer enormen Anzahl von Signalkanälen (1 Pixel $\hat{=}$ 1 Kanal).

◆ Silicon pixel detectors

- Segment silicon to diode matrix
- also readout electronic with same geometry
- connection by bump bonding techniques



Flip-chip technique



RD 19, E. Heijne et al., NIM A 384 (1994) 399

- Requires sophisticated readout architecture
- First experiment WA94 (1991), WA97
- OMEGA 3 / LHC1 chip (2048 pixels, $50 \times 500 \mu\text{m}^2$) (CERN ECP/96-03)
- Pixel detectors will be used also in LHC experiments (ATLAS, ALICE, CMS)

Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGC)

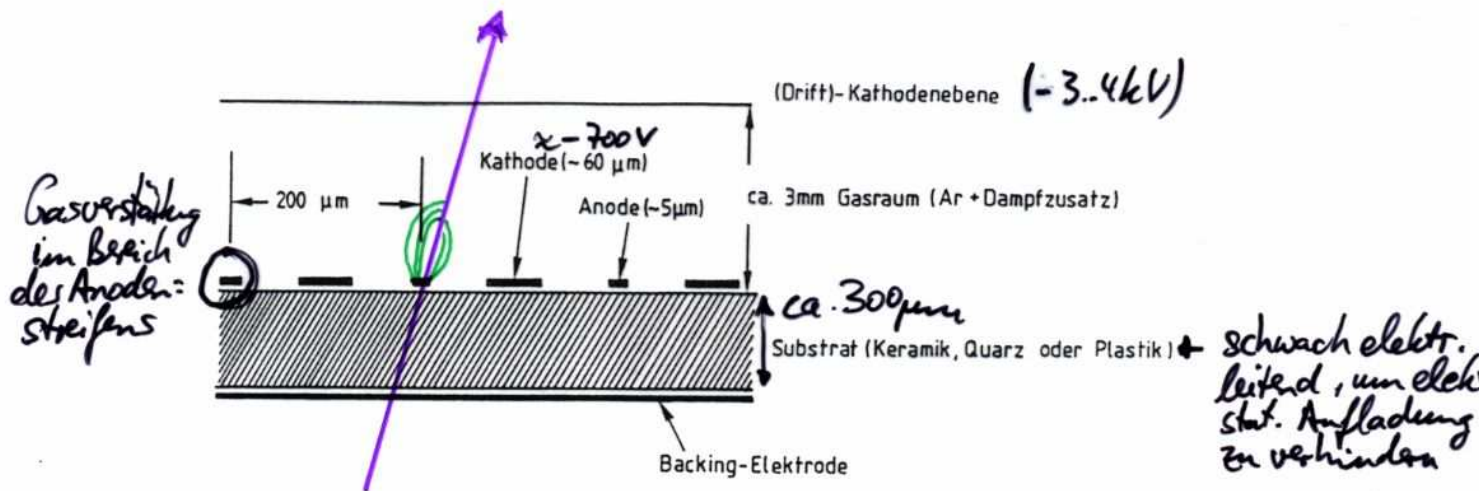


Abb. 4.30 Prinzipieller Aufbau eines Mikrostreifen-Gasdetektors.

... stellen eine Entwicklung dar, die sowohl bessere Ortsauflösung ($< 50 - 100 \mu\text{m}$) und schnelle Signalregistrierung ($\hat{=}$ kurze Driftwege) vereint mit der Möglichkeit, kostengünstig großflächige Detektoren realisieren zu können.

Als problematisch stellten sich stark ionisierende Teilchen z.B. α Kernfragmente, etc. heraus, da diese soviel pos. Ionen in der Nähe des Anodenstreifens erzeugten, dass es zu Entladungen an benachbarten Kathodenstreifen (NB: hohe \vec{E} -Feldstärke an Kanten) kam, die die dünne Anodenstreifen unterbrechen konnten (wachsende Ineffizienz bei zunehmender Bestrahlungsdauer)

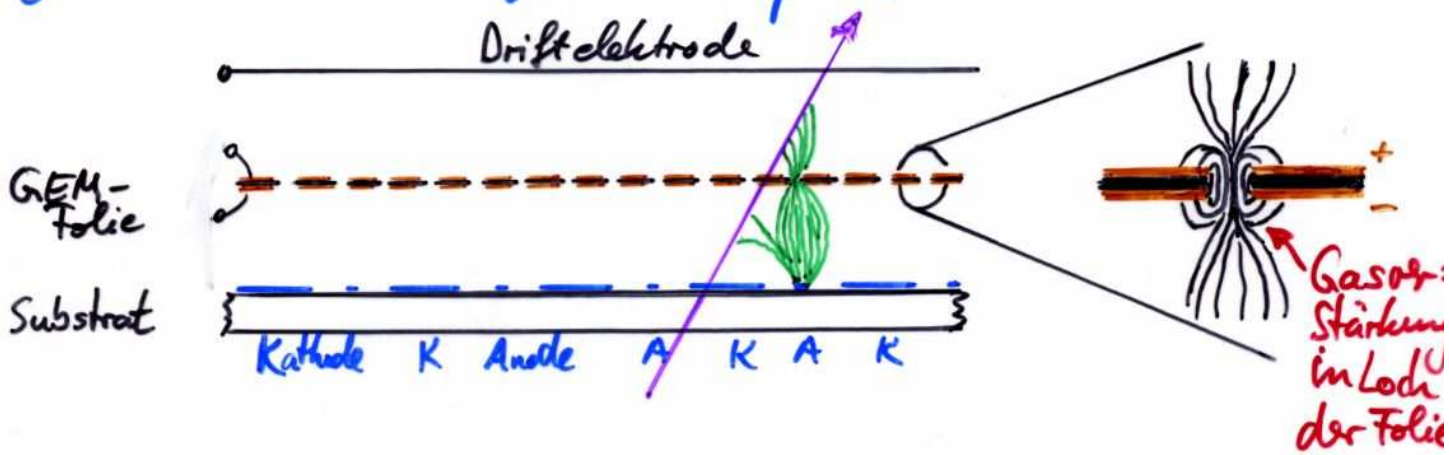
(Beschädigung wird "Mäusefraß" genannt)

Gas-Elektron-Multiplikation (GEM)

Gegen die Wirkung der pos. Ionen nahe der Kathodenstreifen wurden isolierende Schichten auf die Kanten der Streifen aufgebracht ("advanced passivation"):



Alternativ wurde das \vec{E} -Feld zw. Anoden- & Kathodenstreifen verringert, um den Effekt der pos. Ionen auszuschalten. Die erforderliche Gasverstärkung wurde durch GEM-Folien zwischen A-K-Substrat und Driftelektrode erreicht:



Solche GEM-Folien können mehrfach hintereinander eingesetzt (gestapelt) werden, um die \vec{E} -Felder zw. A und K auf ein ungefährliches Maß zu reduzieren (d.h. Double- oder Triple-GEM).

Nachteilig ist, dass Signale mit verschiedenen Pulshöhen überlagert gemessen werden (je nachdem wie viele GEM-Folien die Elektronen durchlaufen haben: 0, 1, 2, ...) \rightarrow Ionisationsmessung schwierig

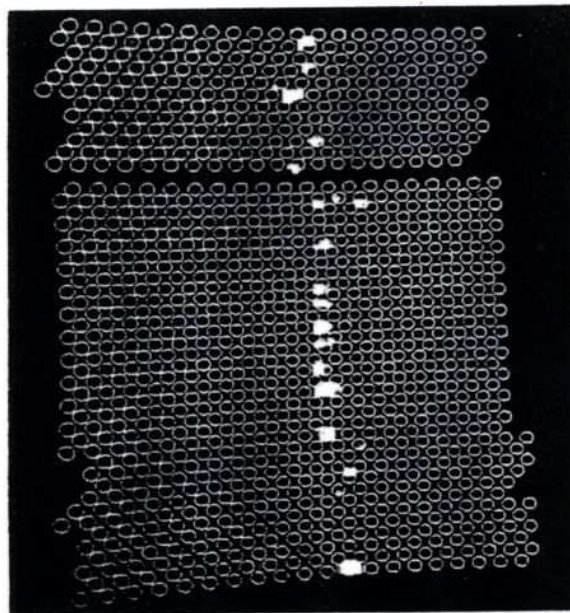
Scintillierende Fasern

Bündelt man viele dünne Fasern aus Szintillatormaterial, so kann der Durchgangsort /-spur eines geladenen Teilchens leicht optisch registriert werden, da die Fasern entlang des Teilchenweges mit hoher Wahrscheinlichkeit Szintillationslicht abstrahlen und damit die Spur markieren.

Scintillierende Fasern haben gewisse Vorteile:

- hohe Flexibilität der geom. Anordnung
- feine Granularität (Faser- \varnothing z.B. einige $10\ \mu\text{m}$)
- geringe Strahlungslänge
- schnelle (ps) Signalantwortzeit (\leadsto Trigger)

Von Nachteil ist die vielkanalige optische Auslese aller Fasern



und die geringe Lichtmenge am Ende der Faser (z.B. in $\varnothing 500\ \mu\text{m}$ Faser werden ≈ 1000 Photonen erzeugt, von denen nur 15 am Ende einer 1m langen Faser ankommen bzw. 8 nach 2m)

Teilchenspur in einem Stapel scintillierender Fasern; Faserdurchmesser $\phi = 1\ \text{mm}$ [243].

Fazit zur Ortsmessung

Eine fast unüberschaubare Vielzahl an Konzepten existiert, welches jedes für sich einen Kompromiss sucht zw.:

- Ortsauflösung
- Detektorfläche
- Antwortzeit
- Okkupanz

wobei der Kostenrahmen meist die Grenzen vorgibt (z.B. sind 2000 m^2 Halbleiterpixel-Detektoren mit $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ Pixelgröße technisch machbar, jedoch beträgt die Kanalanzahl $800 \cdot 10^9$, d.h. 100 GB für jedes vermessene Event falls nur 1 = getroffen, 0 = Pixel nicht getroffen; ...)

Hier vorgestellt wurde nur eine Auswahl von Ortsdetektoren. Es gibt noch viele weitere, die auf ähnlichen (vergleichbaren) Technologien basieren, jedoch unterschiedliche Materialien verwenden (z.B. Alu-Rohre mit zentralen Anodendraht vs. Strohhalme mit zentralen Anodendraht [$\hat{=}$ Straw-Kammern]).

(d) Betrieb: Bias-Spannung, Signalverstärkung, Temperatureffekte, Strahlungsschäden

6. Prinzipien von Szintillations-Detektoren:

(a) Szintillationsmechanismus

(b) Organische, anorganische Szintillatoren: Lichtausbeute, Wellenlängenschieber

(c) Nachweisschwellen für Strahlung: schwere Ionen, Elektronen, Gammastrahlung, Neutronen

(d) Photomultiplier, Avalanche-Photodioden: Konstruktionsprinzipien, Einsatzgebiete, Limitierungen

7. Ionisationmessung:

(a) Gasdetektoren: Ionisationskammern, Proportionalzähler, Auslösezähler

(b) Flüssigkeitszähler

(c) Halbleiterzähler

(d) Alterung von Detektoren: Strahlungsschäden, chemische Reaktionen durch Bestrahlung

8. elektr. Signale und Signalverarbeitung: (Intermezzo)

(a) typ. Signalform

(b) Pulsformung

(c) Pulsdiskriminierung und Zeitmessung: Zeit-Digital-Wandler (TDC)

(d) Pulsformanalyse und Ladungsmessung: Single-/Multi-Channel-Analyzer (SCA/MCA). Analog-Digital-Wandler (ADC)

(e) "Walk" und "Jitter" bei Zeitmessung: Constant-Fraction-Triggering (CFT), Amplituden&Anstiegszeit kompensiertes Triggering (ARC)

9. Ortsmessung:

(a) historisch: Blaskammer, Funkenkammer

(b) Vieldrahtproportionalkammern: ebene, zylindrische Geometrie

(c) Driftkammern: Jet-Kammer, Zeit-Projektionskammer (TPC), Zeit-Expansionskammer (TEC)

(d) Streamerkammern

(e) Kernspuremulsion (DONUT, CHORUS)

(f) Silizium-Streifen und -Pixel-Dektoren und CCDs

(g) Mikrostreifengasdetektoren (MSGC), Gas-Elektron-Multiplikation (GEM)

(h) Szintillierende Fasern

10. Zeitmessung:

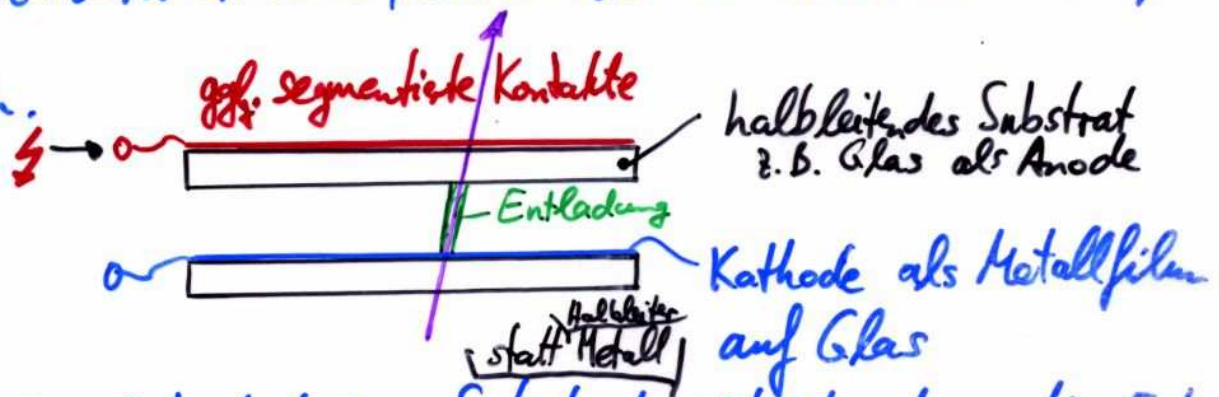
(a) Szintillatoren

(b) Widerstandsplattenkammern (RPC)

Zeitmessung

... stützt sich häufig auf Szintillatoren und Photomultiplier, mit denen eine Zeitauflösung im sub- μs -Bereich erreicht werden kann (\rightarrow s. Kapitel über Szintillationsdetektoren und Photomultiplier).

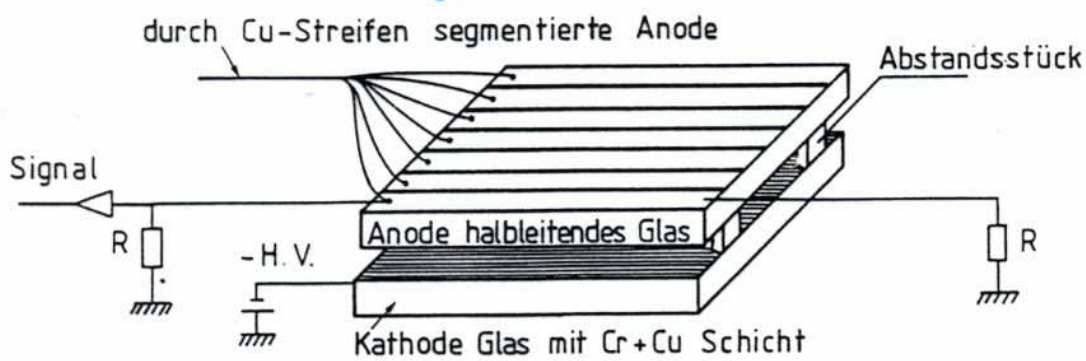
Zeitauflösung im Bereich einiger 10 ps kann man mit planaren Funkenzählern erreichen, wobei Elektrodenabstände $\approx 200\ \mu\text{m}$ betragen.



Ein genügend hochohmiges Substrat sichert, dass die Entladung der Anode nur lokal geschieht und damit die übrigen Bereiche weiterhin sensitiv bleiben. Eine Segmentierung der Anodenkontakte erlaubt Aussagen über den Ort des Teilchendurchgangs.

Widerstandsplattenkammern (RPC)

... wählen eine kleinere Gasverstärkung plus Löschgaszusätze, sodass die Kammer im Steamer-Modus betrieben wird. Auch hier ist eine sehr hohe Zeitauflösung erreichbar, sodass solche Widerstandsplattenkammern (engl.: resistive plate chambers RPC) zur Triggerung eingesetzt werden können. Geringere Hochspannung + höherer Löschgasanteil erlauben einfacheren & stabileren Betrieb im Vgl. zu Funkenzählern. Beide Systeme sind kostengünstig in großen Abmessungen herstellbar. Allerdings ist der Betrieb bei hohen Zählraten nicht möglich.



bzw. Resistive Plate Chamber

Abb. 5.21 Prinzipieller Aufbau eines planaren Funkenzählers [32, 100]. Die Anode ist meist mit einem halbleitenden Material oder mit einem Material mit großem spezifischen Widerstand beschichtet.

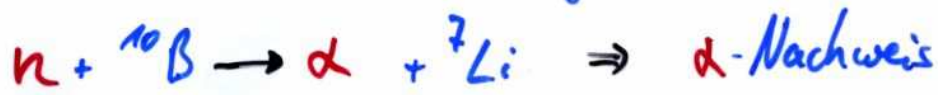
11. Teilchenidentifizierung:

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

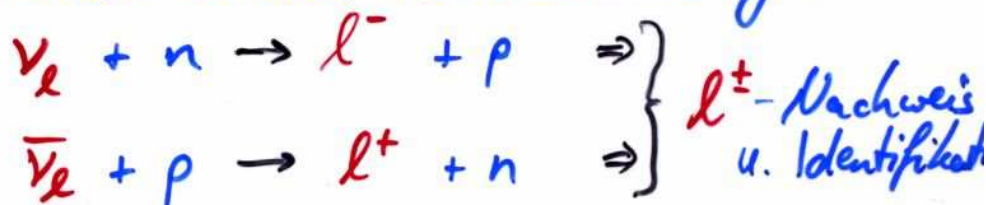
Teilchenidentifizierung

... ist eine der größten Herausforderungen an Teilchendetektoren. Je nach Teilchentyp müssen unterschiedliche Prinzipien für die Identifizierung angewendet werden:

- **Neutronen**: charakteristische Wechselwirkungen, u.a. Kernreaktionen bei niedrigerenerget. Neutronen, dienen zur Identifizierung, z.B.



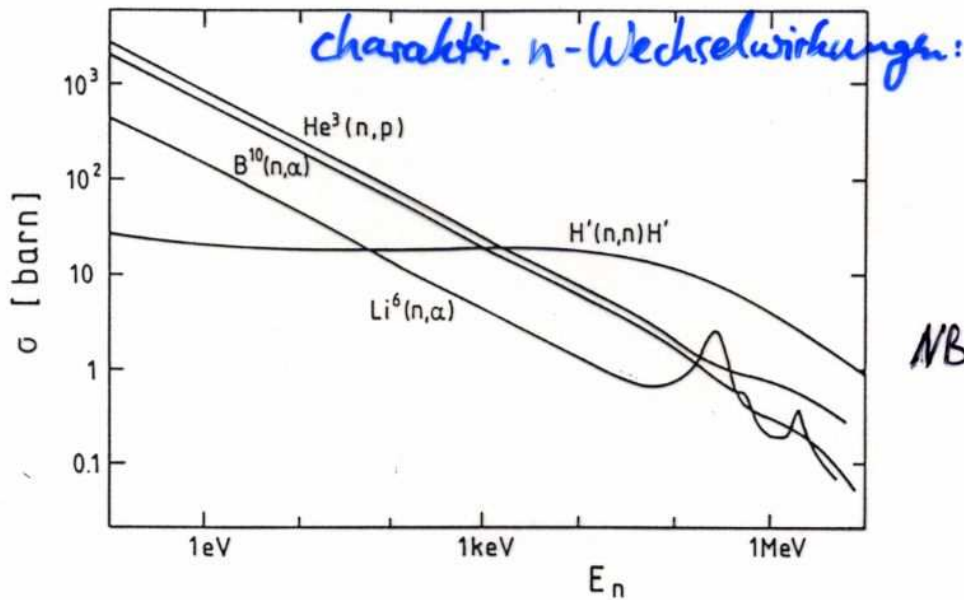
- **Neutrinos**: charakteristische Wechselwirkungen:



- **geladene langlebige Teilchen**, d. sind i. d. $e^\pm, p, \mu^\pm, \pi^\pm, K^\pm$:
Identifizierung durch Kombination von Impulsmessung mit:

- ▷ **Flugzeitmessung** d.i.: Geschwindigkeit
- ▷ **Čerenkov-Effekt** d.i.: " "
- ▷ **Übergangsstrahlung** d.i.: Energie
- ▷ **spezif. Energieverlust** d.i.: dE/dx

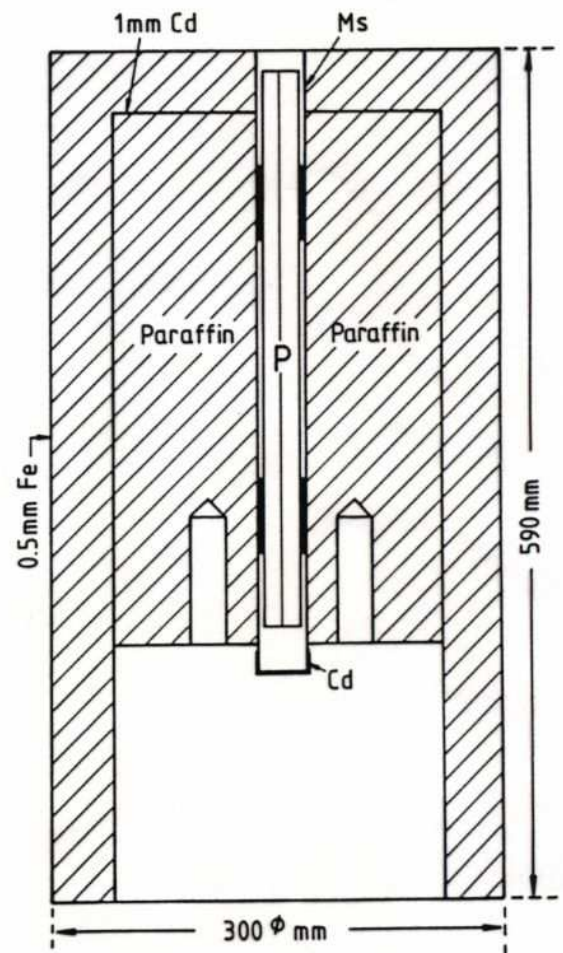
Neutronenidentifizierung



NB: Wirkungsquerschnitte für niederenergetische Neutronen groß

Fig.5.1: Wirkungsquerschnitte für neutroneninduzierte Kernreaktionen als Funktion der Neutronenenergie E_n [NE 66].

- hochenergetische Neutronen müssen vor dem Nachweis/der Identifizierung abgebremst werden \rightarrow Moderation (dazu Material mit hohem Wasserstoff-Anteil besonders effektiv, s. Abschnitt über n-Nachweis)
- Zählgas im Proportionalzählrohr enthält Anteil an n-Absorbierenden Atomen, z.B. BF_3 , ^3He
- Nachweis der geladenen Produkte aus n-Kern-Wechselwirkung im Zählrohr



Long counter, ein Neutronenmonitor für den Energiebereich von 10 eV bis 10 MeV; die Neutronen treten von oben in den Zähler ein, werden in Paraffin gestreut und in dem mit BF_3 gefüllten Proportionalzählrohr P nachgewiesen (nach [NE 66]).

Flugzeitmessung

Hierbei wird die unterschiedliche Geschwindigkeit von Teilchen der Massen $m_1 \neq m_2$ bei gleichem Impuls ausgenutzt:

$$p = \beta \gamma m c$$

$$\rightarrow \beta_1 \gamma_1 m_1 c = p_1 = p_2 = \beta_2 \gamma_2 m_2 c \Rightarrow \frac{\beta_1 \gamma_1}{\beta_2 \gamma_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

Flugzeitdifferenz bei Flugstrecke L :

$$\Delta t = L \cdot \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \Rightarrow$$

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left(\sqrt{\frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 - 1}} - \sqrt{\frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1}} \right)$$

$$\gamma = \frac{E}{m c^2} \Rightarrow$$

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{m_1^2 c^4}{E_1^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{m_2^2 c^4}{E_2^2}}} \right)$$

relativist. Teilchen $E \gg m c^2 \Rightarrow$

$$\Delta t \approx \frac{L}{c} \left(\sqrt{1 + \frac{m_1^2 c^4}{E_1^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2 c^4}{E_2^2}} \right)$$

relativist. Teilchen $E \approx p c \Rightarrow$

$$\Delta t \approx \frac{L c}{2 p^2} (m_1^2 - m_2^2)$$

z.B. $L = 3 \text{ m}$, $m_\pi = 0.14 \text{ GeV}/c^2$ (π), $m_K = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ (K)

Wird gefordert, dass die Zeitdifferenz Δt mindestens das Vierfache der Zeitmessgenauigkeit σ_t entspricht und für

$\sigma_t \approx 300 \text{ ps}$ (typ. f. Szintillatoren) eingesetzt wird, dann sind π und K trennbar bis zu einem Impuls $p \approx 1 \text{ GeV}/c$

Flugzeitmessung

Prinzip:

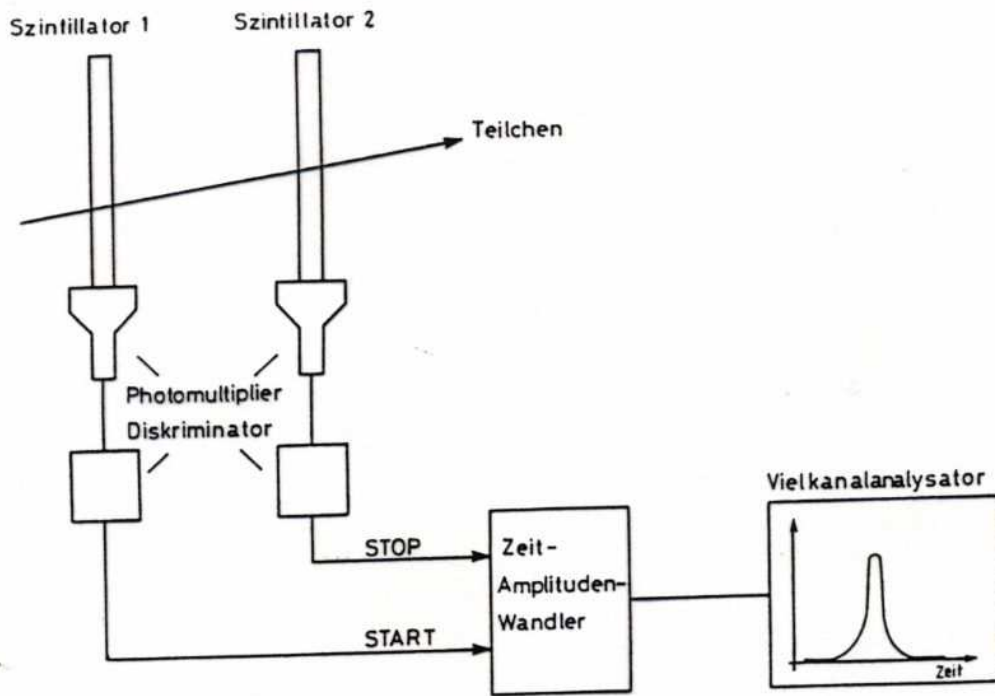
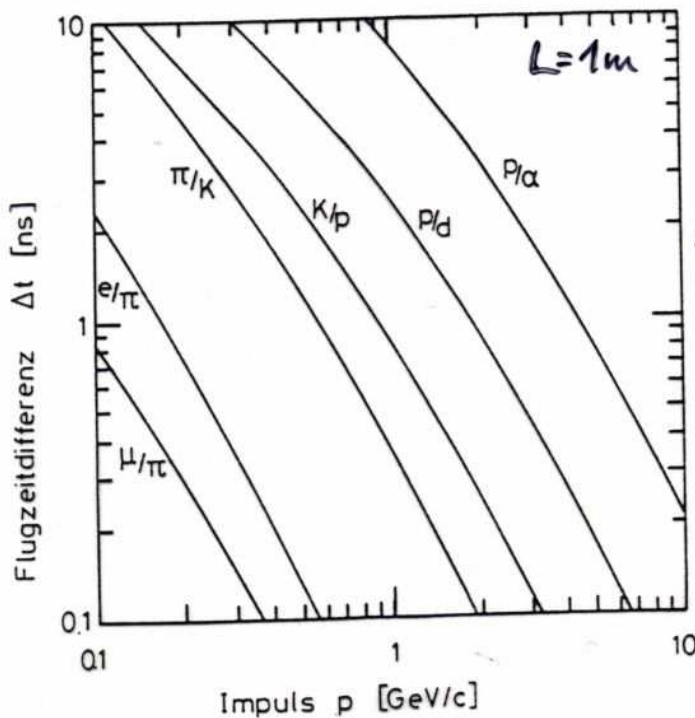


Abb. 6.5 Prinzip der Flugzeitmessung.



⇒ z.B. $\Delta t(\pi/K, 1 \frac{\text{GeV}}{c}) \approx 380 \text{ fs}$

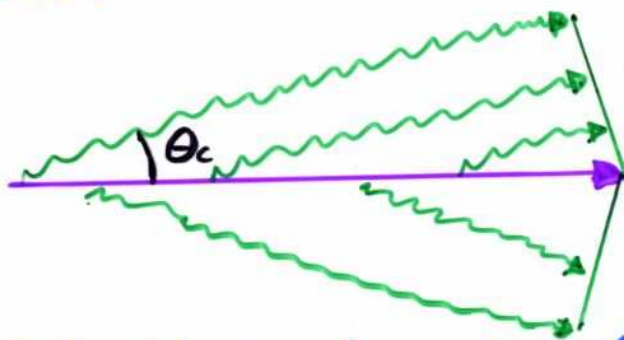
⇒ hohe Impulse bedeuten kleine $\Delta t \rightsquigarrow$ lange Detektoren bei festem σ_t ($L \sim p^2$)

Flugzeitdifferenzen für verschiedene Teilchenpaare bei einer Flugstrecke von einem Meter (nach [32]).

Cerenkov-Effekt

zur Erinnerung: Abstrahlung von Licht falls Teilchengeschwindigkeit $v \equiv \beta c$ größer als Lichtgeschwindigkeit im Medium c/n .
Abstrahlwinkel $\cos \theta_c = \frac{1}{n \cdot \beta}$.

Die Emission von Čerenkov-Licht stellt einen Schwelleneffekt dar (Č-Licht nur, falls $\beta > \frac{1}{n}$). Ab der Schwelle $\beta_c = \frac{1}{n}$ wird Č-Licht in Vorwärtstrichtung emittiert.



θ_c wächst mit zunehmendem β bis zum Maximalwert $\theta_{c, \max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$ für $\beta = 1$.

Die Č-Schwelle definiert eine Schwellenenergie:

$$\gamma_c = \frac{E_c}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}$$

$$\rightarrow E_c = mc^2 / \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}$$

Dieser Lorentzfaktor γ_c hängt bei fester Energie E von der Teilchenmasse ab. Daher kann die Č-Strahlung zur Teilchenidentifizierung benutzt werden. Beispiel: Elektronenidentifizierung in einem Strahl von dominant Hadronenteilchen.

Cherenkov-Effekt

Material	$n - 1$	β -Schwelle β_c	γ -Schwelle γ_c
festes Natrium	3.22	0.24	1.029
Bleisulfit	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
Aerogel	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

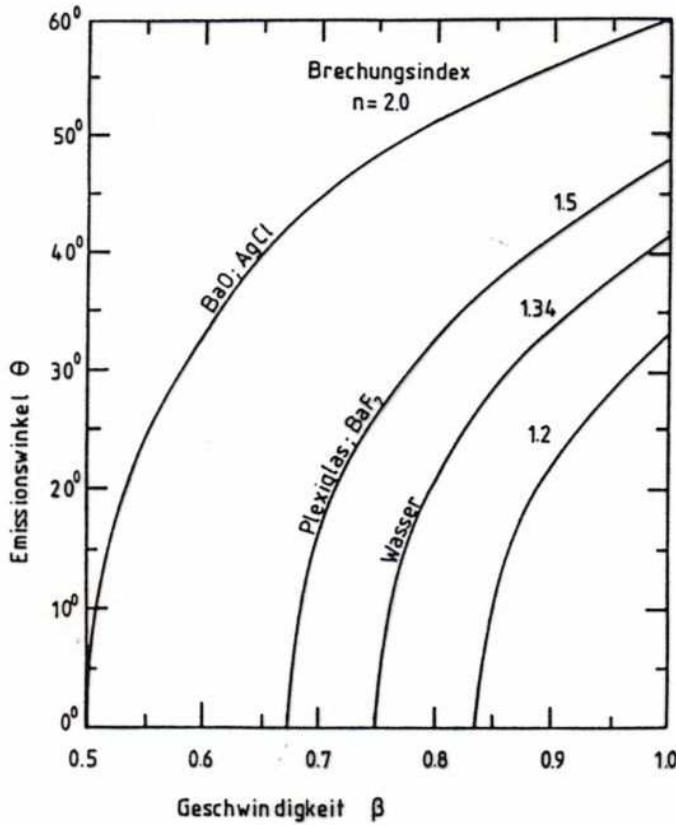
Tabelle 6.2: Cherenkov-Radiatoren [94, 32, 313]. Der Brechungsindex für Gase bezieht sich auf $0^\circ C$ und $1 atm$ (STP). Festes Natrium ist für Wellenlängen unterhalb von 2000 \AA transparent [373, 209].

NB1: Für Gase kann der Brechungsindex und damit β_c, γ_c durch Druckänderung in gewissen Bereichen verändert werden

NB2: Aerogele sind Phasengemische aus n Teilen SiO_2 und $2m$ Teilen Wasser H_2O . Sie bilden poröse Strukturen mit Luft-einschlüssen (Luftblasen- $\varnothing < \text{Lichtwellenlänge}$). Herstellbar sind Aerogele mit Dichten zw. 0.1 und 0.3 g/cm^3 . Aerogele sind i.A. feuchtigkeits empfindlich (H_2O -Dampf lässt Luftblasen kollabieren)

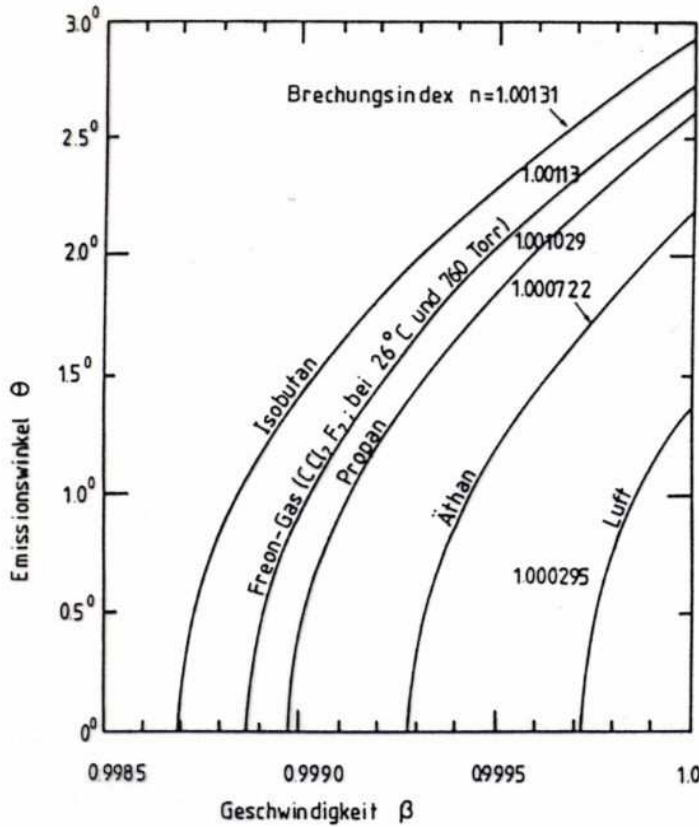
Cherenkov-Effekt

a)



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

b)



Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von der Teilchengeschwindigkeit für verschiedene Brechungsindizes [142].

Cerenkov-Effekt

Die Anzahl der \checkmark -Photonen wurde bereits im Abschnitt über den physikalischen Ursprung des \checkmark -Effektes angegeben:

$$\frac{d^2 N_c}{dE dx} = \frac{dZ^2}{hc} \sin^2 \theta_c$$

Daraus kann nun die Zahl der Photonen im opt. sichtbaren Spektralbereich ($\lambda = 400 \dots 700 \text{ nm}$) berechnet werden

$$\frac{dN_c}{dx} = \int \frac{d^2 N_c}{dE dx} \cdot dE \stackrel{\textcircled{*}}{=} \int_{400 \text{ nm}}^{700 \text{ nm}} \frac{d^2 N_c}{d\lambda dx} \frac{2\pi hc}{\lambda^2} d\lambda$$

wobei im $\textcircled{*}$ $E = h\nu = hc/\lambda = 2\pi hc/\lambda$ benutzt wurde.

Es folgt damit ($\sin^2 \theta = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}$):

$$\frac{dN_c}{dx} = 2\pi dZ^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

Wird Dispersion ($n = n(\lambda)$) vernachlässigt, so ergibt sich:

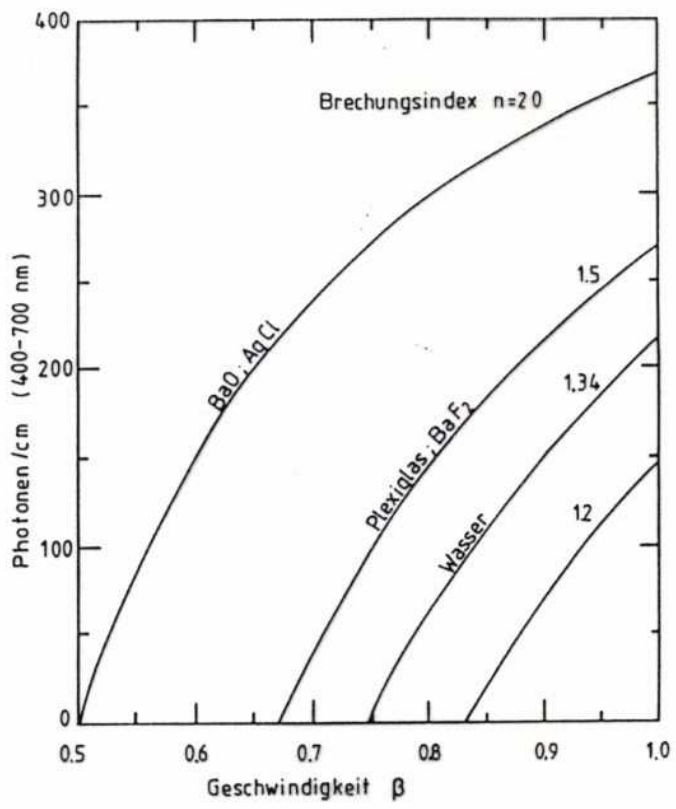
$$\frac{dN_c}{dx} = 2\pi dZ^2 \cdot \sin^2 \theta_c \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2}$$

und mit Zahlenwerten als Faustformel ($Z=1, d=1/137, \lambda_1=400 \text{ nm}, \lambda_2=700$)

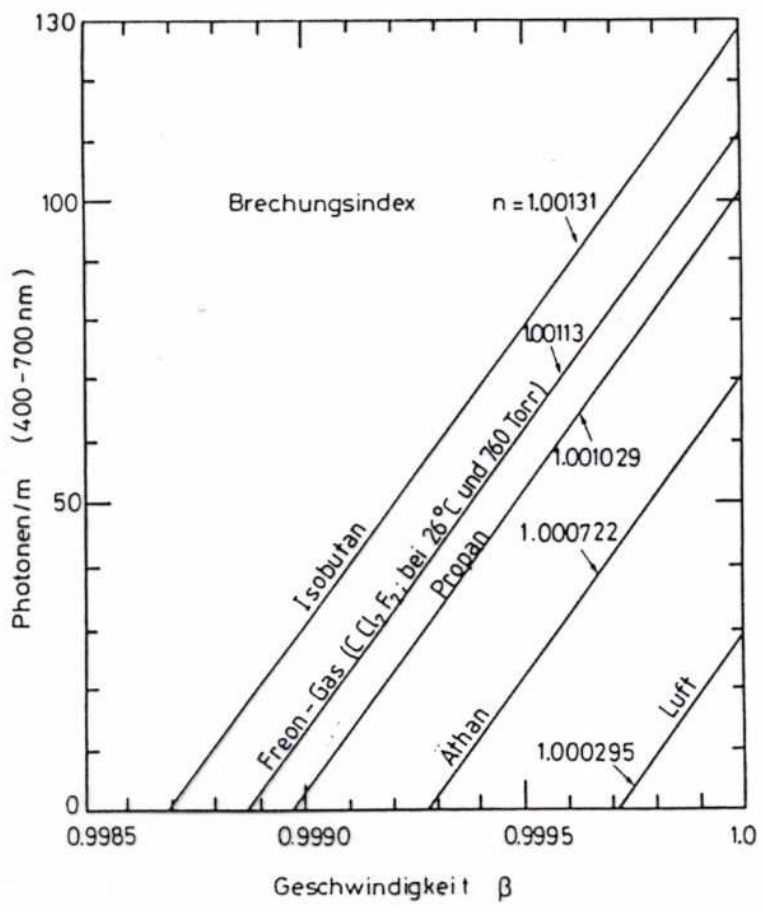
$$\frac{dN_c}{dx} \approx 490 \cdot \sin^2 \theta_c / \text{cm}$$

Cerenkov-Effekt

a)
Photonen / cm



b)
Photonen / m



⇒ opt. dünne Medien erfordern dicke Radiatoren um eine vernünftige Anzahl von $\tilde{\gamma}$ -Photonen zu erhalten

Abb. 6.10b Zahl der pro Längeneinheit erzeugten Photonen in verschiedenen Gasen als Funktion der Teilchengeschwindigkeit [142].

Č-Schweleneffekt

Um zwei Teilchen $m_1 < m_2$ aufgrund der Č-Schwelle zu trennen, darf m_2 gerade kein Č-Licht mehr erzeugen, d.h. $\beta_2 = 1/n \Rightarrow n^2 = \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1} \otimes$

Das Teilchen m_1 erzeugt dann pro Wegstrecke:

$$\begin{aligned} \frac{dN_c}{dx} &\approx 490 \frac{1}{\text{cm}} \cdot \sin^2 \theta_c && \text{Č-Photonen} \\ &= 490 \frac{1}{\text{cm}} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta_1^2 n^2}\right) \otimes = 490 \frac{1}{\text{cm}} \cdot \left(1 - \frac{\gamma_2^2 - 1}{\beta_1^2 \gamma_2^2}\right) \\ \frac{dN_c}{dx} &= 490 \frac{1}{\text{cm}} \cdot \frac{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}{(\gamma_1^2 - 1) \gamma_2^2} \end{aligned}$$

Im Falle, dass $\gamma_1^2 \gg 1$ ist und $E_1 \approx p_1 c$ gilt wie auch für $E_2 \approx p_2 c$, ergibt sich die Zahl der Č-Photonen/cm zu:

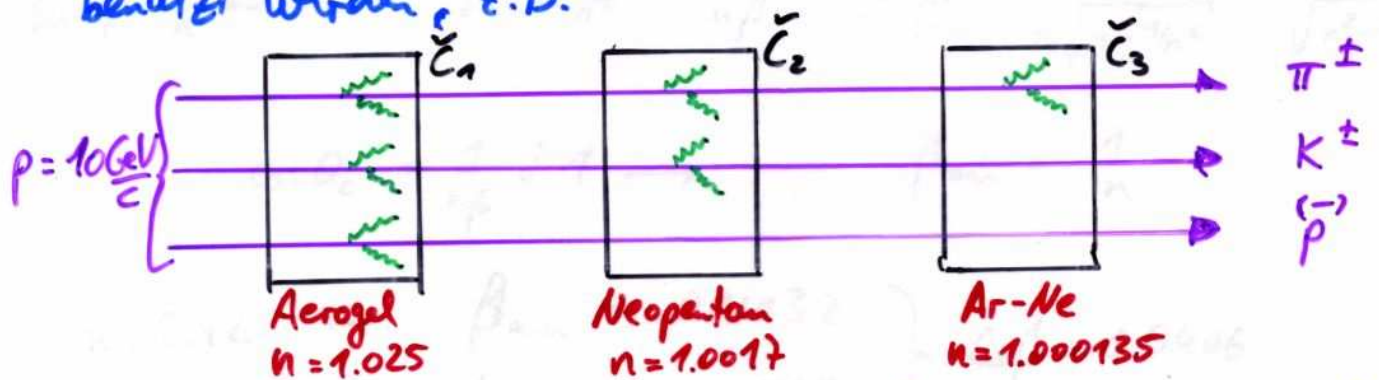
$$\frac{dN}{dx} = 490 \frac{1}{\text{cm}} \cdot \frac{c^2}{p^2} (m_2^2 - m_1^2)$$

Wird noch die Quantenausbeute und Lichtsammeleffizienz ϵ berücksichtigt sowie die Mindestzahl von Photoelektronen N_0 für den zuverlässigen Nachweis des Teilchens, so ergibt sich die Relation für die notwendige Radiatorlänge L :

$$L \approx \frac{N_0 p^2}{490 c^2 (m_2^2 - m_1^2) \cdot q \cdot \epsilon} \quad [\text{cm}]$$

C-Effekt

Der Schwelleneffekt kann also zur Teilchentrennung benutzt werden, z.B.



wo durch einfache logische Verknüpfungen, die drei Teilchertyp unterschieden werden können

ob \check{C} -Licht auftritt oder nicht
in \check{C} -Station 1, 2, 3

Wird der Winkel θ_c des \check{C} -Lichts zusätzlich ausgewertet (so gen. differentielle \check{C} -Zähler), ist eine direkte Messung der Teilchengeschwindigkeit möglich, wobei alle Teilchen oberhalb $\beta_{\min} = 1/n$ akzeptiert werden. Der messbare Winkel θ_c wird im Aufbau

der Abb. 6.13 begrenzt durch Totalreflexion an der \check{C} -Radiator - Luftlichtleiter - Grenzfläche: $\sin \theta_{\text{total}} = \frac{1}{n}$

Mit $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$ und $\sin \theta_{\text{total}} = \frac{1}{n}$ folgt $\beta_{\max} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$

z.B. Diamant als Radiator mit $n = 2.42$ hat

$\beta_{\min} \approx 0.413$, $\beta_{\max} \approx 0.454 \rightarrow$ Geschwindigkeitfester $\Delta\beta = 0$

\checkmark -Detektoren

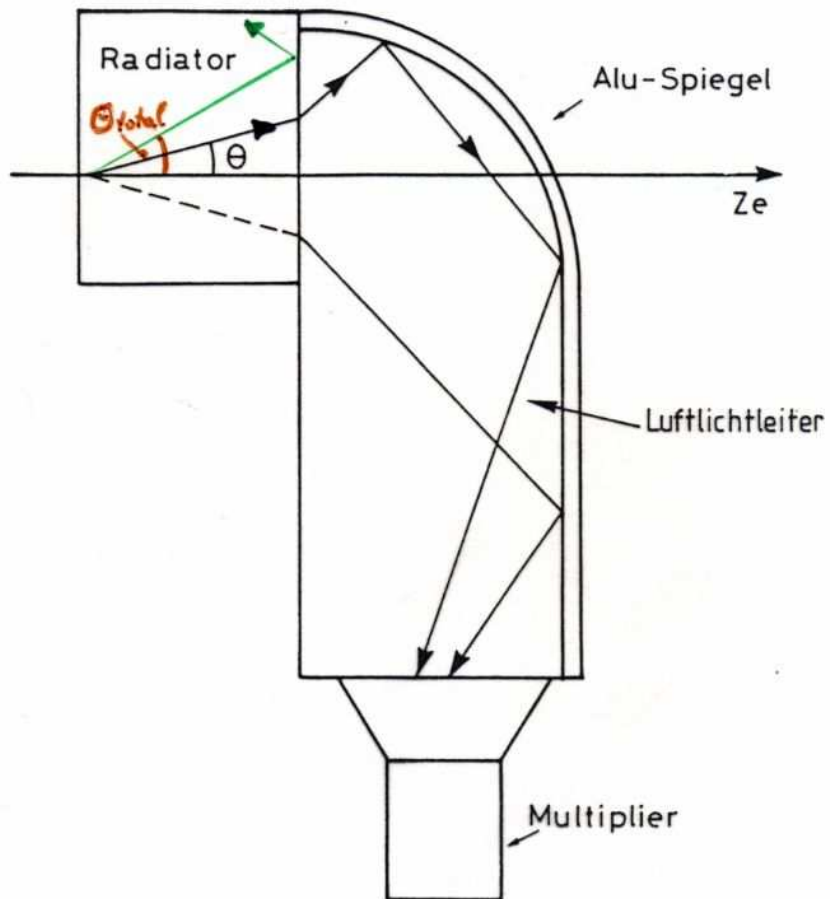


Abb. 6.13 Prinzipieller Aufbau eines differentiellen Cherenkovzählers

- Ringabbildender \checkmark -Detektor (RICH = Ring Imaging Cherenkov detector)

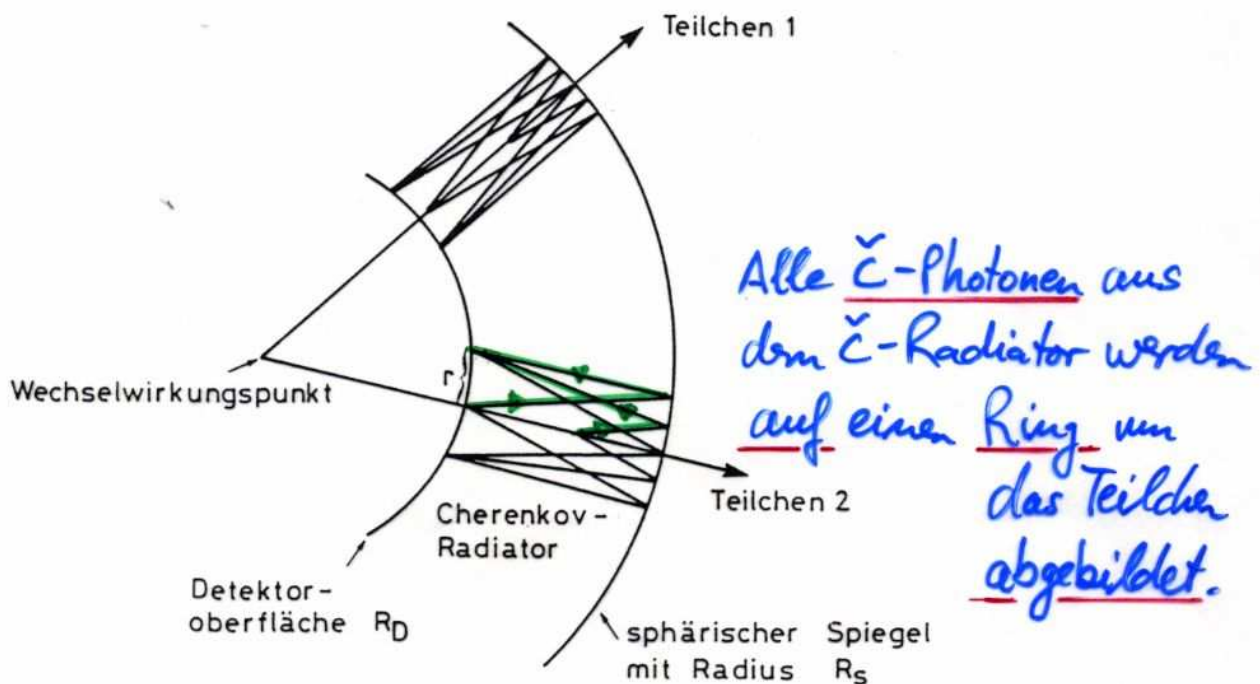


Abb. 6.14 Arbeitsprinzip eines RICH-Zählers [143].

RICH - Detektor

An Kollider-Experimenten werden Ring-Imaging-Cherenkov Detektoren (RICH) eingesetzt. Ziel ist eine Messung des Winkel θ_c . Dazu werden alle \checkmark -Photonen, die unter dem Winkel θ_c vom Teilchen im Radiator abgestrahlt werden, mittels eines sphärischen Spiegels ^(Radius R_s) auf einem Ring im Photonen-Detektor abgebildet, der sich beim Radius R_0 befindet (s. Abb. 6.14).

Der \checkmark -Radiator füllt den Zwischenraum $R_0 \rightarrow R_s$ aus. I.A. ist $R_0 = R_s/2$ und die Brennweite des sphärischen Spiegels $f = R_s/2$.

Damit ist der Radius des ringförmigen Bildes bei R_0 :

$$r = f \cdot \theta_c = \frac{R_s}{2} \cdot \theta_c$$

Aus der Messung von r folgt dann die Geschwindigkeit

$$\beta = 1/n \cdot \cos(2r/R_s)$$

Ist der Impuls des Teilchens bekannt, da ausbreitend gemessen, so kann das Teilchen durch Bestimmung seiner Masse identifiziert werden:

$$p = \beta \gamma m c = m c \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

RICH-Detektor im DELPHI-Experiment

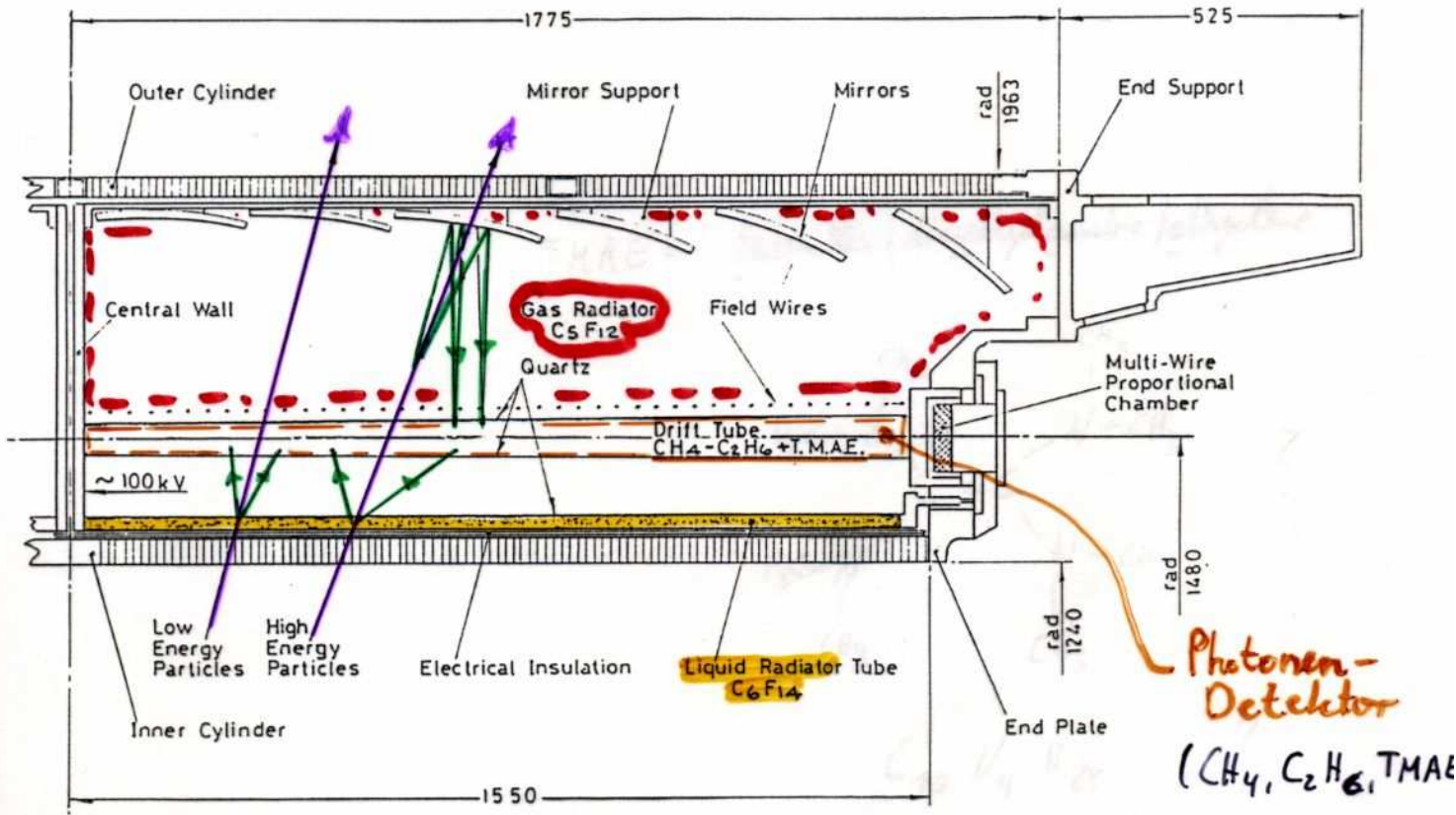
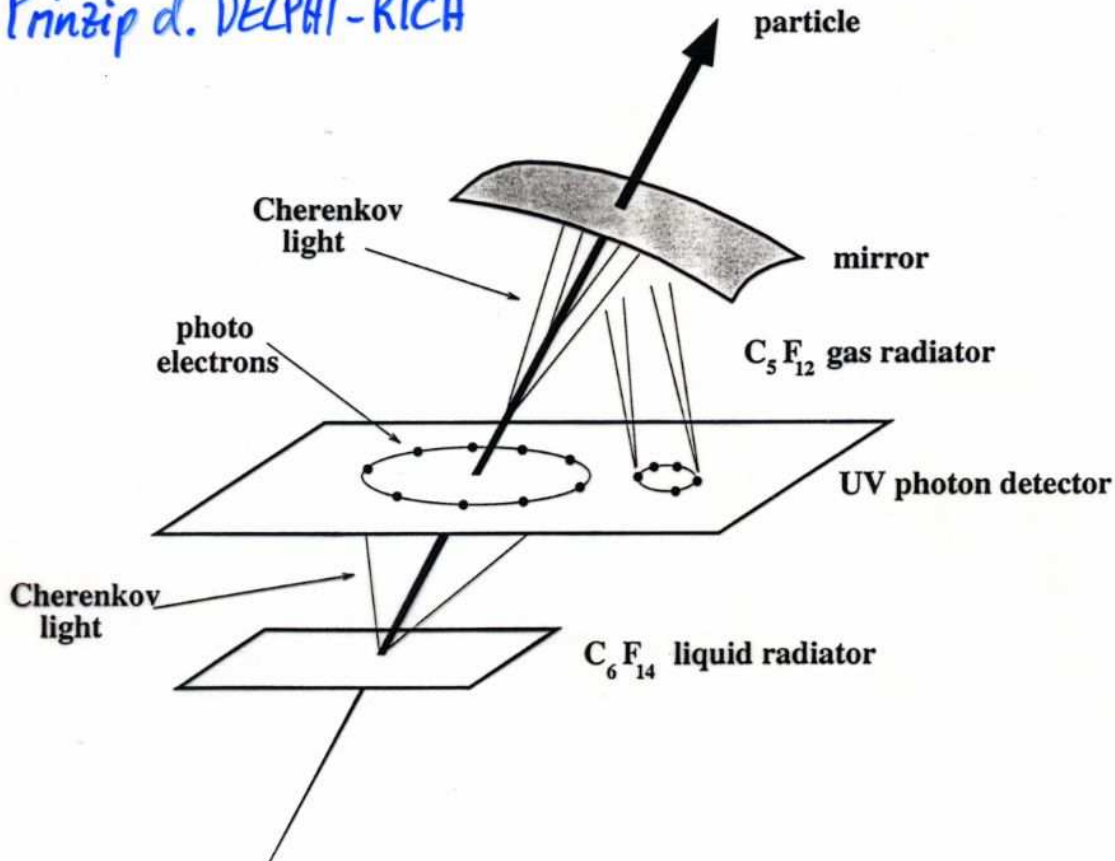


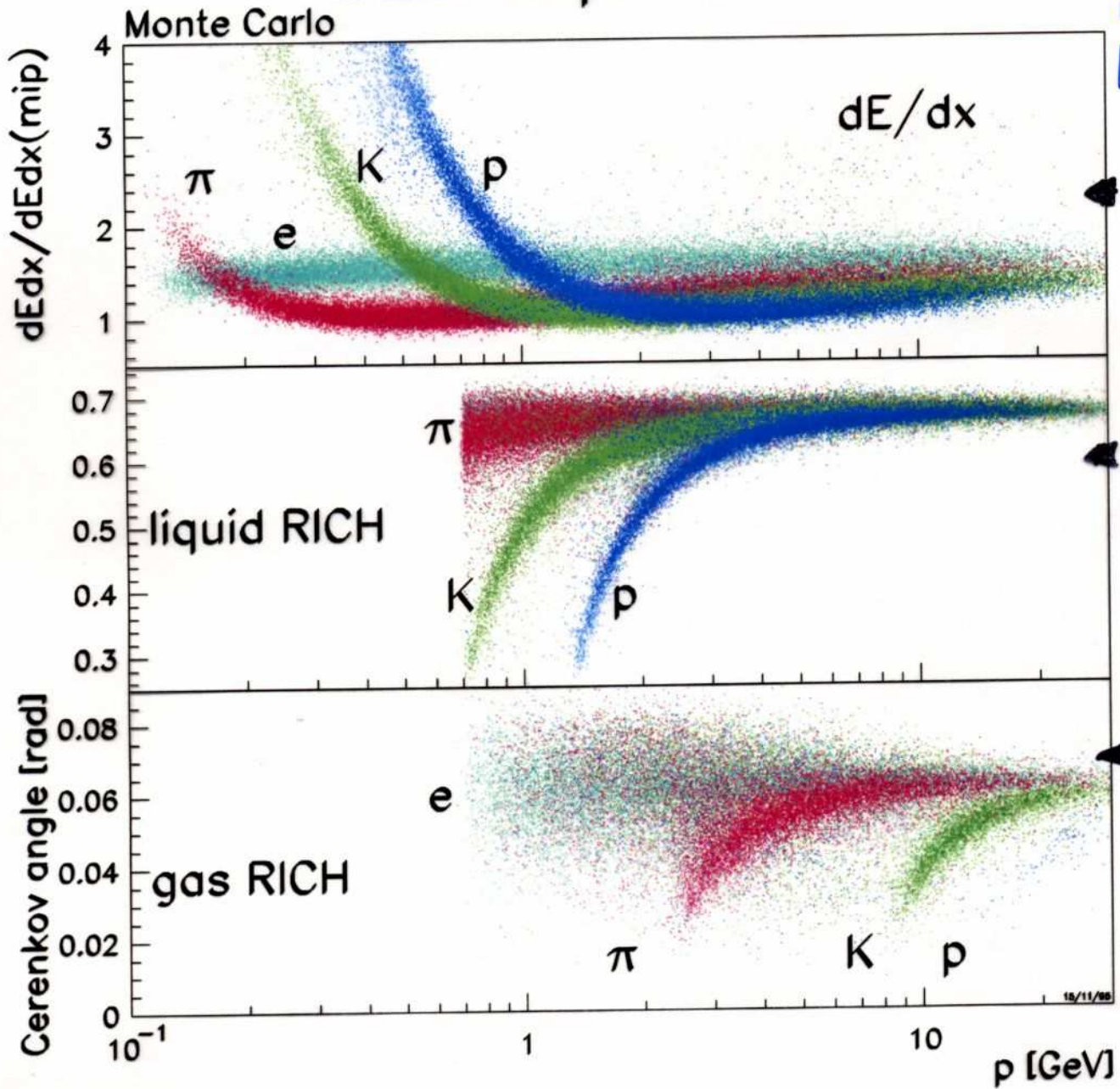
Fig. 1. Layout of the Barrel RICH; $\frac{1}{4}$ of cut along axis.

Prinzip d. DELPHI-RICH

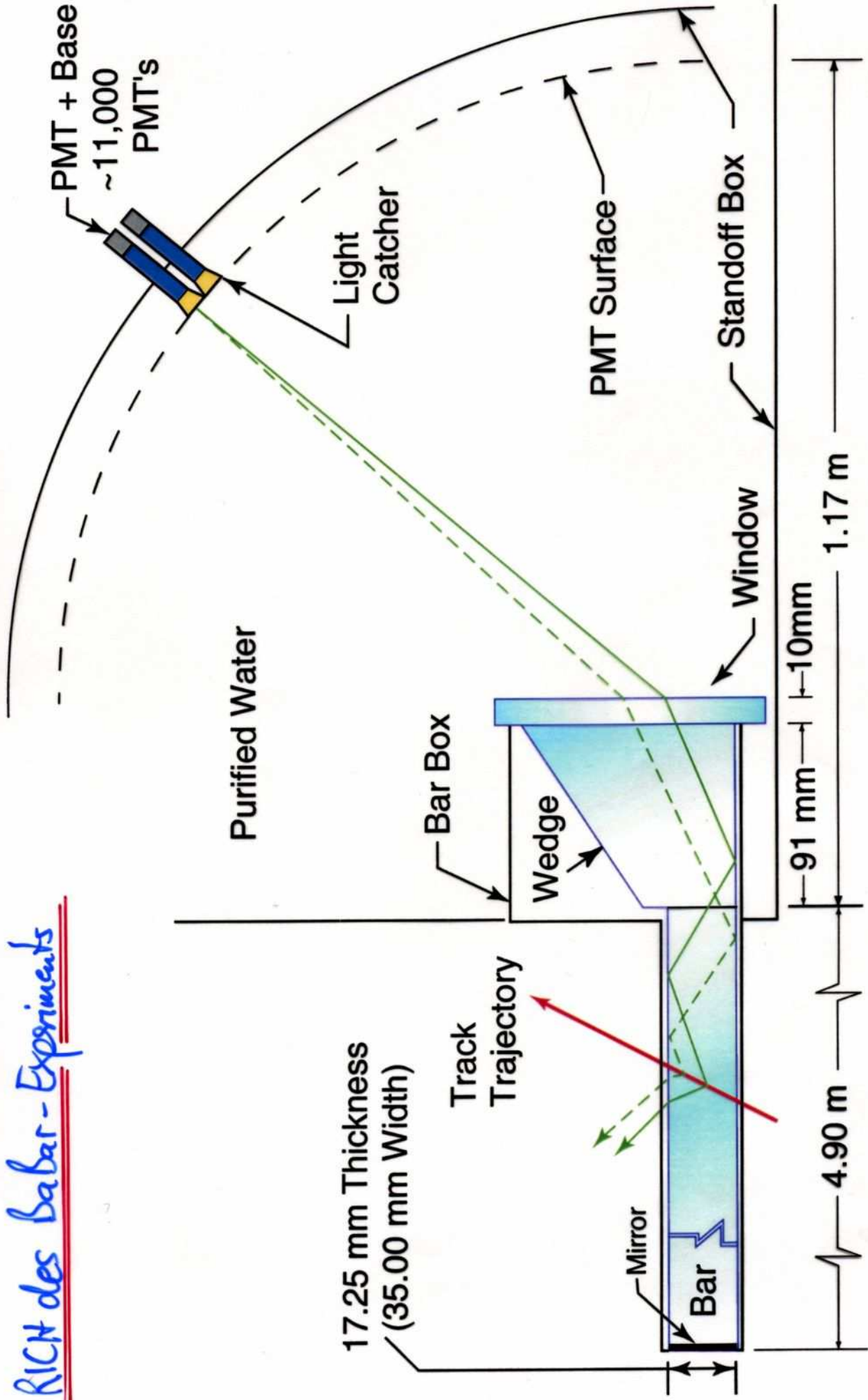


DELPHI - RICH

DELPHI particle ID

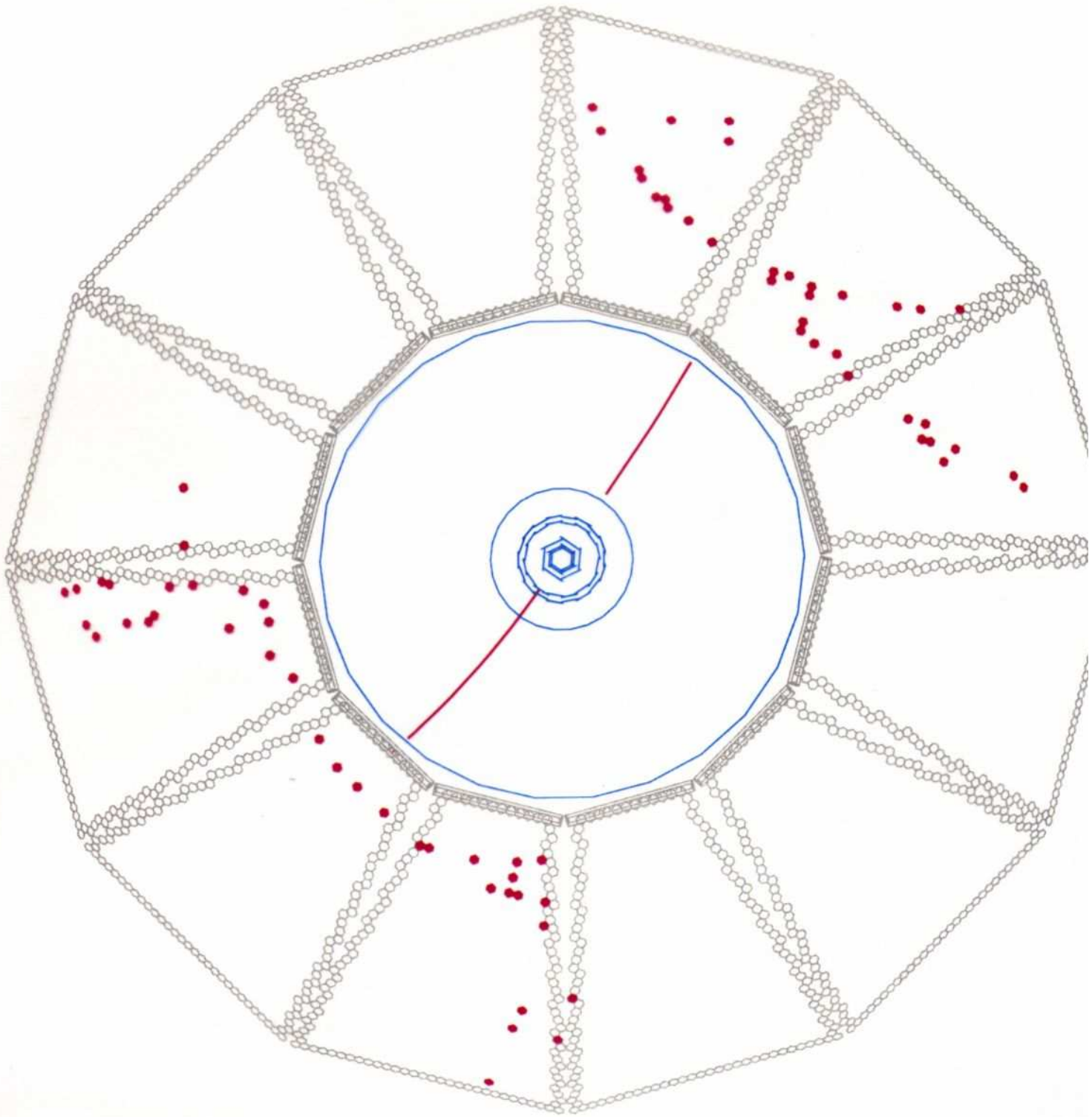


RICH des Babar - Experiments



4 x 1.225 m
Synthetic Fused Silica
Bars alued end-to-end

$\mu^+\mu^-$ -paar im BaBar-RICH



NB. Bei diesem System erfolgt die Abbildung der \tilde{E} nicht auf Ringe

Übergangsstrahlung

zur Erinnerung: Beim Übergang eines geladenen Teilchens vom Vakuum in Materie bildet es mit seiner Spiegelladung einen elektr. Dipol, der abstrahlt. Für ein relativistisches Teilchen mit Lorentzfaktor γ ist die Strahlung in einem Kegel mit Öffnungswinkel $\frac{1}{\gamma}$ konzentriert. Die Intensität der Übergangsstrahlung wächst mit γ an.

Übergangsstrahlungs-Detektoren (engl. Transition Radiation TR) bestehen aus einer period. Anordnung vieler Folien mit gleichen Zwischenräumen. Es treten also Interferenzeffekte für die TR-Photonen auf, die ein Schwellenverhalten der TR-Emission bei einem bestimmten γ verursachen. Analog wie beim Č-Schwelleneffekt können auch mit dem TR-Schwelleneffekt Teilchen unterschiedlicher Masse aber gleichen Impulses unterschieden werden.

TR-Photonen reichen bis in den Röntgenbereich und können daher dem Radiator entkommen und nachgewiesen werden. Um Absorption im Radiator durch Photoeffekt ^($\sim Z^5$) zu verhindern/reduzieren, muss der Radiator aus Material mit geringer Kernladungszahl Z bestehen. Der Photon-Detektor hingegen braucht große Z -Werte.

Übergangsstrahlung

- TR-Detektoren nutzbar für $\gamma > 1000$
- Bei $\gamma \approx 1000$ ist die Messung von Röntgenphotonen von 1-5 keV erforderlich, bei $\gamma \gg 1000$ erleichtert die größeren Photonenenergien die Messung.

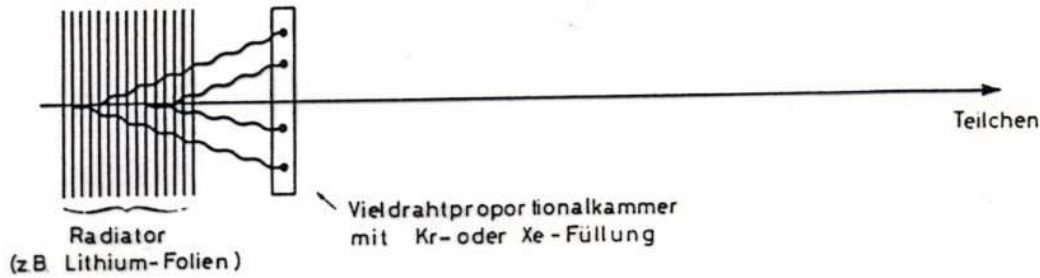


Abb. 6.22 Prinzipieller Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors.

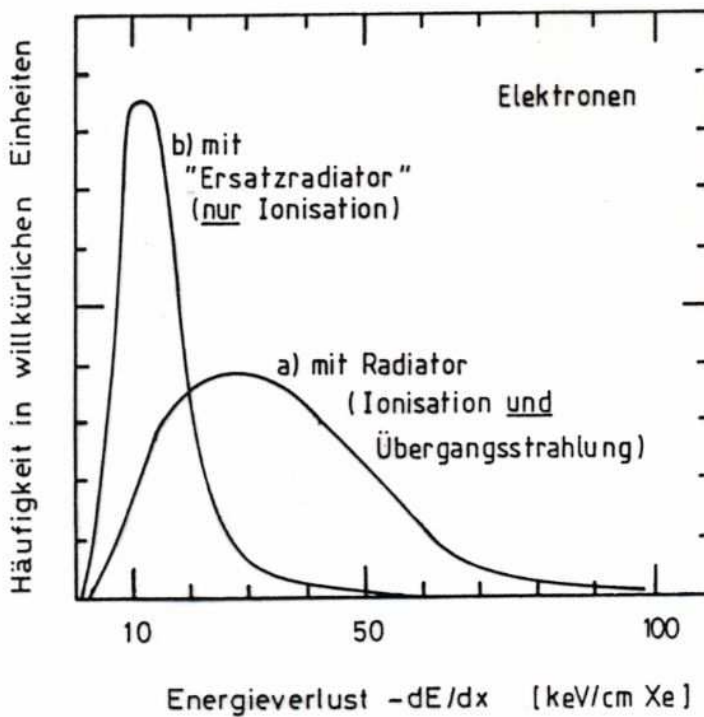
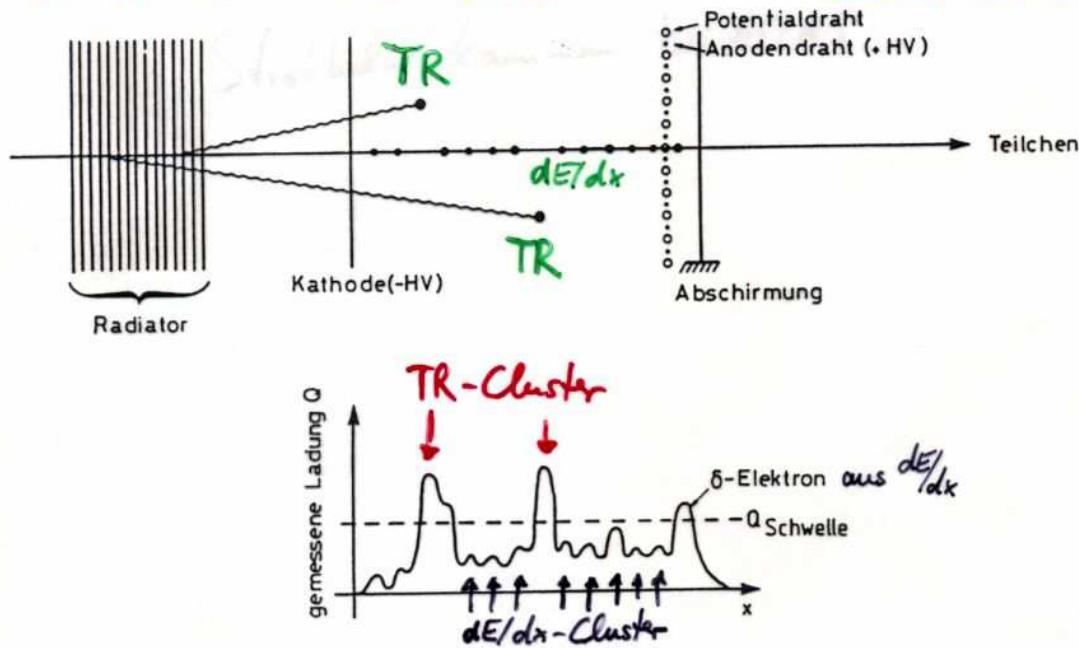


Abb. 6.23 Prinzipieller Verlauf der Häufigkeitsverteilung des Energieverlustes hochenergetischer Elektronen für einen Übergangsstrahlungsdetektor mit Radiator und "Ersatzradiator" (nach [143]). *Ersatzradiator $\hat{=}$ gleicher Material und Strahlungslänge aber keine Folienstapelstruktur*

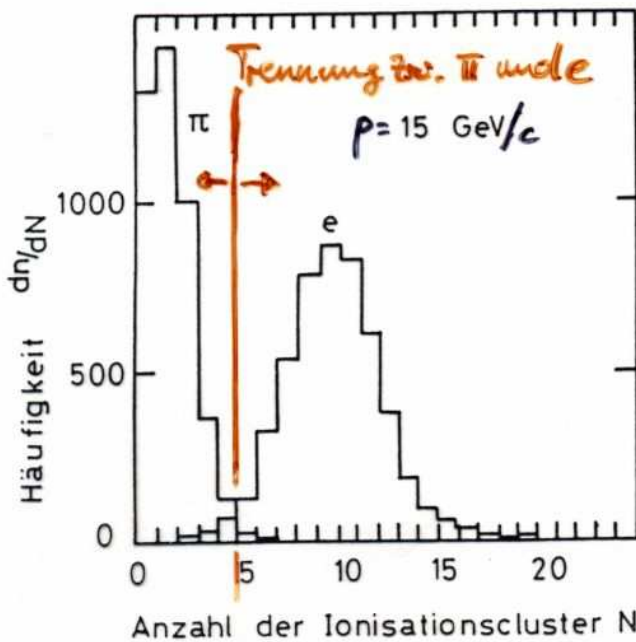
Übergangsstrahlungsdetektor

Trennung von TR-Photonsignal und Ionisation durch Teilchen wird durch δ -Elektronen aus oberem Ende der Landau-Verteilung erschwert ($\Theta_{TR} \sim 1/\gamma$ und $\gamma \geq 1000$). Zusätzlich Messung der Ladungsdichte-Verteilung entlang der Teilchenspur und Zählung der Anzahl N der "Cluster" von Elektronen aus Ionisationsprozess. N ist poisson-verteilt. Ausläufer bei großen N überlappen weniger stark mit Bereich der TR-Strahlung.



N ist poisson-verteilt. Ausläufer bei großen N überlappen weniger stark mit Bereich der TR-Strahlung.

Abb. 6.26 Prinzip der Trennung des Ionisationsverlustes vom Energieverlust aufgrund der Emission von Übergangstrahlungsphotonen.



\Rightarrow gute Trennung zwischen π und e im Strahl mit $p=15 \text{ GeV}/c$ möglich

Abb. 6.27 Cluster-Häufigkeitsverteilung für Pionen und Elektronen in einem Übergangstrahlungsdetektor [155].

Spezifischer Energieverlust

Zur Erinnerung: $\langle \frac{dE}{dx} \rangle \sim 1/\beta^2$ für $\beta\gamma < 2$; $\sim \ln\beta\gamma^2$ für $\beta\gamma > 5$; $\approx \text{const}$ für $\beta\gamma > 500$. Mit $\beta\gamma = p/mc$ ist der Energieverlust bei festem Impuls spezifisch für Teilchen der Masse m .

Durch Messung des spezif. Energieverlustes eines geladenen Teilchens mit Impuls p kann auf die Identität des Teilchens geschlossen werden und zwar im Bereich

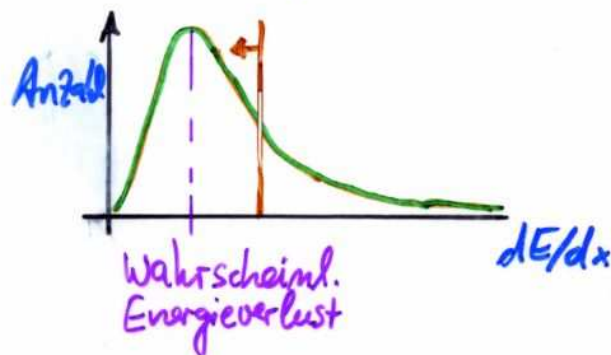
- $\langle \frac{dE}{dx} \rangle \sim 1/\beta^2$, wo zusätzlich auch Flugzeitmessungen aufgrund der geringen β möglich sind
- **relativist. Anstieg** ($\langle \frac{dE}{dx} \rangle \sim \ln\beta\gamma^2$), der auch durch RICH-Zähler abgedeckt werden kann

Insofern schließt die Messung des spezif. Energieverlustes eine Lücke zwischen $\beta\gamma = 0.1 \dots 500$. NB: Im relativist. Anstieg liegen dE/dx -Kurven eng zusammen \rightarrow hohe Auflösung notwendig

Da der Energieverlust eines Teilchens Landau verteilt ist, kann die Genauigkeit der Bestimmung von $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ nur durch Mehrfachmessung deutlich verbessert werden. Von N Einzelmessungen werden dann nur die (40-70%) kleinsten Messwerte gemittelt, um den Einfluss von Fluktuationen durch den Landau-Ausläufer bei großen Energieverlusten zu verringern. (so gen. truncated mean)

Spezifischer Energieverlust

Truncated Mean



Bis zum Abschneidewert des truncated mean ist die Häufigkeitsverteilung des Energieverlustes ungefähr gaussisch. Dies bedeutet: Die Breite der Gausskurve ($\hat{=}$ Messfehler des Energieverlustes) nimmt nur mit \sqrt{N} zu, der relative Fehler also mit $\frac{1}{\sqrt{N}}$ ab. In gleicher Weise verbessert sich der relative Fehler mit $\frac{1}{\sqrt{L}}$, wobei L die Länge ist, über die der Energieverlust gemessen wurde

$$(\Delta E_{\text{gemessen}} = \int_0^L \frac{dE}{dx} dx).$$

Bei fester (Gesamt-) Länge ^{relative} des Detektors ist die Auflösung ($\hat{=}$ relativer Fehler) nicht unabhängig von Aufteilung der Länge auf N einzelne Zähler, es gibt eine optimale Zählendicke $T := L/N$, für die die relative Auflösung τ_r bzw. relative Halbwertsbreite

$\text{HWB} = 2.36 \cdot \tau_r$ aus Untersuchungen bestimmt wurden (\rightarrow Abb 5.23)

Z.B.: $L = 4\text{m} \rightarrow N = 150$, $T = 400\text{cm} / 150 = 2.7\text{cm}$ für Argon-Zählgas unter Normalbedingungen

Spezifische Energieverlust

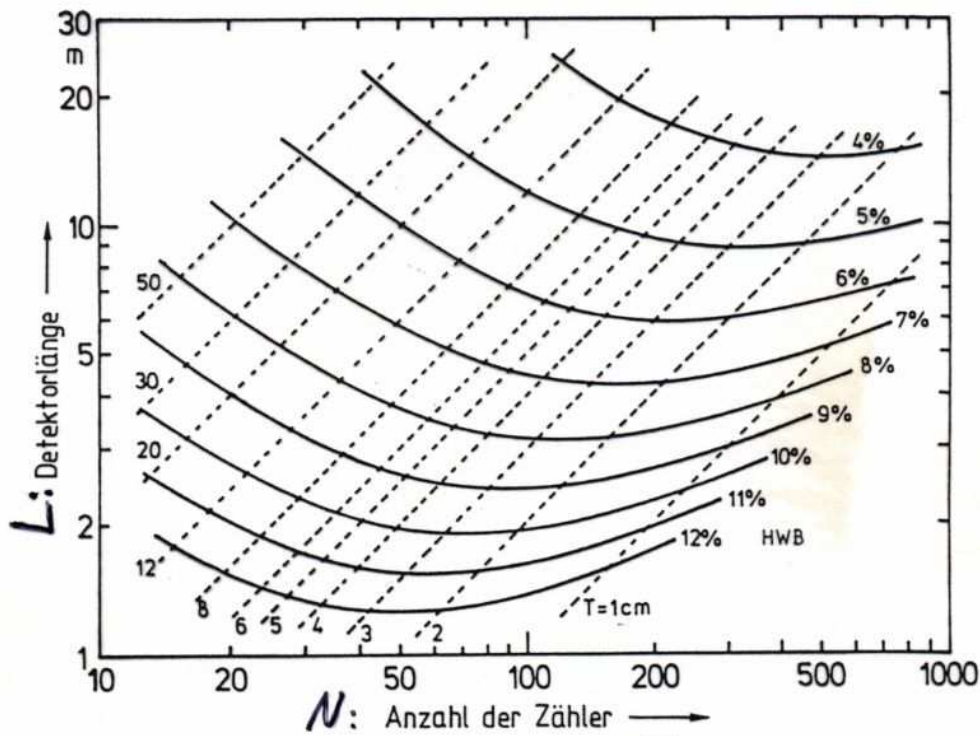
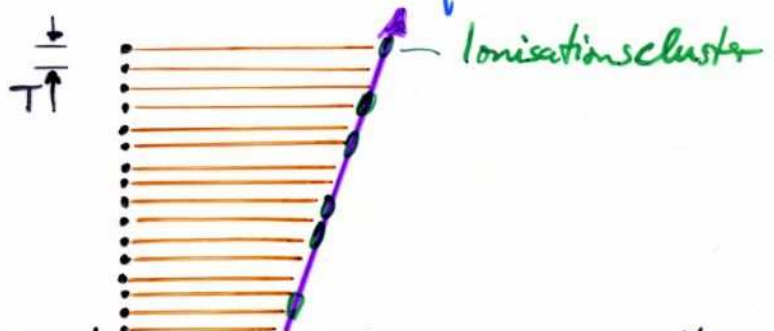


Fig.5.23: Halbwertsbreite der relativen Auflösung bei der Messung des Energieverlustes in N Zählern der Dicke T (1 bis 50 cm) $L=N \cdot T$ ist die Detektorlänge, das Gas ist Argon bei 1 bar Druck [AD 74].

Prinzipieller Verlauf der Auflösungskurven:

- $\sigma_r \sim 1/\sqrt{N}$, d.h. abnehmend für wachsendes N
- $T = L/N \rightarrow 0 \rightsquigarrow \sigma_r$ wächst für zu kleine T aufgrund der statistischen Fluktuationen beim Ionisationsprozess



NB: Nur für genügend große T verhält sich der truncated mean annähernd gaussisch; die Asymmetrie bzw. Ausläufer zu großen dE/dx nimmt für kleine T stark zu \rightarrow Verschlechterung der Auflösung σ_r

Spezifischer Energieverlust

Da die statistischen Schwankungen des Mittelwertes $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ mit Zunahme der Anzahl freigesetzter Ladungsträger abnimmt, kann die relative Auflösung σ_r durch Erhöhung des Gasdruckes p (unter Beachtung des zunehmenden Dichteeffekts \rightarrow Absenkung des Plateaus der dE/dx -Kurve \rightarrow kürzerer relativist. Anstieg)

verbessert werden: $\sigma_r \sim 1/\sqrt{p}$

Damit skaliert die relative Auflösung

$$\sigma_r \sim 1/\sqrt{N \cdot T \cdot p [\text{bar}]}$$

z.B. für das Beispiel mit Argon-Zählgas:

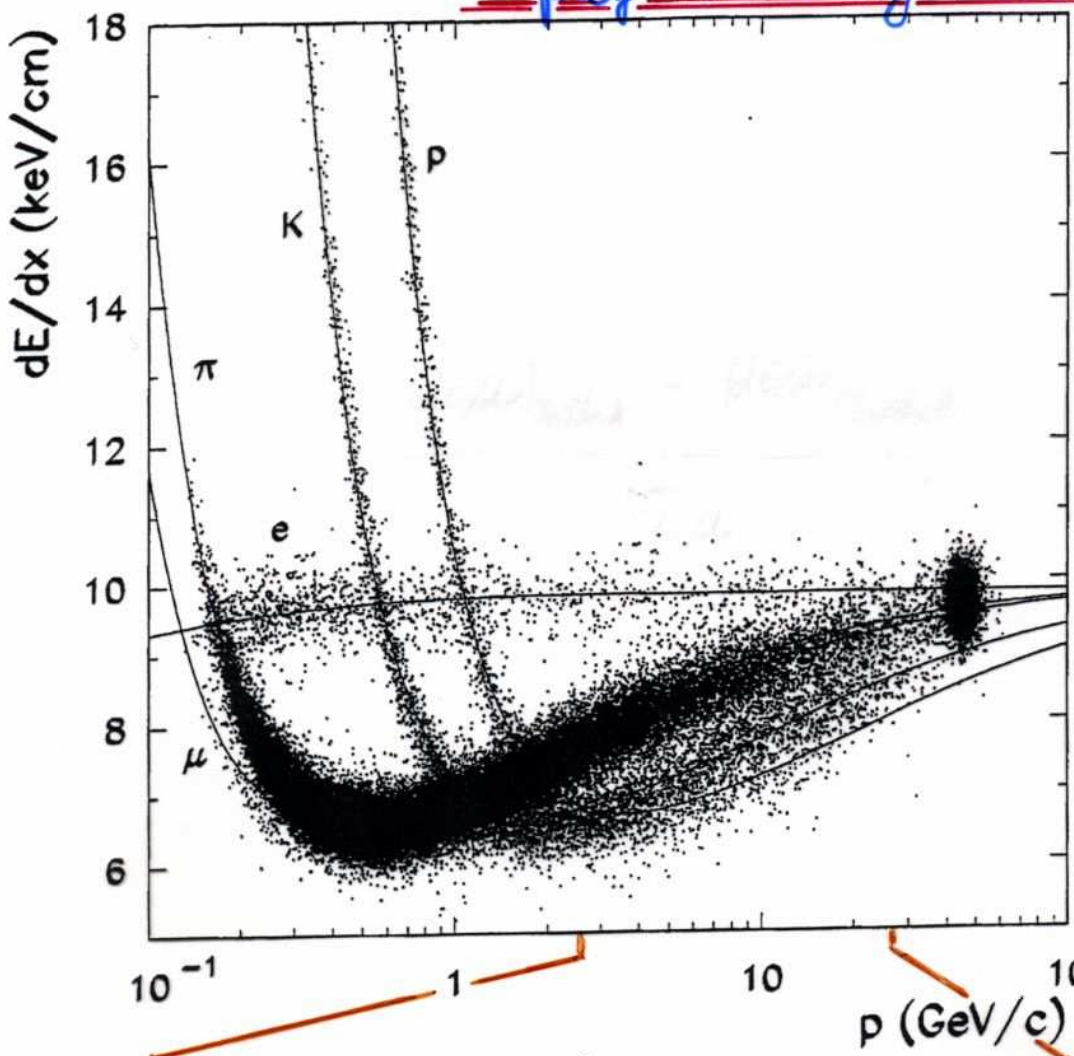
$$\sigma_r \sim 6.2\% / \sqrt{N \cdot T \cdot p [\text{bar}]}$$

Praktisch wird diese $1/\sqrt{N \cdot T \cdot p}$ -Abhängigkeit aufgrund des o.g. Dichte-Effekts nicht ganz erreicht. Typische

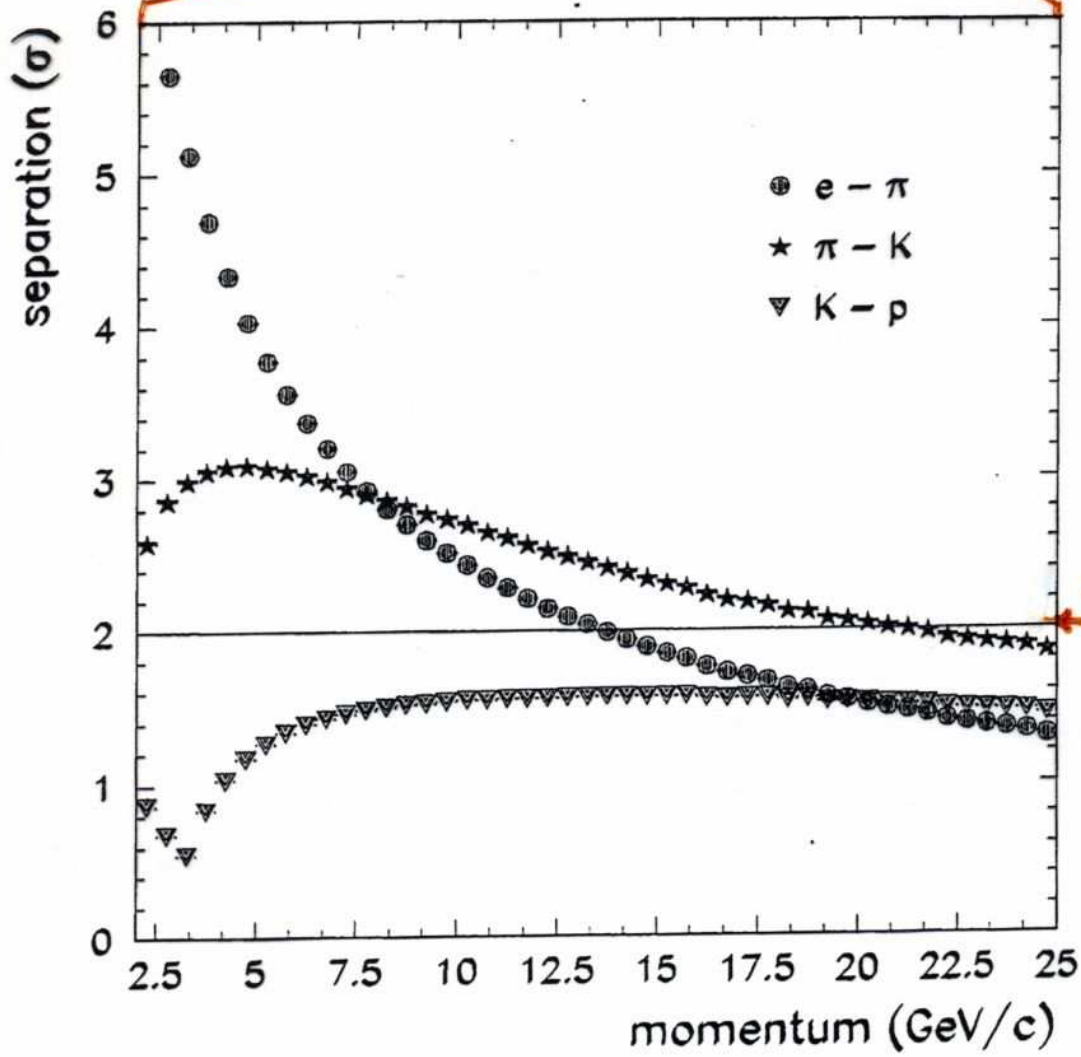
Werte sind $\sigma_r \sim 5.8\% \cdot (N \cdot T \cdot p)^{-0.37}$

Jedoch hängt dies im Detail von Zählgas u.a. ab.

spezifischer Energieverlust



OPAL-Jethkammer:
 Argon ÷ Methan = 80 ÷ 2
 + 2% Isopropan
 $N = 159$
 $T \approx 1$ cm
 $p \approx 4$ bar



Separationsvermögen
 für Teilchen durch
 dE/dx -Messung:

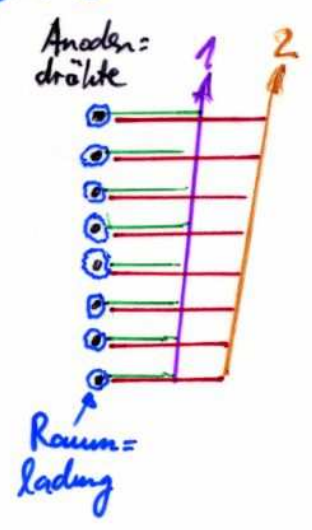
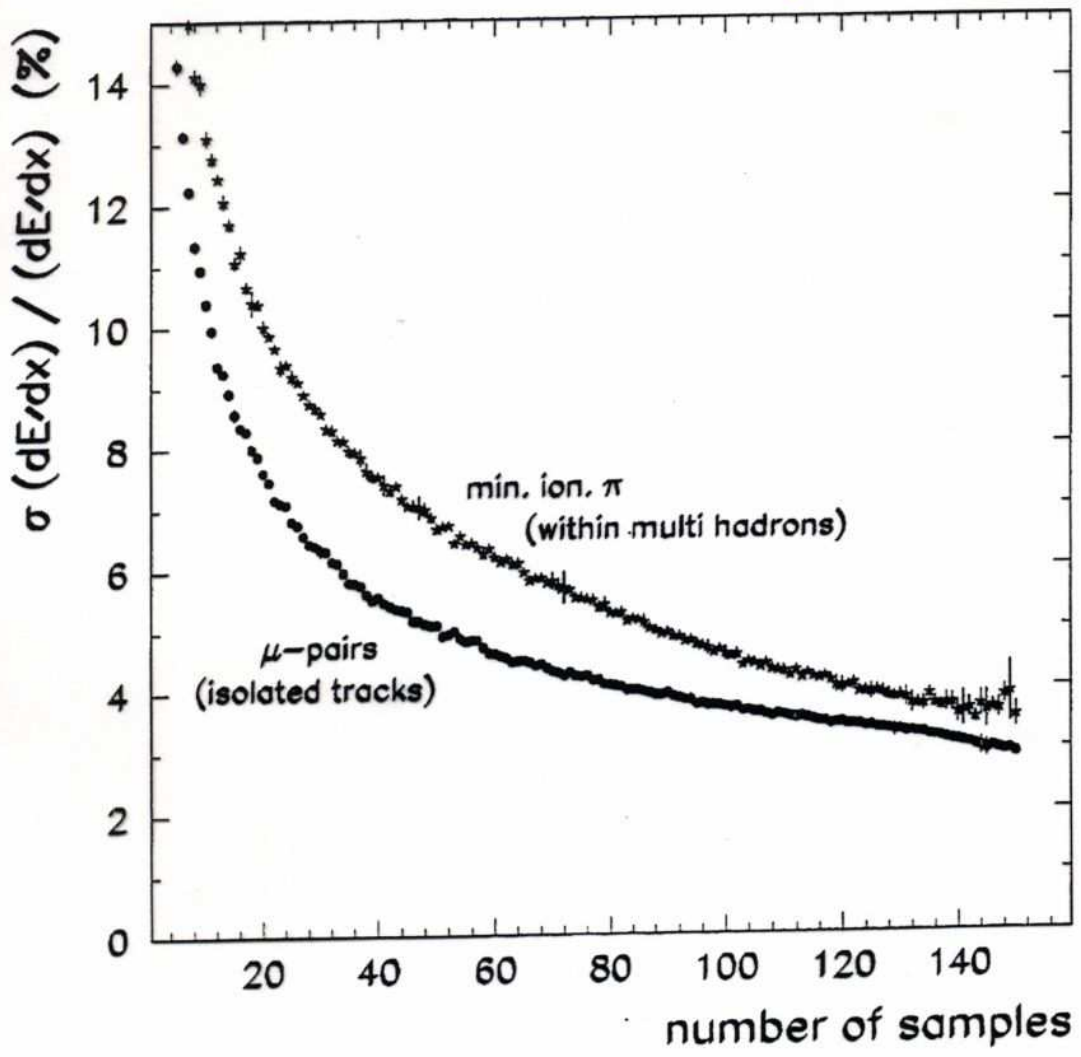
$$\frac{(\frac{dE}{dx})_{\text{Teilchen A}} - (\frac{dE}{dx})_{\text{Teilchen B}}}{\sigma}$$

σ : Messfehler von $\frac{dE}{dx}$

Trennung zwischen A und B
 besser als 2 Standardabweichungen σ

Spezifischer Energieverlust

In großen Spardetektoren wie z.B. die OPAL-Jetkammer spielen weitere Größen bei der Genauigkeit der dE/dx -Messung eine Rolle. Treten beispielsweise viele Teilchen in einem Jet dicht gedrängt auf, wird die Messung der Ionisationsladung u.U. beeinflusst durch Raumladungseffekte der pos. Ionen aus der Gasverstärkungszone, welche zu Teilchen gehören, die näher an den Anodendrähten verlaufen sind
 → verschlechterte Auflösung gegenüber Einzelspuren



Teilchenidentifizierung

... im Überblick am Beispiel der Trennung zw. π^\pm und K^\pm :

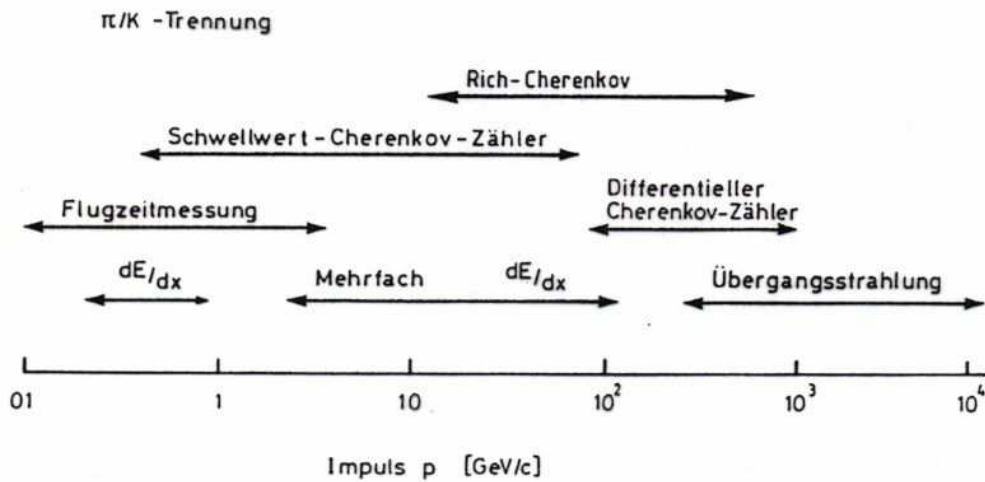


Abb. 6.34 Darstellung der charakteristischen Impulsbereiche zur π/K -Trennung für verschiedene Teilchenidentifizierungsmethoden.

Mögliche Kombination verschiedener Teilchenidentifizierungsmethoden in einem Detektor

NB: zunehmende Wechselwirkungslänge des Materials, je weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt der Detektor angeordnet wird

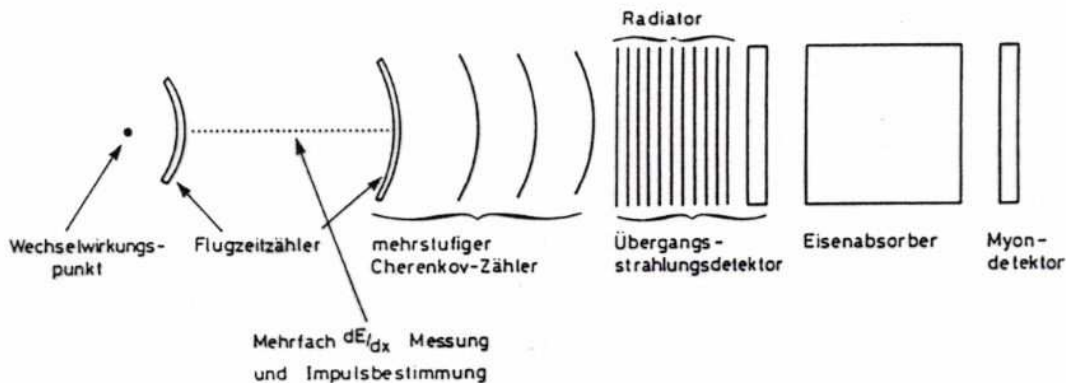


Abb. 6.35 Skizzierung eines Detektors mit Spezialisierung auf Teilchenidentifizierung.

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

12. Energiemessung:

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

Energiemessung

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

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

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

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

Energiemessung

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

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

Energiemessung

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

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

Elektromagnetische Kalorimeter

Zur Erinnerung:

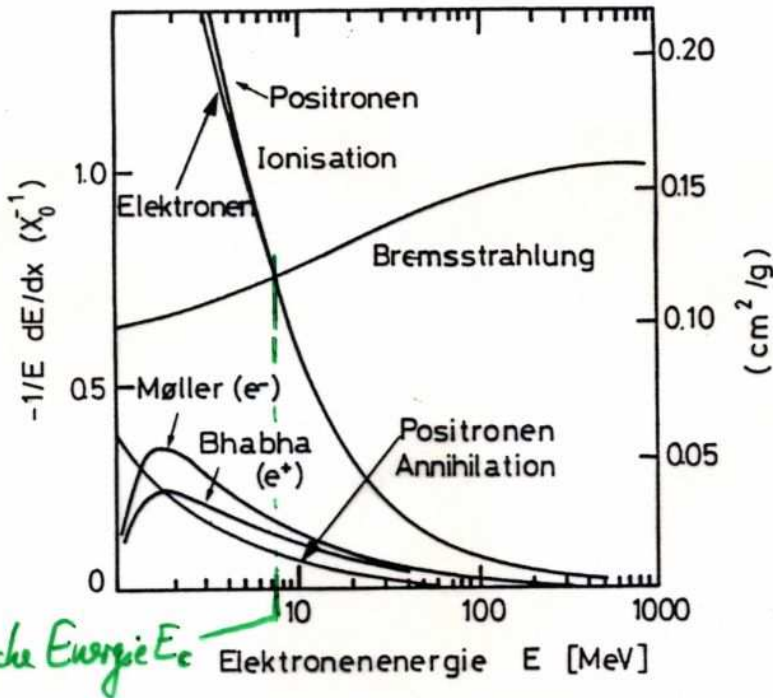


Abb. 7.18 Energieverlustmechanismen von Elektronen als Funktion der Elektronenenergie
 (Møller-Streuung: $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$;
 Bhabha-Streuung: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$;
 Positronen-Annihilation: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) [94].

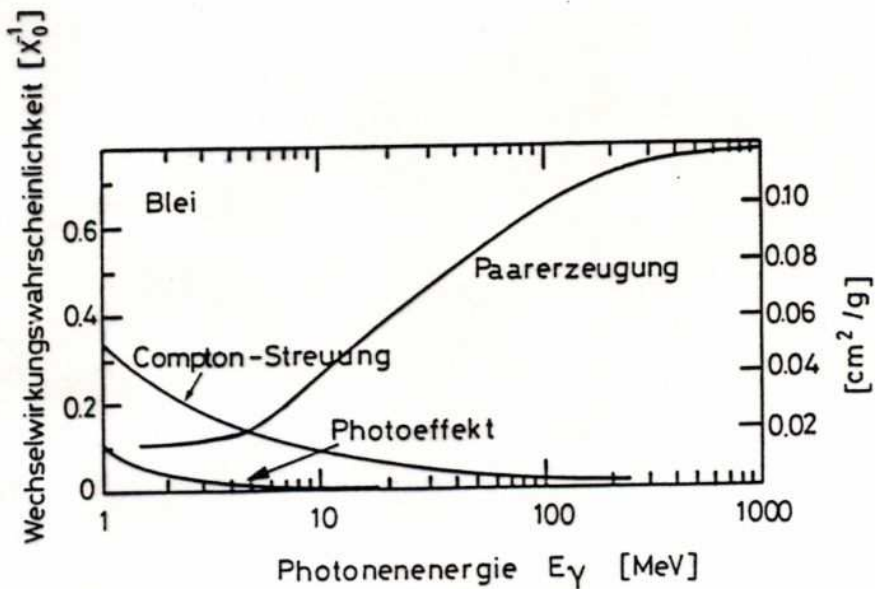


Abb. 7.19 Wirkungsquerschnitte für Photoprozesse als Funktion der Photonenergie in Blei [94].

Elektromagnetische Kalorimeter

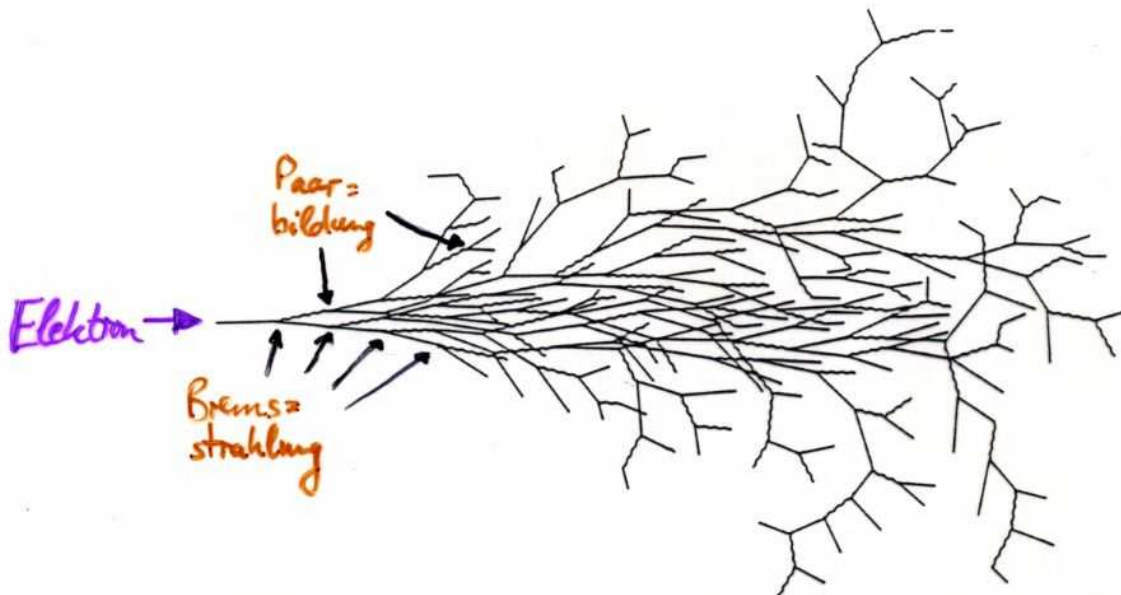


Abb. 7.20 Skizzierung einer elektromagnetischen Kaskade.

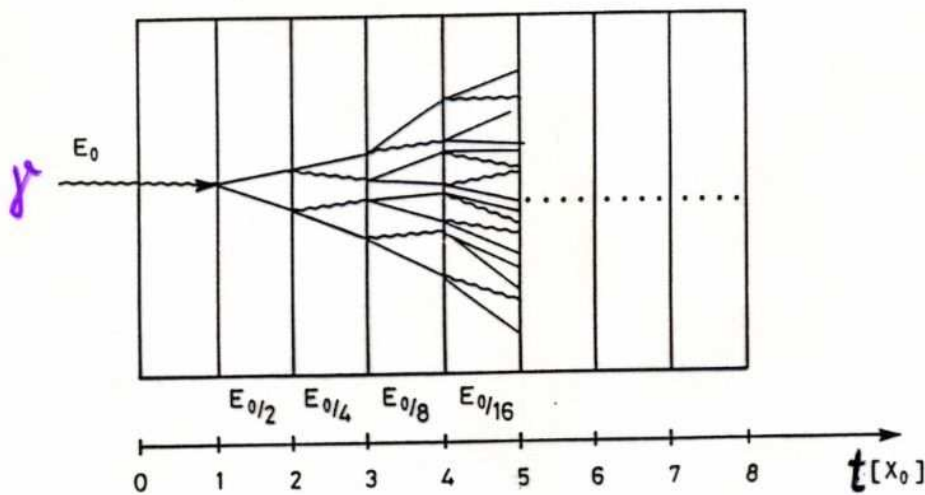


Abb. 7.24 Skizzierung eines einfachen Modells zur Schauerparameterisierung.

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

Elektromagnet. Schauer

(s. Abb. 7.24)

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

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

und die Energie der Teilchen im Mittel:

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

Das Schauermaximum wird erreicht, wenn

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

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

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

Die Gesamtzahl der Teilchen im Schauer ist:

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

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

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

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

Elektromagn. Schauer

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

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

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

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

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

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

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

Elektromagn. Schauer

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

- **Schauermaximum:**

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

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

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

enthalten \rightarrow Länge des Kalorimeters

Elektronmagn. Schauerprofil

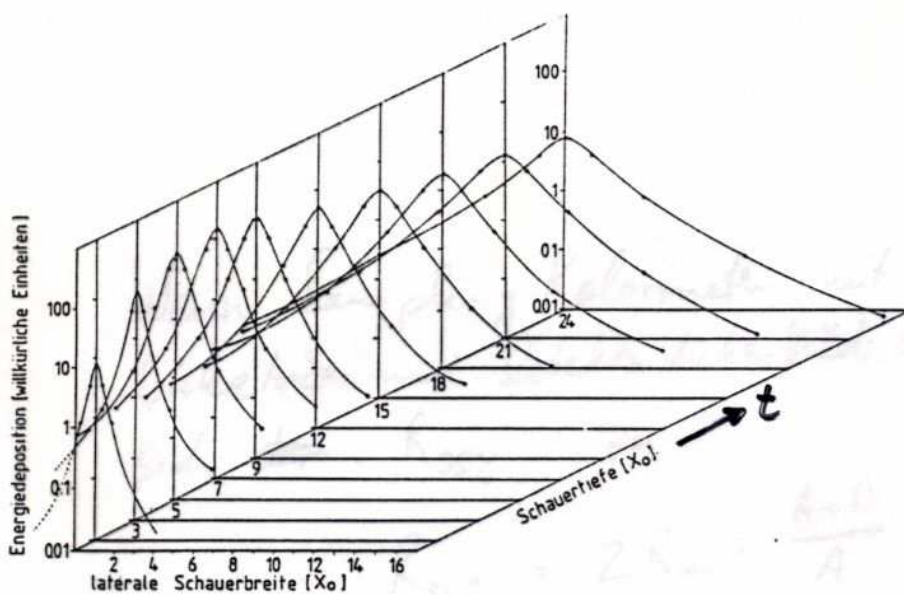
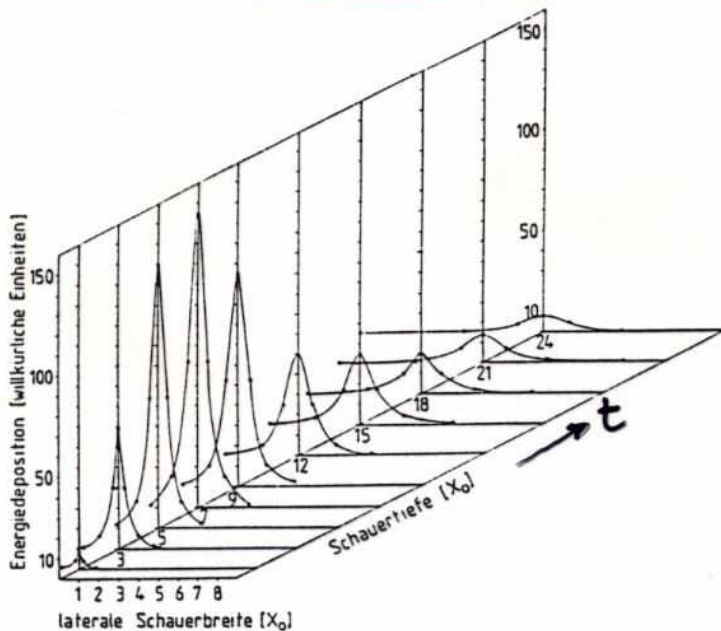
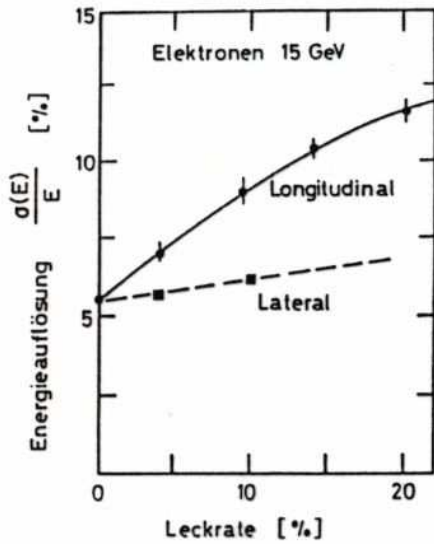


Abb. 7.23 Longitudinale und laterale Entwicklung eines Elektronenschauers (6 GeV) in Blei in linearer und logarithmischer Intensitätsdarstellung (nach [168, 169]).

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

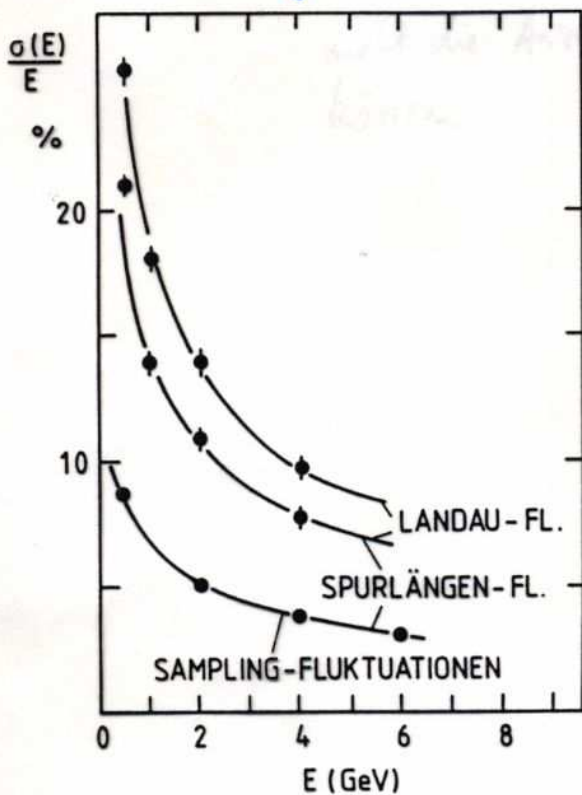
Elektromagnet. Kalorimeter



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

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

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



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

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

Energieauflösung emag. Kalorimeter

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

$$S^* = S/t$$

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

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

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

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

Energieauflösung elmag. Kalorimeter

Die gesamte Energieauflösung hat die Form

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

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

(und auch der Detektoren bzw. Detektorkapazitäten) hat.

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

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

Elektronmagn. Kalorimeter

Tabelle 19
Elektromagnetische Schauzähler

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

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

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

~1.3° 94 x 94 OPAL

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

Hadronische Kalorimeter

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

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

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

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

Beispiele für λ :

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

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

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

Hadronkalorimeter

Elektron-Hadron-Kalorimeter

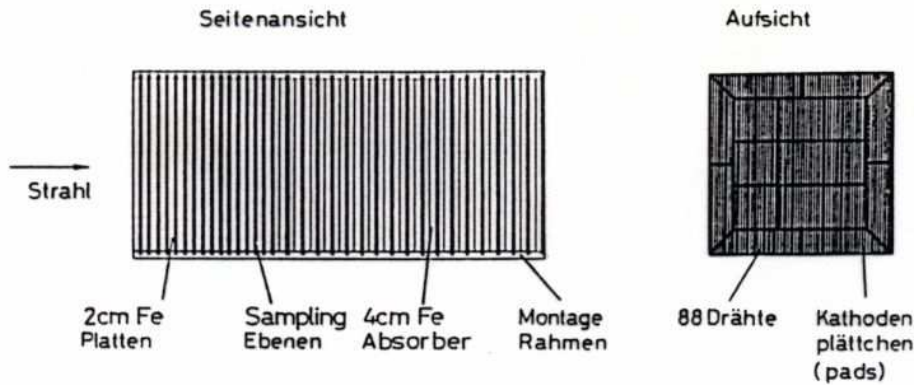


Abb. 7.31 Typischer Aufbau eines Elektron-Hadron-Kalorimeters mit Streamerrohr-Sampling [181].

das sowohl elmag. Schauer als auch Hadronschauer vermessen kann,

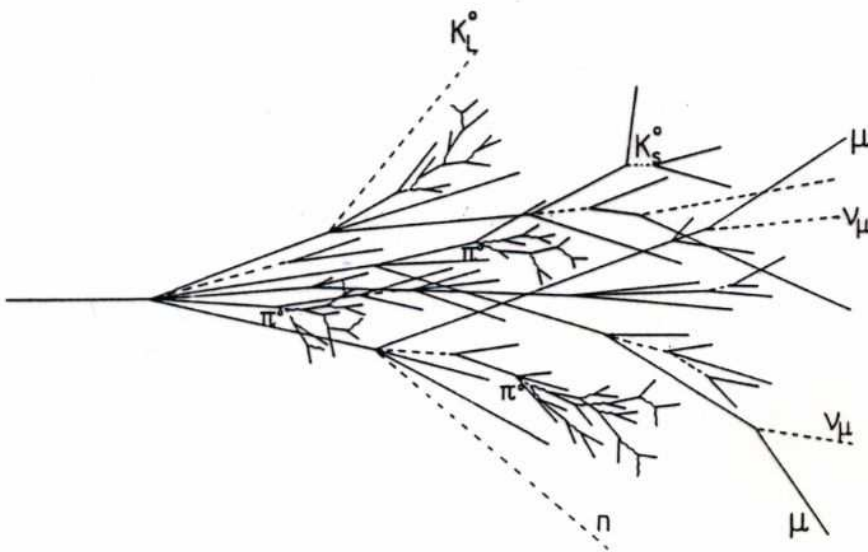


Abb. 7.32 Skizzierung einer Hadronkaskade in einem Absorber.

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

Hadronkaskaden

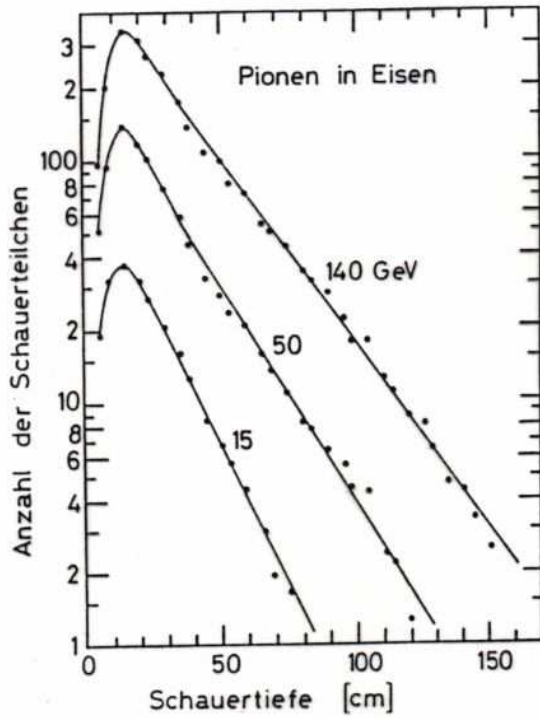


Abb. 7.37 Longitudinale Schauerentwicklung von Pionen in Eisen

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

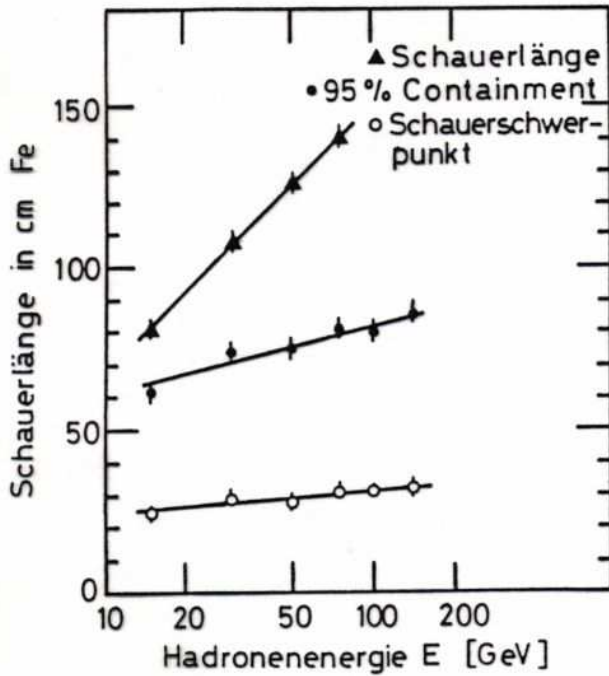


Abb. 7.41 Schauerlängen und Schauerschwerpunkt von Hadronkaskaden nach unterschiedlichen Definitionen [197].

Je nach Definition ergeben sich unterschiedliche Längen des Schauers:

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

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

Hadronkaskade

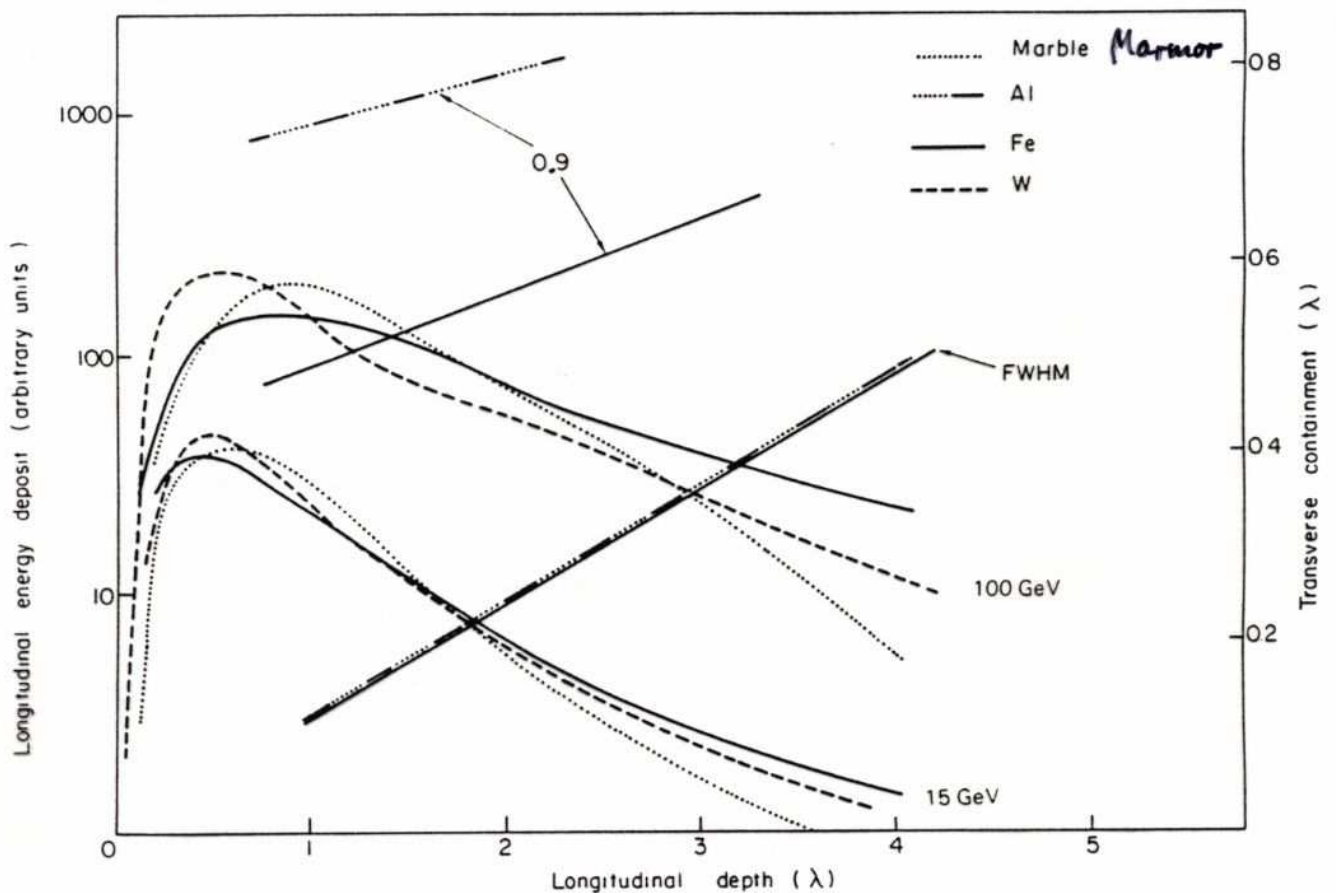


Fig. 9: Longitudinal shower development (left ordinate) induced by hadrons in different materials, showing approximate scaling in absorption length λ . The shower distributions are measured from the vertex of the shower and are therefore more peaked than those measured with respect to the face of the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

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

Energieauflösung von Hadronkalorimetern

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

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

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

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

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

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

Kompensation der γ -Antwort

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

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

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

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

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

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

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

z.B. Blei: Szintillator = 4 : 1

- **Gewichtung der electrom. Schauer**

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

Kompensation
durch Gewichtung

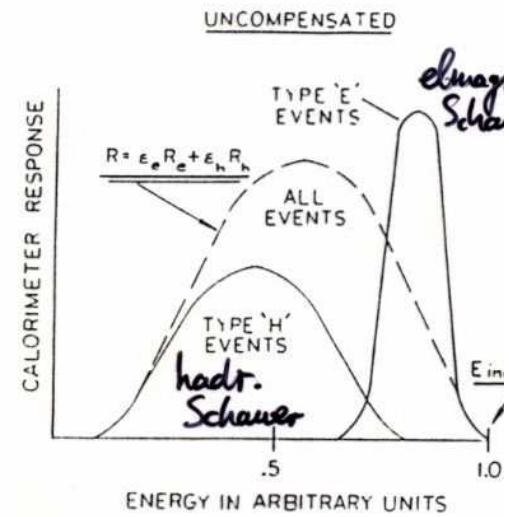
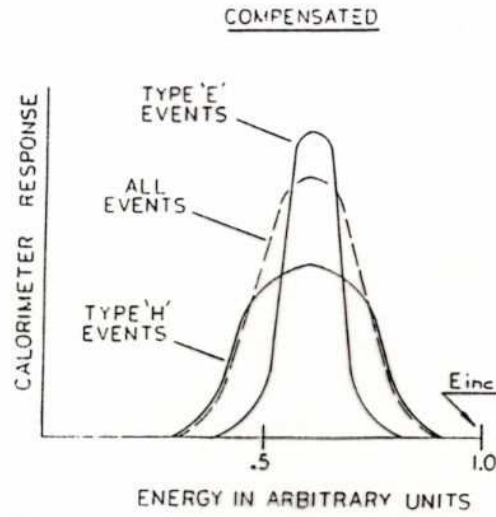
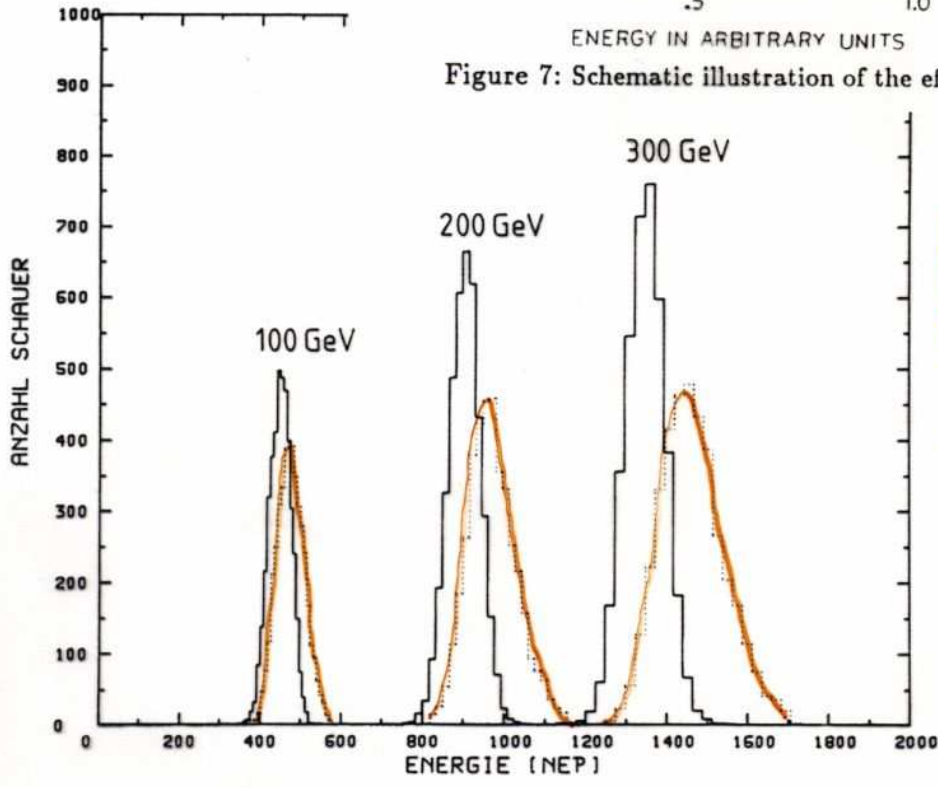


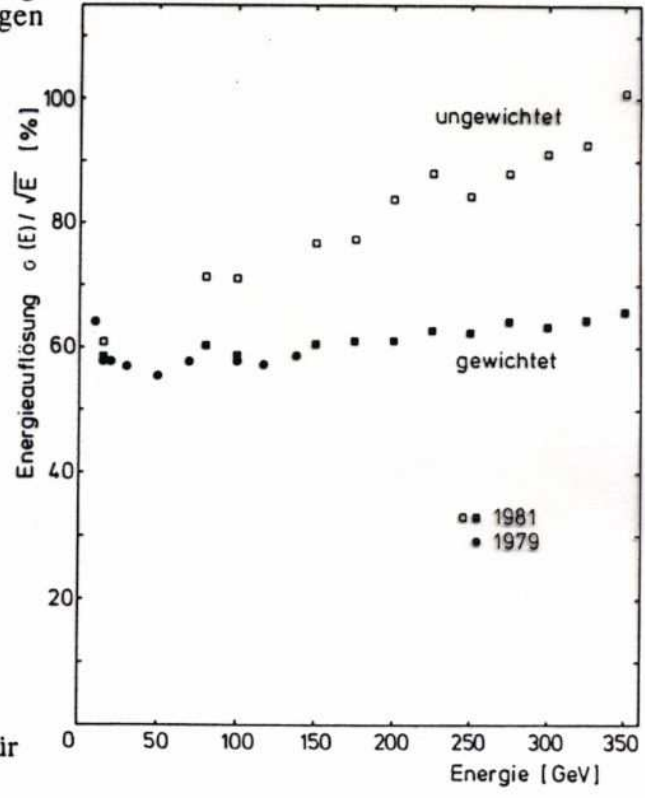
Figure 7: Schematic illustration of the effect of compensation on calorimeter response



Wirkung der
Gewichtung
bei verschiedenen
Teildenergien

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

verbesserte
Energieauflösung
durch Gewichtung



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

Teilchenidentifikation durch Kalorimeter

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

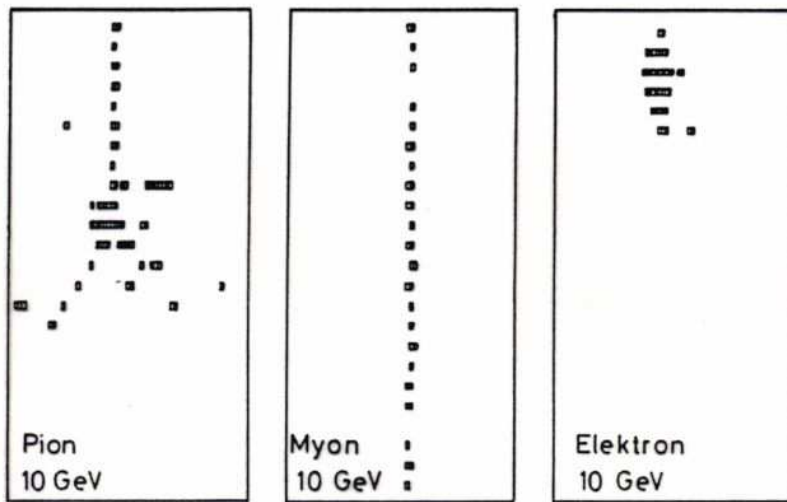


Abb. 7.53 Digitale Muster von 10 GeV Pionen, Myonen und Elektronen in einem Streamer-Rohr-Hadron-Kalorimeter [44].

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

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

Kalorimeter

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

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

12. Energiemessung:

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

13. Impulsmessung:

- (a) Magnetformen zur Teilchenablenkung
- (b) Spurdetektoren für Kollider-Experimente

Impulsmessung

Impulse von Teilchen werden üblicherweise durch die Ablenkung der Teilchen in einem Magnetfeld gemessen, wodurch das Verfahren auf geladene Teilchen beschränkt ist. Prinzipiell zu unterscheiden, ist zwischen Experimenten mit ruhendem Target und Collider-Experimenten. Für beide werden unterschiedliche Formen von Magneten benutzt, um die Teilchenbahnen zu krümmen. Beide gemeinsam ist allerdings, dass Spurdetektoren zur Vermessung der Bahnkurve oder zumindest des Ablenkwinkels des Teilchens beim Durchtritt durch das Magnetfeld eingesetzt werden.

Der Impuls ergibt sich dann aus der Relation:

$$p = e \cdot B \cdot R$$

wobei R der Krümmungsradius der Teilchentrajektorie im Magnetfeld B ist.

Impulsmessung im fixed-target-Experiment

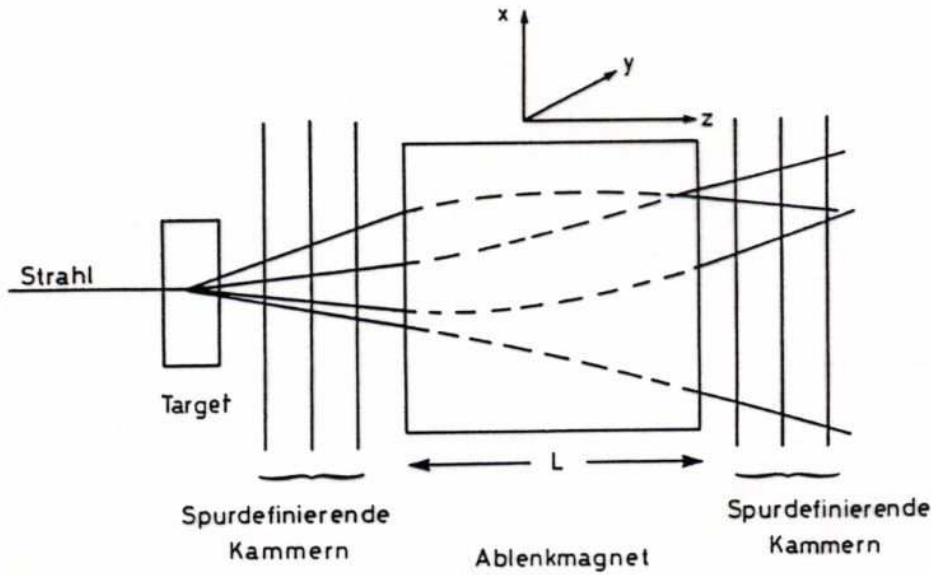
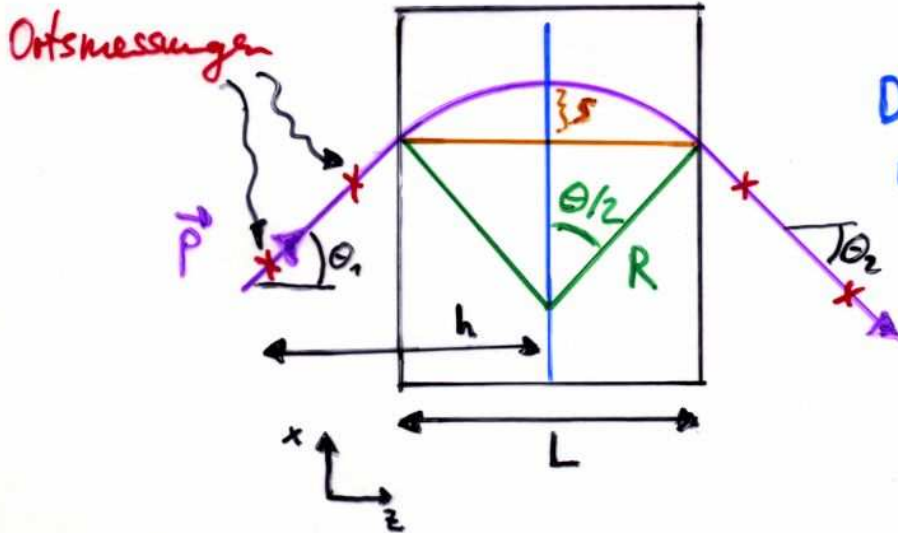


Abb. 8.1 Prinzipieller Aufbau eines Magnetspektrometers in einem Experiment mit stationärem Target.



Es gilt:

$$2 \sin \frac{\theta}{2} = \frac{L}{R} = -e B_y \frac{L}{p}$$

Der Impuls p_x wird also

um

$$\Delta p_x = p \cdot \sin \theta$$

geändert, sodass für kleine Winkelablenkungen θ

$$\Delta p_x \approx -e B_y L = -e \int B_y dz$$

gilt.

Ein Feldintegral $\int B_y dz$ von 1 Tm ergibt eine Impulsänderung von $\Delta p_x \approx 0.3 \text{ GeV}/c$

Impulsmessung

Der Impuls des Teilchens folgt dann aus der Winkeländerung Θ und dem Feldintegral $\int B dz$

$$\sin \Theta = \sin(\Theta_2 - \Theta_1) = \sin \Theta_2 \cos \Theta_1 - \sin \Theta_1 \cos \Theta_2 \\ \approx \sin \Theta_2 - \sin \Theta_1$$

Wegen $p = e B_y \frac{L}{2 \sin \Theta/2} \approx e B_y \frac{L}{\Theta}$ gilt:

$$\left| \frac{dp}{d\Theta} \right| = e B_y L \cdot \frac{1}{\Theta^2} = \frac{p}{\Theta}$$

und damit für die Impulsauflösung:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\Theta)}{\Theta}$$

Mit mindestens vier Ortsmessungen mit Hebelarm h

ist $\Theta = \frac{x}{h}$

also $\sigma^2(\Theta) \approx \sum_{i=1}^4 \sigma_i^2(x) \approx 4 \sigma^2(x) \rightarrow \sigma(\Theta) \approx 2\sigma(x)$

$$\Rightarrow \sigma(\Theta) = \frac{2\sigma(x)}{h}$$

Damit ist die Impulsmessgenauigkeit ($p \approx e B_y L / \Theta$):

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{2\sigma(x)/h}{e B_y L} \cdot p = \frac{2\sigma(x)}{h} \cdot \frac{p}{\Delta p_x}$$

\Rightarrow Die Impulsauflösung ist proportional zum Impuls p

Impulsauflösung

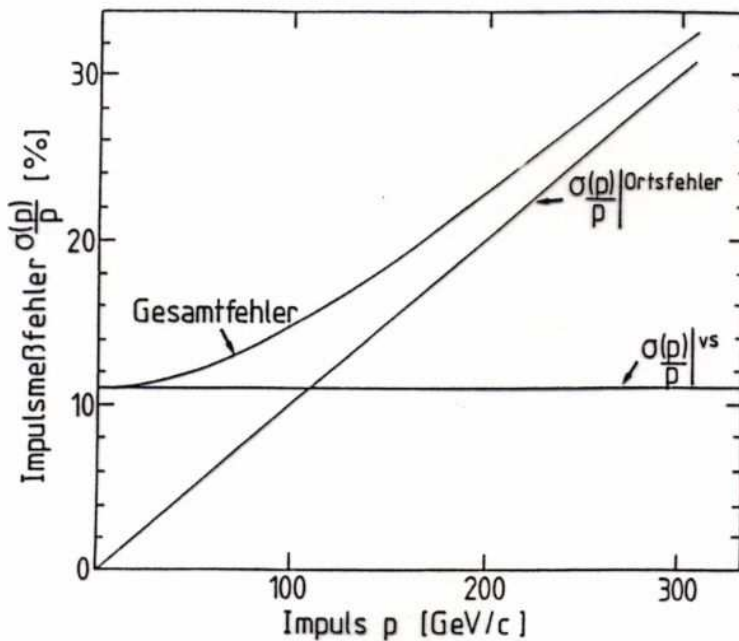


Abb. 8.6 Verschiedene Beiträge zur Impulsauflösung für ein Festeisenspektrometer.

Zum Beitrag aus der Ortsmessung kommt noch die Vielfachstreuung hinzu: $\Delta p_x^{vs} = p \cdot \sin \theta_{rms}^{vs} \approx p \cdot \theta_{rms}^{vs}$
 $\Rightarrow \Delta p_x^{vs} \approx \frac{19.2 \text{ MeV/c}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$

Beitrag zum Impulsmessfehler:

$$\frac{\sigma^{vs}(p)}{p} = \frac{\Delta p_x^{vs}}{\Delta p_x} = \frac{13.6 \sqrt{L/X_0} \text{ [MeV/c]}}{e \int_0^L B_y dz} \sim \frac{1}{\sqrt{LX_0}}$$

unabhängig vom Impuls p .

Der Gesamtfehler ist dann die quadratische Summe,

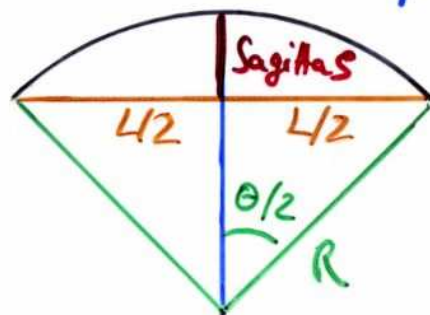
also

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma^{ort}(p)}{p} \oplus \frac{\sigma^{vs}(p)}{p} = \sqrt{a^2 p^2 + b^2}$$

und wächst mit zunehmendem Impuls

Impulsauflösung und Sagitta

Wenn der Spurreverlauf auch im Magnetfeld gemessen wird, kann der Impuls des Teilchens aus der Größe der Sagitta berechnet werden:



$$S = R - \sqrt{R^2 - (L/2)^2}$$
$$= R - R \cos \frac{\theta}{2} \approx R \cdot \frac{\theta^2}{8}$$

Mit $\theta \approx cBL/p$ folgt: $S \approx \frac{eBL^2}{8p}$ mit $p = eBR$

Für praktische Anwendungen: $S \approx 0.3 \cdot B[\text{T}] \cdot L^2[\text{m}] / 8p[\text{GeV}/c]$

Wird die Teilchentrajektorie im Magnetfeld an N äquidistanten Punkten gemessen, so ist der Impulsfehler aufgrund der Ortsmessgenauigkeit $\sigma(x)$ durch die so gen. Glücksterm-Formel gegeben ($\sigma(x)$ in mm, L in m, B in T, p in GeV/c):

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(x)}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot p$$

Da die N Punkte äquidistant über L verteilt sind, d.h. $N = \frac{L}{\Delta x}$

zeigt sich: $\frac{\sigma^{\text{ort}}(p)}{p} \sim \frac{1}{L^{5/2}} \cdot \frac{1}{B} \cdot p$

Ein Vergrößerung von L verbessert die Impulsauflösung wesentlich besser als ein ~~stärkeres~~ Magnetfeld!

Magnetformen in Collider-Detektoren

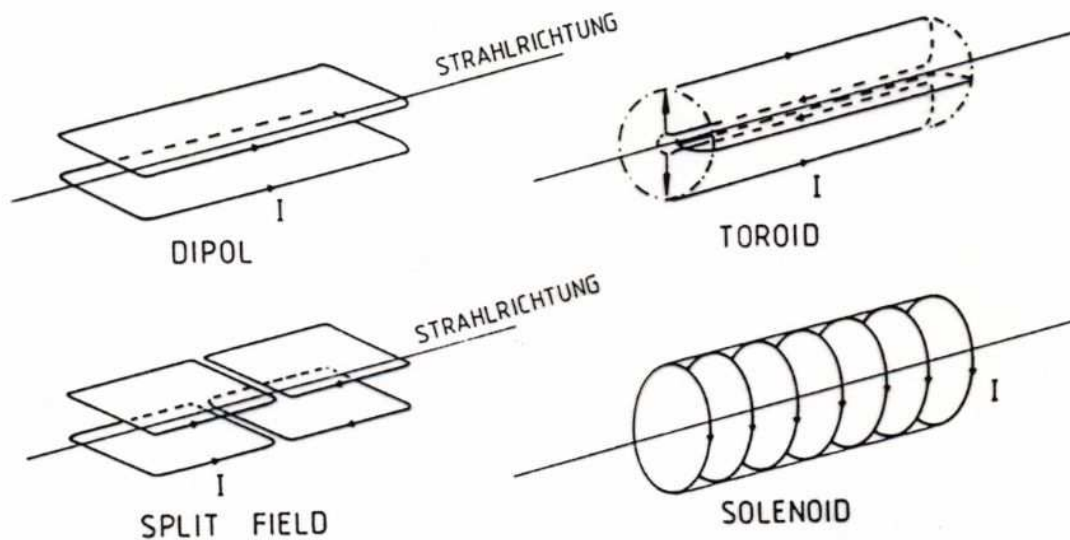


Fig.7.5: Magnetformen für Speicherringexperimente; die Linien mit Pfeilen zeigen die Stromrichtung an.

- Dipol:** homogenes Feld, nur Teilchen in horizontaler Ebene analysierbar
Ablenkung auf Strahl führt zu Synchrotronstrahlung bei e^+, e^-
- Split Field:** vorwärts- und rückwärts Auflösung am besten, Kompensation der Ablenkung auf Strahl, in homogenes Feld im Zentrum, Synchrotronstrahlung
- Solenoid:** beste Auflösung \perp zum Strahl, keine Strahlablenkung, Schluss der Feldlinien durch Eisenjoch notwendig
- Toroid:** Strahl im Feld freien Raum, Impulsmessung für Teilchen mit kleinem Polarwinkel Θ gut, Vielfachstreuung durch innere Windung

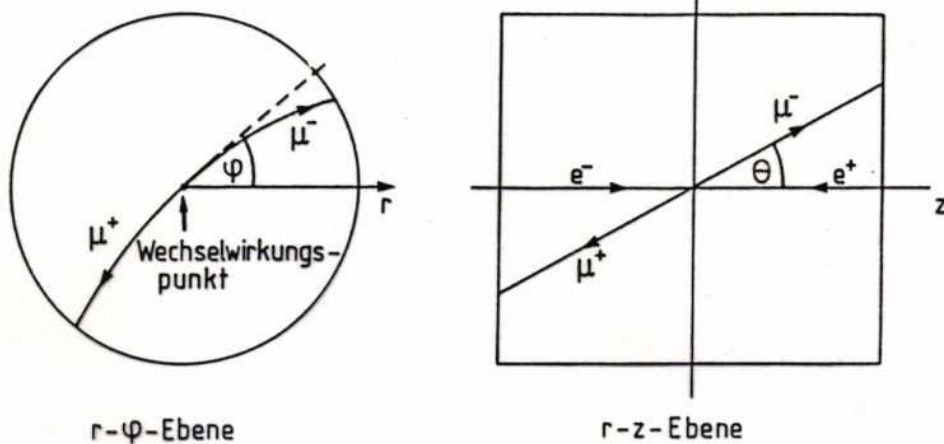


Abb. 8.11 Spurprojektionen in einem Solenoid-Detektor (gezeigt ist ein $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignis).

Impulsmessung an Collider-Experimenten

- An Proton-Collidern wurden Dipol- und Solenoid-Magnete eingesetzt, in Zukunft auch ein Toroid-Magnet (ATLAS, AB). Bei e^+e^- -Collidern sind durchwegs Solenoide eingesetzt worden.
- Die Impulsauflösung für einen Spurdetektor in einem Solenoid-Magneten wird ebenfalls durch die Gleichstrom-Formel gegeben:

$$\frac{\sigma(p)}{p_T} = \frac{\sigma_{\text{ref}}}{0.3 BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot p_T \quad \leftarrow \text{Komponente } \perp \text{ zu } \vec{B}$$

$p = p_T / \sin \theta$

Die Vielfachstreuung trägt bei solchen Detektoren

$$\frac{\sigma^{\text{VS}}(p)}{p_T} \approx \frac{0.05}{BL} \cdot \sqrt{\frac{1.43 \cdot L}{X_0}}$$

bei. Der Polerwinkel θ hängt von der Messgenauigkeit der z-Koordinate entlang der Strahlrichtung ab

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_z}{L} \sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}}$$

mit einer Vielfachstreu-Komponente von

$$\sigma^{\text{VS}}(\theta) = \frac{0.015}{\sqrt{3} p} \cdot \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

Die Messung von p_T und θ gestattet die Bestimmung des Gesamtimpulses: $p = p_T / \sin \theta$

Tabelle 20 enthält eine Übersicht der Messgenauigkeiten von verschiedenen Experimenten

Impulsmessung in verschiedenen Experimenten

Tabelle 20

Zentrale Spurdetektoren

Name	Ref.	Spurenlänge radial axial L(cm) z(cm)	Fluiddichte B(T)	Zahl der Meßpunkte	Gas- druck (bar)	Anzahl Signal- drähte	Ortsauf- lösung $\sigma(r,\varphi)\sigma(z)$ (μm) (mm)	Methode der z- Messung	Impuls- auflösung $\sigma/p^2[(\text{GeV}/c)^{-1}\%]$ berechn. gemessen
<i>Driftkammer</i>									
TASSO	BO 80	85 330	0.5	15	1	2340	200 3-4	4 ^o stereo	1.7
CELLO	BE 81	53 220	1.3	12	1	6432	170 0.44	Kathoden	
CLEO	ST 81a	75 190	0.5(1.5)	17	1		250 5(0.25)		5
Mark II	DA 79	104	0.4	16	1		200 4		1.9
<i>Zellkammer</i>									
JADE	DR 80	57 234	0.45	48	4	1536	180 16	Ladungsteilung	2.2
AFS	CO 81	60 128	0.5	42	1	3400	200 17	Ladungsteilung	
UA 1	BA 80	112 250	0.7	~100	1	6100	drift:250 μm ch.div.8-25mm	Ladungsteilung	
<i>TPC</i>									
TPC	NY 81	75 100	1.5	186	10	2232	≤ 200 0.2	Drift	1.0
TRIUMF	HA 81a	54 69	0.9	12	1	+13824 144 +630	(699) (0.6)	Drift	
<i>TPC</i>									
ALEPH	AL 90	180 230	1.5	21	1	Drähte:6336 Pads: 41000	160- 400	Drift	0.08
DELPHI	DE 91	120 150	1.2	16	1	Drähte:2100 Pads: 20160	180- 280	Drift	0.15
<i>TEC</i>									
L3	L3 90	37 46	0.5	~50	1	1400	50 20	Ladungsteilung	(0.07)
<i>Zellkammer</i>									
OPAL	OP 90	185 200	0.435	≤ 159	4	24x159	135 60	Ladungsteilung	nur Myonen 0.15

- (a) Prinzipien: charakteristische Nachweisreaktion (z.B. Neutronen), kinematische Parameter (Geschwindigkeit+Energie), charakterist. Wechselwirkungsstärke (spezif. Ionisation)
 - (b) Flugzeitzähler
 - (c) Čerenkov-Zähler: Schwellenzähler, Ring abbildende Zähler (RICH), Übergangsstrahlungszähler
 - (d) mehrfache spezif. Energieverlustmessung (Jet-Kammer, TPC)
12. Energiemessung:
- (a) elektromagnetische Kalorimeter
 - (b) hadronische Kalorimeter und selbstkompensierende hadr. Kalorimeter
13. Impulsmessung:
- (a) Magnetformen zur Teilchenablenkung
 - (b) Spurdetektoren für Kollider-Experimente
14. Anwendungsbeispiele und Sonderformen von Detektoren:

Zum Schluss

Die Physik des Teilchen nachweises hat viele verschiedene und interessante Aspekte, u.a.:

- Wechselwirkung zw. Teilchen und Materie
- Materialeigenschaften von Teilchendetektoren
- Elektro- und Magnetostatik
- Transportphänomene in Gasen, Flüssigkeiten, Festkörpern

Aber auch der "Ingenieurkunst" sind viele Optionen offen, z.B.

- Konzeption von neuartigen Teilchendetektoren in Form und Methode
- Herausforderungen durch extreme Messbedingungen wie tiefe Temperaturen, höchste Teilchenflüsse, hohe Untergrundraten, etc.
- Optimierung von Effizienz und Auflösungsvermögen von Detektoren

... usf.

Teilchendetektoren sind ein sehr vielseitiges Gebiet, auf dem an vielen Orten in der Welt Forschung & Entwicklung betrieben wird