

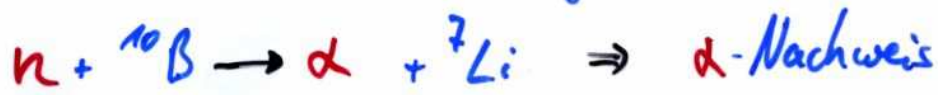
11. Teilchenidentifizierung:

- (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)

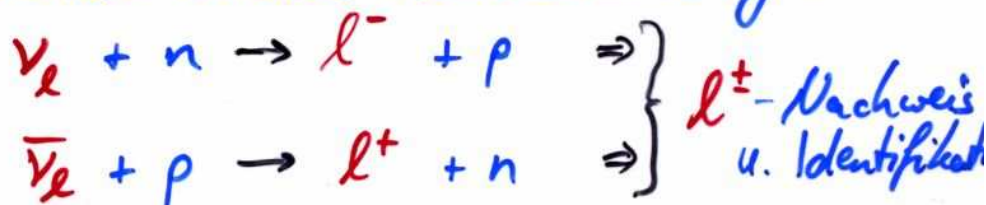
Teilchenidentifizierung

... 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:

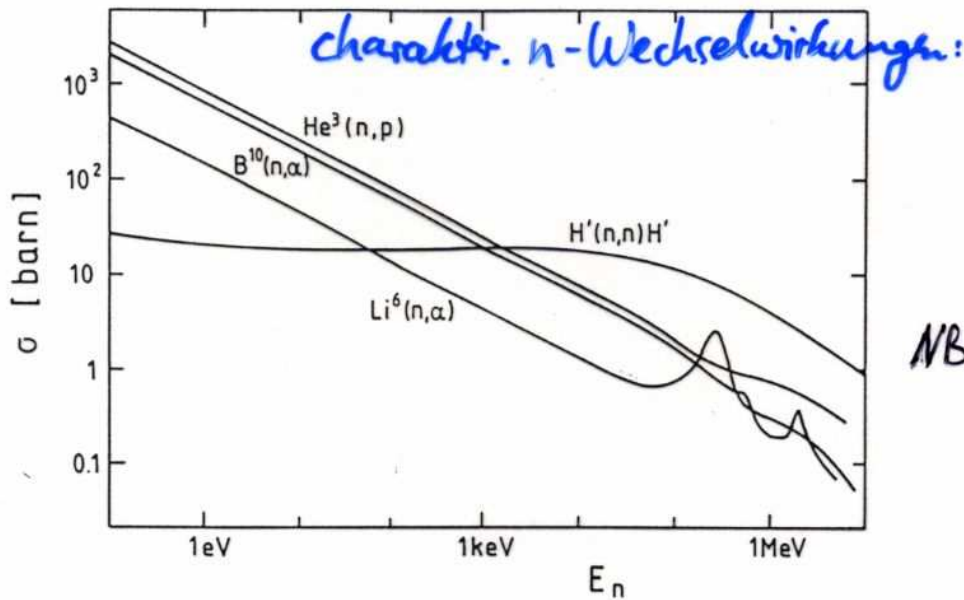
▷ **Flugzeitmessung** d.i.: Geschwindigkeit

▷ **Čerenkov-Effekt** d.i.: "

▷ **Übergangstrahlung** d.i.: Energie

▷ **spezif. Energieverlust** d.i.: dE/dx

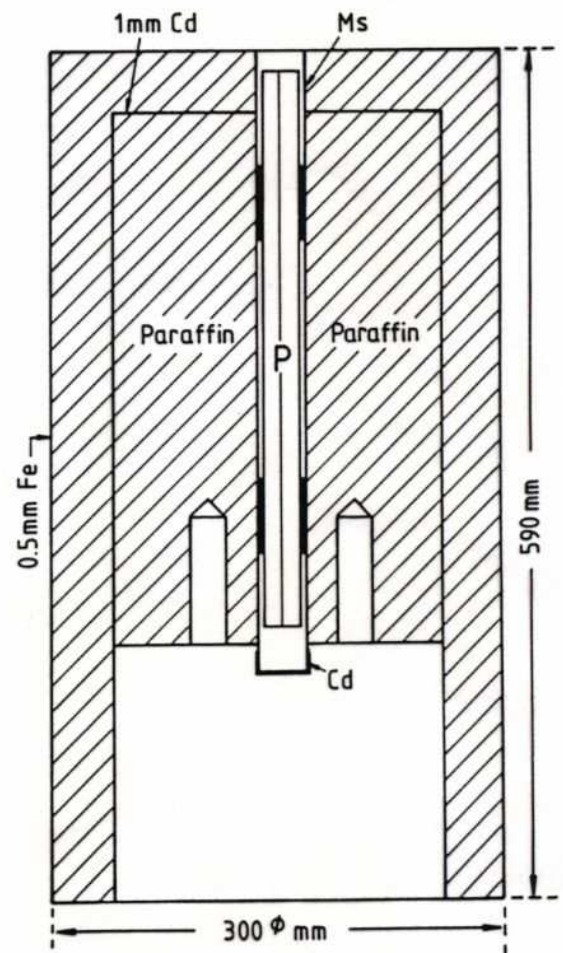
Neutronenidentifizierung



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:

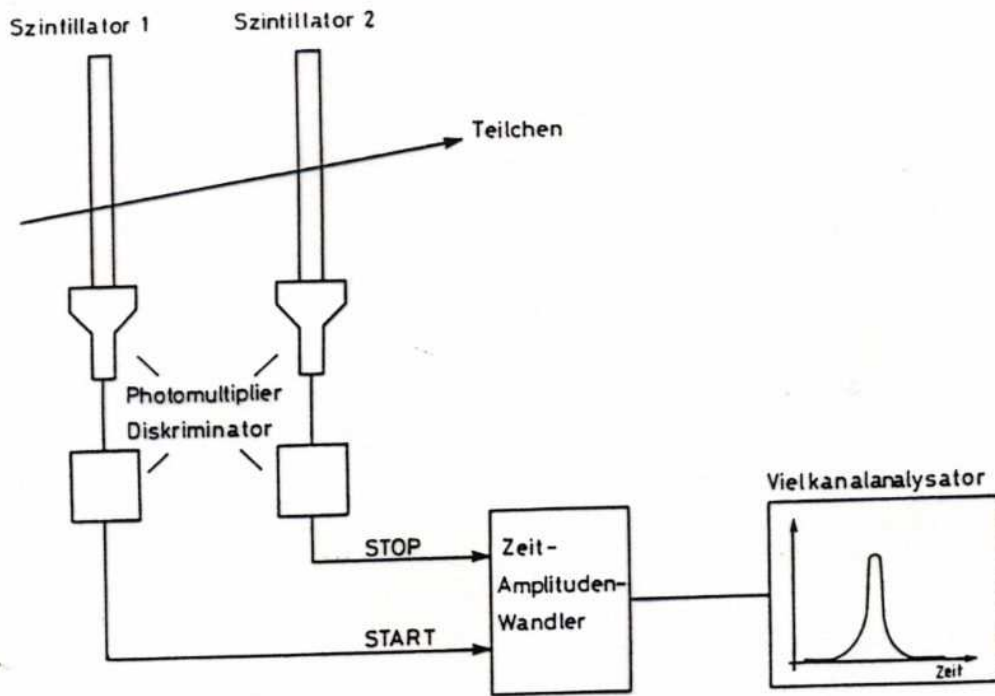
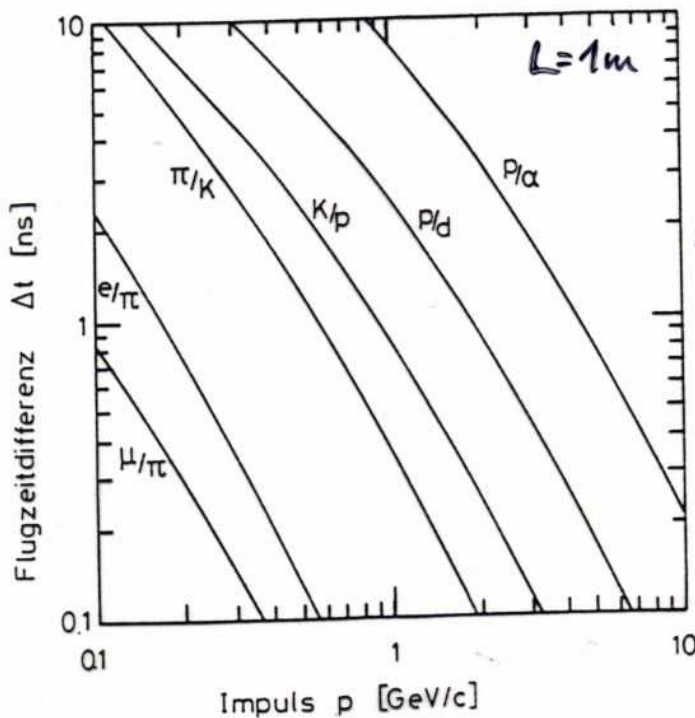


Abb. 6.5 Prinzip der Flugzeitmessung.



⇒ z.B. $\Delta t(\pi/K, 1 \text{ GeV}/c) \approx 380 \text{ fs}$

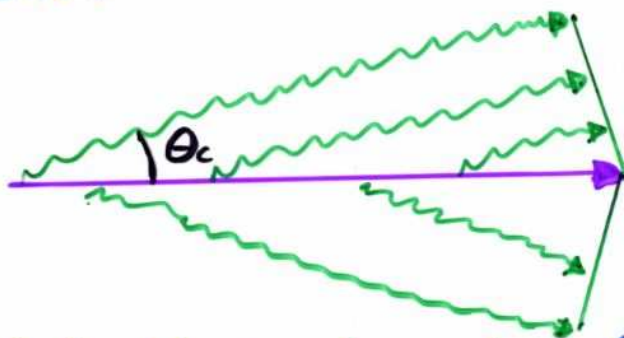
⇒ hohe Impulse bedeuten kleine $\Delta t \rightsquigarrow$ lange Detektoren bei festem σ_t ($L \sim p^2$)

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: Elektronen-Identifizierung 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

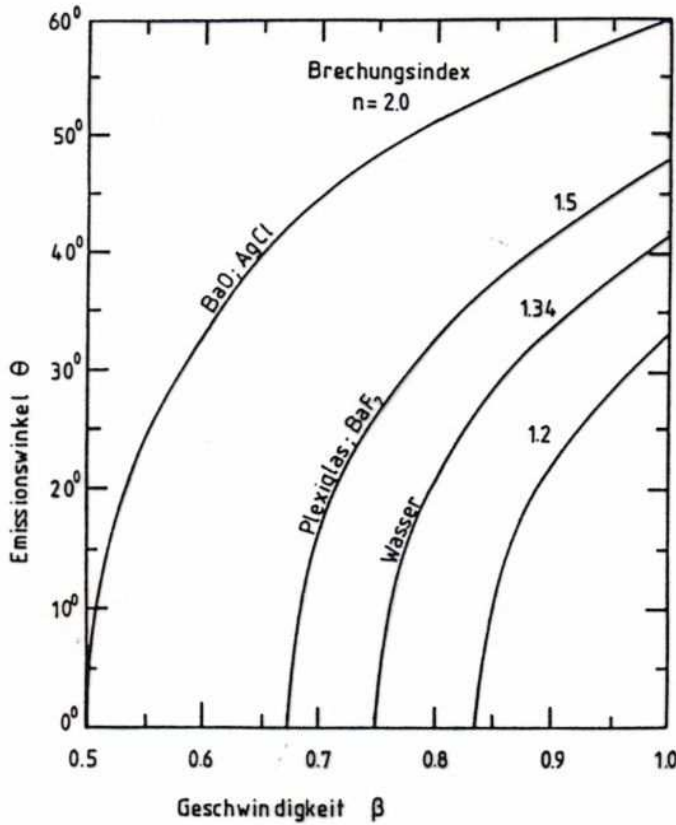
Tabelle 6.2: Cherenkov-Radiatoren [94, 32, 313]. Der Brechungsindex für Gase bezieht sich auf $0^\circ C$ und 1 atm (STP). Festes Natrium ist für Wellenlängen unterhalb von 2000 \AA transparent [373, 209].

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- $\emptyset < \text{Lichtwellenlänge}$). 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)

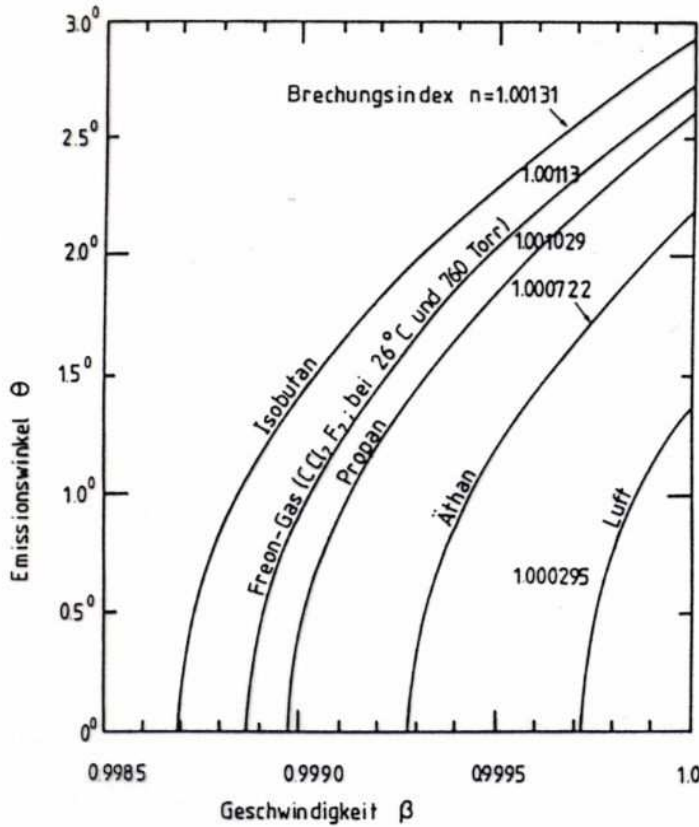
Cherenkov-Effekt

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:

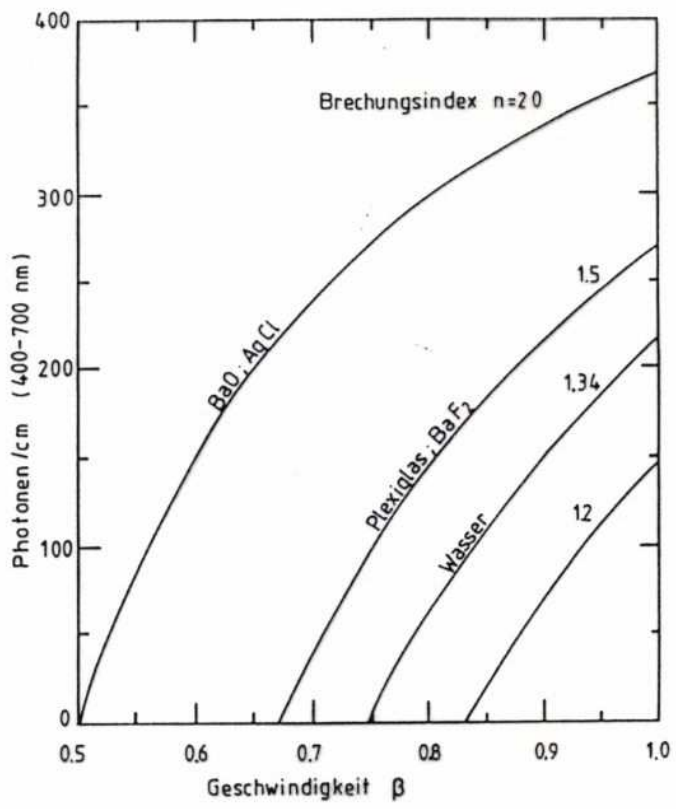
$$\frac{dN_c}{dx} = 2\pi dZ^2 \cdot \sin^2 \theta_c \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2}$$

und mit Zahlenwerten als Faustformel ($Z=1, d=1/137, \lambda_1=400 \text{ nm}, \lambda_2=700$)

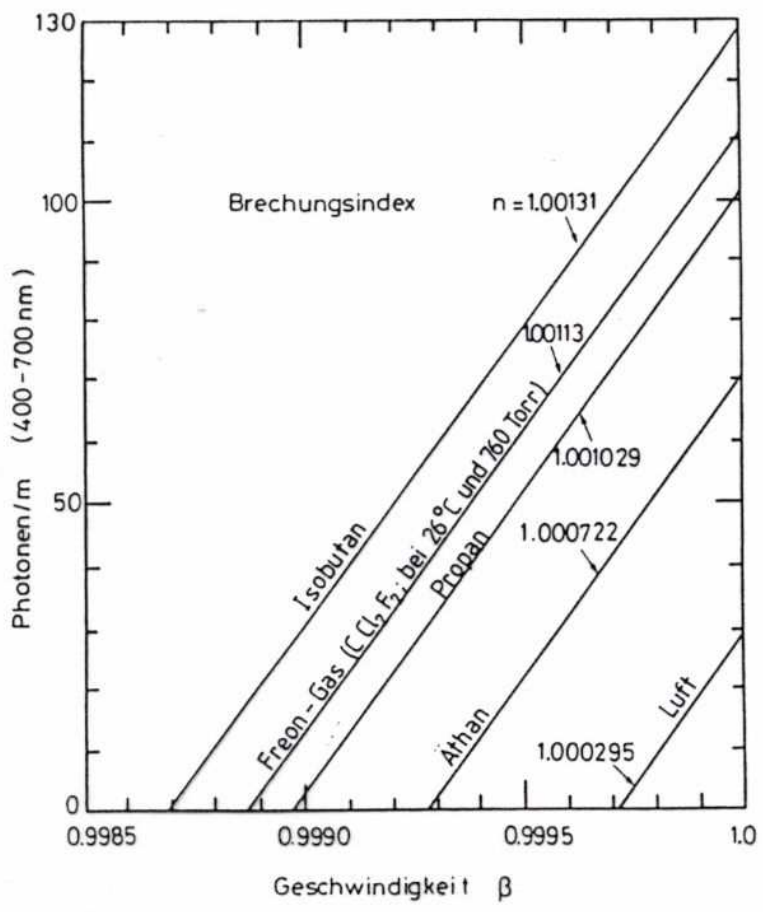
$$\frac{dN_c}{dx} \approx 490 \cdot \sin^2 \theta_c / \text{cm}$$

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. $\beta_2 = \frac{1}{n} \Rightarrow n^2 = \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1} \otimes$

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:

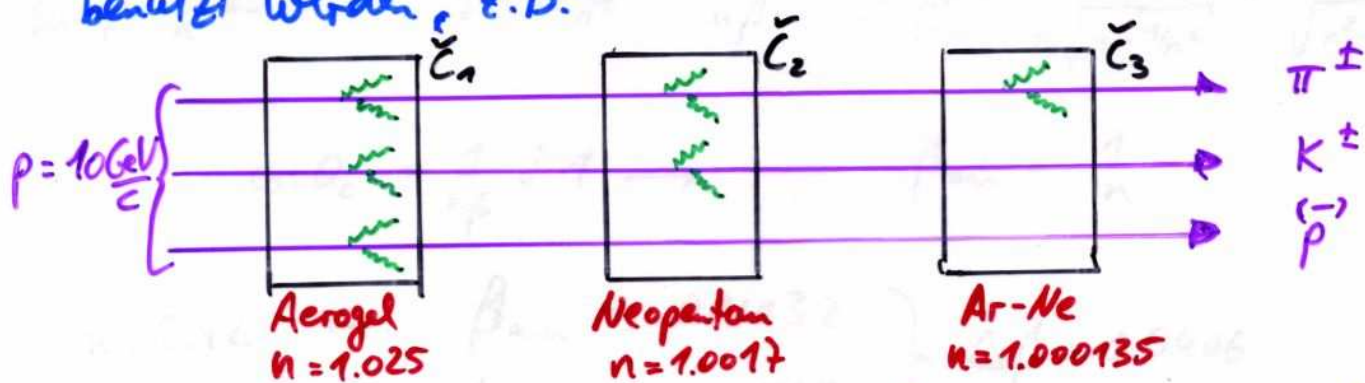
$$\frac{dN}{dx} = 490 \frac{1}{\text{cm}} \cdot \frac{c^2}{p^2} (m_2^2 - m_1^2)$$

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 Teilchentyp unterschieden werden können

ob Č-Licht auftritt oder nicht
in Č-Station 1, 2, 3

Wird der Winkel θ_c des Č-Lichts zusätzlich ausgewertet (so gen. differentielle Č-Zähler), ist eine direkte Messung der Teilchengeschwindigkeit möglich, wobei alle Teilchen oberhalb $\beta_{\min} = \frac{1}{n}$ akzeptiert werden. Der messbare Winkel θ_c wird im Aufbau

der Abb. 6.13 begrenzt durch Totalreflexion an der Č-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

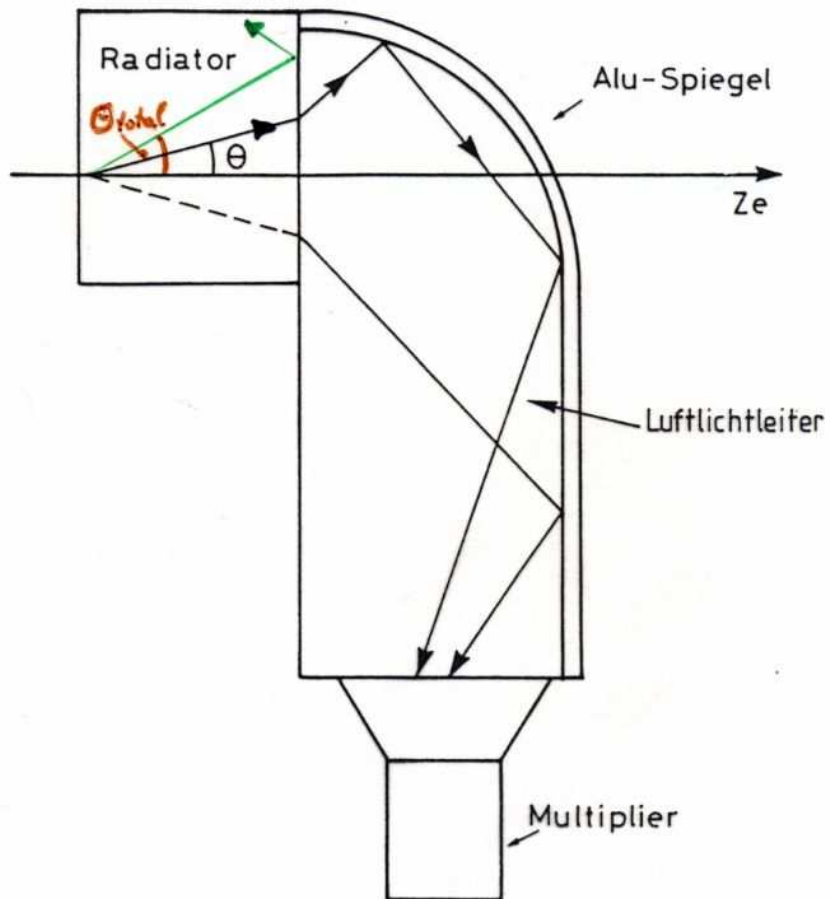


Abb. 6.13 Prinzipieller Aufbau eines differentiellen Cherenkovzählers

- Ringabbildender \checkmark -Detektor (RICH = Ring Imaging Cherenkov detector)

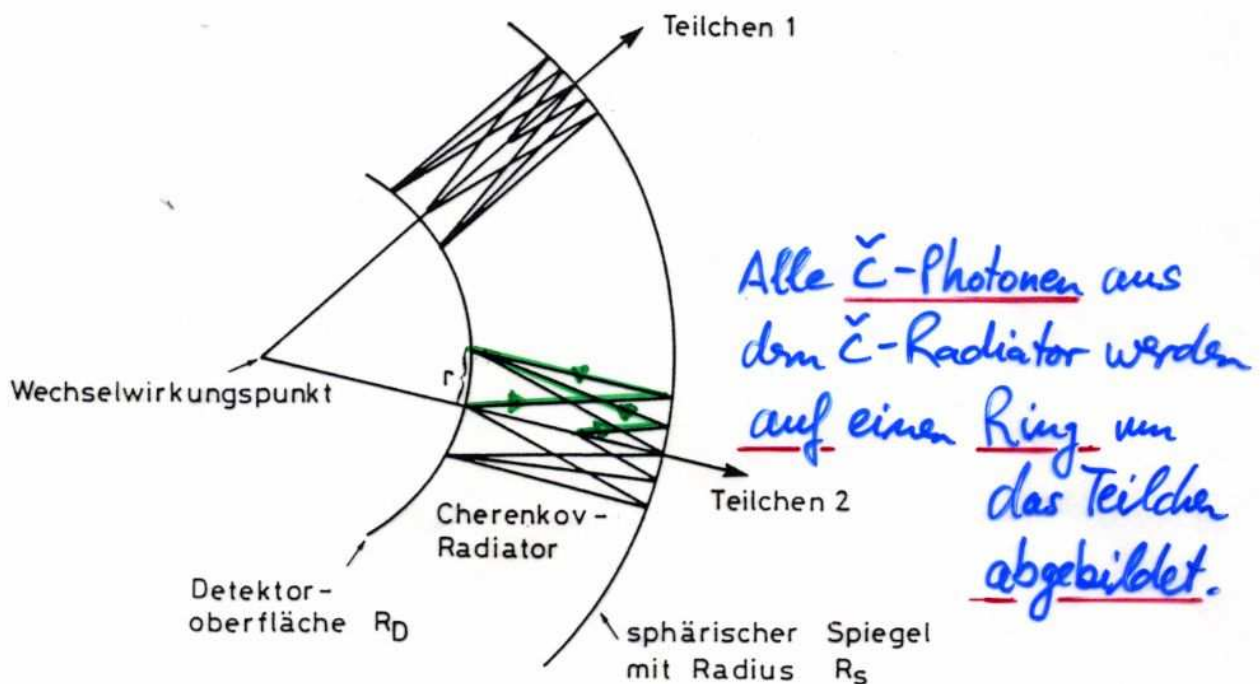


Abb. 6.14 Arbeitsprinzip eines RICH-Zählers [143].

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

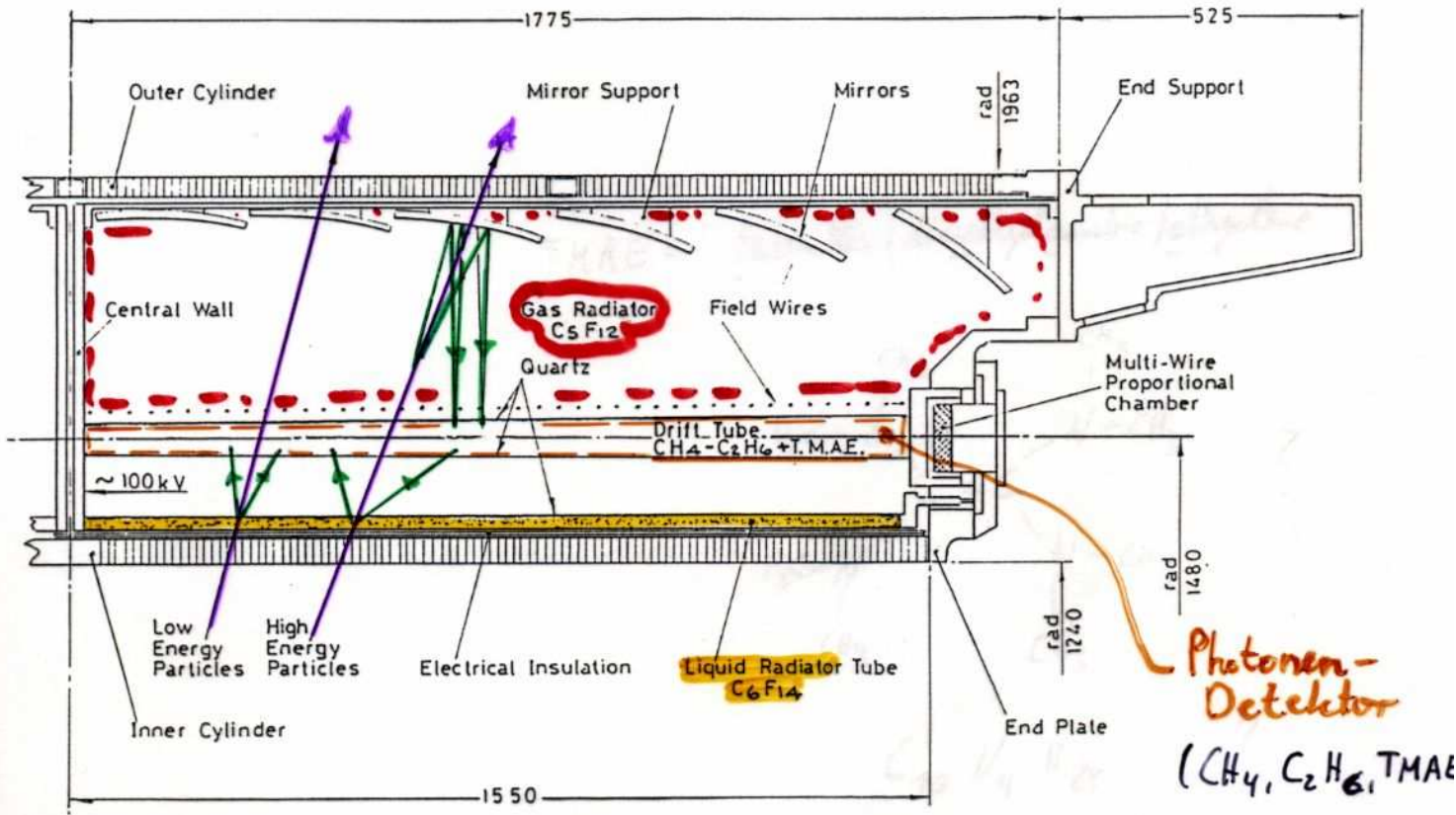
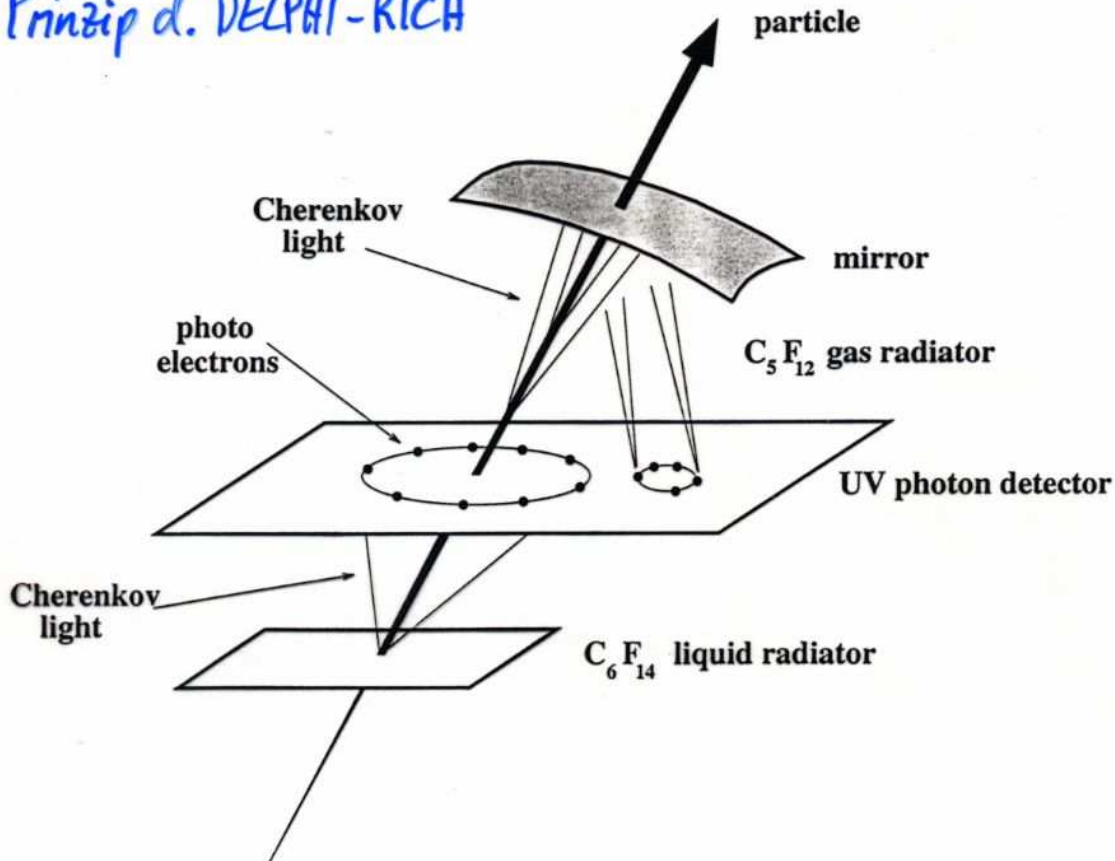


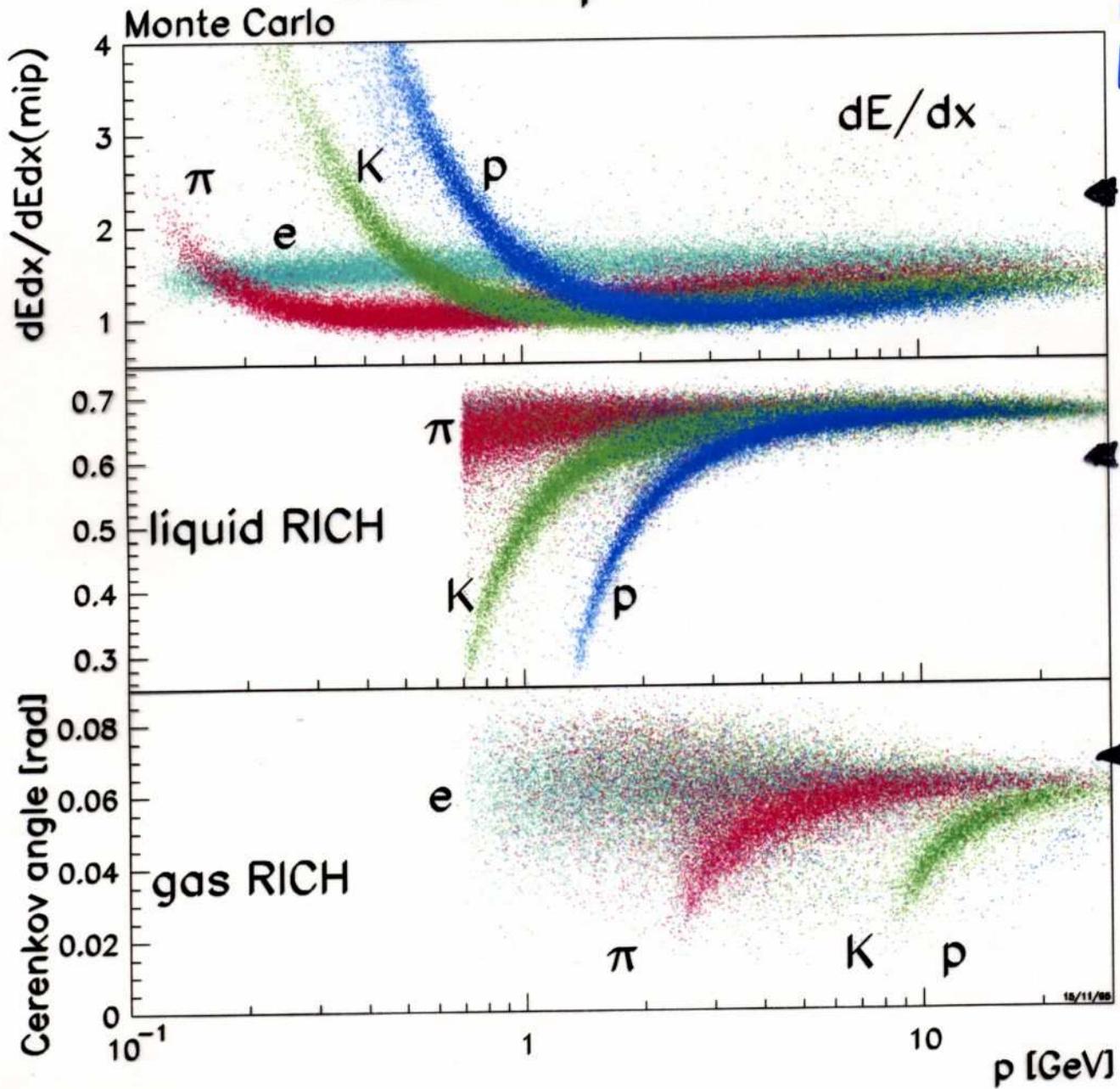
Fig. 1. Layout of the Barrel RICH; $\frac{1}{4}$ of cut along axis.

Prinzip d. DELPHI-RICH

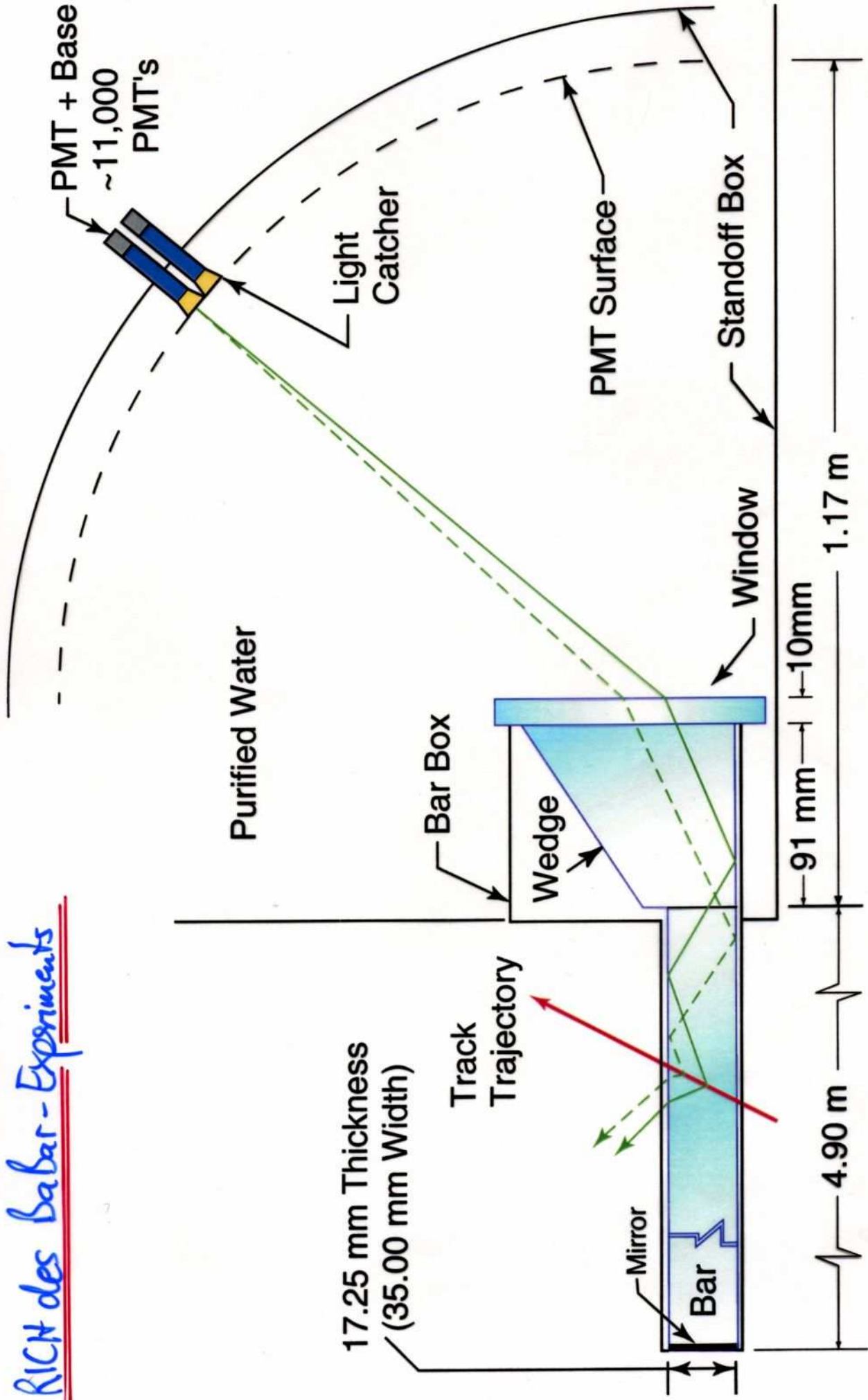


DELPHI - RICH

DELPHI particle ID

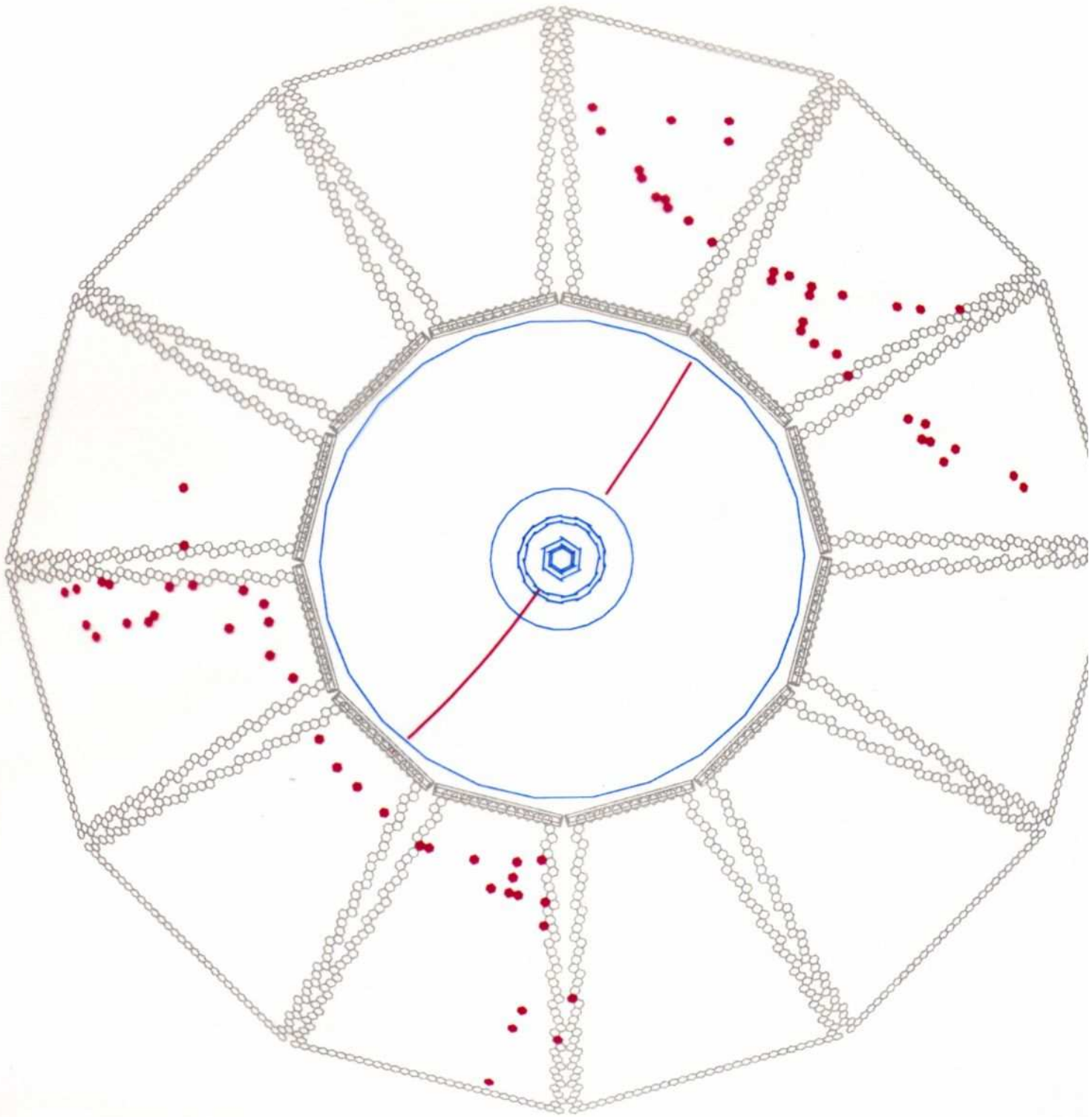


RICH des Babar - Experiments



4 x 1.225 m
Synthetic Fused Silica
Bars glued end-to-end

$\mu^+\mu^-$ -Paar im BaBar-RICH



NB. Bei diesem System erfolgt die Abbildung der \vec{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.

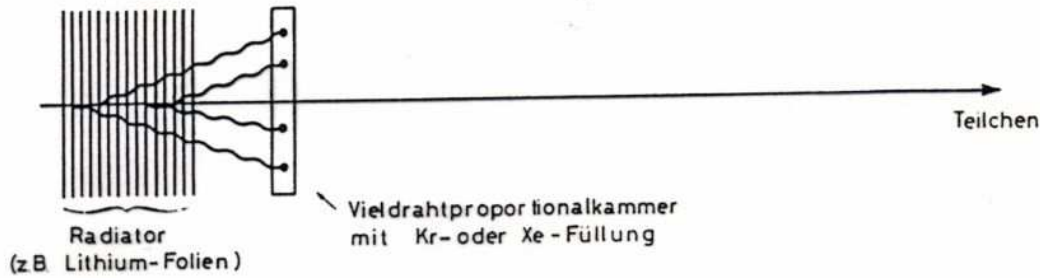


Abb. 6.22 Prinzipieller Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors.

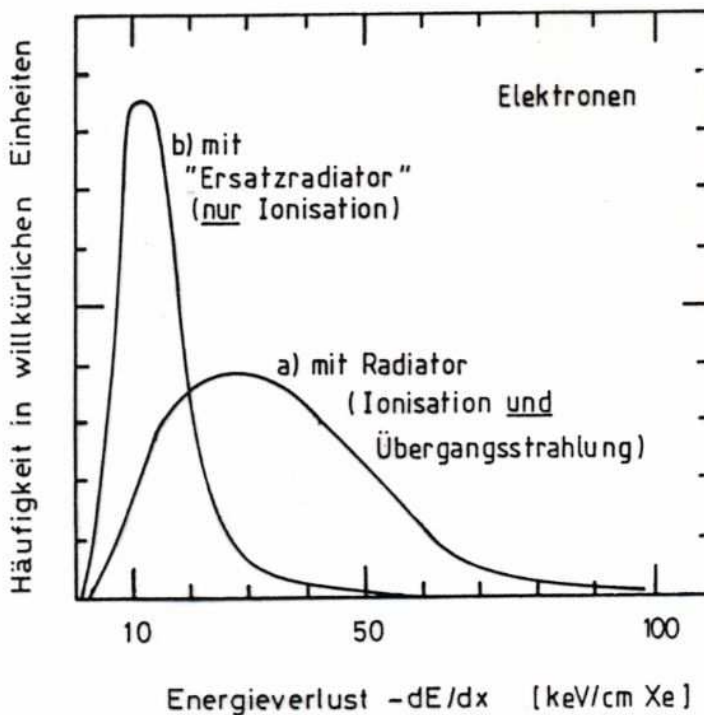
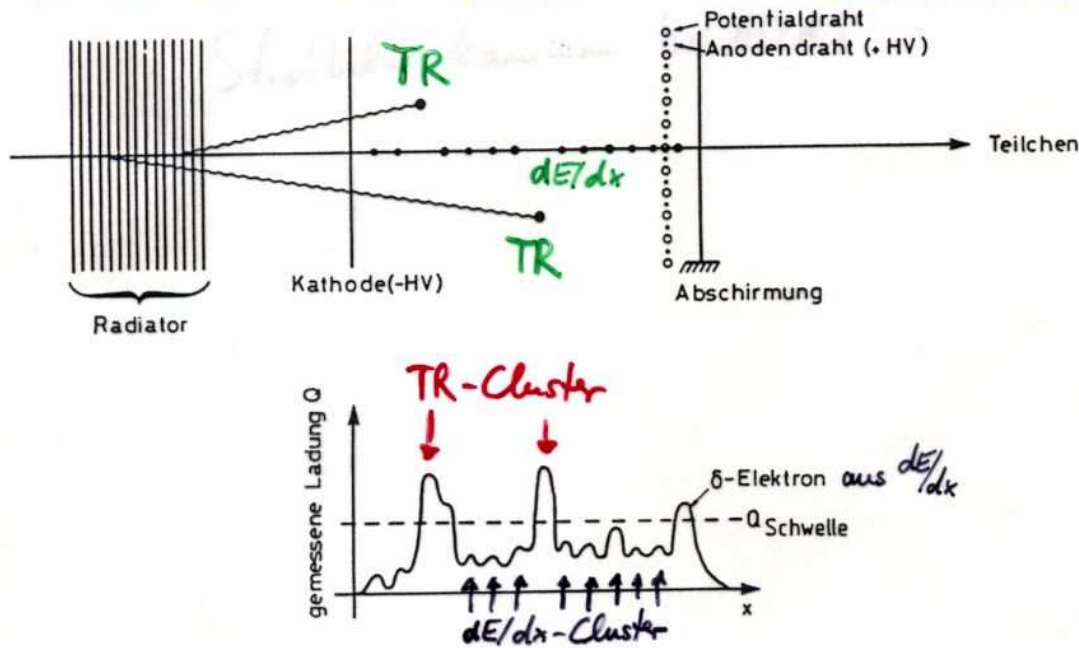


Abb. 6.23 Prinzipieller Verlauf der Häufigkeitsverteilung des Energieverlustes hochenergetischer Elektronen für einen Übergangsstrahlungsdetektor mit Radiator und "Ersatzradiator" (nach [143]). *Ersatzradiator $\hat{=}$ gleicher Material und Strahlungslänge aber keine Folienstapelstruktur*

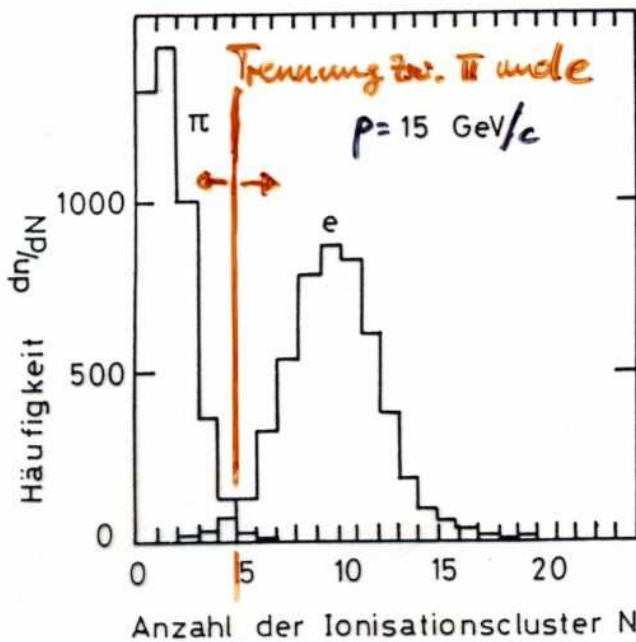
Übergangsstrahlungsdetektor

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 Übergangsstrahlungsphotonen.



\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

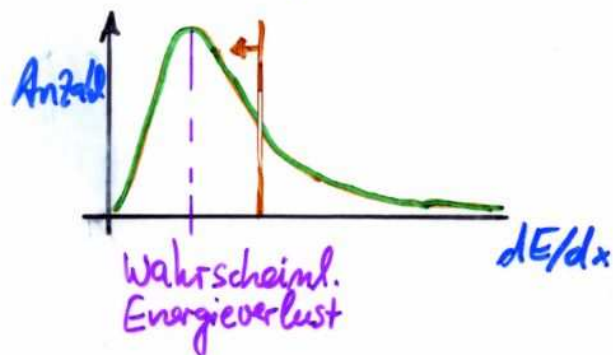
- $\langle \frac{dE}{dx} \rangle \sim 1/\beta^2$, wo zusätzlich auch Flugzeitmessungen aufgrund der geringen β möglich sind
- **relativist. Anstieg** ($\langle \frac{dE}{dx} \rangle \sim \ln\beta\gamma^2$), der auch durch RICH-Zähler abgedeckt werden kann

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%). N kleinste 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

HWB = $2.36 \cdot \tau_r$ aus Untersuchungen bestimmt wurden (\rightarrow Abb 5.23)

z.B.: $L = 4\text{m} \rightarrow N = 150$, $T = \frac{400\text{cm}}{150} = 2.7\text{cm}$ für Argon-Zählgas unter Normalbedingungen

Spezifische Energieverlust

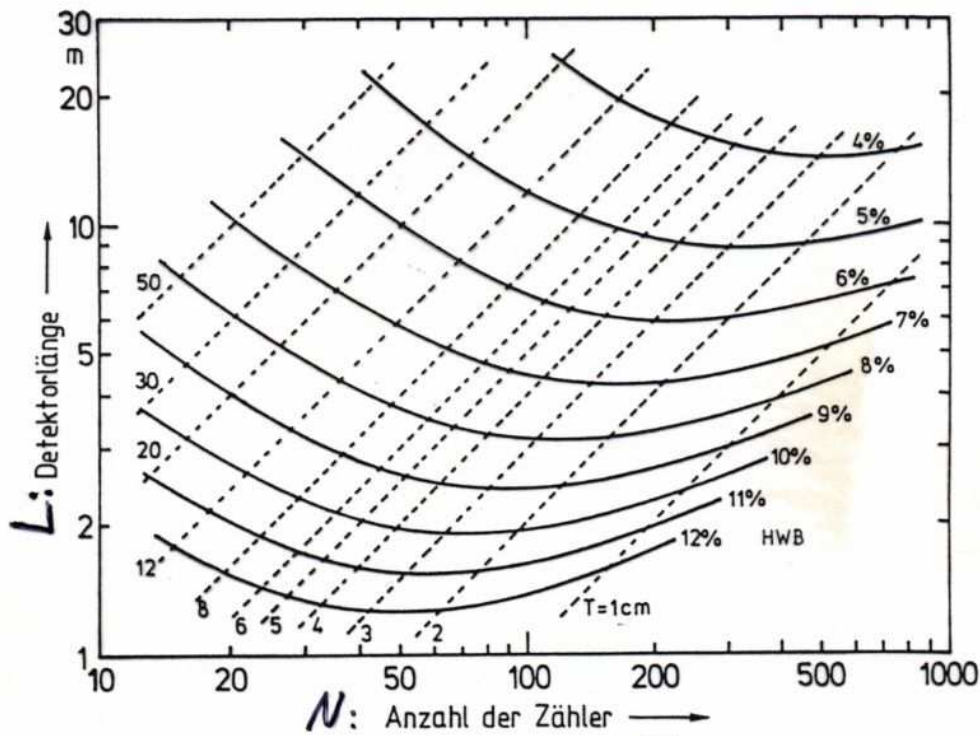
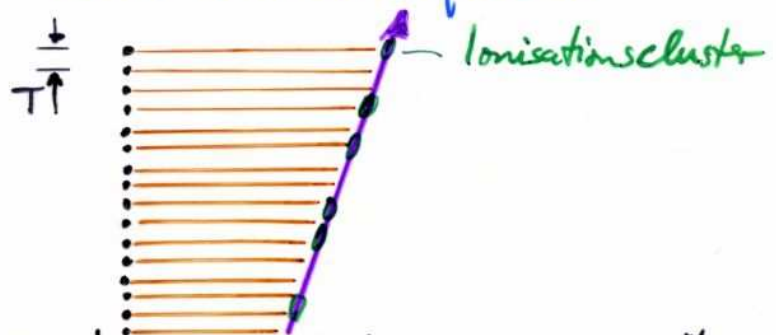


Fig.5.23: Halbwertsbreite der relativen Auflösung bei der Messung des Energieverlustes in N Zählern der Dicke T (1 bis 50 cm) $L=N \cdot T$ ist die Detektorlänge, das Gas ist Argon bei 1 bar Druck [AD 74].

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:

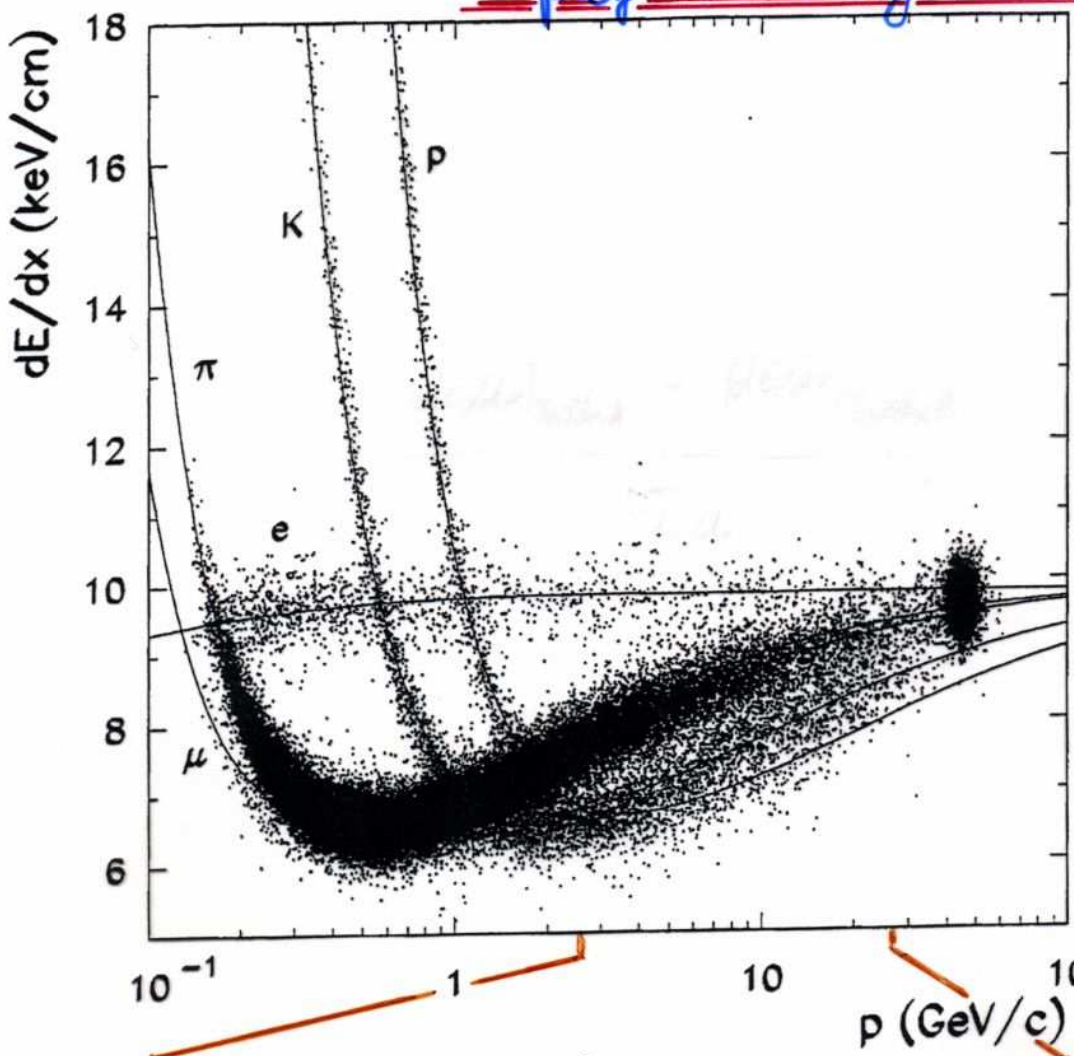
$$\sigma_r \sim 6.2\% / \sqrt{N \cdot T \cdot p [\text{bar}]}$$

Praktisch wird diese $1/\sqrt{N \cdot T \cdot p}$ -Abhängigkeit aufgrund des o.g. Dichte-Effekts nicht ganz erreicht. Typische

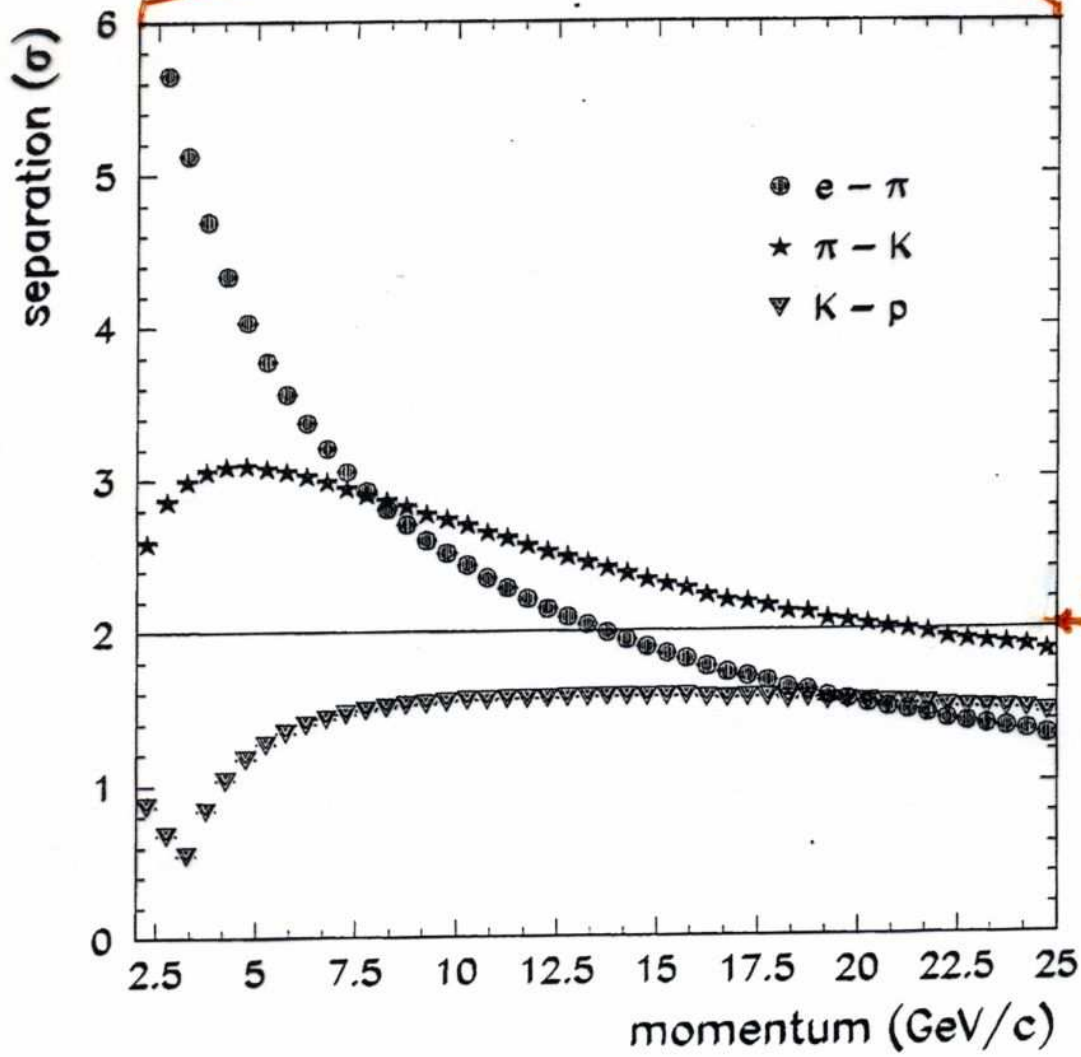
Werte sind $\sigma_r \sim 5.8\% \cdot (N \cdot T \cdot p)^{-0.37}$

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:

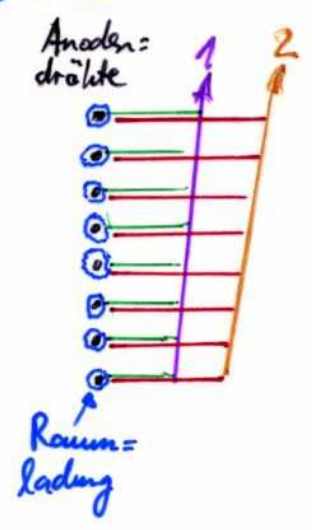
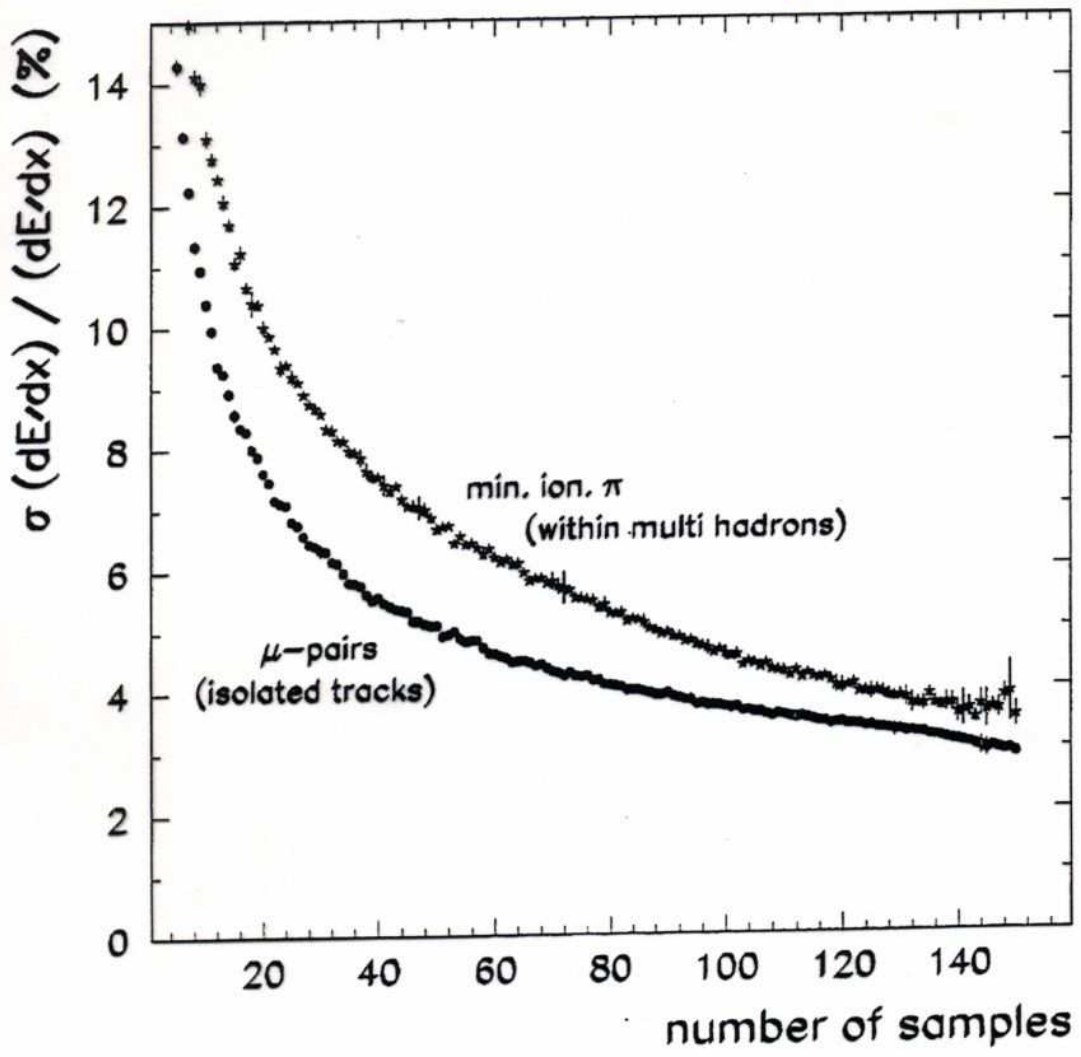
$$\frac{(\frac{dE}{dx})_{\text{Teilchen A}} - (\frac{dE}{dx})_{\text{Teilchen B}}}{\sigma}$$

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 :

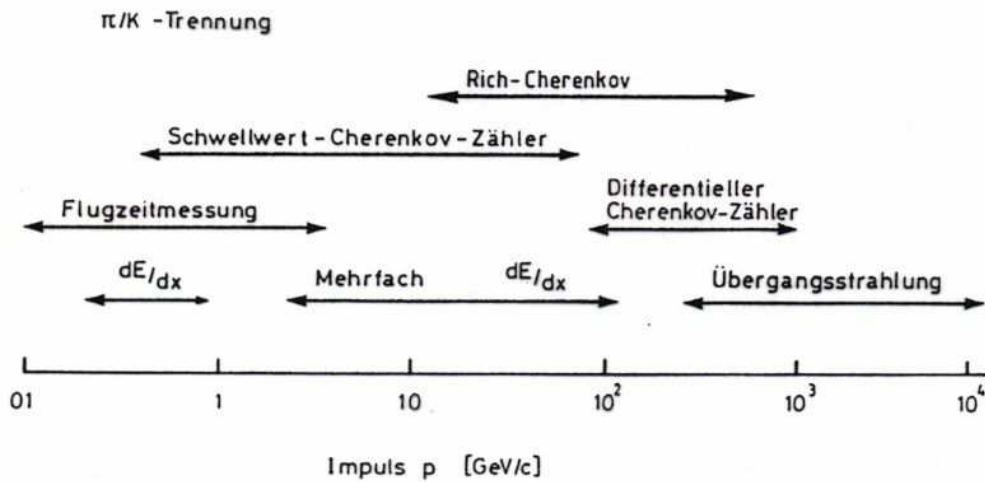


Abb. 6.34 Darstellung der charakteristischen Impulsbereiche zur π/K -Trennung für verschiedene Teilchenidentifizierungsmethoden.

Mögliche Kombination verschiedener Teilchenidentifizierungsmethoden in einem Detektor

NB: zunehmende Wechselwirkungslänge des Materials, je weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt der Detektor angeordnet wird

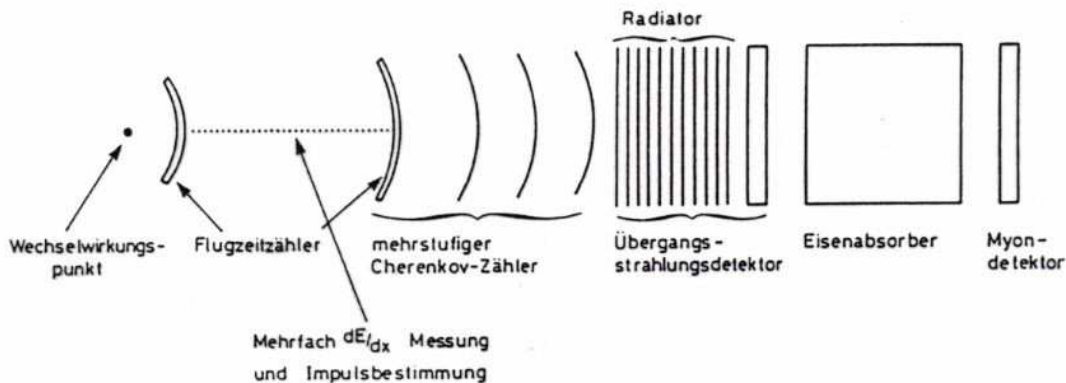


Abb. 6.35 Skizzierung eines Detektors mit Spezialisierung auf Teilchenidentifizierung.