

Kerne und Teilchen

Moderne Experimentalphysik III
Vorlesung 1

MICHAEL FEINDT
INSTITUT FÜR EXPERIMENTELLE KERNPHYSIK

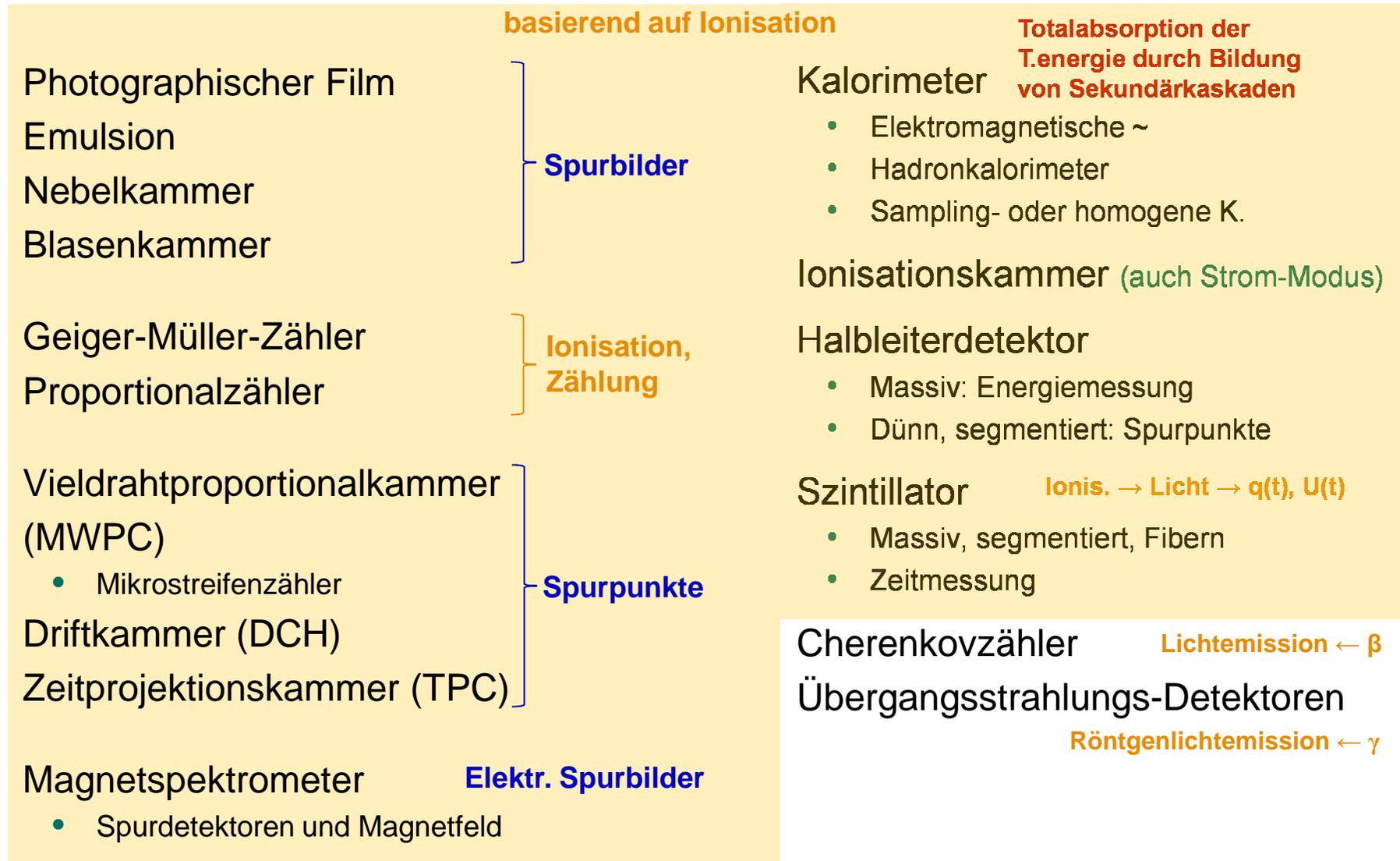
Detektoren und Beschleuniger

Literatur

- K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner
- Hinterberger, Physik der Teilchenbeschleuniger, Springer
- S. Humphries Jr., Principles of Charged Particle Acceleration, pdf-Buch <http://www.fieldp.com/cpa/cpa.html>
- K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner, bzw. Detectors for Particle Radiation, Cambridge Univ. Press
- C. Grupen, Teilchendetektoren, BI
- R. Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge Univ. Press
- W. R. Leo, Techniques for Nucl. and Part. Phys. Exp., Springer
- H. K. Schmidt, Meßelektronik in der Kernphysik, Teubner
- R. N. Cahn & G. Goldhaber, The Experimental Foundations of Particle Physics, Cambridge Univ. Press

Quelle: Blümer, Physik 6, 2003

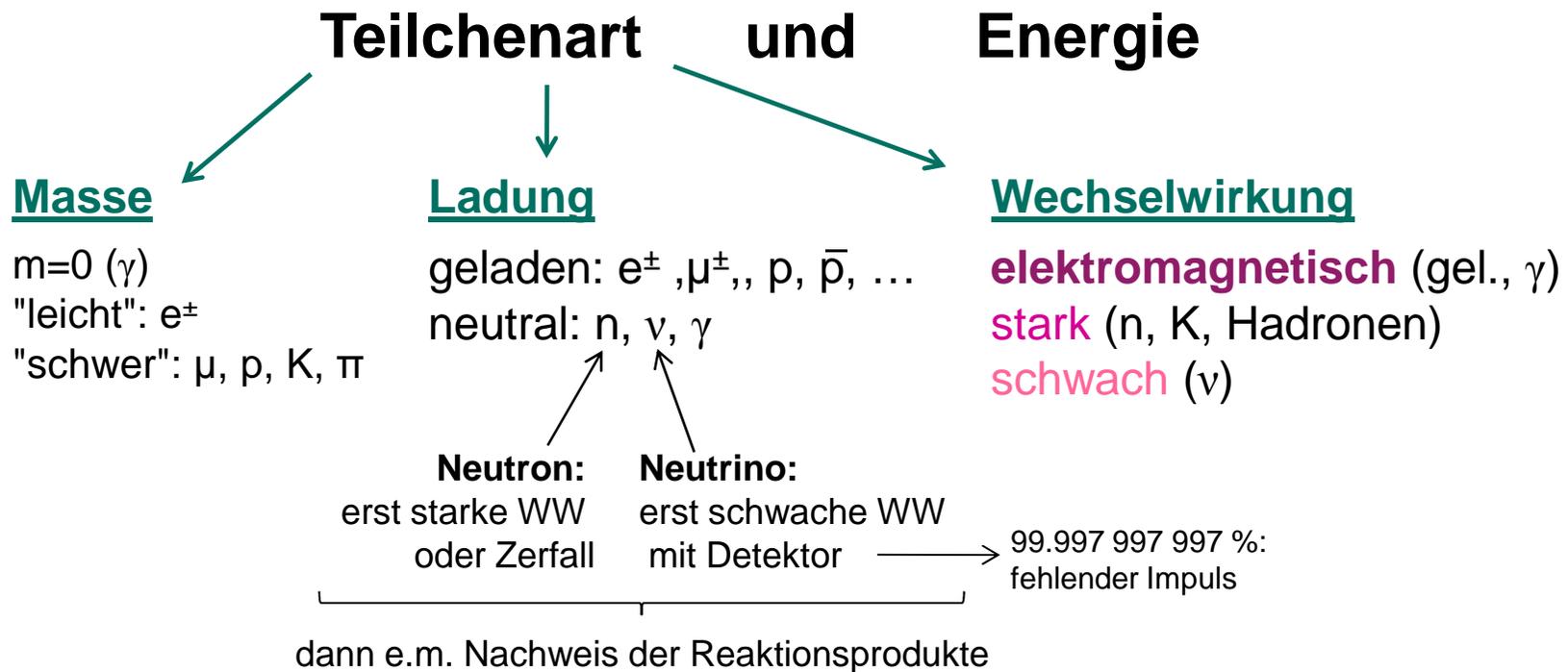
Detektoren



Quelle: Blümer, Physik 6, 2003

Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

- ausgenutzt in Detektoren
- verschiedene Effekte dominieren je nach



Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

■ geladene Teilchen:

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

Ionisation
Bremsstrahlung
Cherenkov – Effekt
Übergangsstrahlung

■ Photonen:

Photoeffekt
Comptoneffekt
Paarbildung

Ionisation

spezifischer Energieverlust durch Ionisation, dE/dx

- Bethe – Bloch – Gleichung (1930-1933):

einlaufendes Teilchen

$$\frac{dE}{dx} = D_e \left(\frac{Z_1}{\beta} \right)^2 \eta_e \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right]$$

$4\pi r_e^2 m_e c^2$
 $= 5.1 \cdot 10^{-25} \text{ MeV cm}^2$

Materialeinfluss: $\eta_e = Z_2 \eta_a = Z_2 N_A \rho / A$
 $I \approx Z_2 \cdot 10 \text{ eV}$ ("mittleres Ionisations-Potential")
 $\delta \approx \text{Dichte-Korrektur}$

- wird bei Experimenten oft auch als $dE/d(\rho x)$ angegeben:

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}$$

Spezifischer Energieverlust durch Ionisation

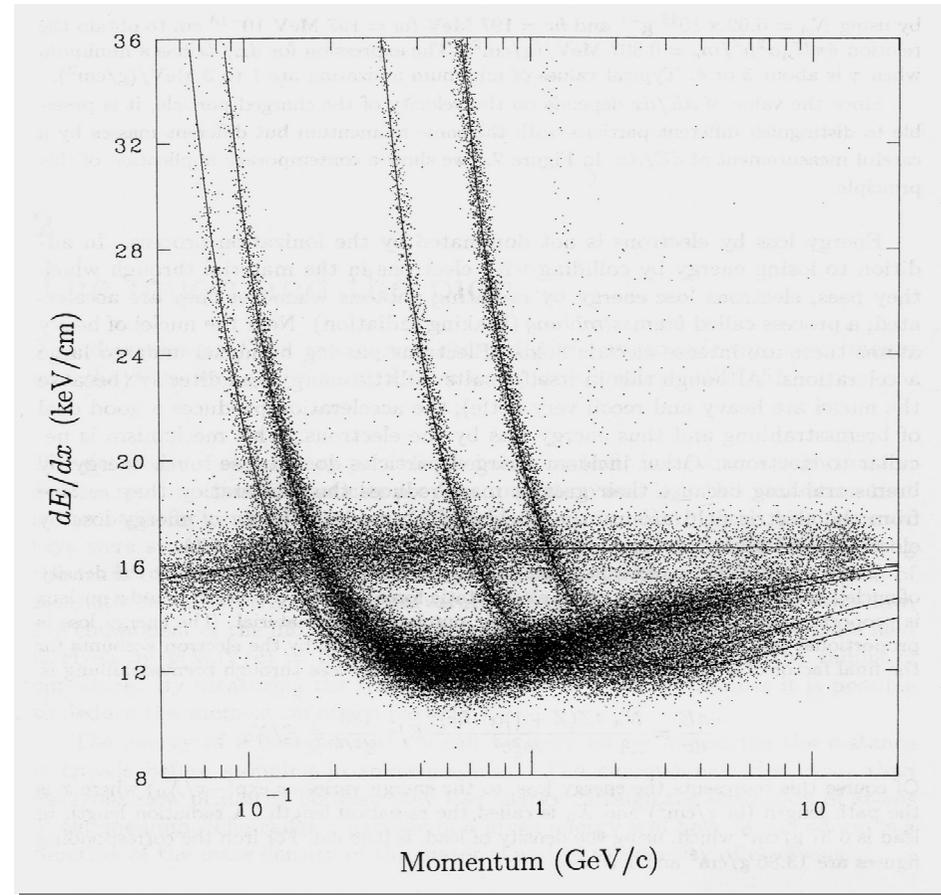
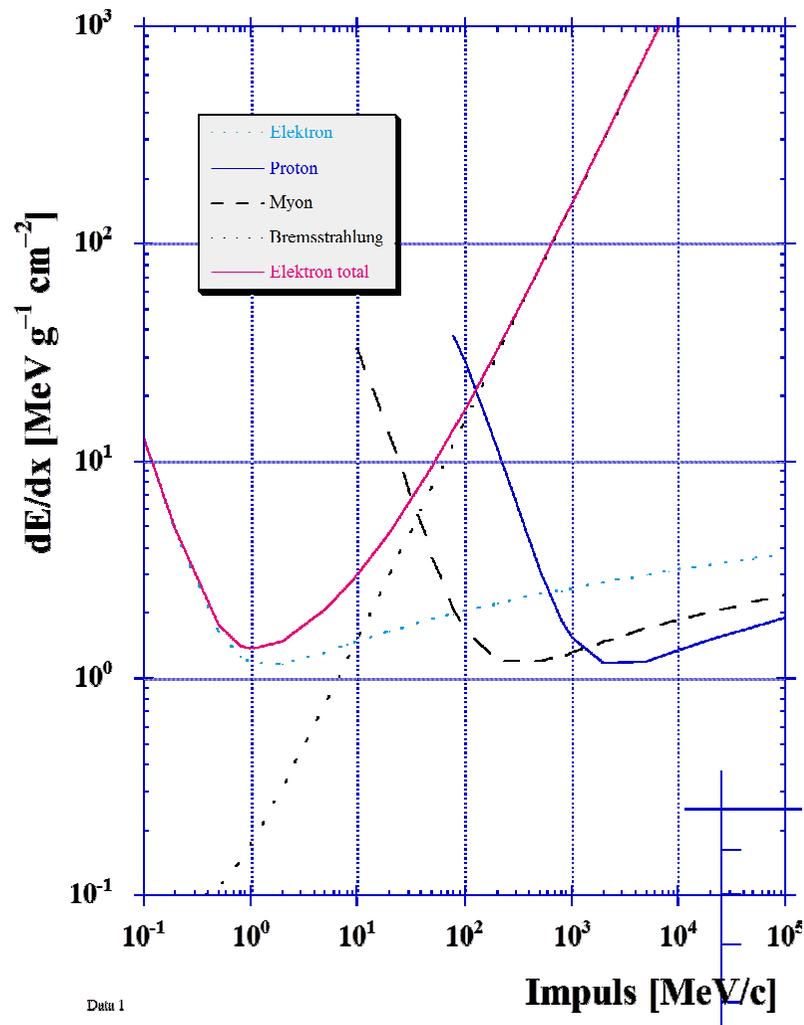
$$\frac{dE}{dx} = D_e \left(\frac{Z_1}{\beta} \right)^2 \eta_e \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right]$$

einlaufendes Teilchen
Materialeinfluss

- $dE/dx \propto Z_1^2 \cdot Z_2$
- Teilchenmasse geht nicht ein, nur Geschwindigkeit:
 $dE/dx \propto 1/\beta^2$ bei kleiner Energie
- relativistischer Anstieg mit $\ln \gamma^2$
- ... begrenzt durch Dichteeffekt: $\delta(\gamma) \rightarrow dE/dx = const$
- Minimum von dE/dx beträgt $1 - 2 \text{ MeV} / (\text{g cm}^{-2}) \cdot \rho$
und liegt bei $\beta\gamma \approx 3-4$

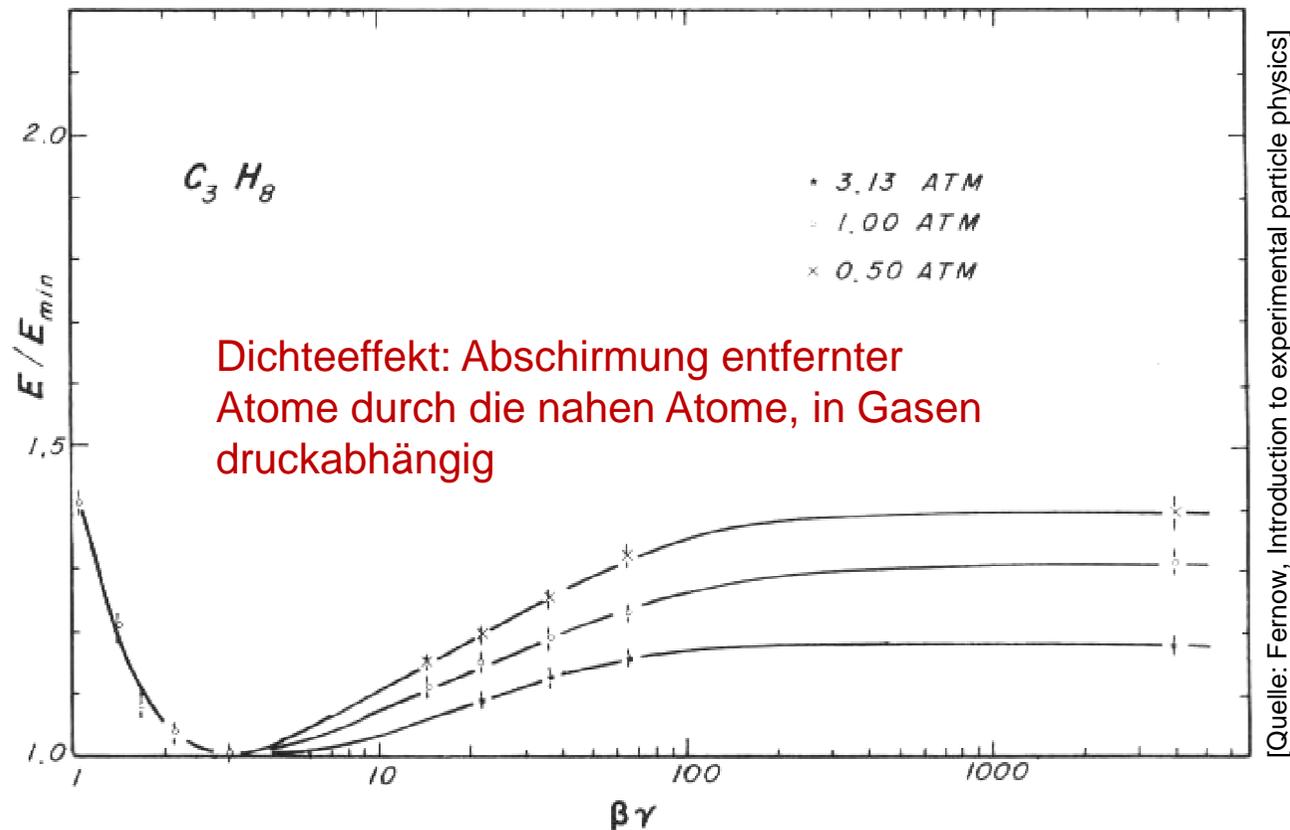
Spezifischer Energieverlust in Platin

(+ Bremsstrahlung für Elektronen)



Spezifischer Energieverlust: Dichteeffekt

Figure 2.6 Measured mean energy losses in propane as a function of pressure and $\beta\gamma$. The energy losses are normalized to those for 3-GeV/c protons. (After A. Walenta, J. Fischer, H. Okuno, and C. Wang, Nuc. Instr. Meth. 161: 45, 1979.)

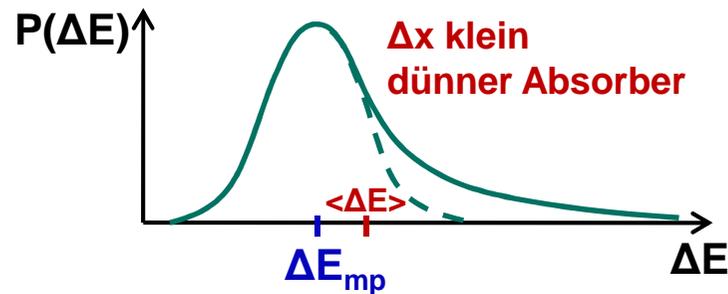


Im Festkörper kein relativistischer Anstieg

Spezifischer Energieverlust: Fluktuationen

dE/dx = **mittlerer Energieverlust**

- zentrale Stöße seltener als periphere: $P(\Delta E \text{ groß}) < P(\Delta E \text{ klein})$
- ΔE für dünne Materieschicht: $\Delta E = \frac{dE}{dx} \cdot \Delta x$
hat asymmetrische Wahrscheinlichkeitsverteilung (mit "Landau-Schwanz")



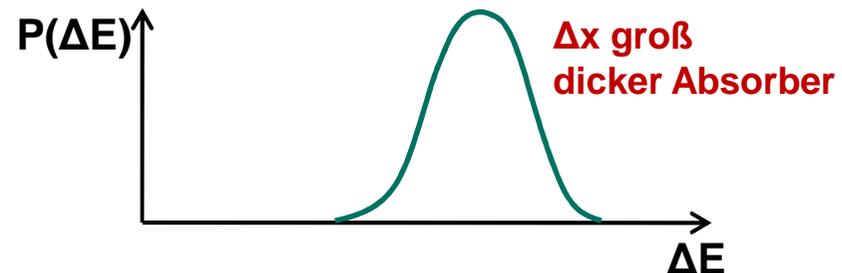
Landau, Vavilov 1957

analytische Näherung: Moyal-Funktion

$$\chi(\lambda) = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda - e^{-\lambda})\right)$$

$$\lambda = (\Delta E - \Delta E_{mp})/b$$

a = Höhe
 ΔE_{mp} = Lage
 b = Breite



≈ Gaußkurve

ΔE = Summe vieler kleiner Zufallswerte



zentraler Grenzwertsatz



Gauß-Verteilung

Spezifischer Energieverlust: Fluktuationen

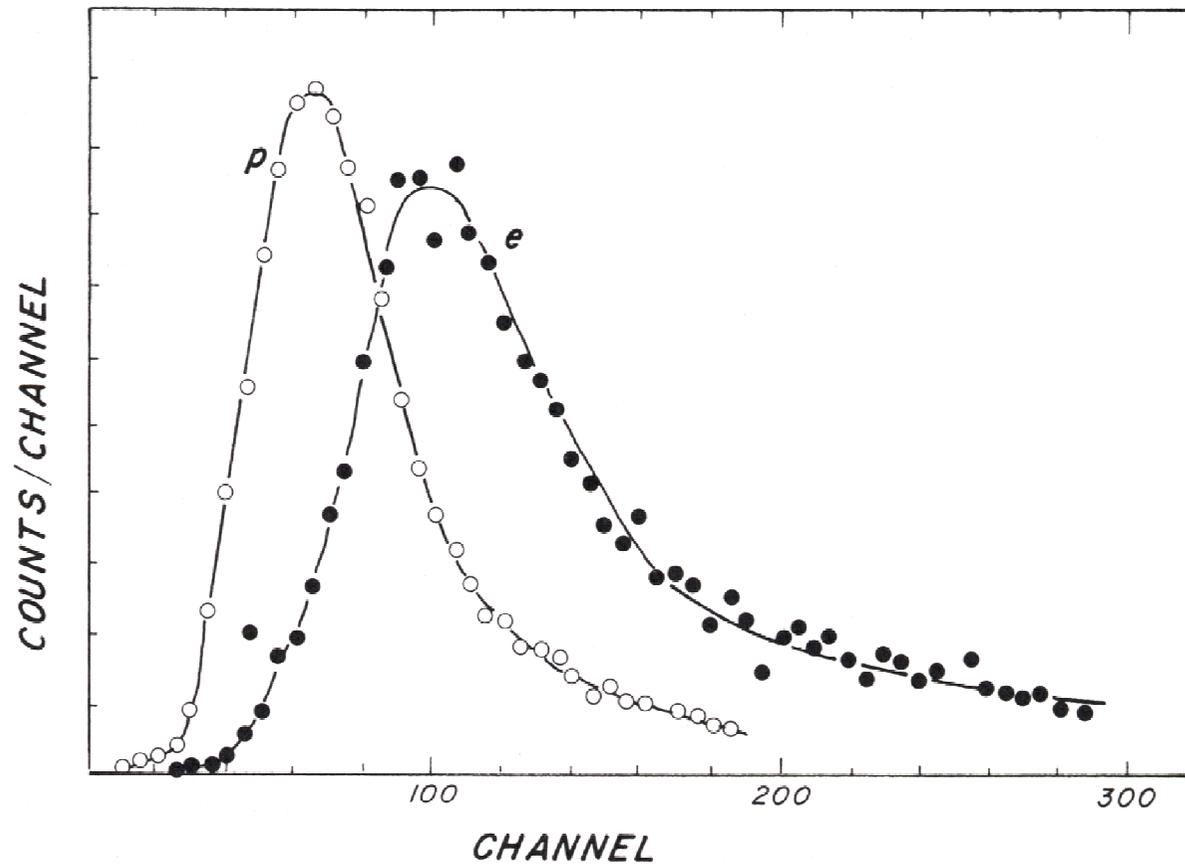
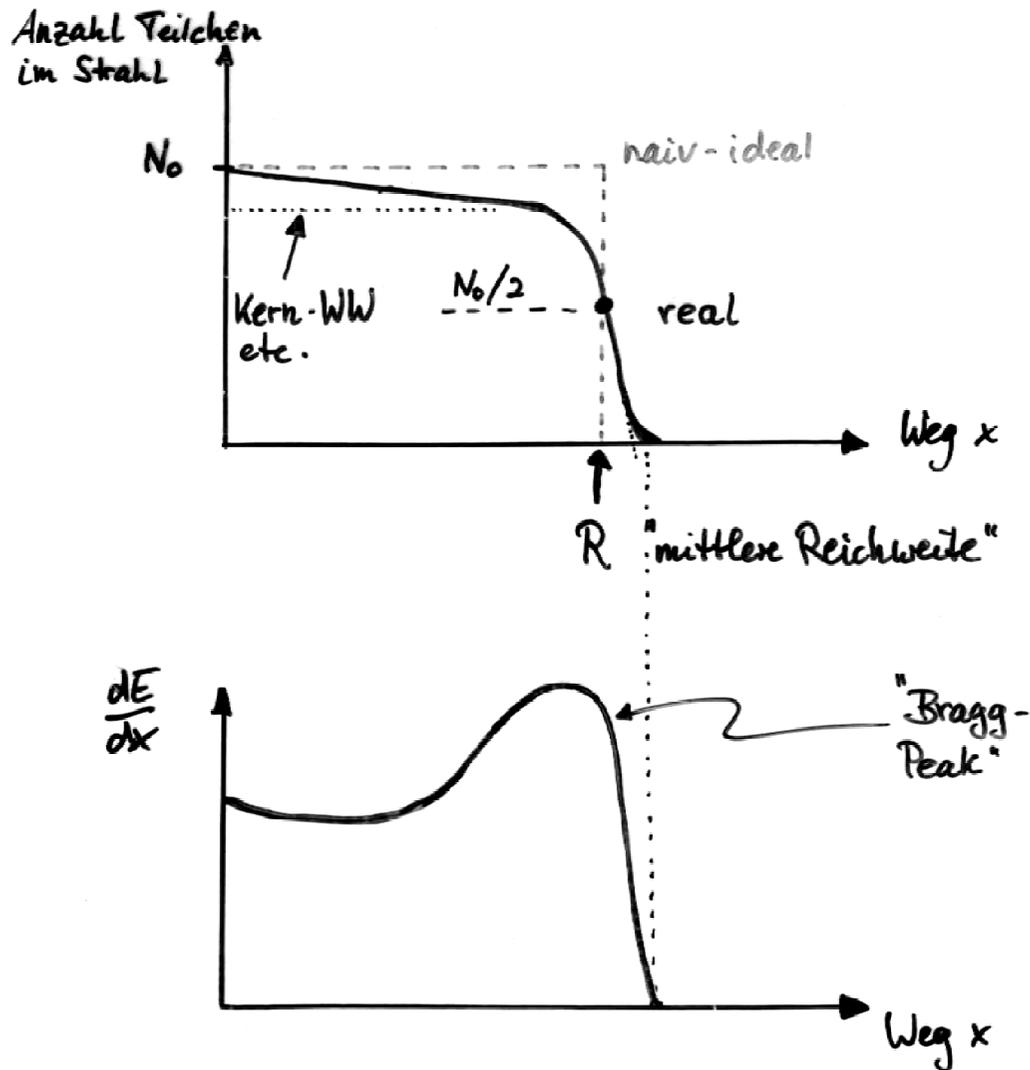


Figure 2.7 Measured pulse height distributions for 3-GeV/ c protons and 2-GeV/ c electrons in a 90% Ar + 10% CH₄ gas mixture. (After A. Walenta, J. Fischer, H. Okuno, and C. Wang, *Nuc. Instr. Meth.* 161: 45, 1979.) [Quelle: Fernow, Introduction to experimental particle physics]

Reichweite geladener Teilchen in Materie

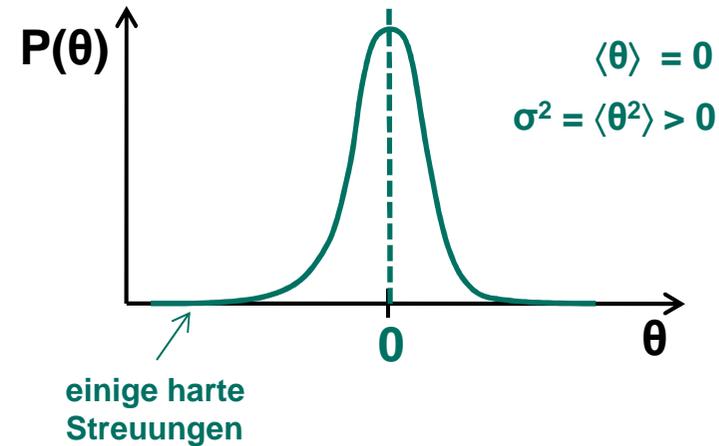
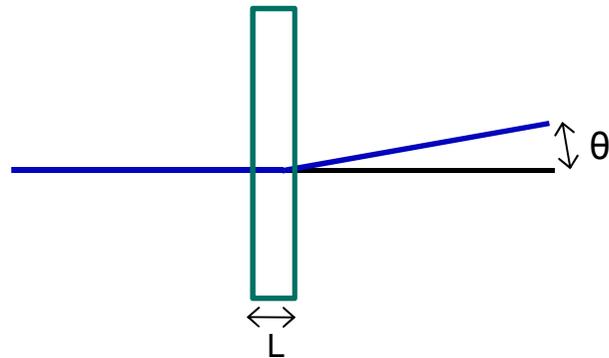


für geladene (schwere) Teilchen
 $m \gg m_e$
monoenergetisch, E

Anwendung in der Medizin:
3-D Tumorbestrahlung
TERA-Projekt

[Quelle: Blümer, Physik 6, 2003]

Wechselwirkung mit Materie: Vielfachstreuung



- statistischer Prozeß:

$$\theta_{streu} \propto \sqrt{L}, \quad \propto \frac{1}{p}$$

mit charakteristischen Skalenfunktionen

- praktische Näherung:

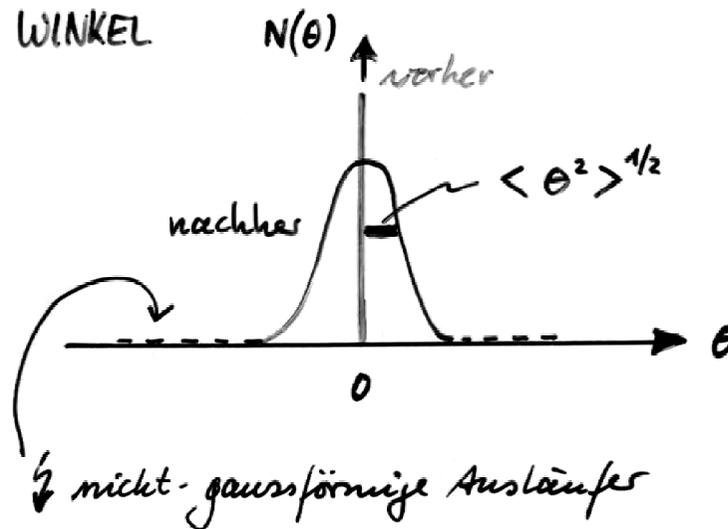
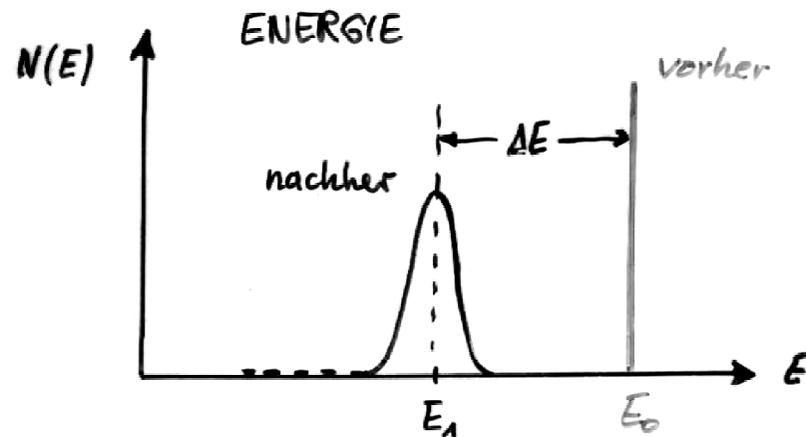
$$\sqrt{\langle \theta_{streu}^2 \rangle} \approx \frac{21 / (\text{MeV} / c)}{p / (\text{MeV} / c)} \cdot \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

X_0 = Strahlunglänge

Pb: 5mm

Plastik: 40 cm

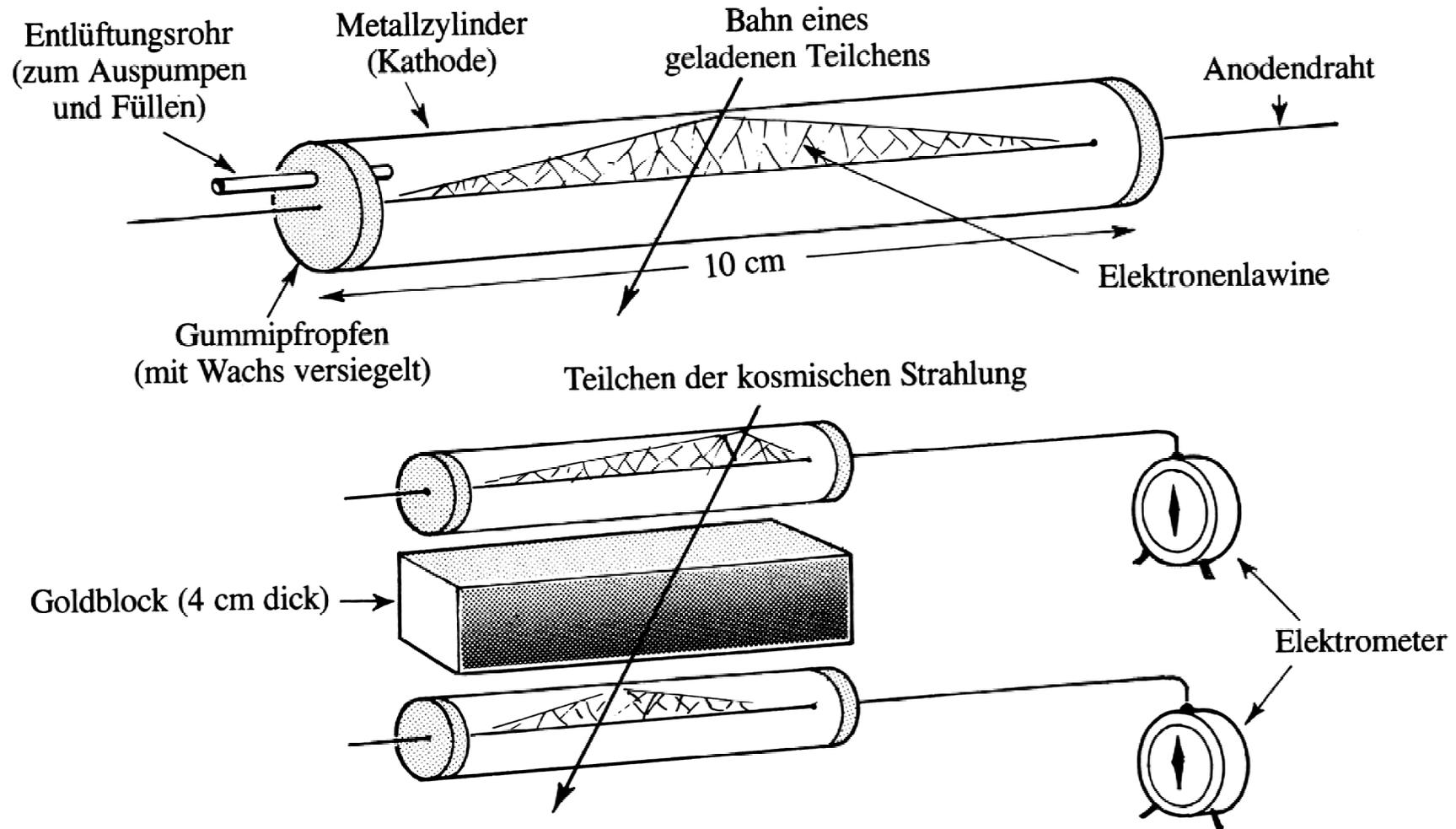
Absorbereinfluß



**Absorbereinfluß auf
einen parallelen,
monochromatischen
Teilchenstrahl**

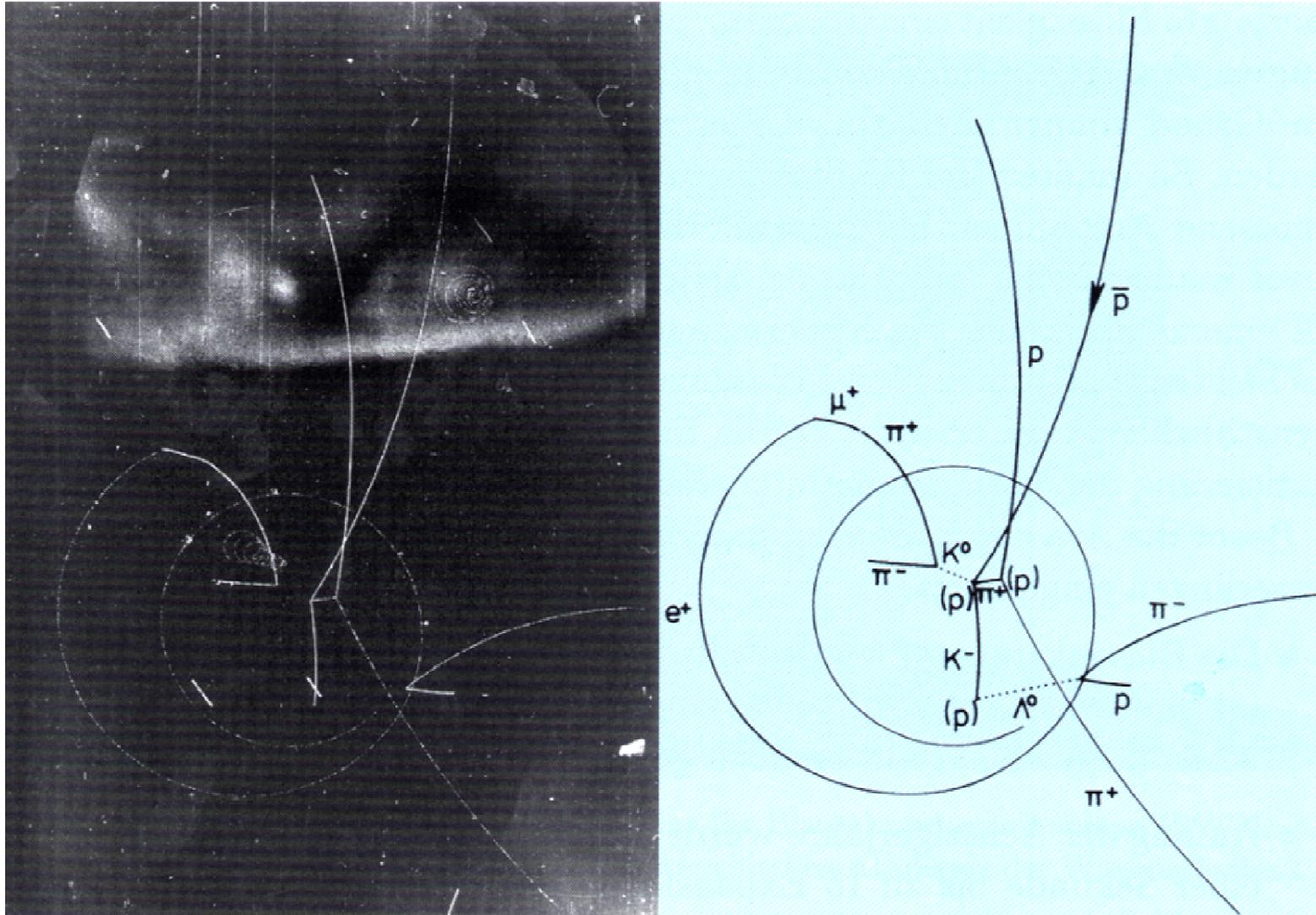
[Quelle: Blümer, Physik 6, 2003]

Klassische Detektoranordnung... Zählrohr mit Koinzidenz



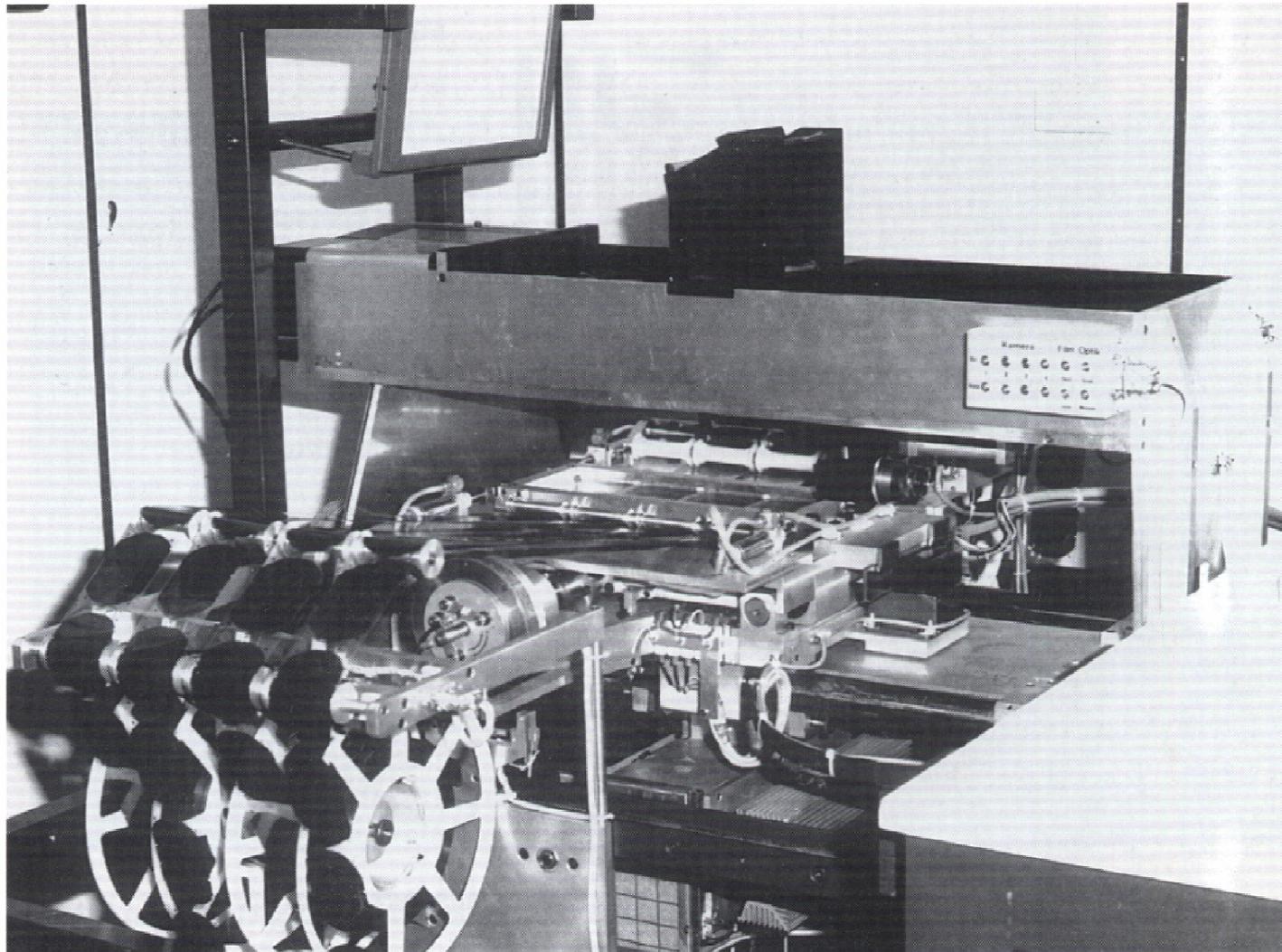
[Quelle: Close, Spurensuche im Teilchenzoo]

Blasenkammer – Aufnahme



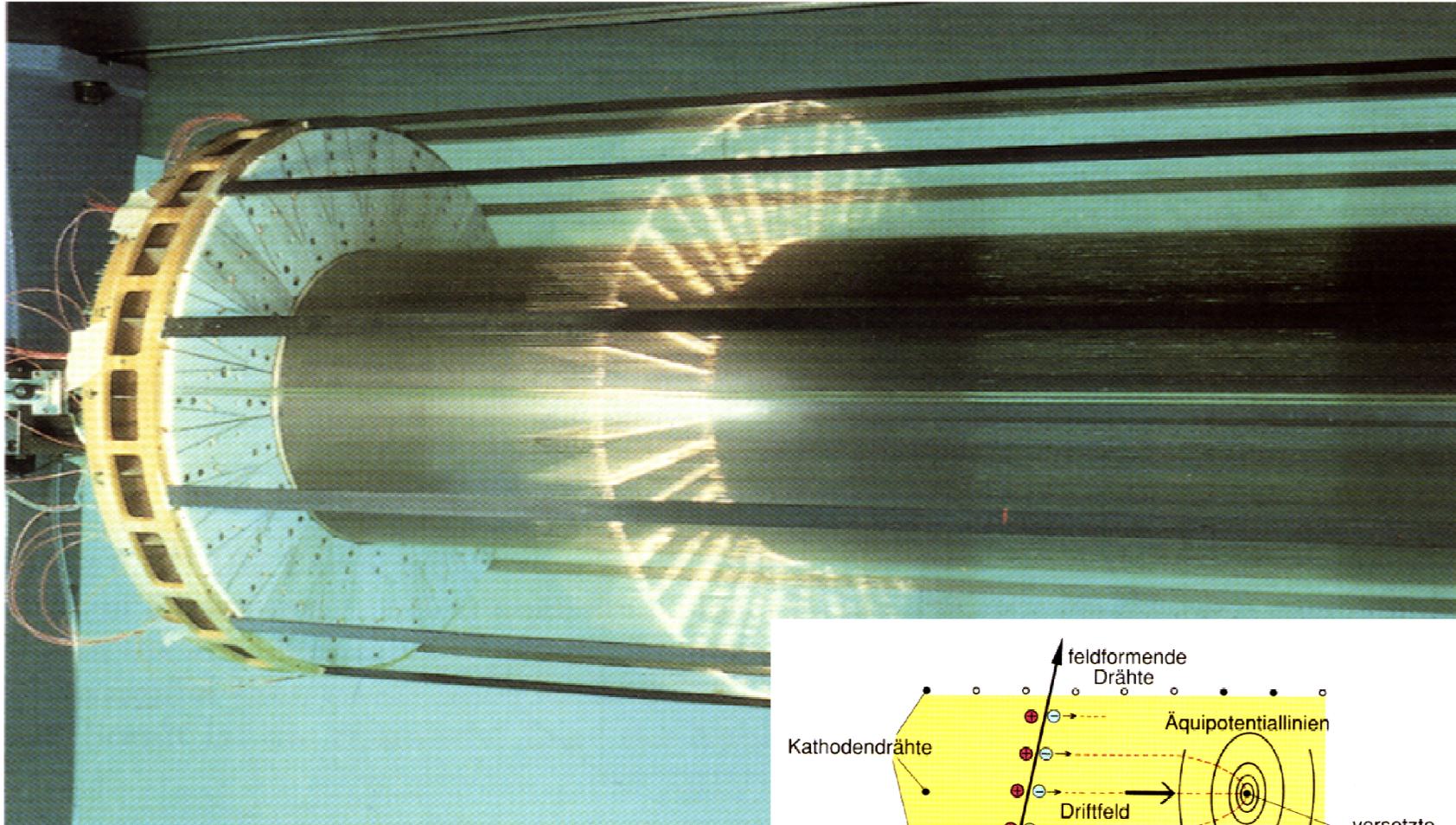
[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Blasenkammer – Auswertungsmaschine



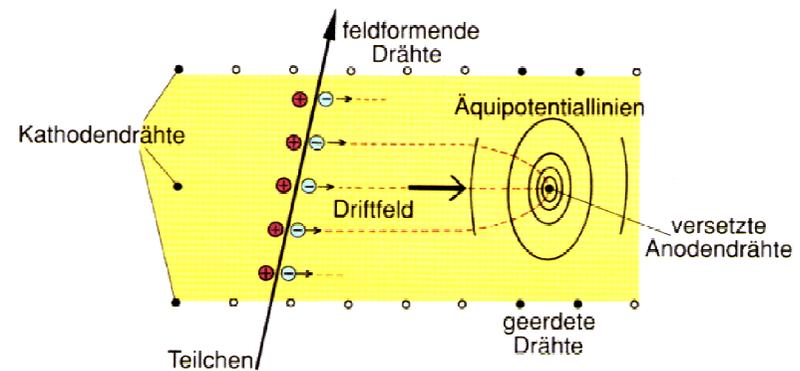
[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Driftkammer

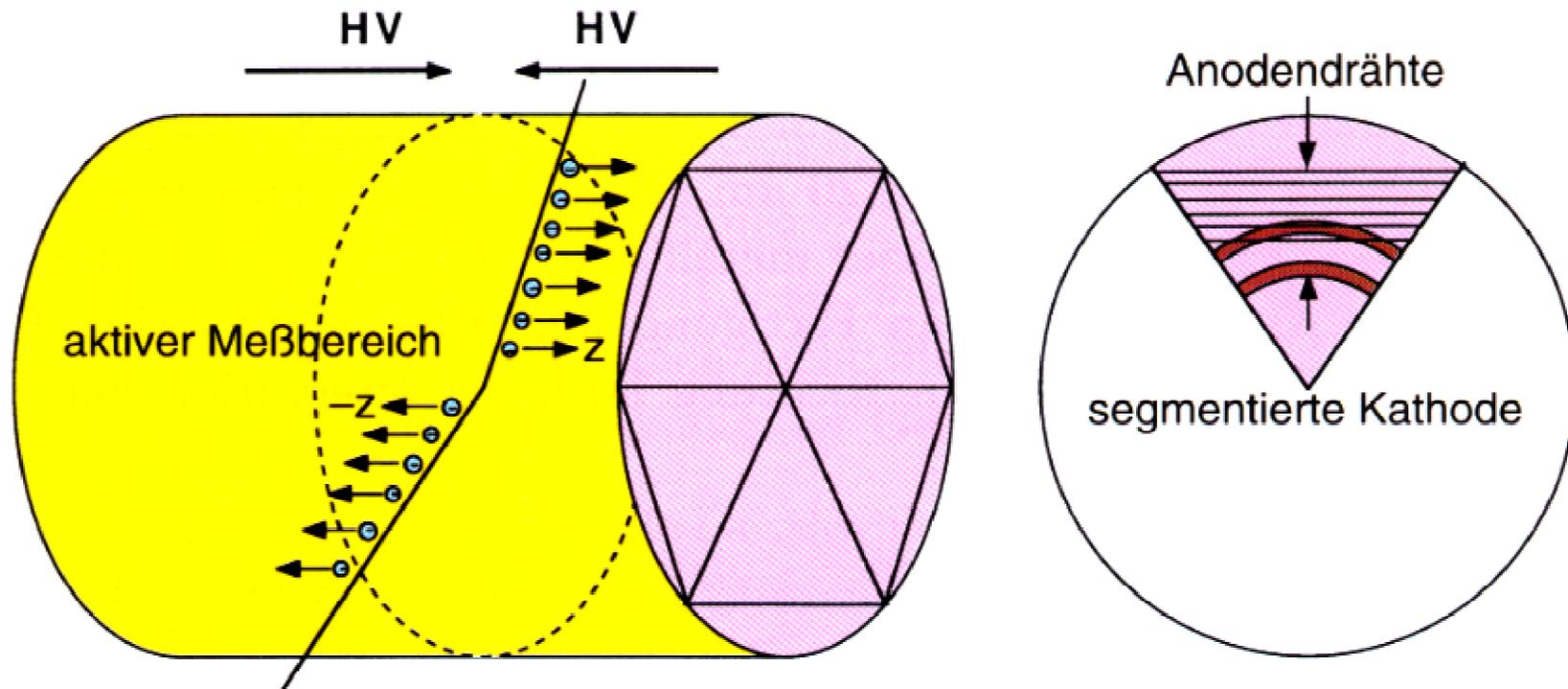


Driftzeit → **Distanz zum Draht**

[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]



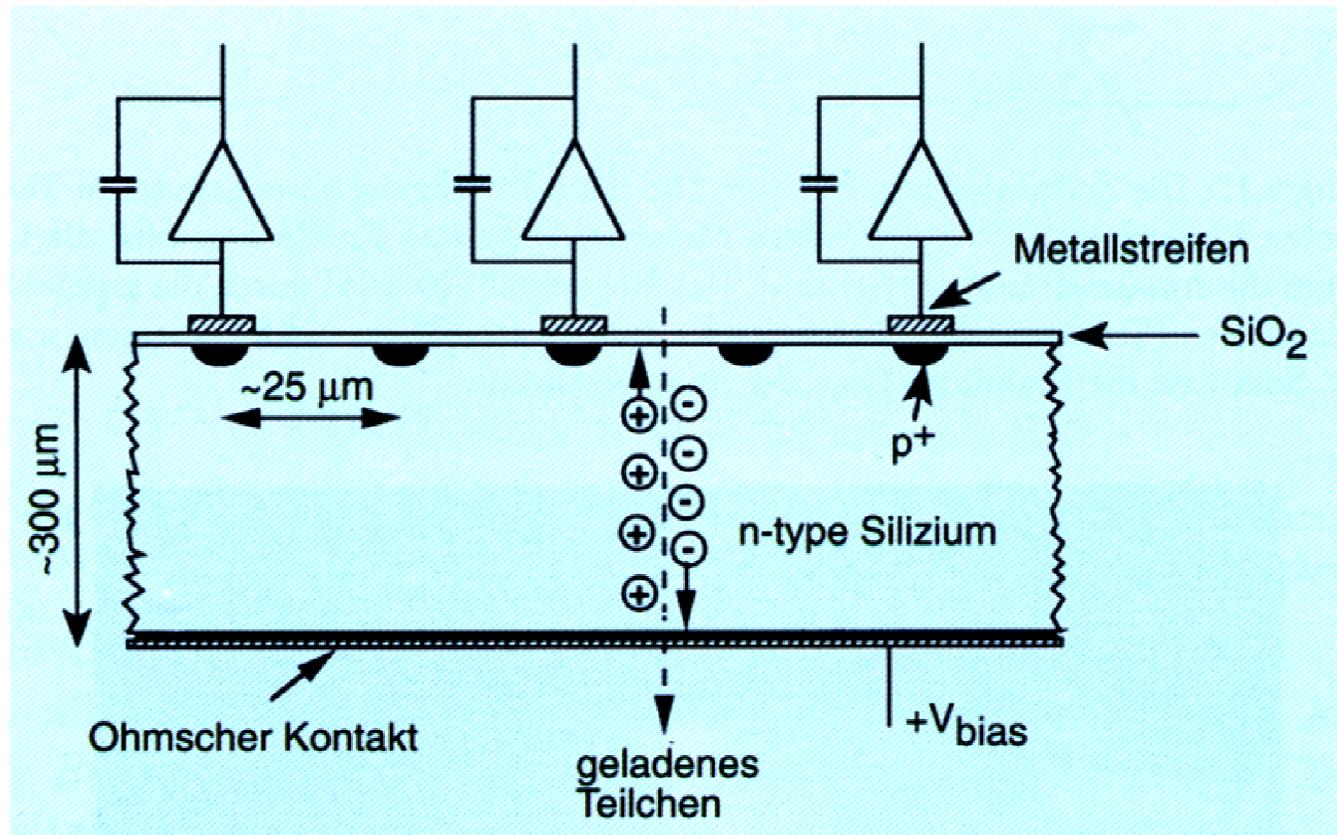
TPC (Time Projection Chamber)



- Driftdistanz bis zu Metern
- 3-dimensionale Messpunkte, z aus Driftzeit
- B-Feld parallel zu E-Feld minimiert Dispersion

[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Silizium – Halbleiterdetektoren



- in Sperrrichtung geschaltete Diode
- Elektron-Loch-Paare entlang der Spur liefern messbare Signale

[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

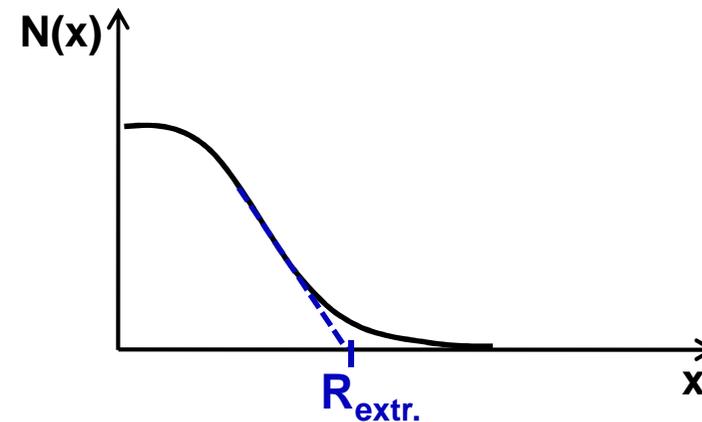
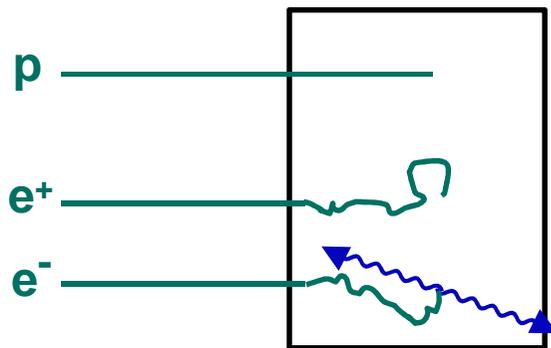
Energieverlust von leichten Teilchen : e^\pm

$E \leq E_c$: überwiegend Ionisation

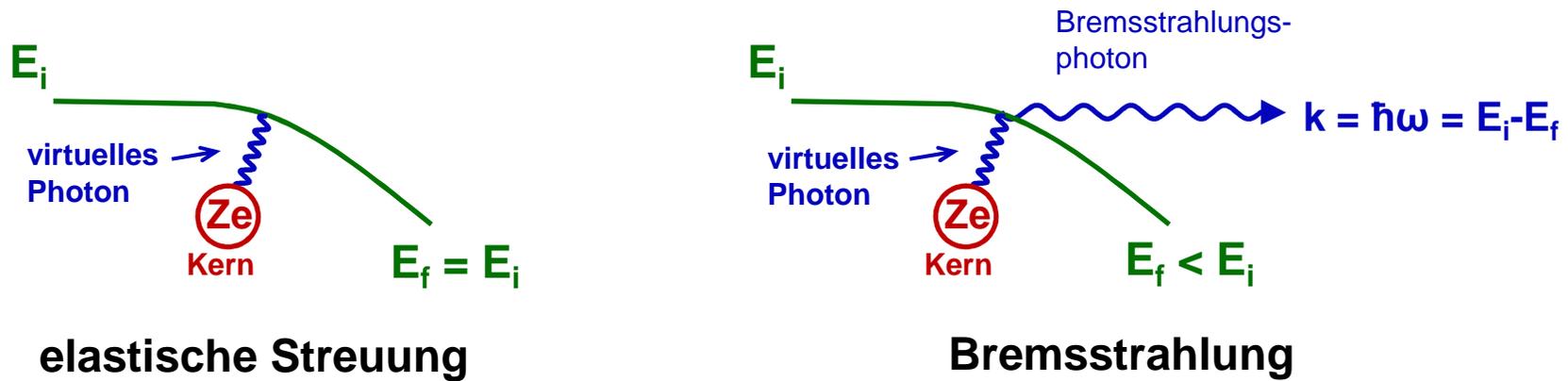
$E \geq E_c$: überwiegend Bremsstrahlung

beide $\beta \rightarrow 1$

- E_c = kritische Energie $\approx 600 \text{ MeV} / Z_{\text{absorber}}$
- es gibt genauere Formeln für e^\pm - Ionisation (Spinabhängigkeit, Ladungseffekte etc.)
- Reichweite von e^\pm irregulär!



Strahlungsbereich $E > E_c$



■ Bethe – Heitler 1934 :

$$N(\omega)d\omega \propto Z^2 \frac{d\omega}{\omega}$$

$$\frac{d\sigma}{dk} \propto Z_1^4 \cdot Z^2 \cdot \frac{1}{m^2} \cdot \frac{1}{k}$$

schwere Absorber effektiver

μ, p stark unterdrückt
 $m_\mu \approx 200 \cdot m_e$

$1/E_\gamma$ -Spektren

Integration über $k \Rightarrow$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{rad} = -\frac{1}{X_0} \quad \text{mit} \quad E = E_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_0}}$$

X_0 : Strahlungslänge

Wechselwirkung von Photonen

- | | | |
|-----------------|----------------|---------------------------------------|
| ■ Photoeffekt | alles /nichts | überwiegt bei kleinen Energien |
| ■ Comptoneffekt | kontinuierlich | fällt mit E |
| ■ Paarbildung | alles /nichts | erst ab $E_\gamma > 2m_e c^2$ möglich |

Photoeffekt und Paarbildung **absorbieren** das Photon, es "ist danach weg"
 ⇒ "Reichweite" für Photonen ist das falsche Konzept.

Intensität eines Photonenstrahls nimmt exponentiell ab:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

$\lambda = 1/\mu = (\text{Abschwächungskoeffizient})^{-1} = \text{mittlere freie Weglänge}$

$$\mu_{\text{total}} = \mu_{\text{Ph}} + \mu_{\text{C}} + \mu_{\text{Paar}}$$

Photoeffekt

Absorption eines Photons durch ein im Atom gebundenes Elektron.

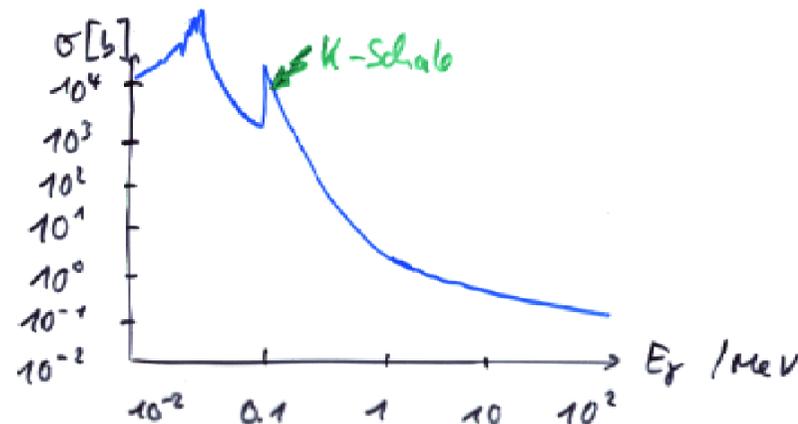
nimmt Impuls auf

Bindungsenergie E_B



- Atom + γ durch Rekombination
- Atom + e^-_{Auger}

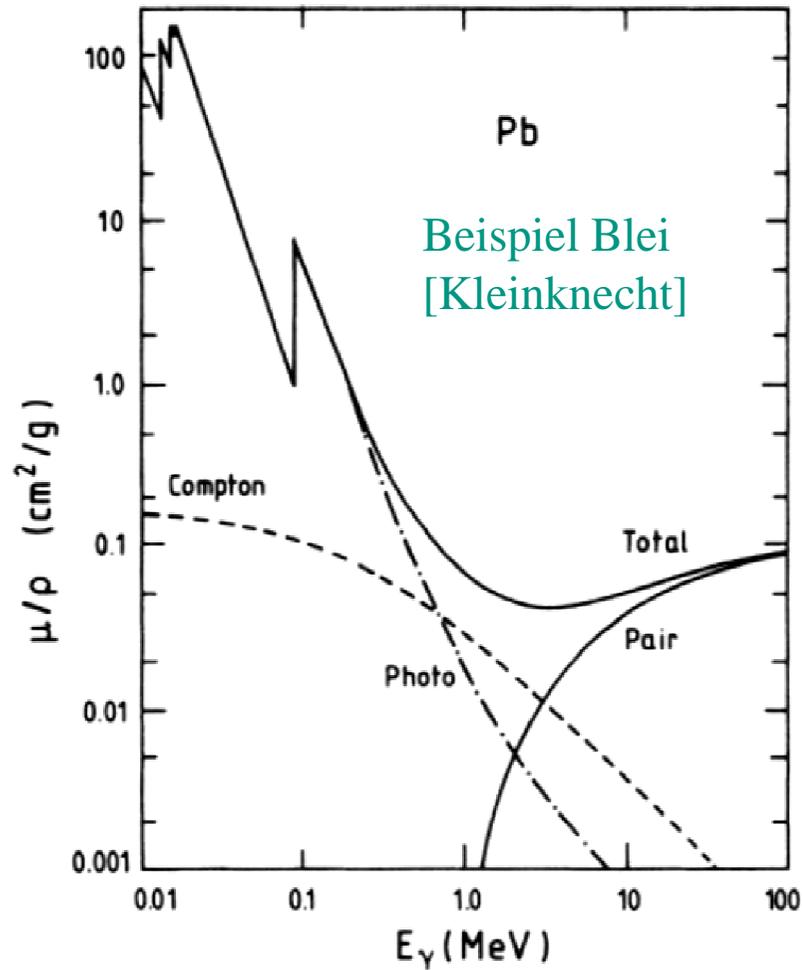
$$E_e = h \cdot \nu - E_B$$



Q.M. – Berechnung ist kompliziert, wenn die volle Wellenfunktion des Elektrons berücksichtigt werden soll.

WW von Photonen mit Materie

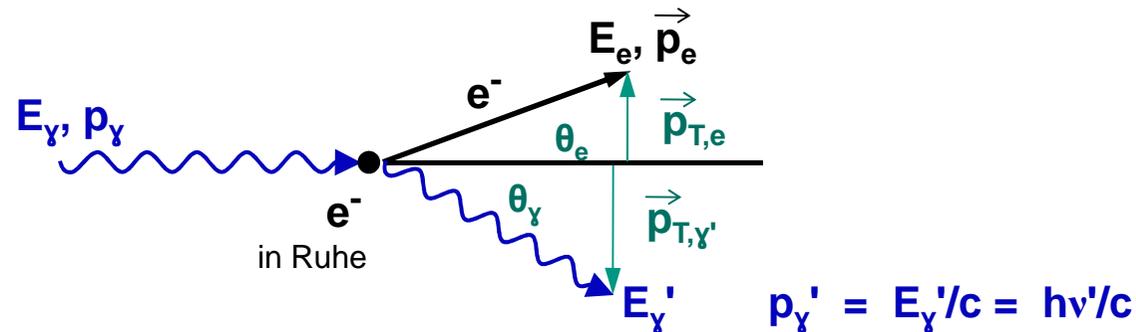
Fig. 1.3. Mass absorption coefficient μ/ρ for photons in lead.



Compton – Streuung

γ – Streuung an einem "freien" Elektron (E_B vernachlässigbar).

elastische Streuung:



- Impulserhaltung:

longitudinal:	$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta_{\gamma} + p_e \cos \theta_e$
transversal:	$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta_{\gamma} - p_e \sin \theta_e$
- Energieerhaltung

$(m_e c^2 +) h\nu = h\nu' + E_e$
$h\nu' = E_{\gamma}' = E_{\gamma} / (1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_{\gamma}))$
- Energieverlust des Photons $\hat{=}$ Wellenlängenverschiebung

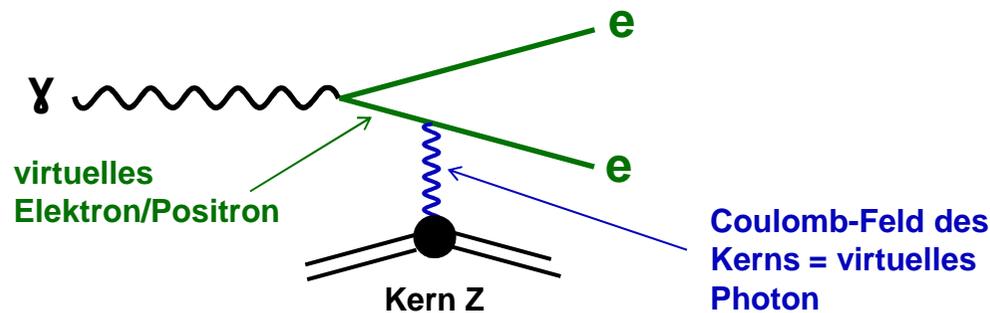
$$\Delta\lambda = \lambda_C (1 - \cos \theta_{\gamma})$$

$\lambda_C = hc / m_e c^2$
Compton-Wellenlänge

Paarbildung

Absorption eines Photons im Coulombfeld von Kernen (oder e) und Bildung eines e^+e^- – Paares.

übernimmt Rückstoß $-p, E$



- Schwellenverhalten: $E_\gamma \geq 2 \cdot m_e c^2 + 2 \cdot \frac{m_e^2}{m} c^2$

Ruheenergie von Elektron + Positron m Rückstoß

Kern- oder Elektronmasse

$m_K \gg m_e$ $E_\gamma > 2 m_e c^2$

$E_\gamma > 4 m_e c^2$

- Energieabhängigkeit:

$$\sigma_p \propto Z^2 \ln E_\gamma \quad \text{für } 5 m_e c^2 < E_\gamma < 50 m_e c^2$$

$$\propto Z^2 \quad \text{für } E_\gamma > 1000 m_e c^2$$

Kritische Energie und Strahlungslängen

Tabelle 3.1 Werte für die kritische Energie E_c und die Strahlungslänge X_0 für verschiedene Substanzen

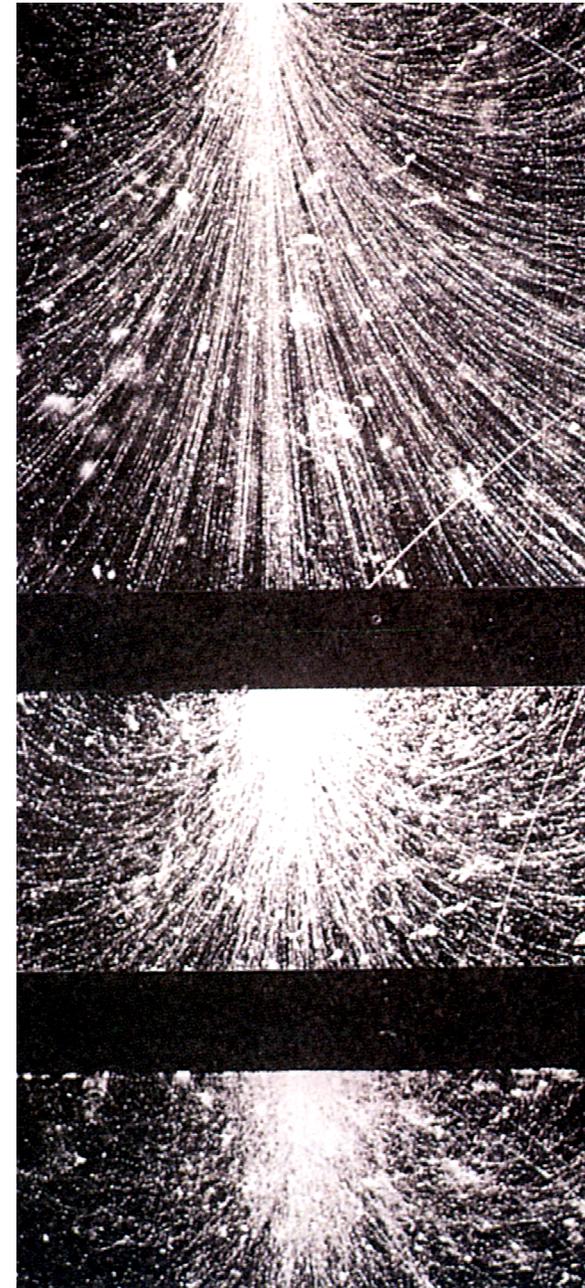
Material	Z	Dichte (g/cm ³)	Kritische Energie(MeV)	Strahlungslänge	
				g/cm ²	cm
H ₂ (flüssig)	1	0,071	340	62,8	887
He (flüssig)	2	0,125	220	93,1	745
C	6	1,5	103	43,3	28
Al	13	2,70	47	24,3	9,00
Fe	26	7,87	24	13,9	1,77
Pb	82	11,35	6,9	6,4	0,56
Luft		0,0012	83	37,2	30 870
Wasser		1	93	36,4	36,4

[Quelle: Frauenfelder-Henley, Teilchen und Kerne]

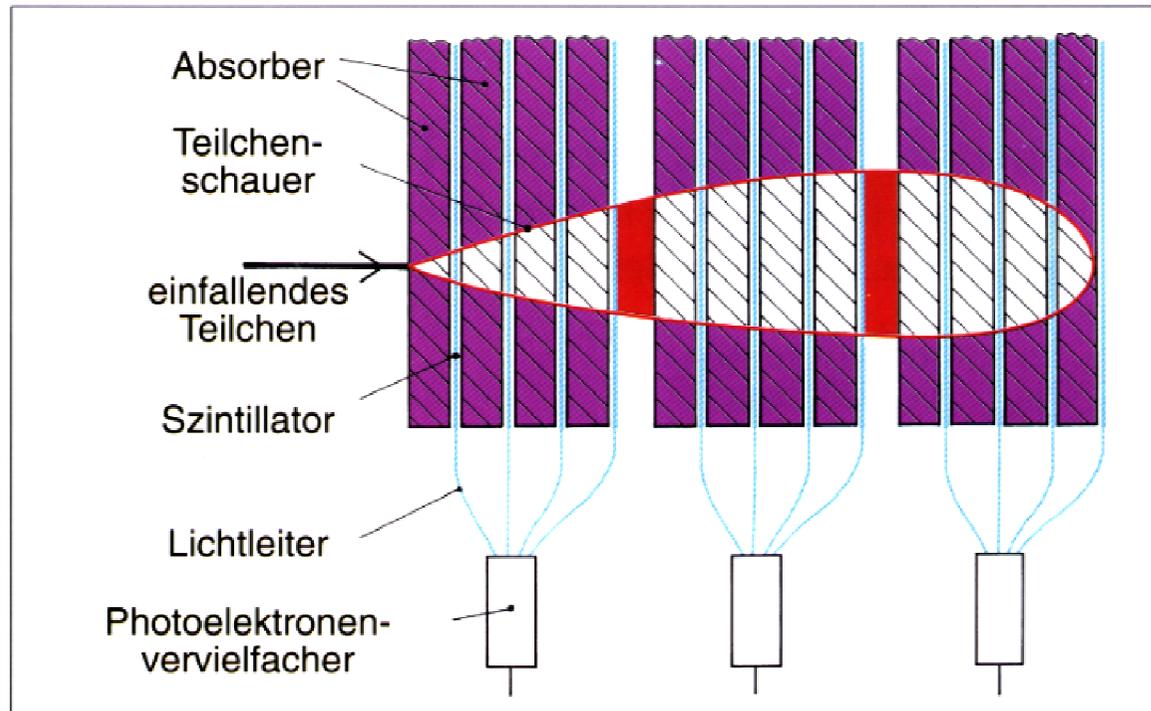
Sekundärteilchenkaskaden

7.3 Pi-null-Teilchen, die in hochenergetischen Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung in der oberen Atmosphäre entstehen, zerfallen schnell in Gammastrahlung und können Schauer von Elektronen und Positronen erzeugen. Hier wurde ein solcher Schauer in einer Nebelkammer produziert, an die ein Magnetfeld angelegt war. Ein hochenergetischer Gammastrahl erzeugte im oberen Teil der Kammer eine Kaskade von Elektron-Positron-Paaren, die durch das Magnetfeld in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt wurden. Durch gegenseitige Vernichtung und Zerstrahlung erzeugten die Elektronen und Positronen weitere Gammastrahlen; dort, wo diese Strahlen auf die zwei hintereinander angeordneten Bleiplatten trafen, wiederholte sich dieser Prozeß, wodurch sich der Teilchenschauer jedesmal erneuerte.

[Quelle: Close, Spurensuche im Teilchenzoo]



Elektromagnetisches Kalorimeter



[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Photon \rightarrow Paarbildung

Elektron, Positron \rightarrow Bremsstrahlung \rightarrow Schauerbildung (Elektron - Photon - Kaskade)

Zur Messung der Gesamtenergie:

- e.m.-Kalorimeter: Kurze Strahlungslänge, z.B. Blei
- Hadronische Kalorimeter: kurze Wechselwirkungslängen, bezahlbar, z.B. Eisen

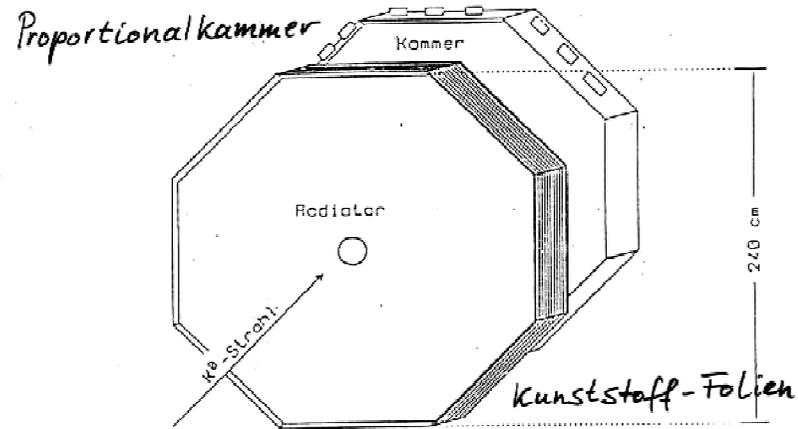
Szintillatorzähler mit Lichtleiter

6.15 Hier wird eine große rechteckige Platte eines Plastikszintillators für ein Experiment am CERN vorbereitet. Die geschwungenen Streifen sind Lichtleiter aus Acrylglas, die das im Szintillator emittierte Licht sammeln und es in das Rohrstück unten im Bild leiten. Das Rohrende wird direkt auf einen Photomultiplier aufgesetzt. Die ganze Anordnung wird sorgfältig in eine reflektierende Folie eingepackt und anschließend mit schwarzem Papier umwickelt, um sie vollständig gegen Licht abzuschirmen. Beachten Sie, daß alle Lichtleiter gleich lang sind, so daß gleichzeitig emittiertes Licht auch zur selben Zeit im Photomultiplier eintrifft, egal aus welchen Teilen des Szintillators es jeweils stammt.

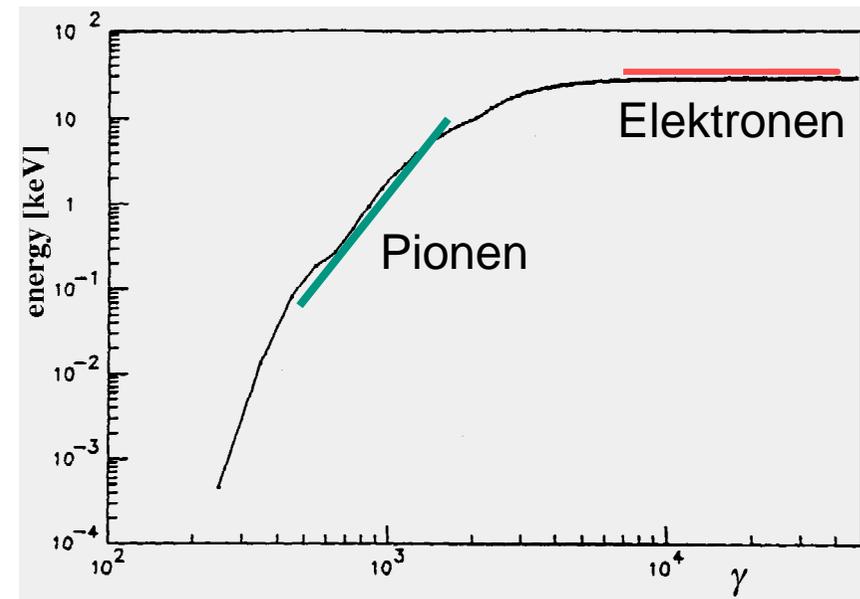
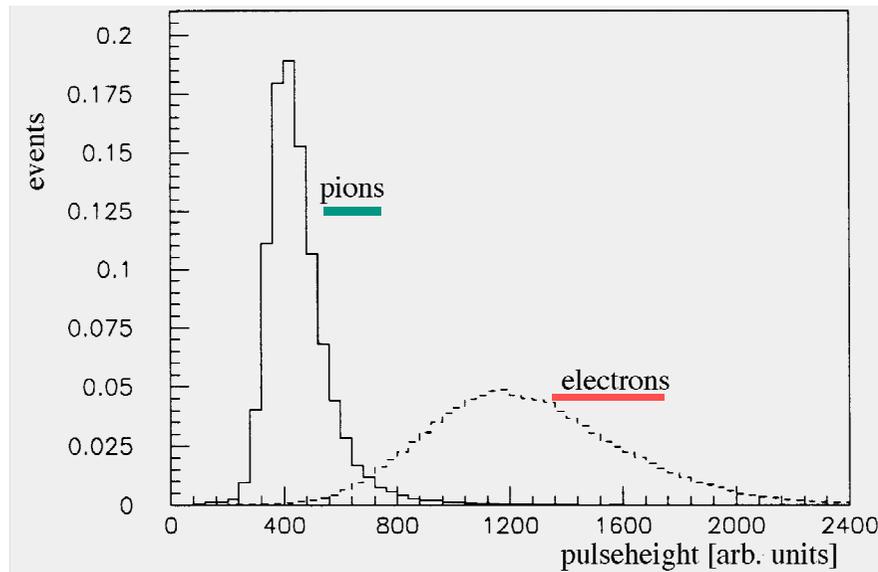
[Quelle: Close, Spurensuche im Teilchenzoo]



Übergangsstrahlung



Emission von Röntgenstrahlung an Grenzflächen, wenn eine Änderung des Brechungsindex auftritt → Stapel dünner Folien + Proportionalkammer mit schwerem Zählgas.
 Abhängig vom Lorentzfaktor
 → Teilchenidentifizierung



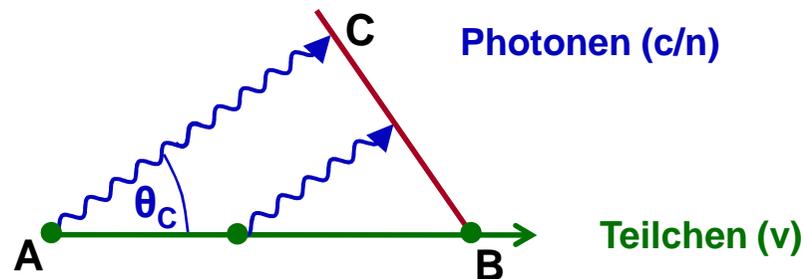
Cherenkov – Strahlung

= Lichtemission von Teilchen bei Bewegungen mit $v > c/n$ in Medium mit Brechungsindex n

■ Geometrische Konstruktion:

Teilchen: $\overline{AB} = \beta c t$

Photon: $\overline{AC} = \frac{c}{n} t$



... ebenso für $A'C'$, $A'B$ etc. für alle t

⇒ unter θ_C wird eine e.m. Schockwelle emittiert:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n \cdot \beta}$$

■ Schwellenverhalten: Emission nur für $\beta > 1/n$

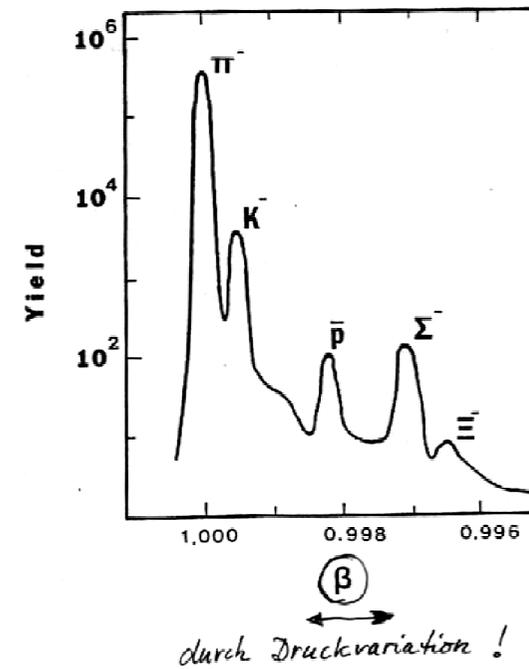
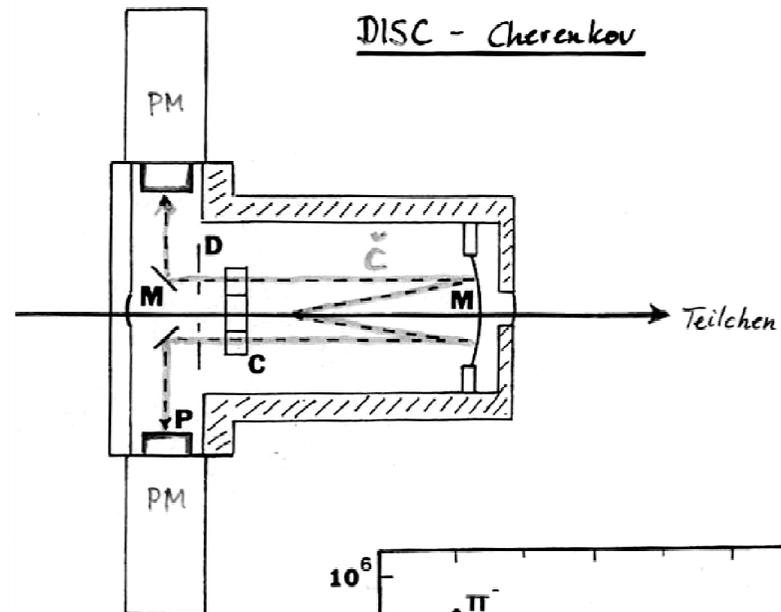
⇒ Schwellen-Cherenkov-Detektoren zur Teilchenidentifizierung

■ Ring Imaging Cherenkov RICH: zb. **Delphi** am LEP, misst Öffnungswinkel aus ≈ 10 abgestrahlten Photonen um Spur

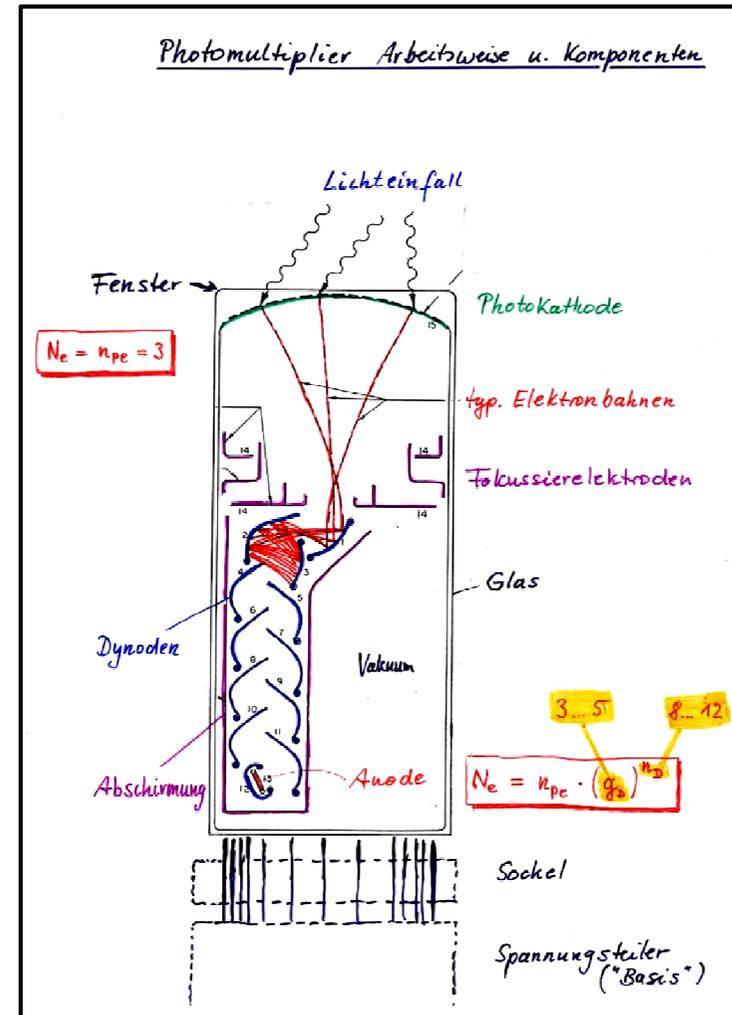
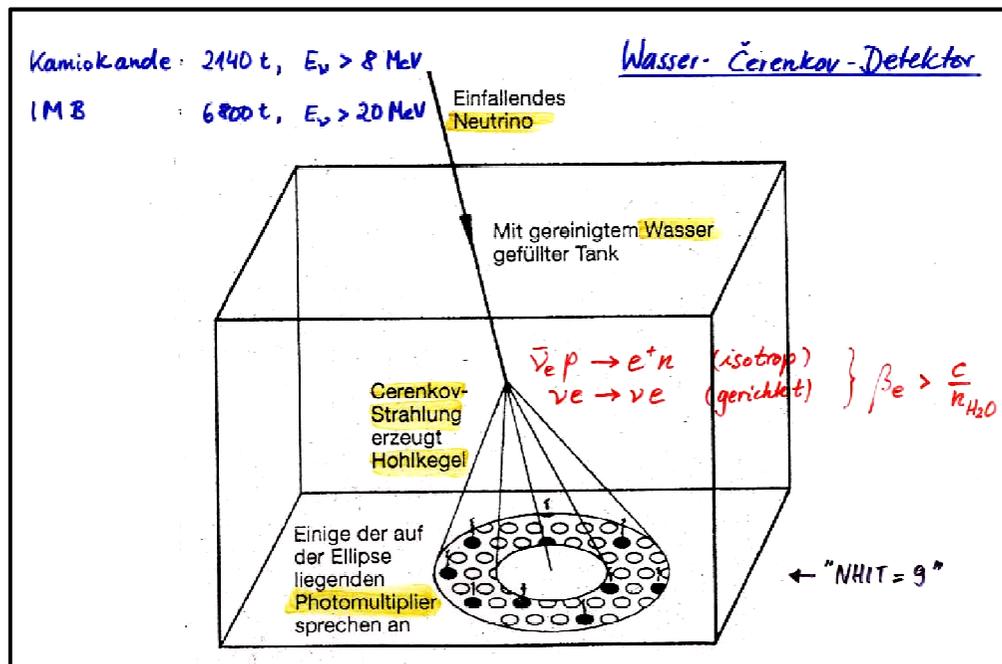
Cherenkoeffekt

$$v > c/n$$

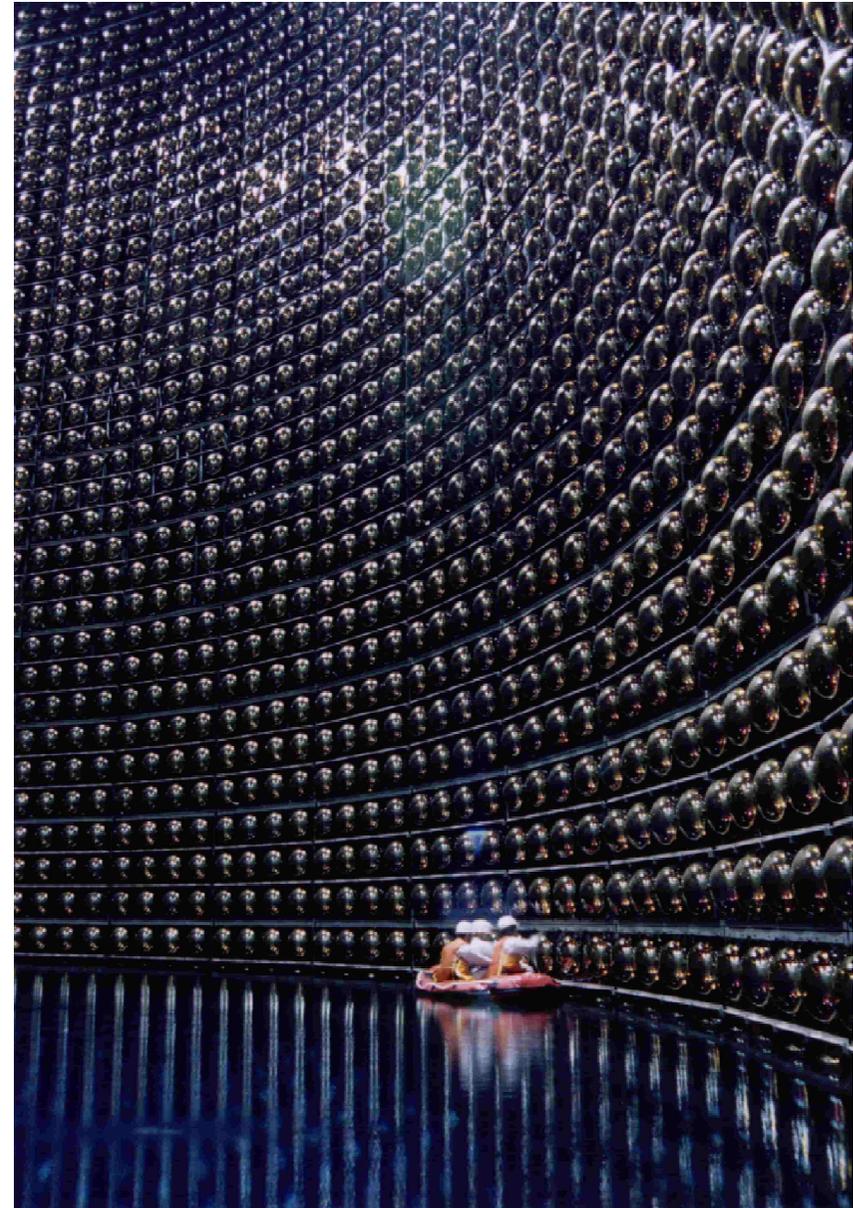
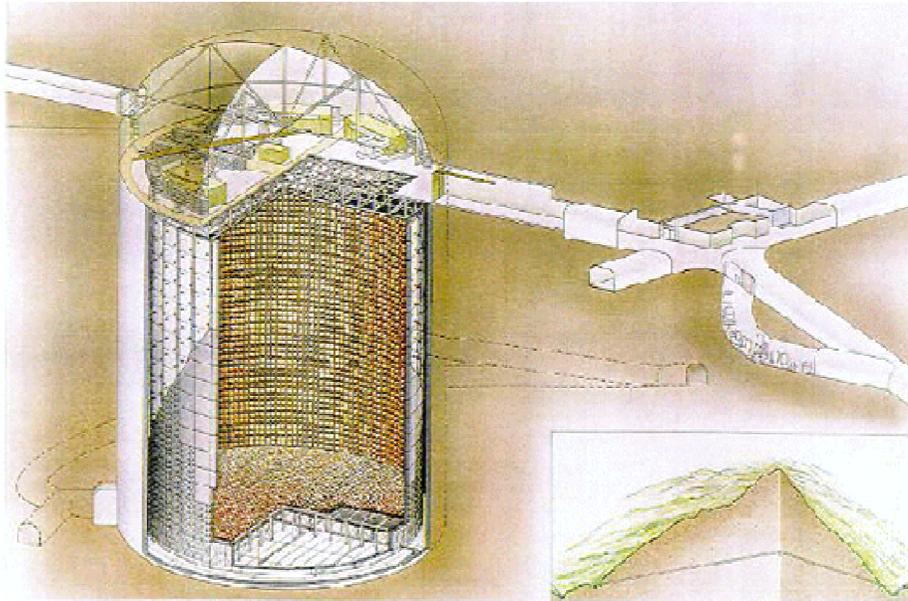
$$\cos \theta_c = 1 / n\beta$$



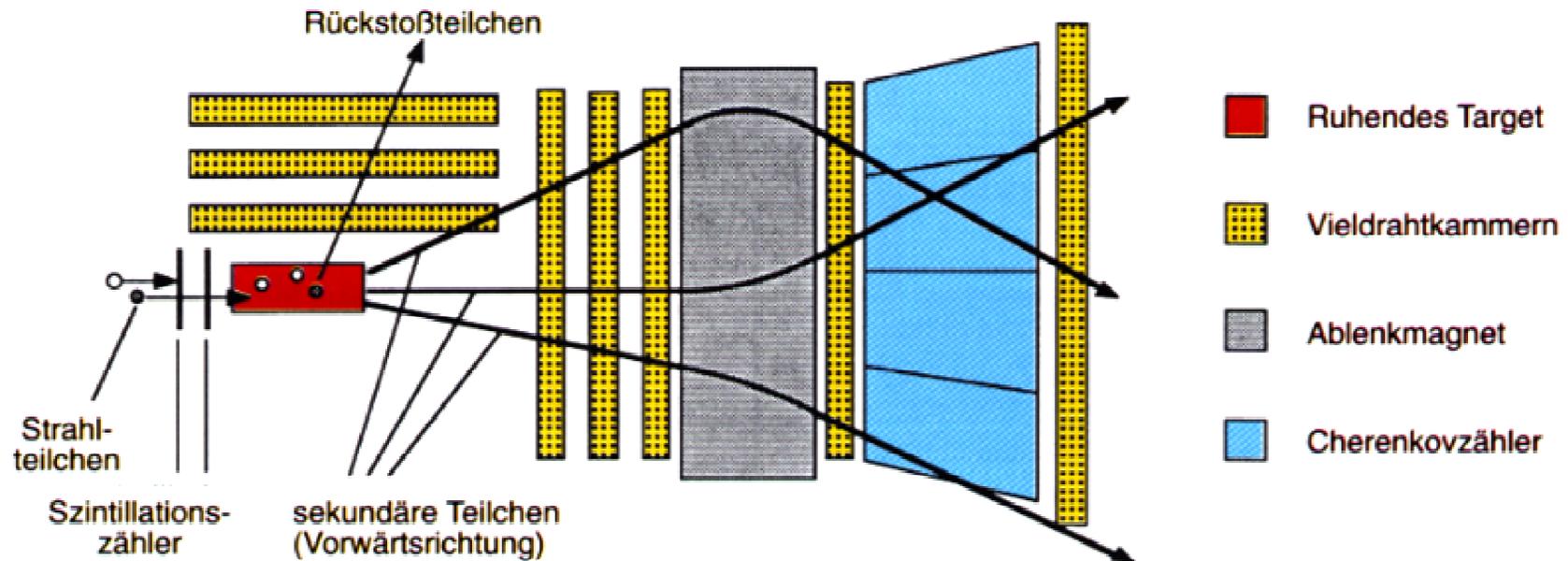
Cherenkovdetektor und Photomultiplier



Super – Kamiokande

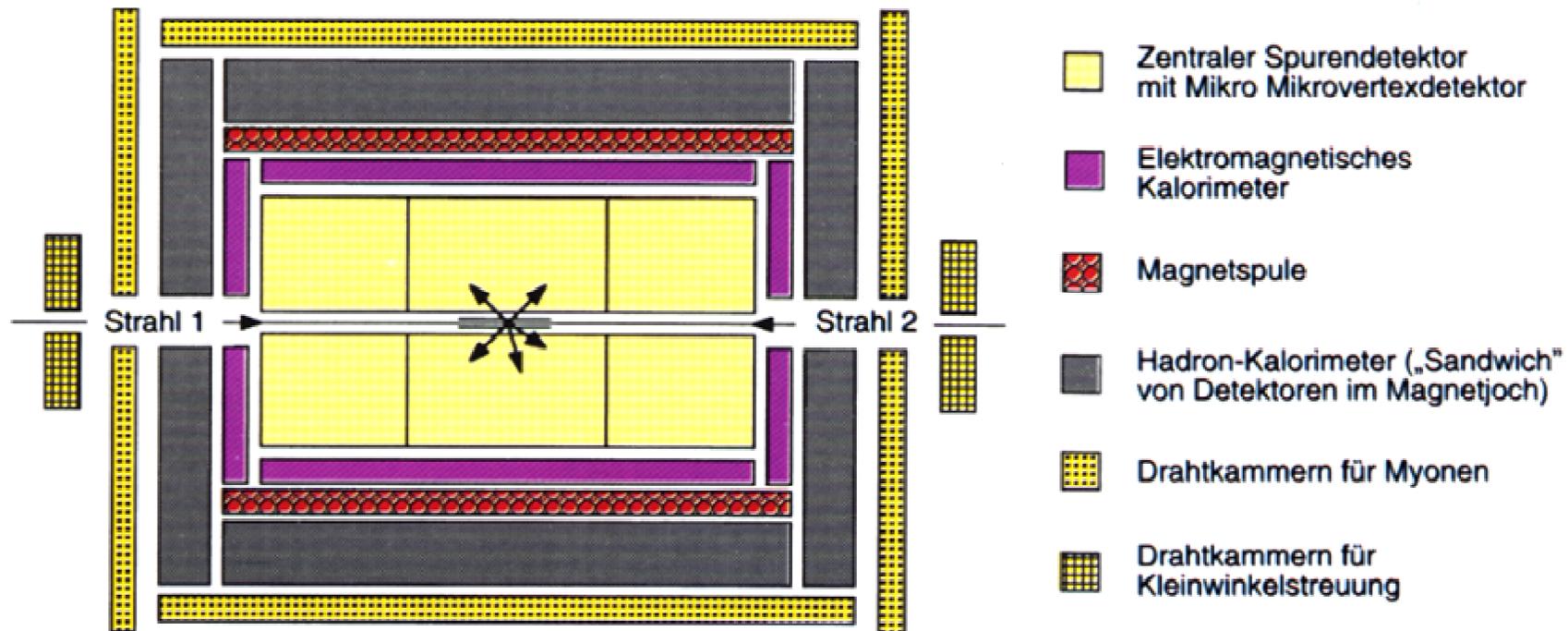


Typisches Fixed-Target – Experiment



[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

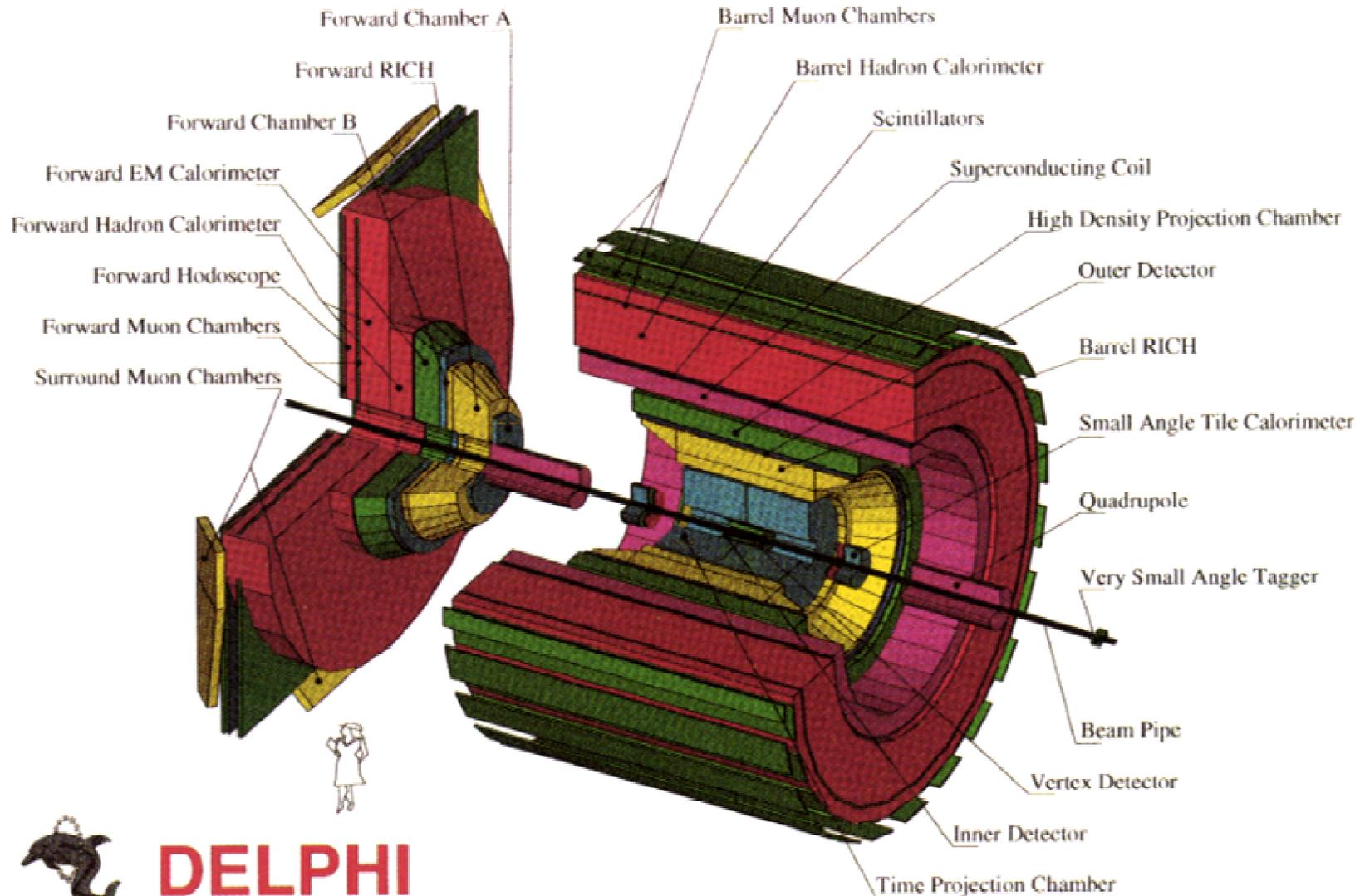
Typisches Speicherring – Experiment



Innen nach außen: wenig Materie, Spurkammern im Magnetfeld
→ viel Materie, e.m., hadronisches Kalorimeter,
Eisenabsorber, Myonkammern

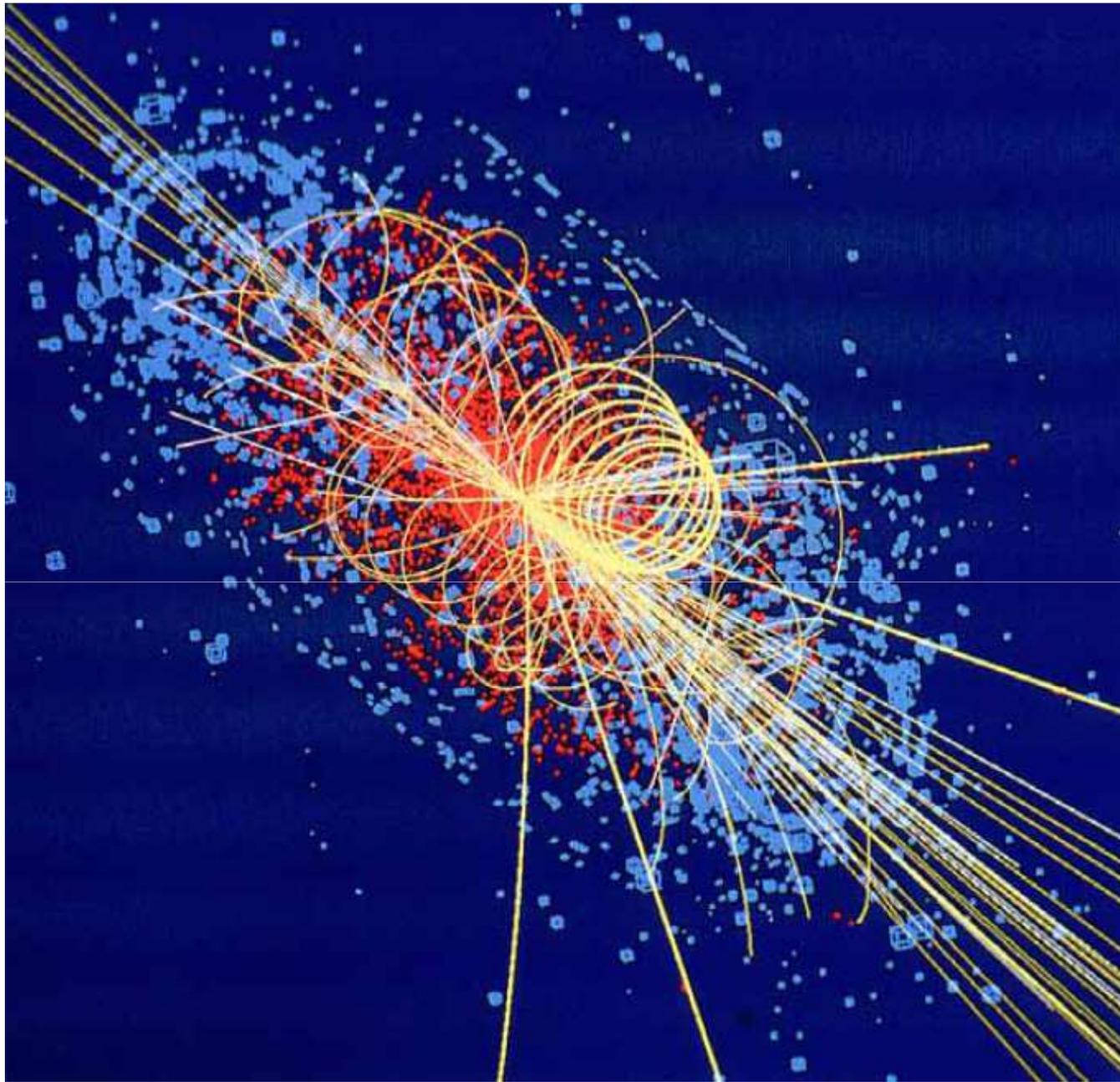
[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Typisches Speicherring – Experiment



DELPHI

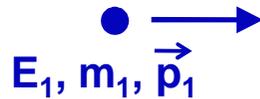
[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]



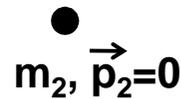
ATLAS am LHC



Schwerpunktenergie – Fixed Target



E_1, m_1, \vec{p}_1



$m_2, \vec{p}_2=0$

- Viererimpulse: $p_{lab} = \begin{pmatrix} E_1 + m_2 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix}$ $p_{CMS} = \begin{pmatrix} E'_1 + E'_2 \\ 0 \end{pmatrix}$ ← Def. des Centre-of-mass (CMS)-Systems
- Lorentzinvarianz: $p_{Lab}^2 = p_{CMS}^2$ ← Länge des Viererimpulses ändert sich nicht durch Lorentz-Trafo

$$(E_1 + m_2)^2 - p_1^2 = (E'_1 + E'_2)^2 = \boxed{W_{CMS}^2 = s}$$

- Def. s: **s = Quadrat der verfügbaren Schwerpunktenergie**

$$s = E_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2 - p_1^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2$$

Hohe Energien: $m_{1,2} \ll E_1 \Rightarrow W_{CMS} = \sqrt{s} = \sqrt{2E_1 m_2}$

Bei festem Target steigt die im CMS verfügbare Energie nur mit $\sqrt{E_1}$!

Schwerpunktsenergie – (symm.) Speicherringe



- Viererimpulse:
$$s = W^2 = \left(\begin{matrix} E_1 + E_2 \\ \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \end{matrix} \right)^2$$

$$= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$$

$$= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2)$$
- $m_1 \neq m_2, E_1 \neq E_2, \vec{p}_1 \neq \vec{p}_2$ möglich (HERA, ISR, B-Factories)
 hier einfach symmetrischer Fall (z.B. LEP):

$$\left. \begin{array}{l} m_1 = m_2 = m \\ E_1 = E_2 = E \\ \vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \vec{p} \end{array} \right\} \Rightarrow s = 2m^2 + 2(E^2 + p^2) = 4E^2$$

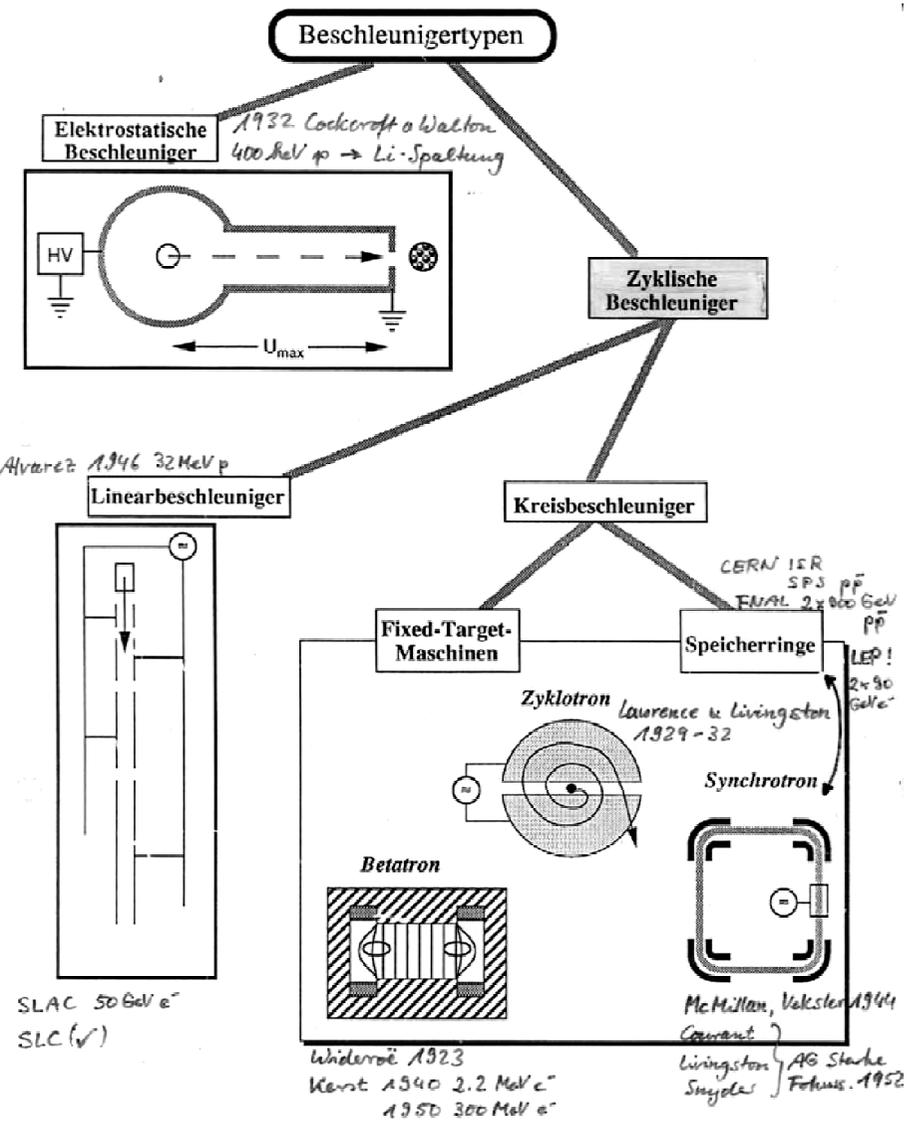
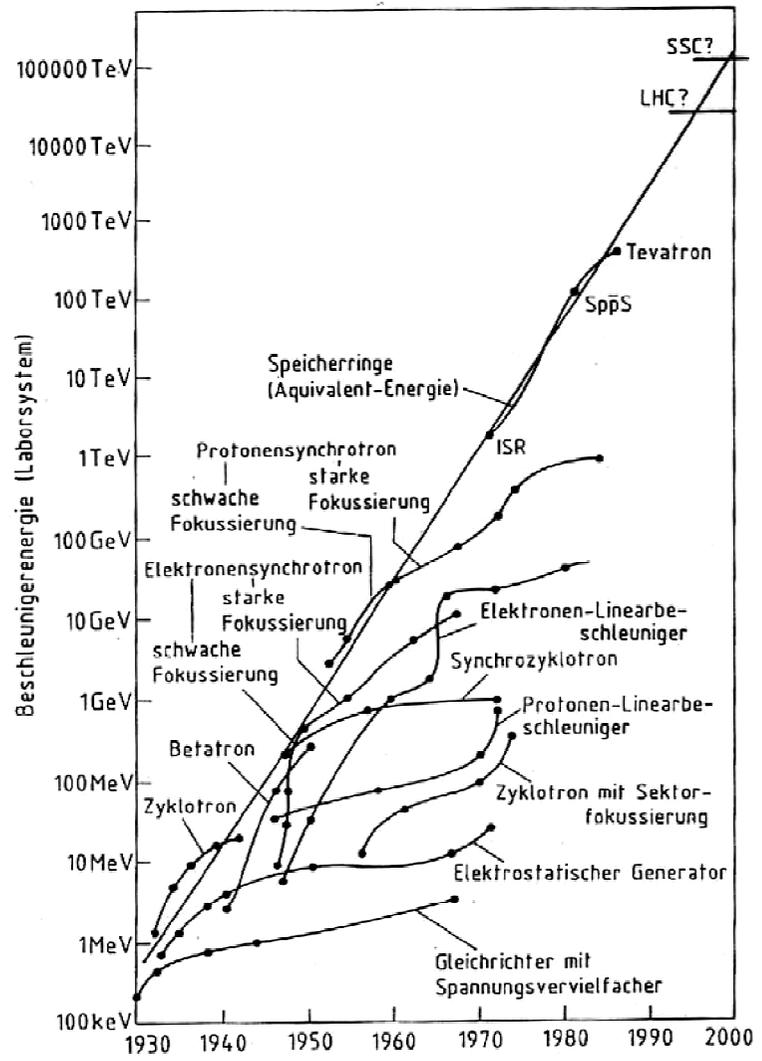
$$\Rightarrow W_{CMS}^2 = \sqrt{s} = 2 \cdot E$$

Im symmetrischen Speicherring steigt W_{CMS} linear mit der Energie!

Bsp: 400 GeV Proton auf ruhendes Proton: $\sqrt{s} = 28 \text{ GeV}$
 LEP I: e^+e^- symm. Speicherring, $E = 45 \text{ GeV}$: $\sqrt{s} = 90 \text{ GeV}$
 $\sqrt{s}=90 \text{ GeV}$ mit Fixed Target benötigt Strahlenergie von $E = s/2m = 90^2/2 = 40000 \text{ GeV}$

LHC $p\bar{p}$ -Speicherring 14 TeV würde $E = 10^{17} \text{ eV}$ (10^5 TeV) für Fixed Target benötigen!

Beschleuniger – äquivalente Schwerpunktsenergie und Typenübersicht



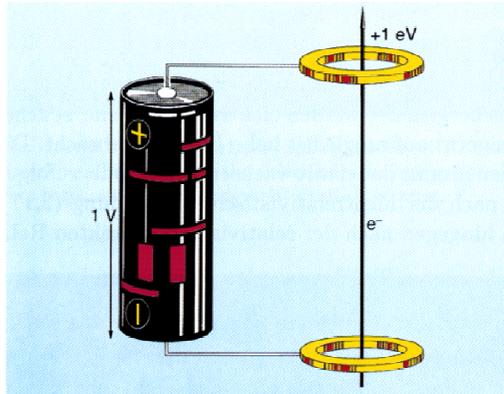


Abbildung 4.1: Die Energieeinheit „Elektronvolt“. Ein Elektronvolt (eV) ist genau diejenige (kinetische) Energie, die ein elektrisch geladenes Teilchen mit der Elementarladung e , also z. B. ein Elektron, beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von einem Volt aufnimmt.

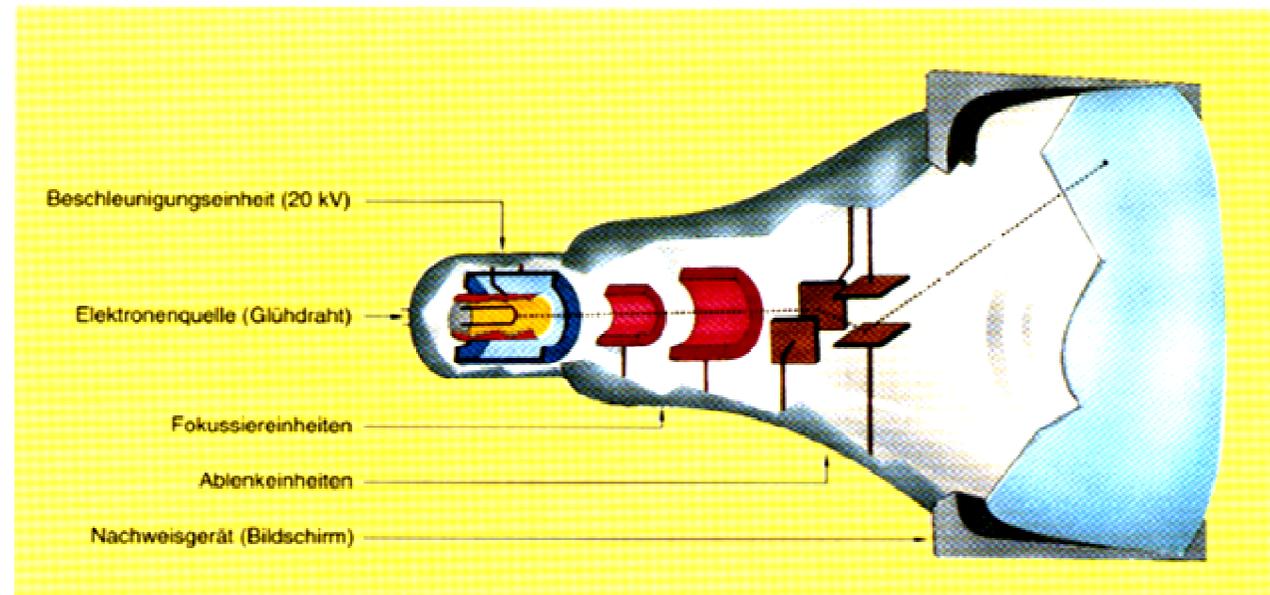


Abbildung 4.2: Die Fernsehöhre. Sie enthält alle Grundbausteine eines Beschleunigers. [Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

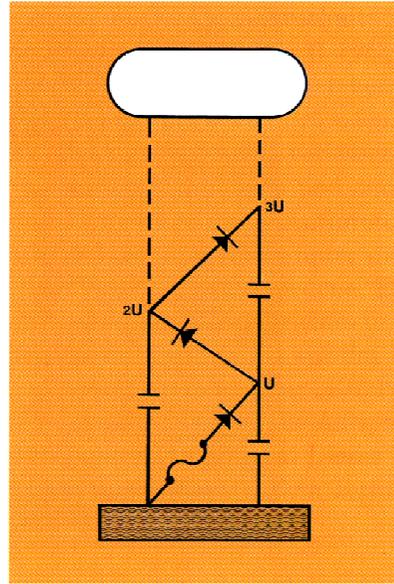
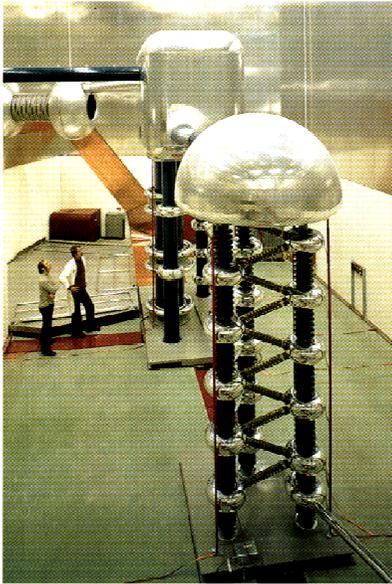


Abbildung 4.3: Kaskadengenerator (COCKCROFT und WALTON, 1932). Gleichrichter (also elektronische Schaltelemente, die den Strom ausschließlich in einer einzigen Richtung durchlassen) und Kondensatoren bringen, wie im Schaltkreis angedeutet, die obere Elektrode auf Hochspannung. Die Kondensatoren sind bei Aufladung auf Grund der Durchlaßrichtung der Gleichrichter de facto parallel geschaltet; bei Entladung addieren sich die Spannungen an den Kondensatoren „kaskadenartig“. Die solcherart erzielte Hochspannung kann in einer Kathoden-Anoden-Anordnung zur Teilchenbeschleunigung im Hochvakuum verwendet werden.

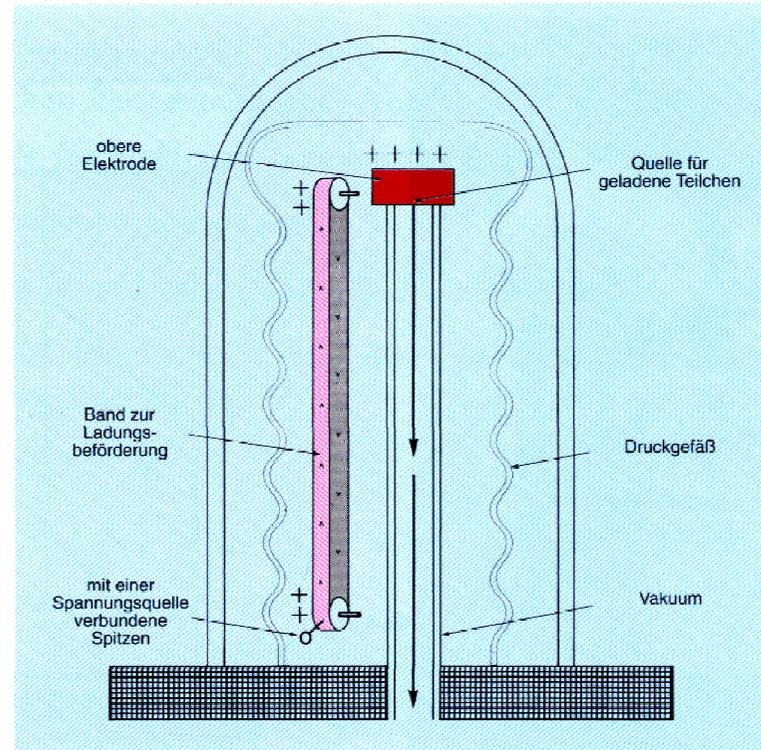


Abbildung 4.4: Elektrostatischer oder Band-Generator (VAN DE GRAAFF, 1934). Auf niedriger Spannung wird elektrische Ladung auf ein bewegtes, nichtleitendes Band gesprüht, welches diese elektrische Ladung an die obere Elektrode abgibt. Der Einschluß der Komponenten in Edelgas unter hohem Druck ermöglicht es, die obere Elektrode, wo sich auch die Teilchenquelle befindet, auf einer Spannung von mehreren MV zu halten. Elektrostatische Teilchenbeschleuniger dienen auch heute noch als Vorbeschleuniger für moderne Linearbeschleuniger.

[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Teilchenoptik

- Lorentzkraft:

Bewegungsgleichung mit:

Ausgangsbedingungen:

$$\vec{F}_L = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Beschleunigung Ablenkung → Kreisbahn
Fokussierung

hochrelativistisch

$$m\dot{\vec{v}} = \vec{F}_L, \quad m = m_0 \cdot \gamma, \quad |\vec{\beta}| = |\vec{v}/c| \approx 1$$

$$\vec{E} = 0, \quad \vec{B} = (0, 0, B), \quad \vec{v} = (v_X, v_Y, 0) \perp \vec{B}$$

DGL:

$$\begin{cases} m\ddot{x} = q \dot{y} B_Z \\ m\ddot{y} = -q \dot{x} B_Z \\ \ddot{z} = 0 \end{cases}$$

Differenzieren + Einsetzen:

$$\begin{cases} v_X = -v_0 \cos \omega t \\ v_Y = v_0 \sin \omega t \\ \omega = qB_Z / m \end{cases}$$

Integration:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{v_0}{\omega} \begin{pmatrix} -\sin \omega t \\ -\cos \omega t \end{pmatrix}$$

⇒ Kreisbahn mit Radius: $R = \frac{v_0}{\omega} = \frac{v_0 m}{q B_Z}$ Impuls

⇒ $p = q B R$ Impuls \propto Krümmungsradius der Spur im Magnetfeld
⇒ Methode zur Impulsmessung in Detektoren

- Wenn $v_Z \neq 0$ ⇒ allgemeiner Fall:

Bahn eines geladenen Teilchens im homogenen Magnetfeld = **Helix**
 (Schraubenbahn)

Teilchenoptik: Quadrupolmagnet

Ein Quadrupol fokussiert in einer Ebene und defokussiert in einer anderen.

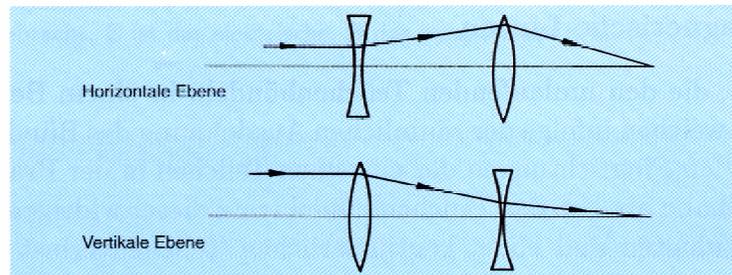
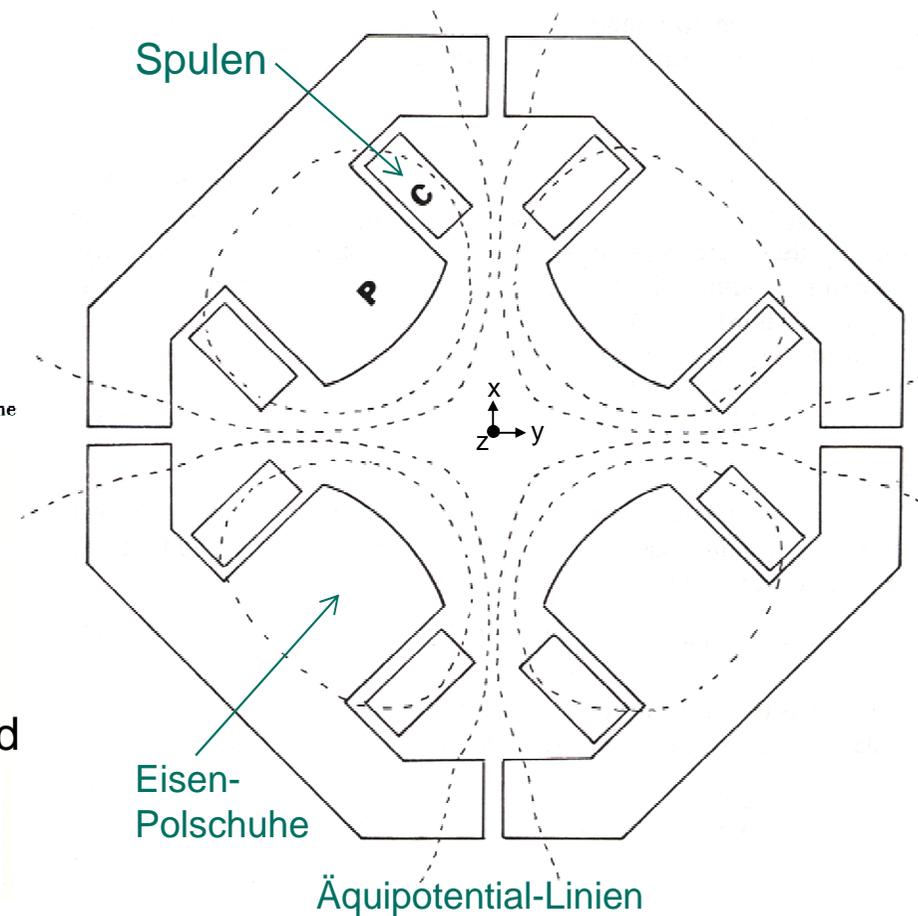


Abbildung 4.10: Dublette von Quadrupolen. Mit mindestens zwei Quadrupolen lässt sich eine in beiden Transversalrichtungen fokussierend wirkende Linse erzeugen.
[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

STARKE FOKUSSIERUNG:

Abwechselnd fokussierend/defokussierend
Effektiv: fokussierend

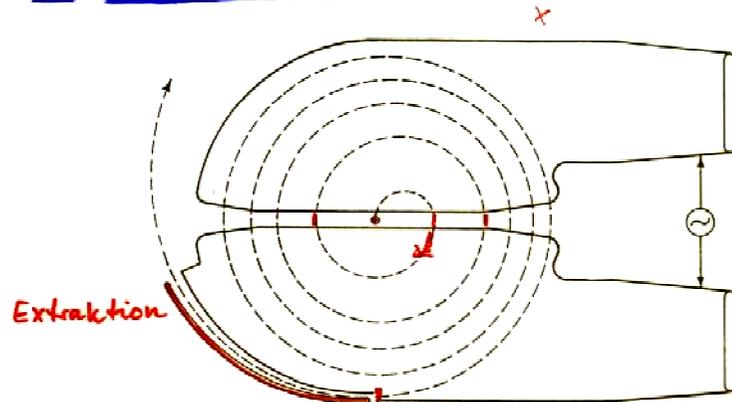
Figure 4.7 Quadrupole magnetic field. The field vanishes on the axis. (C) one of the coils and (P) one of the iron pole faces. Dotted lines show equipotentials. (Assisted by Rutherford Appleton Laboratory.)



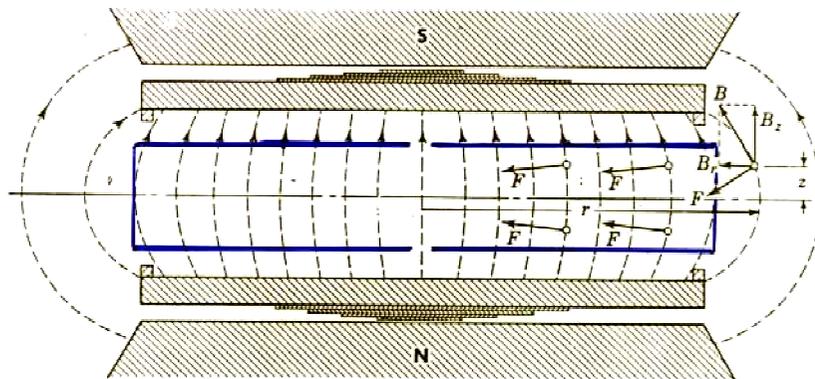
[Quelle: Fernow, Introduction to experimental particle physics]

Klassische Beispiele für Kreis- und Linearbeschleuniger

Zyklotron

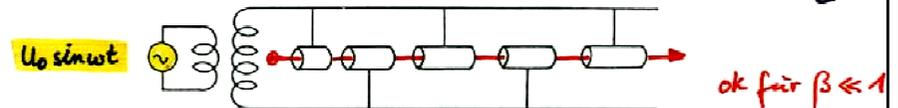


[LB Fig. 6-1] Schematic diagram of cyclotron electrodes showing ion paths. "D"



[LB Fig. 6-7] Radially decreasing magnetic field between poles of a cyclotron magnet, showing shims for field correction.

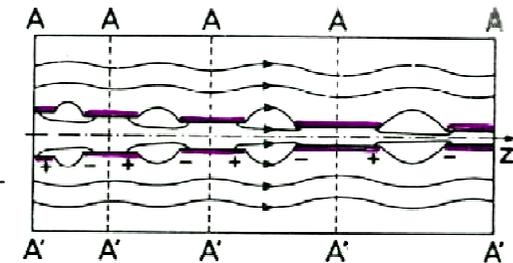
Wideröe-Linac : Driftröhren = Elektroden
 L Länge $l_i = \frac{\beta_i \lambda_w}{2}$



[Sep. FIG. 1.] The Sloan-Lawrence accelerator, which is typical of all linear accelerators with drift tubes.

[Daniel]

Alvarez-Struktur,
 "Momentaufnahme",
 Feld zwischen zwei
 Driftröhren für
 positive Teilchen in
 z-Richtung beschleunigend.
 Die Linien A-A' deuten die mögliche Unterteilung in einzelne Hohlräume an.



Eine einzige stehende Welle
 TM_{010} , Abschirmung durch
 Driftröhren der Länge $\beta\lambda$ oder
 $\beta\lambda/2$
 ok für $\beta \lesssim 0.4$

Linear- und Kreisbeschleuniger

Linearbeschleuniger

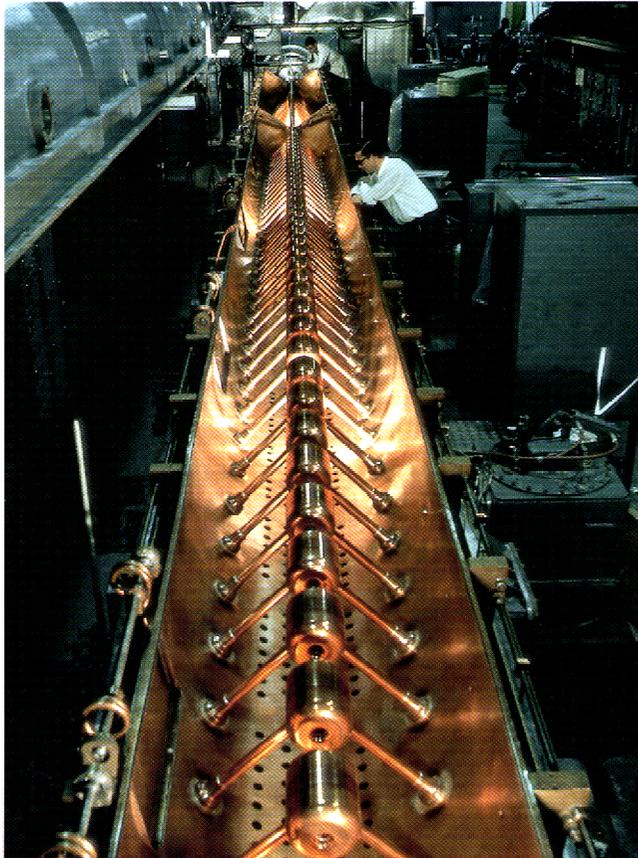


Abbildung 4.14: Ein geöffneter Topfkreis

Kreisbeschleuniger

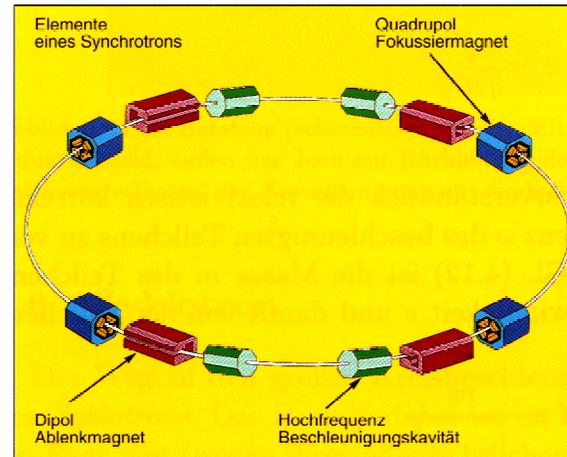


Abbildung 4.17: Links: Synchrotron (schematisch). Beschleunigungseinheiten, Dipolmagnete (Biegemagnete) und Quadrupole folgen aufeinander. Rechts: Das Super-Proton-Synchrotron (SPS) des CERN.

Dipolmagnete: halten Teilchen auf Kreisbahn
Quadrupolmagnete: Fokussieren des Strahls

[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Kreisbeschleuniger

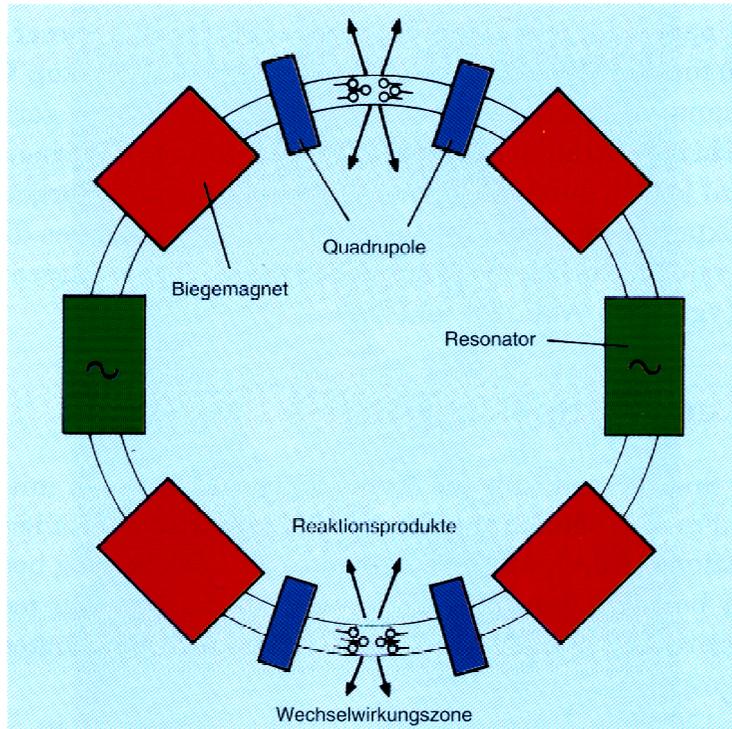


Abbildung 5.1: Schema einer ringförmigen Kollisionsmaschine

[Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]

Stochastische Kühlung (LEAR)
½ Nobelpreis 1983, Simon v.d. Meer

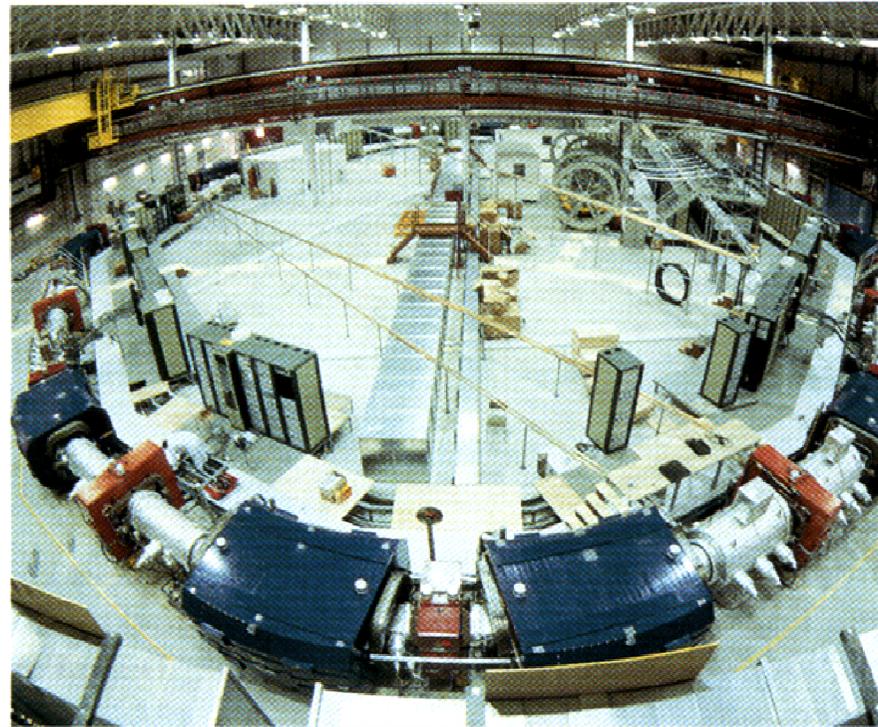


Abbildung 4.5: Stochastisches Kühlen der Antiprotonen. Um eine ausreichende Anzahl von Antiprotonen weiterbeschleunigen zu können, müssen die Antiprotonen „gekühlt“ werden. Mittels einer Sonde wird der Gesamtschwerpunkt in jedem Teilchenpaket des Strahls fortlaufend gemessen. Das Signal wird durch eine radiale Leitung auf die andere Seite des Kühlrings übertragen, wo Korrekturfelder den Schwerpunkt jedes Teilchenpakets auf die Sollbahn bringen. Dieses statistische Verfahren komprimiert nach und nach den Strahl von Antiprotonen und ermöglicht so die Ansammlung von Strahlen hoher Intensität.

Beschleunigerkomplex des CERN

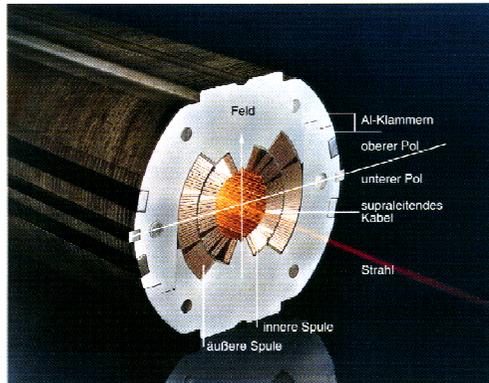


Abbildung 5.8: Prototyp eines supraleitenden Biegemagneten, der für den LHC entwickelt wurde (Foto: ELIN)

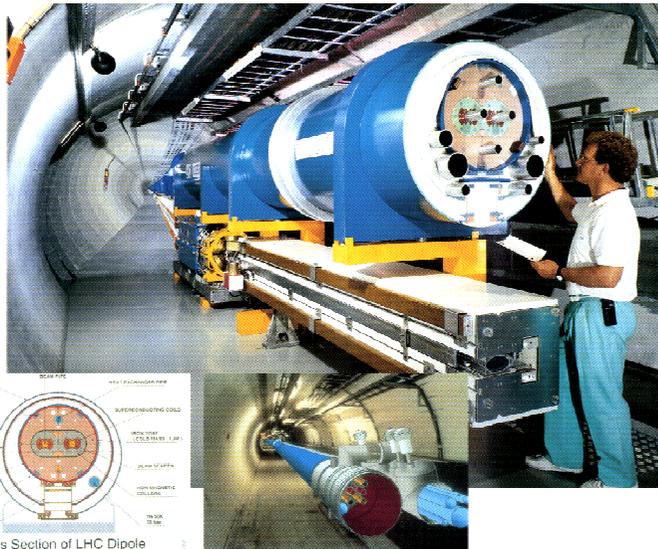
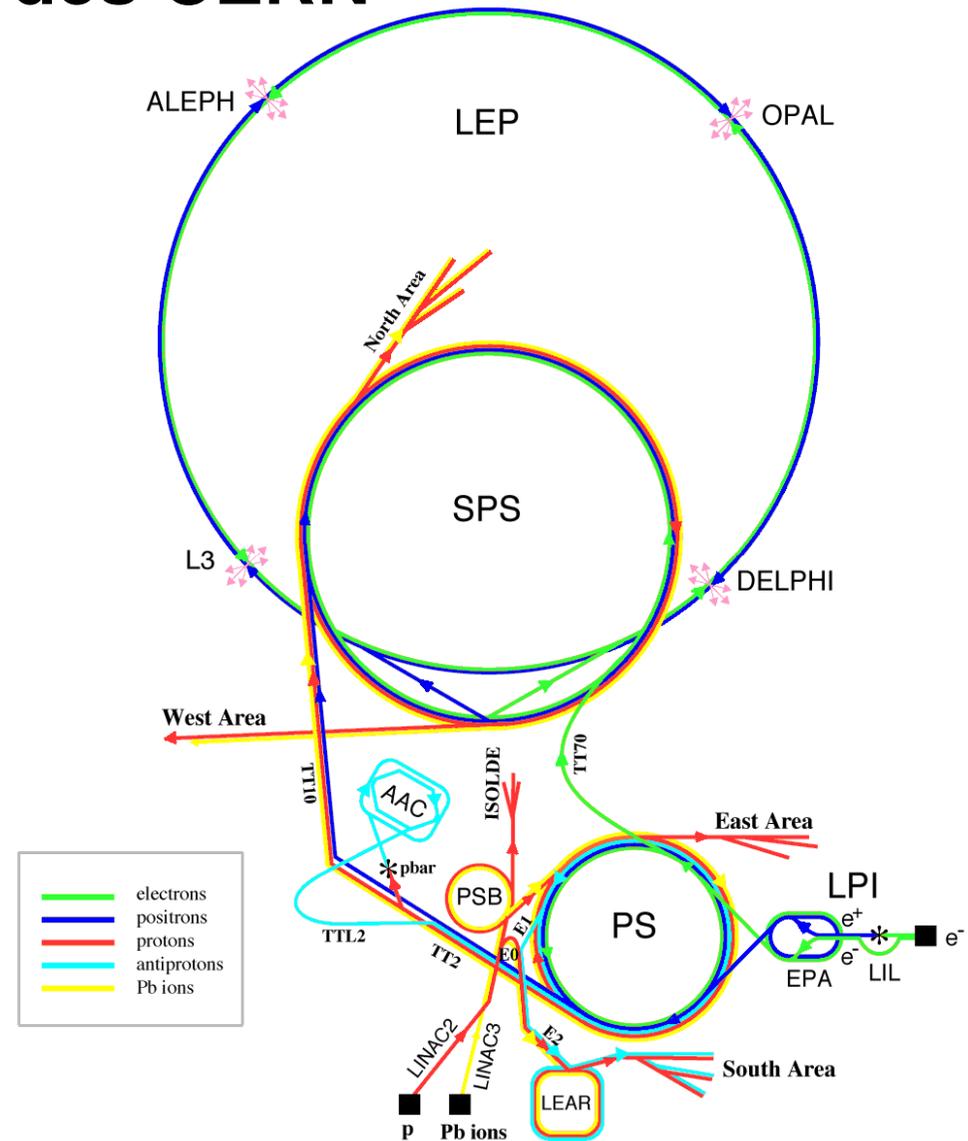


Abbildung 5.9: Der Large Hadron Collider (LHC). Den Large Electron Positron Collider (LEP) wird man dafür entfernen müssen. [Quelle: Lucha, Elementarteilchenphysik]



Einheiten und nützliche Beziehungen

■ **Energie :=** $1 \text{ eV} = 1 \text{ e} \cdot 1 \text{ V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$

	MeV	GeV	TeV	PeV	EeV
(10 hoch)	6	9	12	15	18

■ **E, \vec{p} , m (Ruhemasse):** $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$
 oder $E^2 = p^2 + m^2$ **(mit c=1)**

■ **"natürliche Einheiten":** $\hbar = c = \pi [= 2\pi] \equiv 1$
 Bsp: $m_p = 938 \text{ MeV}/c^2$, oft auch $m_p = 938 \text{ MeV}$ genannt

■ **Nützlich:**

$\hbar c = 197,3 \text{ MeV fm}$	Anwendung z.B.
$\hbar = 197,3 \text{ MeV fm} / c$	$\Delta p \cdot \Delta x \approx \hbar/2$
$= 6,58 \cdot 10^{-22} \text{ MeV s}$	$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar/2$

■ **Feinstrukturkonstante:** $\alpha = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar c} \cong \frac{1}{137}$ in jedem System

Atomphysik häufig: $4\pi \epsilon_0 = 1 \Rightarrow \alpha = e^2$

Teilchenphysik: $\epsilon_0 = 1 \Rightarrow \alpha = e^2/4\pi$

Wirkungsquerschnitt

Maß für die Reaktionswahrscheinlichkeit in Stößen, σ

- mit
 - \dot{N} : Streurrate = $\dot{N}_a^{\text{vorher}} - \dot{N}_a^{\text{nachher}}$
 - n_a = Teilchendichte , A = Strahlfläche
 - Fluss: $\Phi_a = \dot{N}_a / A = n_a \cdot v_a$
 - Zahl der Targetteilchen im Strahl: $N_b = n_b \cdot A \cdot d$ (d : Dicke des Targets)



Wirkungsquerschnitt:

Einheit:

1 barn = 1b = 10^{-28} m

barn = Scheune = groß!

$$\sigma_b = \frac{\dot{N}}{\Phi_a \cdot N_b} = \frac{\# \text{Reaktionen/Zeit}}{\# \text{Strahlteilchen/Zeit/Fläche} \cdot \# \text{Streuzentren}}$$

$$= \frac{\# \text{Reaktionen/Zeit}}{\# \text{Strahlteilchen/Zeit} \cdot \# \text{Streuzentren/Fläche}}$$

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastisch} + \sigma_{unelastisch}$$

Wirkungsquerschnitt

- Beispiele: **pp bei 10 GeV : $\sigma \approx 40 \text{ mb}$**
vp bei 10 GeV : $\sigma \approx 70 \text{ fb}$

- Luminosität: $\mathcal{L} = \Phi_a N_b = \dot{N}_a n_b d = n_a v_a N_b$

analog b. Speicherringen: $\mathcal{L} = (N_1 N_2 / A) \cdot v$
 $N_1, N_2 = \# \text{ Teilchen in Paketen (Bunches)}$
 $v = \# \text{ der verbleibenden Pakete / sek.}$

Anzahl der beobachtbaren Reaktionen: $\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma$

- differentielle Wirkungsquerschnitte:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \quad , \quad \frac{d\sigma}{dE} \quad , \quad \frac{d\sigma}{d \text{ LIPS}}$$

Lorentz-Invariant Phase Space

Wirkungsquerschnitt

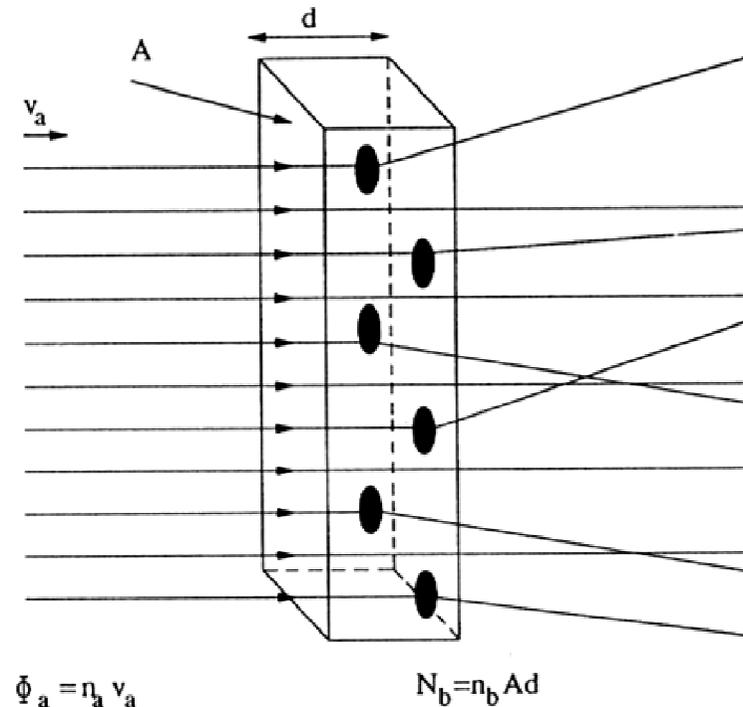


Abb. 4.3. Messung des geometrischen Reaktionsquerschnitts. Der von links mit der Geschwindigkeit v_a einfallende Teilchenstrahl a mit der Dichte n_a entspricht einem Teilchenfluß $\Phi_a = n_a v_a$. Er trifft auf ein (makroskopisches) Target mit der Dicke d und der Querschnittsfläche A . Manche der Strahlteilchen werden durch die Streuzentren im Target gestreut, d. h. aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt. Die Häufigkeit dieses Prozesses ist ein Maß für die Querschnittsfläche der Streuteilchen.

[Quelle: Povh, Teilchen und Kerne]