

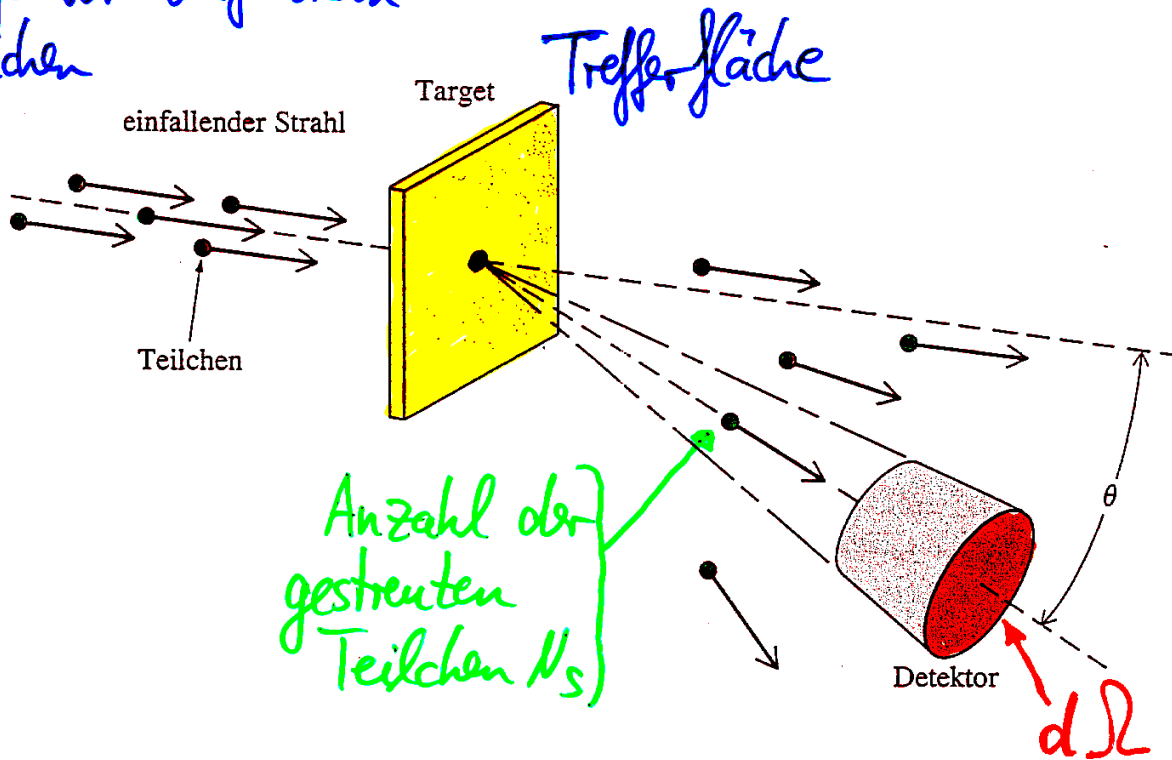
2. Beschleuniger und Detektoren

Quellen für Teilchenstrahlen

- **Radioaktivität (natürl. ~)**
 - + leicht verfügbar
 - i.a. geringe Intensität
 - geringe Energie (typ. $\leq 1 \text{ MeV}$)
 - + Teilchenspektrum: e^- , α , γ , e^+ , n , p
z.B. ^{137}Cs , ^{228}Th , ^{60}Co , ^{22}Na , $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$
- **Höhenstrahlung (kosmische ~)**
 - + leicht verfügbar
 - + hohe Energien möglich ($> 1000 \text{ GeV}$)
 - geringe Intensität bei hohen Energien
 - Teilchenspektrum zu vielfältig (H , He , C , Fe , ...)
- **Teilchenbeschleuniger**
 - + hohe Energien möglich (auch monoenerget. Teilchen)
 - + hohe Intensitäten
 - + Teilchenspektrum e^- , e^+ , p , \bar{p} , Atomkerne bis ^{238}U

Prinzip eines Experiments mit Teilchenstrahlen

Fluss der einfallenden Teilchen



Anzahl der gestreuten Teilchen N_s

⇒ differentieller Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) \equiv \frac{1}{\text{Fluss}} \cdot \frac{dN_s}{d\Omega}$$

Wirkungsquerschnitt:

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

3 Schritte eines Beschleuniger-experiments

(1) Erzeugung der Teilchen

einfach für e^- , p , pos. Ionen

schwieriger für e^+ , \bar{p} , μ^+ , μ^- , π^\pm , K^\pm, \dots
(Erzeugung aus Wechselwirkungen/Stößen)

(2) Einfangen, Beschleunigung, Kollision

(3) Nachweis und Vermessung:

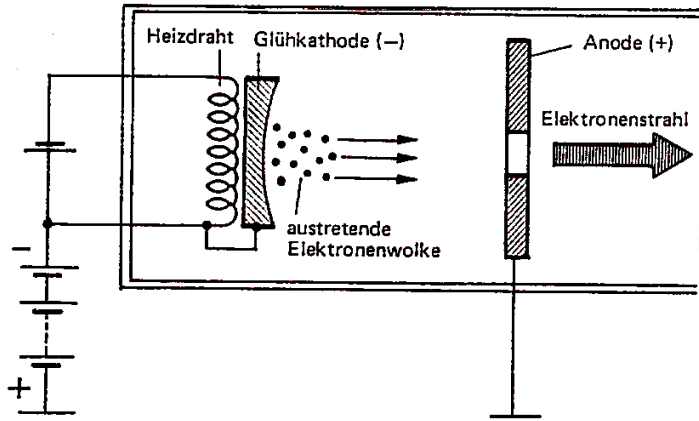
Energie E , Impulsbetrag p , Richtung $\frac{\vec{p}}{p}$

Identität (z.B. aus $m^2 c^2 = \frac{E^2}{c^2} - p^2$)

Erzeugung von Elektronen und Ionen

Elektronen:

Bild 1: Erzeugung von Elektronenstrahlen durch Glühkathoden



pos. Ionen:

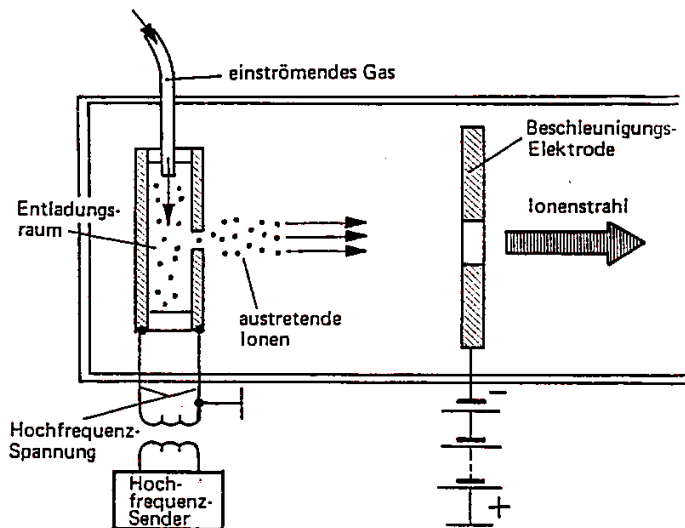


Bild 2: Erzeugung von Protonen- und Schwerionenstrahlen durch Ionenquellen

Prinzip der Teilchenbeschleunigung

Energiegewinn nach Durchlaufen einer Potentialdiff. U :

$$E = q \cdot U$$

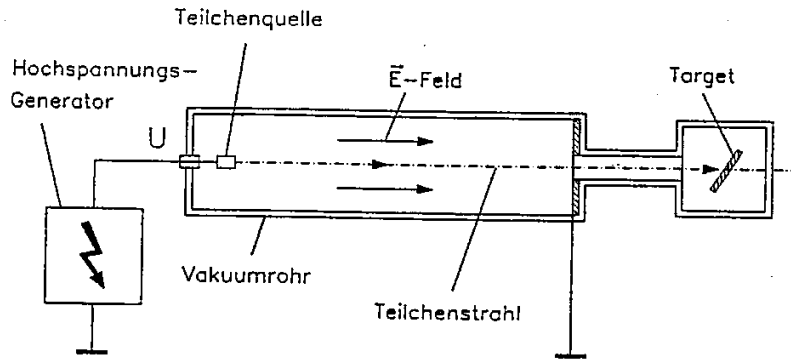


Fig. 1.3 Generelles Prinzip eines elektrostatischen Beschleunigers

Prinzipielle Begrenzung der erreichbaren Energie:

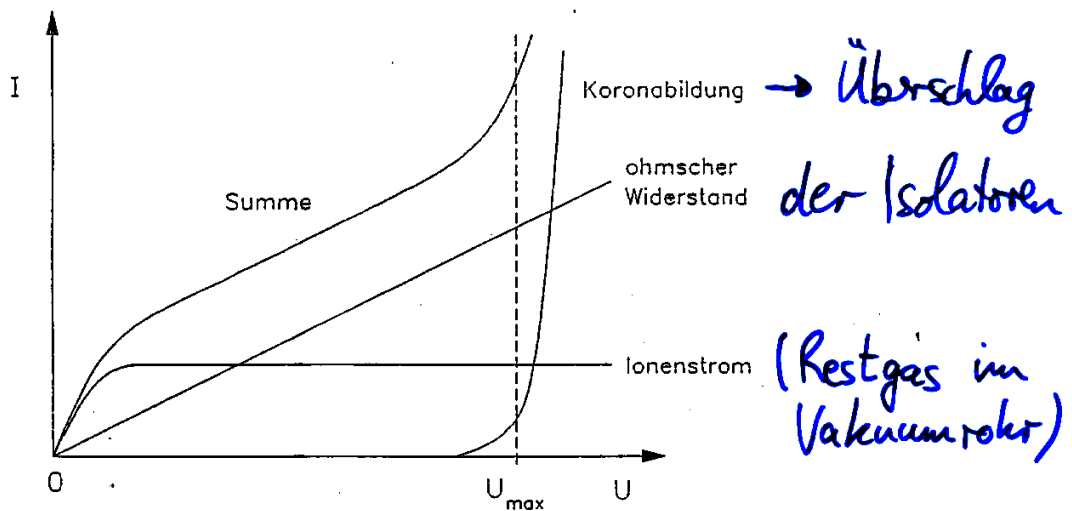


Fig. 1.4 Abhängigkeit des Stromes von der anliegenden Hochspannung bei elektrostatischen Beschleunigern

typ. $U_{max} \approx 10 \text{ MV}$

Hochspannungsquellen für Beschleuniger

Cockroft - Walton - Kaskade

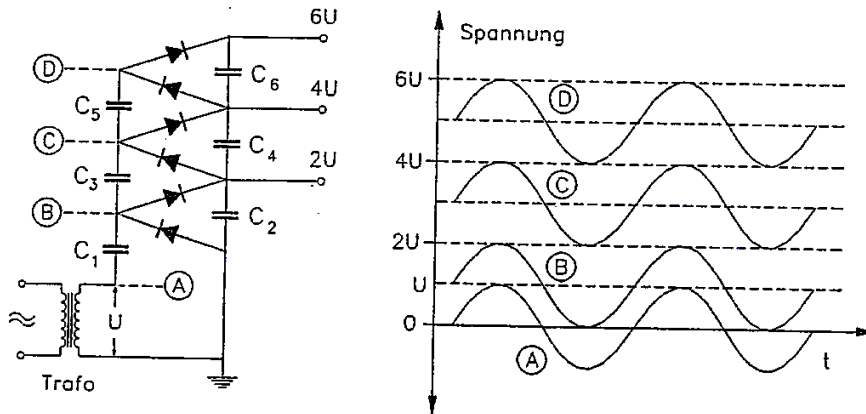


Fig. 1.5 Funktion des Cockroft-Walton-Kaskadengenerators

Die genauere stromabhängige Spannung der Kaskadenschaltung ergibt sich aus der Beziehung

$$U_{\text{ges}} = 2Un - \frac{2\pi I}{\omega C} \left(\frac{2}{3}n^3 + \frac{1}{4}n^2 + \frac{1}{12}n \right)$$

Marx - Generator (Stoßspannungs-Generator):

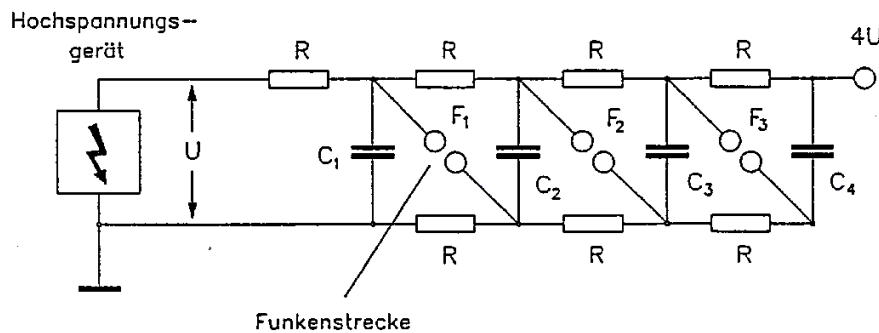
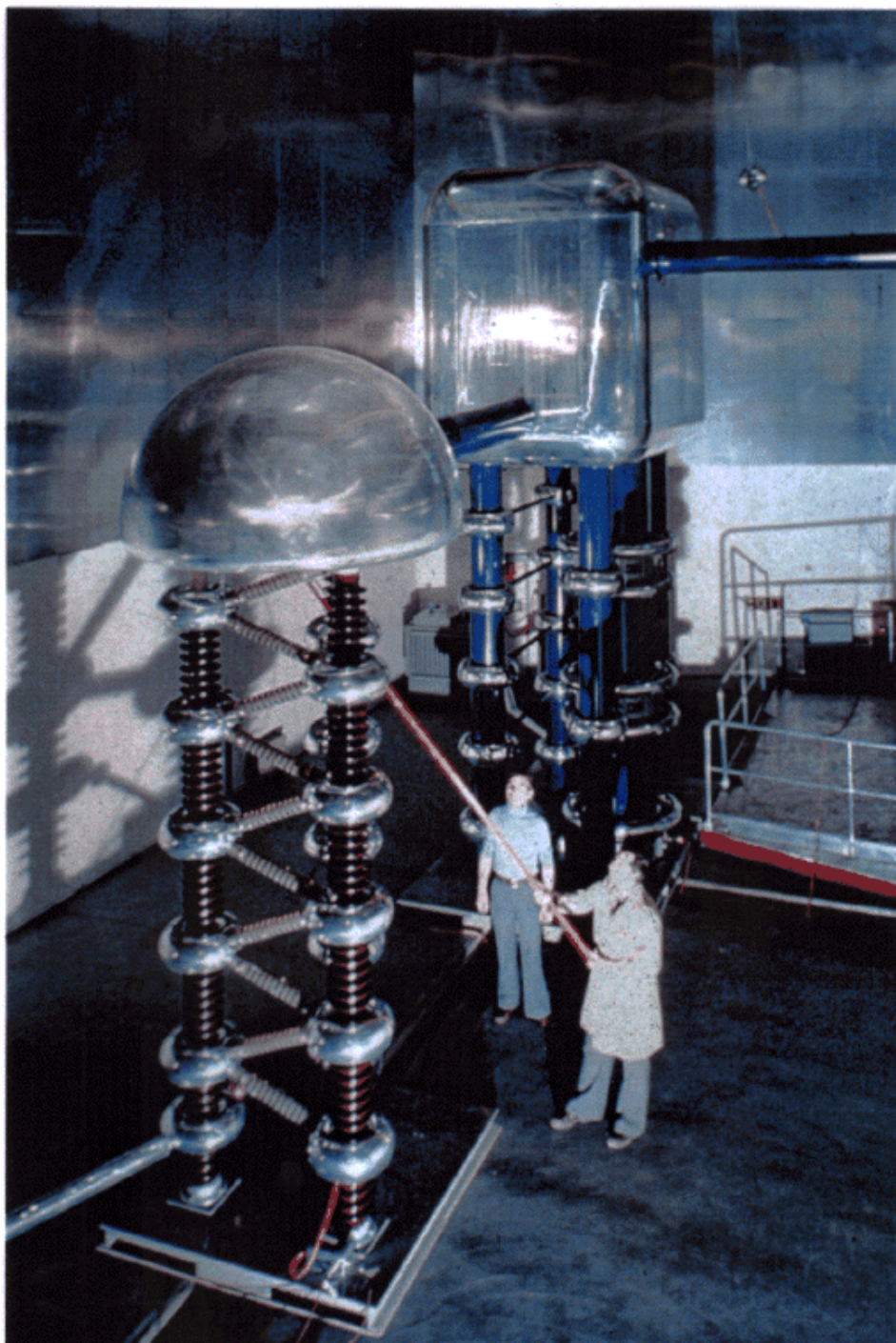


Fig. 1.6 Prinzip des Marx-Generators

Cockcroft-Walton-Kaskade am CERN



Van de Graaff - Beschleuniger

Direct-voltage accelerators

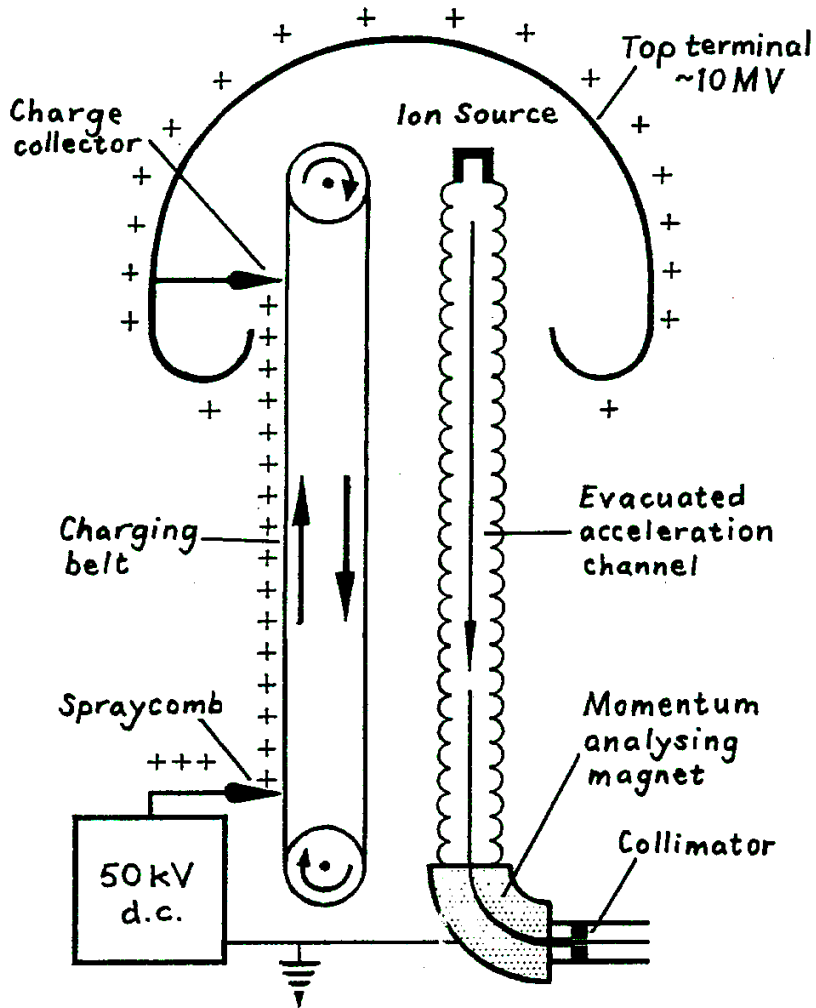


Figure 1.3. Van de Graaff particle accelerator (shown without pressure vessel and insulating support).

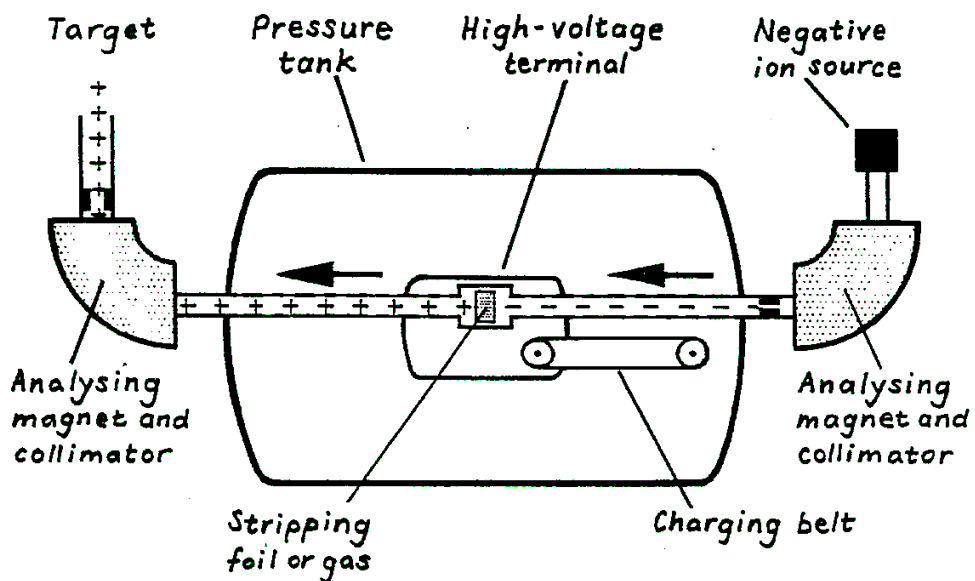


Figure 1.4. Two-stage tandem accelerator.

Prinzip des Linearbeschleunigers

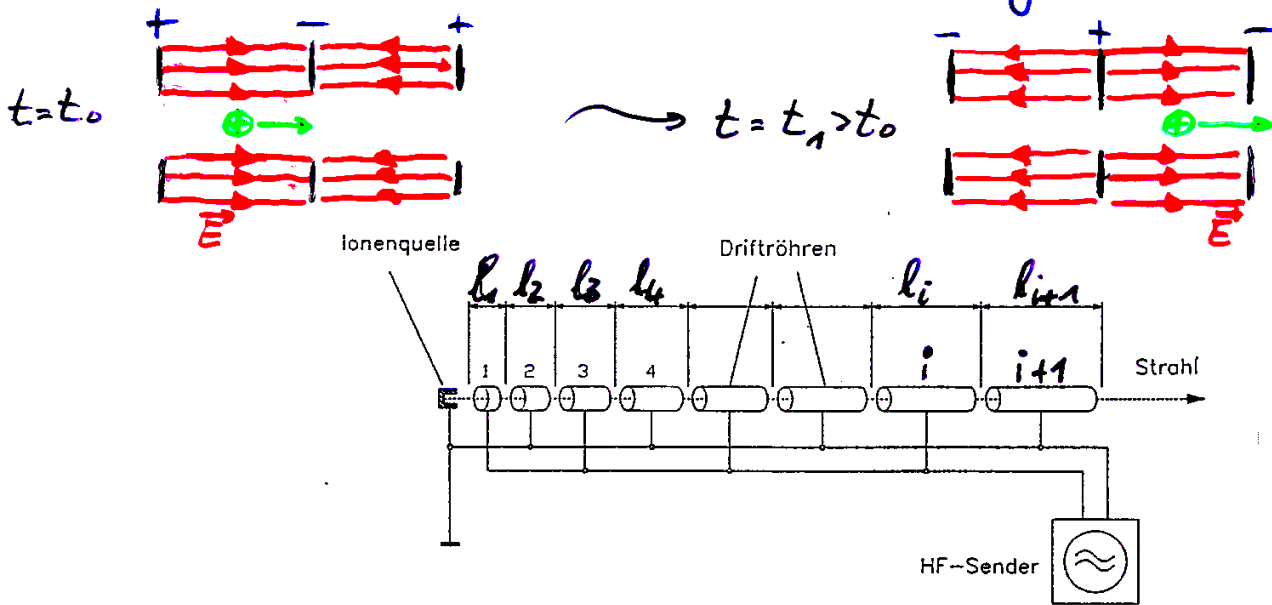
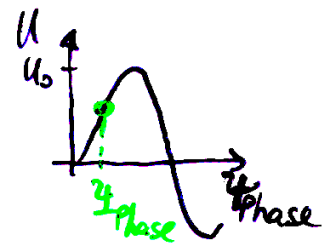


Fig. 1.9 Linearbeschleuniger nach Wiederöe

Energie

$$E_i = i \cdot q \cdot U_0 \sin \varphi_{\text{phase}}$$

$$= \frac{1}{2} m v_i^2$$



Abstand
($v_i \ll c$)

$$l_i = v_i \cdot \frac{\tau_{\text{HF}}}{2} \quad (\tau_{\text{HF}}: \text{Periodendauer})$$

$$= \beta_i \frac{\lambda_{\text{HF}}}{2} \quad (\beta_i = v_i/c)$$

⇒

$$l_i = \frac{1}{v_{\text{HF}}} \sqrt{\frac{i q U_0 \sin^2 \varphi_s}{2m}} \sim \sqrt{i}$$

Problem: Zuführte Energie hängt von U_0 und Sollphase φ_{phase} ab
(kleine Abweichung → vorgegebene l_i stimmen nicht mehr)

Phasenfokussierung

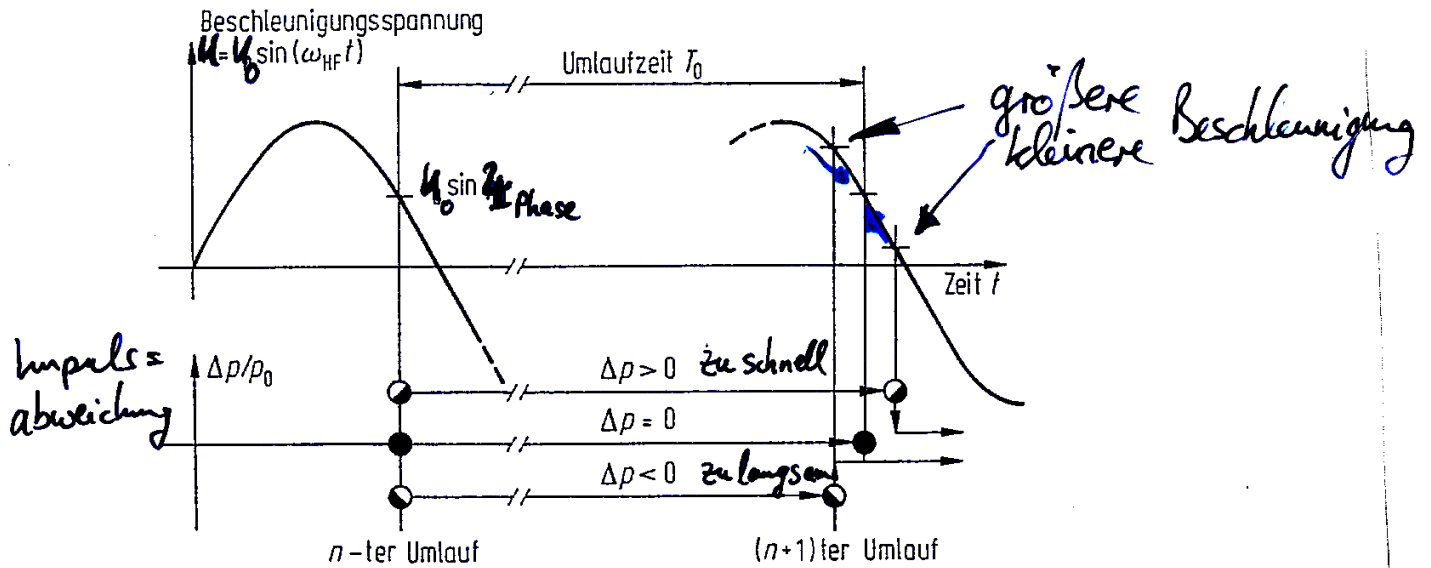


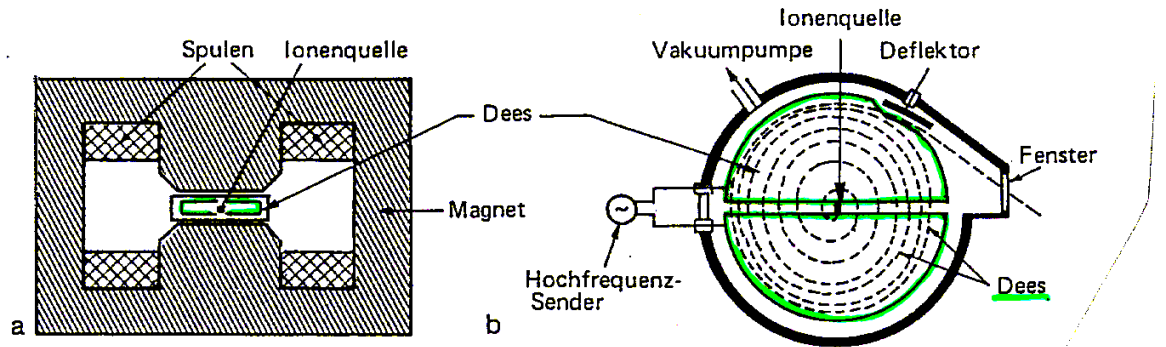
Abb. 3.11 Prinzip der Phasenfokussierung für Teilchen mit $v \approx c$. Betrachtet werden drei Teilchen unterschiedlichen Impulses, die beim n -ten Umlauf die Beschleunigungsstrecke mit der Sollphase durchlaufen. Nur das Referenzteilchen mit Sollimpuls p_0 ($\Delta p = 0$) hat auch bei allen folgenden Umläufen die Sollphase ψ_{Phase} (nach Bryant [5]).

⇒ Teilchen pendeln um Sollphase:

Phasenoszillation

(Synchro-) Zyklotron

Bild 20: Querschnitt durch ein Zyklotron (a) und Draufsicht auf die Beschleunigungskammer mit den „Dees“ (b)



- Zyklotron ($B = \text{const.}$)

Teilchen mit Geschwindigkeit $v \ll c$:

Radius der "Kreisbahn" : $r = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB}$

Umlaufzeit : $T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \neq f(v)$

⇒ Hochfrequenz :
(Zyklotronfrequenz)

$$v = \frac{qB}{2\pi m}$$

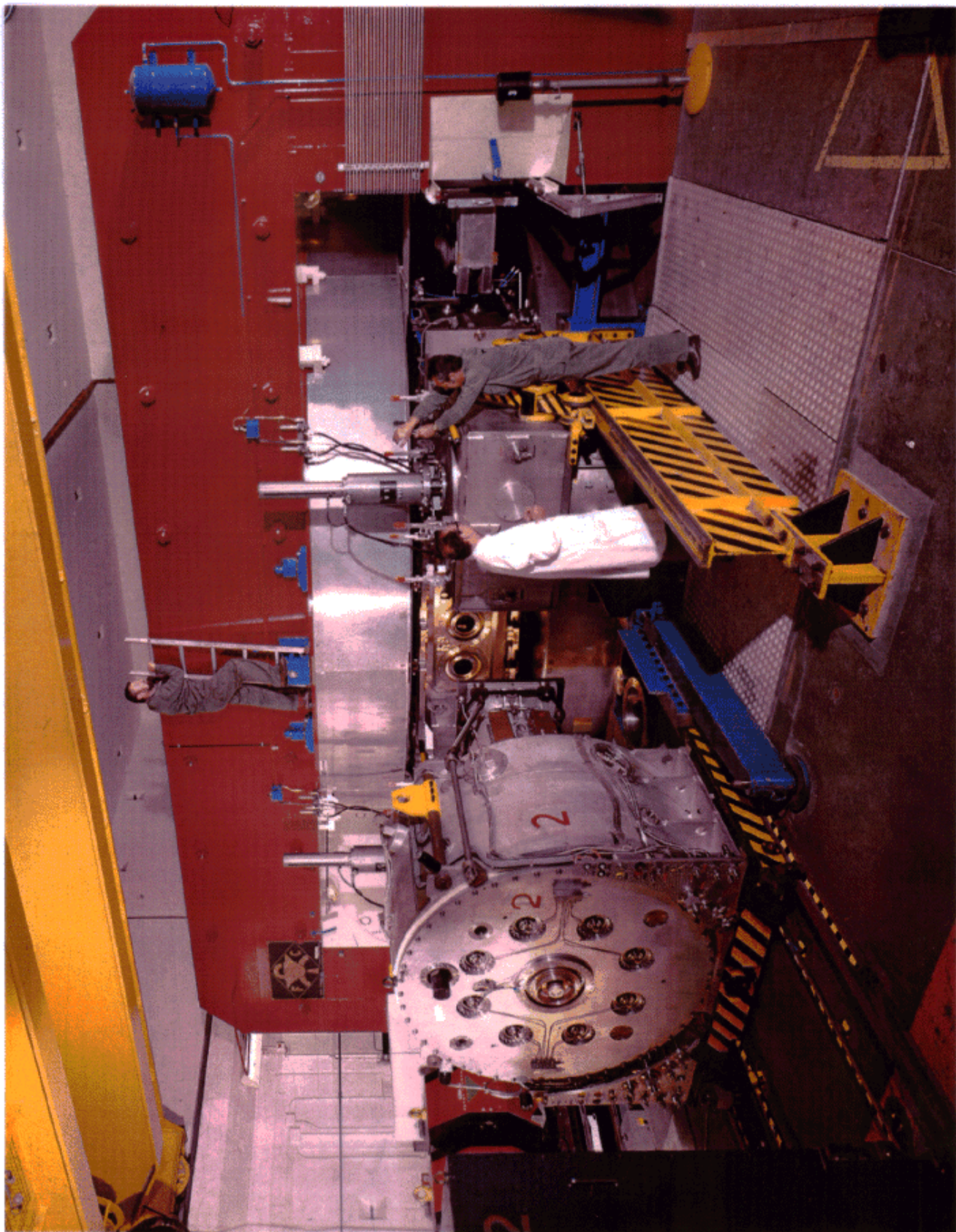
- Synchrozyklotron ($B = \text{const.}$) ($v \approx c$)

Hochfrequenz $v = \frac{qB}{2\pi m} \cdot \gamma$ wird angepaßt

- Isozyklotron ($v = \text{const.}$)

Magnetfeld wird angepaßt $B = B_0 \cdot \gamma$

Synchrozyklotron (CERN)



Betatron

Prinzip: "Transformator" mit Teilchenstrahl als "Sekundärspule"

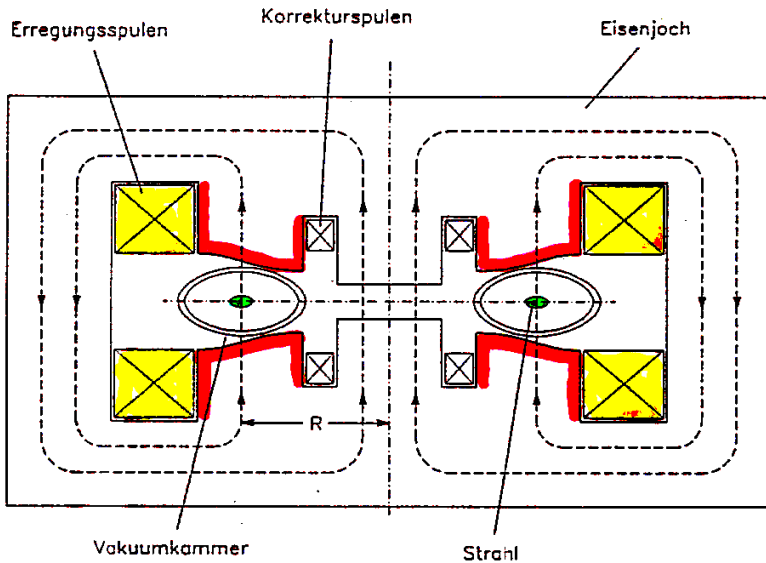
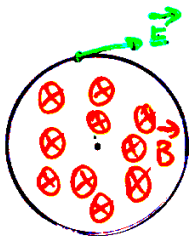


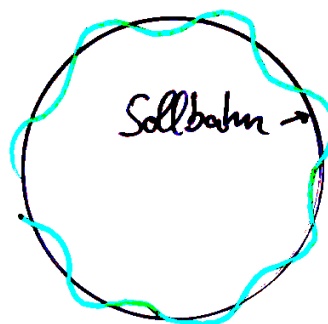
Fig. 1.14 Querschnitt durch ein Betatron. Der Beschleuniger ist rotationssymmetrisch um die senkrechte Achse angeordnet. Der Elektronenstrahl läuft in einer runden Vakuummkammer zwischen den Polen des Wechselstrommagneten.

Beschleunigungswirkung durch Induktionsgesetz



$$\oint_{\text{Kreislinie}} \vec{E} \cdot d\vec{r} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{Fläche}} \vec{B} \cdot d\vec{a}$$

Teilchenbahn:



pendelt um Sollbahn

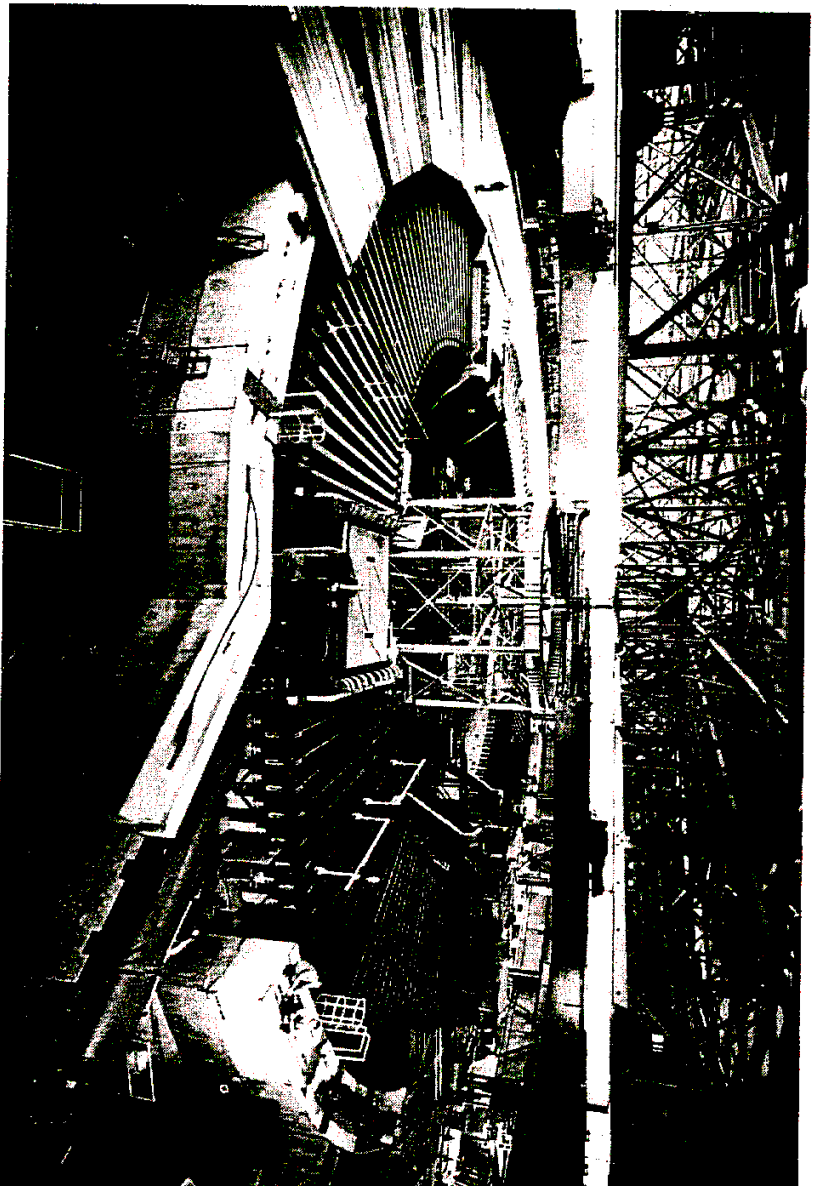
Betatron-Schwingungen

(in Zeichenebene und auch \perp dazu)

Betatron-Schwingungen in allen heutigen Kreisbeschleunigern

Das Bevatron (Beschleuniger)

6 GeV Protonenbeschleuniger zur Entdeckung des Antiprotons (1955)



4.9 Das Bevatron, ein 6 GeV-Beschleuniger, wurde 1954 am Lawrence Berkeley-Laboratorium in Betrieb genommen. Mit diesem Beschleuniger wurde 1955 das Antiproton entdeckt; er war 1989 immer noch in Betrieb.

Synchrotron-Beschleuniger

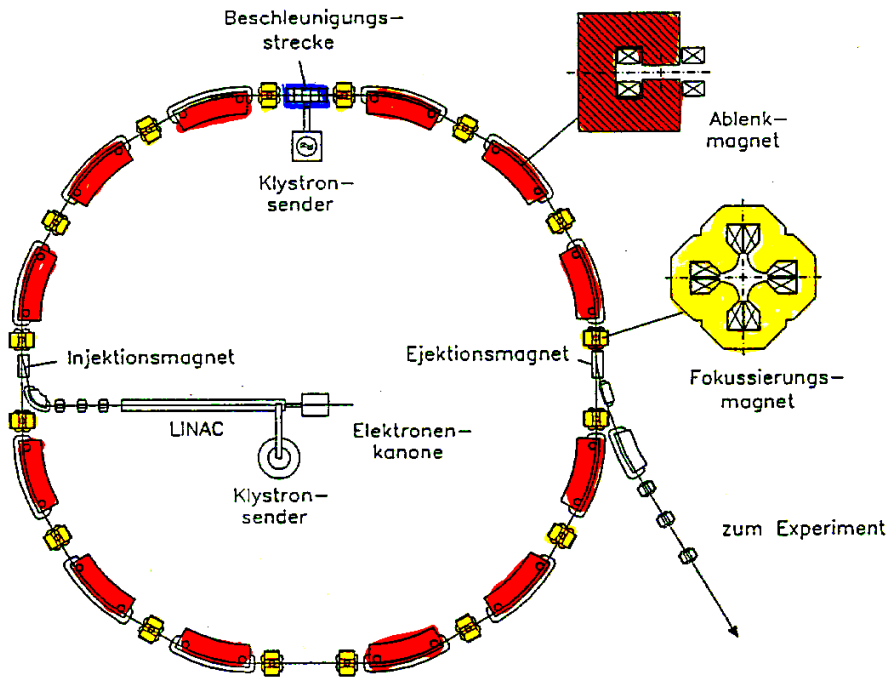
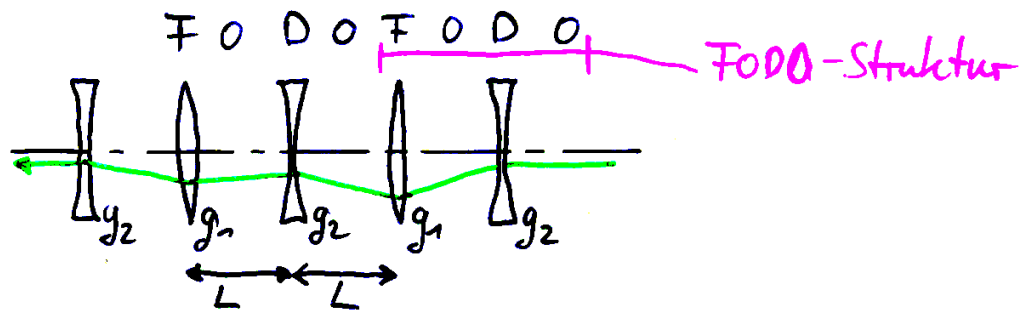


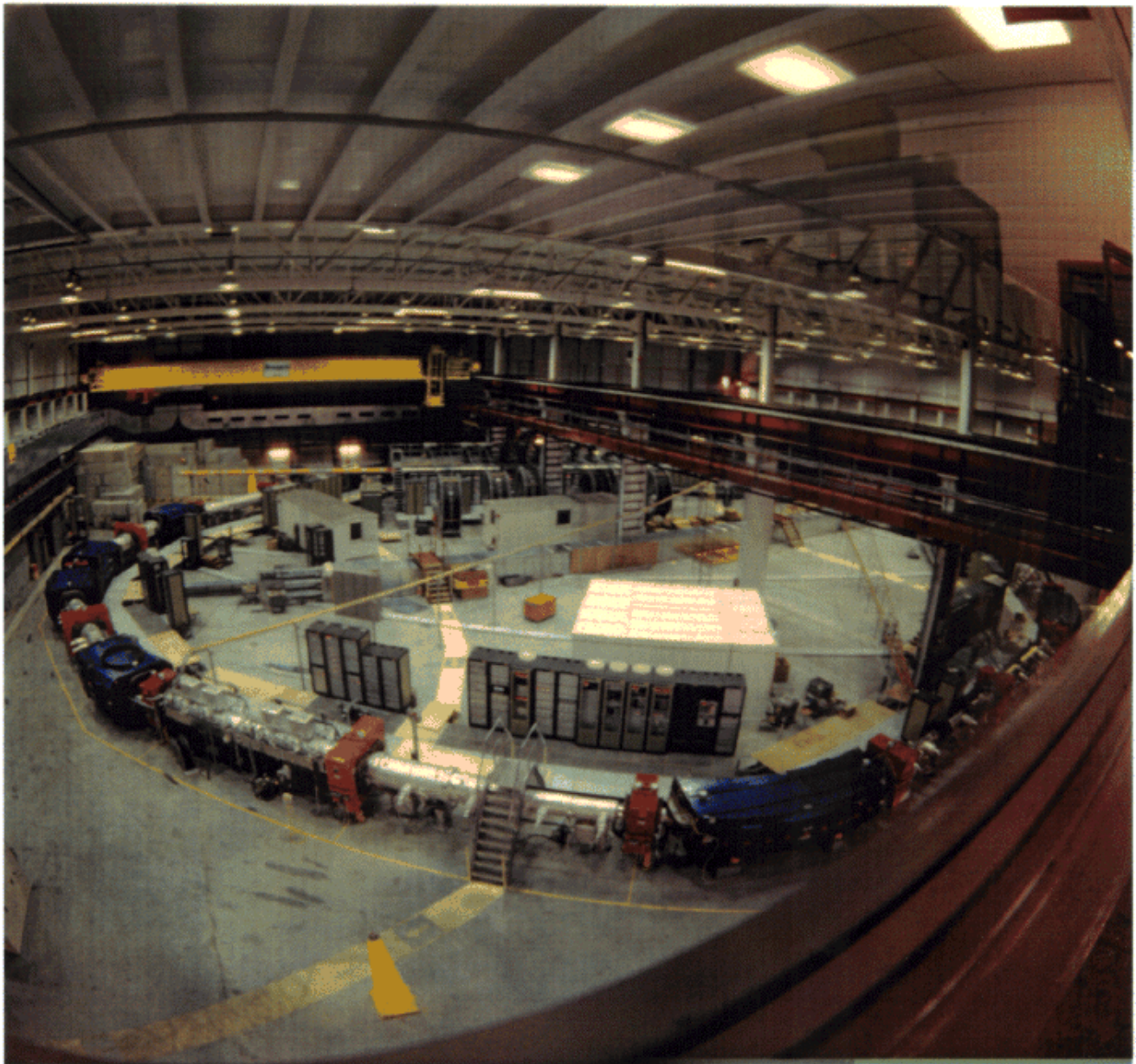
Fig. 1.16 Prinzipieller Aufbau eines modernen Synchrotrons. Die Bahn wird durch Ablenkmagnete mit homogenem Feld festgelegt, während die Fokussierung des Strahls durch gesonderte Magnete besorgt wird. Die Beschleunigung geschieht durch eine oder mehrere kurze HF-Strukturen. Die Teilchen werden von einem Vorbeschleuniger (Linac oder Microtron) geliefert.

Synchrotron-Beschleuniger nutzen Prinzip der starken Fokussierung / alternierende Gradienten



mathematische Behandlung mittels Matrizenoptik

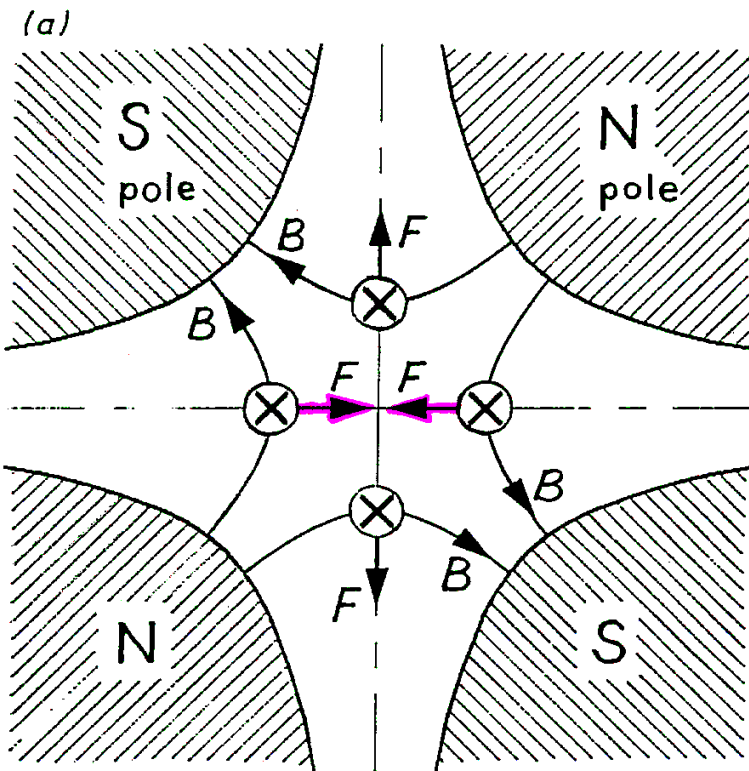
Anti-Proton Akkumulator Synchrotrona (CERN)



magnet. Linsen: Quadrupolmagnete

A segment of a magnet

Fokussierend:
in Strahlebene



(für pos. Teilchen,
das in Bild=
ebene eintritt)

Defokussierend:

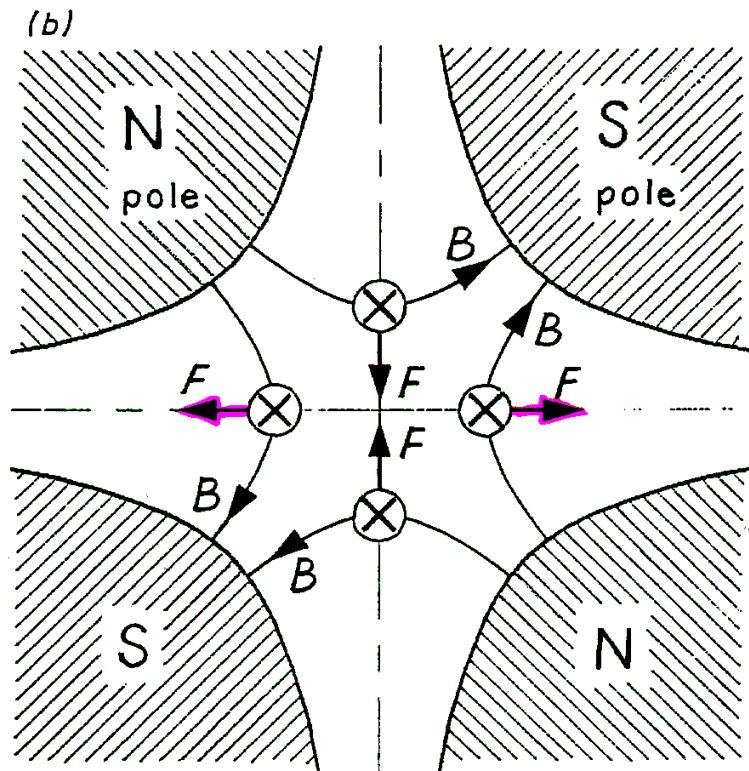


Figure 3.1. Fields and forces inside a quadrupole. (a) Focusing or F-type quadrupole, (b) defocusing or D-type quadrupole (drawn for positive particles entering the paper).

Korrektur von Abbildungsfehlern

De-)Fokussierung ist impulsabhängig : $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$

⇒ Chromatischer Abbildungsfehler : Chromatizität

Chromatizität der Strahloptik und ihre Kompensation

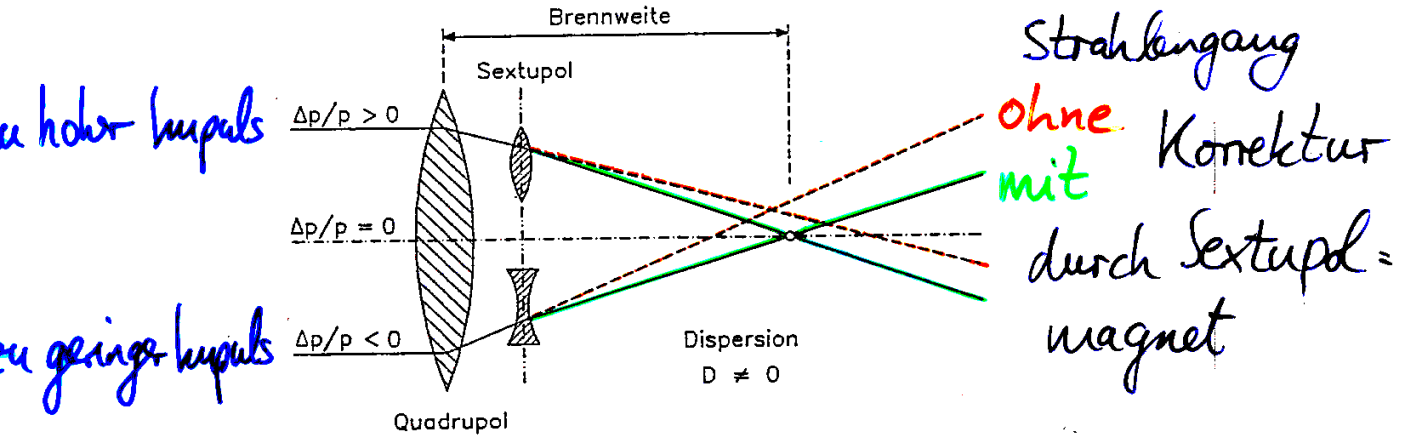
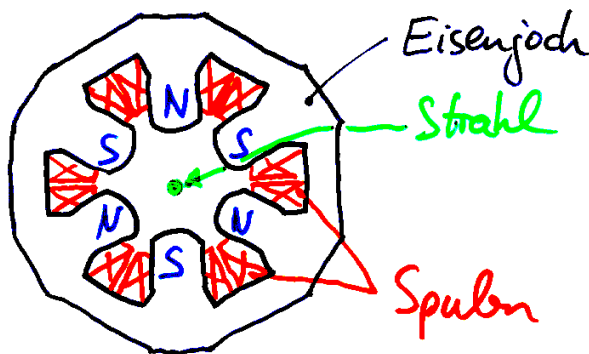


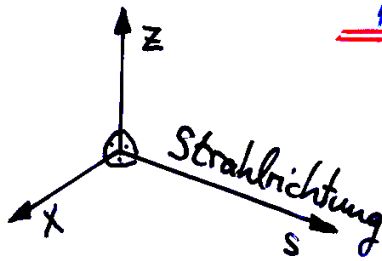
Fig. 3.41 Prinzip der Kompensation der durch Quadrupolmagnete hervorgerufenen Chromatizität durch Sextupole

Schema eines Sextupols :



Matrizen von Strahlelementen

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ z \\ z' \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} x' &\equiv \frac{dx}{ds} \\ z' &\equiv \frac{dz}{ds} \end{aligned}$$



$$\Omega = \sqrt{|k|} s.$$

1. horizontal fokussierender Quadrupol ($k < 0$):

Quadrupol: $k \equiv \frac{e}{p} \frac{dB_z}{dx}$

$$M_{QF} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \Omega & 0 & 0 \\ -\sqrt{|x|} \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh \Omega \\ 0 & 0 & \sqrt{|k|} \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{pmatrix}$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} (\text{const.} \cdot x \cdot z)$$

2. vertikal fokussierender Quadrupol ($k > 0$):

$$M_{QD} = \begin{pmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \Omega & 0 & 0 \\ \sqrt{x} \sinh \Omega & \cosh \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \Omega \\ 0 & 0 & -\sqrt{k} \sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix}$$

3. Feldfreie Driftstrecke ($k = 0$):

$$M_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & s \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

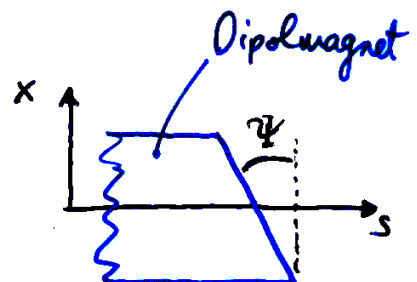
4. Dipolmagnet ($k = 0, R > 0$):

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \frac{s}{R} & R \sin \frac{s}{R} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{R} \sin \frac{s}{R} & \cos \frac{s}{R} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & s \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$R \equiv$ Krümmungsradius

5. Kantenfokussierung:

$$M_{\text{Kante}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \Psi}{R} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan \Psi}{R} & 1 \end{pmatrix}$$



Strahlinjektion (Elektronenbeschleuniger)

Injektion in einen Elektronenspeicherring

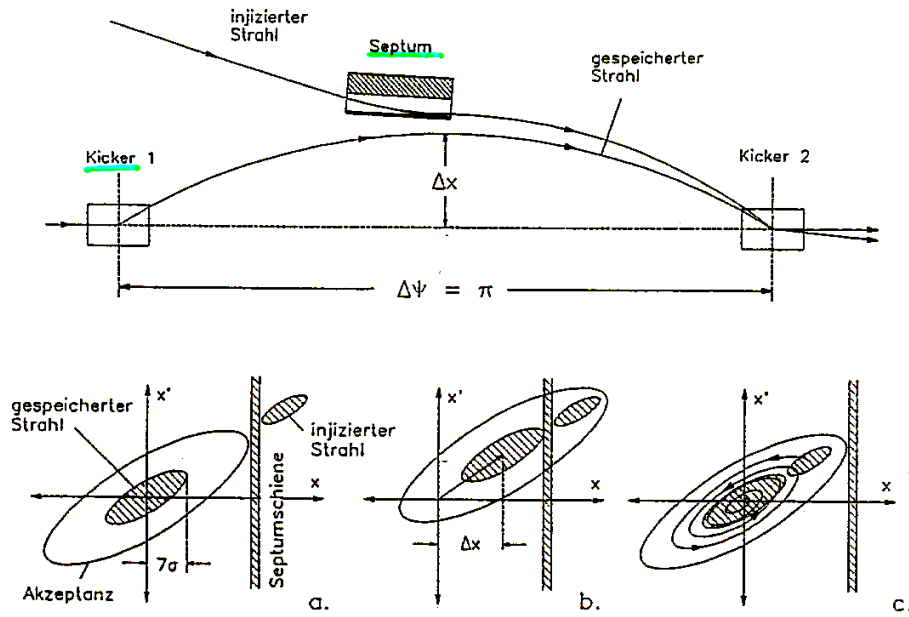


Fig. 4.9 Prinzip der Elektronenakkumulation. Das durch den injizierten Strahl gefüllte Phasen-volumen wird durch Strahlungsdämpfung freigemacht und steht zur nächsten Injektion wieder zur Verfügung. (a.) ist das Phasendiagramm im Ruhezustand vor der Injektion, (b.) zeigt den Zustand während der Injektion und (c.) den in den folgenden Umläufen.

Septummagnete:

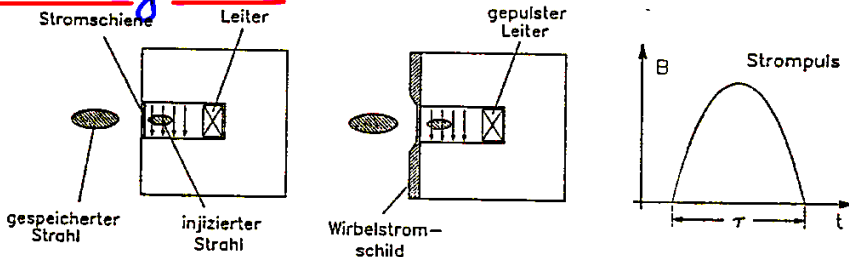


Fig. 4.11 Septummagnete mit Stromschiene und Wirbelstromfeld. Im linken Beispiel wird das Feld im Spalt des Septums durch eine dünne Stromschiene abgeschirmt. Dieser Magnet kann mit Gleichstrom und gepulst betrieben werden. Das rechte Septum nutzt einen aus gut leitendem Material gefertigten Wirbelstromschild. Dieser Septumtyp kann nur im Pulsbetrieb verwendet werden.

Kicker-magnete:

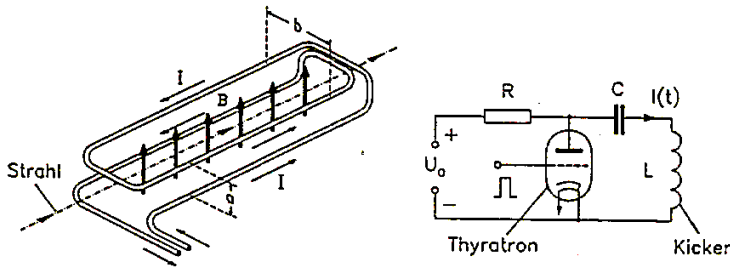


Fig. 4.10 Prinzip eines gepulsten Kicker-magneten aus vier parallelen stromführenden Leitern. Der erforderliche Strompuls wird durch Entladung eines Kondensators über ein Thyatron erzeugt.

z.B.: $E = 5 \text{ GeV}$, $l = 1 \text{ m}$, $a = 4 \text{ cm}$, $b = 8 \text{ cm}$

Ablenkwinkel $\kappa \approx 0.3 \cdot \frac{B_z \cdot l}{E [\text{GeV}]} \stackrel{!}{=} 3 \text{ mrad}$

$$B_z = \frac{4 \mu_0 b}{\pi (a^2 + b^2)} \cdot I = 0.05 \text{ T}$$

$$L = \frac{U}{I} = \frac{8 \mu_0 b^2 l}{\pi (a^2 + b^2)} = 256 \mu \text{ H}$$

$$C = \left(\frac{\tau_{\text{Kick}}}{\pi} \right)^2 \cdot \frac{1}{L} = 39.6 \text{ nF}$$

$$U_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot I_{\text{max}} = 251 \text{ kV}$$

$$I_{\text{max}} = \text{aus } B_z = 3127 \text{ A}$$

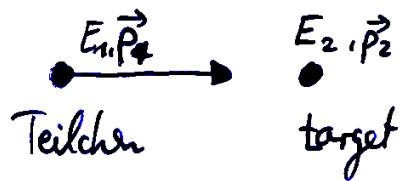
$\tau_{\text{Kick}} = 1 \mu \text{ s}$

Tab. 3.3 Liste einiger im Betrieb oder im Bau befindlicher Teilchenbeschleuniger und Speicherringe.

Name	Ort		Max. Strahlenergie/GeV	Fertigstellung	Umfang/ Länge
<i>Protonen-Synchrotrons</i>					
CERN PS	Genf, Schweiz		28	1960	
BNL AGS	Brookhaven, USA		32	1960	
KEK	Tsukuba, Japan		12	1976	3.0 km
Serpukhov	Serpukhov, UdSSR		76	1967	
→ CERN SPS	Genf, Schweiz		450	1976	6.9 km
→ Fermilab Tevatron	Batavia, USA		900	1982	6.3 km
<i>Elektronenbeschleuniger</i>					
SLAC Linearbeschleuniger	Stanford, USA		20	1966	3.0 km
DESY-Synchrotron	Hamburg, BRD		7	1964	0.29 km
<i>Speicherringe</i>					
SPEAR	Stanford, USA	e^+e^-	4.2 + 4.2	1972	0.23 km
DORIS II	DESY, Hamburg	e^+e^-	5.6 + 5.6	1974/82	0.29 km
PETRA	DESY, Hamburg	e^+e^-	23 + 23	1978	2.30 km
PEP	Stanford, USA	e^+e^-	15 + 15	1980	2.2 km
CESR	Cornell, USA	e^+e^-	8 + 8	1979	0.77 km
TRISTAN	Tsukuba, Japan	e^+e^-	30 + 30	1986	3.0 km
→ LEP	CERN, Schweiz	e^+e^-	100 50 + 50 100	1989	26.7 km
→ Sp̄pS	CERN, Schweiz	$p\bar{p}$	310 + 310	1982	6.9 km
→ Tevatron	Fermilab, USA	$p\bar{p}$	900 + 900	1987	6.3 km
→ HERA	Hamburg, BRD	ep	30e + 820p	1990	6.3 km
SSC	Dallas, USA	pp	20000 + 20000	> 1998	87.1 km
LHC	CERN, Schweiz	pp	7000 + 7000	2005	26.7 km
?	?	$\mu^+\mu^-$	>2000 + >2000	?	? km
<i>Linearbeschleuniger mit kollidierenden Strahlen</i>					
→ SLC	Stanford, USA	e^+e^-	50 + 50	1988	3.0 km
NLC	?	e^+e^-	250 + 250	?	30 km

Collider \leftrightarrow fixed target

Fixed target: beschleunigter Teilchenstrahl wird ausgekoppelt und auf Treffermaterial gelenkt



+ leicht realisierbar (große Trefferfläche)

- geringe Energie im Stoß: $(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = (E_1 + m_2)^2 - (\vec{p}_1)^2 =$

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{2E_1 m_2} \leftarrow m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2 \equiv s$$

(z.B. Proton $m_1 = 938 \text{ MeV}/c^2$, $E_1 = 10^6 \text{ MeV} \equiv 1 \text{ TeV}$
auf Proton $m_2 = m_1 \Rightarrow \sqrt{s} = 43 \cdot 10^3 \text{ MeV} \equiv 43 \text{ GeV}$)

Collider: gegenläufig umlaufende Strahlen werden frontal zur Kollision gebracht

- fokussierte Strahlen müssen sich treffen (kleine Trefferfläche)

+ hohe Energie im Stoß: $(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 + |\vec{p}_1 \vec{p}_2|) \equiv s$

Diagram showing two particles with energy E_1 and momentum vector \vec{p}_1 moving towards each other, and two particles with energy E_2 and momentum vector \vec{p}_2 moving towards each other.

(z.B. Proton auf Proton mit je $E_1 = E_2 = 0.5 \text{ TeV}$
 $\Rightarrow \sqrt{s} \approx 1 \text{ TeV}$, d.h. $\sqrt{s} \approx 2\sqrt{E_1 E_2}$)

TeV @ Fermilab



SLC @ SLAC , U.S.A.



4.16 Dieses Luftbild zeigt das Linearbeschleunigerzentrum in Stanford (SLAC). Der drei Kilometer lange Linearbeschleuniger wurde unter einer Autobahn hindurchgeführt. Die Versuche finden am Kopf des Beschleunigers (Vordergrund) und in einem unterirdischen Speicherring statt.

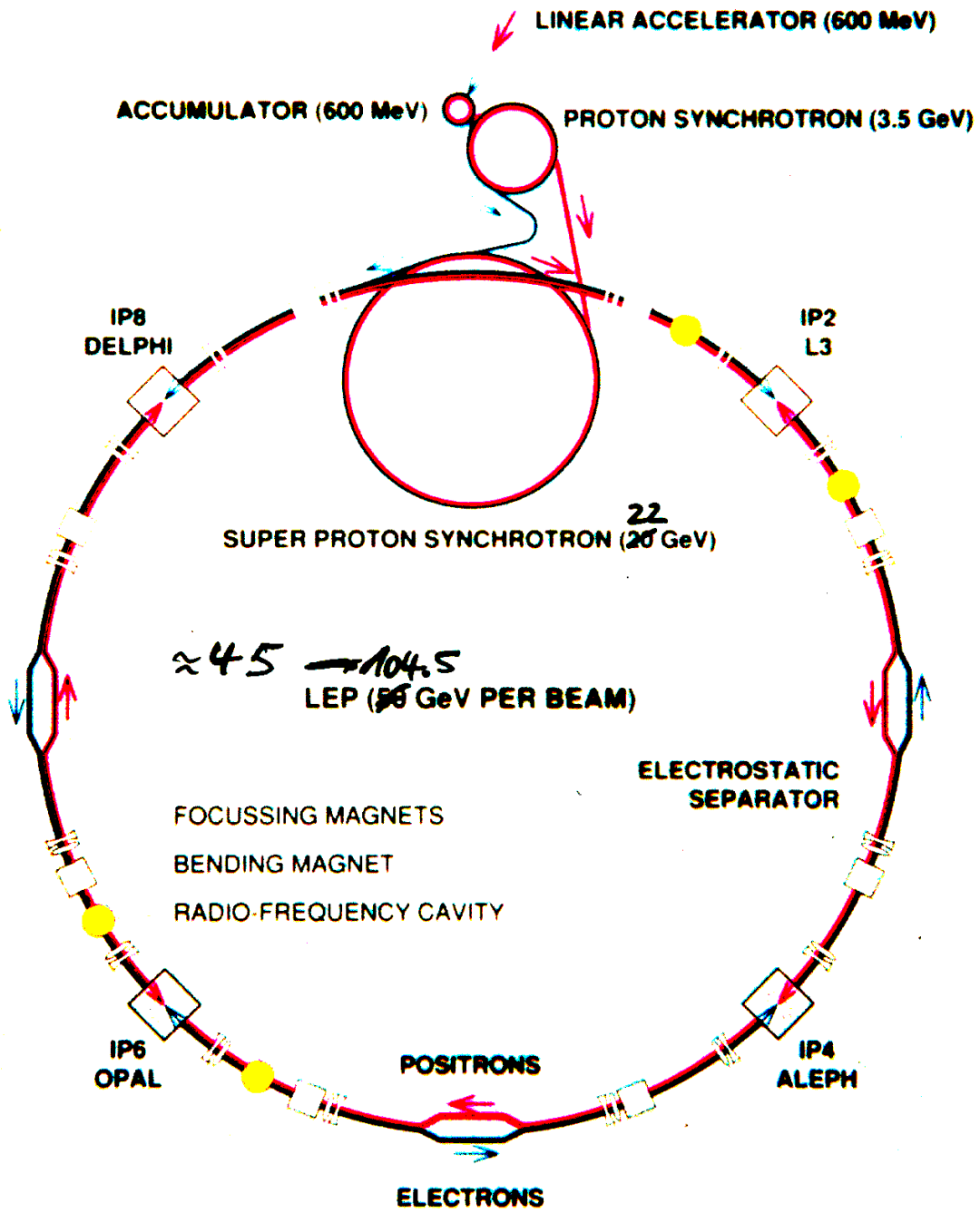
HERA und PETRA © DESY, D



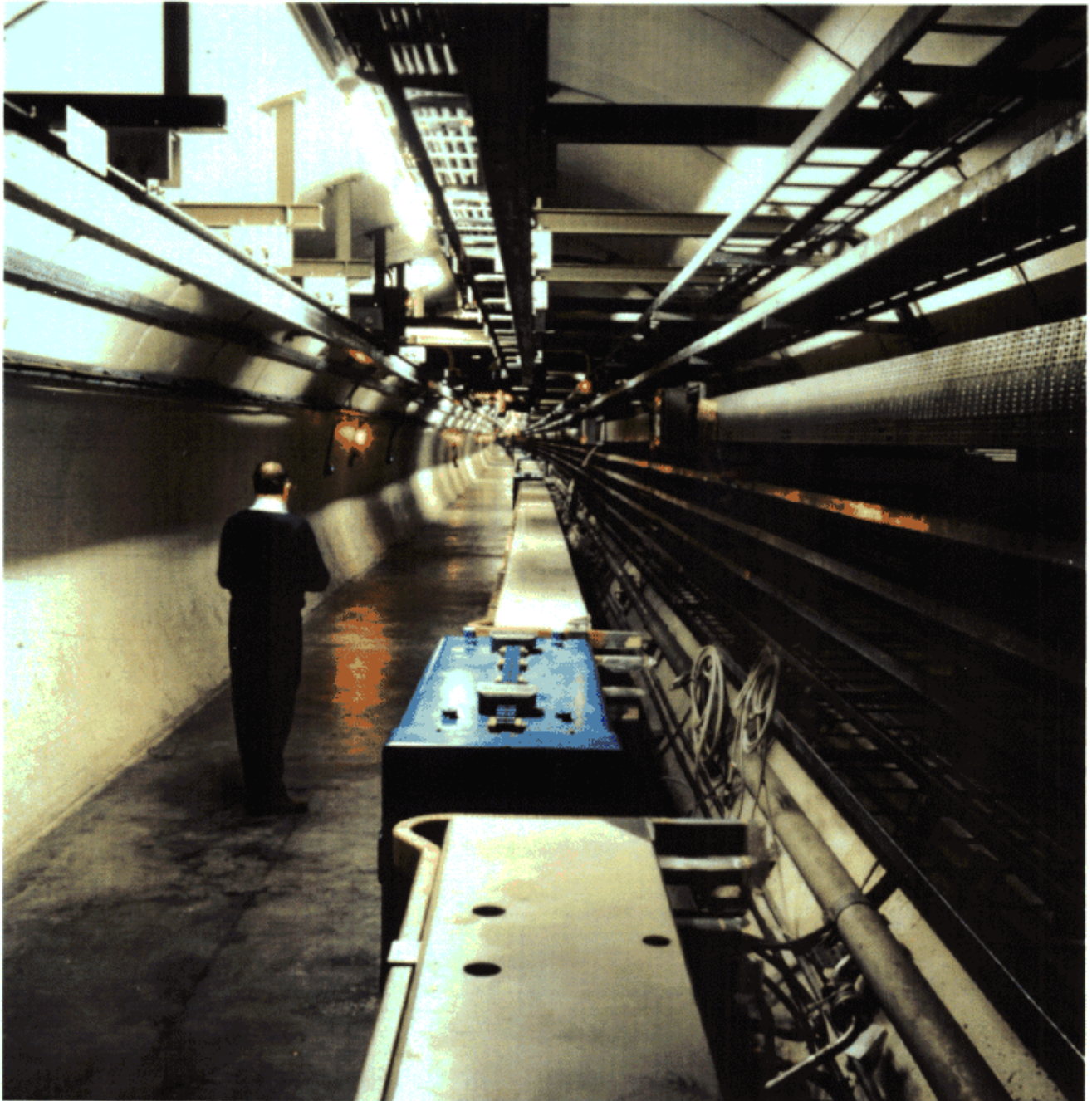
LEP - Beschleunigerkomplex des CERN, CH



THE LEP COMPLEX



Im LEP-Tunnel



Synchrotronstrahlung

klass. E-Dynamik: beschleunigte Ladungen strahlen
elmagn. Wellen ab

Abstrahlungsleistung im Synchrotron

Energieverlust/Umlauf: $\Delta E = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \frac{e^2 v^2}{c^3 R^2} \cdot \gamma^4 \cdot \frac{2\pi R}{v}$ Krümmungsradius R
 $\gamma \equiv \frac{E}{m} = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$

z.B. für Elektronen:

$$\Delta E \approx 8.85 \cdot 10^{-5} \frac{E^4 [\text{GeV}]}{R [\text{km}]} \text{ MeV/Umlauf}$$

LEP: $R \approx 3.03 \text{ km}$, $E \approx 100 \text{ GeV} \Rightarrow \Delta E = 2920 \text{ MeV/Umlauf}$
 bei Strahlstrom $I \approx 2 \times 3 \text{ mA} \Rightarrow \text{Leistung} \approx \underline{17.5 \text{ MW}}$

Abstrahlwinkel: $\tan \theta \approx \frac{1}{\beta\gamma} \approx \frac{1}{\gamma}$ (LEP: $\theta \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$)

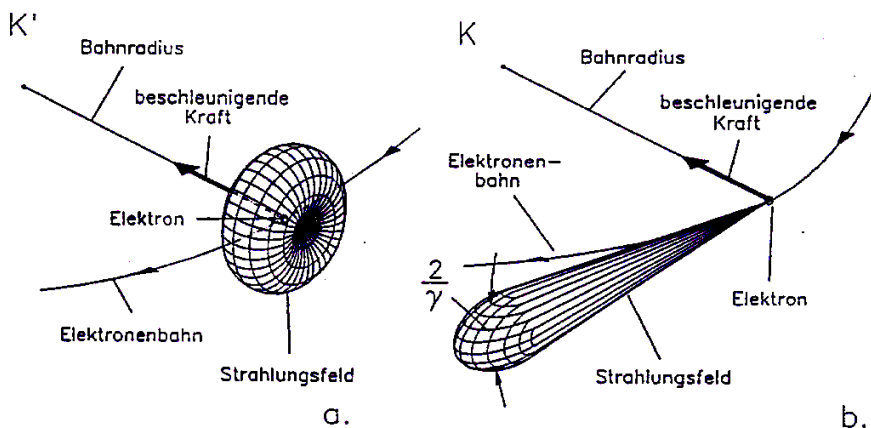
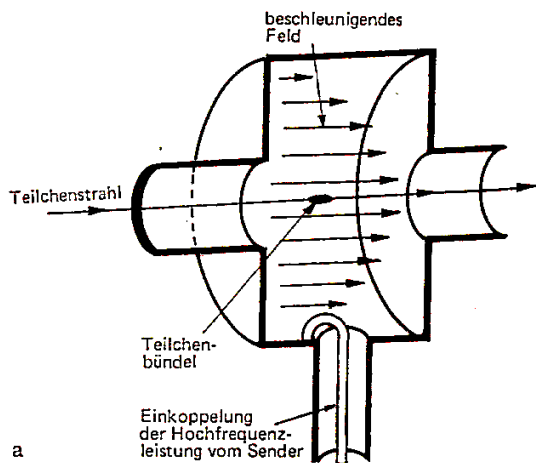


Fig. 2.3 Transformation der axialsymmetrischen Strahlungsverteilung im Schwerpunktsystem (a.) in die scharf nach vorn gebündelte Verteilung im Laborsystem K (b.)

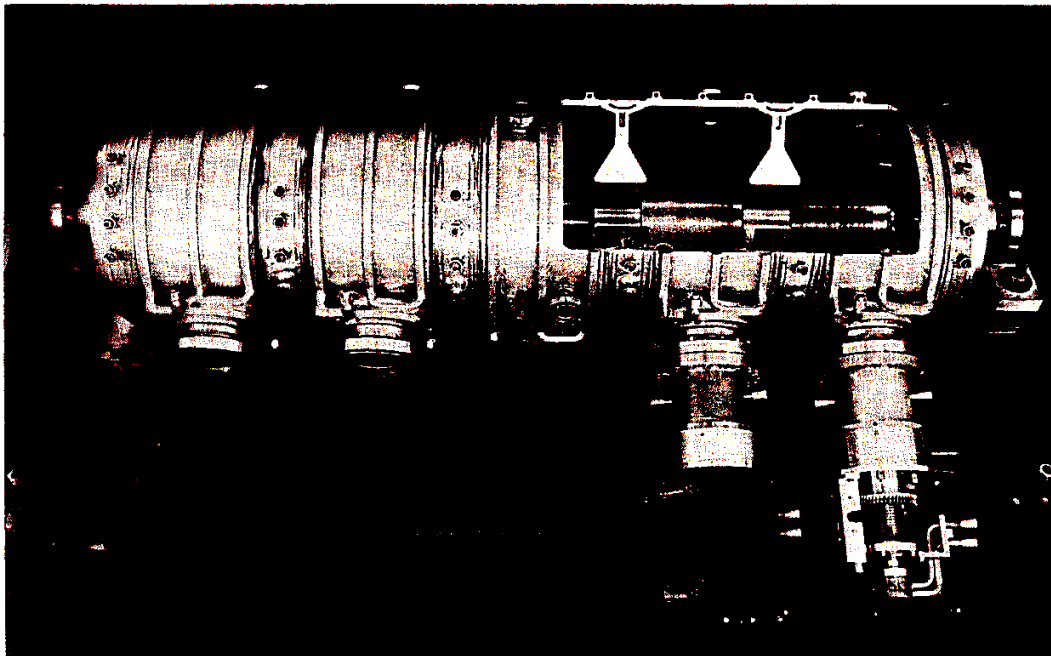
Speicherring-Betrieb: Abgestrahlte Energie muß wieder
zugeführt werden!

Hohlraumresonatoren (Cavities)



a

Bild 14: (a) Einzellige Beschleunigungs-Struktur für Spannungen bis ca. 500 000 Volt. (b) Fünzzellige Beschleunigungs-Struktur für Spannungen bis 2 Millionen Volt



b

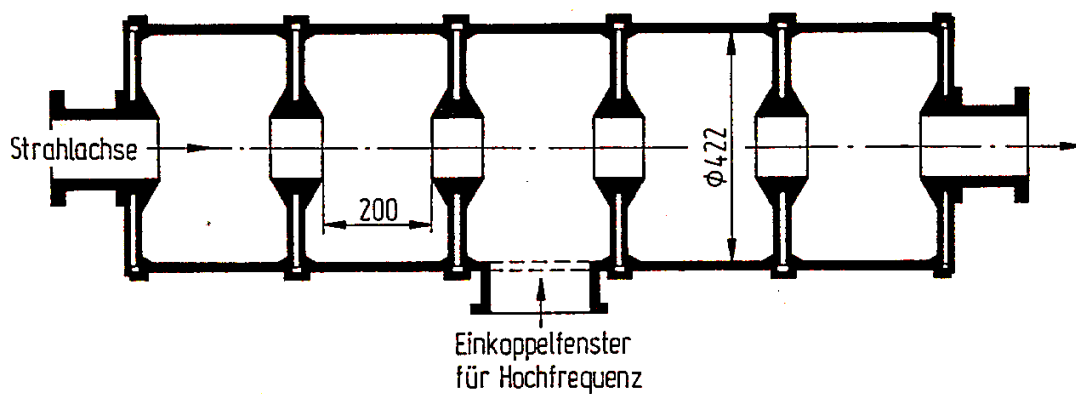
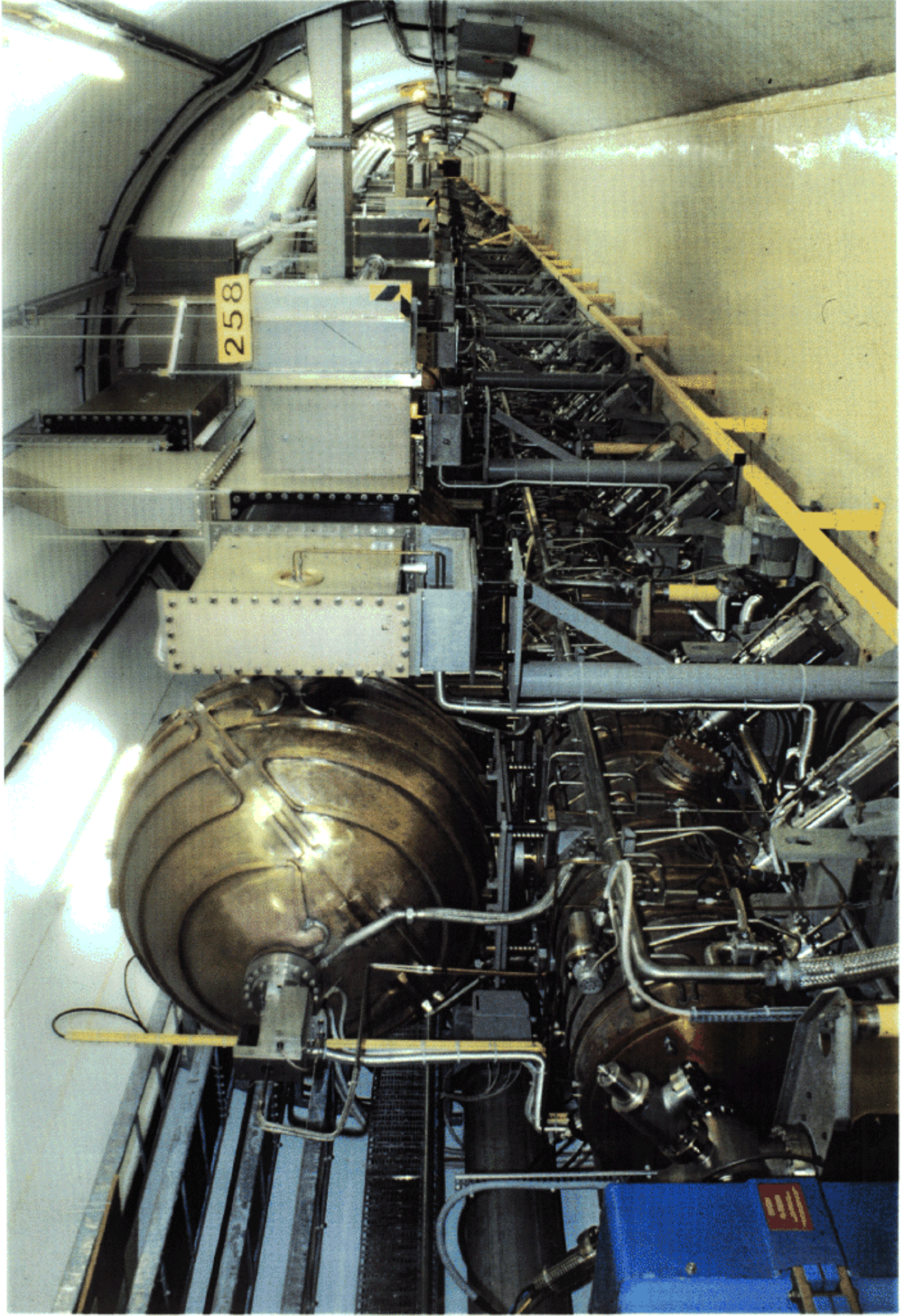
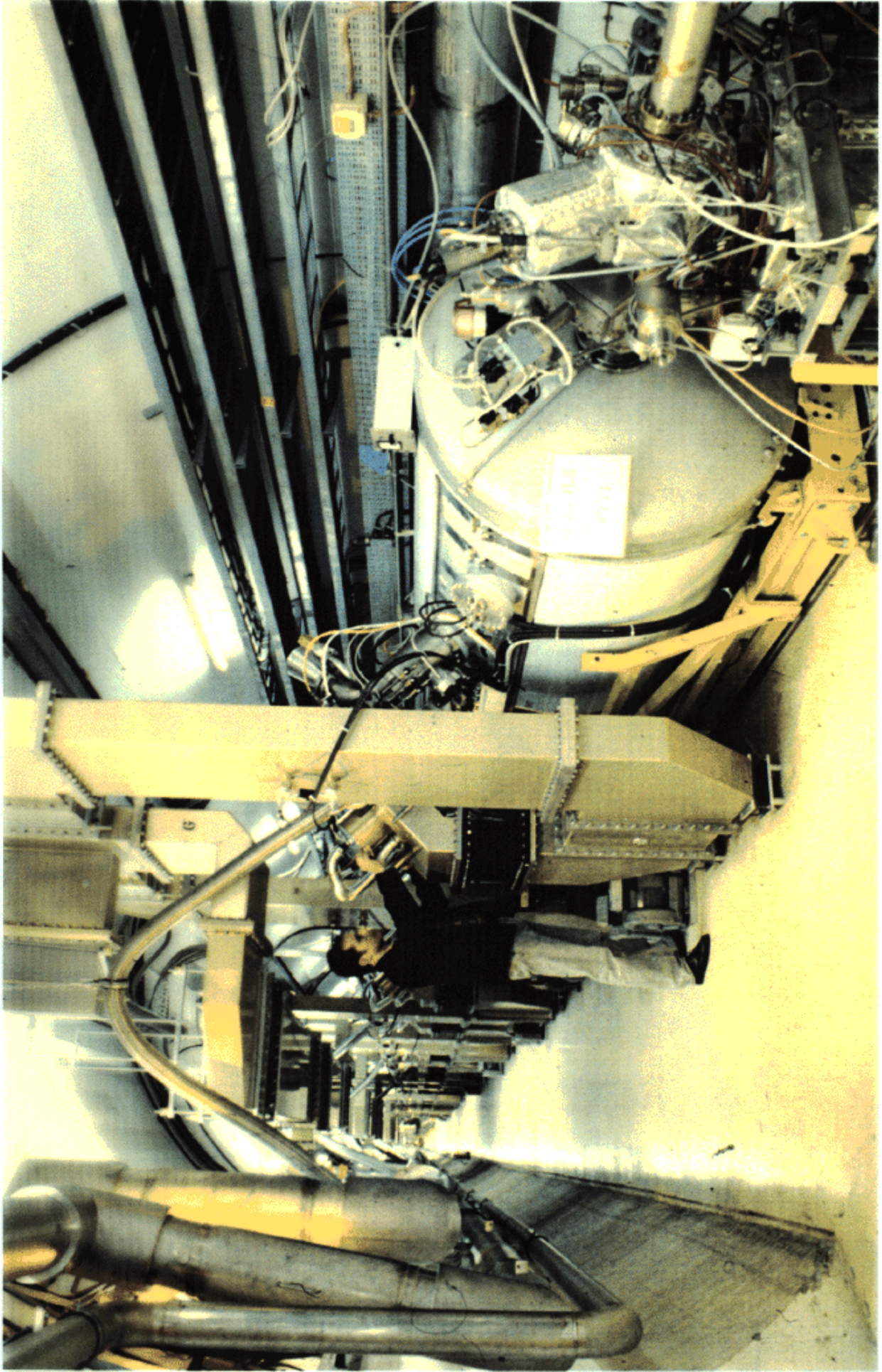


Abb. 3.10 Eine fünfzellige Hochfrequenzbeschleunigungsstrecke für den PETRA-Speicherring. (500 MHz)

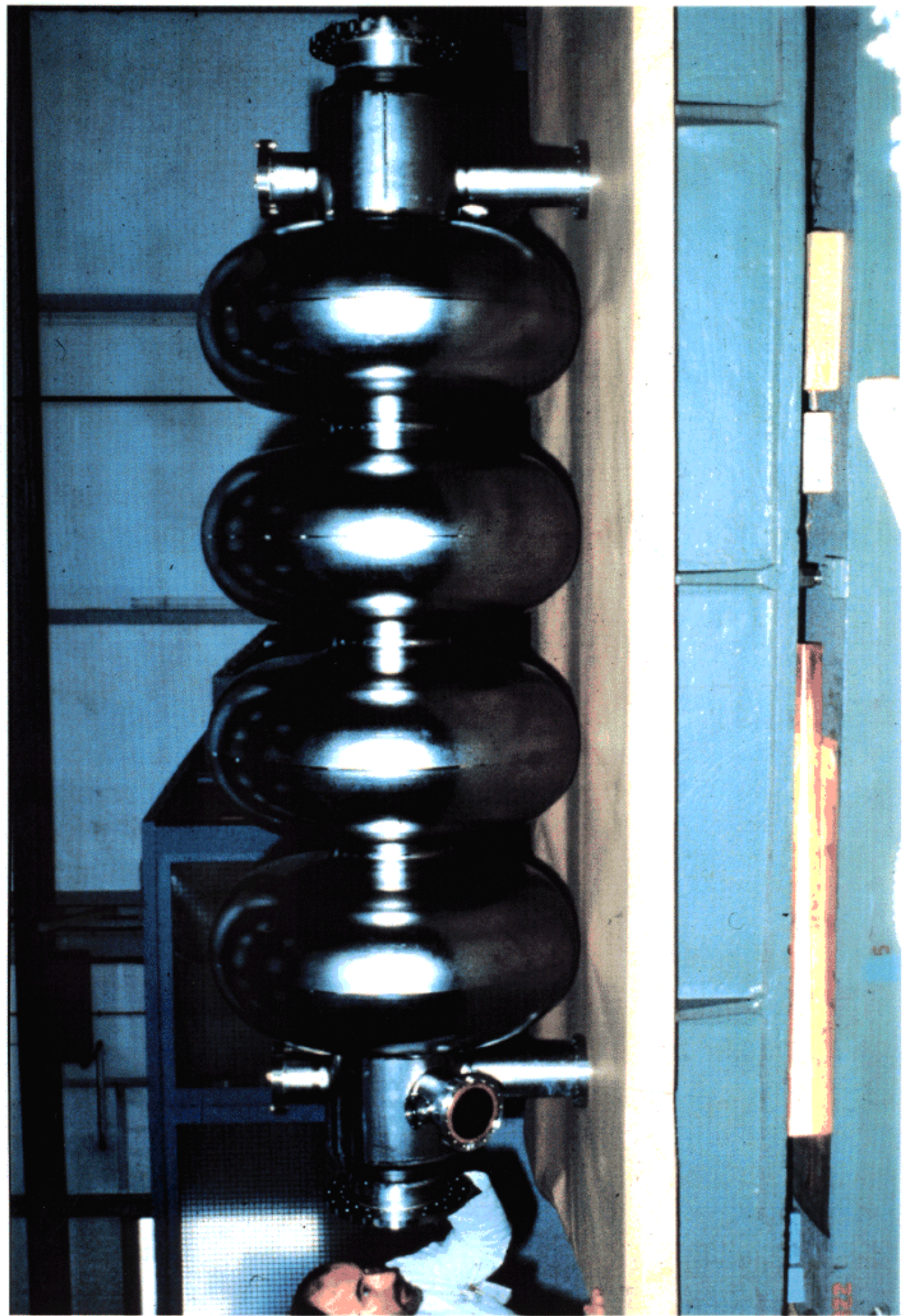
normalleitende Cavity von LEP



Supraleitende Cavity von LEP

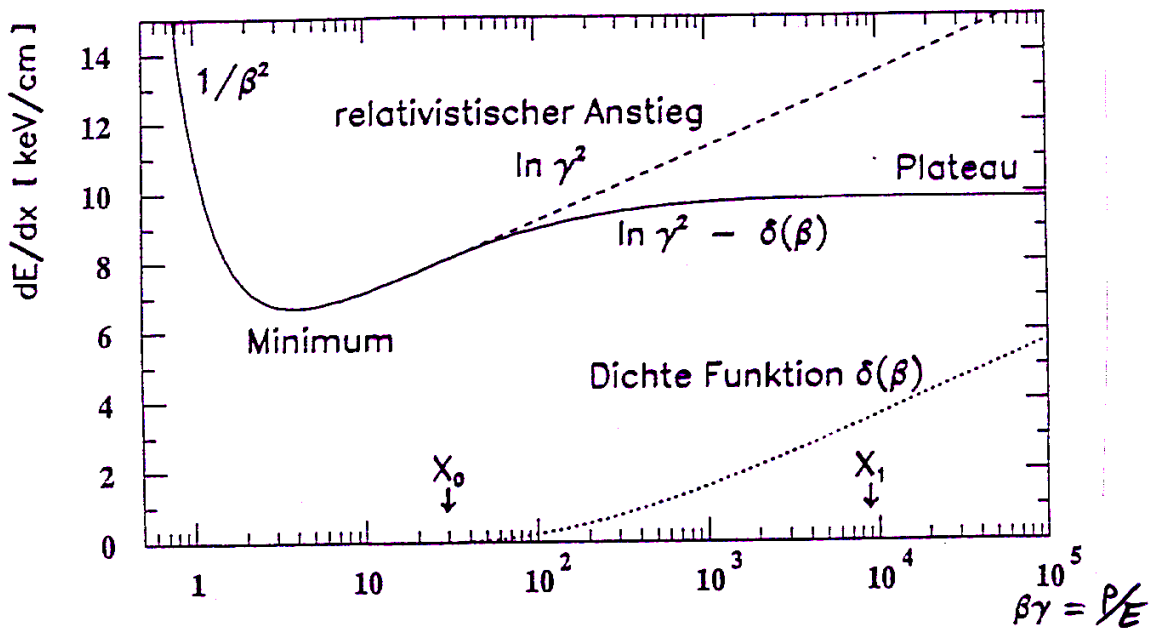


Resonator einer supraleitenden LEP-Cavity



Ww. geladener Teilchen mit Materie

→ Ionisation, beschrieben durch Bethe-Bloch-Formel



$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A \cdot r_e^2 m_e c^2 \cdot \rho \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 \cdot T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta(\beta) \dots \right]$$

$$\approx 0.1535 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{g}$$

ρ : Dichte des Materials

Z : Kernladungszahl \sim

A : Atomgewicht \sim

m_e : Elektronenmasse

I : mittlere Ionisationsenergie des Materials [eV] (typ. 70 ... 500 eV)

z : Ladung des einfallenden Teilchens [e]

T_{max} : max. Energieübertrag in einzelner Kollision

$v = c \cdot \beta$: Geschwindigkeit des Teilchens

$$\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$$

Energieverlust dE ist Teilchenspezifisch

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{\beta^2} \cdot \ln \gamma \beta^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{E} \\ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{m} \end{array} \right.$$

⇒ Teilchenidentifikation durch spez. Energie =
verlust

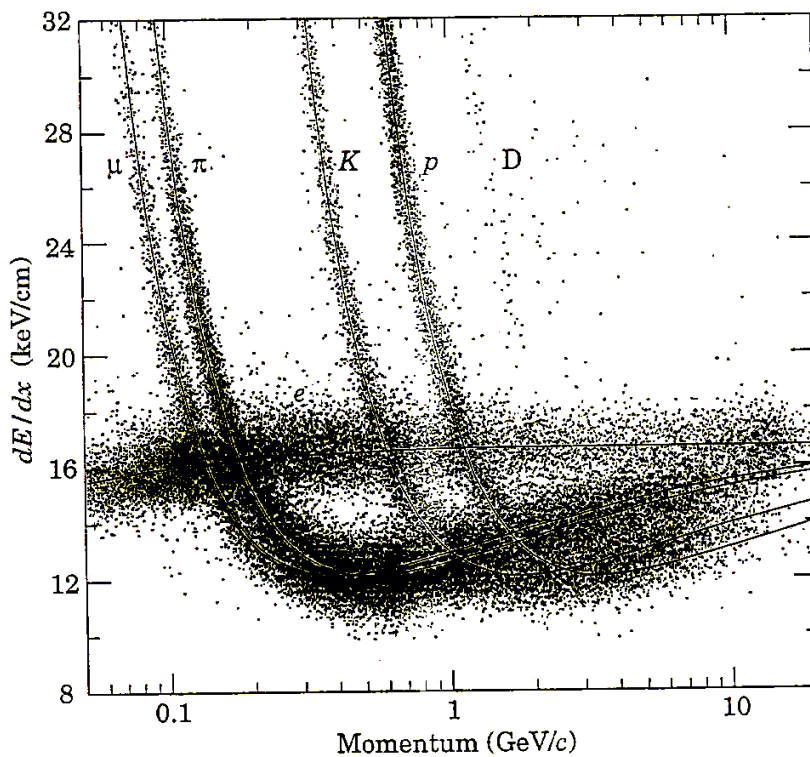
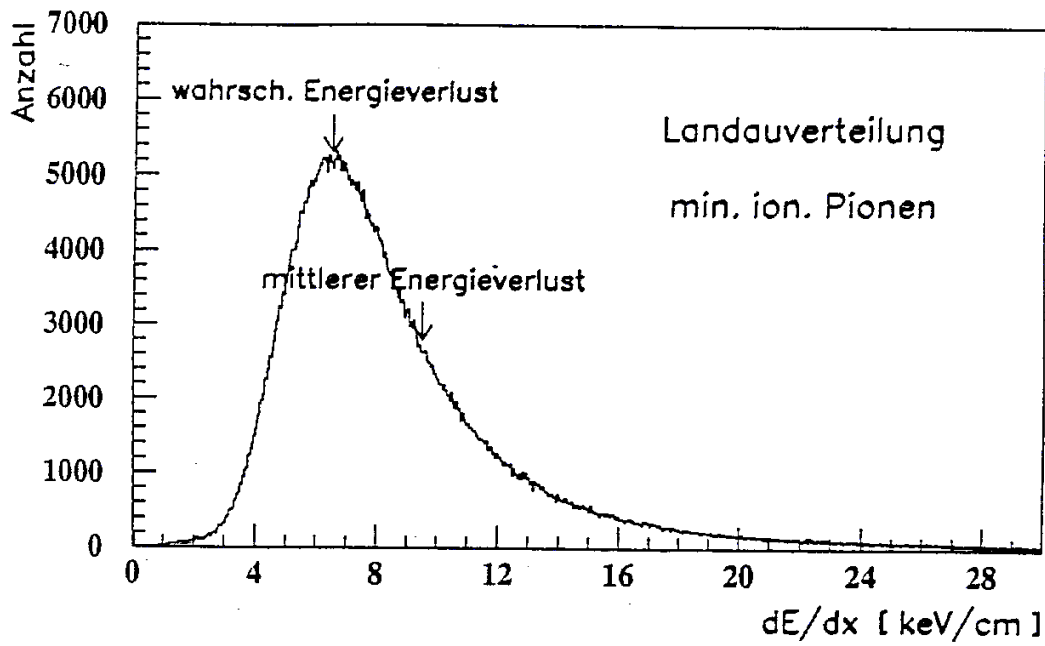


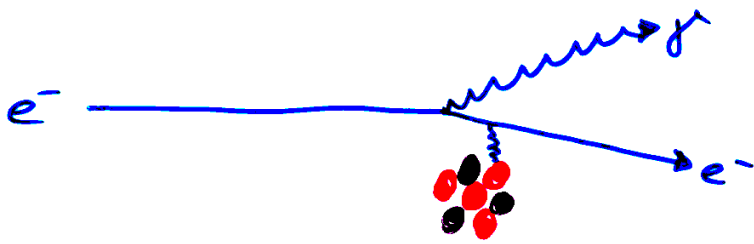
Figure 24.5: PEP4/9-TPC dE/dx measurements (185 samples @8.5 atm Ar-CH₄ 80-20%) in multihadron events. The electrons reach a Fermi plateau value of 1.4 times minimum. Muons from pion decays are separated from pions at low momentum; π/K are separated over all momenta except in the cross-over region. (Low-momentum protons and deuterons originate from hadron-nucleus collisions in inner materials such as the beam pipe.)

Die Landau-Verteilung

Bethe-Bloch-Formel gibt mittleren Energieverlust an



Bremsstrahlung



hauptsächlich für Elektronen und Positronen; weil
Streuwirkungsquerschnitt $\sigma \approx \frac{1}{m_e}$

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Bremsstrahlung}} = 4Z^2 \cdot r_e^2 \alpha_{\text{em}} \left[\ln(183 \cdot Z^{-1/3}) + \text{Korrekturen} \right]$$
$$r_e \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad \text{klass. Elektronenradius}$$

● kritische Energie: $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Bremsstrahlung}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Ionisation bei Kollision}}$

● Strahlungslänge: $E(x) = E_0 \cdot \exp\left(\frac{-x}{\lambda_0}\right)$

Distanz λ_0 nach der die Elektronenenergie durch
Bremsstrahlung auf $1/e$ abgesunken ist

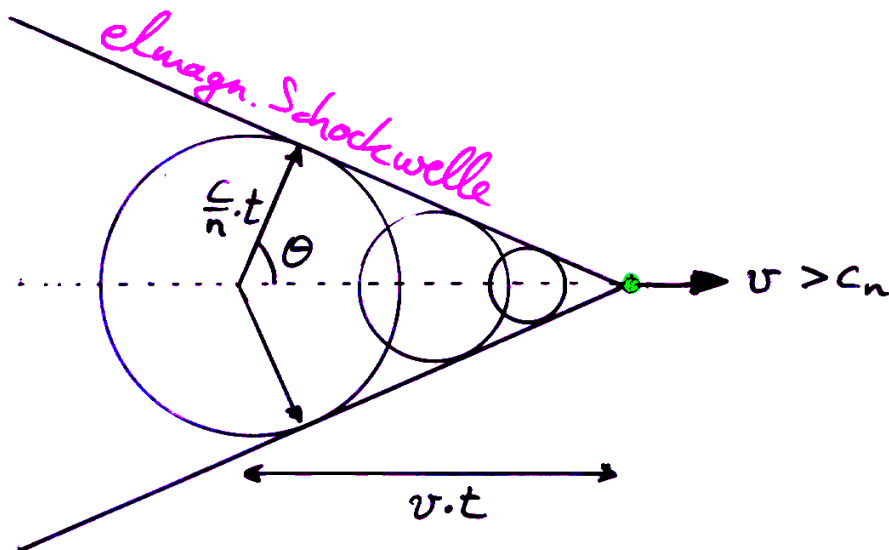
$$\frac{1}{\lambda_0} \approx \left[4Z(Z+1) \frac{\rho \cdot N_A}{A} \right] r_e^2 \alpha_{\text{em}} \left[\ln(183 \cdot Z^{-1/3}) + \text{Korrekturen} \right]$$

Čerenkov-Strahlung

Lichtgeschwindigkeit im Medium mit Brechungsindex n

$$c_n = \frac{c}{n}$$

Teilchen mit $v = \beta c > c_n = \frac{c}{n}$ emittieren Čerenkov-Licht (vgl. Mach'scher Überschallkegel)



$$\cos \theta = \frac{\frac{c}{n} \cdot t}{v \cdot t} = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

typ. Energieverlust des Teilchens ist gering ($\approx 0.01 \frac{\text{MeV cm}^2}{g}$)
und in Bethe-Bloch-Formel bereits enthalten

Čerenkov-Licht kann / wird zum Teilchennachweis
und zur Teilchenidentifikation benutzt

Ww. von Photonen mit Materie

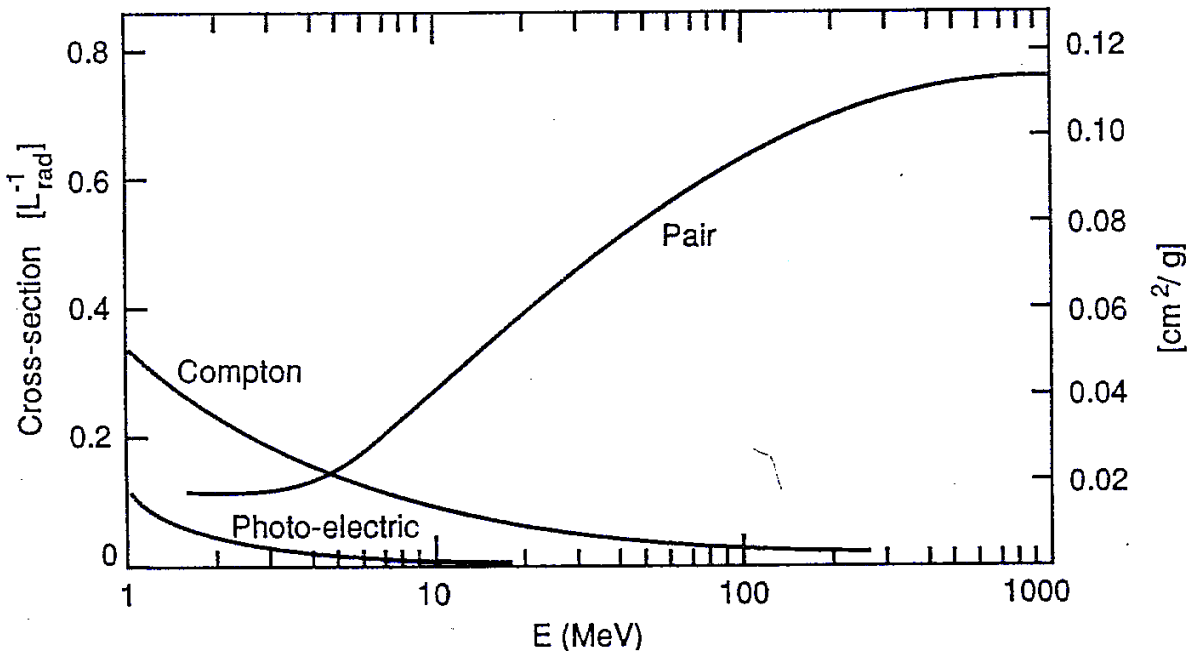
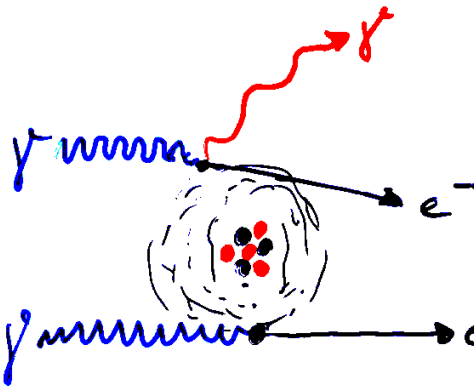


Figure 4: Photon cross-section σ in lead as a function of photon energy. The intensity of photons can be expressed as $I = I_0 \exp(-\sigma x)$, where x is the path length in radiation lengths

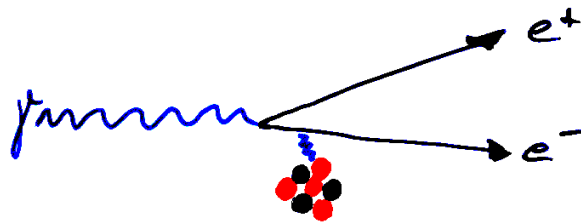
Compton-Strreuung:



Photoeffekt



Paarbildung:



unterhalb $E = 1 \text{ MeV}$: Photoeffekt dominiert

oberhalb $E = 1000 \text{ GeV}$: Paarbildung dominiert

Strahlungslänge:

$$\lambda_{\text{Paar prod.}} \approx \frac{9}{7} X_0$$

(i.d.h. ca. 54% statt 1/e)

Detektoren

Prinzip: Wechselwirkung von Teilchen mit Materie hinterläßt meßbares Signal

- geladene Teilchen
- Photonen

- Detektoren:**
- **Spurdetektoren** (Richtung und Impuls geladener Teilchen)
 - **Kalorimeter** (Gesamtenergie [und Richtung] geladener und neutraler Teilchen)
 - **Flugzeitdetektoren** (Messung der Zeit zum Durchqueren einer festen Flugstrecke)
→ $\beta = v/c$
 - **Übergangsstrahlungs- und ringabbildende Čerenkov-Detektoren** (Identifikation von Teilchen)
 - **Schwellendetektoren** (Herausfiltern von spezifischen Teilchen aus vielen anderen)

Nachweis ionisierender Strahlung

Table 24.4: For various gases at STP: (a) yield of ionization encounters ($1/\lambda$) for m.i.p. [46], (b) t_{99} : thickness of the gas layer for 99% efficiency, and (c) the average number of free electrons produced by a m.i.p. (calculated using data from Ref. 47).

	Encounters/cm	t_{99} (mm)	Free electrons/cm
He	5	9.2	16
Ne	12	3.8	42
Ar	25	1.8	103
Xe	46	1.0	340
CH ₄	27	1.7	62
CO ₂	35	1.3	107
C ₂ H ₆	43	1.1	113

The probability to have at least one ionization encounter is $1 - \exp(-\Delta/\lambda)$ and the thickness of the gas layer for 99% efficiency is $t_{99} = 4.6\lambda$.

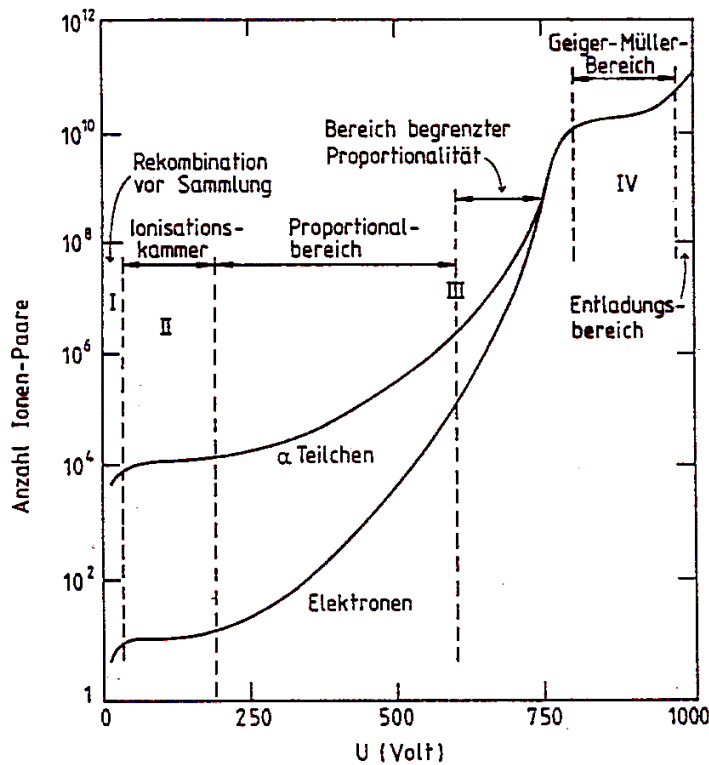
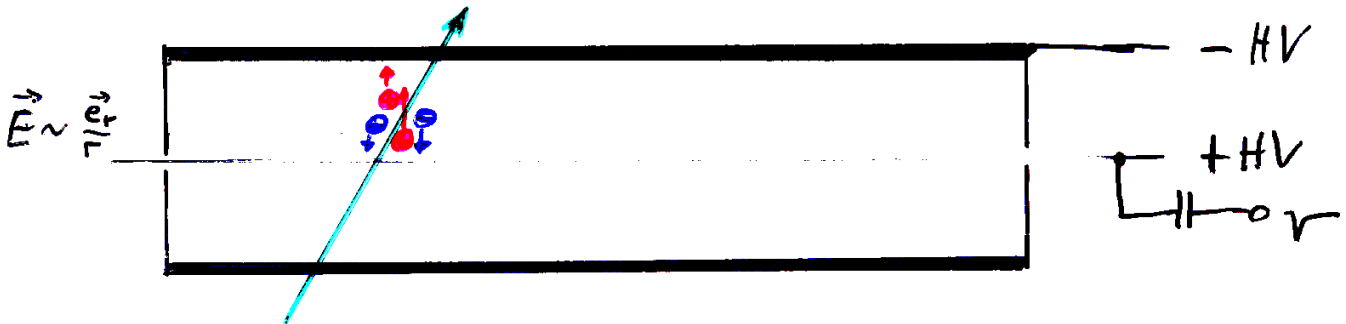


Fig.2.8: Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung U im Proportionalzähler für α -Teilchen und Elektronen (nach [PR 58]).

Vorgänge im Bereich der (Gas-)Verstärkungszone

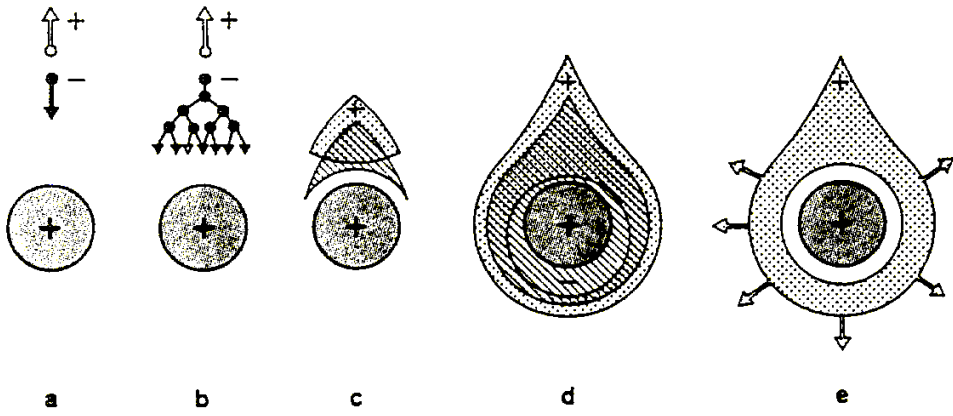


Fig.3.2: Zeitliche Entwicklung der Lawine in der Nähe des Anodendrahtes eines Proportionalzählers. a) Ein primäres Elektron bewegt sich zur Anode; b) das Elektron gewinnt im elektrischen Feld Energie und ionisiert Atome, die Lawinenbildung setzt ein; c) Elektronen- und Ionenwolke driften auseinander;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

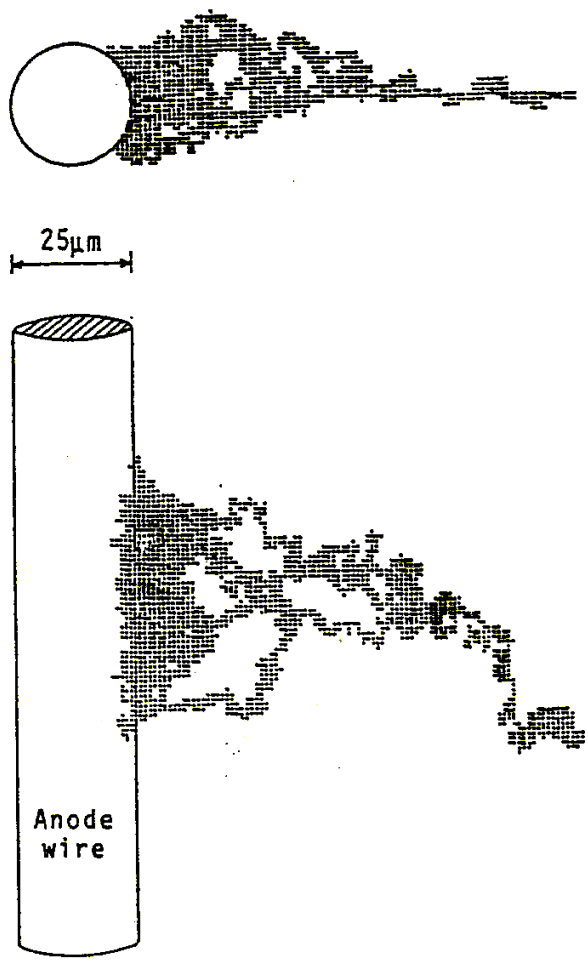


Fig. 4.7. Two-dimensional displays of the electron density in a small avalanche created by a Monte Carlo simulation from a single electron. Photon ionization was neglected [MAT 85]

Drift- oder Jetkammer

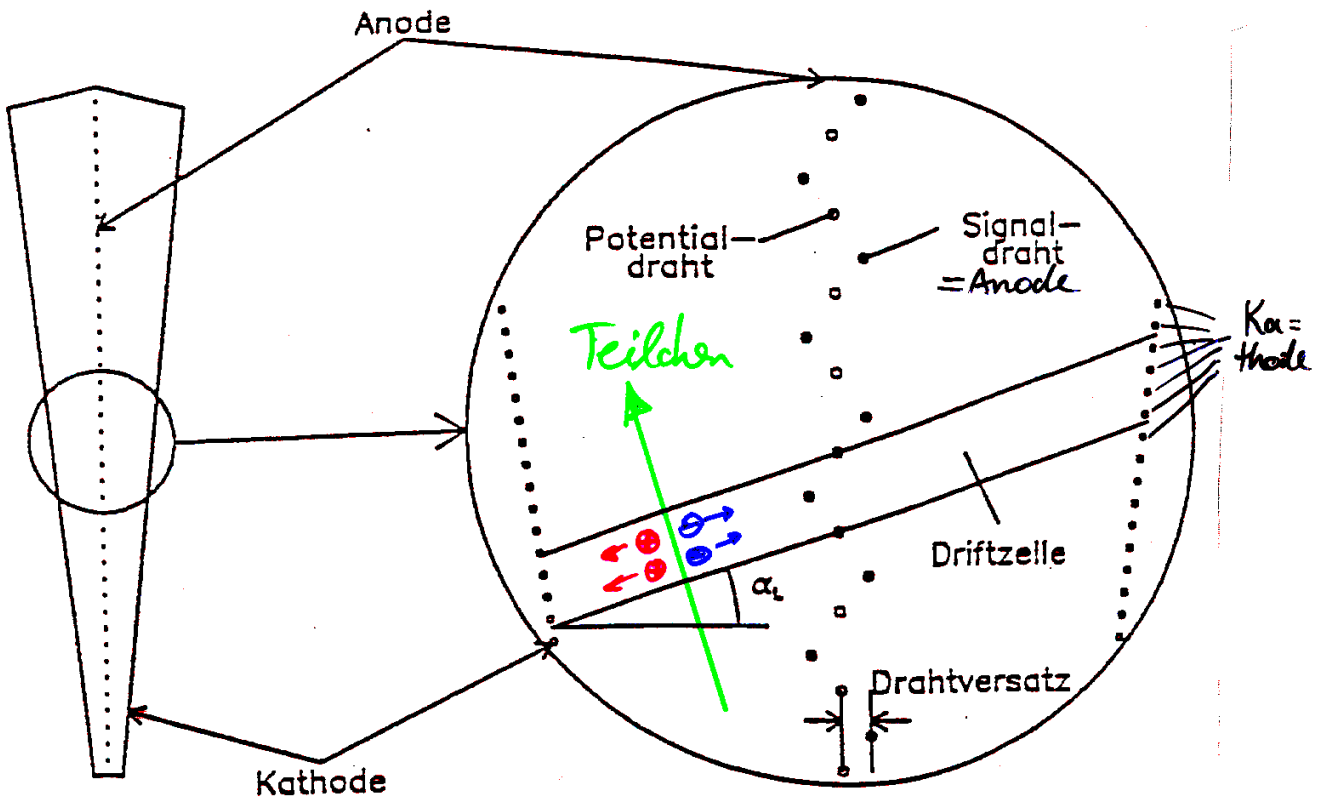


Abb. 3: Aufbau eines Sektors der Jetkammer (Querschnitt in der $r\phi$ - Ebene).

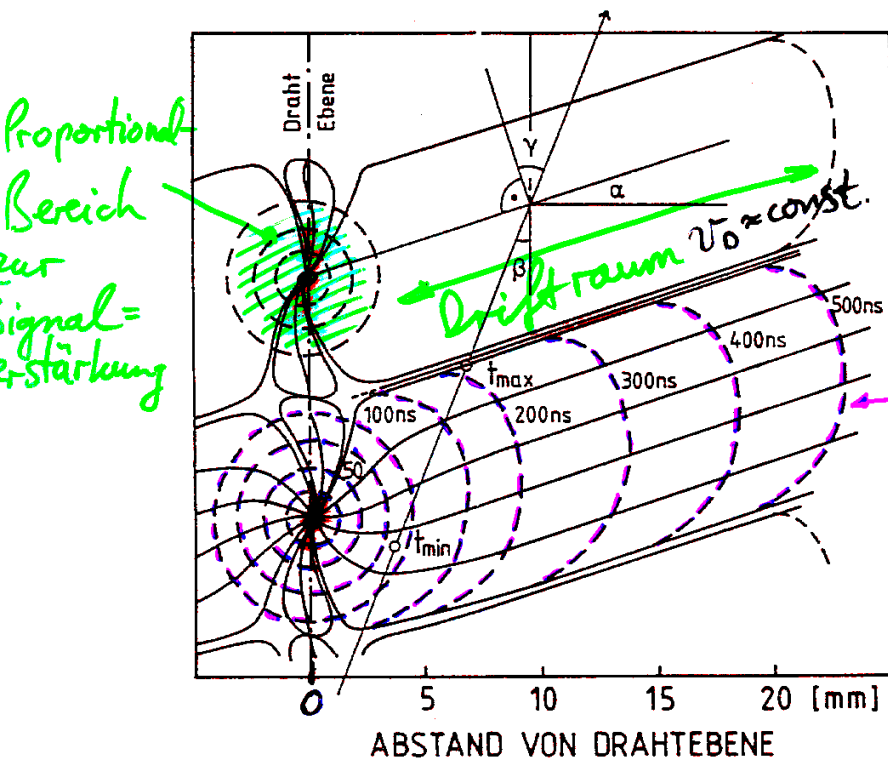


Fig. 3.16:

Driftwege der Elektronen (durchgezogene Linien) und Flächen gleicher Driftzeit (gestrichelt) in der Nähe des Anodendrahtes der Jet-Kammer [DR 80, WA 81b].

Isochronen (Linien gleicher Driftzeit)

Halbleiter-defektor : PN-Diode

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

THE PN JUNCTION

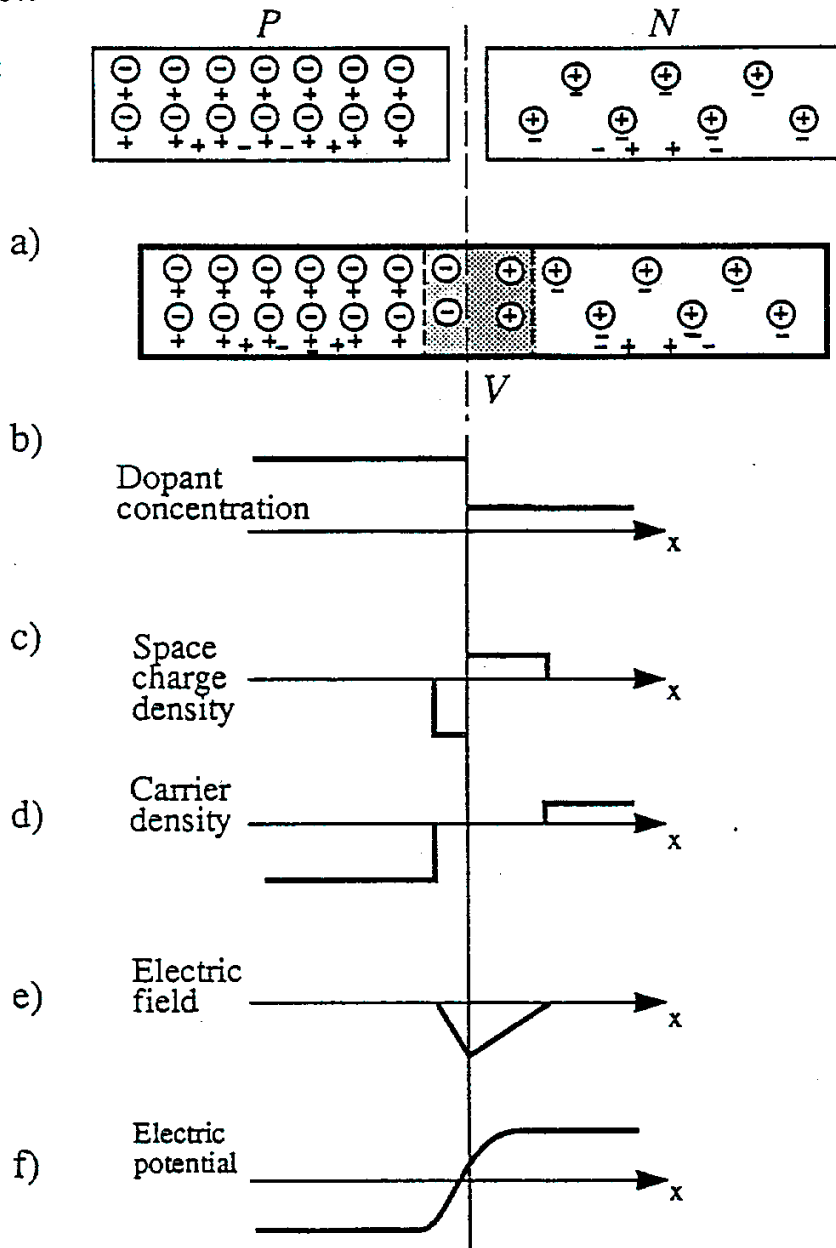


Figure 1: The p-n junction. a) Two crystals of opposite type are brought together and a depletion layer is formed on either side of the junction. b) The dopant concentration. c) Net space charge density showing zero charge except for a dipole layer at the junction. d) Electrons and holes density through 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.

Ortsauflösender Halbleiterdetektor

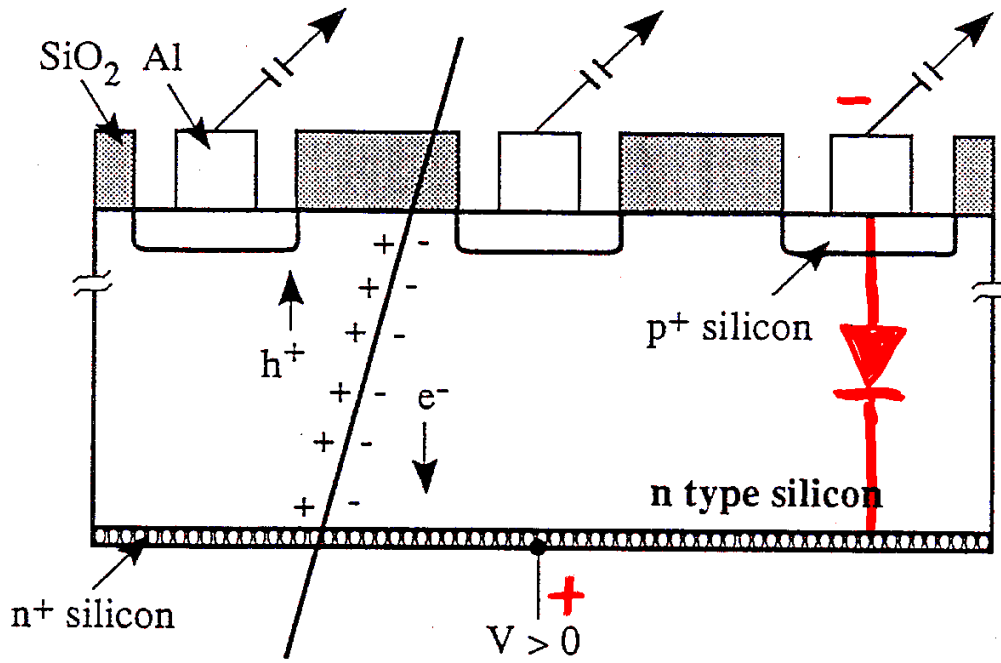


Figure 5: Schematic of a silicon particle detector.

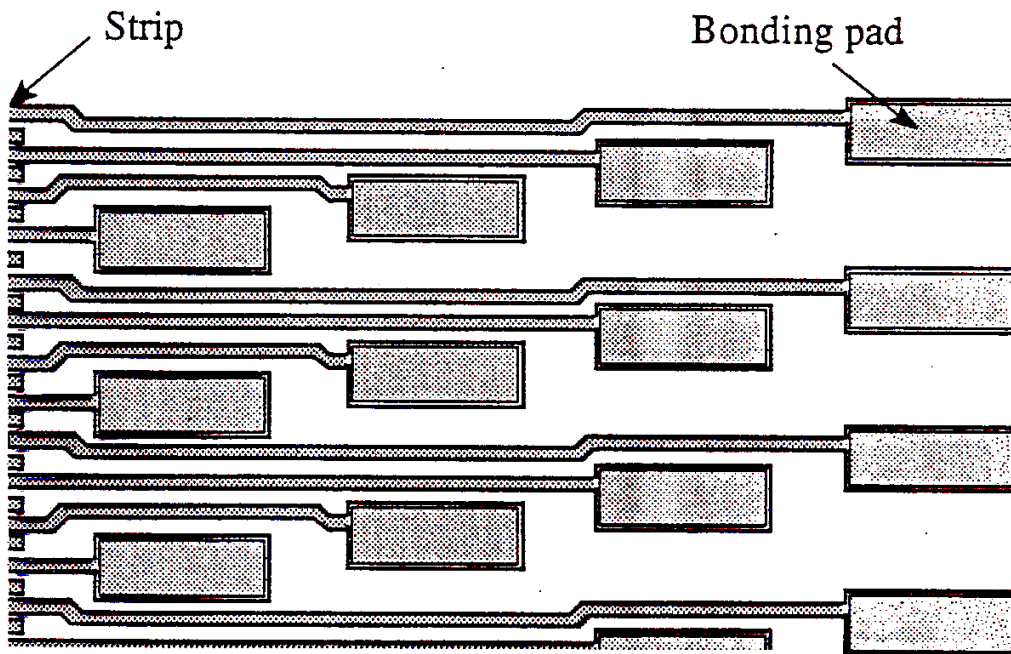
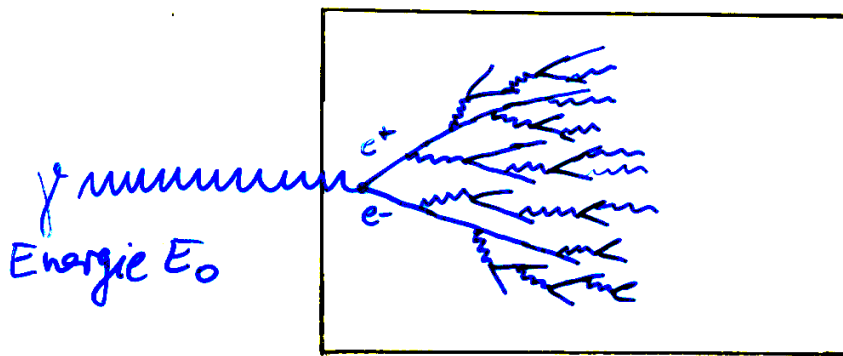


Figure 6: Layout of a silicon microstrip detector.

Photonennachweis durch Schauerdetektoren



Schauerprozess
durch
Bremsstrahlung
und
Paarbildung

- Zahl der Teilchen im Schauermaximum $\sim E_0$
- Position des Schauermaximums $\sim \ln E_0$
- Gesamte Spurlänge von Elektron & Positronen $\sim E_0$

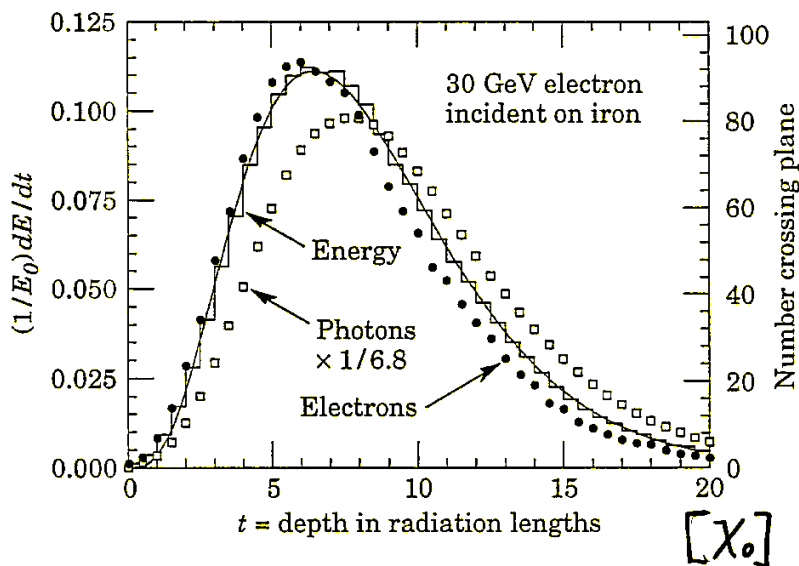
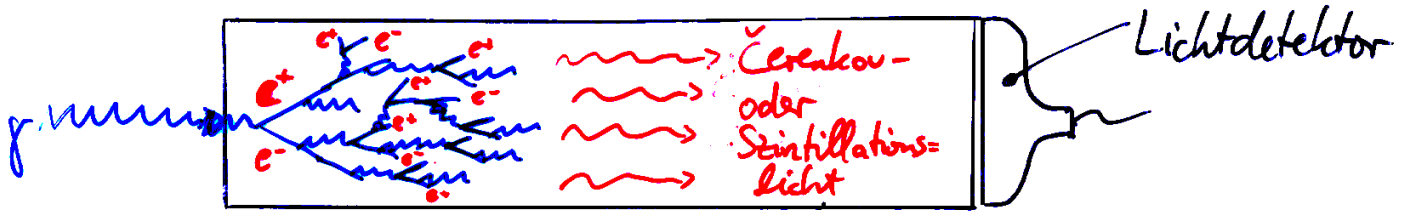


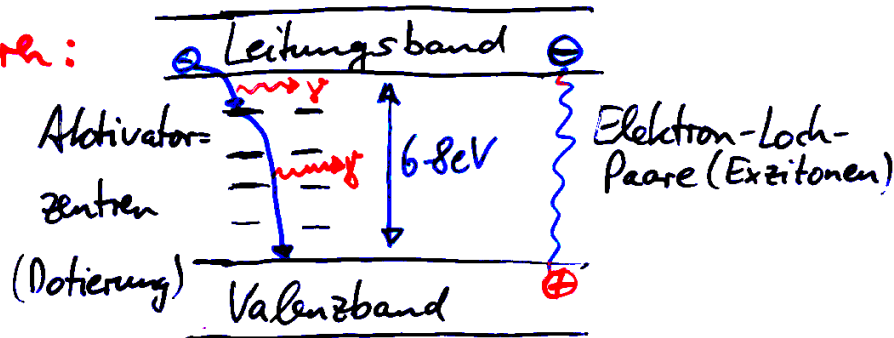
Figure 23.13: An EGS4 simulation of a 30 GeV electron-induced cascade in iron. The histogram shows fractional energy deposition per radiation length, and the curve is a gamma-function fit to the distribution. Circles indicate the number of electrons with total energy greater than 1.5 MeV crossing planes at $X_0/2$ intervals (scale on right) and the squares the number of photons with $E \geq 1.5$ MeV crossing the planes (scaled down to have same area as the electron distribution).

Kalorimetrische Detektoren



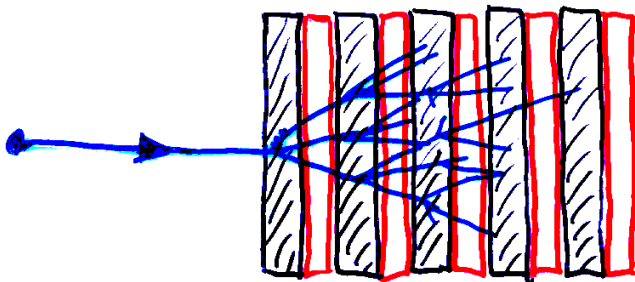
Kristall oder Glas
mit kurzer Strahlungs=
länge λ_0

Szintillatoren:

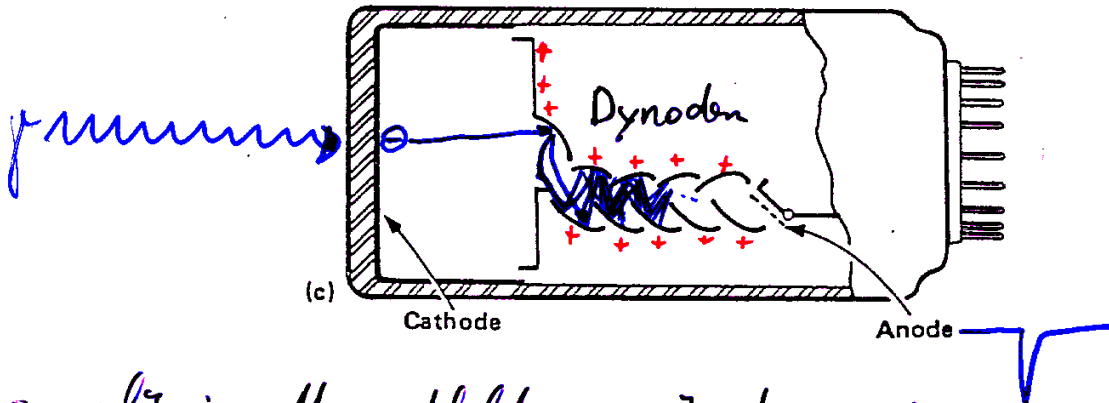


Ionisation erzeugt Elektronen im Leitungsband, die die Aktivatoren anregen; Anregungsenergie wird als Licht abgestrahlt

Sampling-Kalorimeter (auch Sandwich):

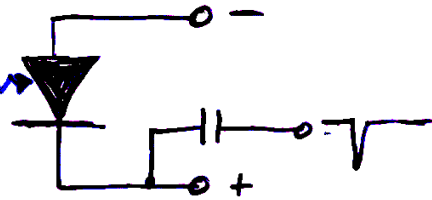


Photomultiplier

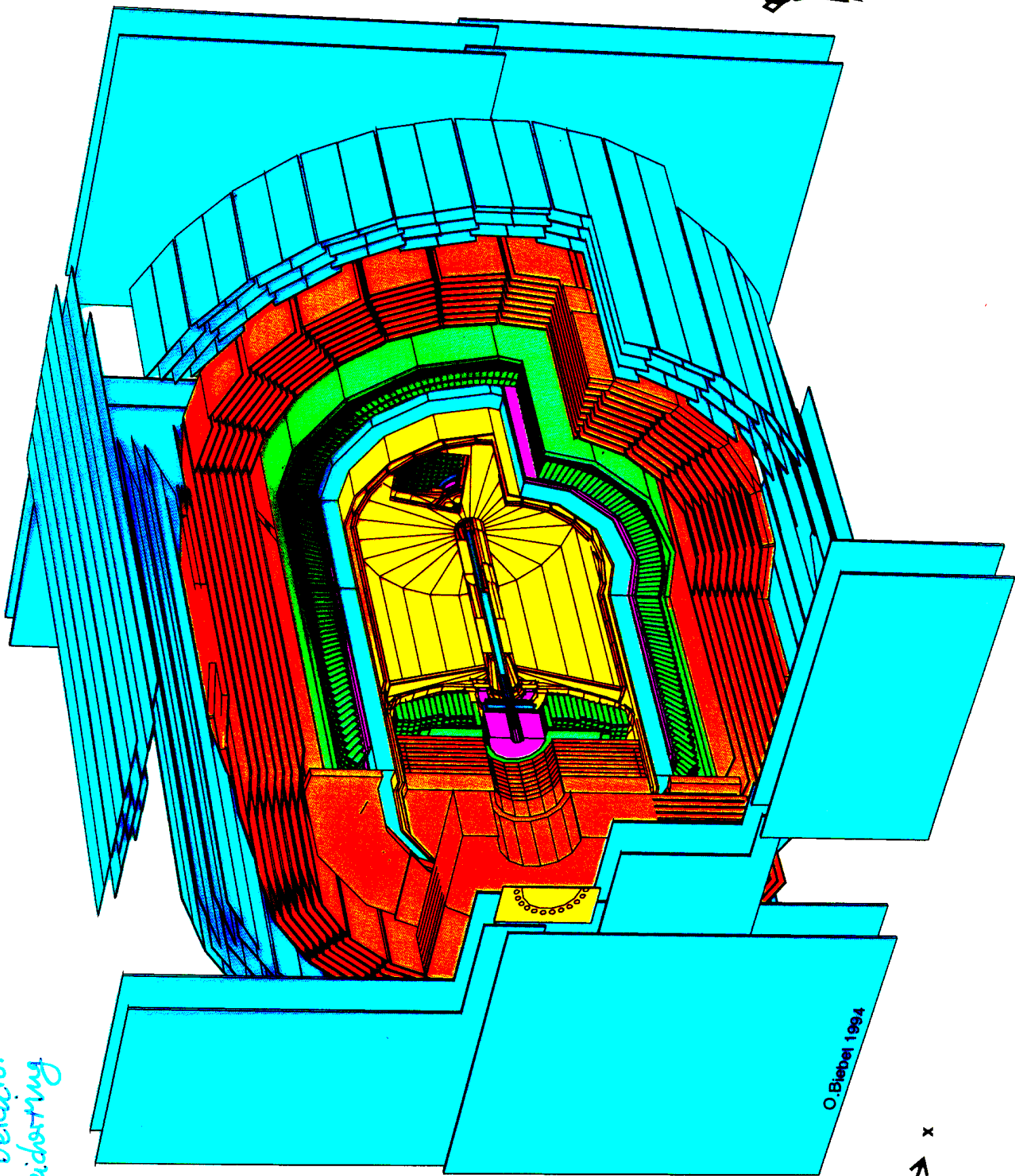


zuverlässig, Magnetfelder ungünstig, geringe Quantenausbeute,
günstig, großflächig

Avalanche Photodioden:

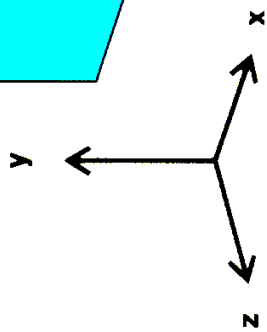


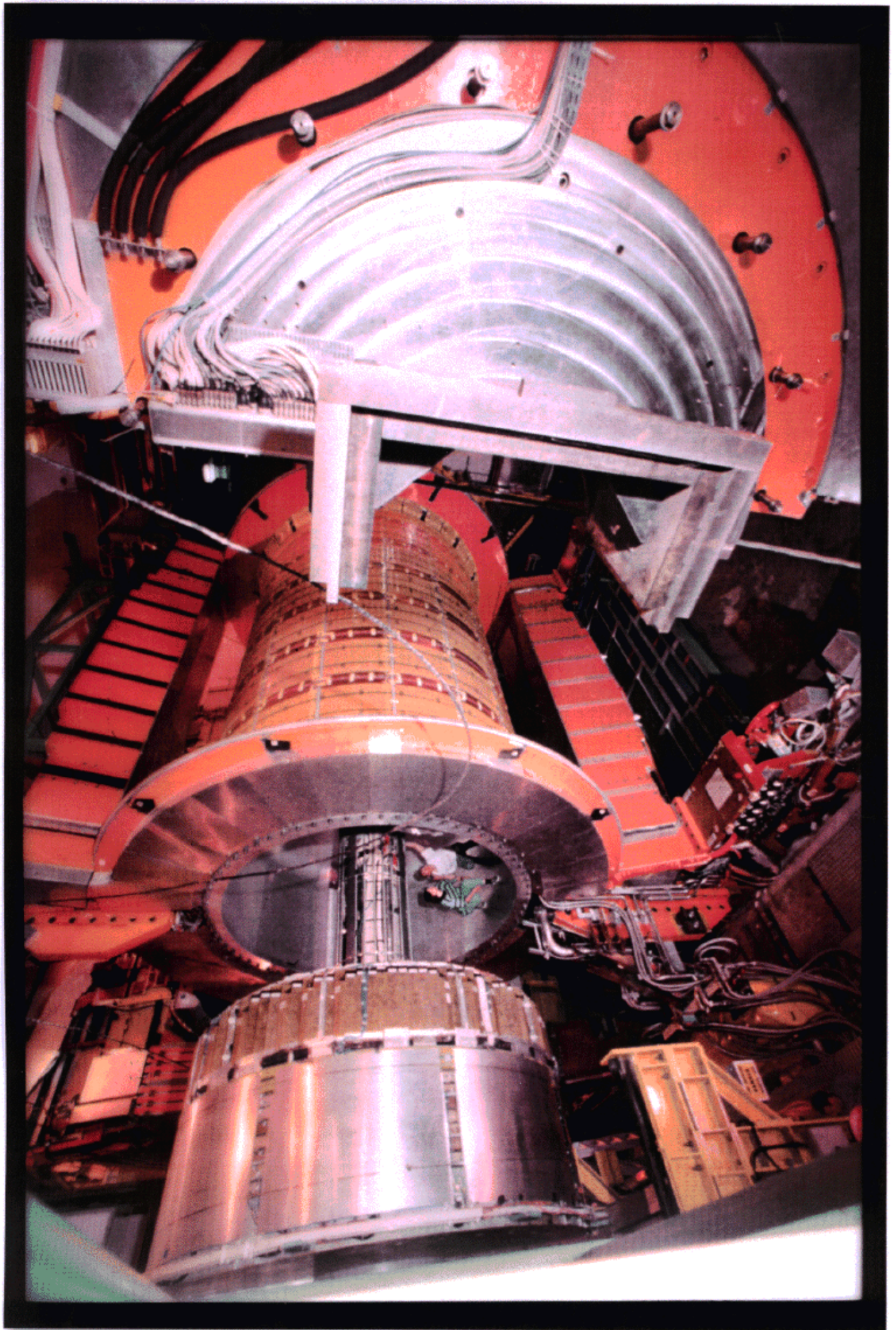
teuer, zuverlässig, Magnetfelder ohne Effekt; hohe
Quantenausbeute, kleinflächig

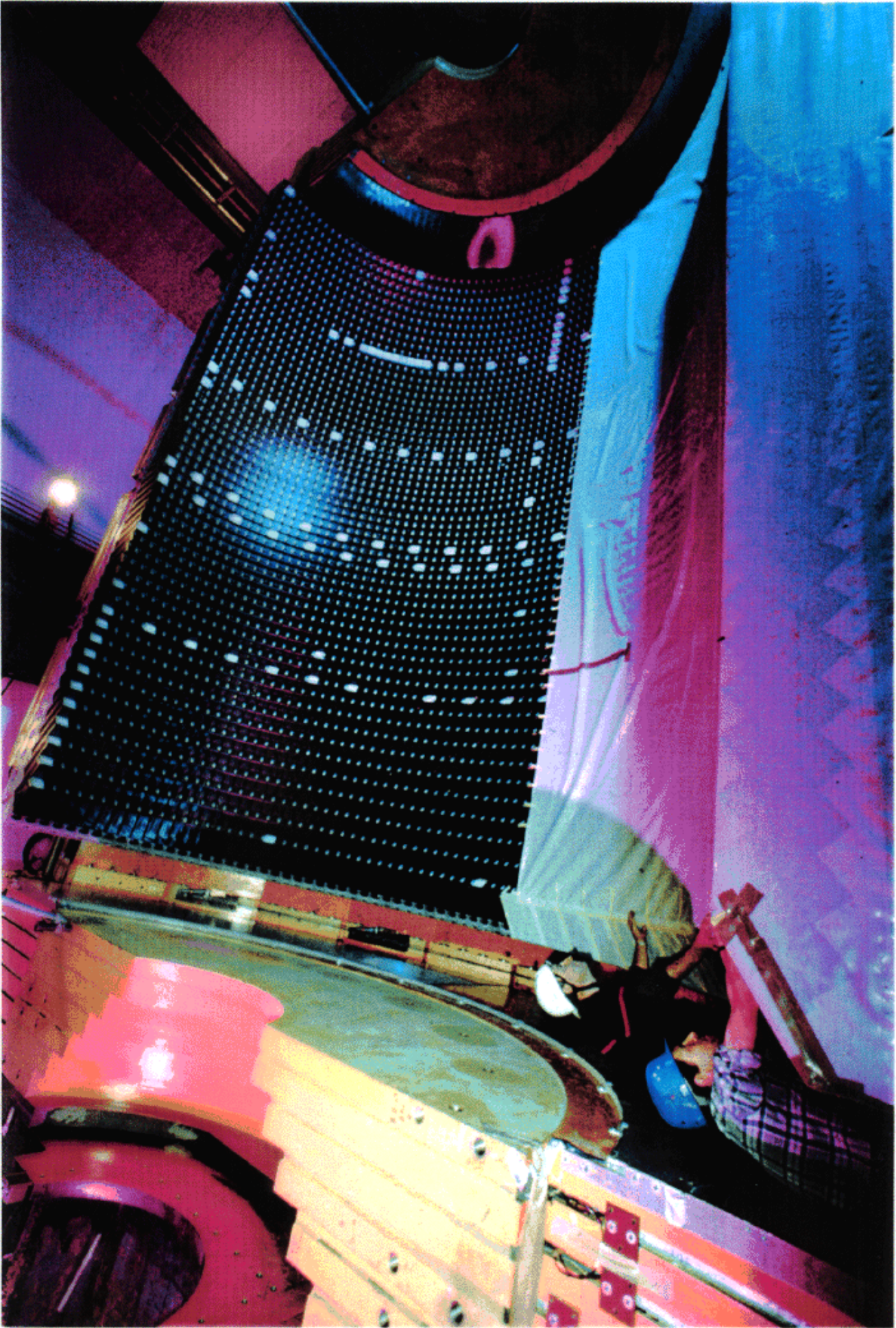


Der OPAL-Detektor
am LEP-Speicherring

O. Biebel 1994







Der ALEPH Silizium-Detektor

