



Einblicke in die Teilchenphysik

1. Einführung
2. Beschleuniger
3. **Detektoren**
4. Bewegungsgleichungen und Symmetrien
5. Das Quark-Modell und die CKM-Matrix
6. CP-Verletzung im Standardmodell
7. Proton- und Photonstruktur
8. Elektroschwache Präzisionsmessungen
9. Das Higgs-Boson
10. Neutrino-Massen und Neutrino-Oszillationen



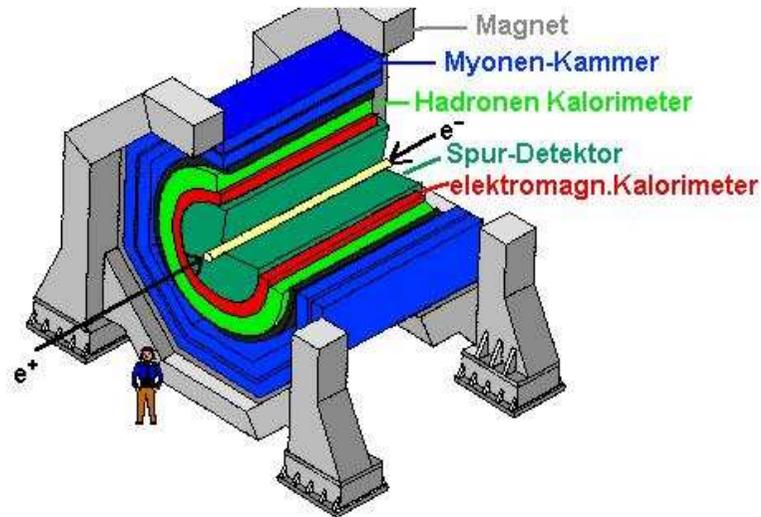
Was wollen wir messen

- In Teilchenkollisionen werden viele verschiedene, meist kurzlebige, Teilchen erzeugt.
- In den Detektoren werden die stabilen Teilchen e^- , p , γ und eine Reihe langlebiger Teilchen z.B. μ^\pm , π^\pm , π^0 , n , K_S , K_L nachgewiesen.
- Die wichtigen Messgrößen sind \vec{x} , t , E , \vec{p} , \vec{v} und m .
- Zum Teilchennachweis sind prinzipiell alle Arten von Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Material der Nachweiselemente geeignet. Die Wichtigste ist die elektro-magnetische Wechselwirkung, gefolgt von der starken Wechselwirkung.
- Für geladene Teilchen benutzt man hauptsächlich den Energieverlust, hervorgerufen durch **Ionisation, (dE/dx)**, und durch Photon-**Bremsstrahlung**.
- Für Photonen werden **Photoeffekt**, **Compton-Streuung** und **Paar-Erzeugung** benutzt.
- Andere neutrale Teilchen, z.B. Neutronen, übertragen erst in **Kernreaktionen** ihre Energie auf geladene Teilchen, die dann detektiert werden.
- In modernen Collider-Experimenten werden nahe am Wechselwirkungspunkt hochauflösende Halbleiterdetektoren zur Orts- und Impulsmessung verwandt, gefolgt von Kalorimetern zum Nachweis elektromagnetischer und hadronischer Energie.
- Der Teilchennachweis ist immer ein Kompromiss zwischen viel Materie zur Erreichung großer Signale, aber auch starker Beeinflussung, und wenig Materie zur exakten Vermessung der Trajektorien.

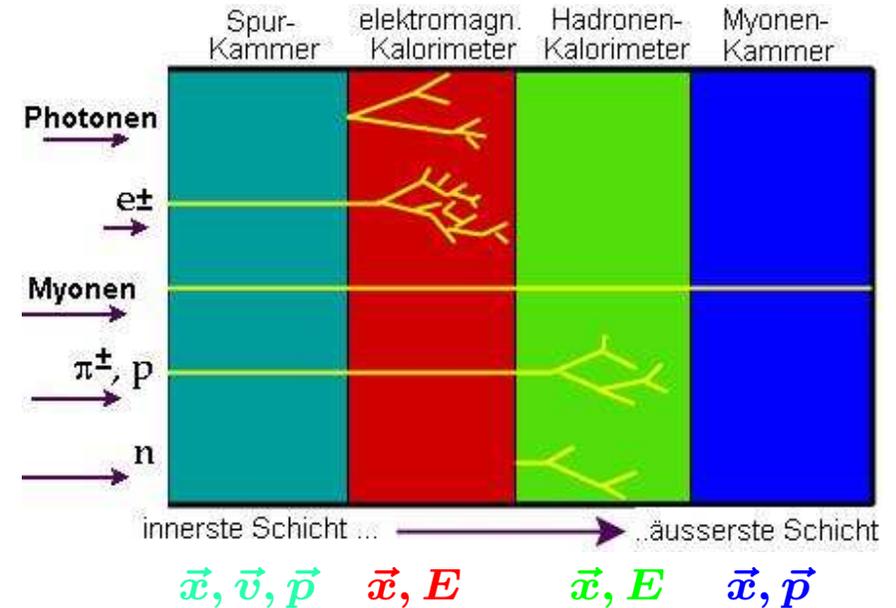


Das Bauprinzip von Teilchen-Detektoren und ein Beispiel

Mit dem Zwiebelschalenprinzip ...

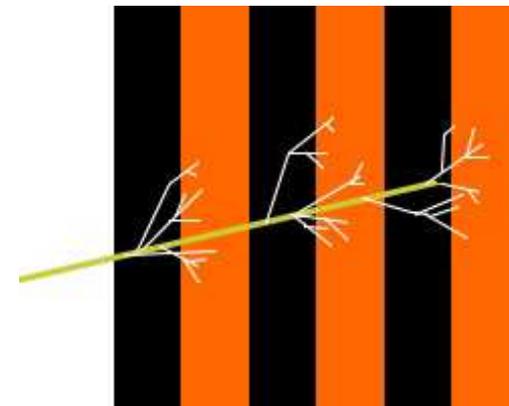


... kriegen wir euch (fast) alle



Elektromagnetisches Kalorimeter (e, γ)

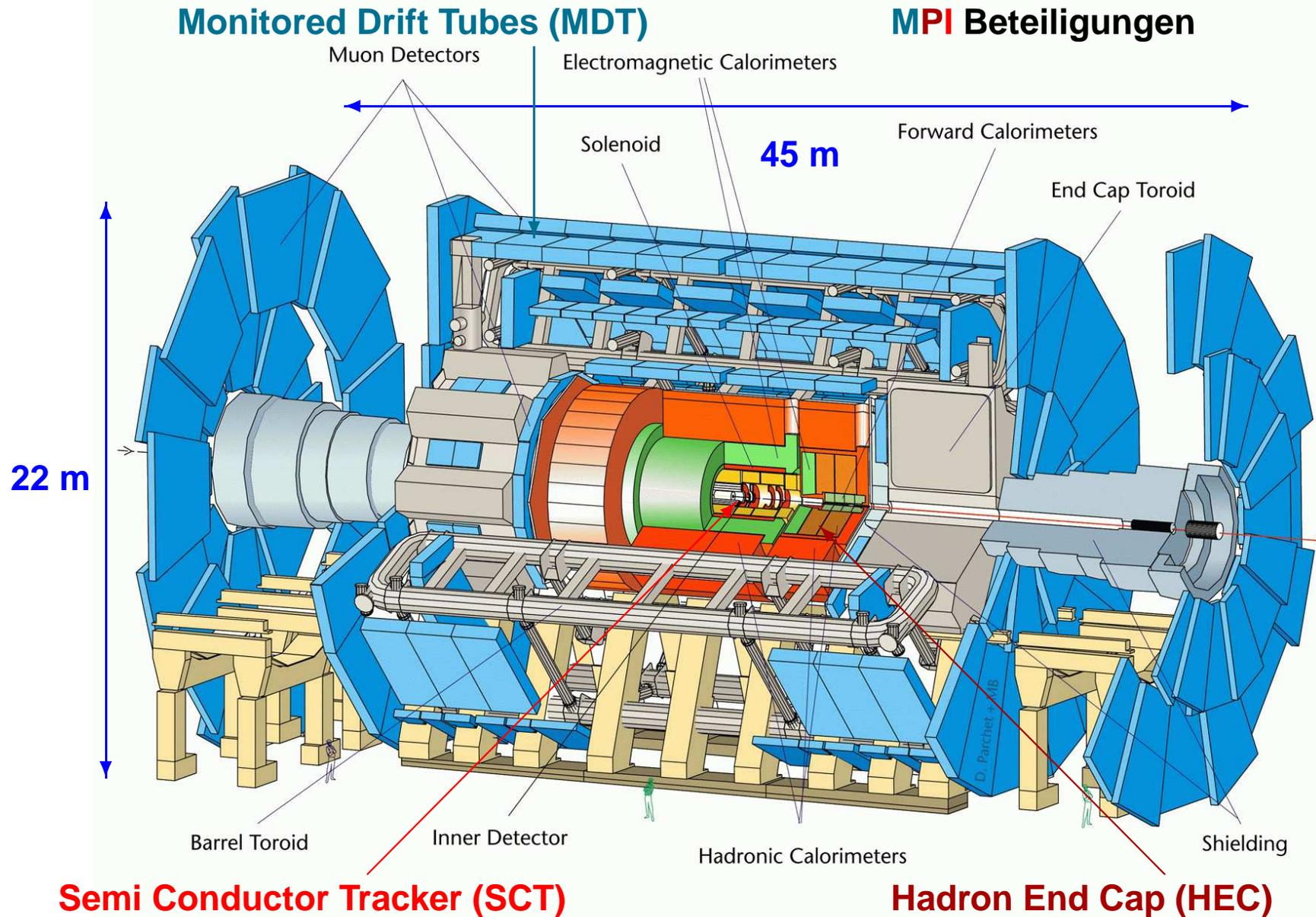
- Aufschauern im Absorber (z.B. Bleiplatten).
- Messen im sensitiven Material (z.B. Licht in einem Szintillator).
- Die Lichtmenge gibt dann Aufschluß über die Teilchenenergie.





Der ATLAS Detektor

0712/mb-26/06/97





Nützliche Konstanten

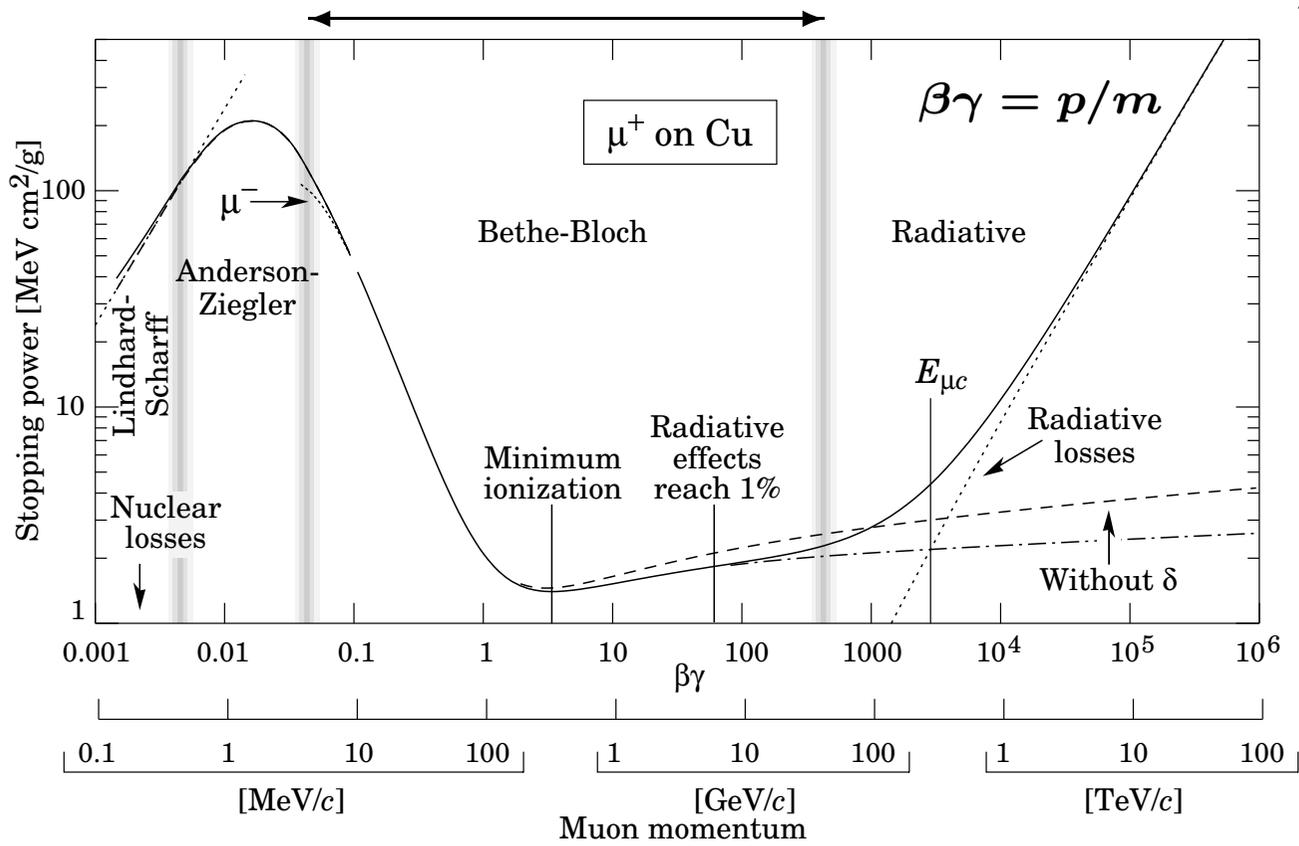
Symbol	Definition	Wert oder Dimension
α	Feinstrukturkonstante	1/137.03599976(50)
m	Masse des einfallenden Teilchens	MeV/c ²
E	Energie des einfallenden Teilchens	MeV
T	kinetische Energie des einfallenden Teilchens	MeV
$z \cdot e$	Ladung des einfallenden Teilchens	$z \cdot 1.6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
r_e	klassischer Elektronenradius	2.817940285(31) fm
N_A	Avogadro-Zahl	$6.02214199(47) \cdot 10^{-23} / \text{mol}$
$Z; A$	Atomzahl; Atomgewicht des Absorbers	—; g/mol
K	$4\pi N_A r_e m_e c^2$	0.307075 MeV cm ²
δ	Dichtekorrektur zur Ionisation	
E_p	Plasmaenergie	$28.816 \sqrt{\rho \langle Z/A \rangle} \text{ eV}$, ρ in g/cm ³
X_0	Strahlungslänge	g/cm ²
λ	Absorptionslänge	g/cm ²
T_{\max}	Maximal übertragbare kinetische Energie	MeV
I	Mittlere Ionisationsenergie	eV
$E_c; E_{\mu c}$	Kritische Energie für Elektronen; Myonen	MeV; GeV



Ionisationsverlust geladener Teilchen

Die Bethe-Bloch Formel

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$



Die wichtigste Formel zum Teilchennachweis.

- Die Bethe Bloch Formel beschreibt die Ionisation und ist nur im mittleren Impulsbereich gültig.
- Atomare Effekte bei niedrigsten Impulsen und die Bremsstrahlung bei sehr hohen Impulsen werden separat beschrieben.
- Die Haupteigenschaften sind:
 - 1) $\frac{Z}{A}$ Abhängigkeit, favorisiert H .
 - 2) $1/\beta^2$ bei niedrigen Impulsen, favorisiert leichte Teilchen.
 - 3) Minimum bei $p/m \approx 3 - 4$, \Leftrightarrow Minimum Ionising Particle (MIP).
 - 4) Logarithmischer Anstieg bei hohen Impulsen.
 - 5) Dichteeffekt durch Polarisation des Absorbers.



Berechnung des maximalen Energieübertrags

– Streuung:
$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_e \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E' \\ \vec{p}' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_e \\ \vec{p}_e \end{pmatrix}$$

– Impulserhaltung: $p'^2 = p^2 + p_e^2 - 2pp_e c_s$, mit $c_s \equiv \cos \theta_{p,p_e}$

– Energieerhaltung: $(E + m_e - E_e)^2 = E'^2 = p^2 + p_e^2 - 2pp_e c_s - m^2$

$$0 = (E + m_e)^2 - 2E_e(E + m_e) + E_e^2 - p^2 - p_e^2 + 2pp_e c_s - m^2$$

$$0 = E^2 + 2m_e E + m_e^2 - 2E_e(E + m_e) + m_e^2 - p^2 + 2pp_e c_s - m^2$$

$$0 = m_e E + m_e^2 - E_e(E + m_e) + pp_e c_s = -(E_e - m_e)(E + m_e) + pc_s \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$$

– mit $E_{\text{kin}} = E_e - m_e$ folgt $E_{\text{kin}}^2 (E + m_e)^2 = p^2 c_s^2 E_{\text{kin}} (E_{\text{kin}} + 2m_e)$

$$E_{\text{kin}} = 2m_e \frac{p^2 c_s^2}{(E + m_e)^2 - p^2 c_s^2} \Rightarrow$$

$$T_{\text{max}} = 2m_e \frac{p^2}{(E + m_e)^2 - p^2} = \frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{m} + \frac{m_e^2}{m^2}}$$

– Beispiele: 1) $2\gamma \frac{m_e}{m} \ll 1$ und $\frac{m_e}{m} \ll 1 \Rightarrow T_{\text{max}} = 2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2 = 2m_e \frac{p^2}{m^2}$

2) $\gamma \gg 1 \Rightarrow E_{\text{kin}} \approx E \approx p \Rightarrow T_{\text{max}} = \frac{E^2}{E + \frac{m^2 c^2}{2m_e}}$

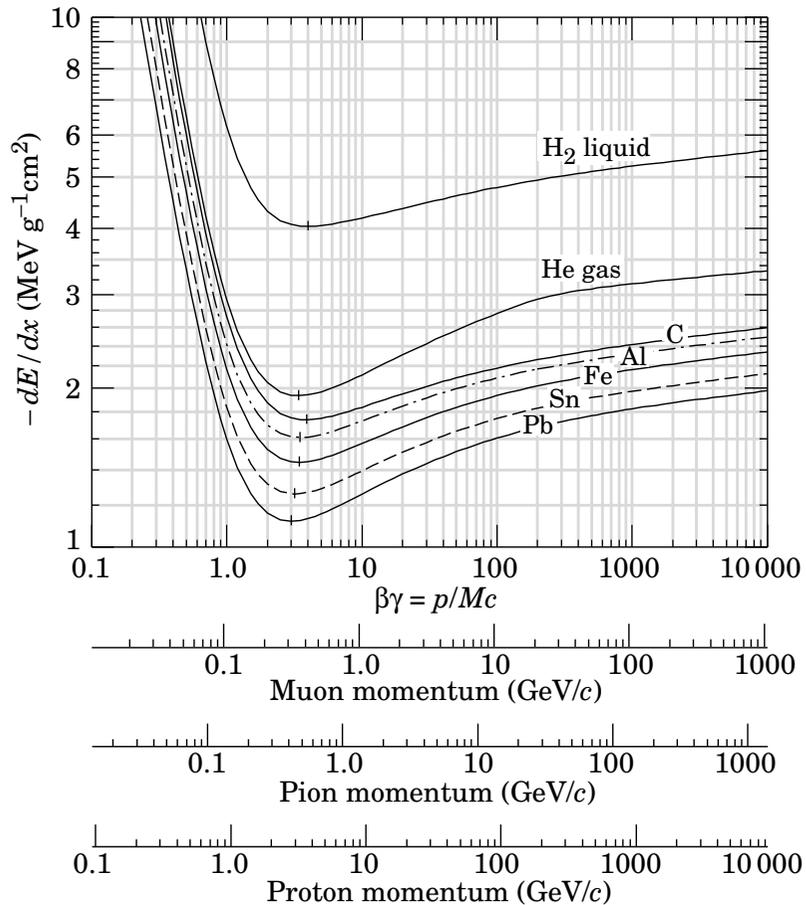
3) $m = m_e \Rightarrow T_{\text{max}} = E - mc^2 = E_{\text{kin}}$

Elektronen können ihre ganze kinetische Energie auf Elektronen des Materials übertragen.

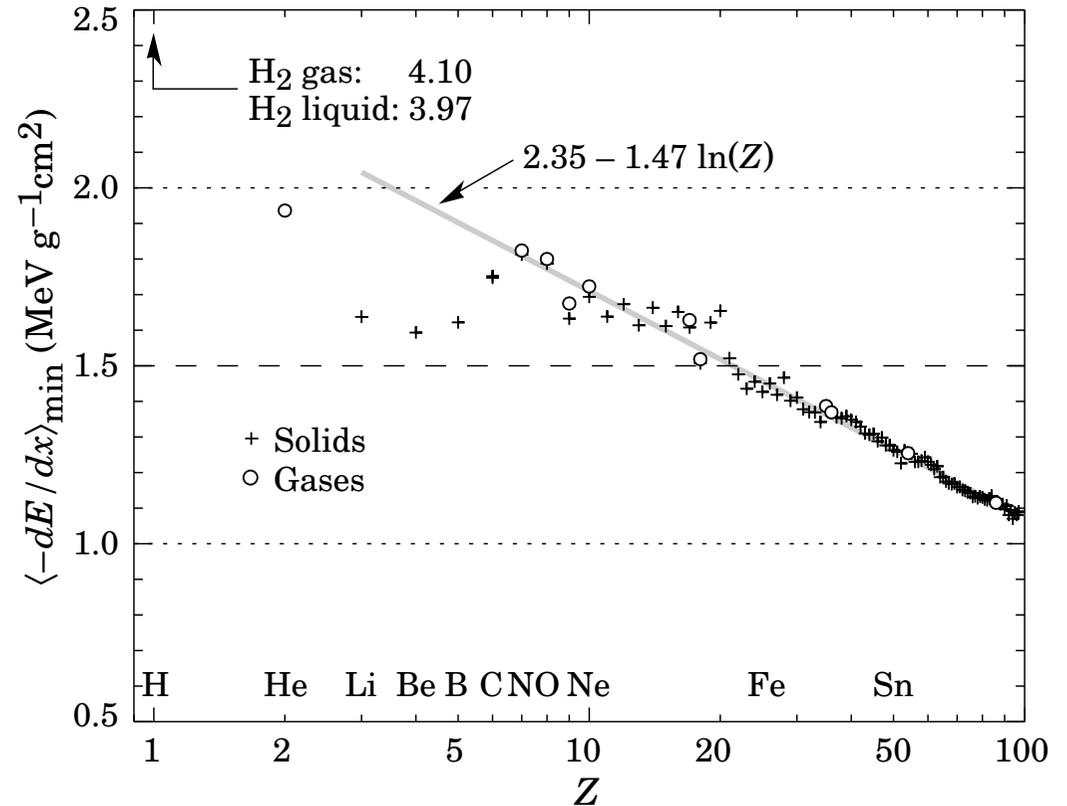


Verschiedene Teilchen und Materialien

Verschiedene Materialien



Die Z-Abhängigkeit

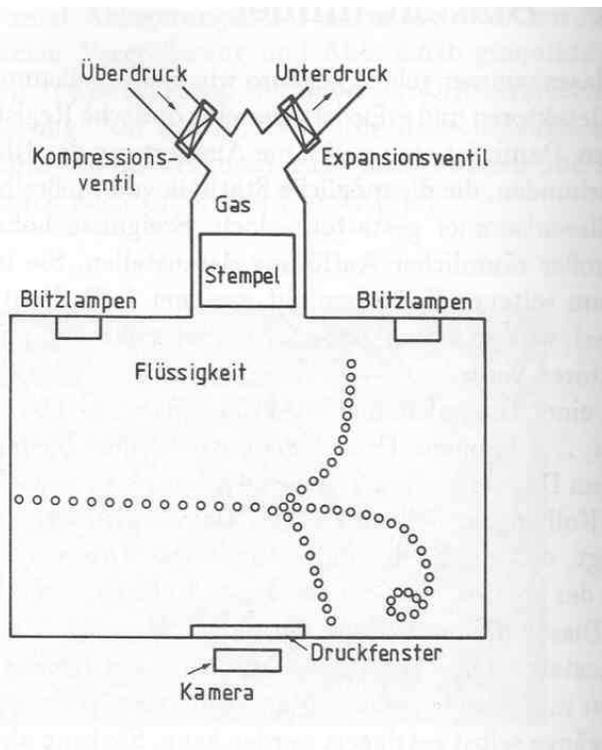


Faustformel: $(dE/dx)_{\min} = 1 - 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ bei $p \approx 3$ Ruhemassen.



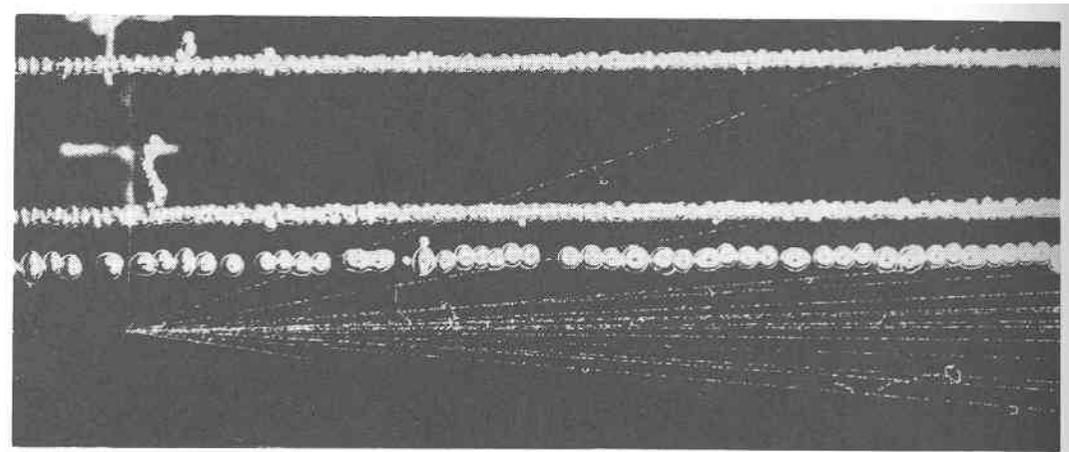
Blasenkammer - das Prinzip

Prinzipskizze



Eigenschaften

- Benutzte Materialien sind H_2 , Ne, C_3 , Freon.
- Die Flüssigkeit wird nahe des Siedepunkts gehalten, was mehrere bar Druck erfordert.
- **Vor** dem Teilchendurchgang wird der Druck erniedrigt.
- Die Teilchen erzeugen dann Siedekeime.
- Lebensdauer der Keime $\Delta t_{\text{Blase}} = 10^{-11} - 10^{-10}$ s.
⇒ Externer Trigger ist nötig!

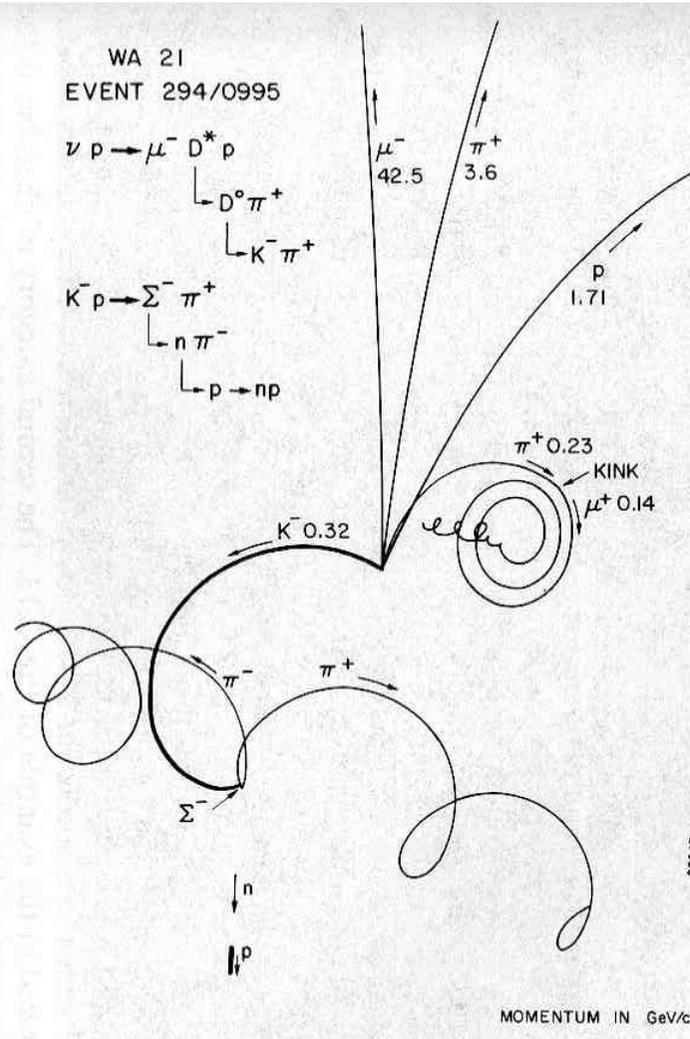
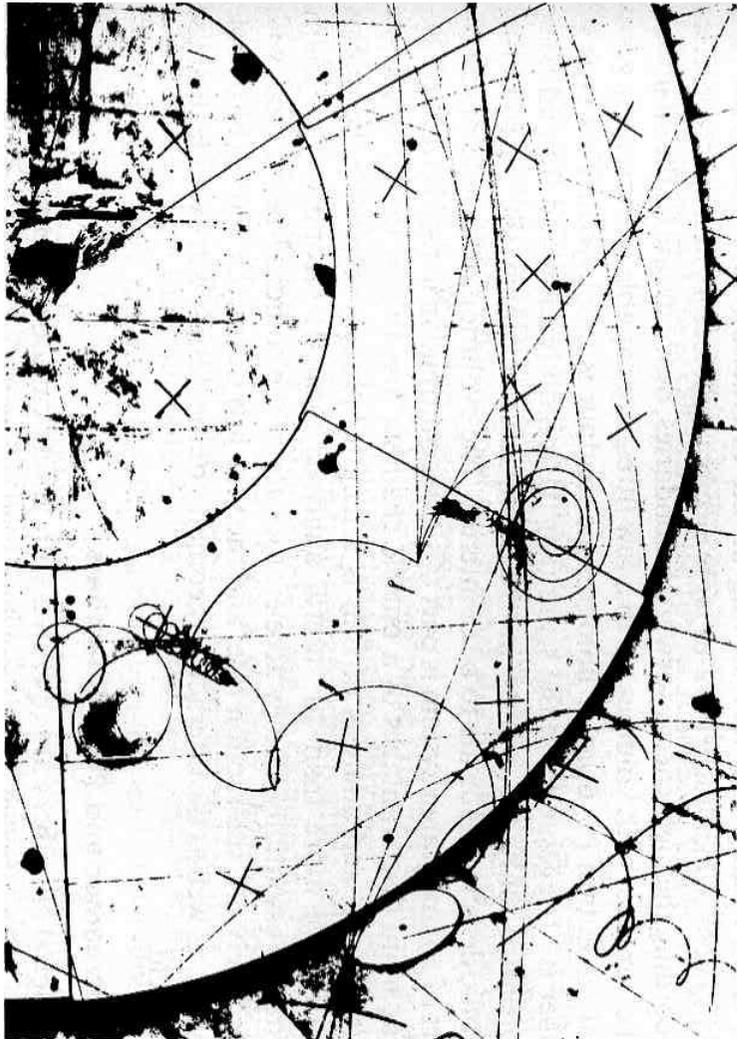


- Kammer-Zyklus ca. 100 ms, schlechte π/μ Trennung.

Blasenkammern sind für die meisten heutigen Anwendungen ungeeignet.



Blasenkammer - ein Beispiel zum Genießen



- $\vec{B} \perp \vec{p}$, $|\vec{B}| = \text{einige Tesla}$.
- **Sehr gute Auflösung:**
 $\sigma_x = 6 \mu m \Rightarrow$
 $\sigma_\tau = \frac{\sigma_x}{c} = 2 \cdot 10^{-14} s$
- **Blasendichte** $\propto \frac{dE}{dx} \rightarrow \frac{1}{\beta^2}$
- **Impuls:** $p = qBr$
- **Masse:** $m = \frac{p}{\gamma\beta c}$
- **Wegen der dicken Eintrittsfenster an Beschleunigern nicht einsetzbar.**
- **Wegen zeitintensiver Scanarbeit sind hohe Ereignisraten nicht zu bewältigen.**

An fixed-target Exp. werden Blasenkammern wegen der guten Auflösung weiter benutzt.



OPAL Jetkammer

Ein Sektor in Azimuth



Der fertige Detektor



Die gespannten Drähte



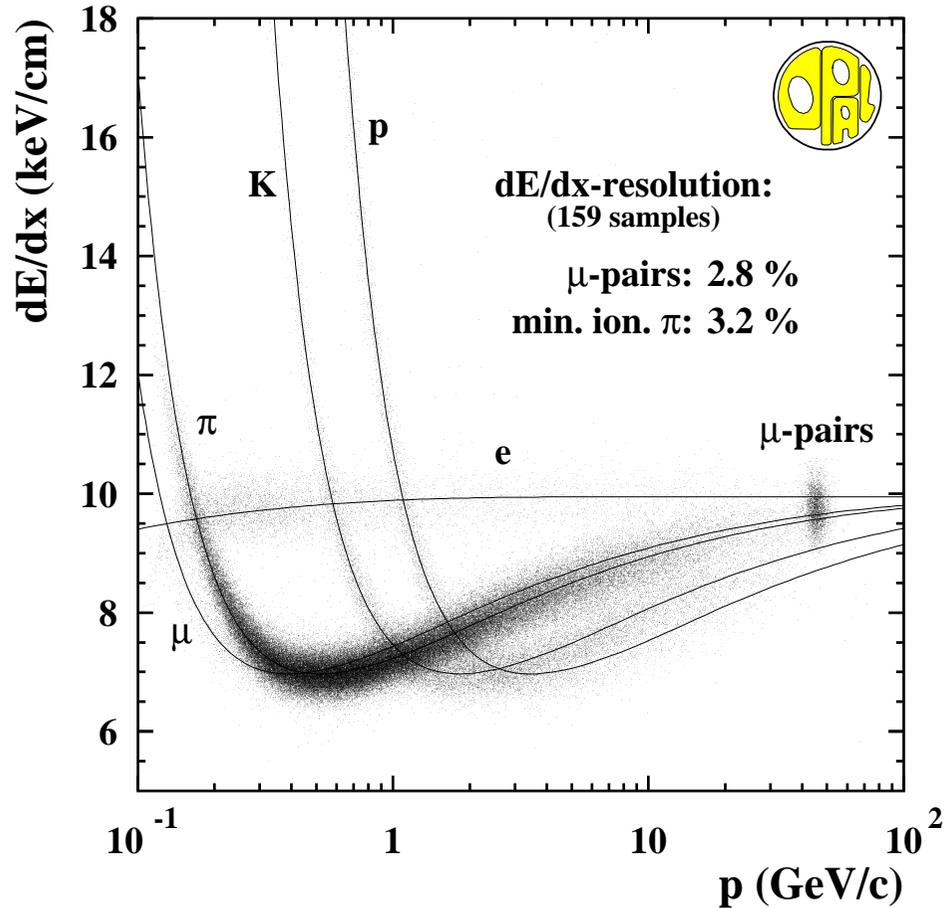
- $0.25 < R < 1.85$ m
- $L = 4$ m
- 24 Sektoren in Azimuth
- 159 Drähte / Sektor
- $E = 890$ V/cm
- Ar / CH₄ / C₄H₁₀ =
(88.2 / 9.8 / 2.0)%
+ 500 ppm Wasser
- $p = 4$ bar

Die OPAL Jetkammer arbeitete von 1989 - 2000.

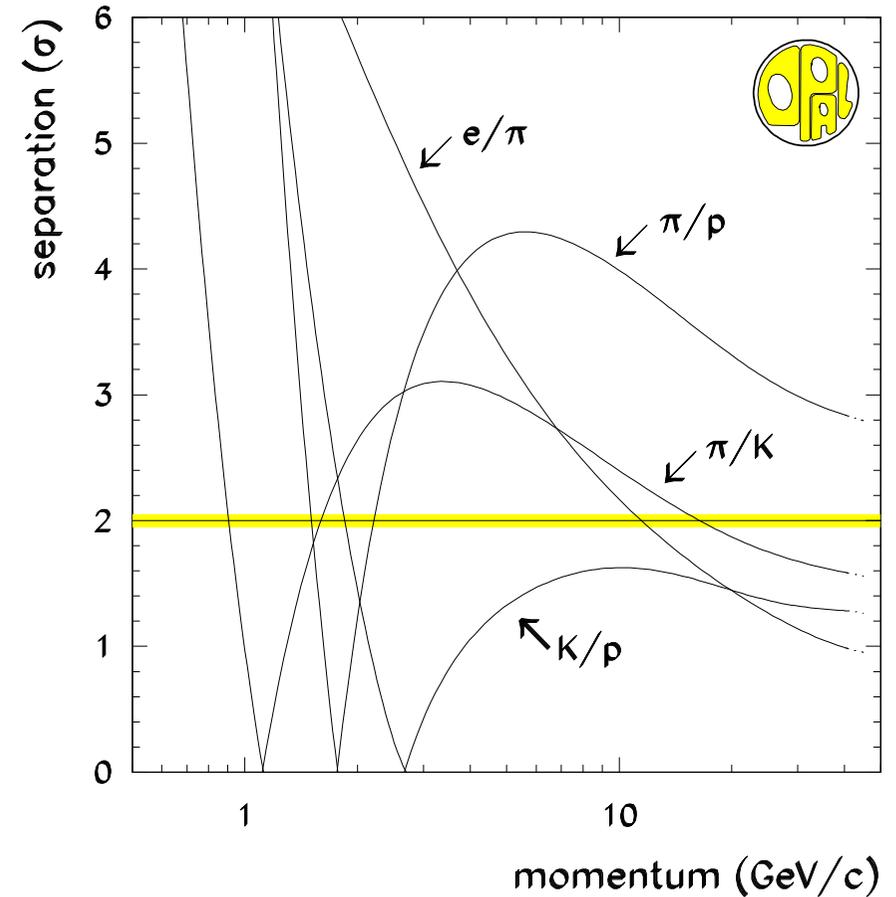


Energieverlustmessung mit der OPAL Jetkammer

Die Messung



Die Teilchen-Separation



Für niedrige Impulse ist die Teilchentrennung mittels dE/dx sehr effizient.



Driftkammern

- Die Elektronen und Ionen driften im Gasvolumen, z.B. in Ar/CO₂.

Bewegungsgleichung: $m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) + \frac{m\vec{v}}{\tau}$

Mittlere Zeit zwischen zwei Stößen: $\tau = \frac{\mu m}{q}$ mit $\mu = \text{Beweglichkeit}$.

Zyklotronfrequenz: $\omega = \frac{qB}{m}$

- Die asymptotische Driftgeschwindigkeit, $\frac{d\vec{v}}{dt} \equiv 0$, ergibt sich für $\vec{E} \perp \vec{B}$

zu: $v = \frac{\mu E}{\sqrt{1 + \omega\tau}} = \frac{E}{\sqrt{B^2 + 1/\mu^2}} = \frac{\mu E}{\sqrt{1 + (\mu B)^2}}$.

- Typische Driftgeschwindigkeit ist $v = 5 \frac{cm}{\mu s}$. Mit $\sigma_t = 1 \text{ ns}$ folgt dann

für die Ortsauflösung: $\sigma_x = v \cdot \sigma_t = 50 \mu m$.

- Der Winkel α zwischen \vec{E} und \vec{v} ist der Lorentzwinkel, $\tan \alpha = \omega\tau = \mu B$.

- Beispiel: $E = 500 \frac{V}{m}$, $v(B = 0) = 3.5 \frac{cm}{s}$ und $\tan \alpha = 0^\circ$,

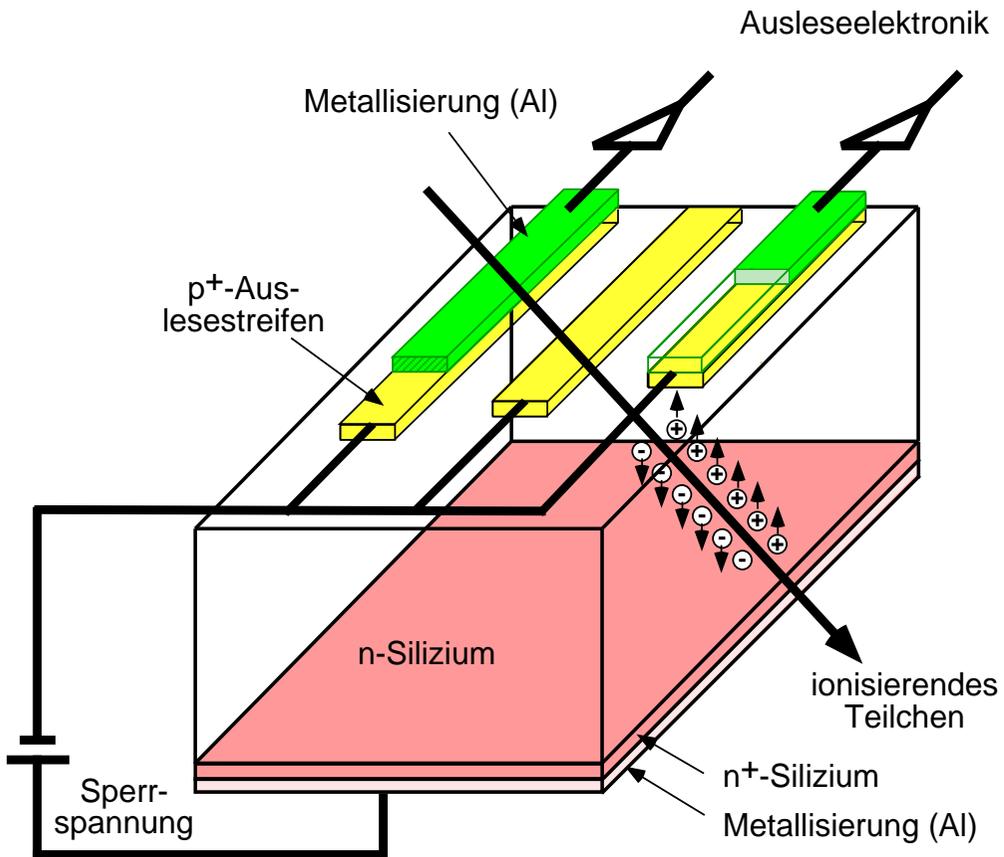
$\Rightarrow v(B = 1.5) = 2.4 \frac{cm}{s}$ und $\tan \alpha = 46^\circ$.

Große Driftkammern werden in vielen Detektoren zur Impulsmessung benutzt.

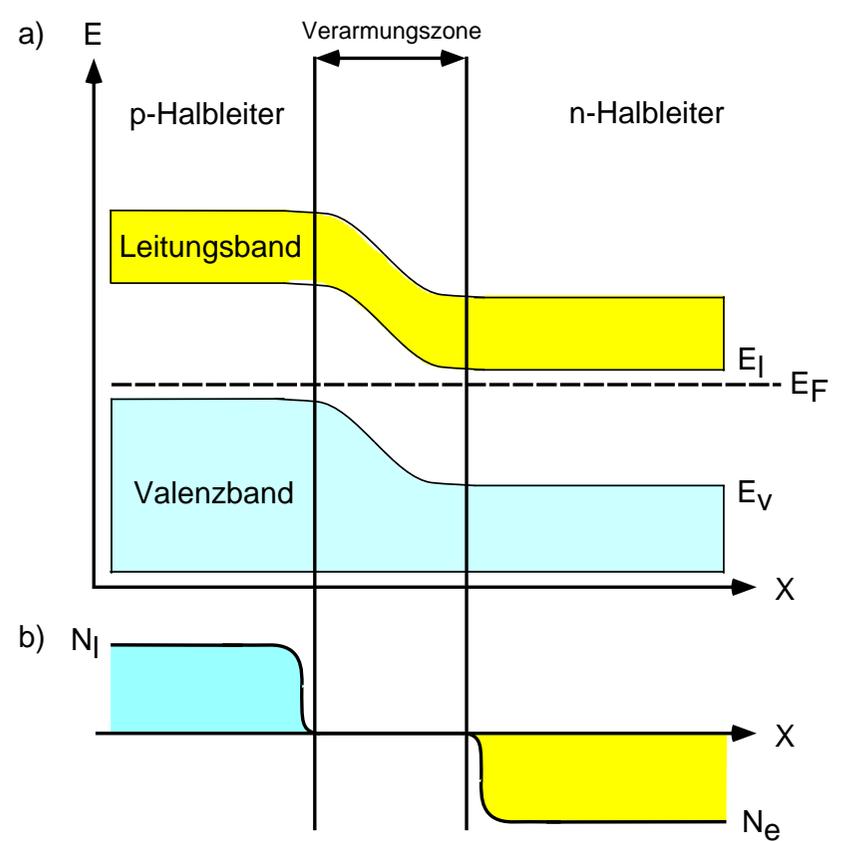


Halbleiterdetektoren

Die Prinzipskizze



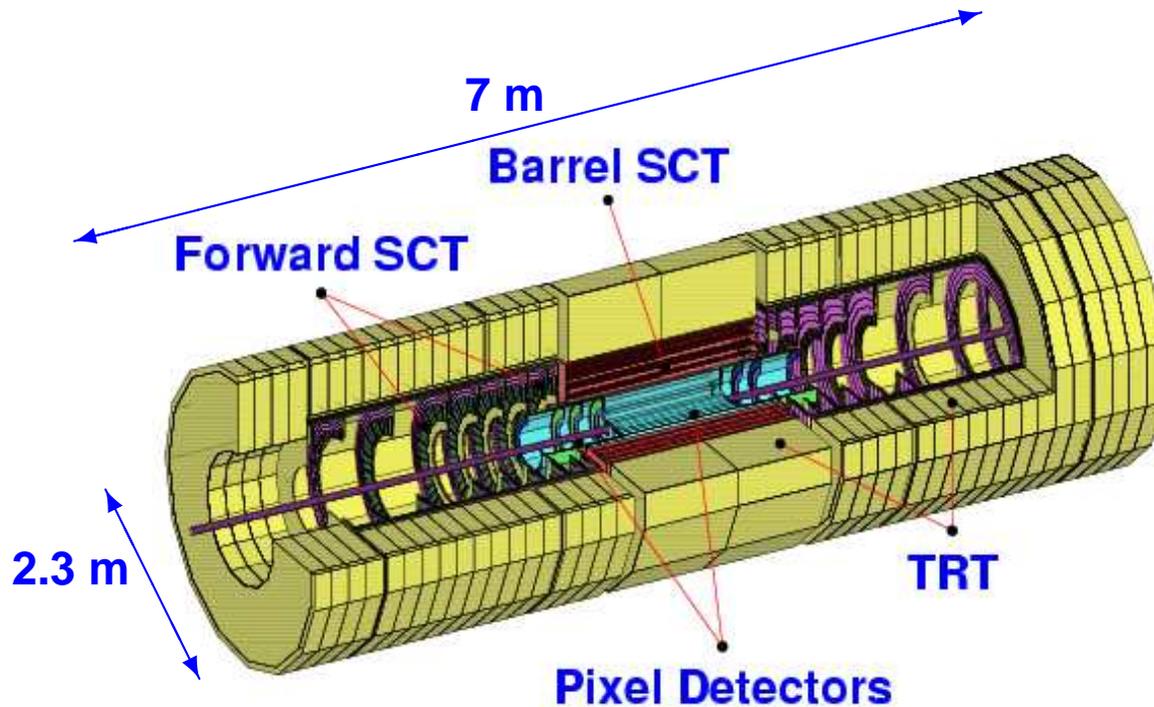
Die Bandstruktur



Die Halbleiterdetektoren werden als Vertexdetektoren eingesetzt.



Der innere Spurdetektor von ATLAS



Die Silizium Detektoren

Der Pixel Detektor

- Radius 4.8 – 16 cm
- 3 Lagen, 8 Scheiben
- $1.4 \cdot 10^8$ Auslesekanäle

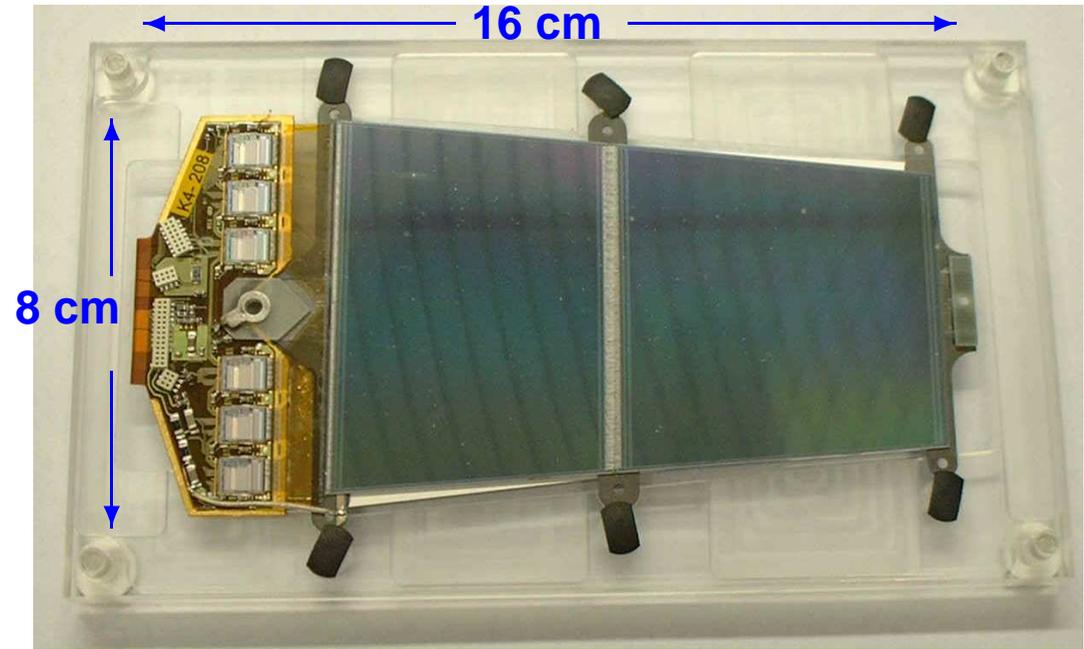
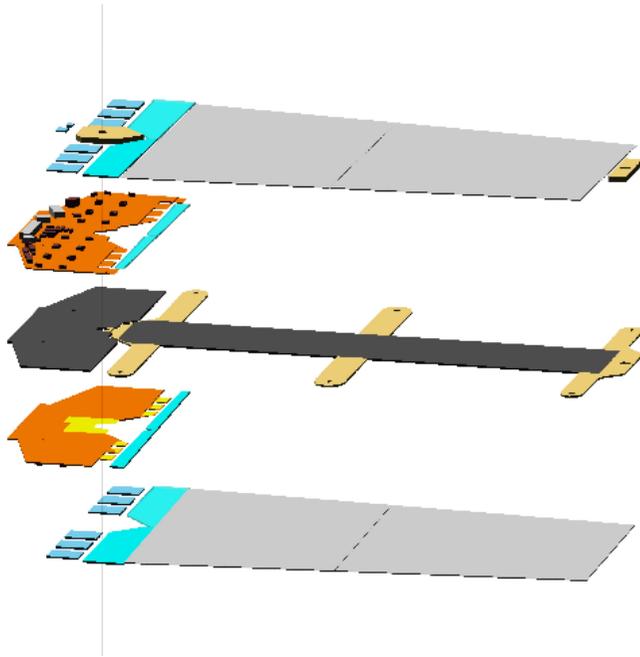
Der SemiConductor Tracker

- Radius 27 – 52 cm
- 4 Lagen, 18 Scheiben
- $6.3 \cdot 10^6$ Auslesekanäle
- 4088 Module, 61 m² Silizium

Am MPI bauen wir 400 Module des SCT Vorwärtsbereichs.



Vom Modell zum Modul ist ein langer Weg



Die wichtigsten Dinge sind

- ein Roboter zum Ausrichten der Detektoren mit einer Genauigkeit von besser als $5 \mu\text{m}$,
- ein Kleberoboter,
- und viel Ruhe und Geduld, Bauzeit: 1 Tag/Modul.





Die Modultypen

Hybrid

6-lagige Kupfer-Polyimid
Flex auf Carbon-Substrat

Befestigungspunkte
Genauigkeit $20 \mu m$

Detektoren
ca. $6 \times 6 \times 0.285 \text{ cm}^3$
768 einseitige p Streifen
auf n Substrat mit $50-90 \mu m$
Streifenabstand

Auslesechips

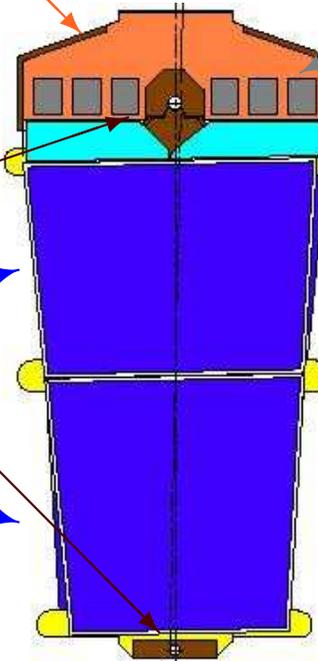
6 ABCD3T Chips pro Seite,
binäre Auslese

Fan-ins

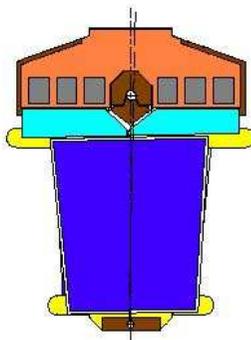
4/Modul, Glas mit Al-Streifen
 $300 \mu m$ dick

Trägerstruktur (Spine)

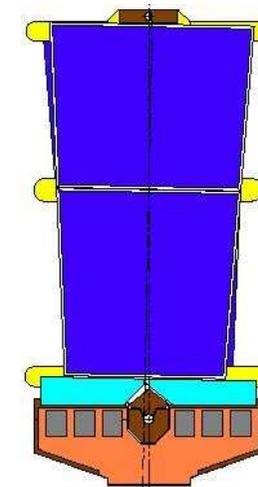
Thermal Pyrolytic Graphite
 $500 \mu m$ dick, 1700 W/m/K



Mittleres Modul



Inneres Modul

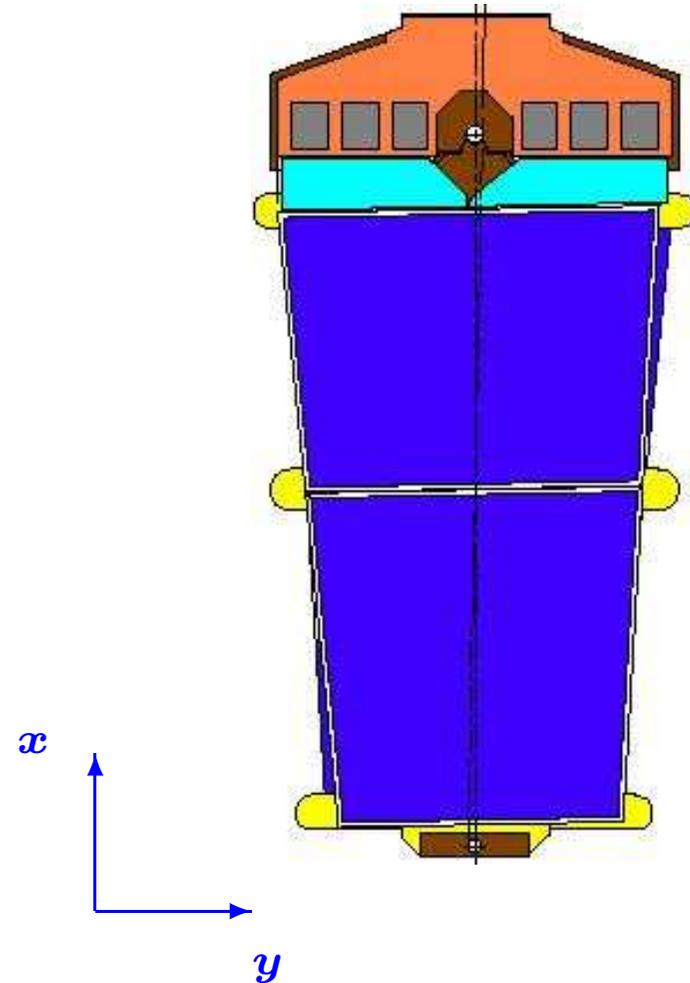
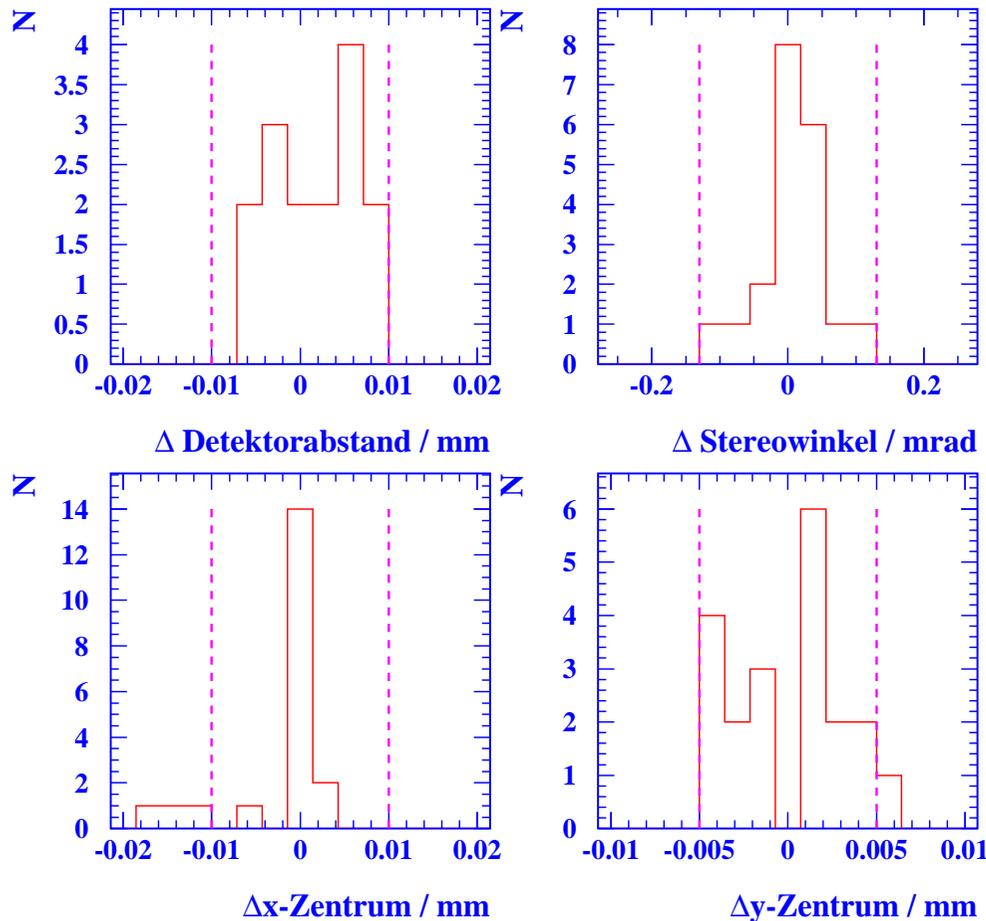


Äußeres Modul



Die Reproduzierbarkeit beim Modulbau

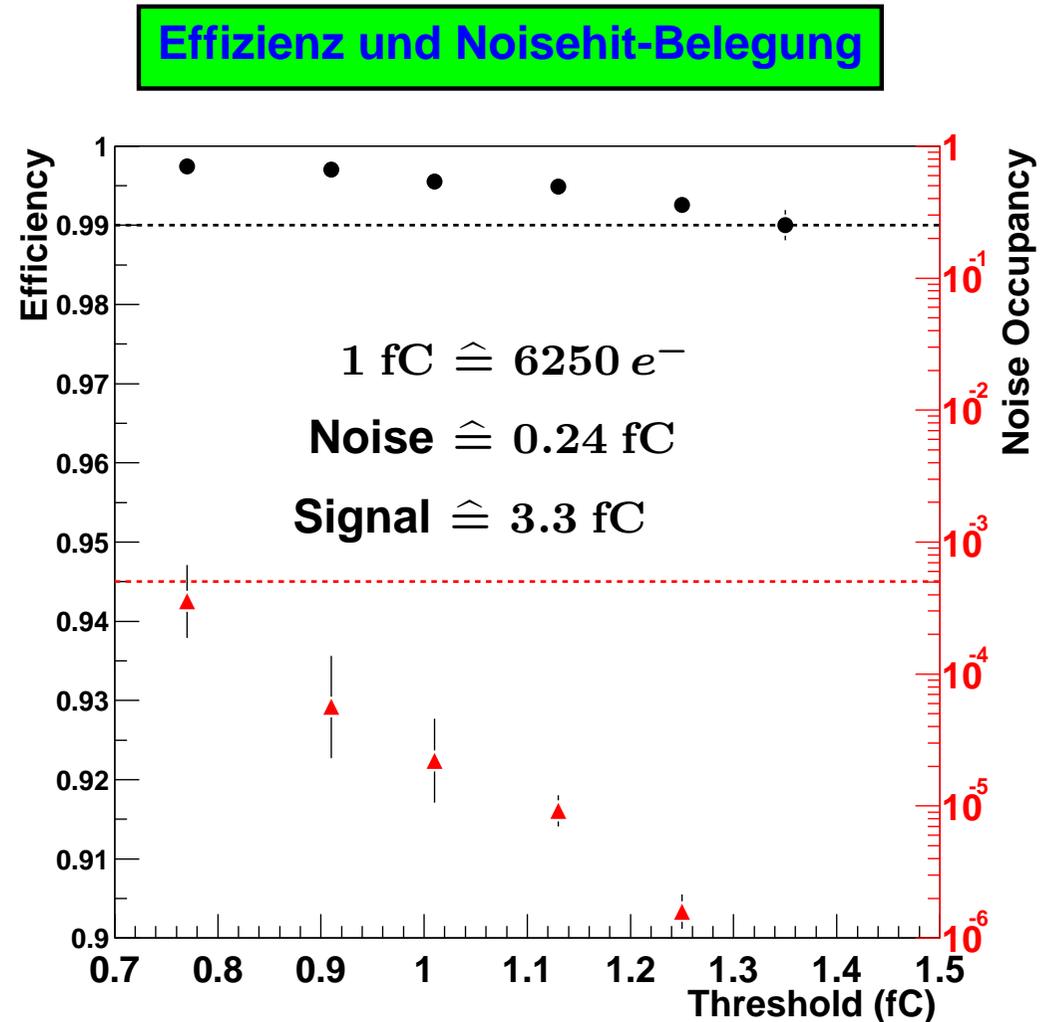
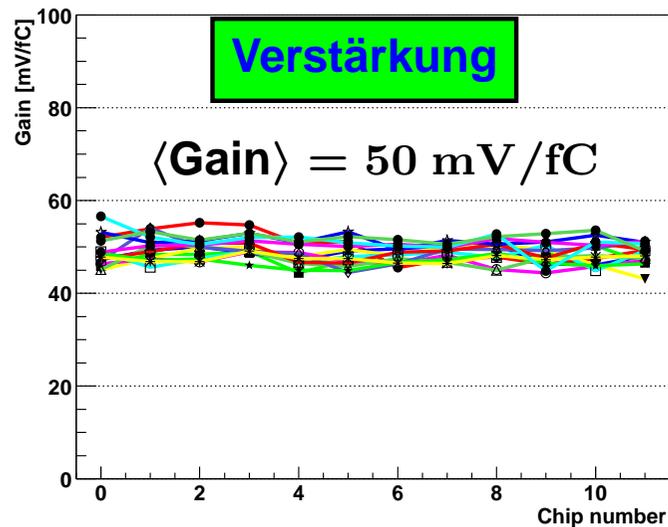
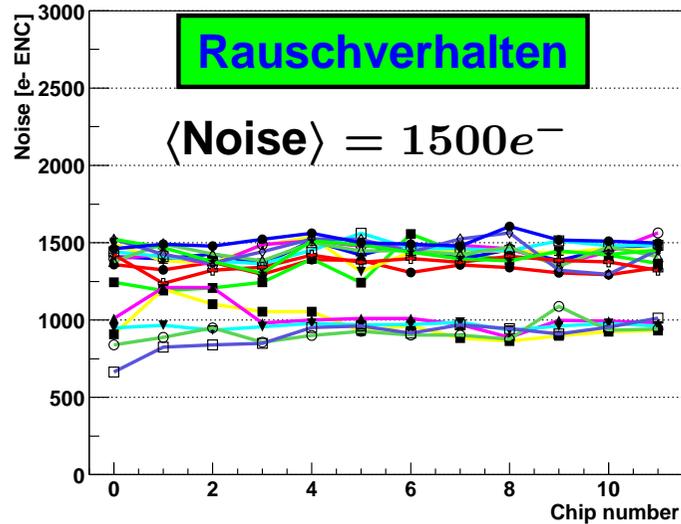
Mechanische Parameter



Fast alle Modul-Prototypen liegen innerhalb der Toleranzen.



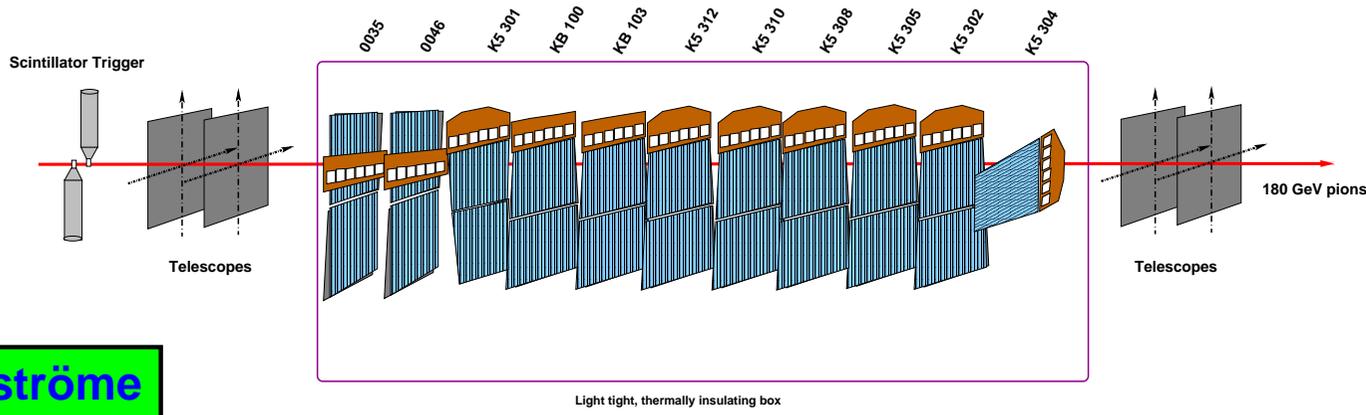
Eigenschaften unbestrahlter Module



Die unbestrahlten Module erfüllen die Designanforderungen.

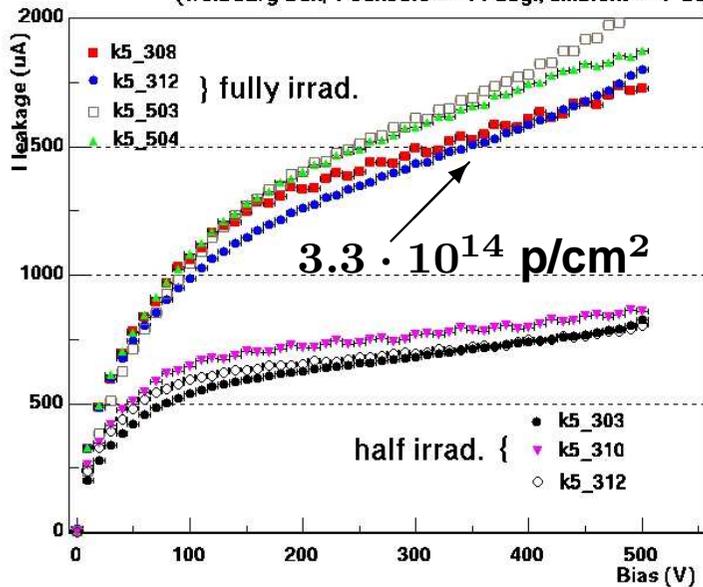


Messungen bestrahlter Module an einem Pion-Teststrahl

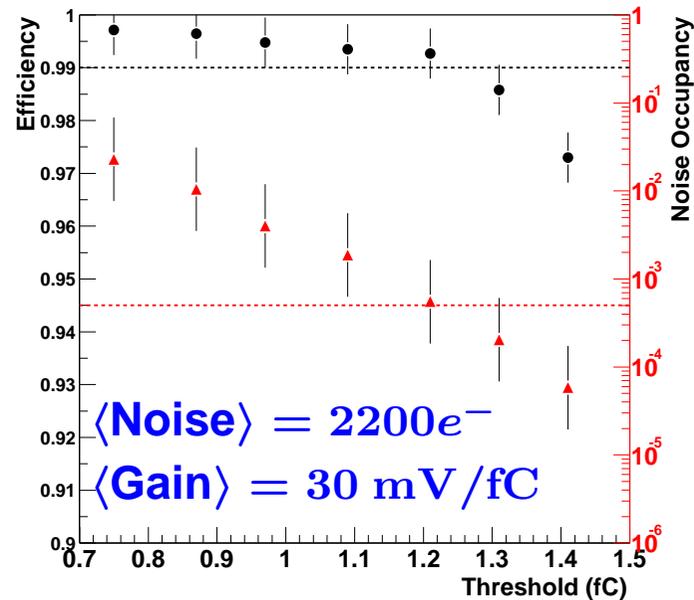


Dunkelströme

IV scan (LVOFF) T therm = -14 deg.
(freibourg box, T sensors = -14 deg., ambient = -7 deg.)



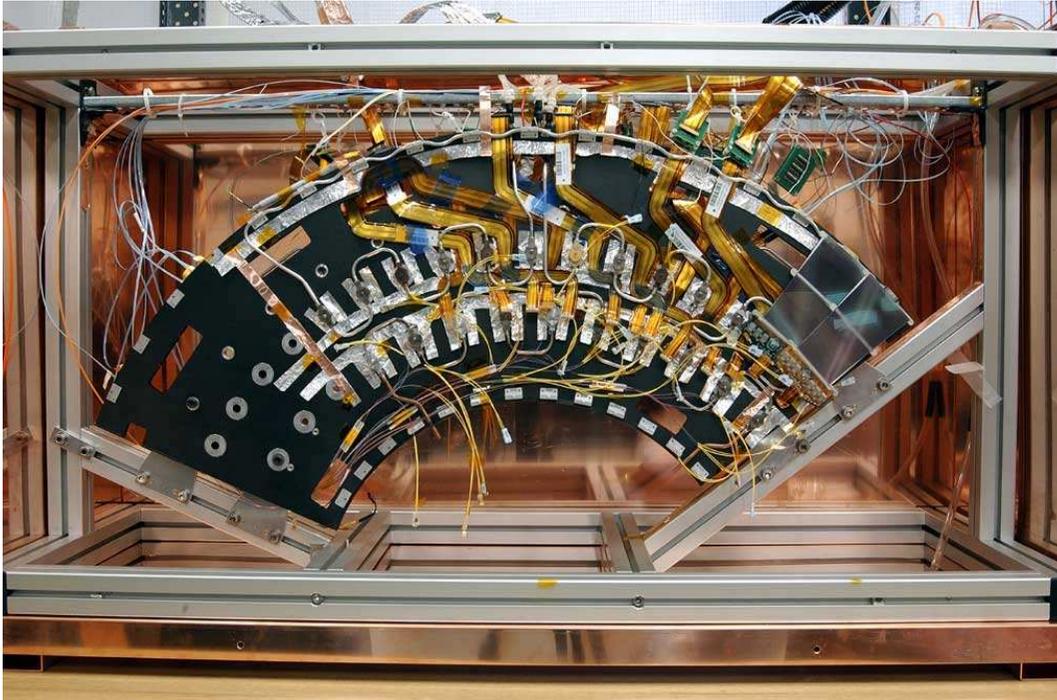
Maximaldosis



Mit geänderten Betriebsparametern werden die Anforderungen knapp erreicht.

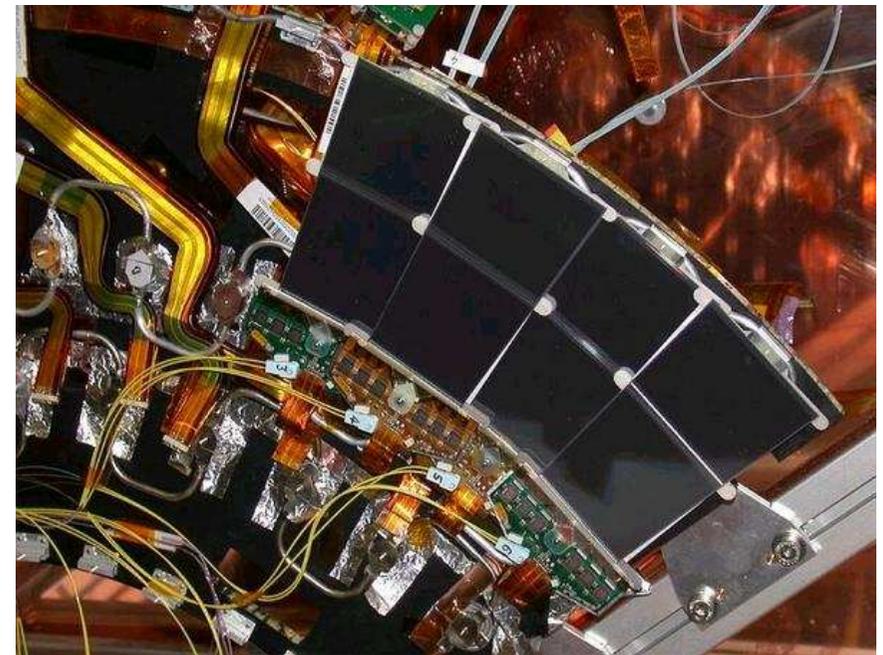


Der Test eines Teilsystems



Die Integration der Module ist schwierig

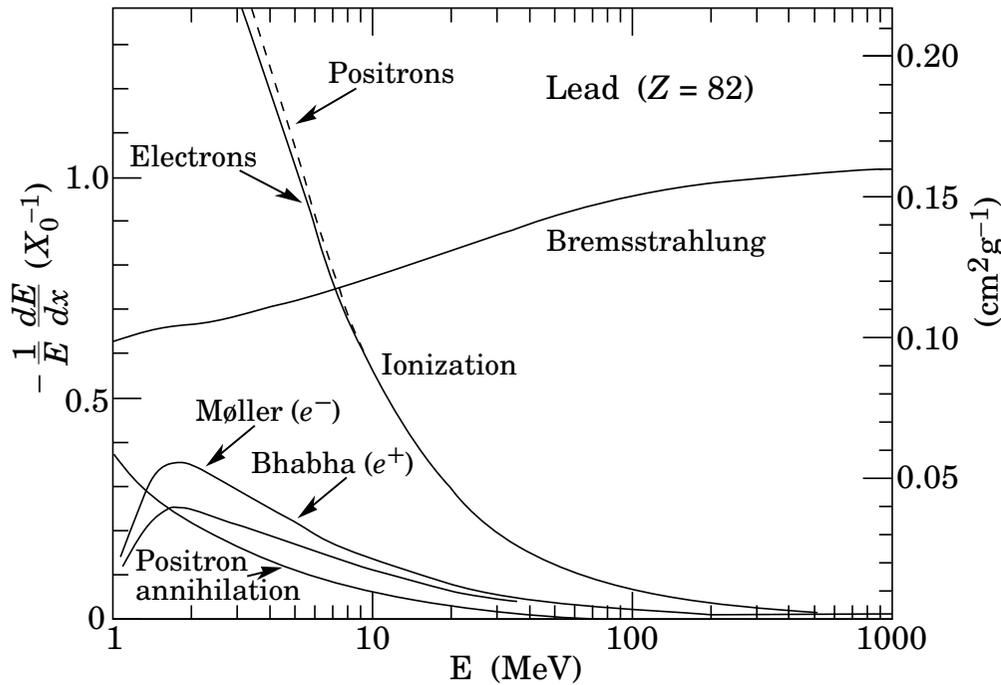
- Die Module sind sehr empfindlich.
- Eine präzise Vermessung ist nötig (X-Ray).
- Elektronisches Rauschen ist zu vermeiden.
- Es ist nicht viel Platz, die Module überlappen.



Beim Zusammenspiel aller Kräfte ist sehr viel Abstimmung nötig.

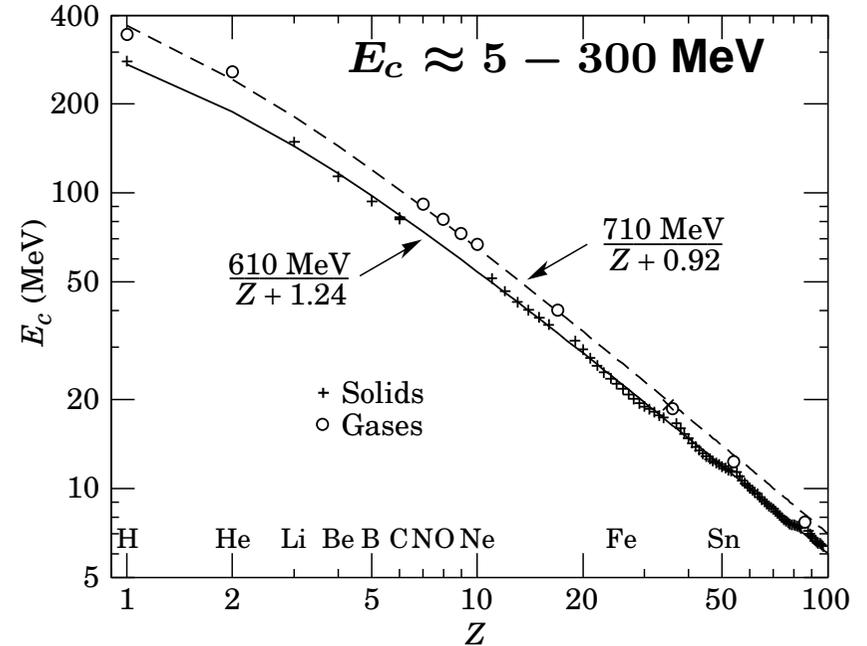


Elektronen in Materie



Die Kritische Energie

$$E_c \equiv \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{brems}}$$



– Zusätzlich zu Ionisation und Bremsstrahlung gibt es noch Streuung an den e^- des Materials, Møller und Bhabha Streuung für e^- und e^+ .

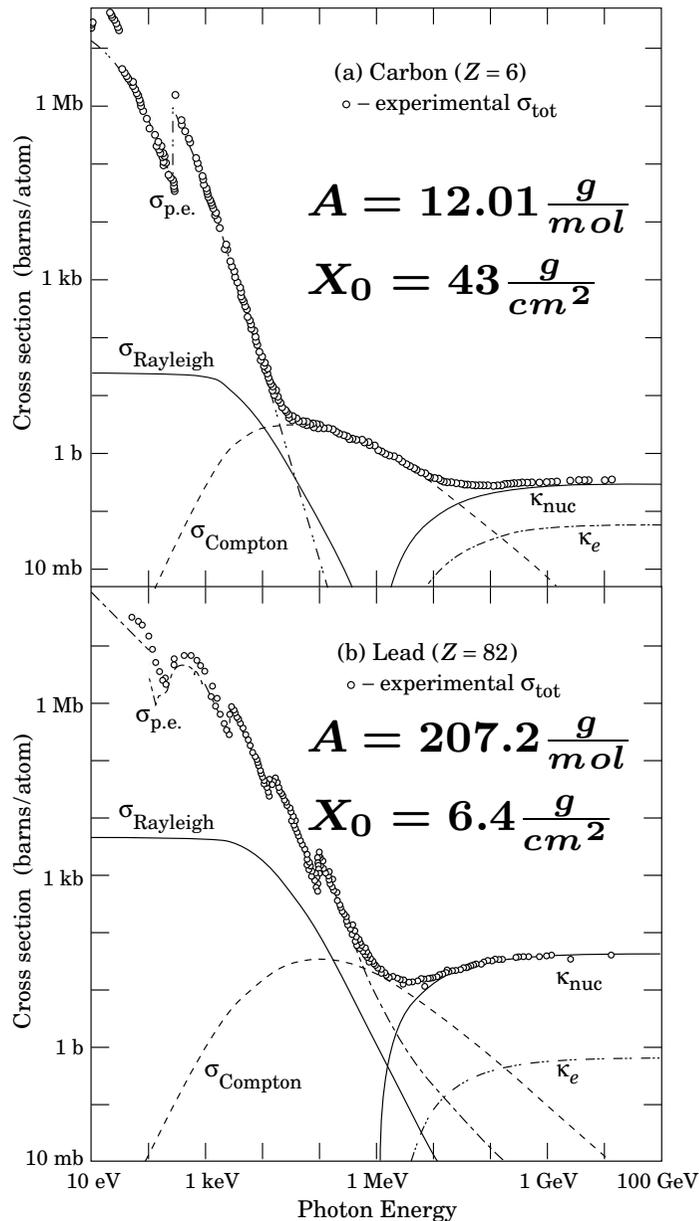
– Die Abschwächung: $E = E_0 e^{-x/X_0}$ wird durch die Strahlungslänge X_0 parametrisiert, empirisch: $X_0 = \frac{716.4 A}{Z(1+Z) \ln(287/\sqrt{Z})} \frac{g}{cm^2} \propto \frac{A}{Z^2}$

Pb :
 $Z = 82, A = 207.2 \frac{g}{mol}, \rho = 11.3 \frac{g}{cm^3}$
 $\Rightarrow X_0 \hat{=} 0.56 \text{ cm für Blei}$

Die Wechselwirkungen der Elektronen resultieren in elektromagnetischen Schauern.



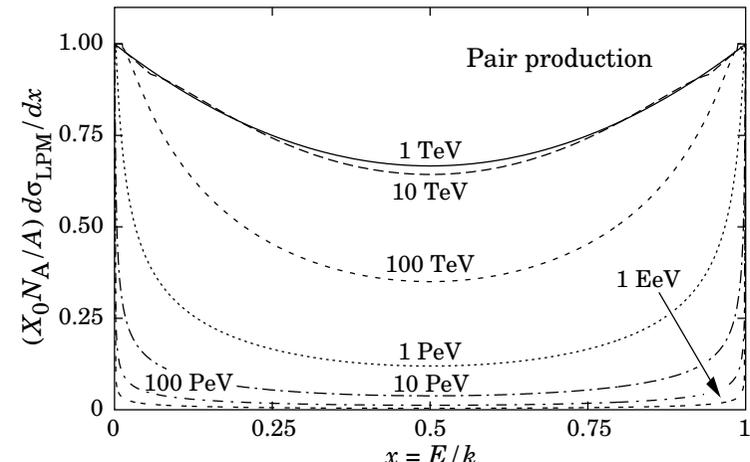
Photonen in Materie



Die Haupteffekte

- Der Photoelektrische Effekt, $\sigma_{p.e.}$
- Die kohärente Streuung, $\sigma_{Rayleigh}$
- Die Compton Streuung, $\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$, $\sigma_{Compton}$
- Die Paarproduktion, $\gamma \rightarrow e^+ e^-$, im Feld der Nukleonen / Elektronen, κ_{nuc}/e

Die Paar-Produktion



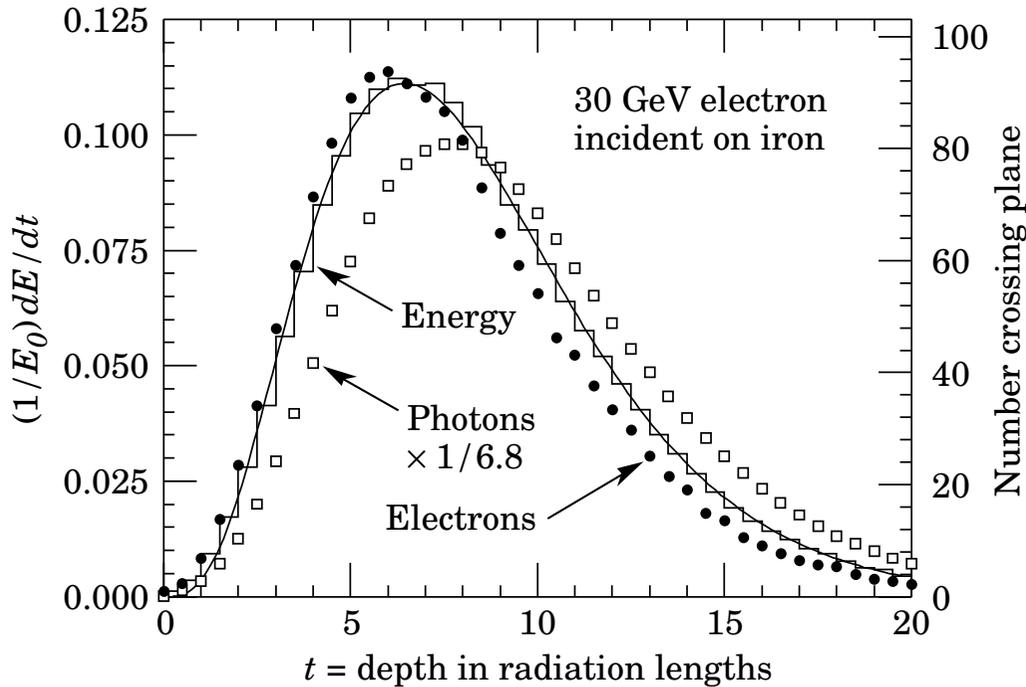
$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{A}{X_0 N_A} \left[1 - \frac{4}{3} x (1 - x) \right]$$

$$\Rightarrow \sigma = \frac{7}{9} \frac{A}{X_0 N_A} \begin{cases} 0.36 b & \text{für C} \\ 41.8 b & \text{für Pb} \end{cases}$$



Elektromagnetische Kalorimeter - die Grundlagen

– EGS4 Simulation, $E_{\text{cut}} = 1.5 \text{ MeV}$.



Die Schauerentwicklung

- Ansteigen der Teilchendichte solange Energie größer E_c , danach Abfallen durch Absorption.
- Schauertiefe:

$$t_{\text{max}} = \frac{x_{\text{max}}}{X_0} = \ln \frac{E}{E_c} \pm 0.5 \begin{cases} + & \text{für } \gamma \\ - & \text{für } e \end{cases}$$
- 98% der Energie ist in $x < 2.5x_{\text{max}}$.
- Die Schauerbreite entsteht durch Vielfachstreuung.
- Molière Radius: $R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$
- 95% der Energie wird in $R < 2R_M$ deponiert.

Beispiel: SiW Kalorimeter, $E_0 = 100 \text{ GeV}$

	$X_0 \text{ (g/cm}^2\text{)}$	$X_0/\rho \text{ (cm)}$	$E_c \text{ (MeV)}$
W	6.8	0.35	8.0
Si	22	9.4	39
1:1	14.4	4.9	23.5

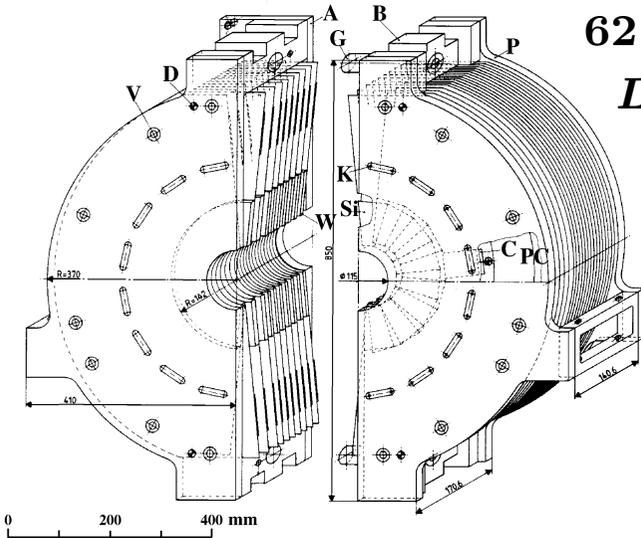
- $E_0/E_c = 4 \cdot 10^3$
- $x_{\text{max}} = 7.8X_0 \Rightarrow L \approx 100 \text{ cm}$
- $R_M \approx 5 \text{ cm} \Rightarrow BxH \approx 10x10 \text{ cm}^2$

Ein sehr kompaktes Kalorimeter.



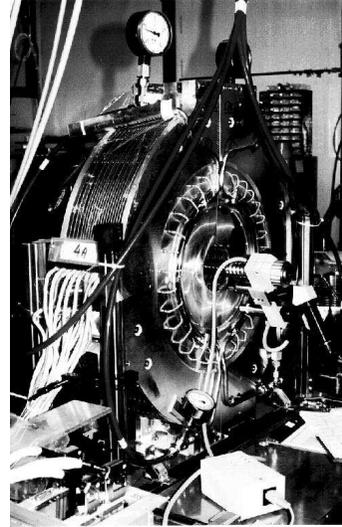
Elektromagnetische Kalorimeter - OPAL SiW

Die Prinzipskizze



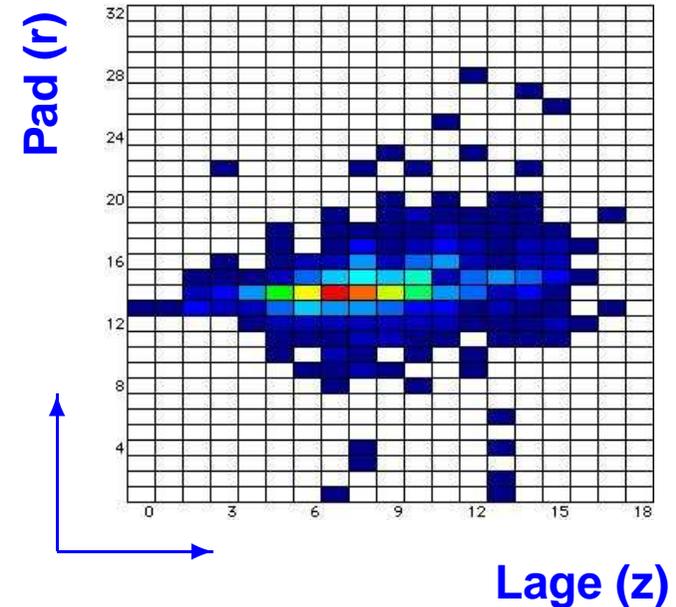
$62 < r < 1424 \text{ mm}$
 $L = 1.44 \text{ m}$
 $\cong 22 X_0$

Der Detektor

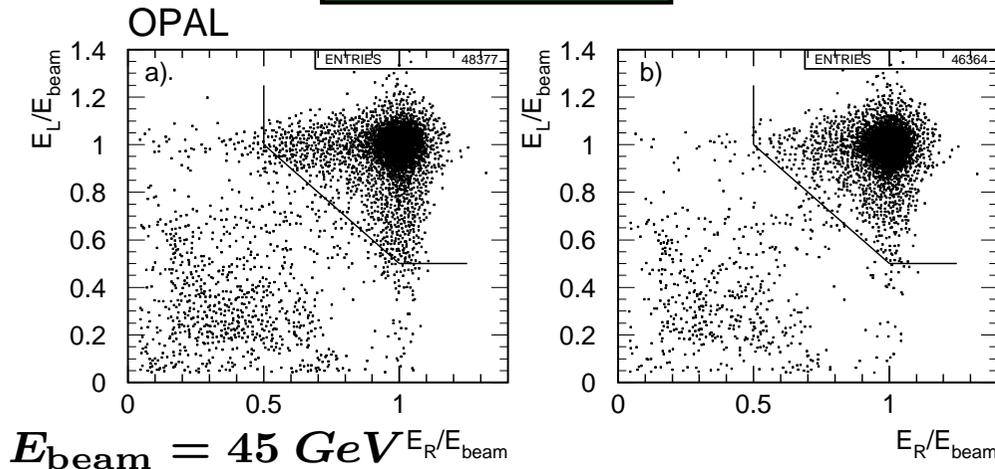


Die Schauerentwicklung

$E_{\text{beam}} = 45 \text{ GeV}$



Die Auflösung



- Die Auflösung ist $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus b$, wobei a der stochastische Term ist und b von der Elektronik kommt, $b = \mathcal{O}(1\%)$.
- Bsp.: OPAL SiW $a = 25\%$, L3 BGO $a = 2\%$.

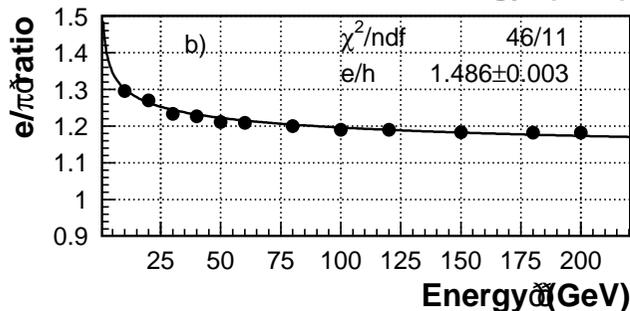
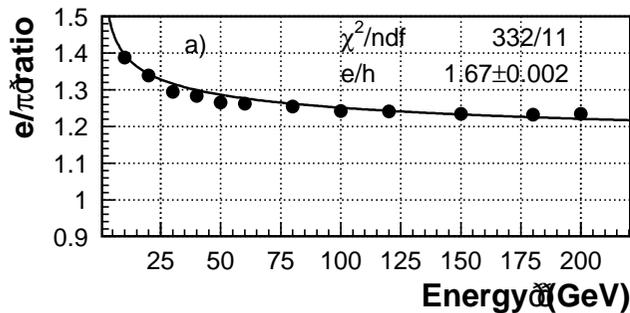
Gute Auflösung \Leftrightarrow Totalabsorbierende K.



Hadronische Kalorimeter - das ATLAS HEC



- Die Abschwächung wird durch die Absorptionslänge, λ , parametrisiert.
- Hadronische Schauer, π , haben einen hadronischen, h , und einen elektromagnetischen, e , Anteil, f , der aus $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ kommt, also: $\pi = h(1 - f) + ef$.
- Im hadronischen Anteil bleibt etwa 20% der Energie unsichtbar (Kernanregungen etc.). Deswegen haben hadronische Schauer größere Fluktuationen.
- Ein Ausweg sind kompensierende Kalorimeter aus Uran bei denen ein Teil des Verlustes durch die Energiefreisetzung in Kernreaktionen kompensiert wird, $e/\pi \rightarrow 1$.



Das ATLAS Hadronic End Cap

- Das sensitive Material ist flüssiges Argon.
- Der Absorber sind 25 mm dicke Kupferplatten, insg. 10λ .
- $\frac{\sigma(E_e/E_\pi)}{E} = \frac{22/70\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0.3/6\%$,

Die Auflösung für hadronische Schauer ist viel schlechter.



Bau einer MDT Kammer



Beim Bau gibt es einiges zu tun

- 432 Rohre a 3.8 m Länge montieren.
- Die Präzision: 20 μm (Haardicke).
- 1728 (dichte!) Gasverbindungen.
- Eine Kammer wiegt ca. 350 kg.



Sehr präzise Werkzeuge werden benötigt.



Massenproduktion der Kammern



Es gibt jede Menge Kammern

- Für ATLAS werden 1200 MDT Kammern an 13 Instituten produziert.
- Das MPI baut davon 88 Stück.
- Das macht für uns 38016 Rohre und 152064 Gasverbindungen.

Eine komplexe Logistik ist nötig

- Die Kammern werden mit kosmischen Myonen getestet.
- Sie werden mehrere Jahre gelagert.
- Der Transport muß sicher sein.

Die Produktion dauert ca. 6 Jahre.





Zusammenfassung

- In den Detektoren werden die stabilen Teilchen e^- , p , γ und eine Reihe langlebiger Teilchen z.B. μ^\pm , π^\pm , π^0 , n , K_S , K_L nachgewiesen. Die wichtigsten Messgrößen sind, \vec{x} , t , E , \vec{p} , \vec{v} und m .
- Der Ionisationsverlust geladener Teilchen wird durch die Bethe-Bloch Formel:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

beschrieben. Dies ist die wichtigste Formel für den Teilchennachweis.

- In den Spurkammern werden die Impulse geladener Teilchen vermessen.
- Beim Teilchendurchgang in dichter Materie entstehen viele sekundäre Teilchen hauptsächlich durch Bremsstrahlung, Paarerzeugung und, für Hadronen, durch Kernreaktionen. Diese Kaskade führt zur Entwicklung eines Schauers.
- Kalorimeter dienen zur Energiemessung von Elektronen und Photonen (elektromagnetische Kalorimeter) und von Hadronen (hadronische Kalorimeter). Wegen der höheren Fluktuationen im Schauer ist die Energie-Auflösung für Hadronen wesentlich schlechter.