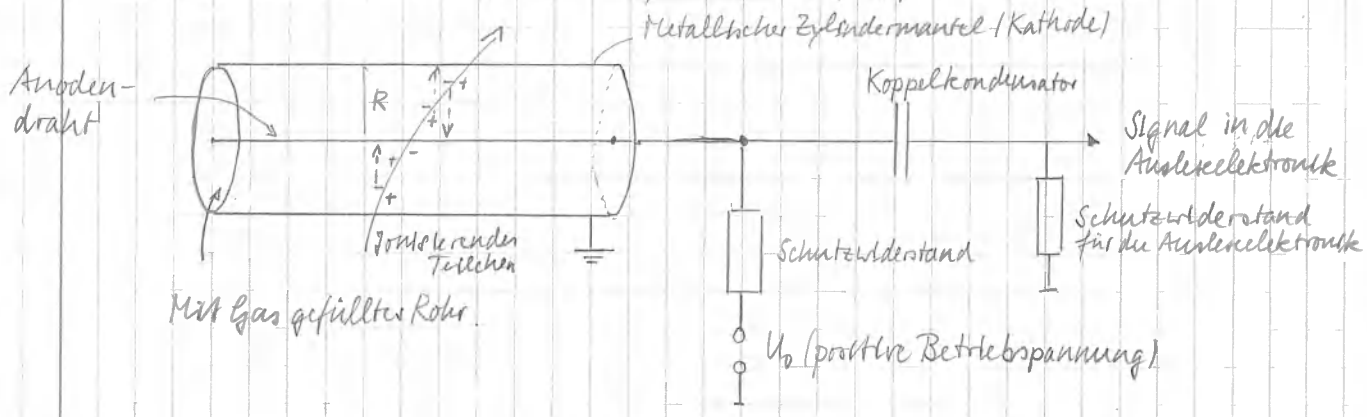


Gasrohrleistungsdetektoren

Funktionsweise am Beispiel eines zylindrischen gasgefüllten Rohres



Berechnung des elektrischen Feldes im Rohr:

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \Leftrightarrow 2\pi r E(r) = \frac{\lambda}{\epsilon_0} \quad (\lambda: \text{Linieladungsdichte})$$

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0 r}$$

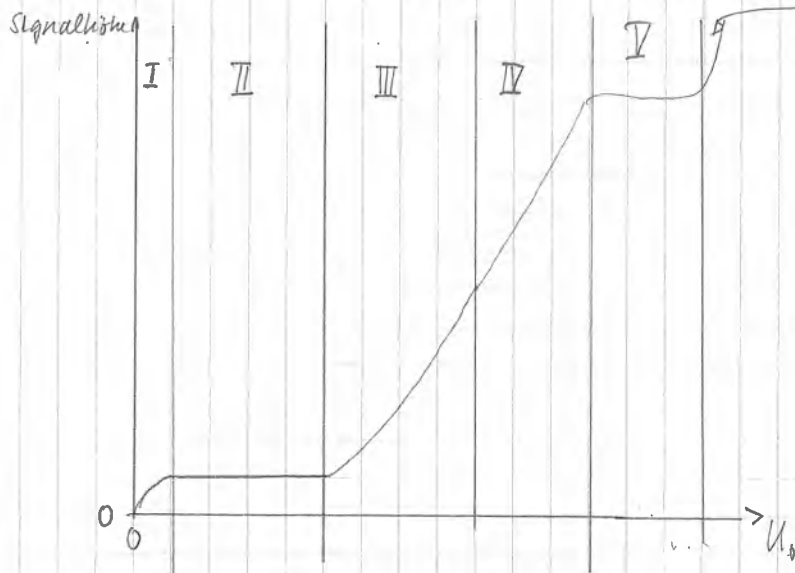
$$U_0 = \int_{r_0}^R E(r) dr = \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0} \ln \frac{R}{r_0} \Leftrightarrow \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0} = \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}}$$

Radius des Anodendrahts

Also ist

$$E(r) = \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} \cdot \frac{1}{r}$$

Signalhöhe in Abhängigkeit der Betriebsspannung U_0 Durchbruch/Entladung



- I: Rekombination der Elektron-Ion-Paare vor Ladungssammlung
- II: Ionisationskammer: Alle erzeugten Ladungsträger werden gesammelt.
- III: Proportionalkammer: E in Drahtnähe so hoch, dass Primärelektronen so stark beschleunigt werden, dass sie Gasatome ionisieren können. Ladungssignal nach Verdüpfung \propto Primärladung.

- IV: Bereich begrenzter Proportionalität: Sekundärladung so groß, dass E verzerrt wird. \Rightarrow Signal nicht mehr ganz proportional zur Primärladung.
- V: Geiger-Müller-Zähler: Photonen von Abregungen von Gasatomen ionisieren weitere Atome \Rightarrow Signal geht in Sättigung.

Ionisierungs- und Transportphänomene in Gasen

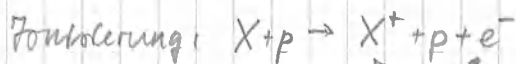
1. Ionisierungsmechanismen

Energieverlust geladener Teilchen durch Anregung und Ionisierung von Atomen.

X: Atom/Molekül, p: geladener Teilchen.



Reaktion mit anderen Atomen/Molekülen kann zu Ionisierung führen.



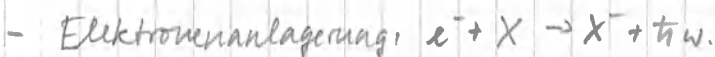
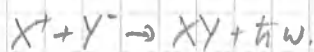
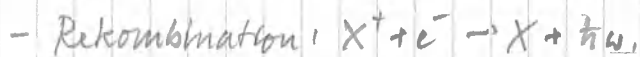
↑ ↑
Primärionenbildung

2. Mittlere Anzahl der erzeugten Elektron-Ionen-Paare

Typischer Wert: 1 Elektron-Ionen-Paar pro 30 eV Energieverlust.

3. Rekombination und Elektronenanlagerung

Um in einem Zählrohr ein Signal zu erhalten, müssen möglichst viele Primärelektronen zum Anodendraht gelangen. Auch die Ionen, die in der Lawine am Anodendraht entstehen, sollen zur Kathode gelangen. Zwei Prozesse können zum Ladungsverlust führen:



Atom mit fast voller äußerer Schale



Positive Elektronenaffinität.

Beispiele für X: $O_2, H_2O, CO_2, CCl_4, SF_6$.

Edelgase haben volle äußere Schalen, daher negative Elektronenaffinität.

4. Elektronen- und Ionenbewegung in Gasen

Bewegung der Elektronen und Ionen im Zählgas setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen, der thermischen Bewegung und der Bewegung unter dem Einfluss des elektrischen Feldes.

a) Thermische Bewegung

Keine Vorzugsrichtung.

$$v_{\text{thermisch}} = \sqrt{\frac{8k_B T}{m}} \quad \begin{cases} 10^6 \text{ cm s}^{-1} \text{ für Elektronen} \\ 10^4 \text{ cm s}^{-1} \text{ für Ionen} \end{cases}$$

↑
Raumtemperatur

Mittlere freie Weglänge der Elektronen und Ionen zwischen zwei Stößen an Gasmolekülen:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T}{\sigma_0 P}$$

↑ Wirkungswinkel
Druck
für den Stoß an einem Gasmolekül (unterschiedlich für Elektronen und Ionen).

b) Bewegung unter Einfluss des elektrischen Feldes

t_i : Zeit seit dem letzten Stoß an einem Gasmolekül.

\vec{v}_0 : Geschwindigkeit nach dem letzten Stoß.

Geschwindigkeit zum Zeitpunkt t_i : $\vec{v}_0 + \frac{q}{m} \vec{E} \cdot t$.

$$\langle \vec{v}_0 \rangle = 0$$

$\langle t \rangle$ = mittlere Zeit zwischen zwei Stößen.

$$\Rightarrow \vec{u} = \frac{q \cdot \vec{E}}{m} \cdot \tau \quad (\text{sogenannte Driftgeschwindigkeit})$$

$$\vec{u} = \mu \cdot \vec{E}$$

↑
Mobilität

Ionen: $|\vec{u}| \ll |\vec{v}_{\text{thermisch}}| \Rightarrow \tau = \frac{\lambda}{v_{\text{thermisch}}} \Rightarrow \vec{u} = \frac{q}{4\sigma_0} \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m}} \cdot \frac{\vec{E}}{P}$

$$\Rightarrow \mu_{\text{Ionen}} \text{ unabhängig von } E, \\ \mu \propto \frac{E}{P}$$

Elektronen. $m_e \ll m_{\text{Ion}} \Rightarrow \mu \sim v_{\text{thermisch}}$
 $\Rightarrow \mu = \mu(E)$.

5. Ladungsvervielfachung

λ : Mittlere freie Weglänge eines Elektrons bis zu einer sekundären Ionisierung.

$\alpha := \frac{1}{\lambda}$: Wahrscheinlichkeit für eine Ionisierung pro durchlaufene Wegstrecke (sogenannte erste Townsendkoeffizient).

n : Anzahl der Elektronen am Ort x

Anzahl der Elektronen am Ort $x+dx$: $n+dn = n + n \cdot \alpha dx$

$$\Leftrightarrow \frac{dn}{dx} = n \alpha \Leftrightarrow n = n_0 e^{\alpha x}$$

Anzahl der Primärelektronen

Gasverstärkung G : $G := \frac{n(\text{Drift})}{n_0}$.

Potentialverteilung und Pulzform

$$E(r) = \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} \cdot \frac{1}{r}$$

In einem Rohr der Länge l gespeicherte elektrostatische Energie:

$$E_{\text{elektrost.}} = \int_{r=r_0}^R \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{z=0}^l \frac{1}{2} \epsilon E^2(r) dr = \frac{\pi \epsilon l}{\ln \frac{R}{r_0}} U_0^2$$

An elektrischer Ladung verrichtete infinitesimale Arbeit:

$$dW = q E(r) dr$$

$$q E(r) dr = dW = -dE_{\text{elektrost.}} = -\frac{2\pi \epsilon l}{\ln \frac{R}{r_0}} U_0 dU_0$$

Von der Ladung bei ihrer Bewegung induzierte Spannung.

Elektronen: $U^- = -\frac{q}{2\pi \epsilon l} \int_{r_0+r}^{r_0} \frac{1}{r'} dr' = \frac{q}{2\pi \epsilon l} \ln \frac{r_0+r}{r}$

Ionen: $U^+ = -\frac{q}{2\pi \epsilon l} \int_r^R \frac{1}{r'} dr' = -\frac{q}{2\pi \epsilon l} \ln \frac{R}{r}$

$r \approx r_0 \Rightarrow U^- \approx 0, U^+ = -\frac{q}{2\pi \epsilon l} \ln \frac{R}{r_0} \Rightarrow$ Induziertes Signal hauptsächlich von Ionenbewegung.

Abschätzung des von Ionen induzierten Signals $U^+(t)$:

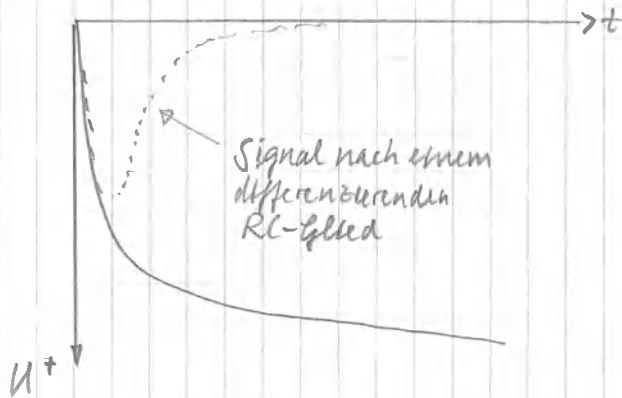
$$i(t) = \mu E(r(t)) = \mu \cdot \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} \cdot \frac{1}{r(t)}$$

$$\int_{r_0}^{r(t)} r \, dr = \int_0^t \mu \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} dt'$$

$$\frac{1}{2} [r^2(t) - r_0^2] = \mu \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} t$$

$$r(t) = \sqrt{r_0^2 + \frac{2\mu U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} t}$$

$$U^+(t) = -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{r(t)}{r_0} = -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \sqrt{1 + \frac{2\mu U_0}{r_0^2 \ln \frac{R}{r_0}} t}$$

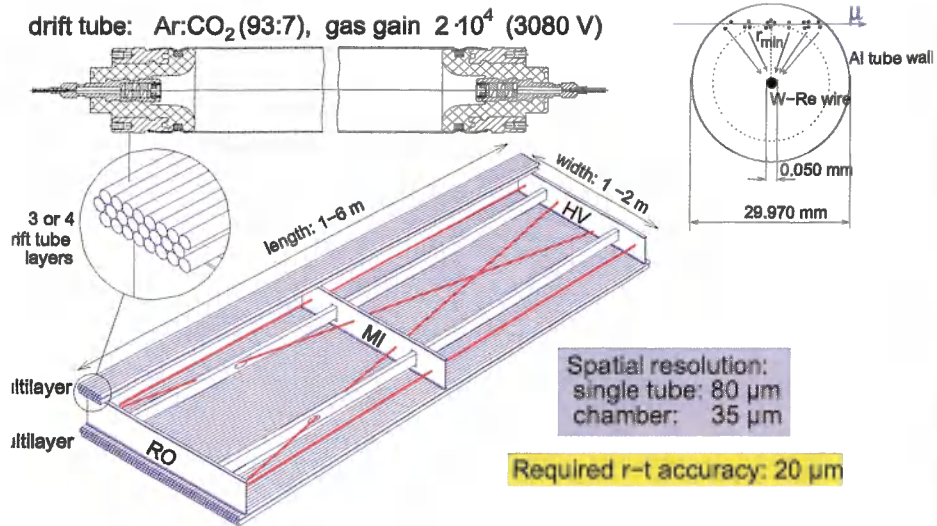


$r(t) = R$ nach $t \approx 1 \mu s$.

Um zu kürzeren Totzeiten zu kommen, differenziert man das Signal.

Beispiele für Gastonordungsdetektoren in Hadroncolliderexperimenten

1. ATLAS-Myondriftrohrkammern



Driftzeitmessung:

- Zeit des Teilchendurchgangs t_T mit Hilfe eines anderen Detektors mit hoher Zeitauflösung gemessen.
- Zeit der Ankunft der Driftelektroden am Anodendraht t_A mit einem an das Driftrohr angeschlossenen Zeitdigitalwandler.

$$\text{Driftzeit } t = t_A - t_T.$$

$\Rightarrow r(t) = r(t_A - t_T)$ bei bekannter Orts-Driftzeitbeziehung.

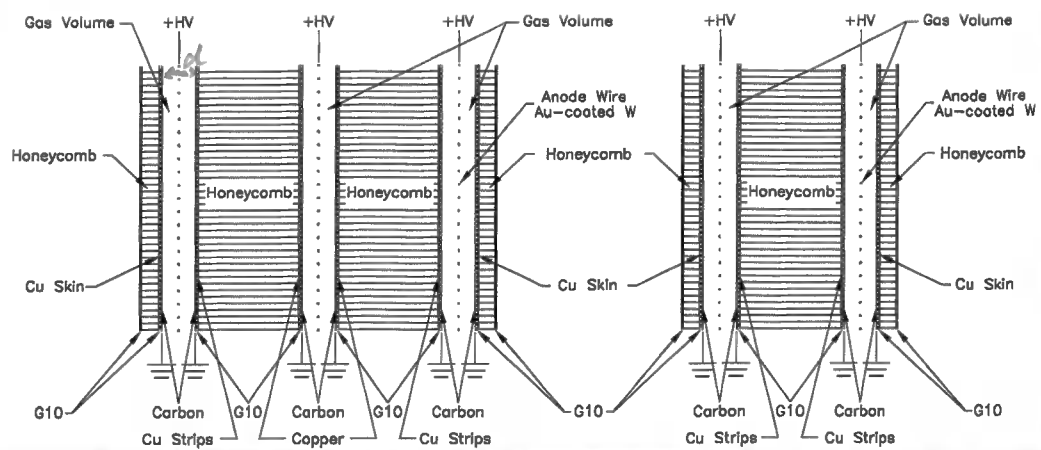
Kluft an Hadroncollidern, um keinen zweiten Detektor mit sehr hoher Zeitauflösung zu benötigen:

- Zeitdigitalwandler zur t_A -Messung mit der Kollisionsfrequenz des Speicherrings synchronisiert.
- Mit Hilfe eines Detektors, der schnell genug ist, um das Myon der richtigen pp-Kollision zuzuordnen, die aber nicht sehr hohe Zeitauflösung benötigt, wird t_A als

$t' :=$ Zeitpunkt der pp-Kollision + bekannte Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zur Myonkammer

gemessen.

2. TGC-Kammern als Triggerkammer zur Messung von t' (= Thin-gap chamber)



Vieldrahtproportionalkammer: $d = 2,8 \text{ mm}$

Abstand der Drähte: $1,8 \text{ mm}$.

Drahtdurchmesser: $50 \mu\text{m}$.

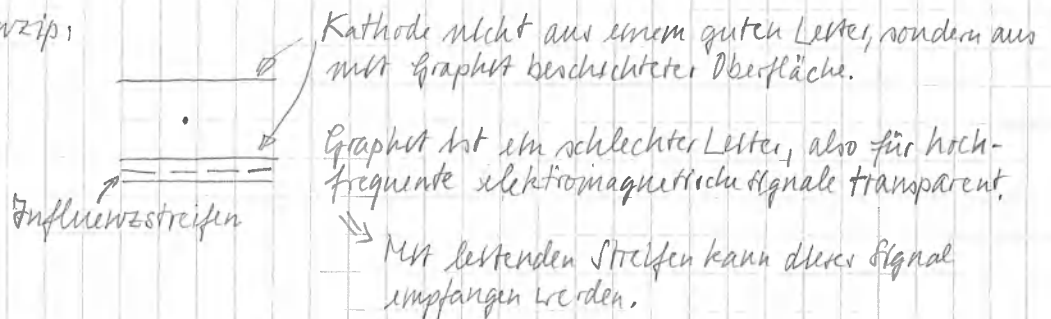
$U_0 = 2900 \text{ V}$.

Gasfüllung: $\text{CO}_2 / n\text{-Pentan} (55/45)$.

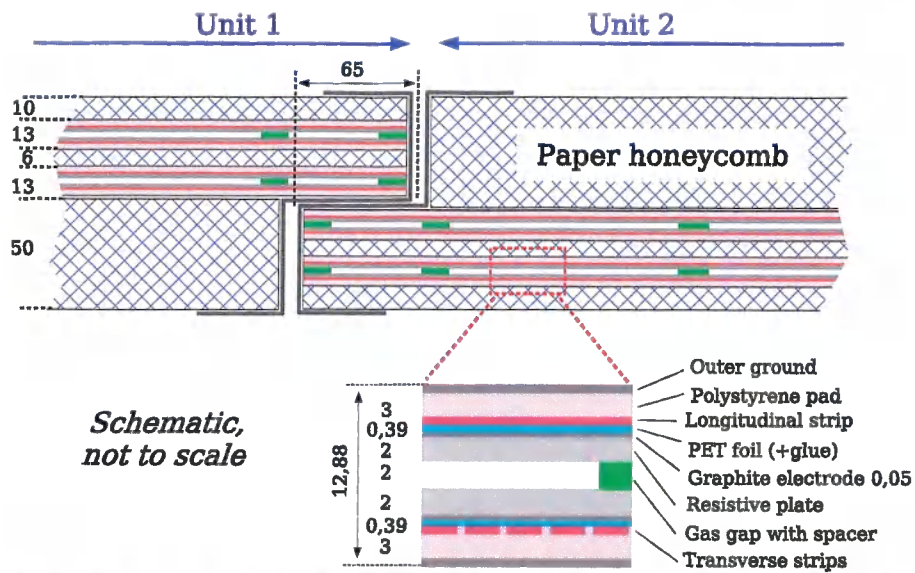
Gasverstärkung: $3 \cdot 10^5$.

Messung des Durchgangsortes eines Myons nicht nur über die Position der Drähte mit einem Signal, sondern auch mit Influenzstreifen.

Prinzip:



3. Widerstandsplattenkammer (RPC)



Konstantes elektrische Feld im Gasvolumen: $E = 4,9 \text{ kV mm}^{-1}$.

Gasmischung: $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2 / 70\text{-C}_4\text{H}_{10} / \text{SF}_6$ (34,7/5/0,3).

Da E konstant ist, Lawnenbildung an jedem Ort der ionisierenden Teilchen spur. Kluft, um erzeugte Gesamtladung zu begrenzen; Verwendung von Platten mit geringer Leitfähigkeit, damit sich die Elektroden / Platten kurzzeitig aufladen und so ein Gegenfeld lokal erzeugen, das zum Abbruch der Lawnenbildung führt.