



### **3. Gasdetektoren**

**Detektoren in der Hochenergiephysik  
Univ.Doz.DI.Dr. Manfred Krammer  
Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien**

# 3. Gasdetektoren

## Inhalt



### 3.1 Grundlagen

- 3.1.1 Prinzip
- 3.1.2 Wichtige Kenngrößen
- 3.1.3 Ionisation in Gasen
- 3.1.4 Diffusion von Elektronen und Ionen
- 3.1.5 Drift von Elektronen und Ionen
- 3.1.6 Elektronegative Gase
- 3.1.7 Gasverstärkung

### 3.2 Gas-Ionisations-Zähler

- 3.2.1 Ionisationskammern
- 3.2.2 Proportionalzähler
- 3.2.3 Auslösezähler
- 3.2.4 Streamer-Rohre

### 3.3 Vieldraht-Proportionalkammern

### 3.4 Driftkammern

### 3.5 Zeitprojektionskammer (TPC)

### 3.6 Micropattern-Gas-Detektoren

# 3.1 Grundlagen

## Allgemeines, Funktionsweise



- ★ Aufgrund der **hohen Beweglichkeit der Elektronen und Ionen** ist Gas ein hervorragendes Medium, um eine z.B. durch geladene Teilchen verursachte Ionisation nachzuweisen.
- ★ Beim Eintritt eines geladenen Teilchens in den Gasdetektor entstehen **Elektron-Ion-Paare**. Die mittlere Anzahl dieser Paare ist **proportional der deponierten Energie** ( $dE/dx$ ).
- ★ Durch **Anlegen einer externen Spannung** werden die Elektronen zur Anode und die Ionen zur Kathode hin beschleunigt .
- ★ Generell gilt: **Durch die Bewegung der Elektronen und Ionen im elektrischen Feld wird an der Anode und der Kathode ein Signal induziert.**  
(D.h. das für die Detektion entscheidende Signal entsteht *nicht* durch die Ladungssammlung selbst, sondern bereits vorher!)

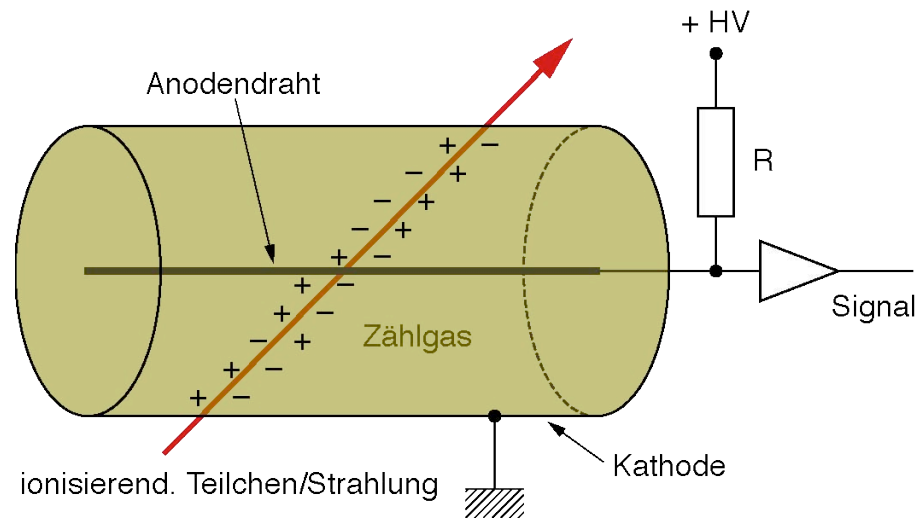
Dieser Punkt gilt nicht nur für Gasdetektoren sondern selbstverständlich auch für die Signalbildung in Flüssigkeiten und Festkörpern.

# 3.1.1 Prinzip

## Schema eines einfachen Gasdetektors



Betrachte z.B. einen mit Gas gefüllten Zylinder mit einem als Anode dienenden Draht entlang der Zylinderachse. In der einfachsten Variante kann der Zylinder sowohl als Kathode als auch als Behältnis für das Zählgas fungieren.



Bei Anlegen einer externen Spannung  $V$  entsteht ein elektr. Feld  $E$ . Für die oben gezeigte Geometrie beträgt dieses:

$$|\vec{E}| = \frac{1}{r} \frac{V}{\ln(b/a)}$$

- $r$  ... Abstand von der Achse
- $a$  ... Radius des Anodendrahtes
- $b$  ... Radius des Kathodenzyllinders

## 3.1.2 Wichtige Kenngrößen



- ★ mittlerer **Energieverlust**  $dE/dx$  (für ein mip)
- ★ mittleres effektives **Ionisationspotential** pro Hüllenelektron  $I_0$
- ★ **Energieverlust pro erzeugten Elektron-Ion-Paare**  $W_i$
- ★ mittlere **Anzahl der primären** ( $n_p$ ) **und der gesamten Elektron-Ion-Paare** ( $n_t$ ) pro Wegstrecke für ein mip.
- ★ **Stoßionisation**: wichtig für die Gasverstärkung des Detektors (siehe Townsend-Lawine)
- ★ Wirkung **elektronegativer Gase**: wichtig für die Nachweiswahrscheinlichkeit
- ★ **Diffusion**: beeinflusst die Ortsauflösung des Detektors

# 3.1.3 Ionisation in Gasen

## Allgemeines



- ★ Die **mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares beträgt circa 30 eV**. Ein Teil der deponierten Energie geht durch die Anregung des Detektormediums verloren.
- ★ Man verwendet bevorzugt **Edelgase** als Detektormedium, da diese im Gegensatz zu Molekülen **keine Vibrations- und Rotationszustände** haben und daher die **Ionisation überwiegt**.
- ★ 2 Prozesse verringern die Anzahl der freien Elektronen:
  1. **Rekombination**:  $A^+ + e^- \rightarrow A + \gamma$
  2. **e<sup>-</sup>-Anlagerung**:  $A + e^- \rightarrow A^- + \gamma$

## 3.1.3 Ionisation in Gasen

### Kenngrößen wichtiger Gase



Gas	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> ) (STP)	$I_0$ (eV)	$W_i$ (eV)	$dE/dx$ (MeVg <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup> )	$n_p$ (cm <sup>-1</sup> )	$n_t$ (cm <sup>-1</sup> )
H <sub>2</sub>	$8.38 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	4.03	5.2	9.2
He	$1.66 \cdot 10^{-4}$	24.6	41	1.94	5.9	7.8
N <sub>2</sub>	$1.17 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	1.68	(10)	56
Ne	$8.39 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	1.68	12	39
Ar	$1.66 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	1.47	29.4	94
Kr	$3.49 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	1.32	(22)	192
Xe	$5.49 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	1.23	44	307
CO <sub>2</sub>	$1.86 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	1.62	(34)	91
CH <sub>4</sub>	$6.70 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	2.21	16	53
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	$2.42 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	1.86	(46)	195

Quelle: K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, 1992

## 3.1.4 Diffusion von Elektronen & Ionen

### Allgemeines, Diffusionsgeschwindigkeit



*Ohne* äußeres elektromagnetisches Feld entfernen sich die Elektronen und Ionen durch **Diffusion** gleichförmig vom Entstehungspunkt. Dabei kommt es zur **Mehrfachstreuung** und infolgedessen zu einem **Energieverlust**. Dies führt schließlich zum **thermischen Gleichgewicht**. Fallweise treten Rekombination und  $e^-$ -Anlagerung auf.

Bei thermischen Energien folgt die Geschwindigkeitsverteilung der freien Ladungsträger der Maxwell-Verteilung. Die **mittlere Diffusionsgeschwindigkeit** für ein Teilchen der Masse  $m$  beträgt:

$$v_{\text{diff}} = \sqrt{\frac{8 kT}{\pi m}}$$

Bei Raumtemperatur beträgt sie für

- Elektronen:  $v_{\text{diff}} \approx 10^6$  cm/s
- Ionen:  $v_{\text{diff}} \approx 10^4$  cm/s



## 3.1.4 Diffusion von Elektronen & Ionen

### Ladungsträgerverteilung



Die **Ladungsträgerverteilung** nach der Zeit  $t$  folgt einer Gauss-Verteilung:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

Hierbei ist  $N$  die Gesamtzahl der freien Ladungen,  $x$  der Abstand vom Erzeugungspunkt und  $D$  der **Diffusionskoeffizient**.

Die rms-Breite der Verteilung beträgt für lineare Diffusion:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}$$

und folglich für Volumsdiffusion (sphärische Ausbreitung):

$$\sigma_{\text{vol}} = \sqrt{3} \cdot \sigma_x = \sqrt{6Dt}$$

## 3.1.4 Diffusion von Elektronen & Ionen

### Diffusionskoeffizient, freie Weglänge



Der **Diffusionskoeffizient  $D$**  ist bestimmt durch die **mittlere freie Weglänge  $\lambda$**  eines  $e^-$  oder Ions im Gas:

$$D = \frac{1}{3} v_{\text{diff}} \lambda$$

$v_{\text{diff}}$  ... mittlere Diffusionsgeschwindigkeit

Für ein klassisches, ideales Gas gilt:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma p}$$

$p$  ... Gasdruck,  $T$  ... Temperatur,  $k$  ... Boltzmannkonstante,  $k = 1.3807 \cdot 10^{-23}$  J/K  
 $\sigma$  ... ges. Wirkungsquerschnitt für eine Kollision mit einem Gasmolekül

Einsetzen ergibt:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sigma p} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}}$$

## 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

### Allgemeines – 1: Driftgeschwindigkeit



Bei Anlegen eines **äußeres elektrischen Feldes** wird entlang der Feldlinien der Diffusion nun eine **Driftbewegung** überlagert, während die transversale Diffusion unbeeinflusst bleibt. Die Beschleunigung in bzw. gegen Feldrichtung wird durch **Kollisionen mit den Gasmolekülen** unterbrochen, was die maximal erreichbare **Geschwindigkeit limitiert**.

D.h., durch das Wechselspiel von Beschleunigung und Kollisionen stellt sich eine **mittlere Driftgeschwindigkeit  $v_D$**  ein:

$$\vec{v}_D = \frac{q}{m} \cdot \tau(\vec{E}, \sigma) \cdot \vec{E} \cdot \frac{p_0}{p} = \mu \cdot \vec{E} \cdot \frac{p_0}{p}$$

$q, m$  ... Ladung bzw. Masse des freien Ladungsträgers

$E$  ... äußeres elektrisches Feld ( $E \cdot p/p_0$  wird oft "reduziertes Feld" genannt)

$\tau$  ... mittlere Zeit zw. zwei Stößen

$p$  ... Gasdruck,  $p_0$  ... Normaldruck

$\mu$  ... **Beweglichkeit (Mobilität) der Ladungsträger,  $\mu = \tau \cdot q/m$ ,**

## 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

### Allgemeines – 2: Mobilität



Die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  hängt also ab vom angelegten elektrischen Feld, von der Gaszusammensetzung und vom Gasdruck.

Für **Ionen** ist die **Mobilität** im Bereich der üblicherweise verwendeten Feldstärken in guter Näherung **konstant** und somit  $v_D$  über weite Bereiche linear.

Mobilität für Ionen in: H<sub>2</sub>: 13.0 cm<sup>2</sup>/(Vs), He: 10.2 cm<sup>2</sup>/(Vs), Ar: 1.7 cm<sup>2</sup>/(Vs).  
Typische Driftgeschwindigkeiten für Ionen liegen im Bereich von:

$v_{D,lon} \approx \text{einige } \mu\text{m}/\mu\text{s}$ .

**Elektronen** haben eine 1000 mal höhere Mobilität als Ionen und somit entsprechend höheren Driftgeschwindigkeiten.

Typische Driftgeschwindigkeiten für Elektronen liegen im Bereich von:

$v_{D,e^-} \approx \text{einige cm}/\mu\text{s}$ .

Im Allgemeinen ist die **Mobilität von Elektronen nicht konstant**, sondern hängt von der kinetischen Energie der Elektronen ab und variiert somit auch mit der angelegten elektr. Feldstärke (siehe später).

## 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

### Ramsauer-Effekt



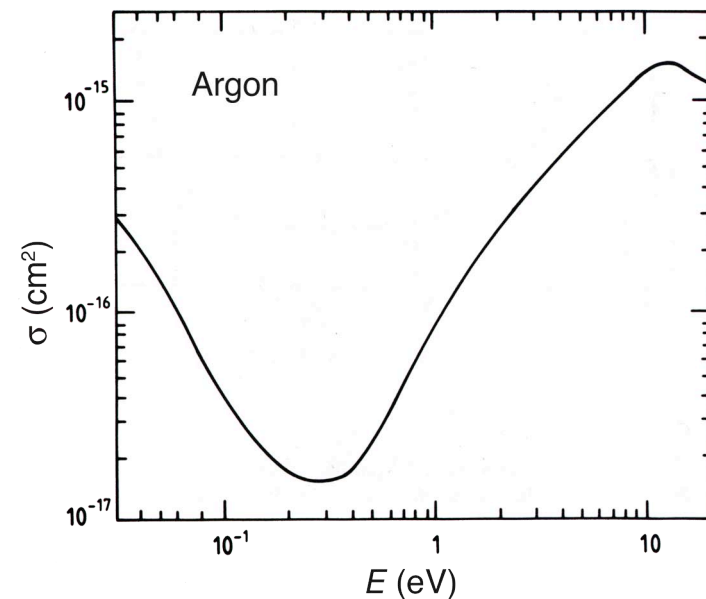
Die mittlere Stoßzeit  $\tau$  hängt über den Stoßquerschnitt  $\sigma$  von der Energie  $E$  der freien Ladungsträger ab.

Besonders für Elektronen zeigt  $\sigma$  für viele Gase eine starke Energieabhängigkeit mit ausgeprägten Minima und Maxima (Ramsauer-Effekt).

Ursache: Liegt die de Broglie-Wellenlänge der freien Ladungen in der Größenordnung der Moleküldimensionen, so kommt es zu quantenmechanischen Beugungserscheinungen.

Elektronen mit Energien nahe dem "Ramsauer-Minimum" haben folglich große mittlere freie Weglängen.

Stoßquerschnitt von  $e^-$  in Argon als Funktion ihrer kinetischen Energie



Quelle: S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT-Press, Cambridge, MA (1959)

## 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

### Driftverhalten von Elektronen: kalte Gase



Bei der Drift von Elektronen unterscheidet man zweckmäßigerweise zw. “heißen” Gasen und “kalten” Gasen.

#### **kaltes Gas / kalte Elektronen:**

Unter “kalten”  $e^-$  versteht man solche, deren kinetische Energie  $\approx kT$  ist.

“Kalte” Gase (z.B.  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ) bestehen aus Molekülen welche durch ihre Rotations- und Vibrationsmoden **ausreichend niederenergetische Anregungsgrade** aufweisen.

- $e^-$  können leicht Energie an das Gas abgeben. Durch ein äußeres Feld beschleunigte Elektronen werden sofort wieder abgebremst, ihre mittlere Energie ist daher stets  $\approx kT$ .
- Die Mobilität ist über weite Bereiche der äußeren Feldstärke annähernd konstant.
- **$v_D$  steigt annähernd linear mit der Feldstärke.**

Kalte Gase weisen außerdem eine **geringe Diffusion** auf.

## 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

### Driftverhalten von Elektronen: heiße Gase



#### heißes Gas / heiße Elektronen:

Unter “heißen”  $e^-$  versteht man solche, deren kinetische Energie  $\gg kT$  ist.

“Heiße” Gase (speziell monoatomare Gase, z.B. Ar) haben **keine niederenergetischen Anregungsgrade**.

→  $e^-$  mit niedriger Energie können kaum Energie verlieren und werden in einem äußeren E-Feld stark beschleunigt, ihre mittlere Energie ist somit bald  $\gg kT$ .

→ Bei kleinen Feldern hohe Mobilität, bei großen Feldern sinkt die Mobilität.

→  $v_D$  wird bereits bei kleinen Feldern konstant oder sinkt anfangs sogar mit der Feldstärke ab.

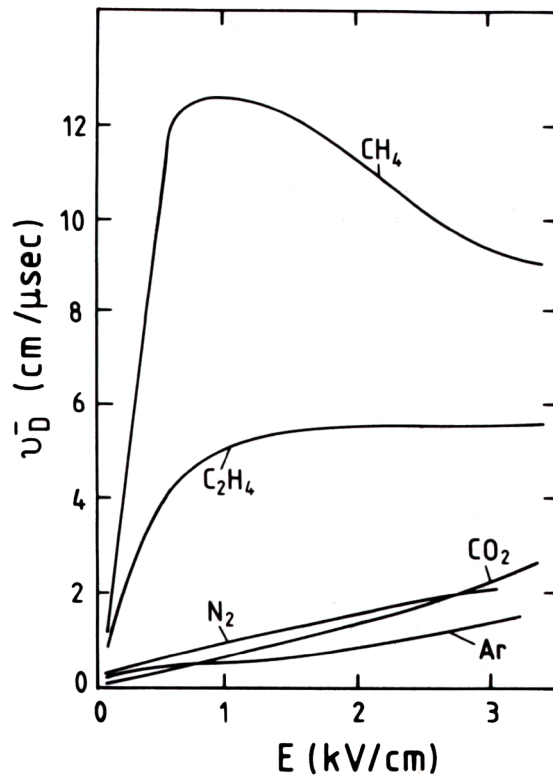
Heiße Gase weisen eine **hohe Diffusion** auf. Mischt man geringe Anteile polyatomarer (meist organischer) Substanzen hinzu (mit Vibrationsmoden im Bereich von 0.1–0.5 eV), so kann die Diffusion stark vermindert und die mittlere Driftgeschwindigkeit signifikant erhöht werden.

# 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

## Beispiele für Driftgeschwindigkeiten – 1

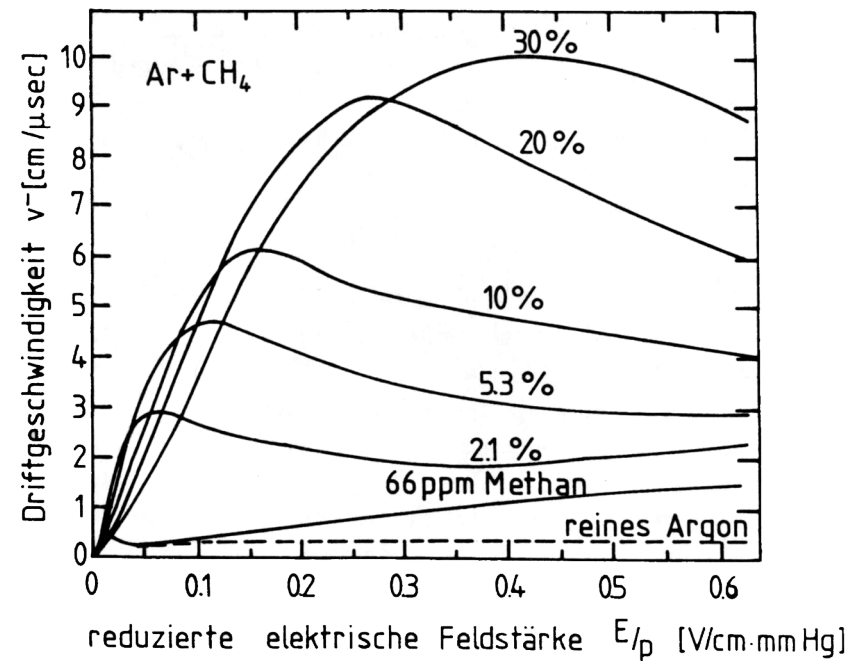


Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Gasen bei STP



Quelle: K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, 1992

Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon-Methan-Gemischen



Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

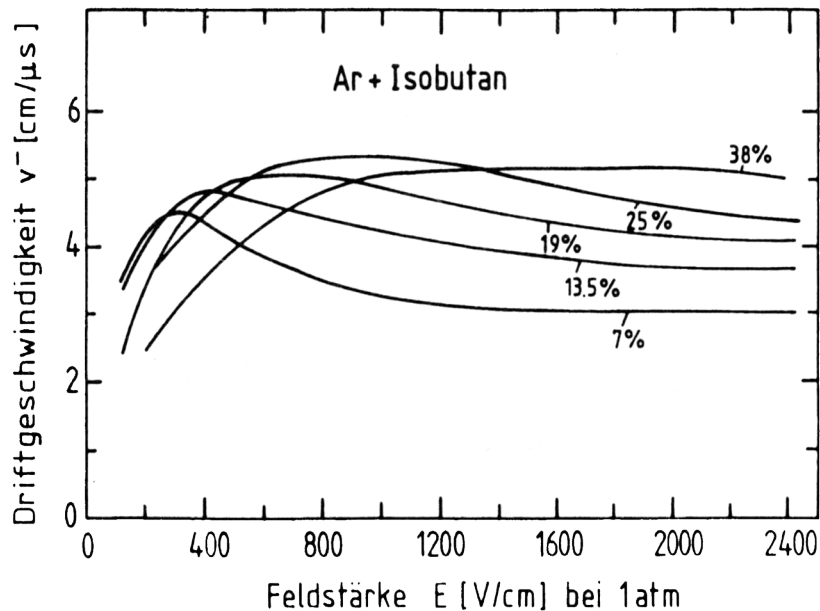


# 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

## Beispiele für Driftgeschwindigkeiten – 2

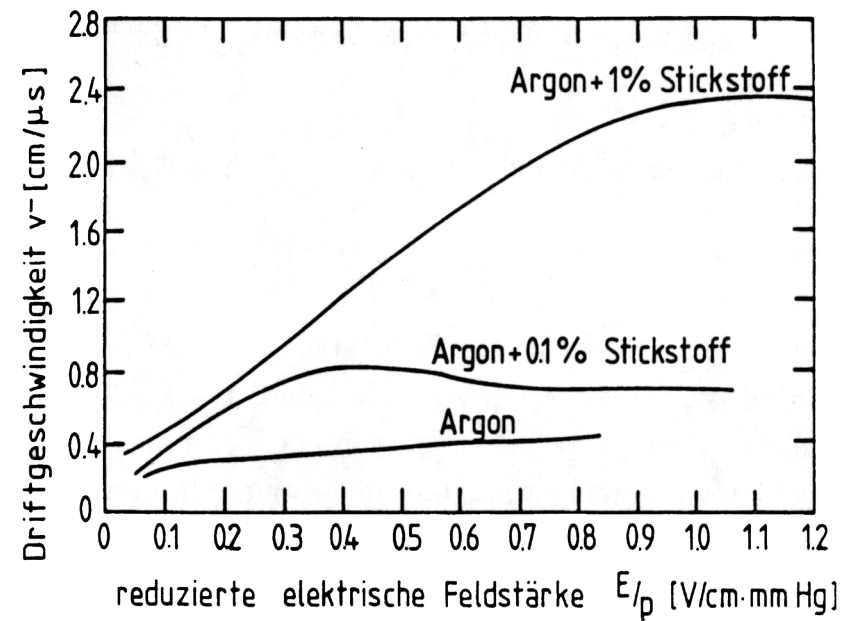


Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon-Isobutan-Gemischen



Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Argon ohne / mit Zusatz von N<sub>2</sub>



Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

## 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

### Einfluß externer Magnetfelder: Driftgeschwindigkeit



Magnetische Felder können das Driftverhalten der freien Ladungsträger massiv verändern. Zusätzlich zum E-Feld wirkt nun die Lorentzkraft und zwingt die bewegten Ladungen zw. zwei Stößen auf kreis- oder spiralförmige Trajektorien.

Die **mittlere Driftgeschwindigkeit**  $v_D$  beträgt dann:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \left( \vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega \tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B}}{B^2} \omega^2 \tau^2 \right)$$

$E$  ... äußeres elektrisches Feld;

$B$  ... äußeres magnetisches Feld

$\mu$  ... Mobilität der Ladungsträger,  $\mu = \tau \cdot q/m$ ,

$\omega$  ... Zyklotronfrequenz,  $\omega = B \cdot q/m$ ,

$q, m$  ... Ladung bzw. Masse des freien Ladungsträgers,  $\tau$  ... mittlere Stoßzeit

Für den Fall, daß elektr. und magnet. Feld senkrecht aufeinander stehen, folgt aus obiger Gleichung:

$$v_D = |\vec{v}_D| = \frac{\mu E}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

für  $\vec{E} \perp \vec{B}$

## 3.1.5 Drift von Elektronen & Ionen

### Einfluß externer Magnetfelder: Lorentzwinkel

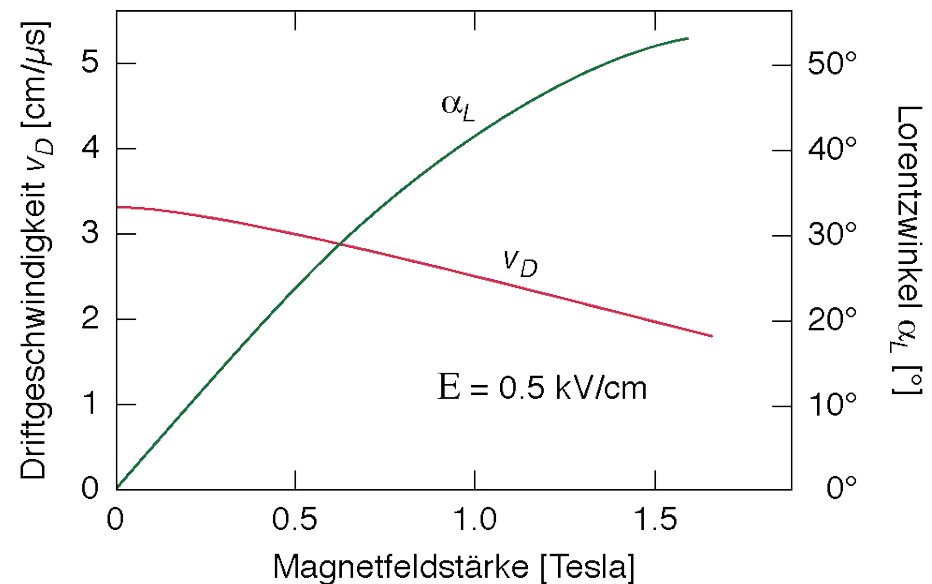


Den durch das Magnetfeld verursachten Winkel zw. der Driftgeschwindigkeit und dem äußeren elektrischen Feld nennt man **Lorentzwinkel**.

Für den Fall, daß elektrisches und magnetisches Feld senkrecht aufeinander stehen, ergibt sich für den Lorentzwinkel:

$$\tan \alpha_L = \omega \tau = v_D \frac{B}{E}$$

$v_D$  und  $\alpha_L$  in Abhängigkeit von einem zu  $E$  senkrechten  $B$ -Feld in einem Gemisch aus Argon (67.2%), Isobutan (30.3%) und Methylal (2.5%):



Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993  
(Nachzeichnung des Originals)

## 3.1.6 Elektronegative Gase

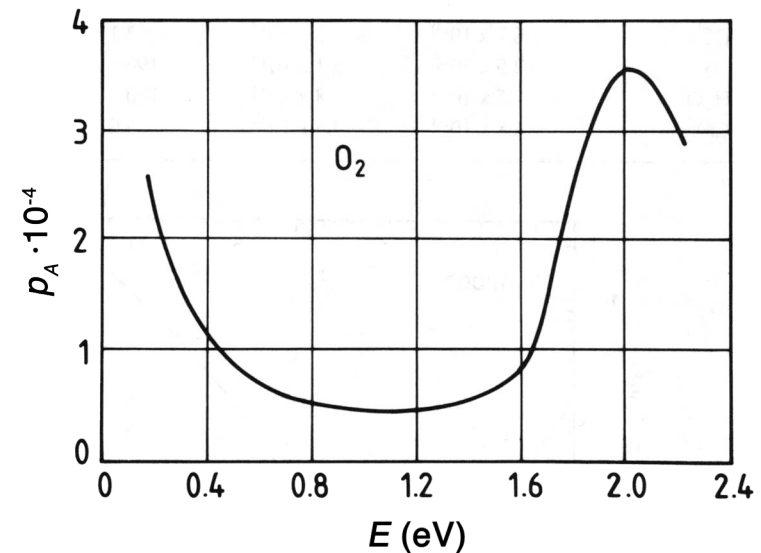


Elektronen im eV-Bereich können sich bei Kollision mit einem Gasmolekül/-atom an diesem anlagern (=Elektroneneinfang). Die Wahrscheinlichkeit dafür (pro Stoß) wird **Einfangskoeffizient (attachment coefficient)** genannt.

Sie ist für Edelgase,  $N_2$ ,  $H_2$  und  $CH_4$  vernachlässigbar klein, muß aber für **elektronegative Gase, wie z.B.  $O_2$ ,  $Cl_2$ ,  $NH_3$  und  $H_2O$** , beachtet werden.

Bereits geringe Verunreinigungen mit einem elektronegativen Gas (im Promillebereich) können die Detektoreigenschaften stark beeinträchtigen.

Einfangskoeffizient von Sauerstoff für Elektronen als Funktion der Elektronenenergie. (Minimum bei 1 eV durch Ramsauer-Effekt)



Quelle: K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, 1992

## 3.1.7 Gasverstärkung

### Prinzip, Gasverstärkungsfaktor



- ★ Durch primäre Ionisation erzeugte Elektronen können durch die Beschleunigung im E-Feld des Detektors ausreichend Energie gewinnen, um ihrerseits Gasatome/-moleküle zu ionisieren und so sekundäre Elektron-Ion-Paare zu erzeugen. Diese können dann ebenfalls zum Detektorsignal beitragen.
- ★ Auch sekundäre Elektronen können bei geeigneten Feldstärken ihrerseits wiederum weitere Elektron-Ion-Paare erzeugen. Durch diesen iterativen Prozeß kann eine regelrechte **Ladungsträgerlawine** ausgelöst werden, was in einigen Gasdetektoren gezielt zur Signalerzeugung genutzt wird.
- ★ Das Ausmaß dieser “Gasverstärkung” hängt ab vom verwendeten Zählgas und den *lokal* vorherrschenden elektrischen Feldstärken.
- ★ Das Verhältnis aus der Anzahl *aller* freien Elektronen ( $N$ ) zur Zahl der durch primäre Ionisation frei gewordenen Elektronen ( $N_0$ ) nennt man den **Gasverstärkungsfaktor  $A$ :  $A = N/N_0$**

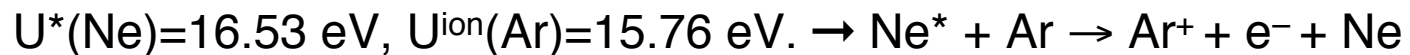
## 3.1.7 Gasverstärkung

### Penning-Effekt



- ★ In Gasgemischen kann außerdem der **Penning-Effekt** die Zahl der freien Ladungsträger erhöhen. **Dieser Effekt tritt auf, wenn ein metastabiler Anregungszustand einer Gaskomponente energetisch höher liegt als die Ionisationsenergie der anderen Gaskomponente.** Dadurch können die angeregten Gasatome/-moleküle in Kollisionen mit der zweiten Gaskomponente Sekundärionisation verursachen.

Beispiel: Neon-Argon Gemisch:



- ★ Der Penning-Effekt ist besonders bedeutsam in Mischungen aus Edelgasen mit molekularen Beimengungen, da die Ionisationsenergien von Molekülen meist erheblich kleiner sind als die Anregungsniveaus von Edelgasen.
- ★ Allerdings muß bei komplizierten Molekülen auch der gegenläufige Effekt berücksichtigt werden: Durch Anregung von molekularen Rotations- und Schwingungsniveaus kann die zur Erzeugung von Ladungsträgerpaaren verfügbare Energie vermindert werden.

## 3.1.7 Gasverstärkung

### Erster Townsend-Koeffizient



- ★ Die Zahl der Elektron-Ion-Paare, die ein freies Elektron pro zurückgelegter Wegstrecke bildet, wird **erster Townsend-Koeffizient  $\alpha$**  genannt.
- ★  $\alpha$  kann berechnet werden aus dem Stoßionisationsquerschnitt  $\sigma_i$  und der Atom-/Moleküldichte des Zählgas:

$$\alpha = \sigma_i \cdot \frac{N_A}{V_{\text{mol}}}$$

$N_A$  ... Avogadrozahl  
 $V_{\text{mol}}$  ... Molvolumen des Zählgas  
(ideales Gas: 22.4 l/Mol)

- ★ Da  $\sigma_i$  aber energieabhängig ist, und die kinet. Energie der freien Elektronen unmittelbar mit der Beschleunigung im E-Feld zusammenhängt, ist auch  $\alpha$  von der lokalen elektrischen Feldstärke und somit **für die meisten Detektorarten vom Ort  $x$  innerhalb des Detektors abhängig:  $\alpha = \alpha(x)$**
- ★ Bei  $N_0$  primären Elektronen gilt für die Zahl  $N(x)$  der nach einer Driftstrecke  $x$  vorhandenen Elektronen:

$$dN(x) = N(x) \alpha(x) dx \quad \text{und damit:}$$

$$N(x) = N_0 \cdot e^{\int \alpha(x) dx} = N_0 \cdot A$$

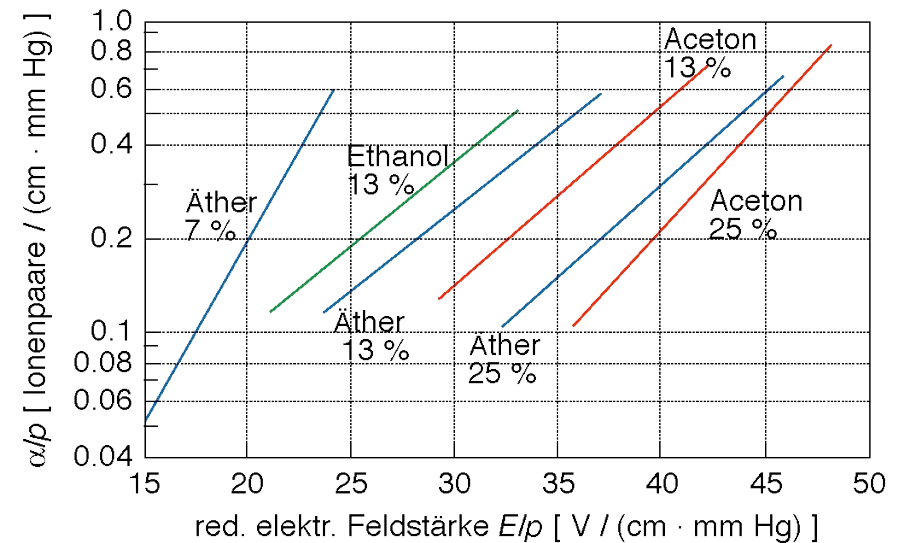
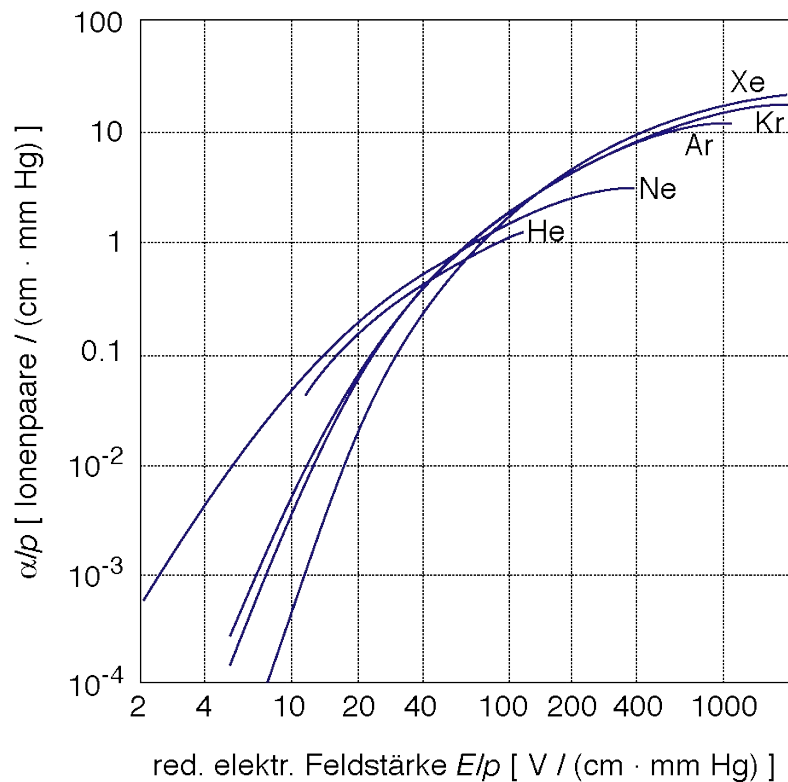
$A$  ... Gasverstärkungsfaktor

# 3.1.7 Gasverstärkung

## 1. Townsend-Koeffizient & Penning-Effekt – Beispiele 1



1. Townsend-Koeffizient in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke, für einige Edelgase sowie für Argon mit diversen Dampfzusätzen:



Quelle: F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09, 1977 (beide Bilder Nachzeichnungen der Originale)

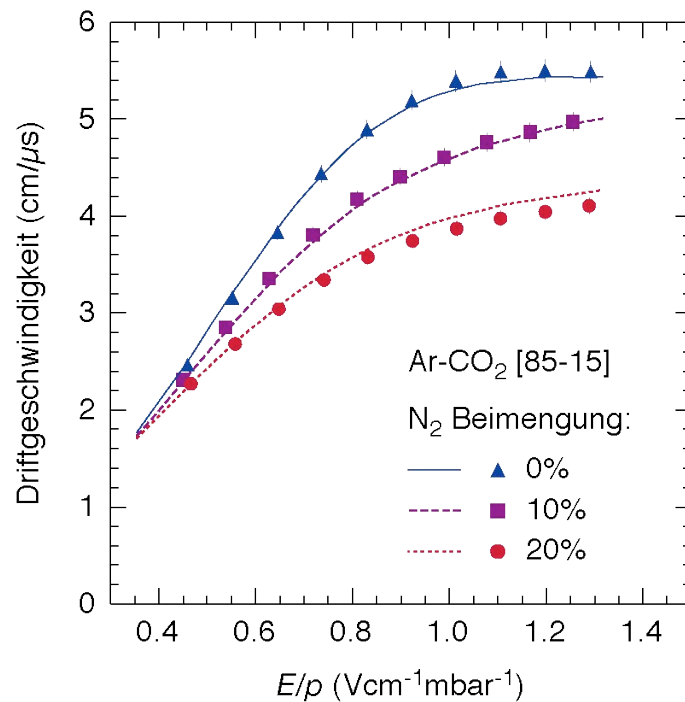


# 3.1.7 Gasverstärkung

## 1. Townsend-Koeffizient & Penning-Effekt – Beispiele 2



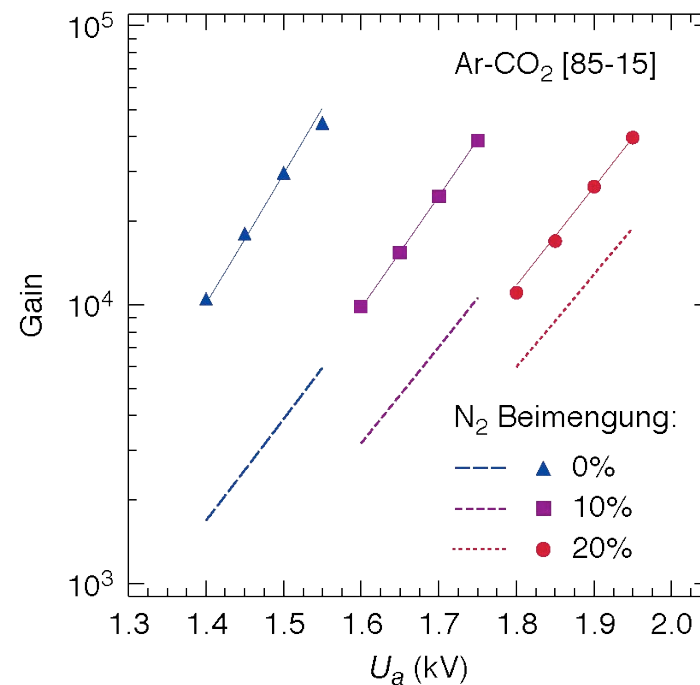
Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung für ein Ar-CO<sub>2</sub> Gemisch (Verhältnis 85%-15%) mit versch. N<sub>2</sub> Beimengungen.



Punkte: Meßwerte; Linien: Simulation

Quelle: A. Andronic et al.,  
Nucl. Instr. Meth. A **523**, 302 (2004)

Penning-Effekt:  $\text{Ar}^* + \text{CO}_2 \rightarrow \text{Ar} + \text{CO}_2^+ + e^-$



Punkte: Meßwerte; gestrichelte Linien: Simulation ohne Penning-Effekt; durchgehende Linien: Simulation mit Penning-Transfer-Parameter von 37%, 20% und 8% (für 0%, 10% bzw. 20% N<sub>2</sub>).

## 3.1.7 Gasverstärkung

### Berücksichtigung von photoelektrischen Prozessen



- ★ Die Berechnung der Gasverstärkung über den 1. Townsend-Koeffizient gilt nur, solange beim Lawinenaufbau erzeugte Photonen keine Rolle spielen.
- ★ Für sehr hohe E-Felder können die beschleunigten  $e^-$  auch atomare  $e^-$  aus tieferen Schalen herauslösen. Die so angeregten Gasatome werden daraufhin Photonen emittieren, welche ihrerseits durch Photoeffekt weitere freie  $e^-$  erzeugen können und somit zum Aufbau der Elektronenlawine beitragen.
- ★ Berechnung der Gasverstärkung unter Berücksichtigung der Photonen:  
Durch das ionisierende Teilchen werden in der 1. Generation  $N_0$  primäre  $e^-$  erzeugt, die durch den Faktor  $A$  gasverstärkt werden und  $N_0 A$  Elektronen ergeben. Sei die  $\gamma$  Wahrscheinlichkeit, daß je  $e^-$  ein Photoelektron erzeugt wird, so entstehen überdies  $\gamma N_0 A$  Photoelektronen. Diese werden ebenfalls gasverstärkt. Folglich hat man in der 2. Generation  $(\gamma N_0 A) \cdot A = \gamma N_0 A^2$  Photoelektronen, die ihrerseits wiederum  $\gamma \cdot (\gamma N_0 A^2)$  weitere Photoelektronen hervorrufen etc. etc.

## 3.1.7 Gasverstärkung

### Zweiter Townsend-Koeffizient



- ★ Die Gesamtzahl der erzeugten Elektronen in Entfernung  $x$  von der Primärionisation ist somit:

$$N(x) = N_0 A_\gamma = N_0 A + N_0 A^2 \gamma + N_0 A^3 \gamma^2 = N_0 A \cdot \sum_{k=0}^{\infty} (A\gamma)^k = \frac{N_0 A}{1 - \gamma A}$$

$N$  ... Gesamtzahl der freien  $e^-$ ,  $N_0$  ... Zahl der primären  $e^-$   
 $A_\gamma$  ... Gasverstärkungsfaktor unter Einschluß von Photoelektronen  
 $A$  ... Gasverstärkungsfaktor ohne Photoeffekt,  $\gamma$  ... 2. Townsend-Koeffizient

- ★ Für die Berechnung der Gasverstärkung unter Berücksichtigung der Photonen ergibt sich also:

$$A_\gamma = \frac{A}{1 - \gamma A}$$

- ★ Die Wahrscheinlichkeit, daß ein freies Elektron ein Photoelektron erzeugt wird **zweiter Townsend-Koeffizient**  $\gamma$  genannt.
- ★ Für  $\gamma A \rightarrow 1$  wird der im Detektor erzeugte Spannungsimpuls unabhängig von der Primärionisation. Diese Grenze liegt bei  $A \approx 10^8$ .

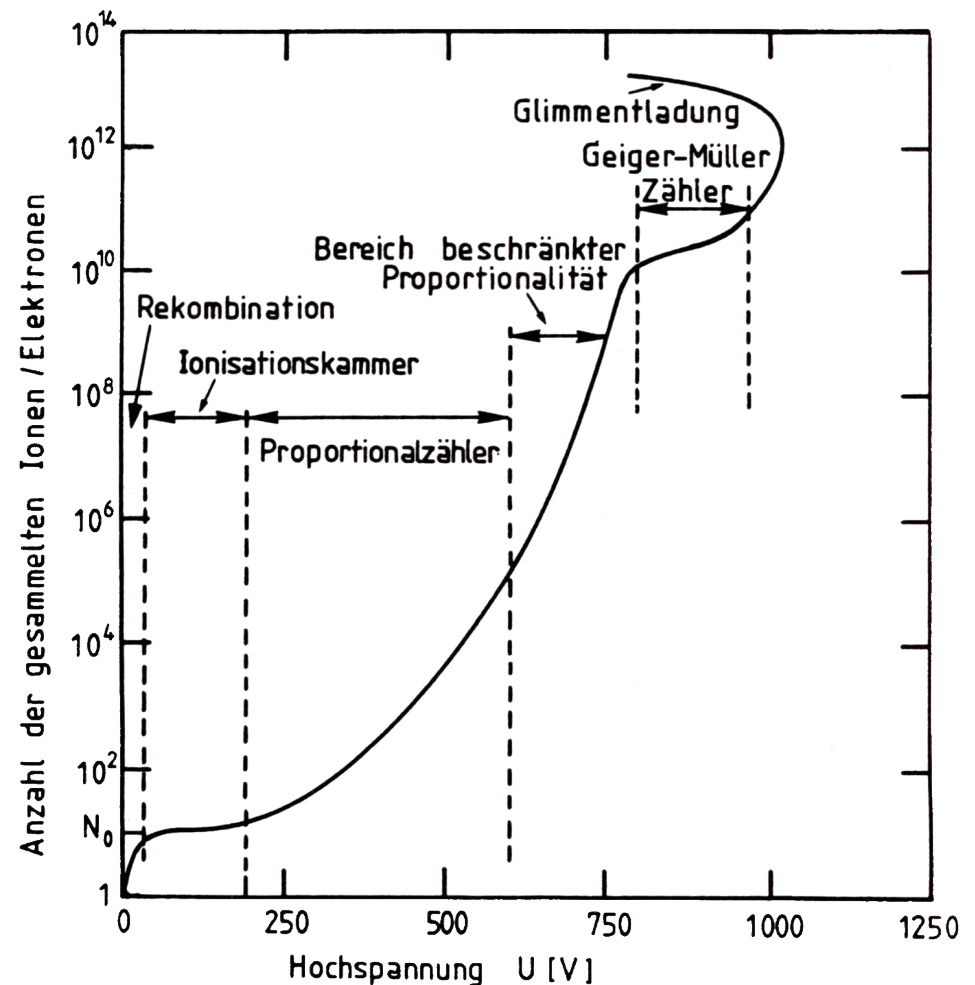
## 3.2 Gas-Ionisations-Zähler

### Arbeitsbereiche



Neben der Detektorgeometrie und der Wahl des Zählgases bestimmt die angelegte Hochspannung wesentlich den Betriebsmodus eines Gasdetektors. Für eine gegebene Geometrie, z.B. ein zylindrisches Design mit zentralem Anodendraht, und ein bestimmtes Zählgas kann man in Abhängigkeit von der externen Hochspannung bestimmte Arbeitsbereiche angeben (siehe Abb. rechts: Zahl der  $e^-$ -Ion-Paare für Elektronen als primär ionisierende Teilchen).

Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993 (Original: W. Price, *Nuclear Radiation Detection*, McGraw-Hill, 1958)



## 3.2 Gas-Ionisations-Zähler

### Proportionalbereich



- ★ In Proportionalzählern ist der **Gasverstärkungsfaktor konstant**, d.h. das Signal ist proportional zur primären Ionisation. In diesem Arbeitsbereich sind **Verstärkungsfaktoren von  $10^4$ – $10^6$**  möglich.
- ★ Die Proportionalität endet, wenn die durch Photoeffekt erzeugten UV-Photonen nicht mehr vernachlässigbar sind. In diesen Spannungsbereichen treten dann außerdem sogenannte selbständige Entladungen auf, d.h. an der Kathode kommt es zur Reaktion:



- ★ Um die Photonemission zu reduzieren und selbständige Entladungen zu unterdrücken, verwendet man als Gasbeimengungen sogenannte **Quencher-Gase** (z.B.  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}_2$ ), auch **Löschgase** genannt. Diese Beimengungen absorbieren UV-Quanten. Überdies treten Reaktionen der Art  $\text{CH}_4^+ + \text{Metall} \rightarrow \text{CH}_4 + \text{e}^- + \text{Metall}^+$  wegen der kleineren Ionisationsenergien *nicht* auf.

# 3.2.1 Ionisationskammern

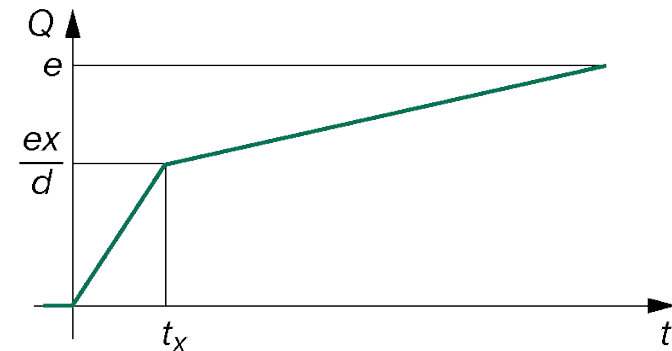
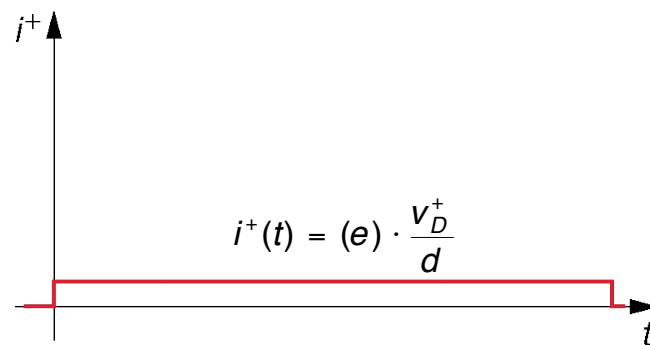
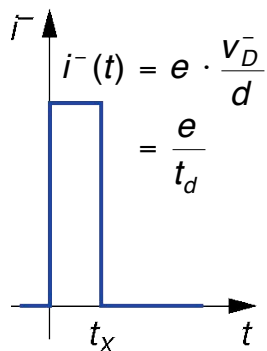
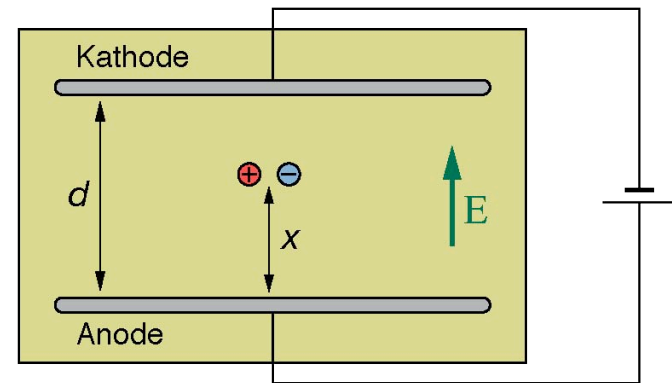
## Allgemeines, Signalentstehung für lokalisierte Ladung



Eine ideale Ionisationskammer wird in dem Spannungsbereich betrieben, in welchem einerseits die erzeugte Ladung vollständig gesammelt wird, andererseits aber noch **keine Sekundärionisation** stattfindet (also **keine Gasverstärkung**).

Für elektr. Feldstärken von 500 V/cm und für typische Driftgeschwindigkeiten erhält man bei 10 cm Driftstrecke Sammelzeiten für e<sup>-</sup> von 2 μs und für Ionen von etwa 2 ms.

Bilderfolge:  
Signal für ein e<sup>-</sup>-Ion-Paar in einer planaren Ionisationskammer



# 3.2.1 Ionisationskammern

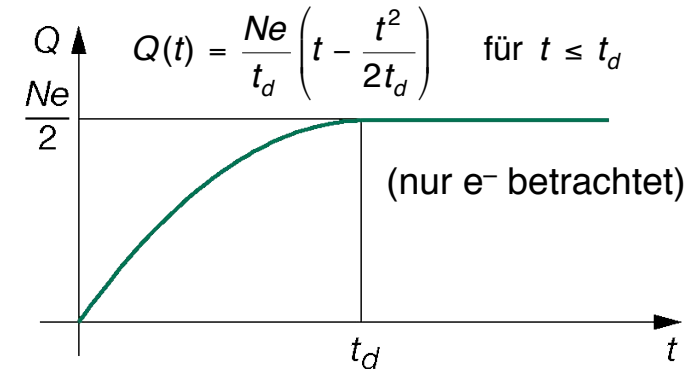
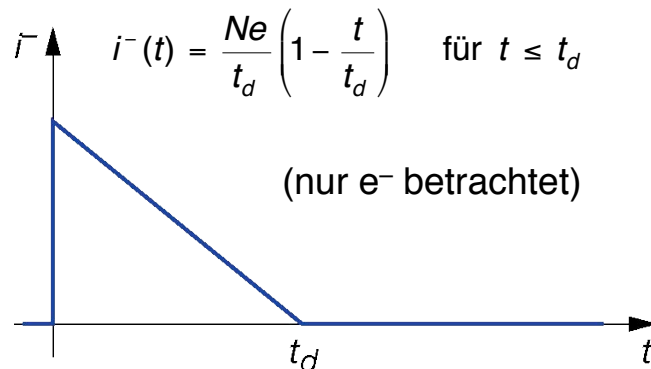
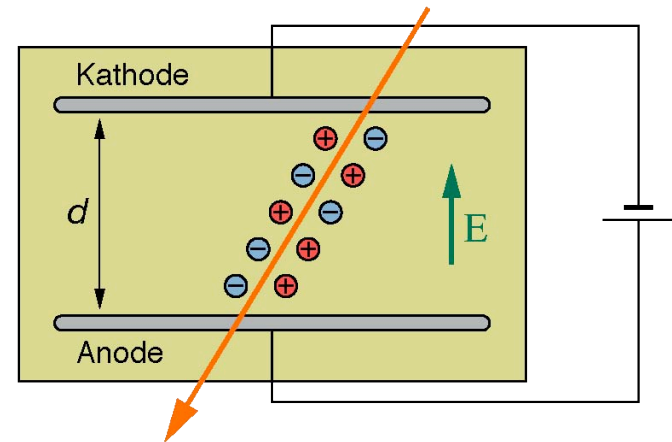
## Signalentstehung für kontinuierliche Ladungsverteilung



Zur Erinnerung:  
Das Signal wird durch die Bewegung der Elektronen und Ionen im elektrischen Feld *induziert*.

Die schnell driftenden Elektronen verursachen einen kurzen Strompuls, die viel langsameren Ionen erzeugen ein länger anhaltendes Signal.

Bilderfolge: Signal für eine kontin. Ladungsverteilung in einer planaren Ionisationskammer



## 3.2.2 Proportionalzähler

### Allgemeines, Geometrie

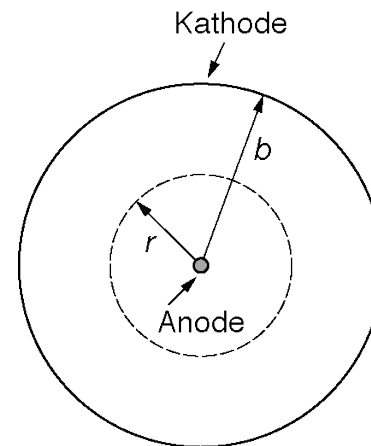


Proportionalzähler nutzen Gasverstärkung durch Sekundärionisation für die Signalerzeugung.

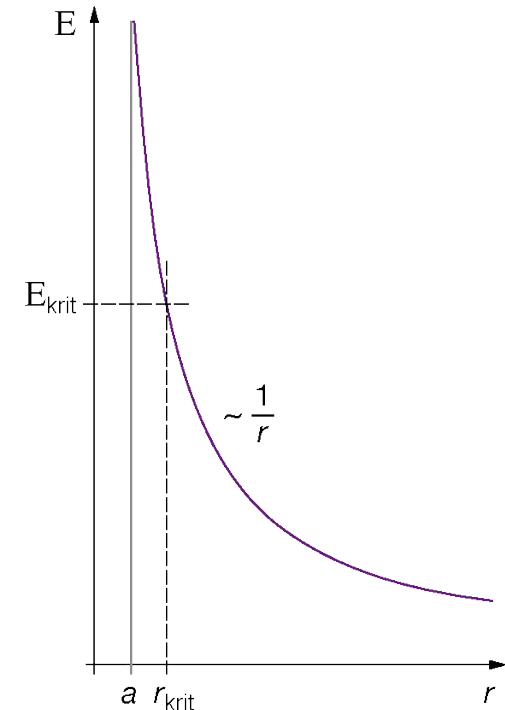
Die dafür übliche Geometrie ist eine zylindrische Kathode mit zentralem Anodendraht. Das dabei entstehende E-Feld ist  $\sim 1/r$ , d.h. in nächster Umgebung vom Anodendraht treten lokal sehr hohe Feldstärken auf.

Ist der Anodendraht dünn genug, so übersteigt die elektr. Feldstärke für Abstände von  $r \leq r_{\text{krit}}$  die kritische Feldstärke für welche Sekundärionisation möglich ist.

Übliche Anodendrahtdurchmesser liegen bei 20–100  $\mu\text{m}$ .



$a$  ... Radius Anodendraht  
 $b$  ... Radius Kathode



Querschnitt durch ein Proportionalzählrohr und elektrische Feldstärke  $E$  in Abhängigkeit vom Abstand zum Anodendraht

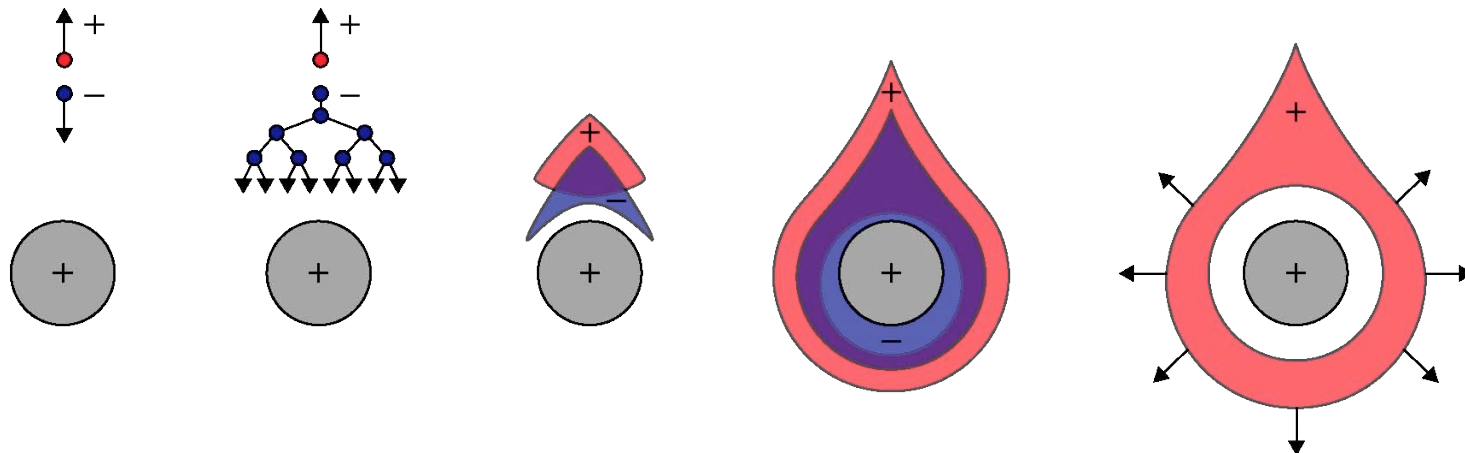


## 3.2.2 Proportionalzähler

### Lawinenbildung in der Nähe des Anodendrahtes



- ★ Durch Primärionisation erzeugte Elektronen driften auf den Anodendraht zu und gelangen so in Bereiche hoher lokaler Feldstärke.
- ★ Sobald die elektr. Feldstärke  $E_{\text{krit}}$  übersteigt, kommt es zur Sekundärionisation. Infolgedessen bildet sich in der Nähe des Anodendrahtes eine Ladungsträgerlawine aus (siehe Kapitel Gasverstärkung).
- ★ Die dabei erzeugten Elektronen driften schnell auf den Anodendraht zu und werden dort abgeleitet, während die Ionen sich langsam vom Anodendraht entfernen und zur Kathode wandern.



# 3.2.2 Proportionalzähler

## Zeitlicher Ablauf der Signalentstehung



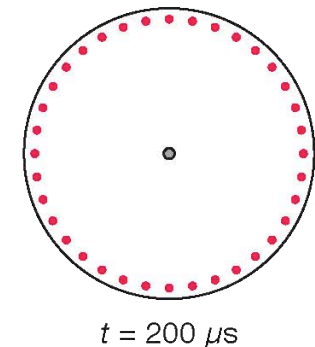
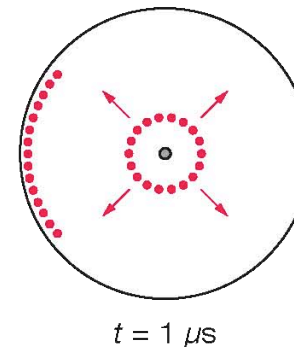
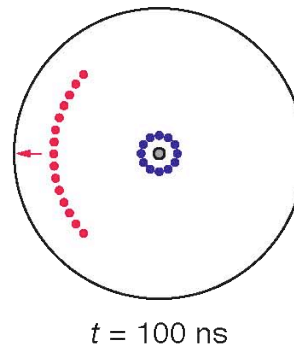
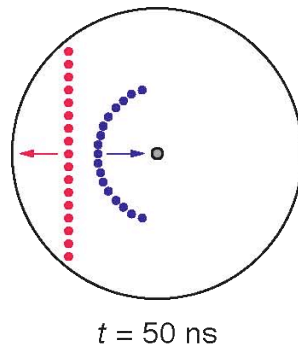
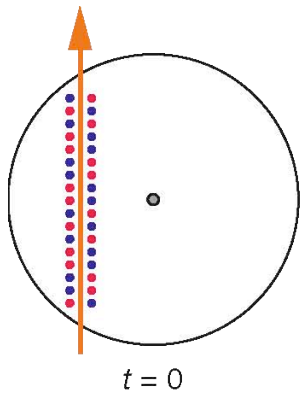
Durchgang eines ionisierenden Teilchens, Primärionisation entlang der Teilchenspur.

Die primären Ionen driften langsam zum Kathodenzylinder, die primären  $e^-$  driften schnell zum Anodendraht.

Primäre  $e^-$  geraten in den Bereich wo Sekundärionisation eintritt.  $\rightarrow$  Ladungsträgerlawine um den Anodendraht. Die primären Ionen driften weiter zur Kathode.

Die durch Sekundärionisation entstandenen Ionen driften zur Kathode. (Die Sekundärelektronen aus der Lawine sind bereits an der Anode angelangt.)

Zuletzt erreichen auch die sekundären Ionen die Kathode.



• ... pos. Ion      • ... Elektron

## 3.2.2 Proportionalzähler

### Signal in einem zylindrischen Proportionalzähler – 1



Betrachte einen Proportionalzähler mit zylindrischer Kathode und zentralem Anodendraht. – Elektrisches Feld und Potential für eine externe Spannung  $V$ :

$$E(r) = \frac{CV}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r} \quad \text{und} \quad \varphi(r) = -\frac{CV}{2\pi\epsilon} \ln\left(\frac{r}{a}\right)$$

wobei: 
$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)}$$

$E$  ... elektr. Feld (durch externe Spannung),     $r$  ... radialer Abstand vom Anodendraht,  
 $a$  ... Radius des Anodendrahtes,     $b$  ... Radius des Kathodenzylinders,  
 $C$  ... Kapazität pro Länge,     $\epsilon$  ... Dielektrizitätskonstante des Gases

Eine Ladung  $q$  in Distanz  $r$  vom Anodendraht hat die potentielle Energie  $E_1$ :

$$E_1 = q \varphi(r)$$

Durch eine Bewegung um  $dr$  ergibt sich eine Energieänderung von  $dE_1$ :

$$dE_1 = q \frac{d\varphi(r)}{dr} dr$$

## 3.2.2 Proportionalzähler

### Signal in einem zylindrischen Proportionalzähler – 2



Die elektrostatische Energie  $E_2$  für einen zylindrischen Kondensator der Länge  $l$  beträgt:

$$E_2 = \frac{1}{2} l C V^2$$

Eine Spannungsänderung von  $dV$  am Proportionalzählrohr korreliert somit mit einer Energieänderung von  $dE_2$ :

$$dE_2 = l C V dV$$

Das Zählrohr sei ein geschlossenes System, es gilt also die Energieerhaltung:

$$dE_1 = dE_2$$

Und somit:

$$q \frac{d\varphi(r)}{dr} dr = l C V dV$$

Die Bewegung der Ladung  $q$  verursacht also an den Elektroden eine induzierte Spannungsänderung von:

$$dV = \frac{q}{l C V} \frac{d\varphi(r)}{dr} dr$$

## 3.2.2 Proportionalzähler

### Signal in einem zylindrischen Proportionalzähler – 3



Die Ladungsträgermultiplikation (Lawinenbildung) beginnt im Abstand  $r_{\text{krit}}$  von der Anode. Die durch die dabei entstandenen  $e^-$  bzw. Ionen induzierten Spannungen sind:

$$V^- = \frac{-q}{lCV} \int_{a+r_{\text{krit}}}^a \frac{d\varphi(r)}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln\left(\frac{a+r_{\text{krit}}}{a}\right)$$

$$V^+ = \frac{+q}{lCV} \int_{a+r_{\text{krit}}}^b \frac{d\varphi(r)}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln\left(\frac{b}{a+r_{\text{krit}}}\right)$$

Hierbei wurde verwendet, daß (siehe vorne):

$$\frac{d\varphi(r)}{dr} = -\frac{CV}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r}$$

Wie zu erwarten, ist die Summe der Spannungen gleich der Gesamtladung durch die Kapazität:

$$V = V^+ + V^- = -\frac{q}{lC}$$

## 3.2.2 Proportionalzähler

### Signal in einem zylindrischen Proportionalzähler – 4



Das Verhältnis der Signalbeiträge von Elektronen und Ionen ist:

$$\frac{V^-}{V^+} = \frac{\ln\left(\frac{a + r_{\text{krit}}}{a}\right)}{\ln\left(\frac{b}{a + r_{\text{krit}}}\right)}$$

Setzt man für Proportionalzählrohre typische Werte von z.B.  $a = 10 \mu\text{m}$ ,  $b = 10 \text{ mm}$  und  $r_{\text{krit}} = 1 \mu\text{m}$  ein, so ergibt sich:

$$\frac{V^-}{V^+} = 0.01399$$

Die Elektronen tragen also nur ca. 1% zum Gesamtsignal bei!

Generell gilt:

**In Proportionalzählern stammt das induzierte Signal fast ausschließlich von der Bewegung der positiven Ionen!**

## 3.2.3 Auslösezähler/Geiger-Müller-Zähler

### Allgemeines



- ★ Ist die elektrische Feldstärke in einem Zählrohr so groß, daß das Produkt aus Gasverstärkung und 2. Townsend-Koeffizient  $\gamma A \approx 1$  wird, so ist das Ende des Proportionalbereiches erreicht. Der nun anschließende Bereich heißt **Auslösebereich oder auch Geiger-Müller-Bereich**.
- ★ Die nun nicht mehr vernachlässigbaren UV-Quanten breiten sich auch *transversal* zum Feld aus und erzeugen Photoelektronen im gesamten Gasvolumen sowie ans den Wänden des Zählers. **Die Entladung ist daher nicht länger lokalisiert** sondern breitet sich über den ganzen Zähler aus.
- ★ Die freigesetzte Ladungsmenge ist **unabhängig von der Primärionisation**. Sie hängt nur von der Kapazität des Zählers und der angelegten Spannung ab.
- ★ Die **Gasverstärkung im Auslösebereich beträgt zw.  $10^8$  und  $10^{10}$** .
- ★ Das Einsetzen des Auslösebereiches kann zum Beispiel daran erkannt werden, daß die Signale für verschieden stark ionisierende Teilchen (z.B.  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung) gleich groß werden.

## 3.2.3 Auslösezähler/Geiger-Müller-Zähler

### Prinzip der Signalbildung



- ★ Im Auslösezähler entsteht also nicht nur lokal eine Ladungsträgerlawine pro primärem Elektron, sondern es entstehen, über die UV-Quanten, an vielen Orten Lawinen. Während die  $e^-$  schnell gesammelt werden, vereinigen sich die Ionen in der Nähe des Anodendrahtes über die ganze Länge hinweg zu einem regelrechten “Plasmaschlauch”.

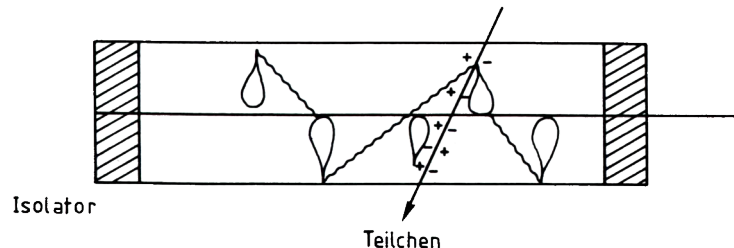


Illustration der transversalen Lawinenausbreitung in einem Geiger-Müller-Zählrohr.

Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

- ★ Im Prinzip kann der Entladungsprozess unterbrochen werden, indem die in der Umgebung des Anodendrahtes gebildete Wolke von positiven Ionen die Feldstärke am Draht soweit verkleinert, daß für weitere dort eintreffende  $e^-$  keine Lawinenbildung erfolgt. Sobald aber diese Ionen in Richtung Kathode abgewandert sind (nach ca. 1 ms), können sie dort Sekundärelektronen herauslösen (tw. direkt, tw. über UV-Quanten), welche ihrerseits wieder die Lawinenbildung am Draht anregen.



## 3.2.3 Auslösezähler/Geiger-Müller-Zähler

### Externe Löschung



- ★ In einem Auslösezähler muß also explizit dafür gesorgt werden, daß die Entladung “gelöscht” wird.
- ★ Dies kann z.B. dadurch erreicht werden, daß man den **Ladewiderstand  $R$**  so groß wählt, daß die momentane Anodenspannung  $U_0 - IR$  kleiner als der untere Grenzwert für den Auslösebereich wird.  
Die Zeitkonstante  $RC$  muß so groß gewählt werden, daß die Spannungsabsenkung solange anhält, bis alle positiven Ionen an der Kathode angekommen sind. Dadurch ergeben sich Totzeiten von ca. 10 ms, was das zeitliche Auflösungsvermögen des Zählrohres stark beeinträchtigt.
- ★ Man kann auch die **externe Spannung für die Zeit der Ionenwanderung elektronisch unter den Schwellwert absenken**. Die ändert aber noch nichts wesentliches an den langen Totzeiten.
- ★ Die **Totzeiten lassen sich dadurch verkürzen, daß man die Polarität der Elektroden für kurze Zeit vertauscht**. Dadurch können die positiven Ionen, die ja primär in der Nähe des Anodendrahtes gebildet werden, relativ rasch über den nun negativen Draht abgeleitet werden.

## 3.2.3 Auslösezähler/Geiger-Müller-Zähler

### Selbstlöschende Zähler – 1



- ★ Am stärksten durchgesetzt hat sich die Methode der **Selbstlöschung**. Dabei wird dem Zählgas (Edelgas oder zweiatomiges Gas) ein **Löschgas**, auch **Quencher** genannt, beigemischt (siehe auch Kapitel Proportionalzähler).
- ★ Diese Zusätze absorbieren UV-Quanten und reduzieren deren Reichweite damit auf einige hundert  $\mu\text{m}$ . Dadurch erfolgt die **Ausbreitung der Entladung nicht mehr im ganzen Zähler, sondern nur mehr in der Nähe des Anodendrahtes**. Die Photonen werden absorbiert, bevor sie die Kathode erreichen und können so keine  $e^-$  aus der Kathode herauslösen.
- ★ Die Raumladung des positiven “Ionenschlauches” um die Anode reduziert auch in diesem Fall wieder die lokale Feldstärke so weit, daß die Lawinenbildung abbricht. Im Gegensatz zu nicht-selbstlöschenden Zählern stoßen die zur Kathode wandernden Ionen nun aber mit Löschgasmolekülen zusammen und werden neutralisiert:  $\text{Ar}^+ + \text{CH}_4 \rightarrow \text{Ar} + \text{CH}_4^+$ .

Die ionisierten Quencher-Moleküle haben nicht genügend Energie um  $e^-$  aus der Kathode herauszuschlagen. Die Entladung bricht also von selbst ab.

## 3.2.3 Auslösezähler/Geiger-Müller-Zähler

### Selbstlöschende Zähler – 2



- ★ Bei selbstlöschenden Zählern kann man daher den Ladewiderstand geringer wählen und somit kleinere Zeitkonstanten (von ca.  $1 \mu\text{s}$ ) erreichen.
- ★ Häufig verwendete Löschgase sind Kohlenwasserstoffe wie z.B. Methan ( $\text{CH}_4$ ), Ethan ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) und Isobutan ( $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ ), sowie Alkohole wie z.B. Ethanol ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ) oder Methylal ( $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$ ).  
Auch Halogenverbindungen wie z.B. Ethylbromid ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ , Bromethan) werden eingesetzt.
- ★ In selbstlöschenden Geiger-Müller-Zählern ist das Verhältnis von Zählgas zu Löschgas typischerweise 9:1. Die Anodendrähte haben Durchmesser von ca.  $30 \mu\text{m}$  und die angelegte Betriebsspannung liegt meist bei 1 kV.

## 3.2.3 Streamer-Rohre

### Allgemeines



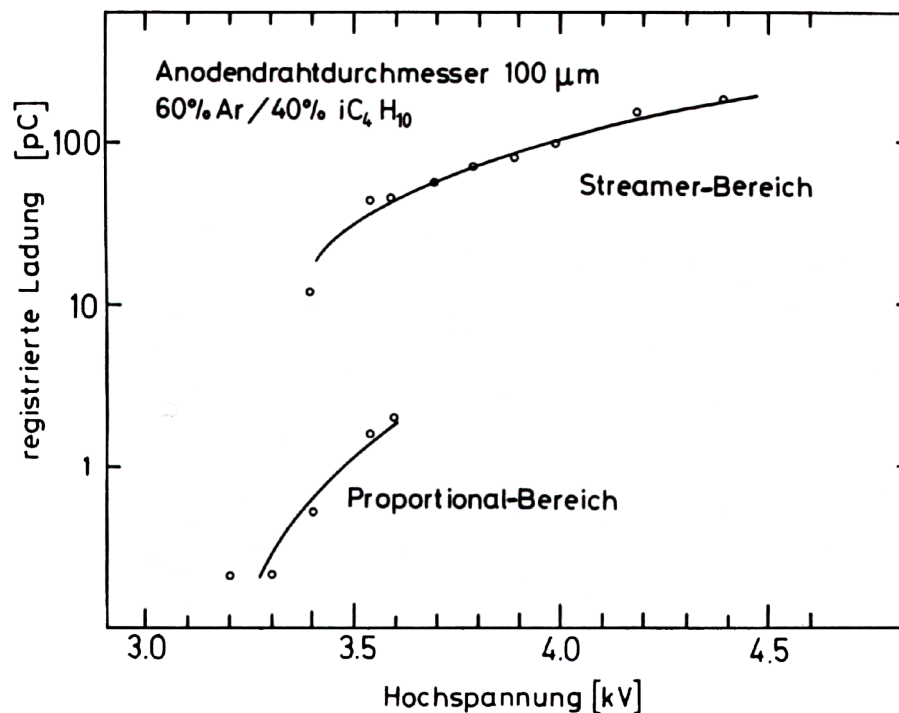
- ★ Steigert man im Vergleich zu selbstlöschenden Geiger-Müller-Zählrohren den Löschgasanteil, so kann man die laterale Ausbreitung der Entladung vollständig unterdrücken. Man erhält dann (wie im Proportionalzähler) wieder eine **lokalisierte Entladung**, allerdings mit dem Vorteil von großen Signalen.
- ★ Mit Streamer-Rohren erreichbare **Gasverstärkungsfaktoren sind  $\geq 10^{10}$** .
- ★ Als Gasmischungen kommen z.B. Argon-Isobutan-Gemische mit  $\text{Ar} \leq 60\%$  und  $i\text{C}_4\text{H}_{10} \geq 40\%$  in Frage. Man kann Streamer-Rohre sogar mit reinem Isobutan betreiben.
- ★ Die verwendeten Anodendrähte sind üblicherweise dicker als in Proportional- und Geiger-Müller-Zählern. Typische Drahtdicken liegen bei 50–100  $\mu\text{m}$ .
- ★ Klarerweise ist auch im Streamermodus die registrierte Ladung wieder **unabhängig von der Primärionisation**.

## 3.2.3 Streamer-Rohre

### Arbeitsbereich



Der Übergang vom Proportionalbereich in den Streamermodus erfolgt unter Umgehung der Geiger-Entladungen. Für einen gewissen Spannungsbereich gibt es eine Überlappung von Proportionalbereich und Streamermodus, d.h. es treten neben zur Primärionisation proportionalen Signalen auch Streamersignale von weitaus höherer Amplitude auf.



Registrierte Ladung als Funktion der Betriebsspannung, gemessen unter Verwendung einer  $\text{Sr}^{90}$ -Quelle ( $\beta$ -Strahler).

Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

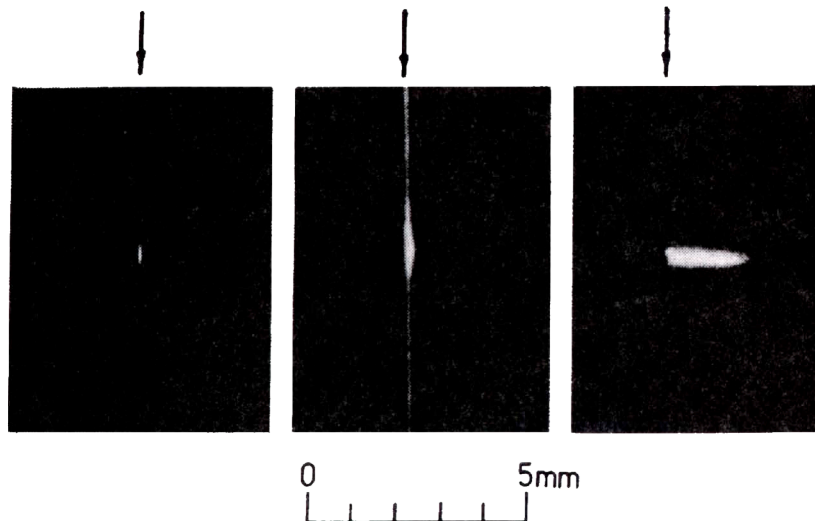
## 3.2 Gas-Ionisations-Zähler

### Vergleich verschiedener Betriebsmodi



Die untenstehenden Photographien der Gasentladungen in einem Proportionalzählrohr, einem Geiger-Müller-Zählrohr und einem Streamer-Rohr zeigen die Unterschiede der verschiedenen Betriebsarten.

Im Proportionalzähler findet die Entladung nur unmittelbar beim Anodendraht statt und hat eine geringe laterale Ausdehnung. Im Geiger-Müller-Zählrohr bildet sich entlang des gesamten Anodendrahtes ein "Ionenschlauch" aus. Im Streamer-Rohr wird die laterale Ausbreitung unterdrückt, die transversale Ausdehnung der Ladungswolke ist aber deutlich größer als im Proportionalbereich.



Links: Proportionalzählrohr,  
Mitte: Geiger-Müller-Zählrohr,  
Rechts: Streamer-Rohr.

Die Pfeile kennzeichnen die  
Position des Anodendrahtes.

Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*,  
B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

## 3.3 Vieldraht-Proportionalkammern

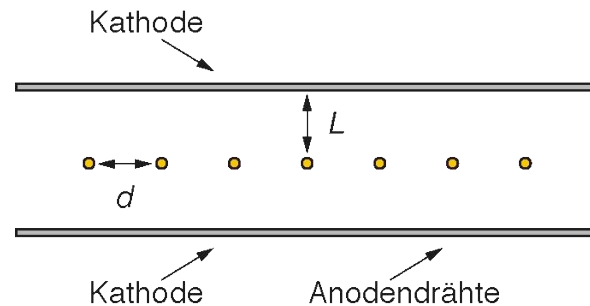
### Allgemeines



- ★ Eine Vieldraht-Proportionalkammer, englisch **Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)**, ist im Prinzip eine ebene Lage von Proportionalzähl-rohren ohne trennende Zwischenwände.
- ★ Die Signalbildung läuft so wie im Proportionalzählrohr ab. Da die Hauptladungsmenge jeweils in der Nähe eines Anodendrahtes erzeugt wird, stammt das induzierte **Signal überwiegend von den positiven Ionen**.
- ★ Die einzelnen Anodendrahte wirken wie individuelle Detektoren und ermöglichen so eine **eindimensionale Ortsbestimmung** eines einfallenden Teilchens.
- ★ Übliche Gasverstärkungen in MWPCs liegen bei  $A \approx 10^5$ .
- ★ Die verwendeten Gasmischungen sind analog zu jenen von Proportionalzählrohren, also z.B. **Edelgase mit Beimengungen von organ. Dämpfen**.
- ★ Als Anodendrahte haben sich mit Gold bedampfte Wolframdrahte gut bewährt.
- ★ Maximal verarbeitbare Teilchenraten für MWPCs liegen bei 10 kHz/mm<sup>2</sup>.

# 3.3 Vieldraht-Proportionalkammern

## Geometrie, Ortsauflösung bei digitaler Anodenauslese



Schema einer MWPC  
(Querschnitt)

- ★ Die üblichen Anodendrahtdurchmesser liegen bei 10–50  $\mu\text{m}$ , der typische Abstand zw. zwei Anodendrähten beträgt 1–5 mm. Generell sollte der Durchmesser eines Anodendrahtes ca. 1% des Drahtabstandes betragen.
- ★ Der Abstand Anodendraht–Kathode liegt in der Größenordnung von 10 mm.
- ★ Die Kathoden können als Metallfolie oder als Lage von gespannten Drähten ausgeführt sein.
- ★ Viele MWPCs lesen die Signale nicht analog sondern nur über einen Schwellwert aus. Bei einem Anodendrahtabstand von z.B.  $d = 2$  mm beträgt die Standardabweichung der Ortsauflösung somit ca. 600  $\mu\text{m}$ :  $\sigma(x) = \frac{d}{\sqrt{12}} = 577 \mu\text{m}$



# 3.3 Vieldraht-Proportionalkammern

## Beispiele für Feldgeometrien

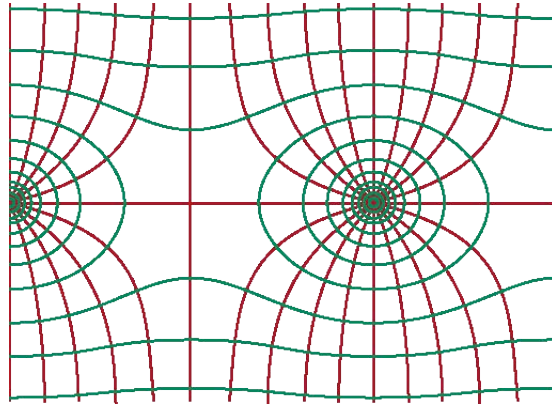
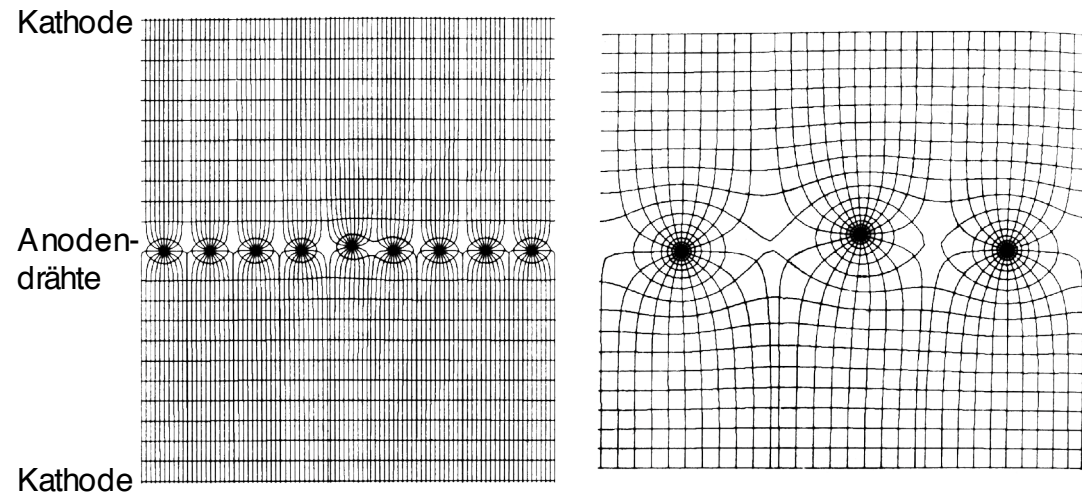


Bild oben:  
Äquipotentiallinien (grün)  
und elektr. Feld (rot) in  
unmittelbarer Umgebung  
zweier Anodendrähte.

Quelle: F. Sauli, *Principles of Operation  
of Multiwire Proportional  
and Drift Chambers*,  
CERN 77-09, 1977  
(Nachzeichnung des Originals)

Bild unten:  
Auswirkung einer geringen Fehlpositionierung  
eines Anodendrahtes auf die Äquipotential-  
und Feldlinien in einer MWPC (rechtes Bild  
Ausschnittsvergrößerung des linken).

Quelle: W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and  
Particle Physics Experiments*, Springer, 1987



## 3.3 Vieldraht-Proportionalkammern

### Historisches



- ★ In einer MWPC befindet sich an jedem Anodendraht (und, bei Kathodenauslese, an jedem Kathodensegment) ein elektrischer Verstärker, über welchen das Signal direkt für die weitere elektronische Verarbeitung abgegriffen werden kann. **Die MWPC war der erste vollelektronische Detektor.**
- ★ Sie wurde **1968 von Georges Charpak** und anderen (R. Bouclier, F. Sauli, ...) entwickelt.
- ★ **1992** erhielt Georges Charpak den **Nobelpreis für Physik** für “die Erfindung und Entwicklung von Teilchendetektoren, insbesondere der Vieldraht-Proportionalkammer”.

Georges Charpak

Quelle: Nobelprize.org  
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1992/>



# 3.3 Vieldraht-Proportionalkammern

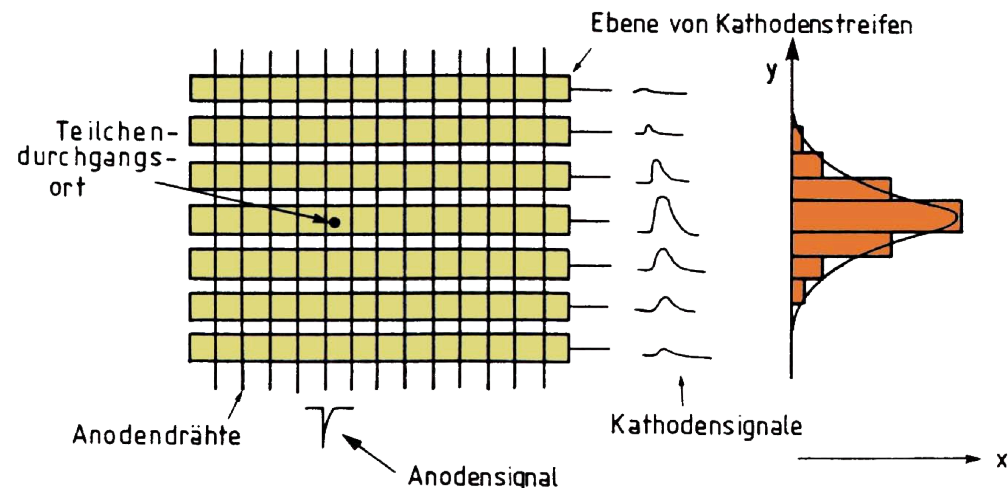
## Segmentierte Kathoden



- ★ In einer einfachen MWPC kann nur die Teilchenposition quer zu den Anodendrähten bestimmt werden. Will man eine **zweidimensionale Ortsbestimmung**, so kann man dies durch **Segmentierung der Kathode** erreichen. Die Kathode kann dann z.B. durch parallele Steifen, rechteckige Kathodenplättchen ("pads") oder als Lage von gespannten Drähten ausgeführt sein.
- ★ Neben dem Anodensignale mißt man nun auch die auf den darunterliegenden Kathodensegmenten induzierten Signale. Je nach Ausführung der Kathode kann durch Bestimmung des Ladungsschwerpunktes in dieser Dimension **Ortsauflösungen von ca. 50  $\mu\text{m}$**  erreichen.

### MPWC mit 2-dim Ortsbestimmung

Quelle: C. Grupen, *Teilchendetektoren*,  
B.I. Wissenschaftsverlag, 1993



## 3.4 Driftkammern

### Prinzip – 1



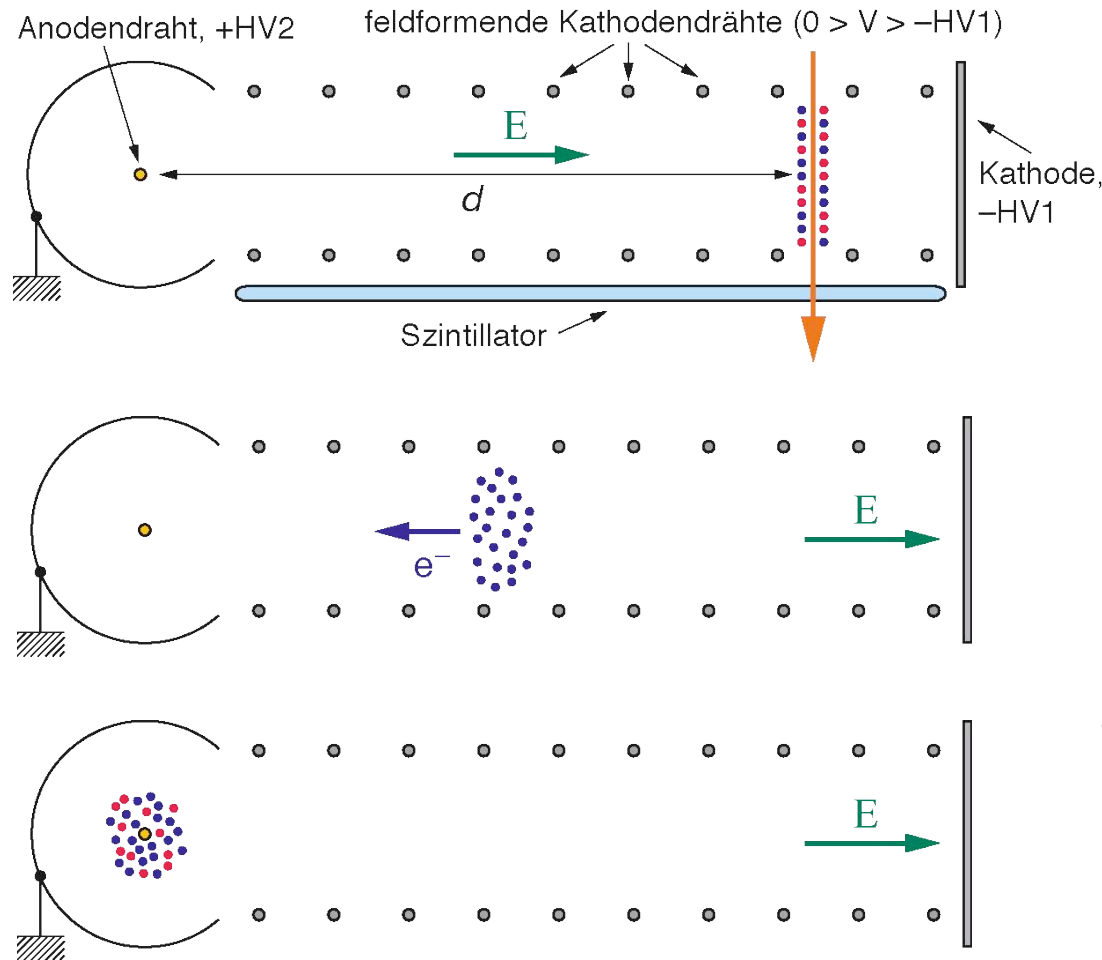
- ★ Eine Driftkammer nutzt die Messung der Zeitspanne  $\Delta t$  zw. dem Durchgang eines ionisierenden Teilchens und der Ankunft der Ladungswolke am Anodendraht zur Positionsbestimmung. Ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen,  $v^-$ , konstant, so ergibt sich für den Abstand  $x$  zw. dem Durchgangspunkt des primären Teilchens und dem Anodendraht:

$$x = v^- \cdot \Delta t$$

- ★ Die einfachste Zelle einer Driftkammer besteht aus Hochspannungskathode zur Erzeugung des Driftfeldes an einem Ende und der Anode eines Proportionalzählers am anderen Ende.
- ★ Der Zeitpunkt des primären Teilchendurchgangs kann z.B. durch einen unmittelbar vor oder nach der Kammer befindlichen Szintillationszähler bestimmt werden.
- ★ Insbesondere bei größeren Driftstrecken müssen entlang des Driftbereiches einzelne Kathoden mit individuellen Potential bereitgestellt werden, um ein **homogenes elektrisches Feld im Driftbereich** zu erhalten.

# 3.4 Driftkammern

## Prinzip – 2



1. Ein ionisierendes Teilchen durchquert die Driftkammer und verursacht Primäriionisation. Der Szintillator startet einen Timer ( $t = t_0$ ).
2. Die erzeugten Primärelektronen driften zum Anodendraht. (Die primären Ionen driften zur Kathode, sie werden aber nicht verstärkt und tragen daher nicht merkbar zum Signal bei).
3. Die primären  $e^-$  geraten in die Nähe des Anodendrahtes und lösen dort eine Lawine und so das Signal aus ( $t = t_1$ ).

$$\Delta t = t_1 - t_0, \quad x = v \cdot \Delta t$$

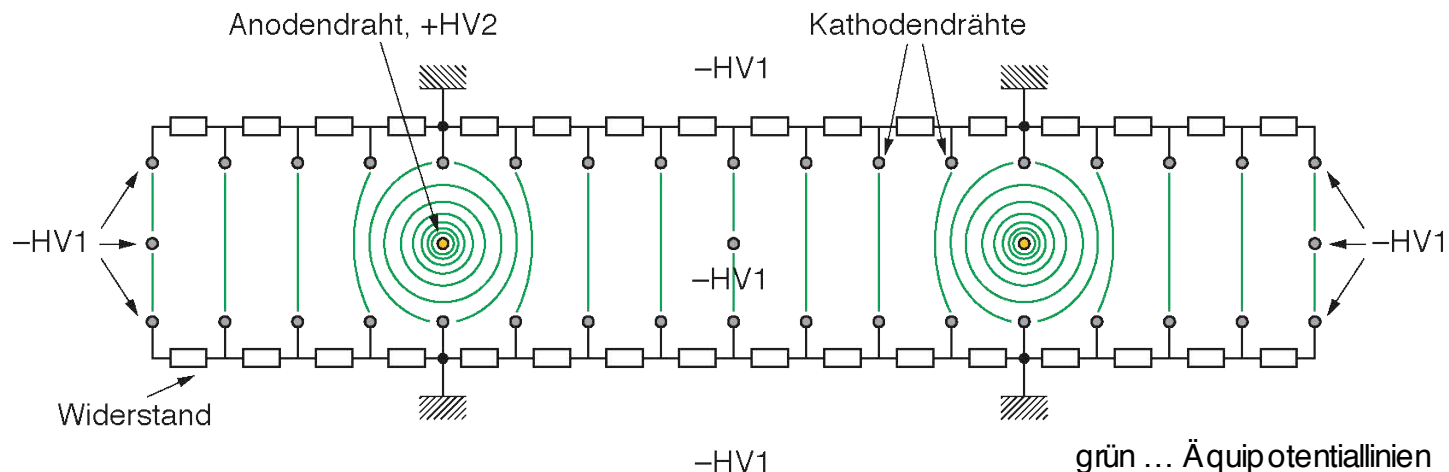
# 3.4 Driftkammern

## Geometrie und Feldformung



- ★ Im Prinzip kann die Kammerstruktur, welche für MWPCs üblich ist, auch für Driftkammern verwendet werden. Für ausreichende Driftstrecken braucht man aber zw. den Anodendrähten größere Abstände (5–10 cm).
- ★ Ein Problem stellen Inhomogenitäten des elektr. Feldes dar, insbesondere die Bereiche geringer Feldstärke zw. den Anodendrähten. Die Feldqualität läßt sich allerdings durch die Einführung von sogenannten **Potentialdrähten**, “**field wires**” (im Gegensatz zu den “signal wires”), erheblich verbessern.

Ebene Driftkammer (Prinzip):



## 3.4 Driftkammern

### Allgemeines – 1



- ★ Die **Homogenität des elektrischen Feldes** im Driftbereich ist extrem wichtig. Die genaue Kenntnis des Feldverlaufes ist beim Detektorbau entscheidend.
- ★ Bei Verwendung von Driftkammern im externem Magnetfeld braucht man überdies eine **genaue Kenntnis des B-Feldverlaufes** und seiner Auswirkung auf die Ladungsträgerbewegungen (veränderte  $v_D$ , Lorentz-Winkel,...).
- ★ Die **Driftgeschwindigkeit  $v_D$**  muß genau bekannt und möglichst **konstant** sein.
- ★ Die **Wahl des Driftgases** ist wesentlich. Gerade bei weiten Driftstrecken ist **höchste Reinheit** nötig (keine elektronegativen Verunreinigungen!).
- ★ Ideal sind Gasmischungen, bei welchen  $v_D$  bereits für relativ kleine elektr. Feldstärken in die Sättigung geht. Arbeitet man im **Sättigungsbereich** ist die Driftgeschwindigkeit klarerweise viel weniger anfällig gegenüber Feldinhomogenitäten, Schwankungen in der Betriebsspannung oder der Temperatur, etc.
- ★ Für **hohe Zählraten** benötigt man **“schnelle” Gase** (d.h. Gase mit großem  $v_D$ ), für **hohe Ortsauflösung** hingegen sind **kleine Driftgeschwindigkeiten** von Vorteil (genauere Zeitmessung).

## 3.4 Driftkammern

### Allgemeines – 2



- ★ Für Kammern mit schneller Ansprechzeit wird z.B.  $\text{CF}_4$  mit diversen Kohlenwasserstoffen als Quencher verwendet. “Langsame” Gase für hohe Ortsauflösung sind z.B. Dimethylether (DME),  $\text{CO}_2$  oder ein  $\text{He-C}_2\text{H}_6$ -Gemisch.
- ★ Driftkammern gibt es in einer Vielzahl von Geometrien, z.B. als ebene oder zylindrische Driftkammern.
- ★ Übliche Driftstrecken liegen bei 5–10 cm. Typ. Anodendrahtdurchmesser sind meist 20–50  $\mu\text{m}$ , während die Potentialdrähte dicker sind ( $\varnothing \approx 100 \mu\text{m}$ ).
- ★ Bei großflächigen Kammern ist die **Ortsauflösung** meist durch mechanische Toleranzen begrenzt und liegt bei ca. **200  $\mu\text{m}$** . Für kleine Kammern sind die Zeitauflösung und die  $e^-$ -Diffusion die limitierenden Parameter. Für Kammern mit  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  können Ortsauflösungen von **20  $\mu\text{m}$**  erreicht werden.
- ★ **Vorteil von Driftkammern im Vergleich zu MWPC: Viel weniger Anodendrähte (und somit Elektronikkanäle) und trotzdem vergleichbare oder sogar bessere Ortsauflösung. Nachteil: Maximal mögliche Teilchenrate ist geringer.**

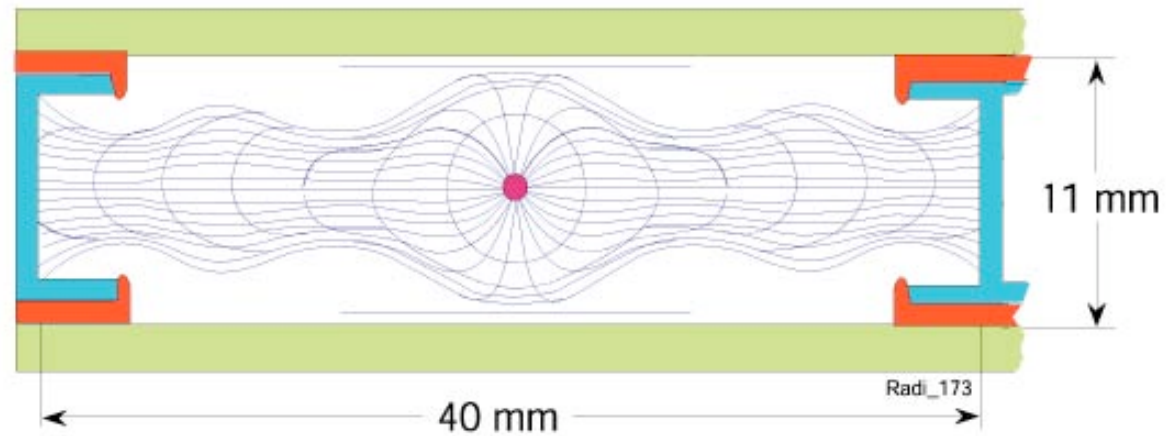


## 3.4 Driftkammern

### Beispiel - Muon Kammern von CMS



Geometrie einer Zelle:



Die Muonkammern von CMS sind bis zu 4 m x 2.5 m groß.  
4 Kammern bilden eine Muonstation.

Quelle : CERN, CMS Experiment

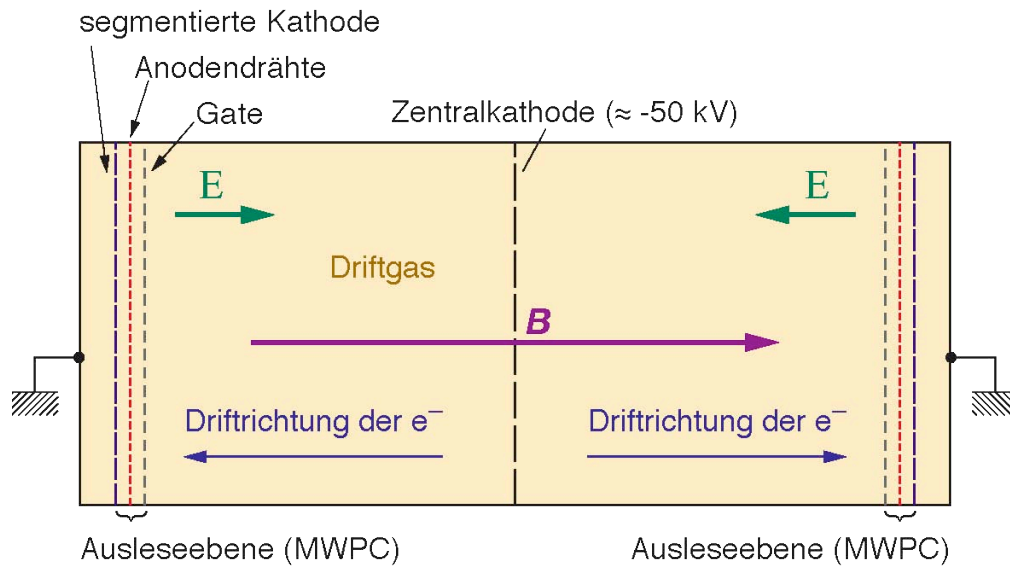
## 3.5 Zeitprojektionskammer (TPC)

### Allgemeines – 1

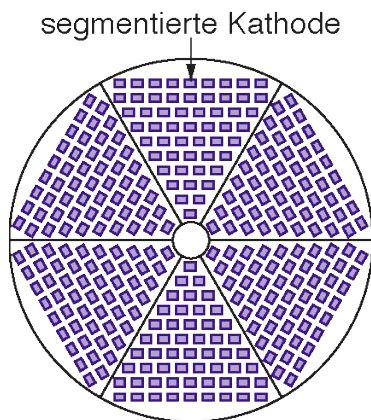


- ★ Ideal für großräumige Spurvermessung sind Zeitprojektionskammern, meist unter der Abkürzung **TPC** (“**time projection chamber**”) bekannt. Sie stellen eine **Kombination von Driftkammer und MWPC** dar.
- ★ TPCs können **große Volumina** einnehmen. So sind für zylindrische Geometrien Durchmesser von 1–2.5 m und Längen von mehreren Metern durchaus üblich.
- ★ Das große Volumen einer TPC enthält (abgesehen vom Zählgas) im Vergleich zu anderen Detektoren **kaum Material**.
- ★ Prinzip: Im Gasvolumen erzeugte  $e^-$  driften zu den Endflächen. Die dortigen Detektoren (MWPCs) messen den Ort und die Ankunftszeit der  $e^-$ , wodurch ein **3-dim. Bild der Teilchenspur** rekonstruiert werden kann. Also:
  1. **Koordinate: Anodendraht der MWPC**
  2. **Koordinate: segmentierte Kathode**
  3. **Koordinate: Messung der Driftzeit**
- ★ Als Driftgas wird meist eine Argon-Methan-Mischung verwendet (z.B.: 9:1).

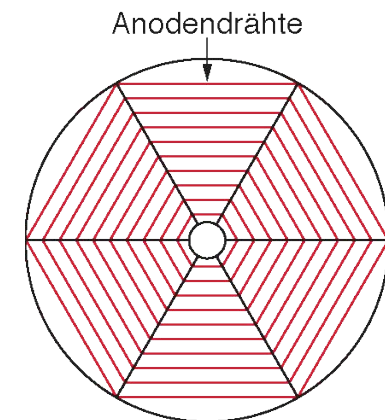
# 3.5 Zeitprojektionskammer (TPC) Prinzipielle Geometrie



Längsschnitt durch eine TPC:  
In der Mitte ist die zentrale Kathode, welche das Driftfeld bereitstellt. An jedem Ende (“end cap”) befindet sich eine MWPC zur Signalauslese. Zur Impulsbestimmung ist ein **externes Magnetfeld** parallel zur Hauptachse angelegt.



Querschnitte durch eine TPC im Bereich der End Caps, Ansicht der dortigen MWPC:  
Links: Ebene der Kathoden, welche hier als “Pads” ausgeführt sind.  
Rechts: Ebene der Anodendrähte.





## 3.5 Zeitprojektionskammer (TPC)

### Allgemeines – 2



- ★ Ein mögliches Problem bei TPCs stellen die in den End Caps erzeugten Sekundärionen dar, welche lange Driftwege zur zentralen Driftkathode zurücklegen. Durch ihre Raumladungen kann sich die elektr. Feldqualität erheblich verschlechtern.

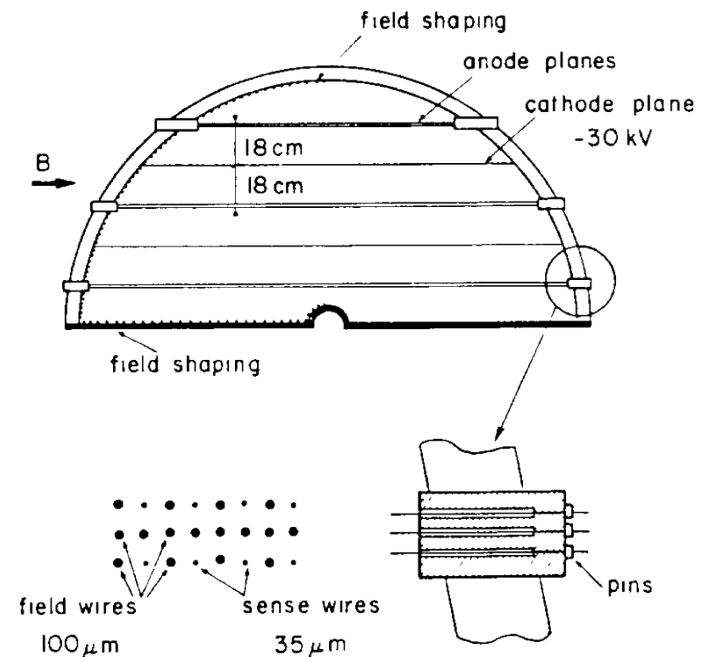
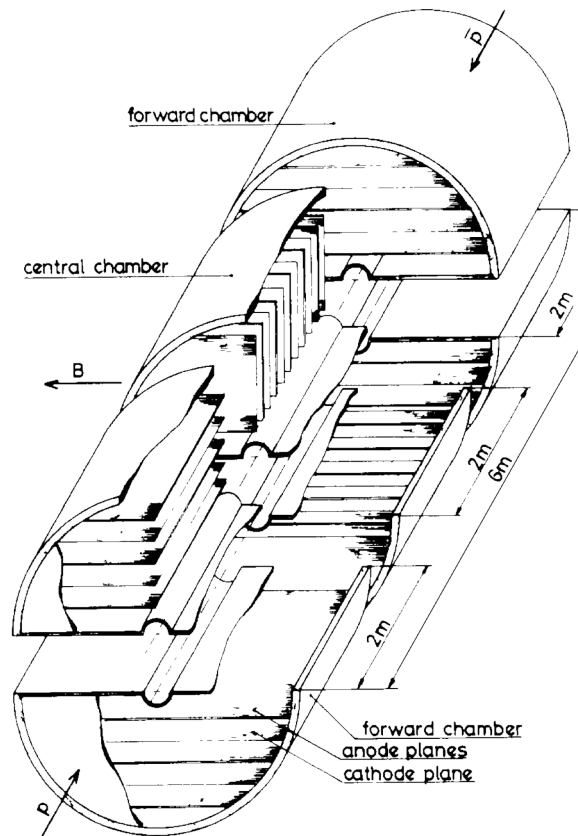
Abhilfe schaffen feldformende Drähte in Form einer zusätzlichen Gitterebene (“Gate”) zw. MWPC und Driftvolumen.

- ★ Bei entsprechender Ausfertigung der MWPCs können **mehrere hundert Meßpunkte pro Teilchenspur** erhalten werden, was eine relativ genaue Bahnbestimmung und somit eine gute Impulsbestimmung erlaubt.
- ★ Als typische **Ortsauflösungen** erreicht man bei großen TPCs Werte von  $\sigma_z \approx 1 \text{ mm}$  und  $\sigma_{r,\varphi} = 150\text{--}250 \mu\text{m}$ .
- ★ Durch die langen Driftzeiten (ca.  $40 \mu\text{s}$  bei 2 m Driftstrecke) kann man allerdings in normalen TPCs **keine hohen Teilchenraten** verarbeiten.
- ★ Für höhere Teilchenraten benötigt man eine **besondere Bauform** mit geringen Driftwegen, die sogenannte **“Imaging Chamber” (Abbildungskammer)**.

# 3.5 Zeitprojektionskammer (TPC) Imaging Chamber (Beispiel UA1)



Zentraldetektor (Imaging Chamber) des Experiments UA1 (CERN, 1981–89):



Schema einer Driftzelle der UA1 Imaging Chamber (Querschnitt)

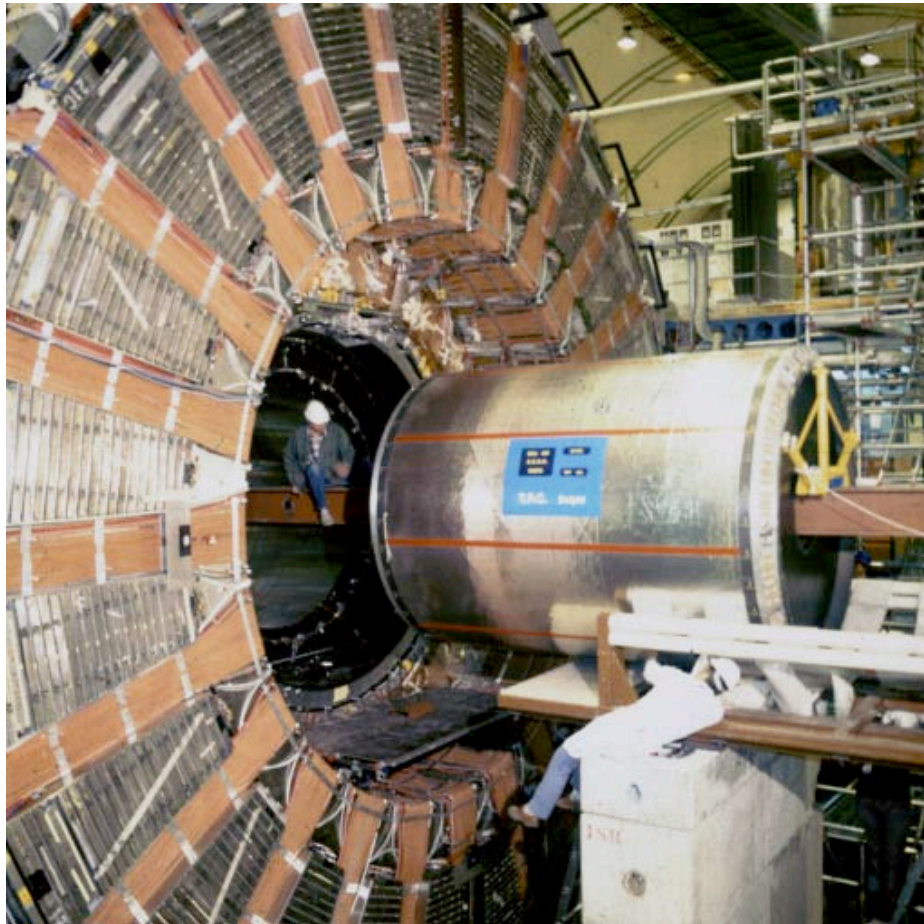
Quelle beider Bilder: S.P. Beigessner et al., Nucl. Instr. Meth. A **257** , 552 (1987)

# 3.5 Zeitprojektionskammer (TPC)

## Beispiel - Die DELPHI TPC



Einbau der TPC in das Experiment DELPHI (CERN):



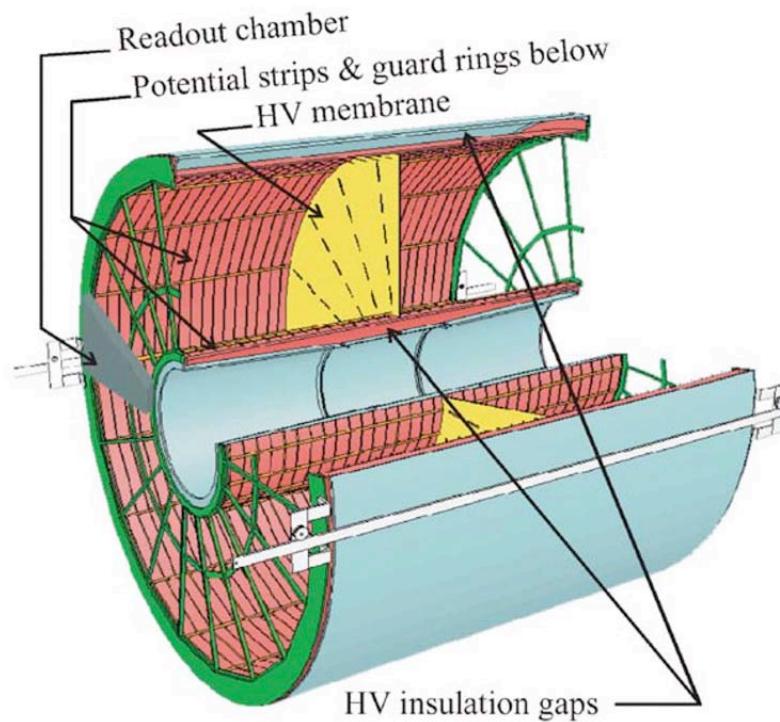
Quelle : CERN, DELPHI Experiment

# 3.5 Zeitprojektionskammer (TPC)

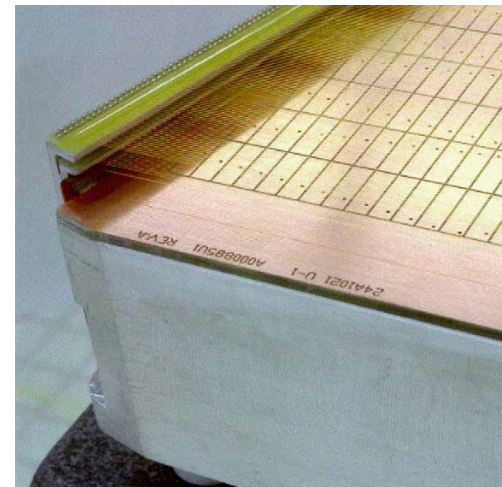
## Beispiel - Die ALICE TPC



Schema der ALICE TPC (CERN)



Auslese-MWPC der STAR TPC (BNL). Klar erkennbar sind die Pads der segmentierten Kathode



Quelle beider Bilder : M. Hoch, Nucl. Instr. Meth. A **535** , 1 (2004)



## 3.6 Micropattern Gasdetektoren (MPGD)

### Allgemeines

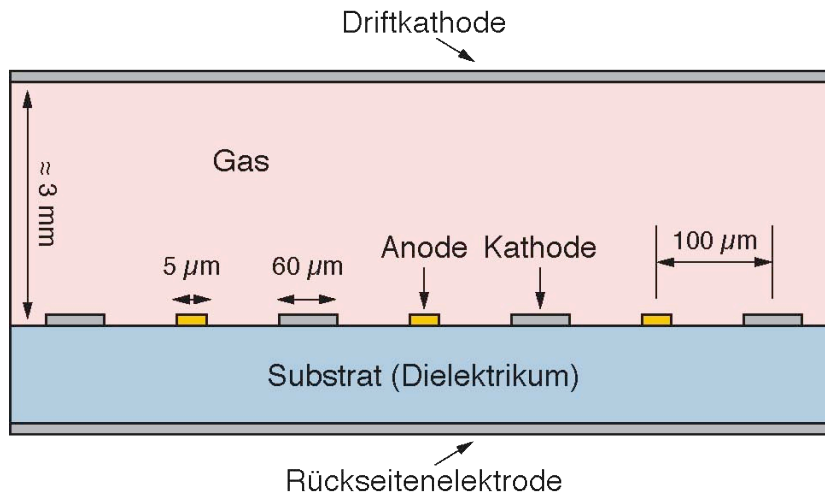


- ★ Normale MWPCs sind in Hinblick auf zukünftige Kollisionsexperimente in puncto Ortsauflösung und maximal verarbeitbarer Teilchenrate durchaus verbesserungsbedürftig. Minimale Zellgrößen von 1-2 mm und mangelnde Stabilität der Anodendrähte sind die primären Probleme.
- ★ Eine Lösung bietet das **Aufdampfen der Elektroden auf einem Dielektrikum** statt der Verwendung von Drähten. Dies führt zu den sogenannten **mikrostrukturierten Gasdetektoren (Micropattern Gas Detectors, MPGD)**.
- ★ Dadurch kann die minimale Zellgröße der verstärkenden Proportionalkammer auf ca. 200  $\mu\text{m}$  abgesenkt werden. **Ortsauflösungen von 30–40  $\mu\text{m}$**  und **maximale Teilchenraten von  $10^5 \text{ Hz/mm}^2$**  sind so bereits erreicht worden.
- ★ Ein Problem, welches sich dabei allerdings stellt, ist daß durch Anodenstrukturen auf einem Dielektrikum die Feldqualität der Proportionalkammer beeinflusst wird, da sich positive Ionen am Dielektrikum anlagern. Dies kann aber durch Optimierung von Geometrie, Wahl des Substrats und des Zähl-gases gelöst werden.

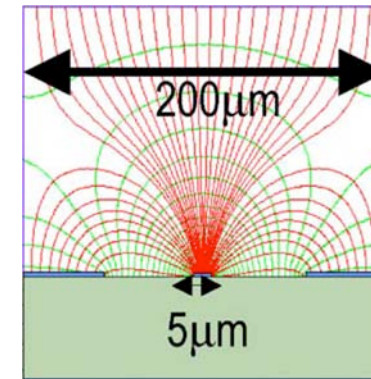
# 3.6 Micropattern-Gas-Detektoren (MPGD) Micro Strip Gas Counter (MSGC)



Als erste Detektoren dieser Art wurden **Mikrostreifen-Gas-Detektoren (Micro Strip Gas Counters, MSGC)** entwickelt, welche analog zur MWPC sind. Allerdings ist die Geometrie des elektr. Feldes nun anders (da Streifen statt Drahnte). Auf das Substrat (z.B. Glas, Keramik oder Plastik) aufgebracht sind die Anodenstreifen (Signalstreifen) sowie kathodische Potentialstreifen zur Verbesserung der Feldgeometrie. Die Driftkathode ist durch das Gasvolumen von den aufgedampften Strukturen getrennt.



Schema einer MSGC (Querschnitt)



Äquipotentiallinien (grün) und elektr. Feld (rot) um einen Anodenstreifen.

Quelle: M. Hoch, Nucl. Instr. Meth. A **535**, 1 (2004)

## 3.6 Micropattern-Gas-Detektoren (MPGD) Gas Electron Multiplier (GEM) – 1



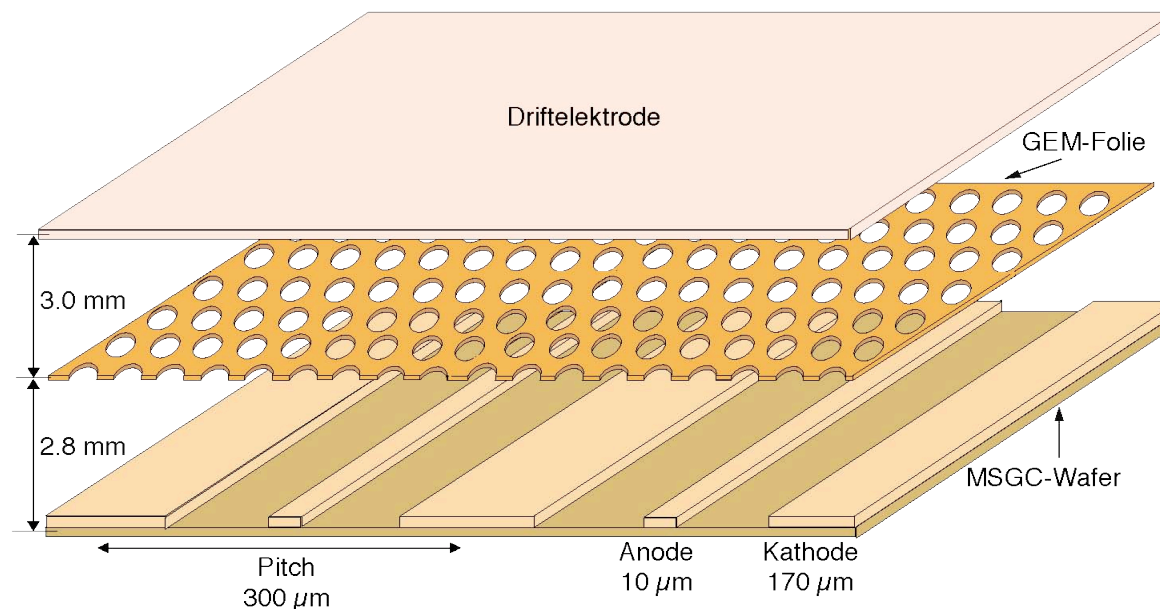
- ★ Ein Gas-Elektronenverstärker (Gas Electron Multiplier, GEM) besteht aus einer ca.  $50 \mu\text{m}$  dicken Kapton-Folie, welche auf beide Seiten metallisiert und mit einer Loch-Matrix perforiert ist. Diese Folie ist wiederum in eine MSGC-artige Kammer eingebaut.
- ★ Zw. den beiden Seiten der Folie wird eine Spannung (meist 300–600 V) angelegt. Dadurch entsteht in den sehr **starkes Dipolfeld in jedem Loch, welches für die Gasverstärkung genutzt wird.**
- ★ Das Driffeld der Kammer leitet die erzeugten  $e^-$  in die Löcher der Folie. Dort werden sie durch die dortigen Dipolfelder verstärkt (um Faktoren  $10^2$ – $10^3$ ).
- ★ Nach Durchtritt durch die Folie werden die  $e^-$  je nach Bauart der Kammer weitergeleitet zu den ladungssammelnden Elektroden (Anodenstreifen oder -pads) oder zu einer weiteren Verstärkungs-Folie.
- ★ Triple GEMs (d.h. 3 Folien) erreichen Gasverstärkungen von bis zu  $10^5$ .

## 3.6 Micropattern-Gas-Detektoren (MPGD) Gas Electron Multiplier (GEM) – 2



Die Abbildung zeigt das Schema eines GEM-Detektors. Die Kapton-Folie teilt das Detektorvolumen in die Driftzone (zw. Driftkathode und Folie, “drift gap”) und in die Induktionszone (zw. Folie und Anodenstreifen, “induction gap”). Die Signalverstärkung findet primär in den Löcher der Folie statt.

Typische Lochdurchmesser sind ca.  $70 \mu\text{m}$ , der übliche Periodenabstand des Musters (“pitch”) liegt bei  $140 \mu\text{m}$ .

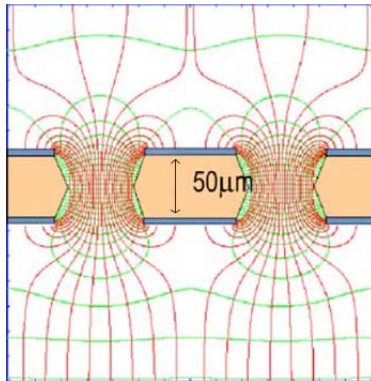


Quelle : Björn Schweninger, Vortrag vom 16.8.2001

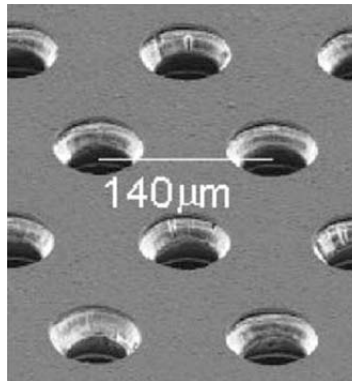
# 3.6 Micropattern-Gas-Detektoren (MPGD) Gas Electron Multiplier (GEM) – 3



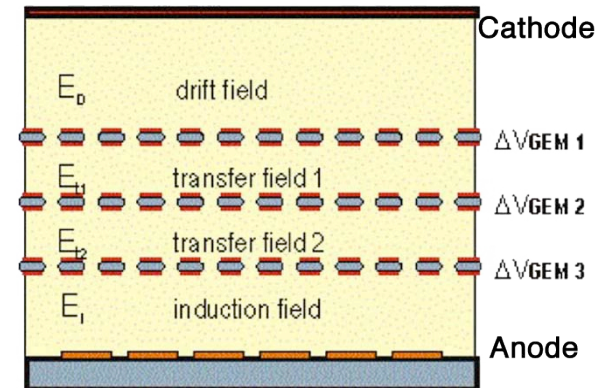
Äquipotentiallinien  
(grün) und elektrisches  
Feld (rot) einer GEM-  
Verstärkungseinheit



Mikroskopisches  
Photo einer  
GEM-Folie



Schema eines Triple  
GEM Detektors.



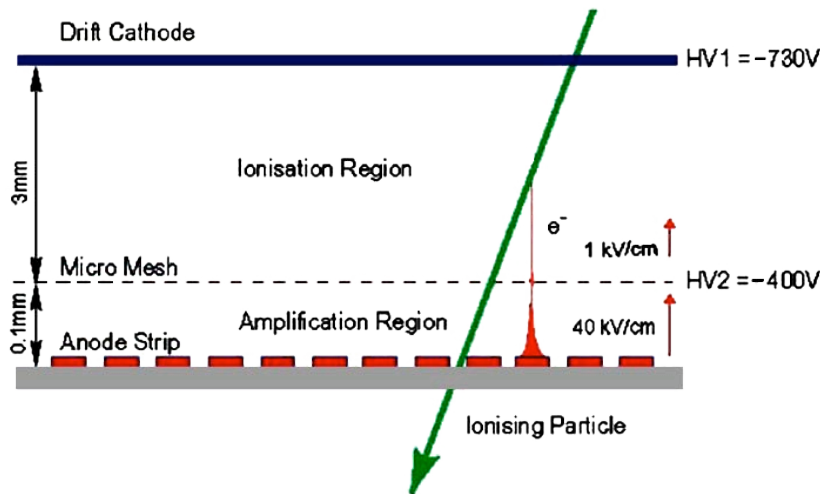
Quelle aller Bilder : M. Hoch, Nud. Instr. Meth. A **535** , 1 (2004)

# 3.6 Micropattern-Gas-Detektoren (MPGD) MICROMEAS

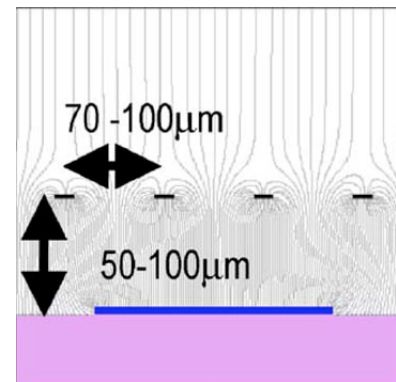


MICROMEAS Detektoren sind in durch ein metallisches Mikrogitter (“**micro mesh**”), welches sich potentialmäßig zw. der Driftkathode und den Anodenstreifen befindet, in eine Ionisationszone (ca. 2–5 mm dick) und eine Verstärkungszone (ca. 50–100  $\mu\text{m}$  dick) unterteilt.

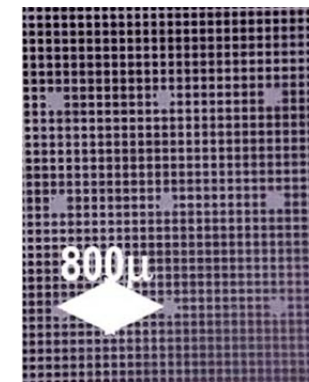
An diesem Gitter werden die im Verstärkungsprozeß erzeugten positiven Ionen rasch gesammelt, wodurch die zeitliche Breite des induzierten Signals sehr schmal wird ( $\rightarrow$  schneller Detektor).



Schema eines MICROMEAS Detektors (Querschnitt)



Elektr. Feldlinien im Ionisations- und im Verstärkungsbereich eines MICROMEAS



Mikroskop. Photo eines Mikrogitters

Quelle aller Bilder: M. Hoch, Nucl. Instr. Meth. A 535, 1 (2004)

# Nützliche Referenzen



- ★ Buch über Detektoren, u.a. mit weiteren Informationen über Gasdetektoren:  
K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, 1992
- ★ Ebenfalls ein allgemeines Detektorbuch, etwas ausführlicher als jenes von Kleinknecht, meiner Meinung nach sehr empfehlenswert:  
C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993
- ★ Ein “Meilenstein”, obwohl inzwischen etwas veraltet, durchaus lesenswert:  
F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09, 1977  
(via CERN-Document Server, Rubrik “Preprints and Published Articles”:  
<http://user.web.cern.ch/user/Physics/LibraryArchives/LibraryArchives.html>)
- ★ Aktuelle Entwicklungen finden sich z.B. in:  
M. Hoch, *Trends and New Developments in Gaseous Detectors*, Nucl. Instr. Meth. A **535** , 1 (2004)