

Particle Detectors

Lecture 14

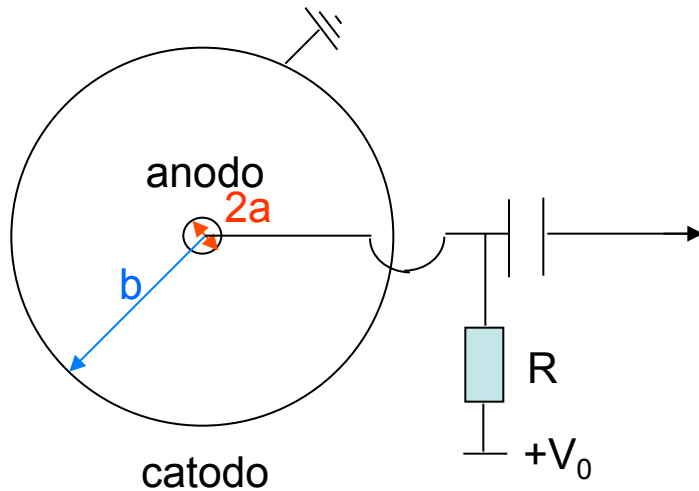
29/04/16

a.a. 2015-2016

Emanuele Fiandrini

Camere a ionizzazione

- Nelle situazioni reali, la camera a ionizzazione e' usualmente realizzata da un filo sottile tenuto a tensione V rispetto alle pareti del contenitore a massa.

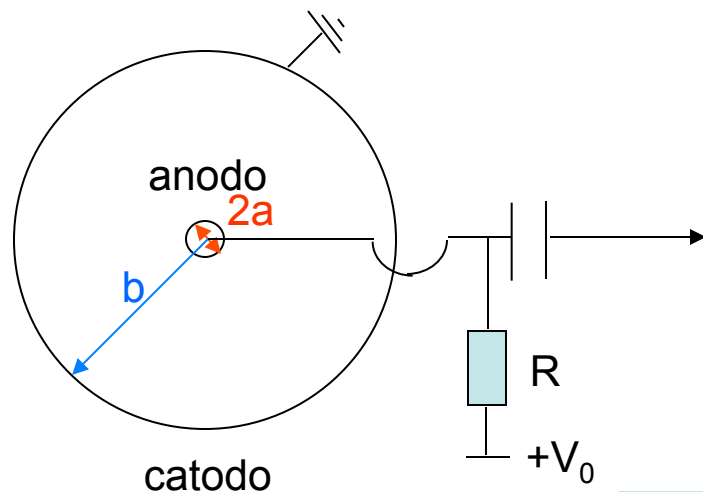


Camere ad ionizzazione

Il potenziale della camera cilindrica può essere ricavato dall'equazione di Laplace $\nabla^2 V = 0 \rightarrow$

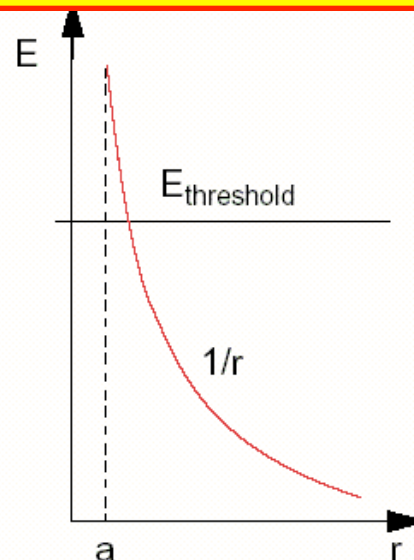
$$V(r) = -\frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} \ln(r/a) \quad E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} \frac{1}{r} \quad C = \frac{2\pi\epsilon L}{\ln(b/a)}$$

r è la distanza radiale dal filo (di raggio a), V_0 il potenziale applicato al filo, ϵ la costante dielettrica del gas e $C = (2\pi\epsilon / \ln(b/a))$ la capacità per unità di lunghezza del condensatore cilindrico.



Note: I put the L dependence in E and C .
Leo's C is my C/L .

$$|\vec{E}(r)| = \frac{V_0}{r} \frac{1}{\ln(b/a)}$$



Il **campo elettrico** va come $1/r$.

La velocità di deriva non è più costante, ma la **diffusione** è, in buona approssimazione, **costante**.

Camere a ionizzazione

In questa configurazione (**cilindrica**) il tempo di deriva degli elettroni è :

$$\Delta t^- = \int_r^a \frac{dr}{v^-(r)} = - \int_r^a \frac{dr}{\mu^- E} = \frac{\ln b/a}{2\mu^- V_0} (r^2 - a^2)$$

In practical cases μ does depend on the field strength, so that the v_D of electrons is not a linear function of the field E . For this reason this is only a rough approximation.

L'impulso in tensione generato dal moto degli elettroni può essere ricavato dalla conservazione dell'energia (l lunghezza del cilindro):

$$\Delta V^- = \frac{-Ne}{l \cdot \ln b/a} \ln r/a$$

Analogamente per gli ioni.

$$\Delta V^+ = \frac{Ne}{l \cdot \ln b/a} \ln b/r$$

Se $b \gg a$ il contributo degli elettroni è dominante:

$$\frac{\Delta V^+}{\Delta V^-} = \frac{\ln b/r}{\ln r/a}$$

e.g. $b/a=10^3$ e $r=b/2 \rightarrow$

$$\frac{\Delta V^+}{\Delta V^-} = \frac{\ln 2}{\ln 500} \sim 0.1$$

Camere a ionizzazione

- The pulse duration from ionisation chambers varies in a wide range depending on the gas mixtures (e.g., 80% Ar and 20% CF₄ provides very fast pulses, ≈ 35 ns) . The length of a tube ionisation chamber is almost unlimited, for example, a detector in the form of a gas dielectric cable with a length of 3500 m was used as a beam-loss monitor at SLAC
- For radiation-protection purposes ionisation chambers are frequently used in a current mode, rather than a pulse mode, for monitoring the personal radiation dose. These ionisation dosimeters usually consist of a cylindrical air capacitor. The capacitor is charged to a voltage U_0 . The charge carriers which are produced in the capacitor under the influence of radiation will drift to the electrodes and partially discharge the capacitor. The voltage reduction is a measure for the absorbed dose.

Camere ad ionizzazione

Camere ad ionizzazione con liquidi.

I liquidi hanno parecchi vantaggi rispetto ai gas quando usati per la misura di dE/dx o di E . La densità di un liquido è ~ 1000 volte superiore a quella del gas \rightarrow anche dE/dx o il numero di ionizzazioni è ~ 1000 volte più grande.

L'energia necessaria per produrre una coppia ione-elettrone è $W_i(LAr)=24\text{eV}$, $W_i(LKr)=20.5\text{ eV}$ e $W_i(LXe)=16\text{ eV}$ \rightarrow per 1 MeV di energia assorbita ci si attende $N \geq 4 \times 10^4$ elettroni $\rightarrow dN/N = \sigma(E)/E = N^{-1/2} < 10^{-2}$.

Elementi nobili liquidi sono usati quali calorimetri (quasi omogenei) sia elettromagnetici che adronici. Il problema maggiore sono le impurità elettronegative (essenzialmente ossigeno), ma è possibile raggiungere impurità non superiori a $0.2 \div 8$ ppm. Il cammino libero medio λ_t degli elettroni (prima che vengano catturati dalle impurità) è inversamente proporzionale alla concentrazione k delle impurità. Con basse concentrazioni di impurità, λ_t può essere qualche mm \rightarrow camere ad ionizzazione con gap di qualche mm.

La mobilità μ_e in argon liquido (purificato) con un campo $E = 1\text{MV/m}$ è $\mu_e = 4 \times 10^{-3} \text{ m}^2/(\text{Vs})$ $\rightarrow v_D = 4 \times 10^3 \text{ m/s}$ simile a quella in argon gassoso con un campo $E = 100 \text{ KV/m}$.

In compenso la mobilità degli ioni nei liquidi è molto bassa \rightarrow possiamo trascurare il moto degli ioni ancor più che nelle camere ad ionizzazione a gas.

Camere a ionizzazione

Abbiamo introdotto la camera ad ionizzazione con gas, essenzialmente per capire come si forma il segnale.

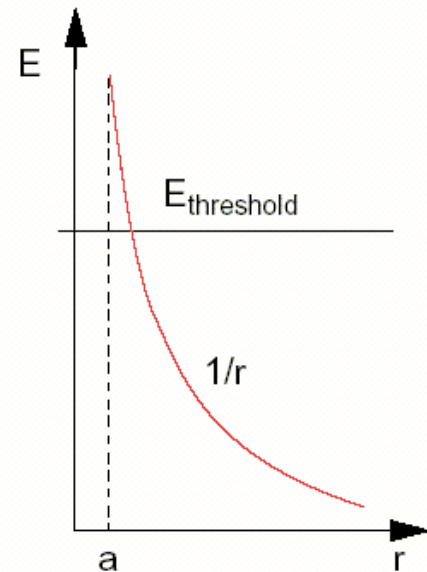
Il segnale, dovuto essenzialmente agli elettroni è comunque molto piccolo, in quanto poche sono le coppie prodotte.

Camere ad ionizzazione sono invece spesso usate con elementi liquidi nobili. (e.g. calorimetri a Argon, Krypton o Xenon liquidi) o in rivelatori a stato solido, silicio.

Avalanche Multiplication

- In ionisation chambers the primary ionisation produced by the incident particle is merely collected via the applied electric field.
- If, however, the field strength in some region of the counter volume is high, an electron can gain enough energy between two collisions to ionise another atom. Then the number of charge carriers increases. In cylindrical chambers the maximum field strength is around the thin-diameter anode wires due to the $1/r$ dependence of the electric field.
- The signal amplitude is increased by the gas amplification factor $A(E)$; therefore one gets

$$dU = A(E) (eN/C)$$



Avalanche Multiplication

- The energy gain between two collisions is $\Delta E_{\text{kin}} = eE\lambda_0$ assuming that the field strength E does not change over the mean free path length λ_0 .
- To consider the multiplication process let us take a simple model. **When the electron energy ΔE_{kin} at the collision is lower than a certain threshold, w_{ion} , the electron loses its energy without ionisation, while, when $\Delta E_{\text{kin}} > w_{\text{ion}}$, ionisation nearly always occurs.**
- The probability for an electron to pass the distance $\lambda > \lambda_{\text{ion}} = w_{\text{ion}}/(eE)$ without collision is $e^{-\lambda_{\text{ion}}/\lambda_0}$ (Poisson!) (NB: λ_{ion} depends on E).
- Since an electron experiences $1/\lambda_0$ collisions per unit length, the total number of ionisation acts per unit length – or the **first Townsend coefficient** – can be written as

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_0} e^{-\lambda_{\text{ion}}/\lambda_0}$$

- Taking into account the inverse proportionality of λ_0 to the gas pressure p , this can be rewritten as

$$\frac{\alpha}{p} = a \cdot e^{\frac{b}{E/p}}$$

- where a and b are constants (i.e. not dependent on E and p). In spite of its simplicity, this model reasonably describes the observed dependence when a and b are determined from experiment.
- **In general $\alpha = \alpha(E)$ and if $E = E(r)$, $\alpha = \alpha(r)$**

Avalanche Multiplication

- The change in the no. of electrons dn is: $dn = n\alpha(r)dr$
- For a uniform field: $n = n_{prim} \exp(\alpha r)$
- The first Townsend coefficient α depends on the field strength E and thereby on the position x in the gas counter. Therefore, more generally, it holds that

$$n = n_{prim} \exp \int_a^{r_c} \alpha(r) dr$$

- where the gas amplification factor is given by $A = \exp \int_a^{r_c} \alpha(r) dr$

r_c = radius at which $E=E_c$ (critical value for which avalanche multiplication starts)

a = radius of anode

Avalanche Multiplication

- The proportional range of a counter is characterised by the fact that the gas amplification factor A takes a constant value. As a consequence, the measured signal is proportional to the produced ionisation.

$$\Delta U = A \text{ (Ne/C)}$$

- Gas amplification factors of up to 10^6 are possible in the proportional mode. Typical gas amplifications are rather in the range between 10^4 up to 10^5 .

$$A = \exp \int_a^{r_c} \alpha(r) dr$$

r_c = radius at which $E=E_c$ (critical value for which avalanche multiplication starts)

a = radius of anode

Avalanche Multiplication

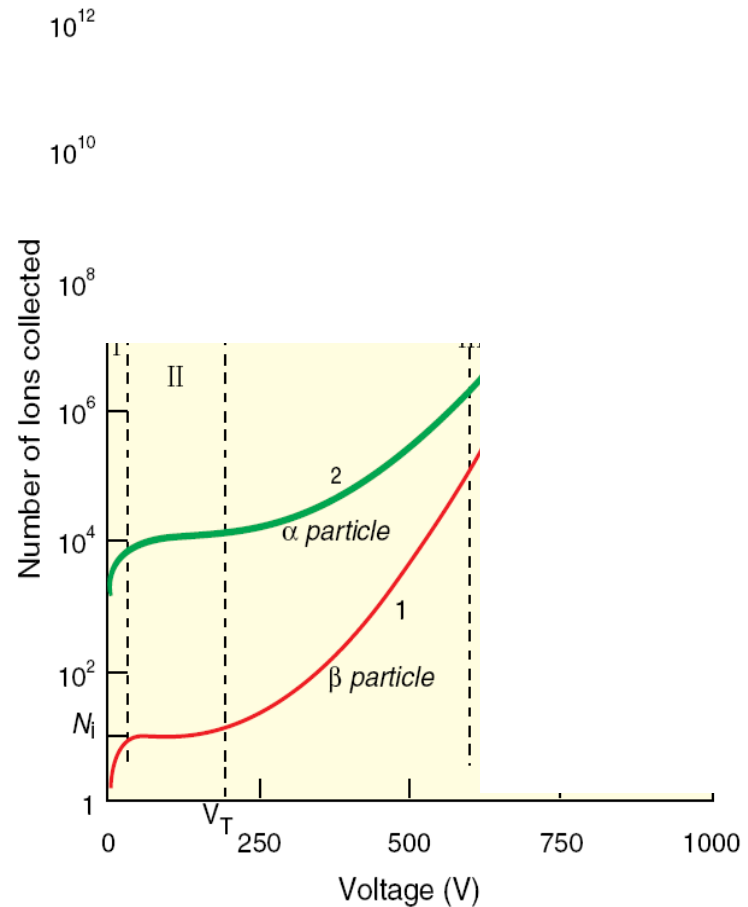
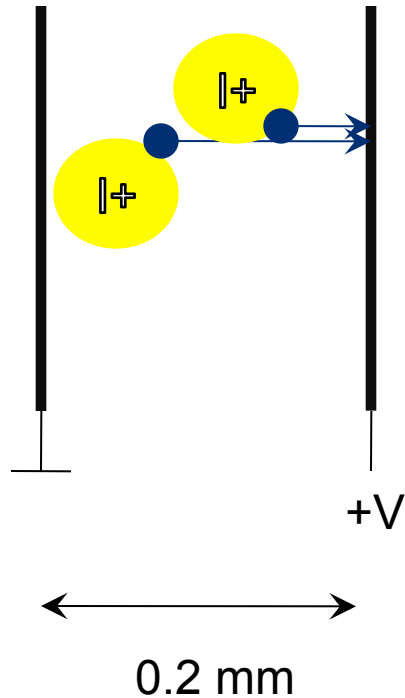
$$\frac{n}{n_{prim}} = \exp \int_a^{r_c} \alpha(r) dr$$

- This is a constant for a given detector, hence such a detector is called a **“proportional counter”**
 - Measured voltage pulse is proportional to the total primary ionization, which is in turn proportional to the total energy loss of the incident particle
 - Measured voltage pulse is also proportional to CV_0
- Some typical values:

r (μm)	E(kV/cm)	α (ion pairs/cm)	λ (μm)
10	200	4000	2.5
20	100	2000	5
100	20	80	125
200	10	~1	1000

- 50% (90%) of electrons are produced within 2.5 (10) μm of the sense wire

Gas amplification: capacitor with gas



“Proportional” mode, linear amplification...

$$\Delta U = A \text{ (Ne/C)}$$

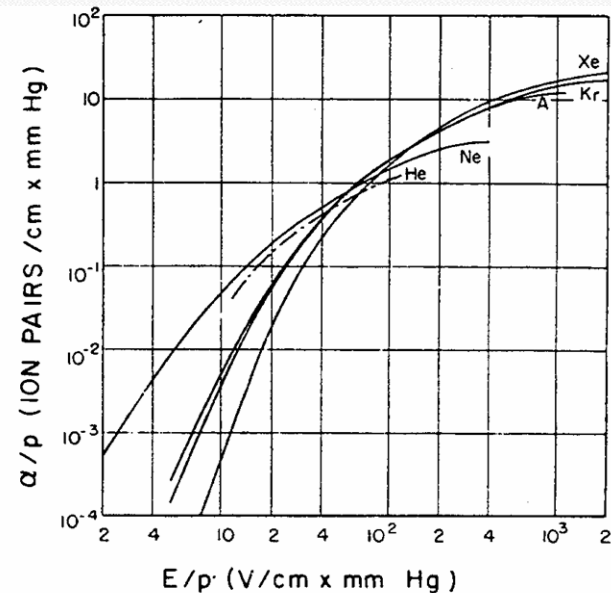
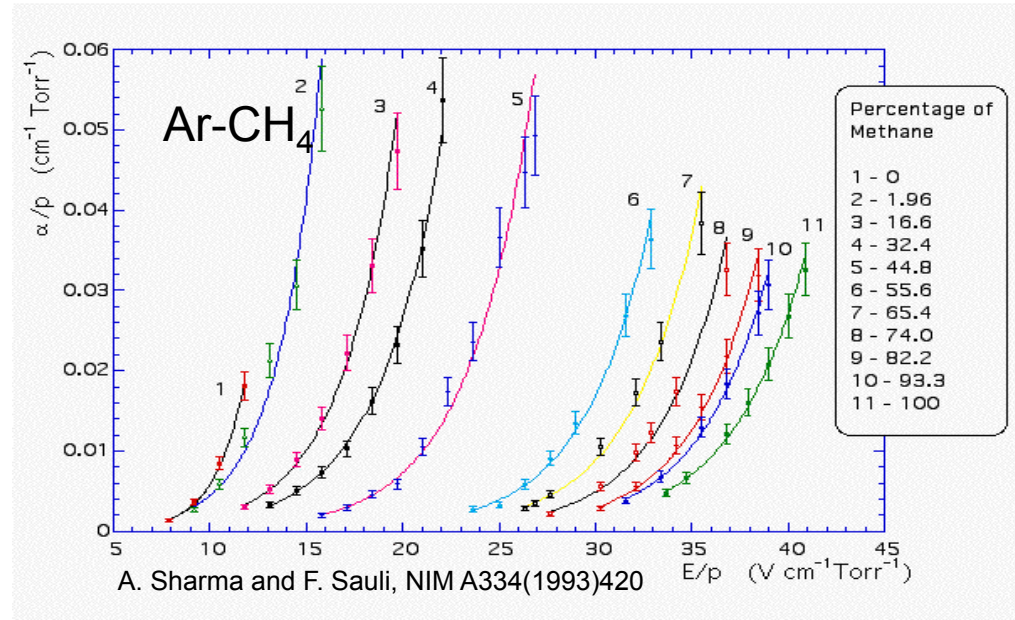
Single Wire Proportional Chamber

$$A = \exp \int_a^{r_c} \alpha(r) dr$$

$\alpha(E)$ is determined by the excitation and ionization cross sections of the electrons in the gas.

It depends also on various and complex energy transfer mechanisms between gas molecules. There is no fundamental expression for $\alpha(E) \rightarrow$ it has to be measured for every gas mixture.

Amplification factor or
Gain



Contatori proporzionali

$$n = n_0 e^{\alpha(E)x} \quad \text{or} \quad n = n_0 e^{\alpha(r)x} \quad \begin{array}{l} \alpha: \text{First Townsend} \\ \text{coefficient (e-ion pairs/cm)} \end{array}$$

$$A = \frac{n}{n_0} = \exp \left[\int_a^{r_c} \alpha(r) dr \right] \quad \text{Gain} \quad \Delta U = A \text{ (Ne/C)}$$

If U_{th} is the threshold voltage for the onset of the proportional range, the gas amplification factor expressed by the detector parameters is

$$A = \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{k L C U_0 r_i}{2 \pi \epsilon_0}} \left[\sqrt{\frac{U_0}{U_{th}}} - 1 \right] \right\}$$

in the case $U_0 \gg U_{th}$ Eq. (5.34) simplifies to $A \approx k e^{U/U_{ref}} \quad A \approx k e^{C V_0}$

where k is a "magic" constant dependent on the gas

Limitazioni alla moltiplicazione

La presenza di gas **elettronegativi** (Fluoro, Ossigeno ...) può limitare lo sviluppo di una valanga attraverso la cattura di elettroni liberi:

$$-\frac{dn}{dx} = \eta(x)x$$

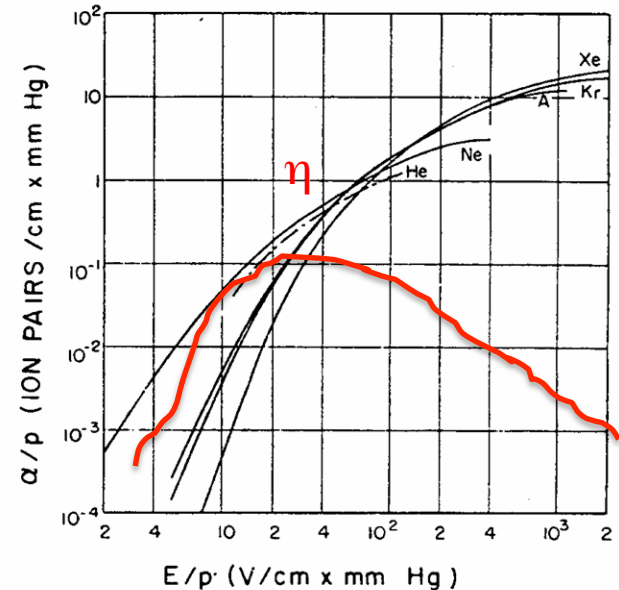
η coefficiente di attachment.

Il guadagno effettivo diventa quindi:

$$M = \exp \left[\int (\alpha(x) - \eta(x)) dx \right]$$

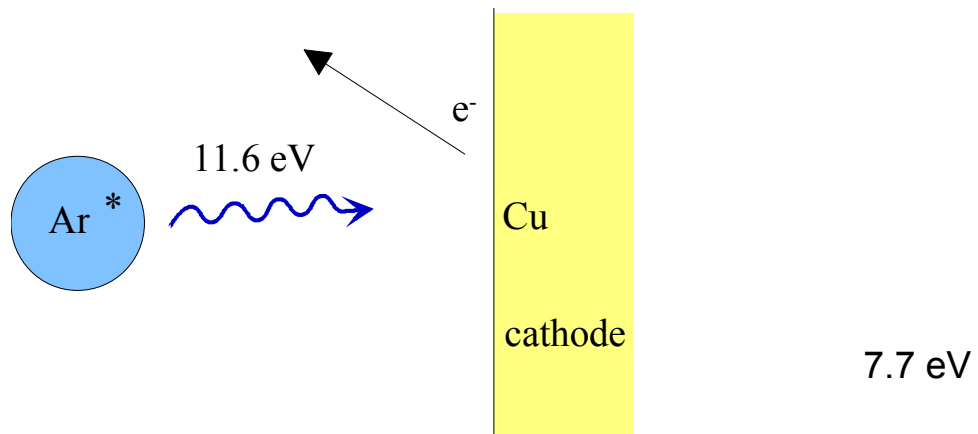
Inoltre se la densità di carica cresce molto si può avere la formazione di scariche nel gas.

Uno studio fenomenologico ha portato al limite di **Raether** per cui le scariche si innescano se in una valanga sono presenti più di $10^7 \div 10^8$ elettroni.



Photoemission

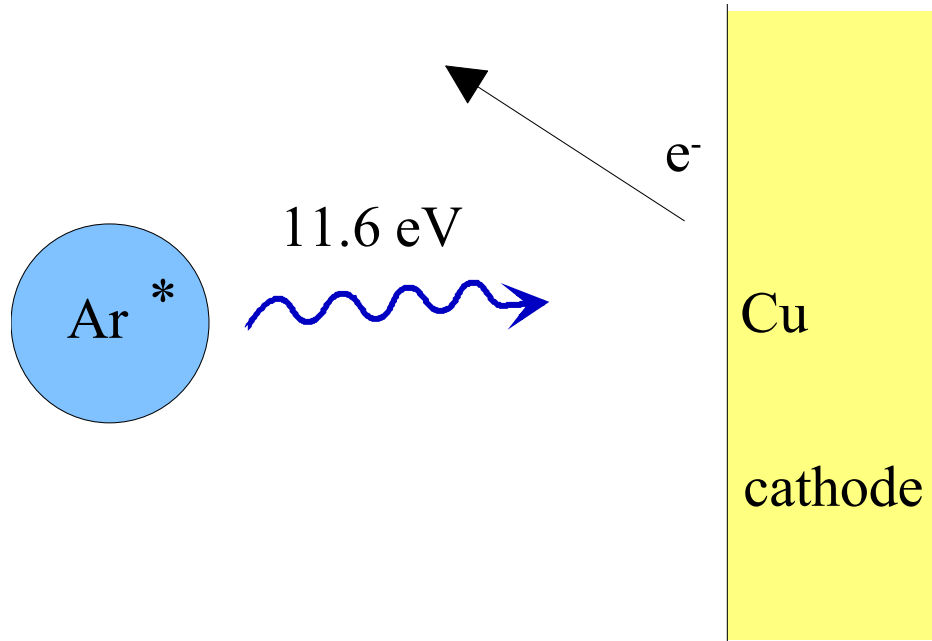
- At high field collisions of electrons with atoms or molecules can cause not only ionisation but also excitation.
- De-excitation is often followed by photon emission. The previous considerations are only true as long as photons produced in the course of the avalanche development are of no importance.
- These photons, however, will produce further electrons by the photoelectric effect in the gas or at the counter wall, which affect the avalanche development. Apart from gas-amplified primary electrons, secondary avalanches initiated by the photoelectric processes must also be taken into account.



Photoemission

In the avalanche process molecules of the gas can be brought to excited states.

De-excitation of noble gases only via emission of photons;
e.g. 11.6 eV for Ar.
This is above ionization threshold of metals;
e.g. Cu 7.7 eV.



When gain exceeds about 10^8 - new avalanches \rightarrow increase of the discharge current

- In the first generation, N_0 primary electrons are produced by the ionising particle. These N_0 electrons are gas amplified by a factor A . If γ is the probability that one photoelectron per electron is produced in the avalanche, an additional number of $\gamma(N_0A)$ photoelectrons is produced via photoprocesses. These, however, are again gas amplified so that in the second generation $(\gamma N_0A) \cdot A = \gamma N_0A^2$ gas-amplified photoelectrons are created, which again create $(\gamma N_0A^2)\gamma$ further photoelectrons in the gas amplification process, which again are gas amplified themselves. The gas amplification A_γ under inclusion of photons, therefore, is obtained from

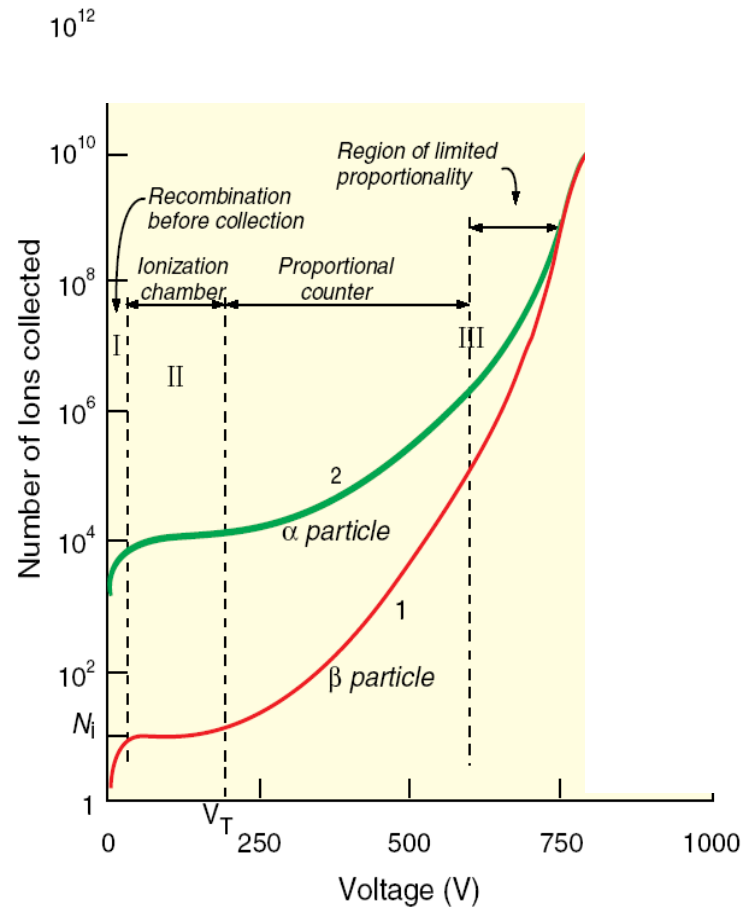
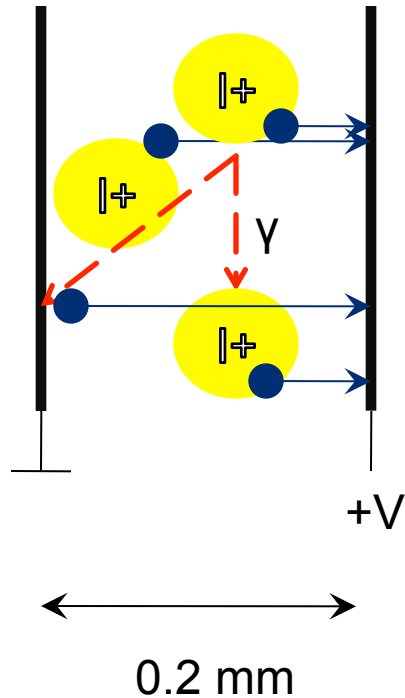
$$\begin{aligned}
 N_0A_\gamma &= N_0A + N_0A^2\gamma + N_0A^3\gamma^2 + \dots \\
 &= N_0A \cdot \sum_{k=0}^{\infty} (A\gamma)^k = \frac{N_0A}{1 - \gamma A} \quad \text{therefore } A_\gamma = A/(1 - \gamma A)
 \end{aligned}$$

The factor γ , which determines the gas amplification under inclusion of photons, is also called the second Townsend coefficient.

As the number of produced charges increases, they begin to have an effect on the external applied field and saturation effects occur. For $\gamma A \rightarrow 1$ the signal amplitude will be independent of the primary ionisation. The proportional or, rather, the saturated proportional region is limited by gas amplification factors around $A_\gamma = 10^8$.

Gas amplification: capacitor with gas

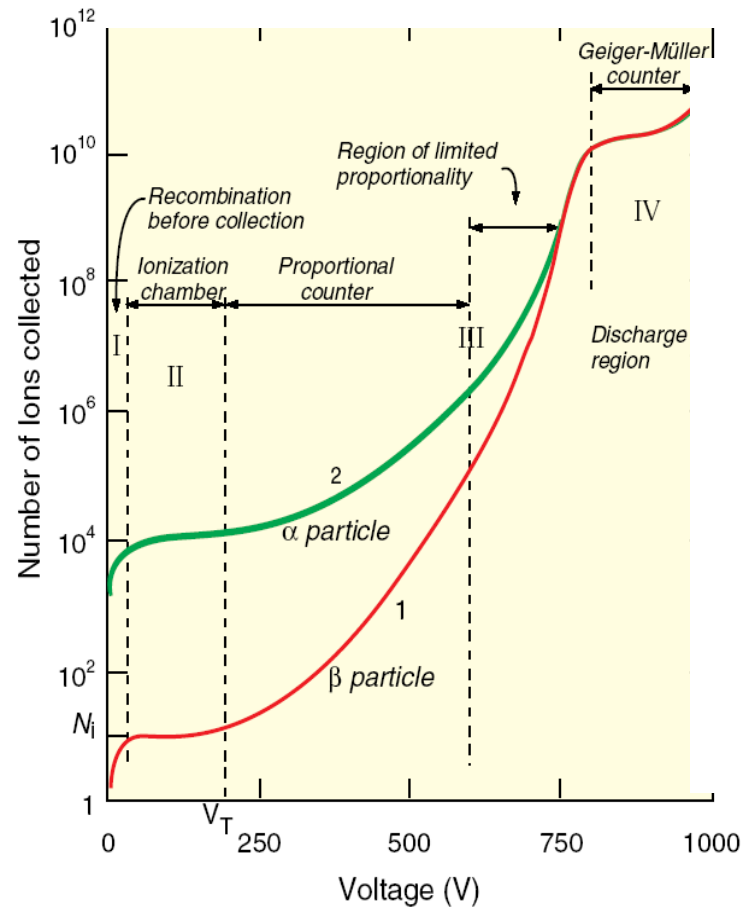
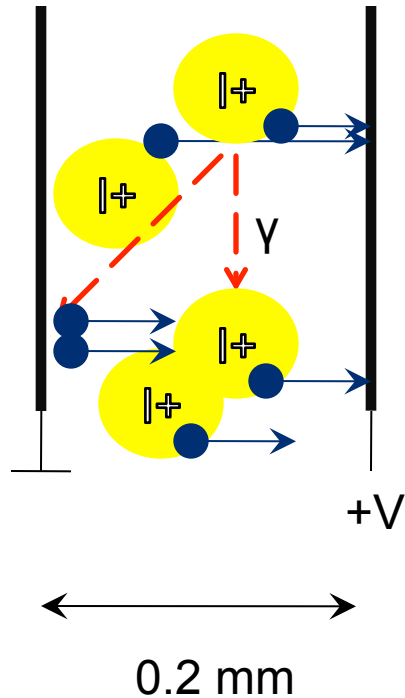
Photoemission starts...



“Saturated” mode, logarithmic amplification, saturation...

Gas amplification: capacitor with gas

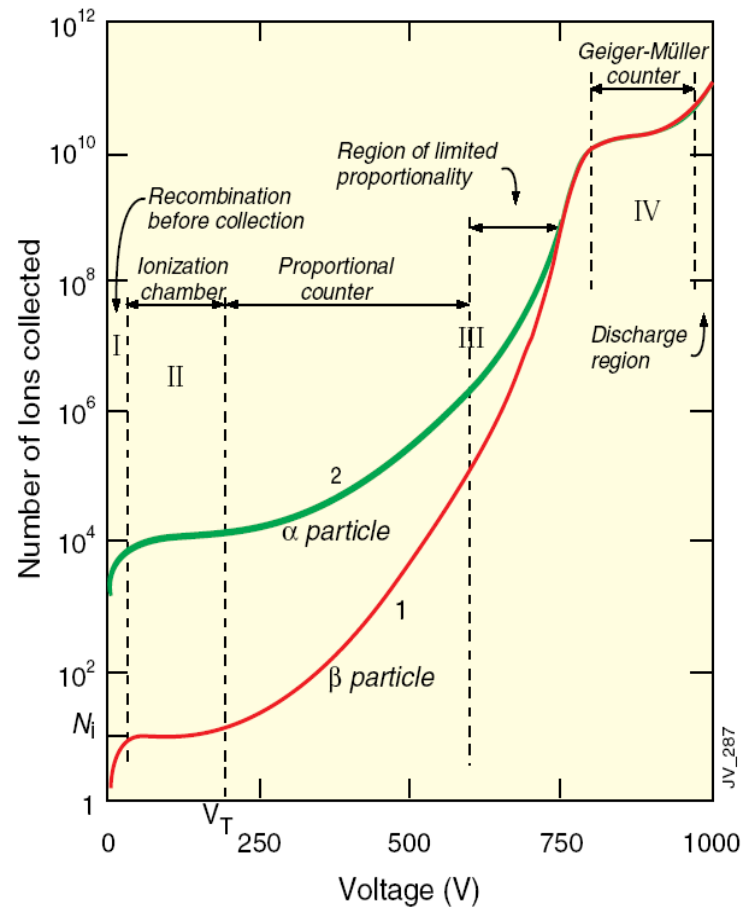
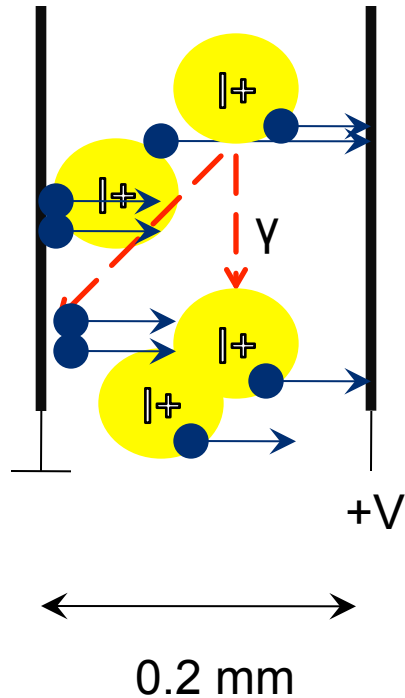
Strong photoemission...



“Geiger” mode, only counting is possible, info about primary ionization is lost!

Gas amplification: capacitor with gas

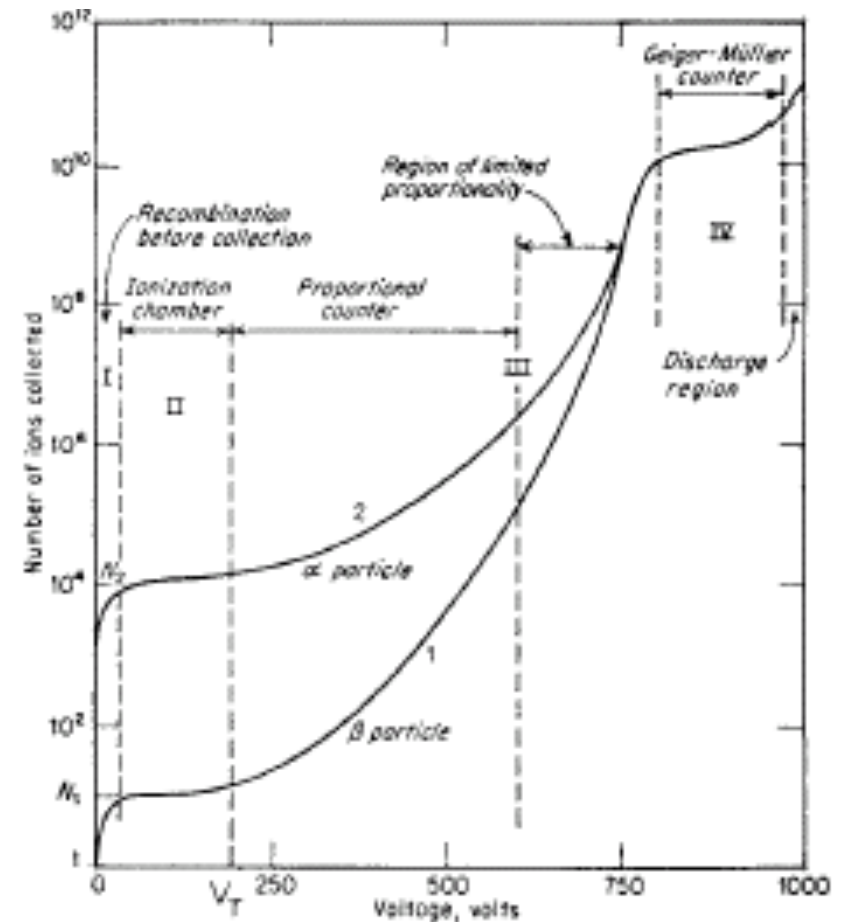
Strong photoemission, ion impact ionisation...



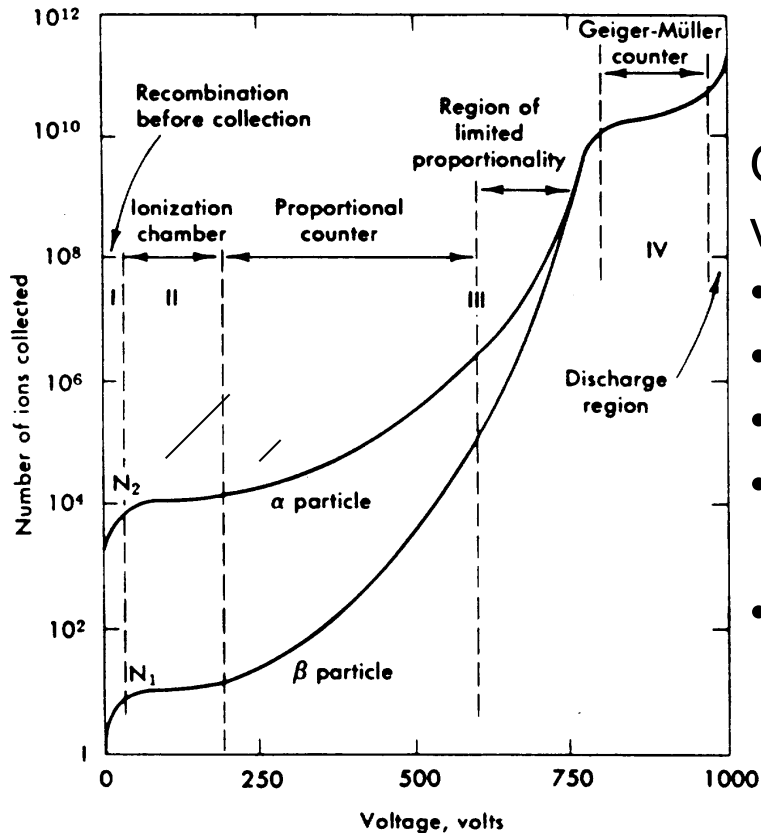
“Saturated” mode, logarithmic amplification, saturation...

Misure di posizione e ionizzazione

- **ionizzazione**: si raccoglie tutta la carica nessuna moltiplicazione delle coppie ione-elettrone.
- **proporzionale**: presente una moltiplicazione a valanga. Il segnale dell'apparato è proporzionale alla ionizzazione → misura di dE/dx e guadagno 10^4 - 10^6
- **proporzionale limitato → saturazione → streamer**. Forte emissione di fotoni, moltiplicazioni a valanga secondarie, alti guadagni (10^{10}) → elettronica semplice.
- **geiger**: grossa fotoemissione, il filo anodico è tutto coinvolto, regime di scarica eliminata abbassando HV. Necessari forti moderatori.



Wire Chamber Operation



Operating characteristics depend on the applied voltage (E-field)

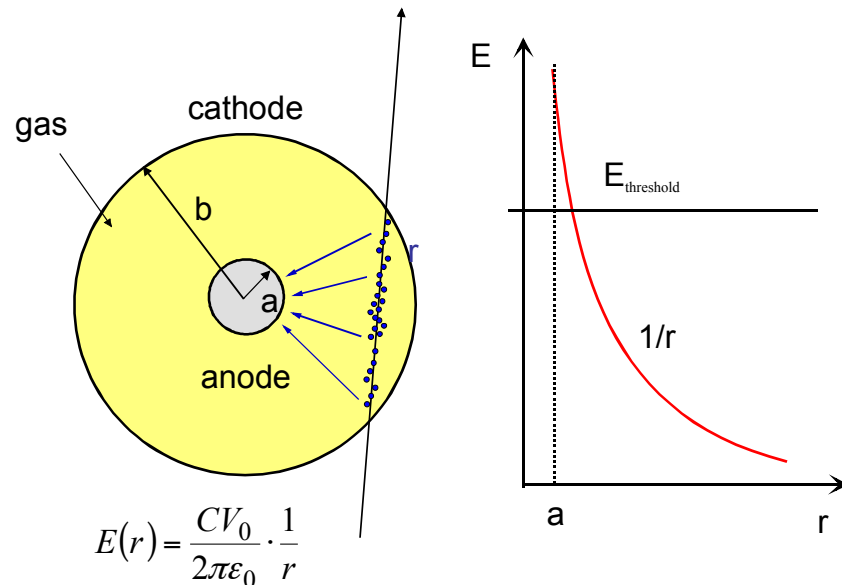
- recombination: no signals
- ionization: signals, but no gas gain
- proportional: “big” signals due to gas gain
- limited proportionality: very large signals, almost independent of initial ionisation
- Geiger-Muller: gas gain so large it produces sparks (discharge)

- Have to run in ionisation or proportional mode to measure dE/dX of incident particles.
- In limited proportionality and geiger mode only counting is possible.
- In both cases, a position measurement is also possible (if we know the "position" of the detector).

Contatori proporzionali

Il contatore proporzionale cilindrico.

Essenzialmente identico alla camera ad ionizzazione cilindrica ma il segnale è dato dal moto degli ioni positivi invece che dal moto degli elettroni.



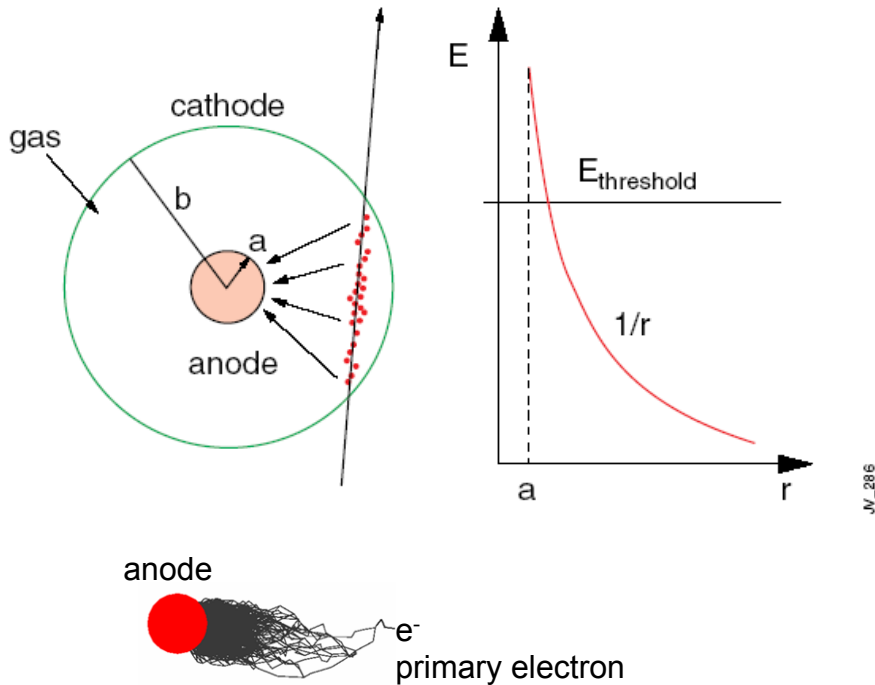
$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{a} \quad C = \text{capacitance / unit length} \quad (C = 2\pi\epsilon / \ln(b/a))$$

Gli e driftano verso l'anodo dove il campo è sufficientemente alto (alcuni KV/cm), ed acquistano abbastanza energia da moltiplicarsi.

$$n = n_0 e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx}$$

Single Wire Proportional Chamber



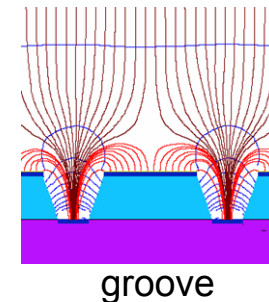
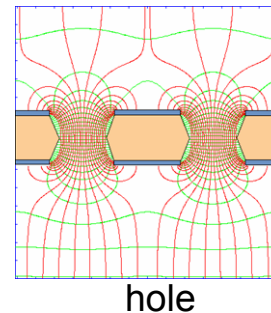
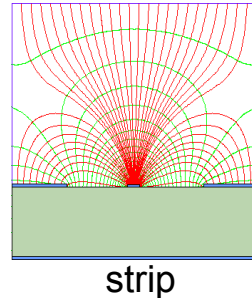
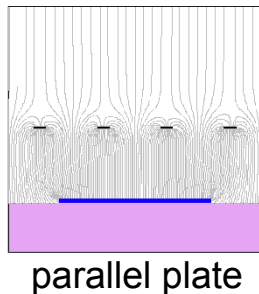
Electrons liberated by ionization drift towards the anode wire.

Electrical field close to the wire (typical wire \varnothing ~few tens of μm) is sufficiently high for electrons (above 10 kV/cm) to gain enough energy to ionize further \rightarrow **avalanche** – exponential increase of number of electron ion pairs
- **the proportional operation mode**.

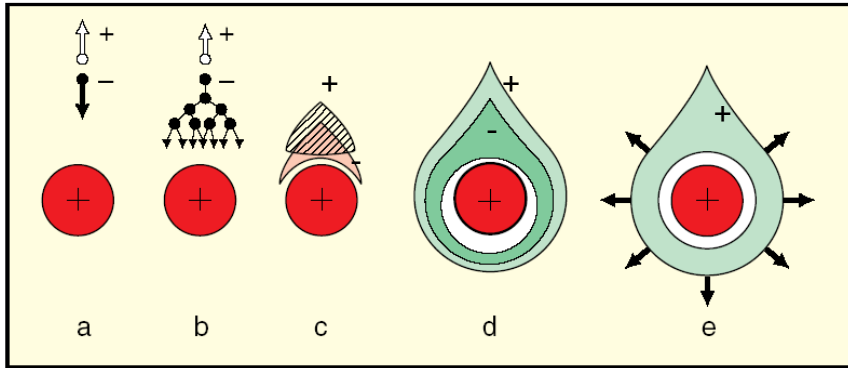
$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \quad M = \frac{n}{n_0} = \exp\left[\int_a^{r_c} \alpha(r) dr\right]$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{a} \quad C - \text{capacitance/unit length}$$

Cylindrical geometry is not the only one able to generate strong electric field:



SWPC – Signal Formation

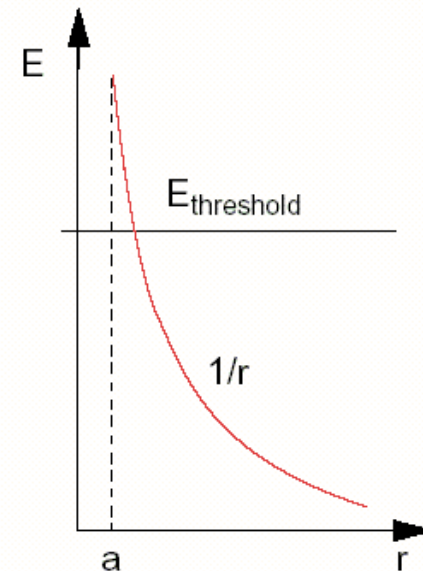


Electrons collected by the anode wire i.e. dr is very small (few μm) – almost no induction signal

Ions have to drift back to cathode i.e. dr is large (few mm). Signal duration limited by total ion drift time.

Need electronic signal differentiation to limit dead time.

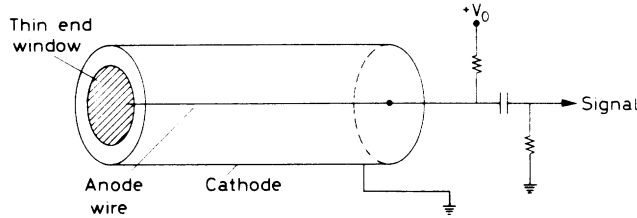
Avalanche formation within a few wire radii and within $t < 1$ ns, where The electric field goes above threshold for avalanche formation. Signal induction both on anode and cathode due to moving charges (both electrons and ions).



t (ns)

Pulse Formation in a Cylindrical Wire Chamber

In a cylindrical chamber the electric potential, E-field and capacitance are given by:



$$V(r) = -\frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} \ln(r/a) \quad E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} \frac{1}{r} \quad C = \frac{2\pi\epsilon L}{\ln(b/a)}$$

Note: I put the L dependence in φ , E, and C. Leo's C is my C/L.

wire radius= a, tube radius=b, length of tube= L

The potential energy stored in the electric field is $W = 1/2 CV_0^2$.

Assume a charged particle goes through the cylinder and ionizes the gas.

As a charge, q, moves a distance dr there is a change in the potential energy (dW):

$$dW = q \frac{d\varphi(r)}{dr} dr \quad \text{and} \quad dW = CV_0 dV \Rightarrow dV = \frac{q}{CV_0} \frac{d\varphi(r)}{dr} dr$$

The total induced voltage from electrons produced at r' is:

$$V^- = \frac{-q}{CV_0} \int_{a+r'}^a \frac{d\varphi(r)}{dr} dr = \frac{-q}{CV_0} \int_{a+r'}^a \frac{(-CV_0)}{2\pi\epsilon L} \frac{dr}{r} = \frac{(-q)}{2\pi\epsilon L} \ln \frac{a+r'}{a}$$

The total induced voltage from positive ions produced at r' is:

$$V^+ = \frac{+q}{CV_0} \int_{a+r'}^b \frac{d\varphi(r)}{dr} dr = \frac{+q}{CV_0} \int_{a+r'}^b \frac{(-CV_0)}{2\pi\epsilon L} \frac{dr}{r} = \frac{-q}{2\pi\epsilon L} \ln \frac{b}{a+r'}$$

Note: the total induced voltage is: $\Delta V = V^+ + V^- = -q/C$

Pulse formation in a cylindrical wire chamber

Note: the positive ions and electrons do not contribute equally to the ΔV if there is multiplication in the gas. Since the avalanche takes place near the wire ($r' = 1\text{-}2\mu\text{m}$) and the electrons are attracted to the wire the positive ions travel a much greater distance.

For typical values of a ($10\mu\text{m}$) and b (1cm) we find:

$$\frac{V^+}{V^-} = \frac{\ln \frac{b}{a+r'}}{\ln \frac{a+r'}{a}} \approx \frac{\ln 10^3}{\ln(11/10)} \approx 75$$

So in proportional chambers the amplified signal comes almost entirely from ions drift

Pulse formation in a cylindrical wire chamber

We can find the voltage vs time by looking at $V(t)$ for the positive ions:

$$V(t) = V^+(t) = \int_{r(0)=a}^{r(t)} \frac{dV(r)}{dr} dr = \frac{-q}{2\pi\epsilon L} \ln \frac{r(t)}{a}$$

The problem now is to find $r(t)$.

By definition, the mobility, μ , of a gas is the ratio of its drift velocity to electric field.

$$\mu \equiv v / E(r) = \frac{1}{E(r)} \frac{dr}{dt}$$

For cylindrical geometry we have:

$$\frac{dr}{dt} = \mu E(t) = \mu \frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} \frac{1}{r} \Rightarrow r dr = \mu \frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} dt$$

Pulse Formation in a Cylindrical Wire Chamber

From previous page we had: $rdr = \mu \frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} dt$

$$\int_{r(0)=a}^{r(t)} r dr = \mu \frac{CV_0}{2\pi\epsilon L} \int_0^t dt \Rightarrow r(t) = \left(a^2 + \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon L} t \right)^{1/2}$$

$$V(t) = \frac{-q}{2\pi\epsilon L} \ln \frac{r(t)}{a} = \frac{-q}{4\pi\epsilon L} \ln \left(1 + \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon L a^2} t \right) = \frac{-q}{4\pi\epsilon L} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad \text{With: } t_0 = \frac{a^2 \ln(b/a)}{2\mu V_0}$$

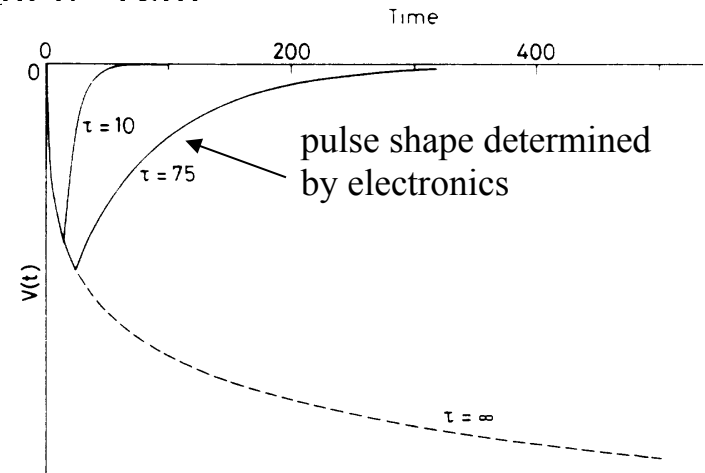
The total drift time is: $T = \frac{t_0}{a^2} (b^2 - a^2) \approx \frac{b^2}{a^2} t_0$

Typical gas mobilities are $\mu = 1-2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$.

Example: Let $\mu = 1.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$, $V = 1500 \text{ V}$, $a = 10 \mu\text{m}$, $b = 1 \text{ cm}$

then: $t_0 = 1.5 \times 10^{-9} \text{ s}$ and $T = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$.

t	$\ln[1+t/t_0]$
0	0
t_0	0.69
$10t_0$	2.4
$10^2 t_0$	4.6
$10^3 t_0$	6.9
T	13.8

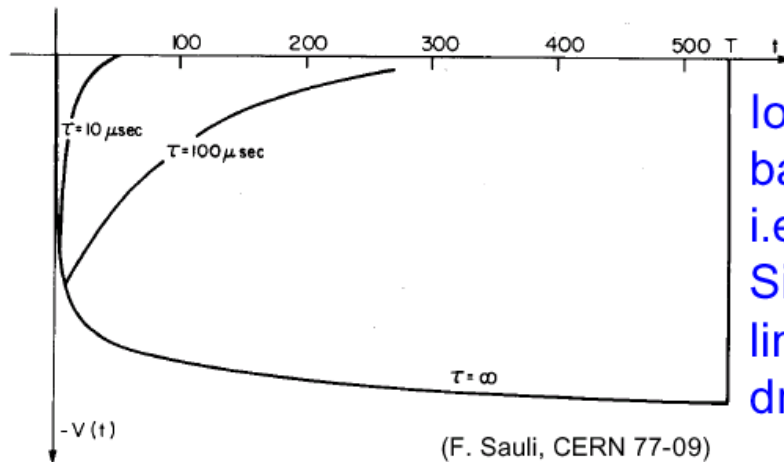


Time development of voltage pulse

Ionisation Detectors

In modern fast ionisation detectors the electrons are used (faster) as well as the beginning of the ion signal.

For example if we use 5% of the signal with a gain 10^4 we still have a healthy signal compared to the noise – and we can operate mostly with the fast part of the signal (electrons) and differentiate away the tails



Ions have to drift back to cathode, i.e. dr is big. Signal duration limited by total ion drift time !

Need electronic signal differentiation to limit dead time.

With these tools, we can now make :

Multiwire Proportional Chambers

Drift Chambers

Time Projection Chambers

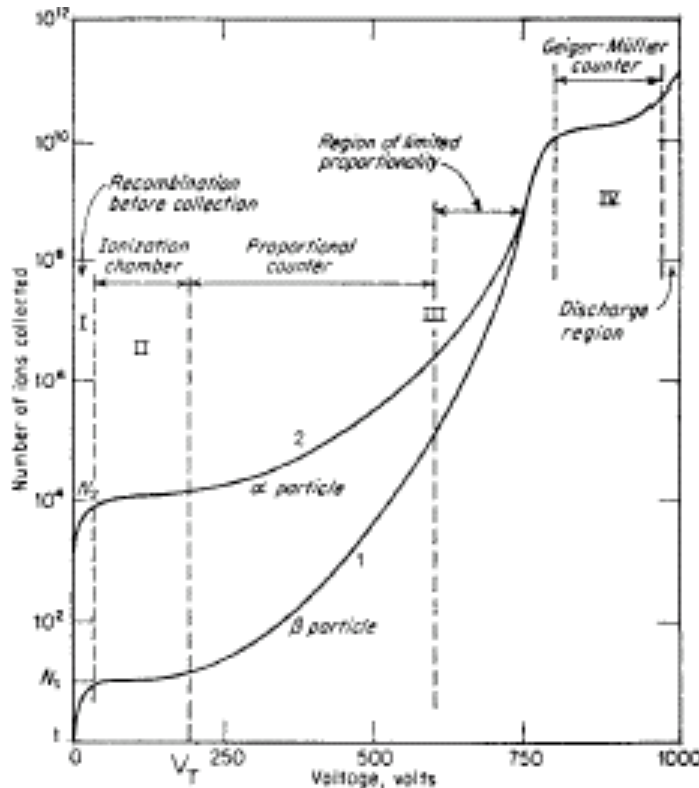
Thin Gap Chambers

Jet Chambers

Straw Tube

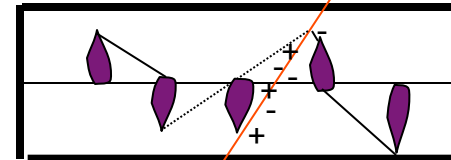
etc

Contatori Geiger



Abbiamo visto le camere ad ionizzazione ed il contatore proporzionale.

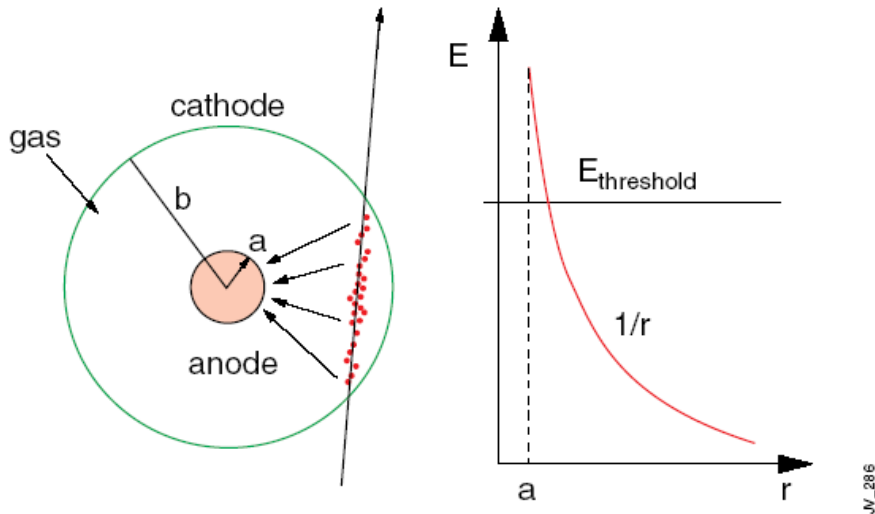
Se aumentiamo il campo elettrico in un contatore proporzionale abbiamo una copiosa produzione di fotoni durante la formazione della valanga → produzione di valanghe secondarie e la scarica si propaga su tutto il filo anodico. **Guadagni fino a 10^{10}**



Si perde la proporzionalità fra il segnale e la ionizzazione primaria. Gli elettroni vengono rapidamente assorbiti dall'anodo mentre gli ioni si muovono lentamente verso il catodo, dove con una certa probabilità possono creare nuovi elettroni ed altre valanghe → bisogna interrompere la scarica → **L' anodo viene alimentato tramite un'altissima resistenza R in modo che il voltaggio dell'anodo $U_0 - IR$ e' sotto soglia per innestare il modo Geiger. (quenching tramite resistenza).**

La R deve essere scelta in modo che la costante di tempo RC sia tale da mantenere il voltaggio sotto soglia per il Geiger per tutto il tempo che gli ioni impiegano ad arrivare al catodo → millisecondi → basso rate. Altro modo aggiungere metano, isobutano etc che assorbono i fotoni ultravioletti → scarica solo vicino all'anodo.

Geiger counter: coaxial geometry

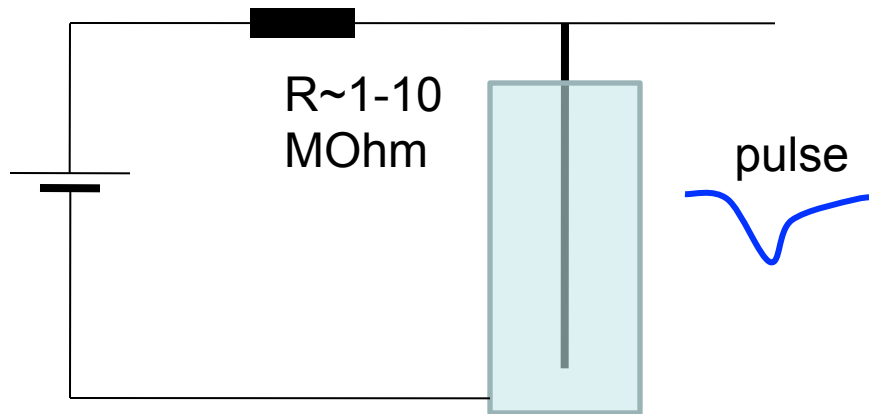


Electrons liberated by ionization drift towards the anode wire.

Electrical field close to the wire (typical wire Ø ~few tens of μm) is sufficiently high for **Geiger mode** discharge.

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \quad C - \text{capacitance/unit length}$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{a}$$



Discharge is quenched by the current-limiting resistor

Geiger counter: coaxial geometry



Contatori Streamer

Nei contatori Geiger abbiamo approssimativamente 90% Argon e 10% Isobutano (quencing). I fili anodici hanno un diametro di circa $30\mu\text{m}$ e l'anodo è ad una tensione di circa 1 KV.

Se aumentiamo la proporzione del gas di quencing possiamo eliminare la propagazione della scarica lungo tutto l'anodo, ma avere solo una piccola zona del filo interessata come nel tubo proporzionale, pur mantenendo un alto guadagno (10^{10}). → regime streamer (tubi di larocci).

I tubi di larocci funzionano con fili “spessi” ($50\div 100\mu\text{m}$) e con misture di gas $\leq 60\%$ Argon e $\geq 40\%$ Isobutano ed alta tensione del filo anodico ($\sim 5\text{KV}$).

In queste condizioni si passa direttamente dal regime proporzionale (o proporzionale limitato) al regime streamer senza avere il modo di funzionamento di tipo Geiger.

Anche in questo caso si perde la proporzionalità con la ionizzazione primaria

Contatori proporzionali

Scelta del gas.

I fattori che determinano la scelta del gas sono:

- i. relativamente bassa d.d.p fra gli elettrodi
- ii. alto guadagno
- iii. alta ionizzazione specifica
- iv. risolvere alto rate
- v. basso costo

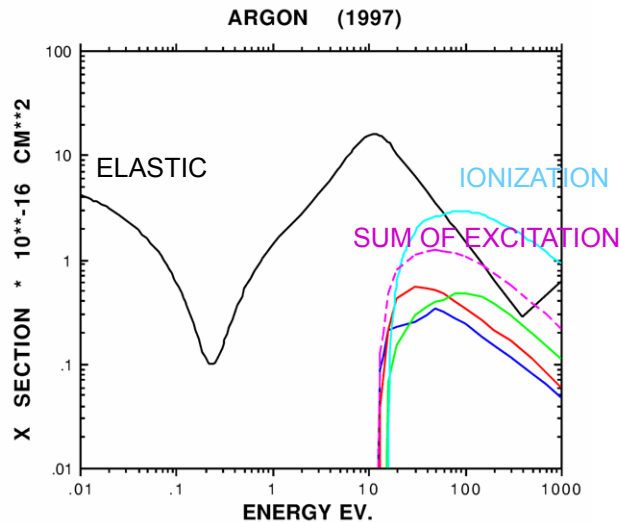
Choice of Fill Gas

- Avalanche multiplication occurs in all gases but there are specific properties required from a “magic” gas mixture
 - Low working voltage (low ionization potential)
 - Stable operation at high gain
 - High rate capability (fast recovery)
 - Good proportionality
- **Noble gases** are usually the principal components of a useful gas
 - No molecules to absorb energy in inelastic collisions
- **Argon** gives more primary ionization than Helium or Neon
 - Kr and Xe are better and have been used but they are expensive
- However a chamber full of argon does not produce stable operation and suffers breakdown at low gain:
 - High excitation energy for noble gases (11.6eV for Ar) means that UV photons emitted from atoms excited in the avalanche process have enough energy to eject photoelectrons from the cathode material
 - Photoelectrons initiate further avalanches.
 - Process becomes self-sustaining → continuous discharge.

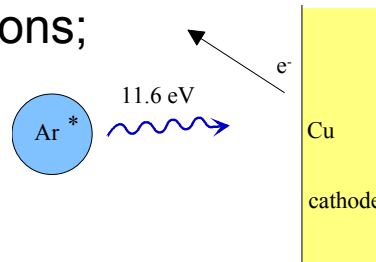
SWPC – Choice of Gas

In the avalanche process molecules of the gas can be brought to excited states.

S. Biagi, NIM A421 (1999) 234



De-excitation of noble gases only via emission of photons; e.g. 11.6 eV for Ar. This is above ionization threshold of metals; e.g. Cu 7.7 eV.



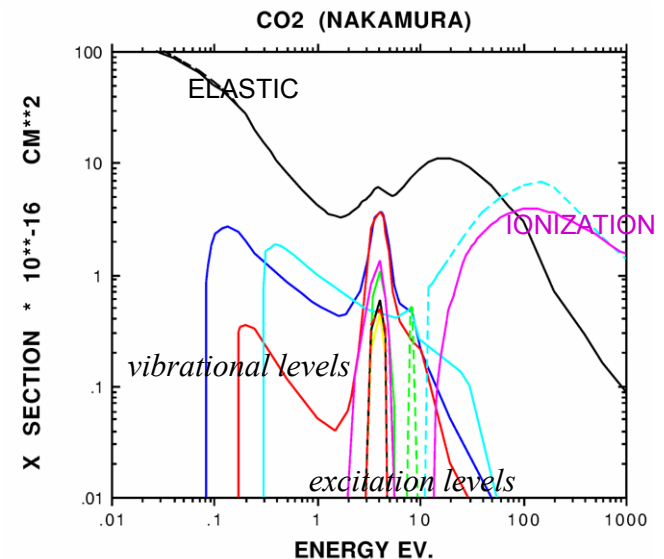
new avalanches → permanent discharges

Solution: addition of polyatomic gas as a **quencher**

Absorption of photons in a large energy range (many vibrational and rotational energy levels).

Energy dissipation by collisions or dissociation into smaller molecules.

S. Biagi, NIM A421 (1999) 234

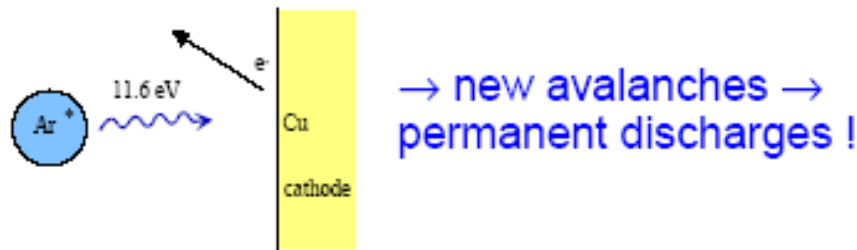


➔ per guadagni al di sopra di $10^3 \div 10^4$ scarica

Contatori proporzionali

La dis-eccitazione dei gas nobili è possibile solo emettendo fotoni (e.g. 11.6 eV per l'argon).

Questa energia è sopra soglia per la ionizzazione dei metalli (e.g. Cu 7.7 eV).

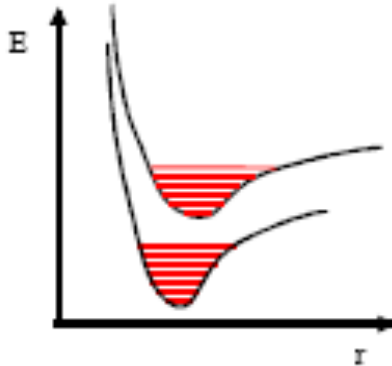


Soluzione : si aggiungono dei gas poliatomici (CH_4 , C_4H_{10} , etano, alcol ...), oppure CO_2 , BF_3 .

Queste molecole funzionano da moderatori (quencers) in quanto assorbono i fotoni irraggiati dissipando l'energia dissociandosi o con collisioni elastiche

Rivelatori di Particelle

Contatori proporzionali



I moderatori possono assorbire fotoni in un ampio range di energie, in quanto hanno molti livelli rotazionali e vibrazionali. Ad esempio il metano ha una banda di assorbimento 7.9÷11.5 eV.

→ gas usato miscuglio 90% Ar 10% CH₄

70% Ar 30% C₄H₁₀

→ guadagni fino a 10⁶

L'uso di moderatori organici comporta problemi di invecchiamento. Infatti la ricombinazione o dissociazione di molecole organiche comporta la formazione di polimeri solidi o liquidi che si accumulano sull'anodo e sul catodo.

Quando il flusso di radiazione è molto alto la velocità di produzione di ioni è maggiore di quella di assorbimento nel catodo → formazione di carica spaziale → scarica continua.

Soluzione: pulizia completa della camera o/e aggiunta di piccole quantità di gas non polimerizzante (methylal o alcol propilico). Questi alcol cambiano gli ioni molecolari al catodo in una specie non polimera attraverso un meccanismo di scambio di ioni.

Rivelatori di Particelle

Camere proporzionali (MWPC)

Una delle richieste fondamentali per i rivelatori è determinare le **traiettorie** delle particelle prodotte nell'interazione.

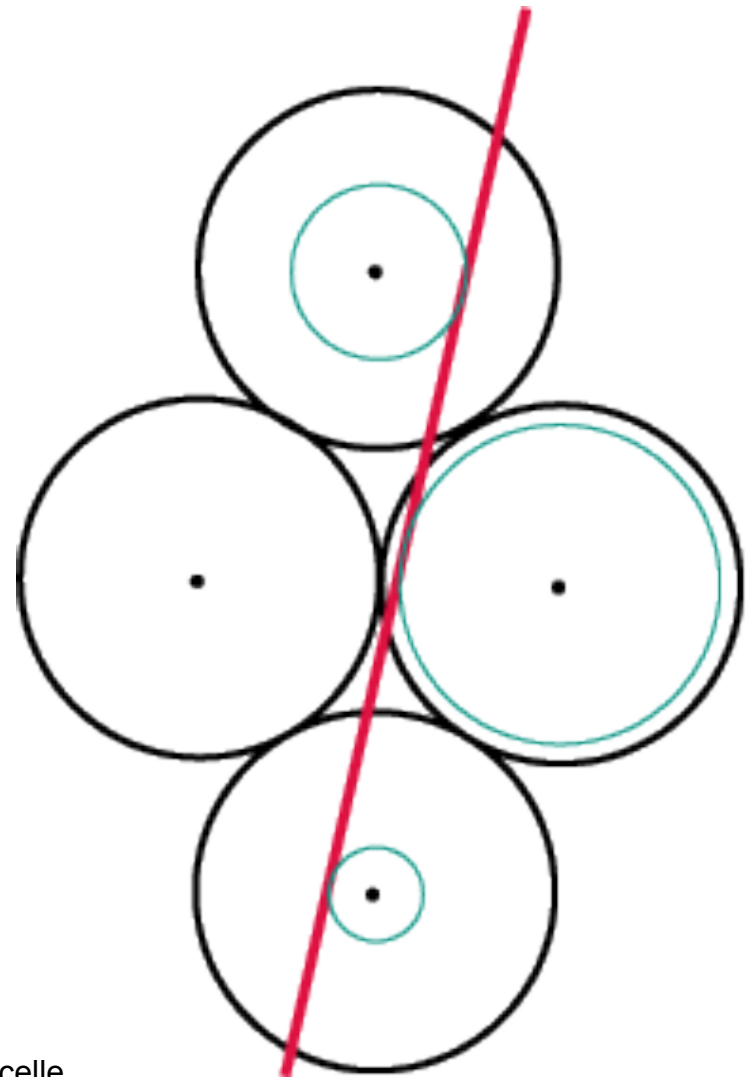
Il tubo proporzionale (o anche il tubo di larocci) può fornire una qualche informazione sulla posizione della particella, ma certamente limitata.

➔ fino al 1970 si usavano camere a scintilla, emulsioni nucleari, camere a bolle ...

Nel 1968 Charpak (**Nobel nel 1992**) dimostrò che le camere proporzionali funzionano come tanti tubi proporzionali messi vicini l'uno all'altro.

PrecisionTracking

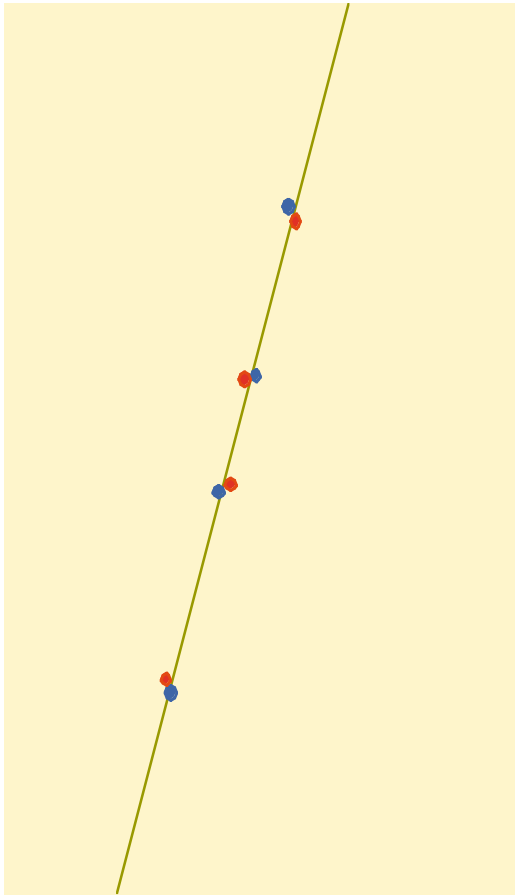
- In una camera proporzionale la risoluzione spaziale e' limitata dalla dimensione della camera, $\sigma = d/\sqrt{12}$
- Camere troppo piccole sono poco efficienti (poche coppie primarie)
- Si possono assemblare "stack" di camere, ma non risolve il problema dell'efficienza e introduce troppo materiale passivo (scattering multiplo)



Ionizzazione del gas

Interazioni coulombiane tra particelle cariche e le molecole del gas

Ionizzazione primaria: creazione di coppie elettrone-ione



GAS (STP)	Elio	Argon	Xenon	CH ₄	DME
dE/ dx (keV/ cm)	0.32	2.4	6.7	1.5	3.9
n (ion pairs/ cm)	6	25	44	16	55

Statistica della ionizzazione primaria:

Poisson:
$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n}$$

n : media
 k : numero effettivo

Massima efficienza di rivelazione: $\varepsilon = 1 - e^{-n}$

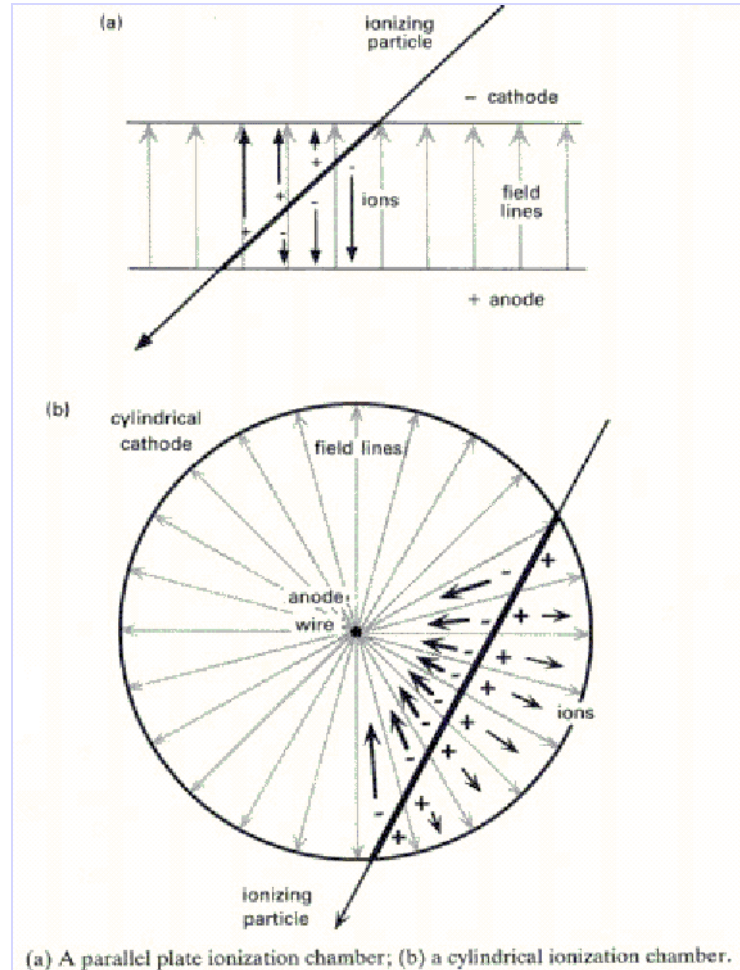
GAS (STP)	Spessore	ε (%)
Elio	1 mm	45
	2 mm	70
Argon	1 mm	91.8
	2 mm	99.3

Rivelatori di particelle

Detector Examples

- Many geometries of wires and planes have been used, e.g.
 - ALICE parallel plate chambers
 - ATLAS cylindrical

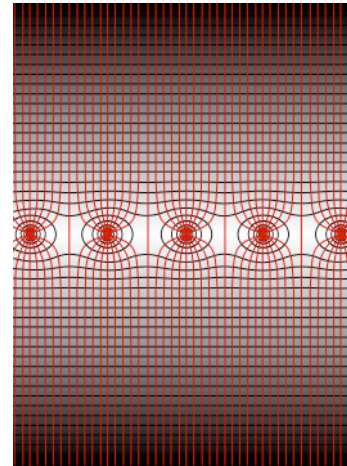
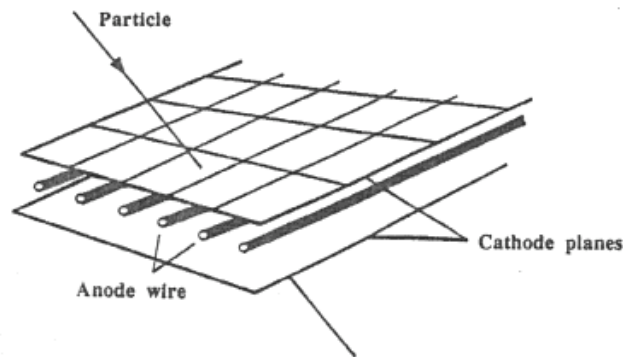
Choice of design is governed by factors such as available space, material in the active region, mechanical support, rate, cost etc.



- In general the length of anode wires is limited by their mechanical stability so that intermediate supports must be introduced.

Multiwire Proportional Chambers (MWPC)

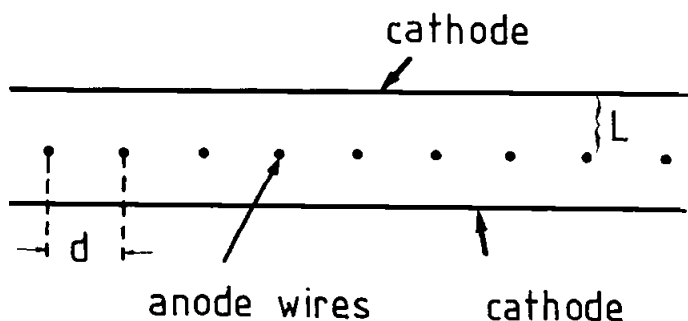
- An array of many closely spaced anode wires in the same chamber can act as independent proportional counters



- Plane of equally spaced anode wires between two cathode planes
 - Typical wire spacing 2mm, typical cathode gap width 7-8mm
 - invented by Charpak in 1968 –Nobel prize in 1992

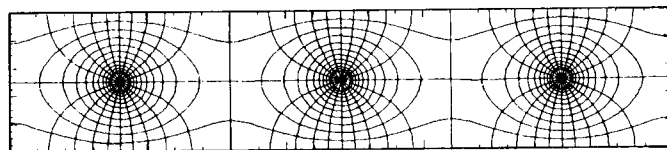
Camere proporzionali (MWPC)

La configurazione base di una camera proporzionale è:



Parametri tipici:

$L=5\text{mm}$, $d=1\div 2\text{ mm}$, $a(\text{filo})\sim 20\mu\text{m}$

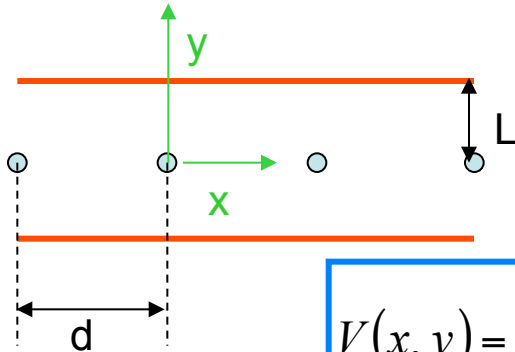


field lines and equipotentials around anode wires

Il catodo è normalmente a massa ed i fili anodici sono a tensione positiva

Camere proporzionali (MWPC)

Il campo elettrico ed il potenziale sono abbastanza complicati, ma ricavabili dall'elettrostatica.



Una forma approssimata con $V(a)=V_0$ e $V(L)=0$ essendo a il raggio dell'anodo è data da:

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon} \left\{ \frac{2\pi L}{d} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{d} + \sinh^2 \frac{\pi y}{d} \right) \right] \right\}$$

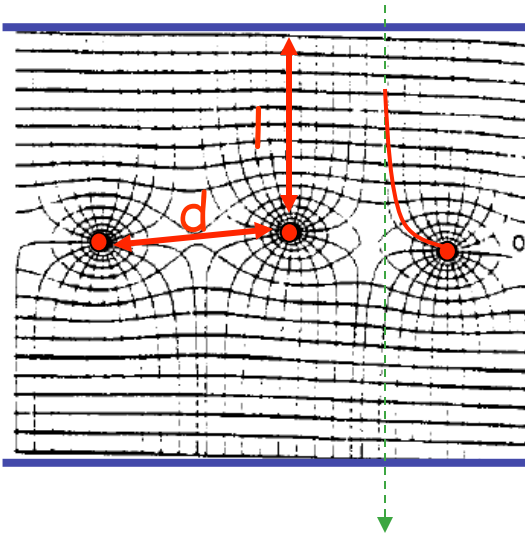
$$E(x, y) = \frac{CV_0}{2\epsilon d} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{d} \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{d} \right)^{1/2} \cdot \left(\operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{d} + \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{d} \right)^{-1/2}$$

essendo C la capacità per unità di lunghezza anodo-catodo $C = \frac{2\pi\epsilon}{\pi L/d - \ln(\pi a/d)}$

Poiché $a \ll d$ la capacità è sempre minore della capacità del condensatore piano con la stessa superficie. Se $d=2\text{mm}$, $L=8\text{mm}$ $2a=30\mu\text{m} \rightarrow C=3.56 \text{ pF/m}$.

Camere proporzionali a multifilo (MWPC)

Camera costituita da un piano di **fili anodici** (V_0) posto tra due **piani catodici**.



Nella zona lontana dai fili il campo è praticamente uniforme:

$$E = cV_0/2\varepsilon_0 d$$

e fa derivare gli elettroni.

In prossimità dei fili il campo è quello tipico di un condensatore cilindrico:

$$E = (cV_0/2\varepsilon_0) \times (1/r)$$

A causa della dipendenza inversa dalla distanza, a qualche decina di μm dal filo si innesca un processo di moltiplicazione a valanga:

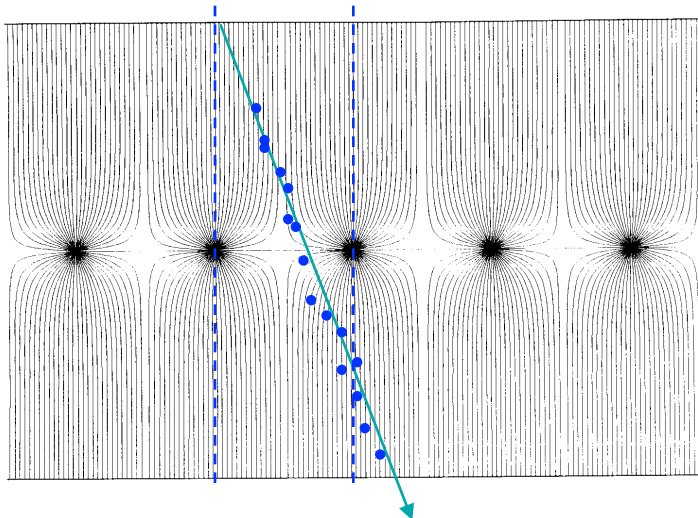
- ✓ Gli elettroni sono raccolti sul filo;
- ✓ Gli ioni iniziano a migrare verso i catodi.

Camere proporzionali (MWPC)

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon} \left\{ \frac{2\pi L}{d} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{d} + \sinh^2 \frac{\pi y}{d} \right) \right] \right\}$$

$$E(x, y) = \frac{CV_0}{2\epsilon d} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{d} \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{d} \right)^{1/2} \cdot \left(\operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{d} + \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{d} \right)^{-1/2}$$

Lungo le linee di simmetria $x=0$ e $y=0$ il campo può essere scritto come:



$$E_y = E(0, y) = \frac{CV_0}{2\epsilon d} \coth \frac{\pi y}{d}$$

$$E_x = E(x, 0) = \frac{CV_0}{2\epsilon d} \cot \frac{\pi x}{d}$$

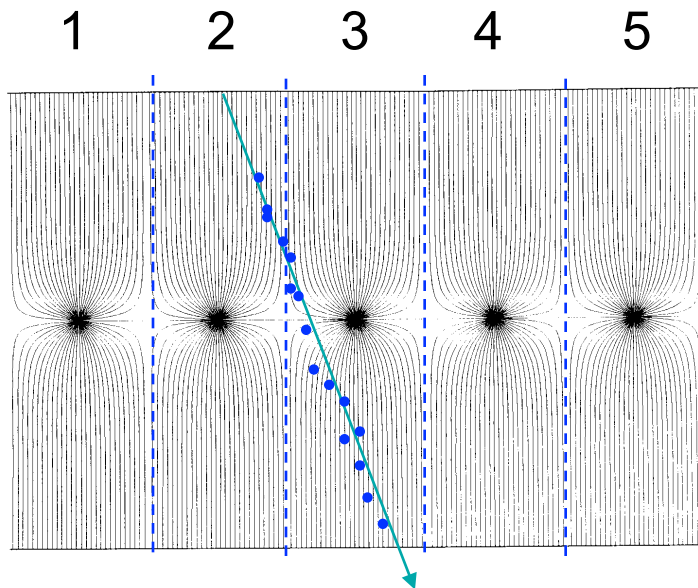
per $y \ll d$ $E(x, y) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r}$ $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$

per $y \geq d$ $E_y = \frac{CV_0}{2\epsilon} \frac{1}{d}$ $\coth \frac{\pi y}{d} \approx 1$

Camere proporzionali (MWPC)

Le linee di campo di ciascun filo si chiudono sul catodo.

Il campo E di ciascun filo e' distinto e separato da quello degli altri fili



Ogni filo crea una "camera" separata.
Le coppie generate in una camera k driftano verso il filo k .

Ciascuna camera raccoglie la frazione di carica generata in essa.

Camere proporzionali (MWPC)

Risoluzione in posizione.

Le camere proporzionali sono generalmente usate per misure di posizione. Essendo proporzionali in linea di principio è possibile anche una misura di dE/dx , ma.... code alla Landau.

La risoluzione in posizione è data da:

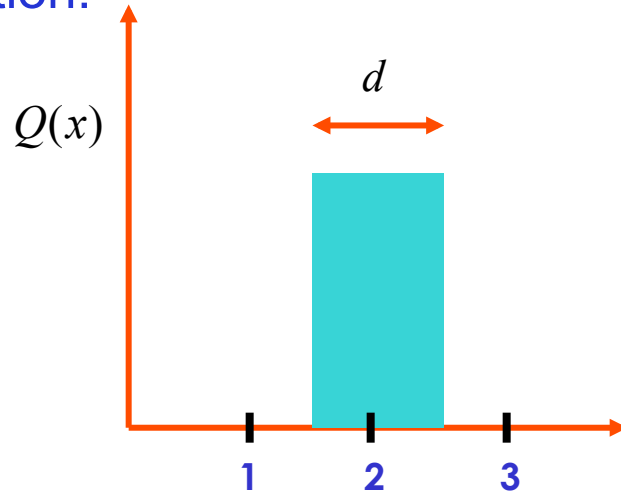
$$\sigma = d/(12)^{1/2}$$

essendo d la distanza fra gli anodi.

Per d di 1÷2 mm la risoluzione è 300÷600 μm quindi piuttosto limitata.

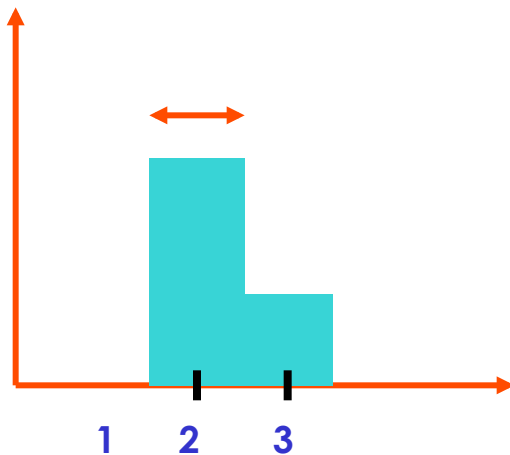
Spatial Resolution: charge sharing

Charge on a single wire/strip is the worst possible situation for the resolution:



$$\sigma^2(x) = \int Q(x) (x - \bar{x})^2 dx = d^2 / 12$$

where $Q(x)$ is charge readout in position x
(in this case a box with width equal to the pitch)



With analogue readout and charge sharing we improve the information content significantly – on the left we know that the hit was between the second and third readout electrode and closest to the 2nd, so we can make a probability function which is much more narrow (some times pitch/10).

Another way of saying it: For every point between wire/strip 2 and 3 there is a unique value of : $(Q_2 - Q_3) / (Q_2 + Q_3)$, so by measuring this quantity we can reconstruct the position.

Camere proporzionali (MWPC)

facoltativo

Teorema di Ramo e segnale sugli anodi vicini.

Una camera proporzionale è costituita da tanti anodi vicini e non schermati → sono accoppiati capacitivamente.

Ci si attende quindi che il segnale (**negativo**) dovuto al moto degli ioni sia diffuso su tutti gli anodi vicini a quello interessato → sembra impossibile una misura di posizione. Ma **Teorema di Ramo**

La corrente I_i che scorre in un particolare elettrodo i sotto l'influenza di una carica q che si muove ad x_1 con una velocità v può essere calcolata dalla:

$$I_i = -q \cdot \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}_i(x_1)}{V_i}$$

dove E_i è il campo creato mettendo l'elettrodo i alla tensione V_i ed a massa tutti gli altri in assenza della carica q .

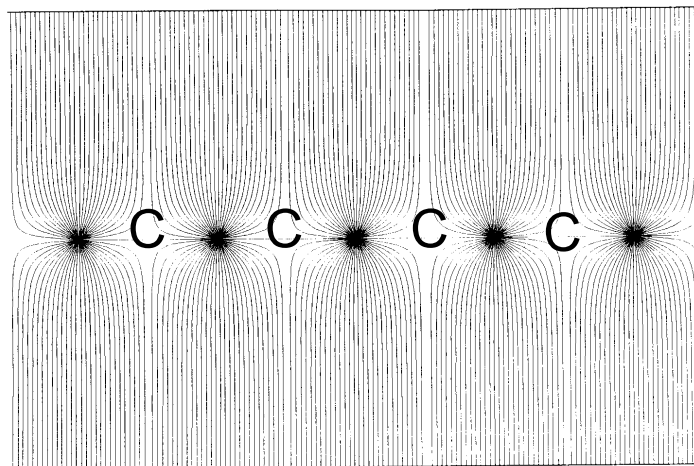
Camere proporzionali (MWPC)

facoltativo

Teorema di Ramo e segnale sugli anodi vicini.

Una camera proporzionale è costituita da tanti anodi vicini e non schermati → sono accoppiati capacitivamente.

Ci si attende quindi che il segnale (**negativo**) dovuto al moto degli ioni sia diffuso su tutti gli anodi vicini a quello interessato → sembra impossibile una misura di posizione. Ma **Teorema di Ramo**

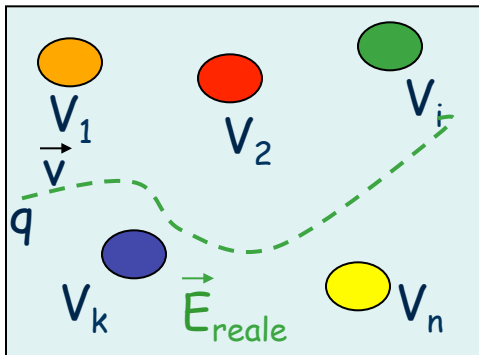


Induzione del segnale: teorema di Ramo

facoltativo

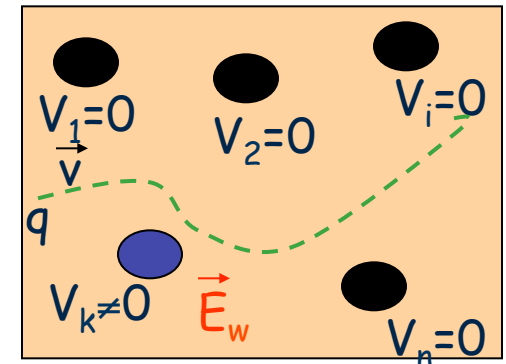
Le cariche in moto nel gas inducono una corrente sugli elettrodi che rappresenta il segnale del passaggio della particella.

Il **teorema di Ramo (1939)** permette di calcolare la **corrente indotta su un elettrodo da una carica in moto** in una qualunque configurazione di elettrodi posti a potenziale elettrico $V_1, V_2, \dots V_n$.



Si introduce il “**weighting field**” \vec{E}_w ottenuto ponendo:

$$V_{i \neq k} = 0$$
$$V_k \neq 0 (=1 \text{ V})$$



Il teorema di Ramo afferma che la **corrente indotta dalla carica q sull'elettrodo k e'**:

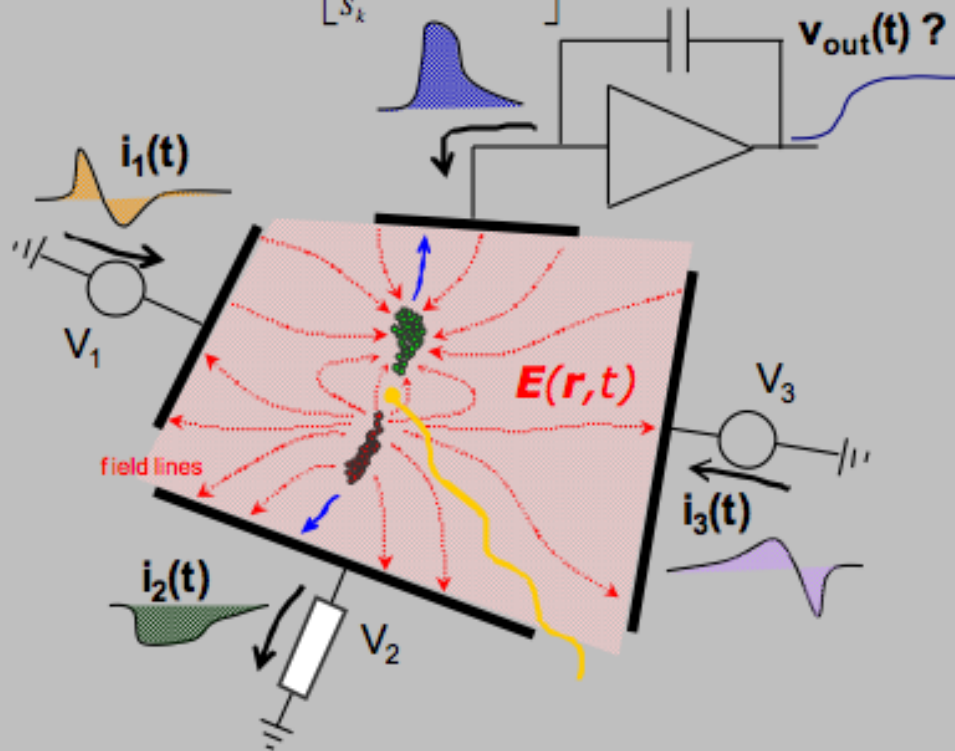
$$I_k = -q \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}}{V_k}$$

Rivelatori di Particelle

The problem of signal formation

facoltativo

$$i_k(t) = \frac{d}{dt} \left[\oint_{S_k} \epsilon E(r,t) \cdot dS \right] = ?$$



Concept of induced current on electrode k:
rate of change of electrostatic flux on the electrode surface (not the collection of charge by the electrode!!!)

• requires to compute the **total field** $E(x,y,z,t)$ (due to bias voltages, fixed space charge and moving charges) **at every time instant**, the integral of the flux on the electrode surface, etc.

Understanding signal formation is a crucial to optimize measurement quality of time, energy, position, shape,....

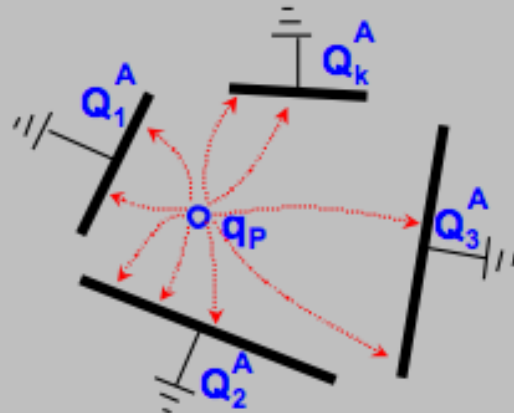
- collection time, amplitude, shape depend on type and point of interaction
- detector topology and readout must be jointly optimized for the desired observables
- "tomographic" view of the event, i.e. exploitation of signals on all electrodes'

Goal: the induced current on a given electrode as a function of the instantaneous position of the moving charges within the device

Ramo's Theorem - I

✓ Green's reciprocity theorem

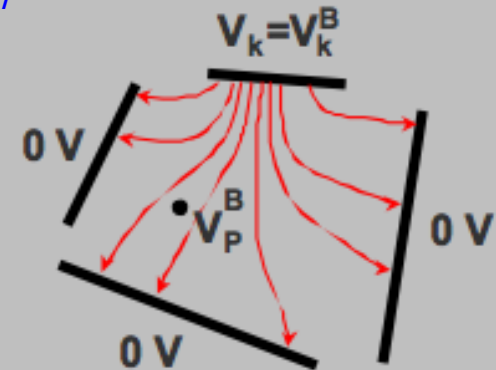
Click here for more on Green's reciprocity theorem: [CLICKME](http://physicspages.com/2012/04/02/greens-reciprocity-theorem/) **facoltativo**
link to: <http://physicspages.com/2012/04/02/greens-reciprocity-theorem/>



q_p present, $V_k^A = 0$
(all electrodes grounded)

A, B are two possible sets
of {charges, potentials}
of the system of conductors

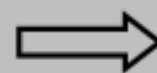
$$\sum_i Q_i^A V_i^B = \sum_i Q_i^B V_i^A$$



q_p removed, $V_k = V_k^B$
(other electrodes grounded)

✓ Charge induced by q_p

by reciprocity: $q_p V_P^B + Q_k^A V_k^B = 0$



$$Q_k^A = -q_p \frac{V_P^B}{V_k^B} = -q_p \tilde{V}_w$$

potential at P due to
electrode k at 1 V

charge induced by q_p
on electrode k

Ramo's Theorem - II

✓ **Current induced on electrode k by the motion of charge q :** facoltativo

By reciprocity:

$$Q_k = -q_P \tilde{V}_w \longrightarrow i_k(t) = \frac{dQ_k}{dt} = -\frac{d(q_P \tilde{V}_w)}{dt} = -q_P \frac{d\tilde{V}_w}{dt} \cdot \frac{d\vec{l}}{d\vec{l}} = -q_P \frac{d\tilde{V}_w}{d\vec{l}} \cdot \frac{d\vec{l}}{dt}$$

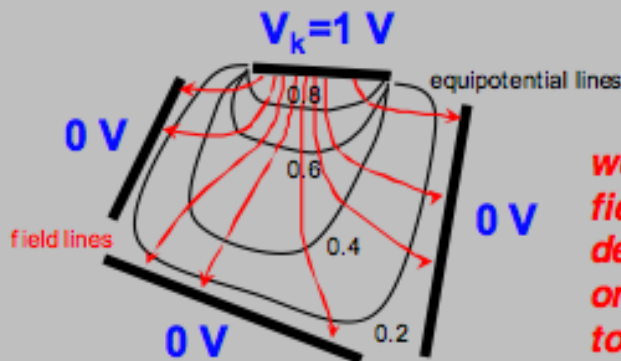
$$i_k(t) = q_P \tilde{E}_w \cdot v(x(t), y(t), z(t))$$

weighting field:

$$\tilde{E}_w = -\text{grad } \tilde{V}_w$$

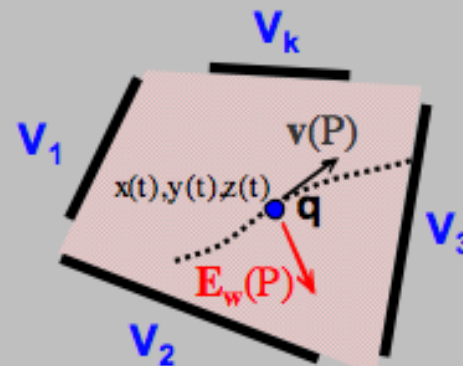
true carrier velocity:

$$v = \mu E(x(t), y(t), z(t)) \quad (\text{here charge transport by drift is assumed})$$



weighting field/potential depends only on device topology (Laplace eq.)

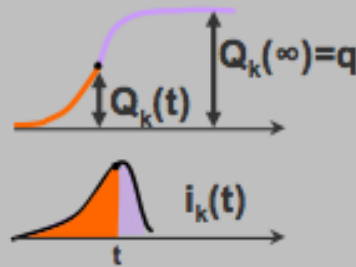
($V_k=1 \text{ V}$, all others grounded)



carrier trajectory computed in the true electric field (i.e. with bias voltages, fixed space charge, etc.)

Ramo's Theorem - III

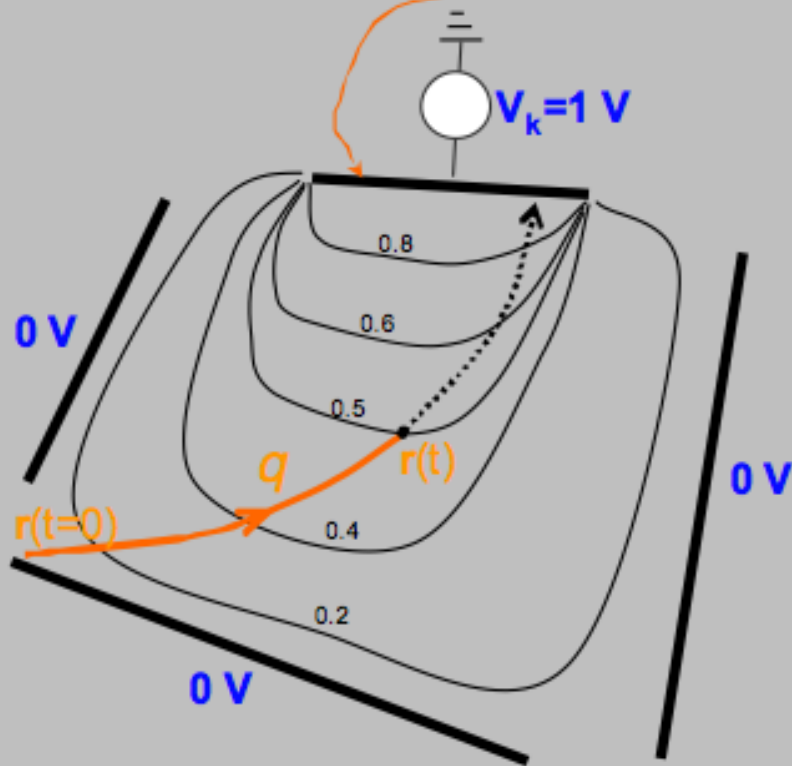
the **induced charge** can be computed directly on the **weighting potential map** (depends only on moving charge and topology of device)



facoltativo

$$Q(t) = \int_0^t i(\tau) d\tau =$$

$$q \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{E}_w \cdot d\vec{l} = -q [V_w(\vec{r}) - V_w(\vec{r}_0)]$$



Limitations of Ramo's theorem

- assume **instantaneous field propagation** (i.e. transit time of charges longer than propagation of the field across the volume)

- q non-relativistic (but electron saturation velocity @RT in Si $\sim c/3000$)
- electrode voltages must not vary too fast

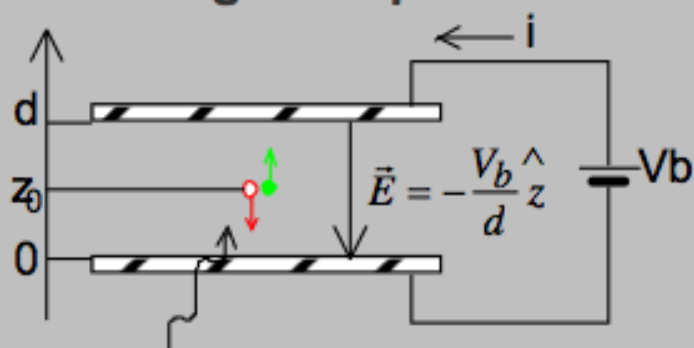
Generalizations

- multiple moving charges
- non-uniform or non-isotropic dielectric constant
- other transport modalities (thermal broadening, ballistic motion, etc.) driven by continuity equation

Signal Formation and Ramo's theorem - I

✓ *Induced current (charge) in planar electrode geometry*
 facoltativo

Single e-h pair

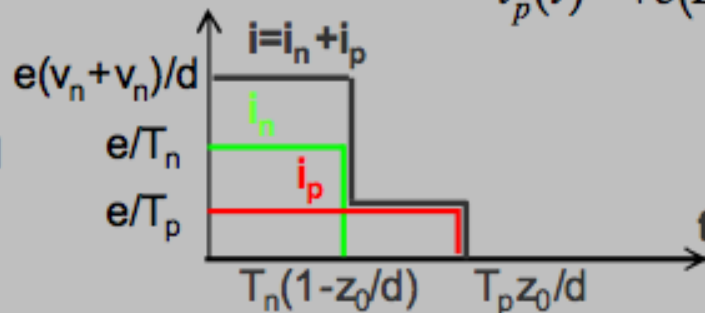


$$\mathbf{E}_w = -\frac{1}{d} \hat{z} \quad \text{weighting field}$$

$$i_n(t) = -e(-E_w v_n) = e \frac{v_n}{d} = e \frac{1}{T_n} \quad 0 \leq t \leq T_n(1 - z_0/d)$$

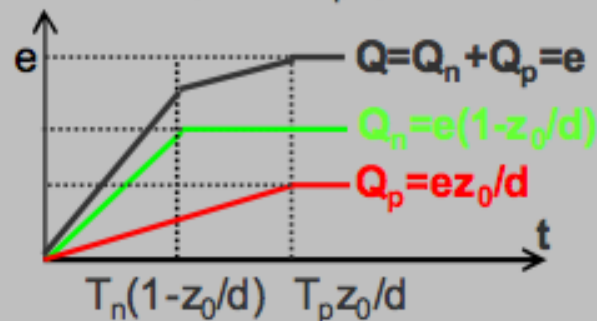
$$i_p(t) = +e(E_w v_p) = e \frac{v_p}{d} = e \frac{1}{T_p} \quad 0 \leq t \leq T_p \frac{z_0}{d}$$

induced
current
 $i(t)$



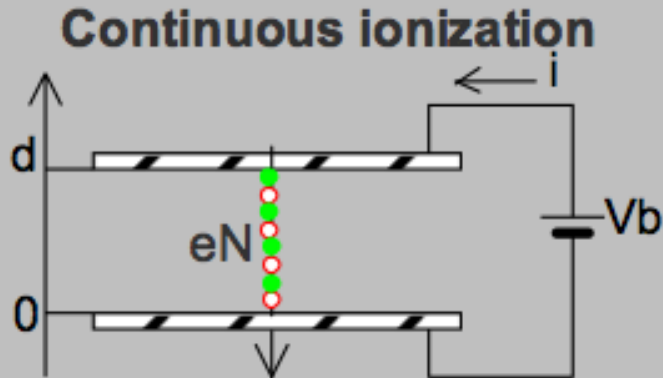
induced
charge

$$Q(t) = \int i(t) dt$$



Signal Formation and Ramo's theorem - III

✓ Induced current (charge) in planar electrode geometry facoltativo



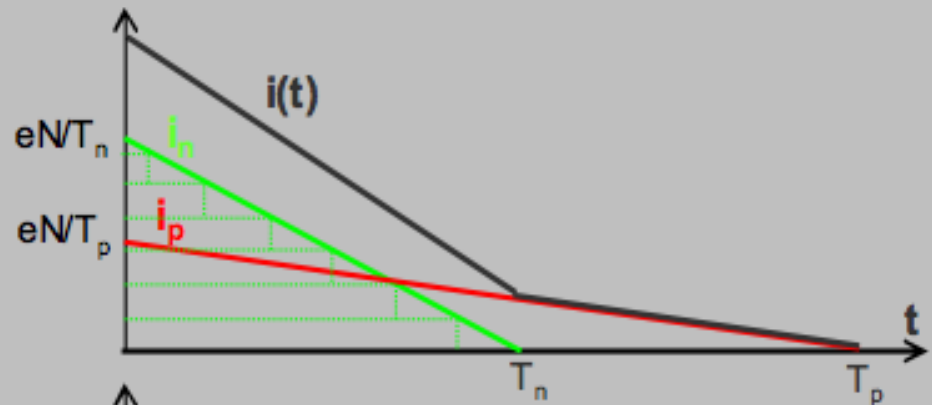
$$E_w = -\frac{1}{d}k \quad \text{weighting field}$$

$$i_n(t) = eN \frac{v_n}{d} (1 - t/T_n) = \frac{eN}{T_n} (1 - t/T_n) \quad 0 \leq t \leq T_n$$

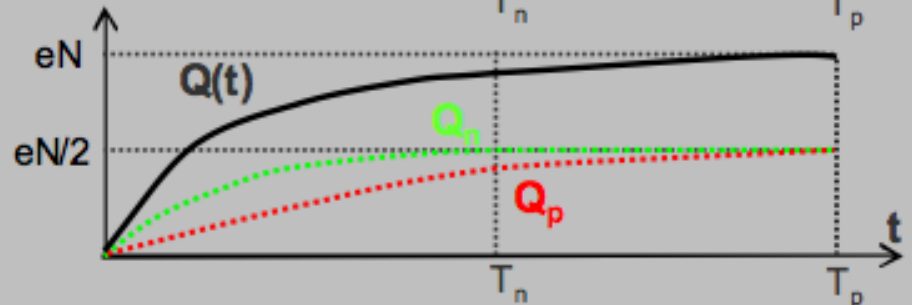
$$i_p(t) = eN \frac{v_p}{d} (1 - t/T_p) = \frac{eN}{T_p} (1 - t/T_p) \quad 0 \leq t \leq T_p$$

The theorem applies to current induced by the drifting charges in dx at a given depth

induced current



induced charge



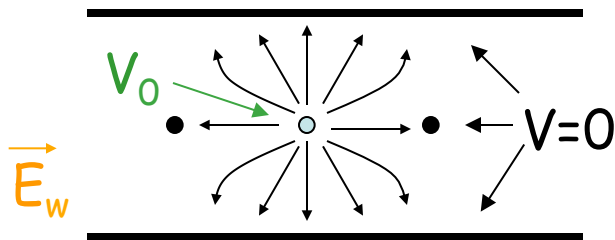
Forma del segnale

Gli elettroni vengono raccolti in pochi ns.

facoltativo $E = \frac{\lambda V_0}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r}$

E' la **deriva degli ioni**, molto piu' lenti, ad **indurre la parte principale del segnale**. Usiamo il teorema di **Ramo**:

λ e' la capacita' per unita' di lunghezza



$$\vec{E}_{reale} = \vec{E}_w = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \quad \vec{v} = \mu \vec{E}$$

$$I = -q \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}}{V_0} = -\frac{q\mu}{V_0} \frac{\lambda^2}{(2\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{1}{r^2} \right)$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\mu\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \rightarrow r = \sqrt{a^2 + \frac{\mu\lambda t}{\pi\epsilon_0}}$$

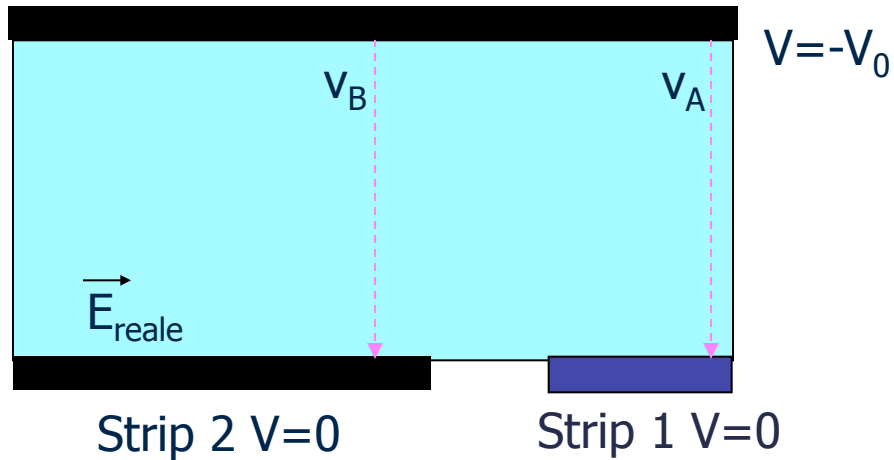
$$I = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{t_0 + t}$$

NB: $V_0 = 1 \text{ V}$

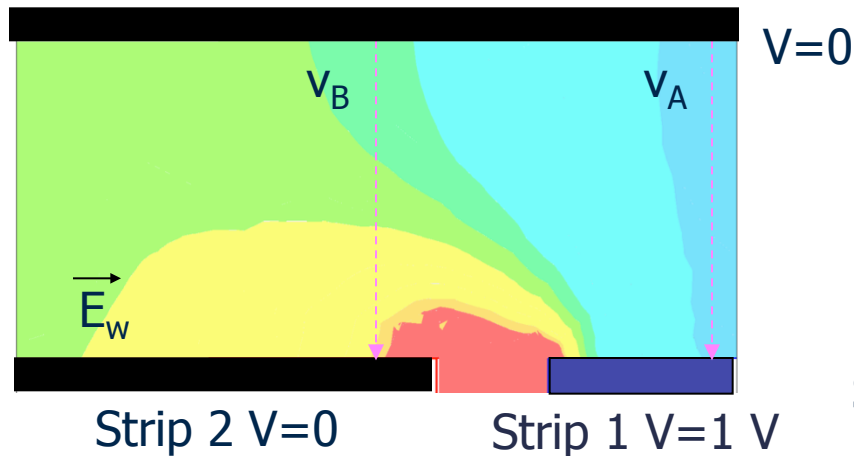
Un' interessante conseguenza e' il noto fenomeno per cui il segnale indotto sul **filo vicino a quello su cui si sviluppa la valanga** **ha segno opposto**.

Esempio: carica in campo uniforme

Prendiamo una carica in moto in un rivelatore piano con lettura a strip. **facoltativo**

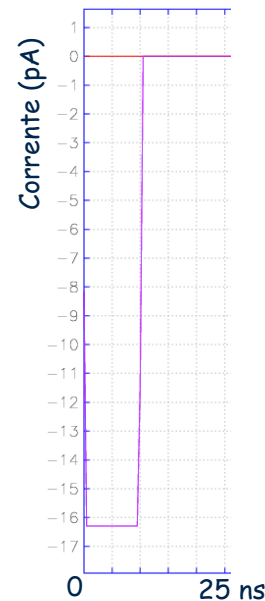


Introduciamo il “weighting field”

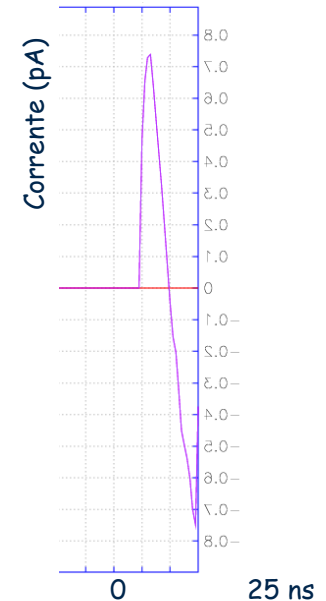


Calcoliamo il segnale indotto sulla strip 1 da un elettrone con velocità v_A o v_B .

$$I_k = -q \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}_w}{V_k}$$



Segnale indotto sulla strip 1 nel **caso A**

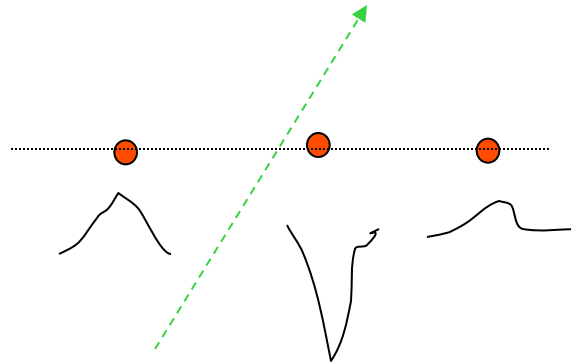


Segnale indotto sulla strip 1 nel **caso B**

Camere proporzionali (MWPC)

facoltativo

Per il teorema di Ramo E_i ha direzione opposta per gli anodi vicini rispetto a quello considerato → il segnale sugli anodi vicini è **positivo** e, in gran parte, compensa il segnale **negativo** dovuto all'accoppiamento capacitivo.

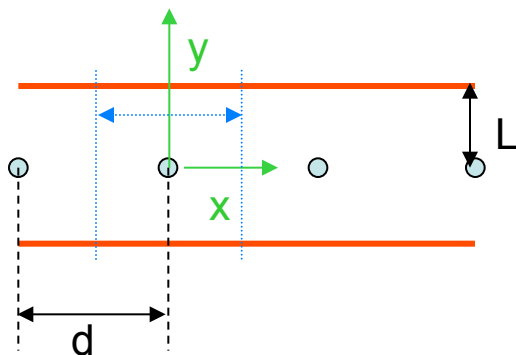


Il segnale sugli anodi vicini è piccolo e di segno opposto

Camere proporzionali (MWPC)

Scelta dei parametri geometrici.

Se usiamo una camera proporzionale quale misura di posizione ovviamente più vicini sono i fili anodici e maggiore sarà la risoluzione spaziale.



$$\sigma_x = d/(12)^{1/2}$$

risoluzione

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\pi L/d - \ln(\pi a/d)}$$

Capacità per unità di lunghezza

$$M \approx ke^{CV_0}$$

guadagno

valido per $V_0 \gg$ del voltaggio di soglia per creare una valanga V_T

Per uno spessore del filo costante, se vogliamo mantenere fisso il **guadagno** dobbiamo mantenere costante la carica per unità di lunghezza (CV_0), cioè aumentare V_0 se diminuiamo d (e quindi C) → **rischio di cattivo funzionamento al di sopra di un certo valore.**

Camere proporzionali (MWPC)

L (mm)	2a (μm)	d(mm)			
		1	2	3	5
8	10	1.94	3.33	4.30	5.51
	20	2.00	3.47	4.55	5.92
	30	2.02	3.56	4.70	6.19
4	10	3.47	5.33	6.36	7.34
	20	3.63	5.71	6.91	8.10
	30	3.73	5.96	7.28	8.58

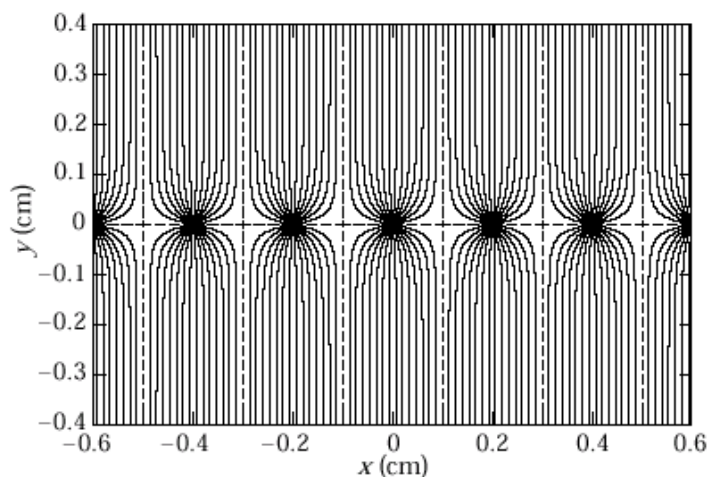
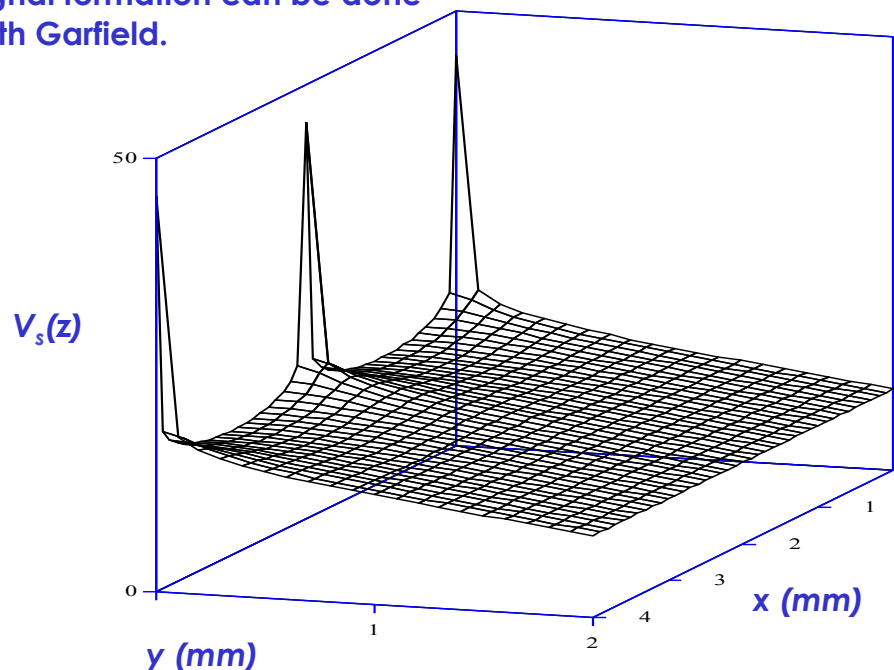
Capacità per unità di lunghezza (pF/m) per diverse geometrie di camere proporzionali piane.

L = Distanza filo anodico catodo; a = raggio del filo anodico; d = distanza fra i fili anodici

MWPC

- Le camere a filo danno direttamente la coordinata nel piano \perp al filo.
- Non c'e' informazione sulla posizione LUNGO il filo anodico.
- La seconda coordinata puo' essere ottenuta con:
 - divisione resistiva sul filo
 - strip catodiche
 - Piu' piani di fili ortogonali
 - Misure di tempo di arrivo del segnale alle estremita' del filo

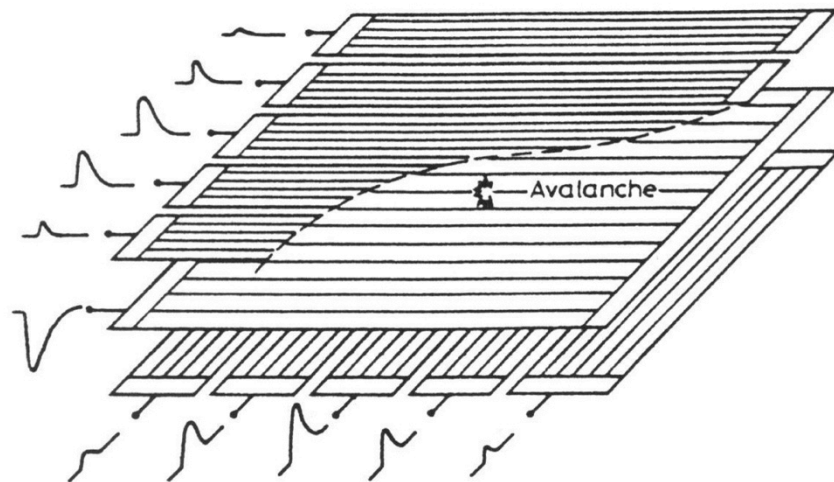
Advanced calculations of electric field, drift, diffusion and signal formation can be done with Garfield.



Two dimensional readout can be obtained by; crossed wires, charge division with resistive wires, measurement of timing differences or segmented cathode planes with analogue readout

Resolution given by (binary readout) : $\sigma = d / \sqrt{12}$

Analogue readout and charge sharing can improve this significantly when the left/right signal size provide more information about the hit position.

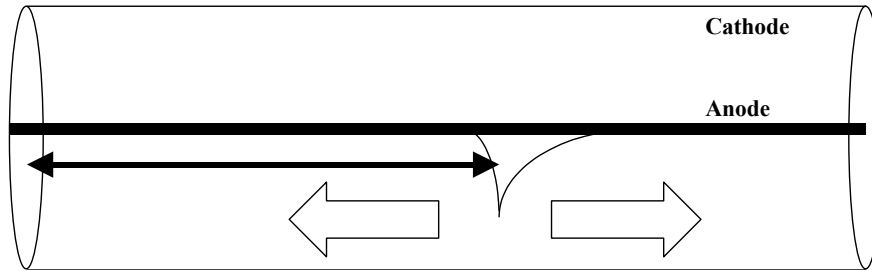


$$y = \frac{\sum (Q_i - b) y_i}{\sum (Q_i - b)} ,$$

Two Dimensional Readout: Use of Timing

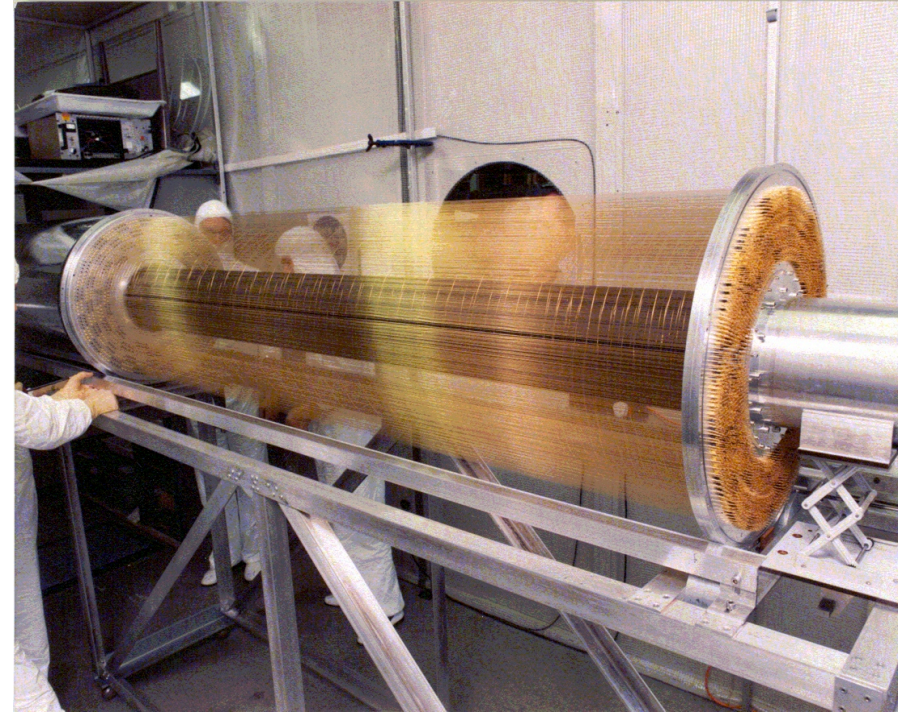
- Example: ALEPH Inner Tracking Chamber

Distance can be estimated by measuring the time difference



The speed of transmission along the wire is close to c

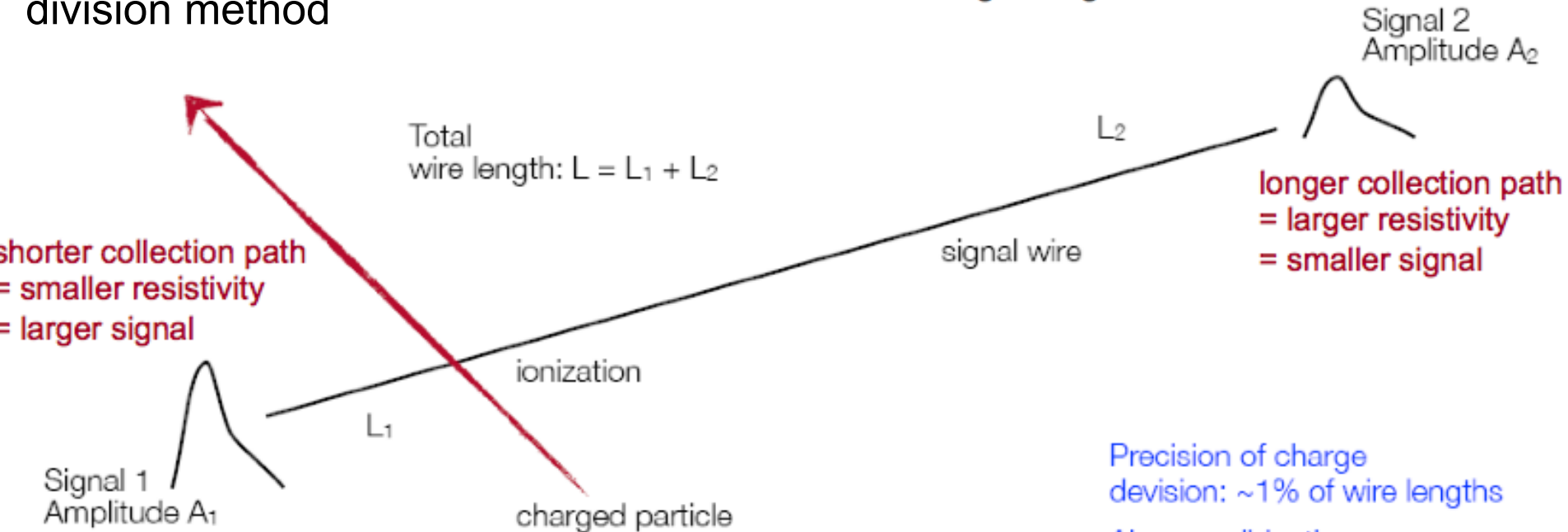
Note that $c \approx 1\text{ns/m}$, so cm precision requires 50ps timing resolution



- 960 anode wires 2m long with 6 cathode wires per anode forming a hexagonal cell
- Ar/CO₂ (80%/20%) gas mixture at atmospheric pressure
- Drift coordinate precision about 200 μm , **2nd coordinate 5cm**

Principle of charge division method

: measure the coordinate along the signal wire



Precision of charge
devision: ~1% of wire lengths
Also possible: time
measurement on both ends

Determination
of L_1 , L_2 :

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{L_2}{L_1}$$

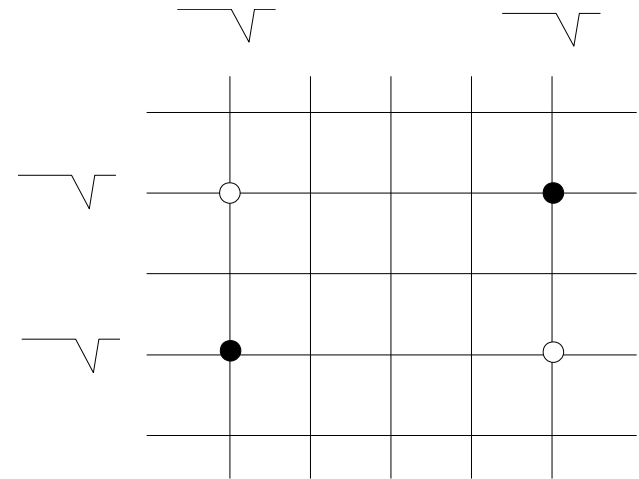
$$L_2 = \frac{A_1}{A_1 + A_2} \cdot L \quad L_1 = \frac{A_2}{A_1 + A_2} \cdot L$$

Camere proporzionali (MWPC)

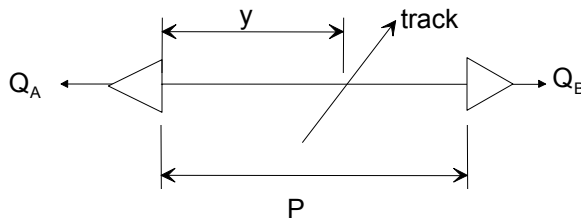
Lettura della seconda coordinata.

Più di un piano anodico, cioè due MWPC ortogonali. Segnali spuri: più di un filo colpito (dovuti a canali rumorosi, altre particelle, es δ) → Problemi con il pattern recognition.

Se solo 2 piani limitata a basse molteplicità. Piani stereo (x,u,v) per eliminare i segnali spuri: i piani catodici e/o anodici sono ruotati di un angolo stereo



- Divisione di carica Fili resistivi (Carbon, 2kΩ/m).



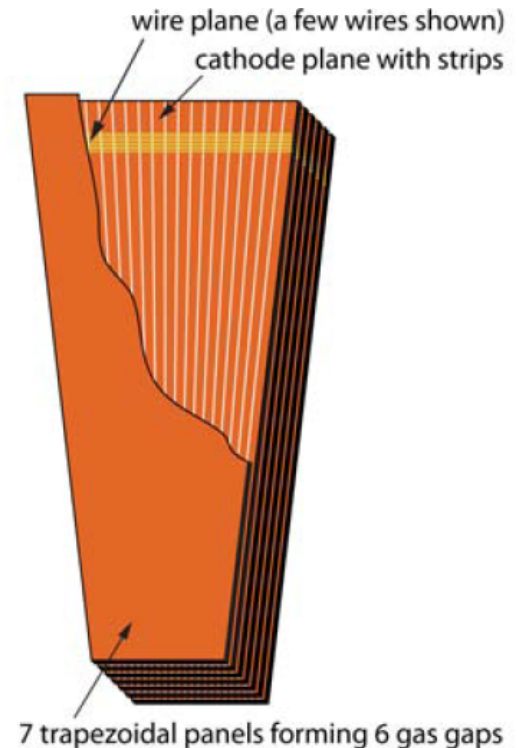
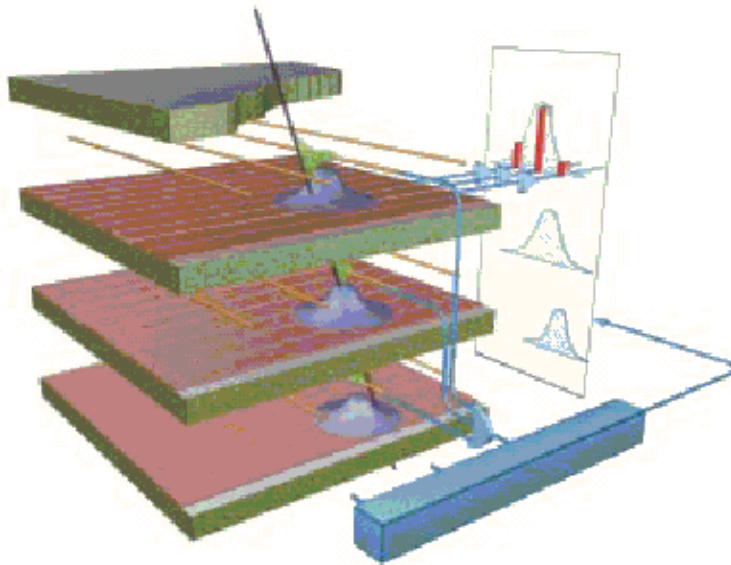
$$\frac{y}{P} = \frac{Q_B}{Q_A + Q_B} \quad \sigma\left(\frac{y}{P}\right) \text{ up to } 0.4\%$$

Two Dimensional Readout: Cathode Strips

- So far we have talked only about reading out from the anode but a signal is also induced in the cathode. Signals can be detected in several strips of a segmented cathode and the position deduced by interpolation of the signal on several strips.

CMS Cathode Strip Chambers (Muon endcaps)

Principle of Operation



Camere proporzionali (MWPC)

■ Strip Catodiche

Divido il catodo in strisce sottili (ortogonali) al filo. La presenza di una carica q vicinissima ad un certo anodo induce una distribuzione di carica σ sul catodo. (Si calcola col metodo delle cariche immagine $-q$ simmetrica a q , creo un dipolo e ricavo σ integrando). La risoluzione spaziale che si ottiene e':

$$\sigma(y) = \frac{-q}{4L} \operatorname{sech} \frac{\pi y}{2L}$$

Tipicamente e' dell'ordine del mm

essendo y la distanza lungo l'anodo, catodo ortogonale all'anodo ed L separazione anodo-catodo.

Se il catodo è diviso in strisce si calcola y dal centro di gravità.

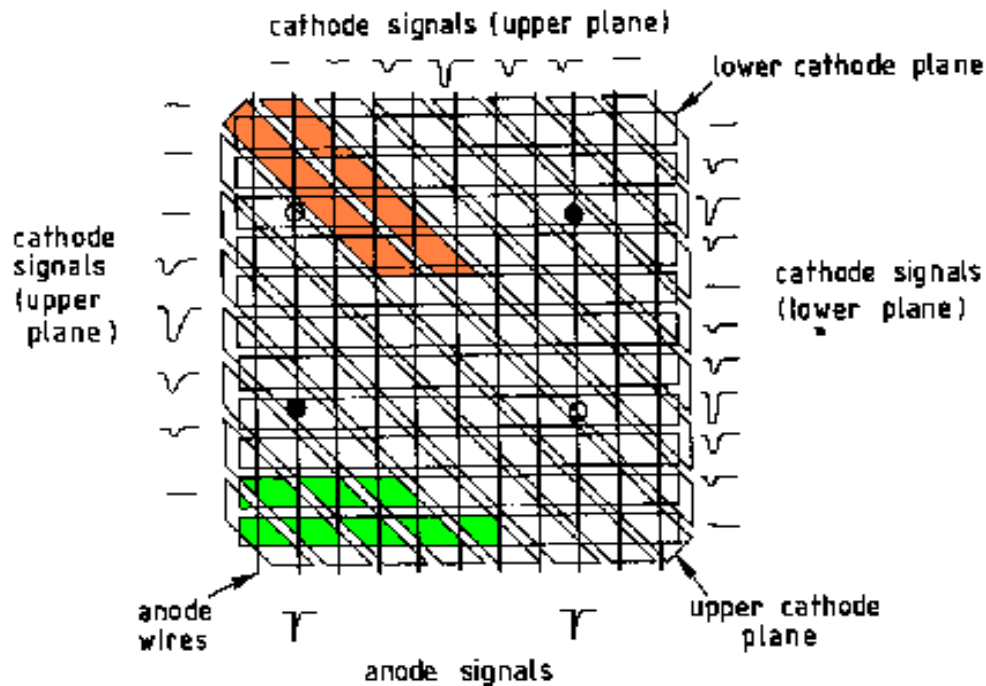
$$y = \frac{\sum q_i y_i}{\sum q_i}$$

Tipicamente e' dell'ordine delle centinaia di micron

Camere proporzionali (MWPC)

- 1 piano di fili
+ 2 piani catodici
segmentati

Analog readout of
cathode planes.
→ $\sigma \approx 100 \mu\text{m}$



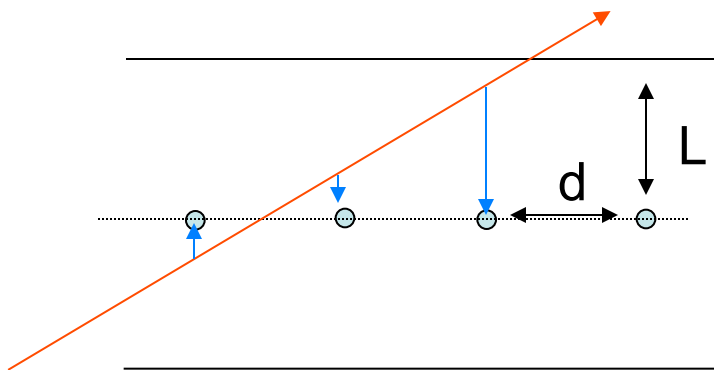
Le strip catodiche diagonali permettono di eliminare l'ambiguità degli hit. L'ambiguità è dovuta al fatto che il punto di passaggio P va determinato a partire dai segnali di fili indipendenti che devono essere combinati.

Camere proporzionali (MWPC)

Clusters.

Più di un filo può essere colpito perché:

- i. la traccia può attraversare la camera ad un angolo
- ii. la presenza di raggi δ energetici può confondere la situazione.



Siccome la distanza delle coppie elettroni-ioni dagli anodi è diversa i segnali sui fili colpiti saranno distanziati in tempo a seconda del tempo di deriva degli elettroni.

Il segnale che vogliamo tenere è quello che arriva prima.

Camere proporzionali (MWPC)

Per abolire i segnali ritardati in modo da limitarci a segnali da solo 1 o 2 fili (dipende dall'angolo della traccia e dalla sua posizione) si può:

- **Aggiustare il gate dell'elettronica di lettura in modo da tenere solo i segnali più rapidi.** (In una camera tipica con $L=8\text{mm}$ e $d=2\text{mm}$ il tempo minimo del gate che permette di mantenere una buona efficienza della camera è $\sim 30\text{ns}$.)
- **Aggiungere dei gas elettronegativi.** Elettroni prodotti più lontani si ricombinano più facilmente → non arrivano abbastanza vicino all'anodo per produrre una moltiplicazione a valanga → **si limita il numero dei fili colpiti.**

Camere proporzionali (MWPC)

Efficienza delle MWPC.

L'efficienza intrinseca di una MWPC dipende dal numero delle coppie ione-elettrone prodotte e raccolte. → dipende dal dE/dx del gas, dalla larghezza della gap L , dalla pressione del gas, dalla quantità di atomi elettronegativi, dall'alta tensione applicata, dalla soglia del discriminatore, dalla larghezza del gate, da quanto si differenzia il segnale

Nell'ipotesi che la camera sia stata progettata correttamente per quanto riguarda la scelta del gas e la larghezza della gap, ciò che determina l'efficienza è l'alta tensione e l'elettronica di front-end (amplificatore e discriminatore).

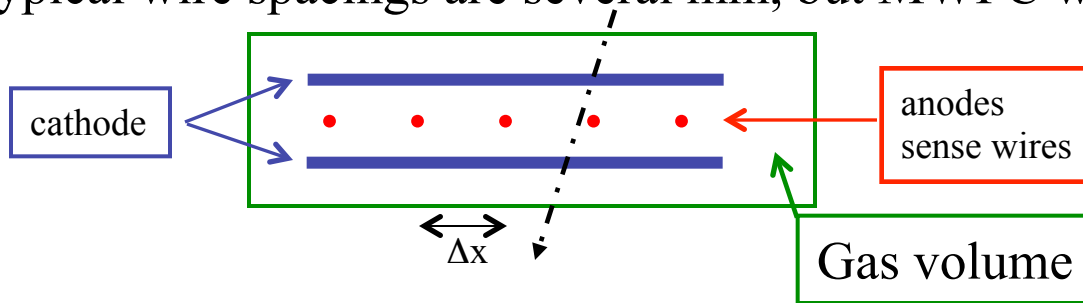
Tipicamente le camere hanno un'efficienza $\sim 99\%$, con la giusta alta tensione (in plateau) e una soglia non troppo alta.

Multiwire Proportional Chamber (MWPC)

The spatial resolution (σ) of an MWPC is determined by the sense wire spacing (Δx) if there is charge sharing:

$$\sigma = \frac{\Delta x}{\sqrt{12}}$$

Typical wire spacings are several mm, but MWPC with 1mm spacing have been built.



Advantages of MWPC:

- can cover large area
 - systems with thousands of wires
 - planar or cylindrical geometry
- can get pulse height info
 - dE/dx
 - position info along wire using charge division
- easy to get a position measurement (digital)
- can handle high rates
- works in magnetic field
- ease of construction

Disadvantages of MWPC:

- poor spatial resolution* it may be improved by charge sharing down to $d/10$
- elaborate electronics
- need low noise premps
- miniaturization of electronics
- elaborate gas system
- must understand electrostatics
- forces on wires

Regime saturato

Regione di amplificazione saturata.

Se si aggiungono piccole quantità di elementi elettronegativi quali freon (CF_3Br) si possono raggiungere guadagni fino a 10^7 prima della scarica. (Salendo un po' con la tensione).

Questo comportamento fu osservato per la prima volta da Charpak e collaboratori utilizzando il cosiddetto **gas magico** argon-isobutano-freon nelle proporzioni **70:29.6:0.4**.

Il vantaggio di operare le camere in regime saturato consiste nella semplificazione dell'elettronica di lettura in quanto abbiamo un segnale più alto ed un range dinamico più basso → ad esempio spesso non serve un amplificatore.

D'altra parte in regime saturato si perde la proporzionalità con la carica rilasciata e quindi la possibilità di una misura di dE/dx .



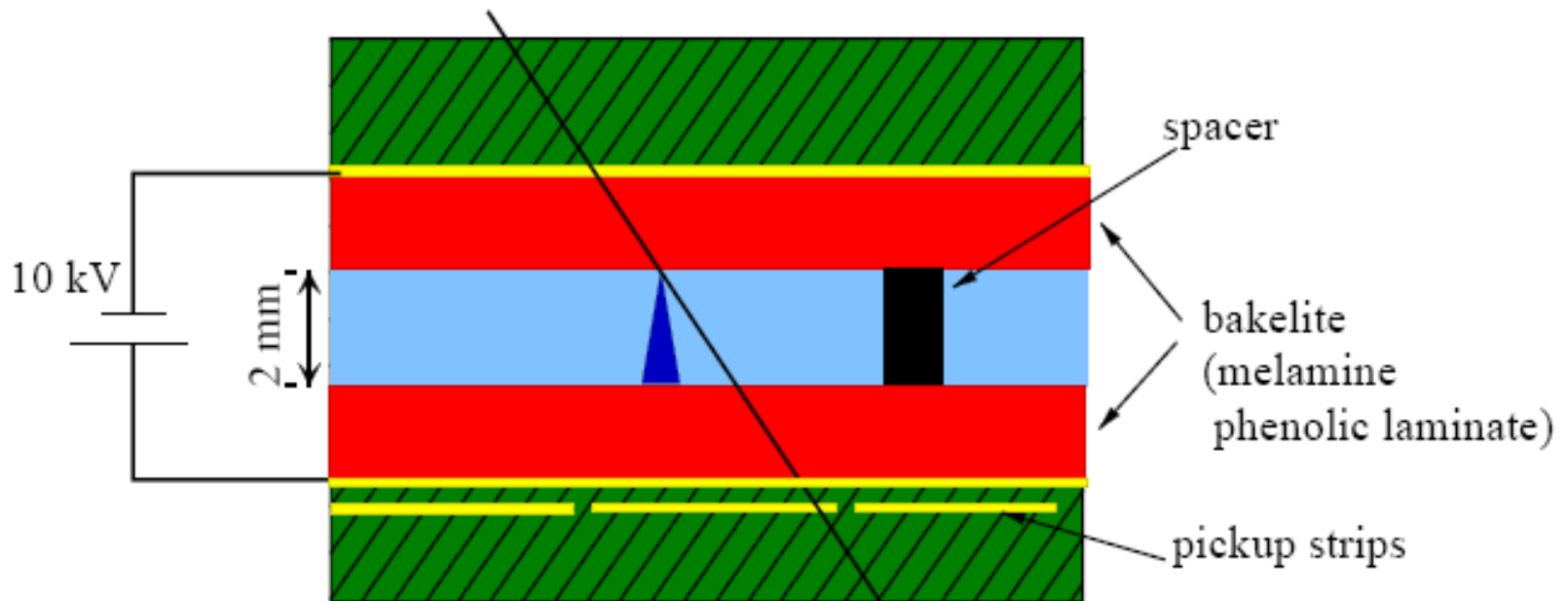
Camere operate in regime saturato sono utilizzate solo per misure di posizione.

Resistive Plate Chambers (RPC' s)

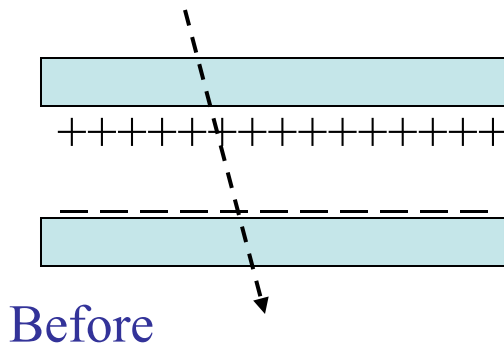
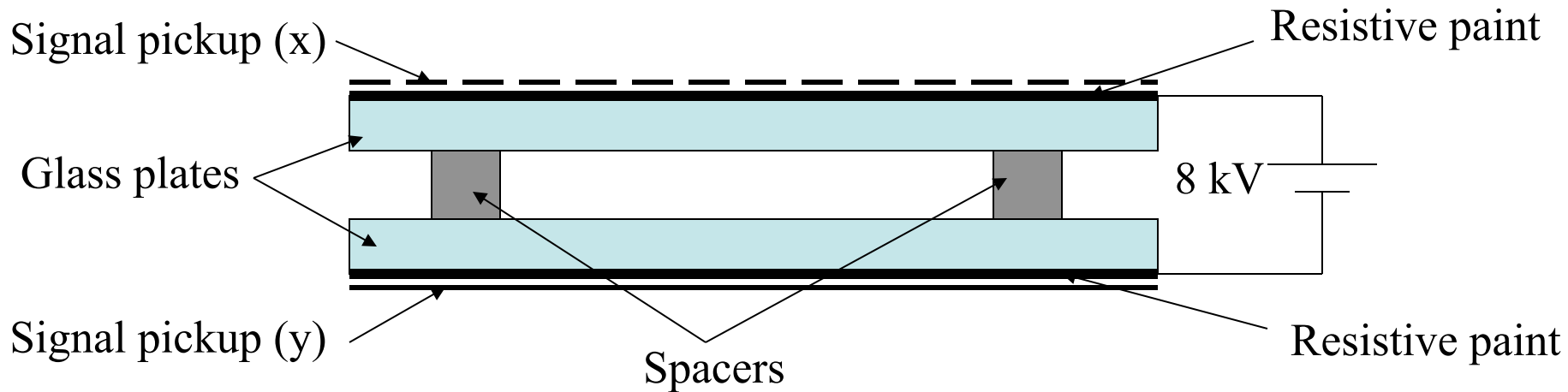
➤ Principle of operation

- Very high electric field (few kV/mm) induces avalanches or streamers in the gap
- High resistivity material localizes the avalanche
- Signal is induced on the readout electrodes

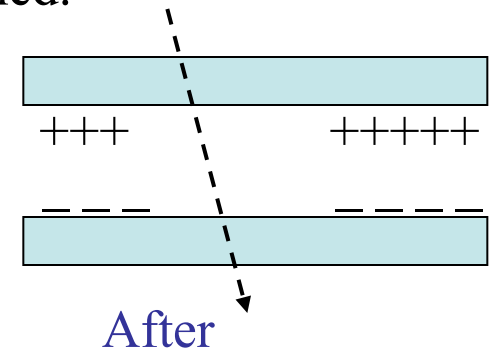
Typical gas: $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$, $(\text{C}_2\text{F}_5\text{H})$ + few % isobutane



RPC Principles of Operation



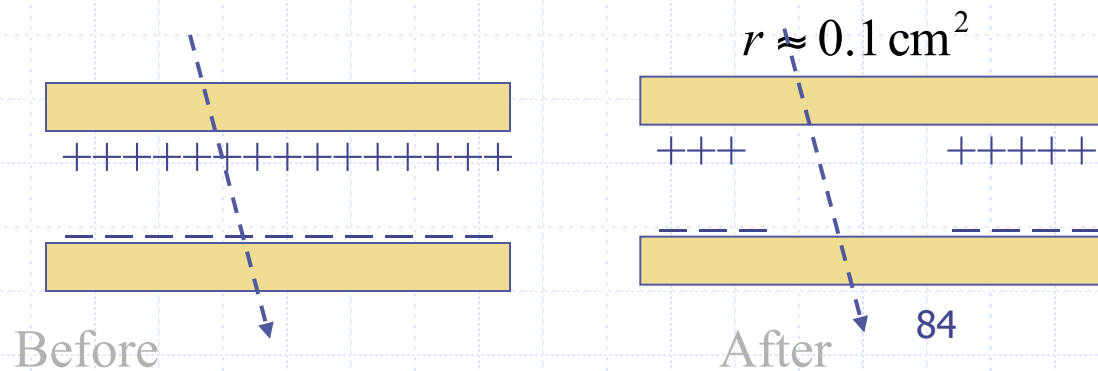
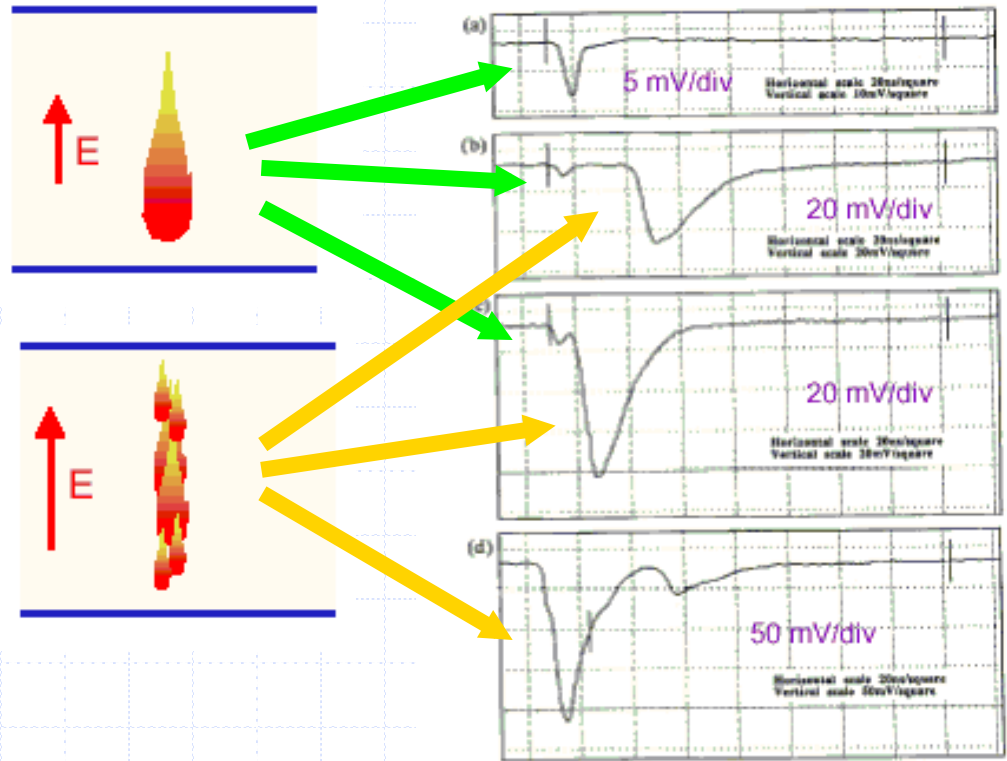
A passing charged particle induces an avalanche, which develops into a spark. The discharge is quenched when all of the locally ($r \approx 0.1 \text{ cm}^2$) available charge is consumed.



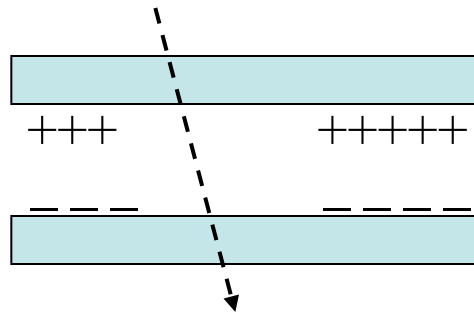
The discharged area recharges slowly through the high-resistivity glass plates.

RPC's

- Avalanche mode
 - Like a proportional chamber
- Streamer mode
 - Small “spark”
- Excellent time resolution
 - 1-2 ns
- In both cases charge must recover to re-establish E field after avalanche or streamer



Principles of Operation: Rate Capability



As noted, each discharge locally deadens the RPC. The recovery time is approximately

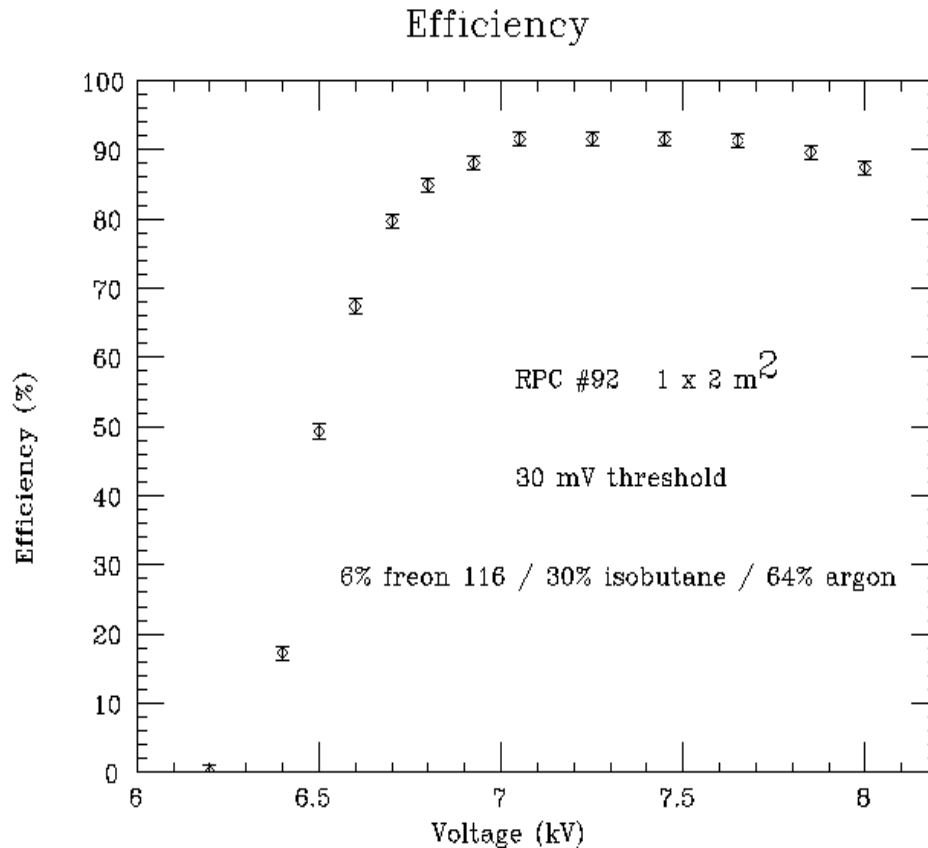
$$\tau = RC \cong \left(\frac{\rho l}{A} \right) \left(\frac{\kappa \epsilon_0 A}{l} \right) = \rho \kappa \epsilon_0$$

Numerically this is (MKS units)

$$\tau = (5 \times 10^{10}) \times 4 \times (8.85 \times 10^{-12}) = 2 \text{ s}$$

Assuming each discharge deadens an area of 0.1 cm^2 , rates of up to 1 kHz/m^2 can be handled with 1% deadtime or less.

Plateau Curve

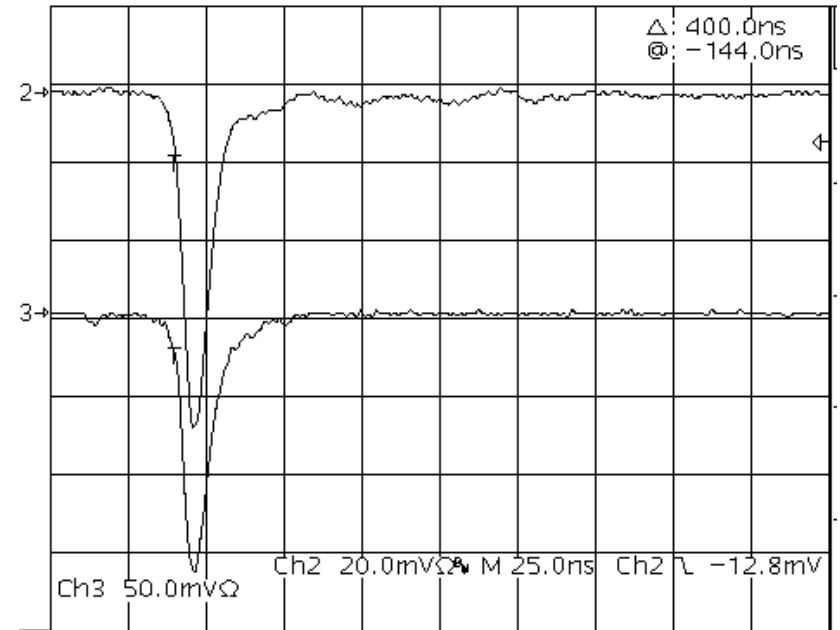
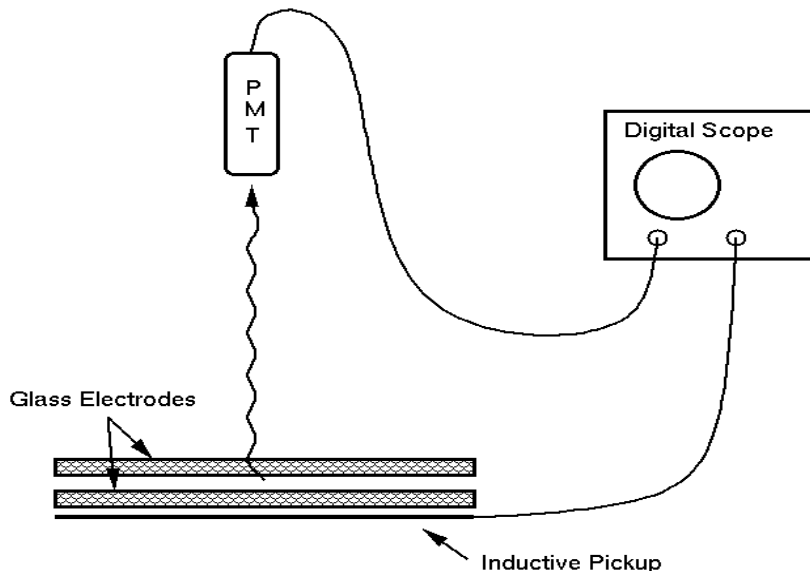


2 mm gap RPCs plateau at a fairly high voltage.

Note the slight falloff in efficiency well above the plateau. This effect is real and typical due to recombination.

Pulse Shape

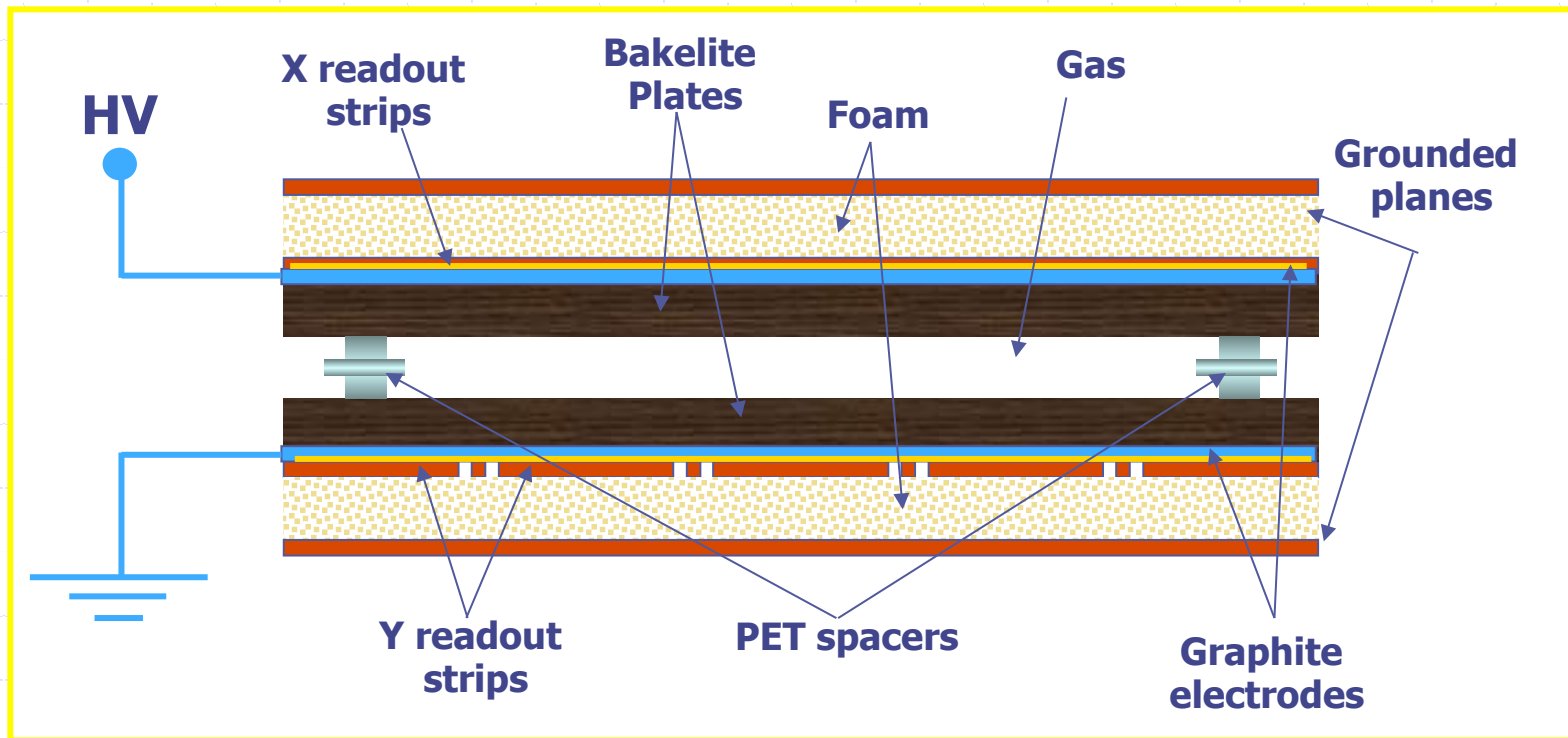
One interesting feature of RPCs is that the signal can be observed both using a pickup electrode and by viewing the light signal using a PMT.



e pulses are large (~100 mV into 50 ns) and fast (FWHM ~ 15ns) → Good trigger

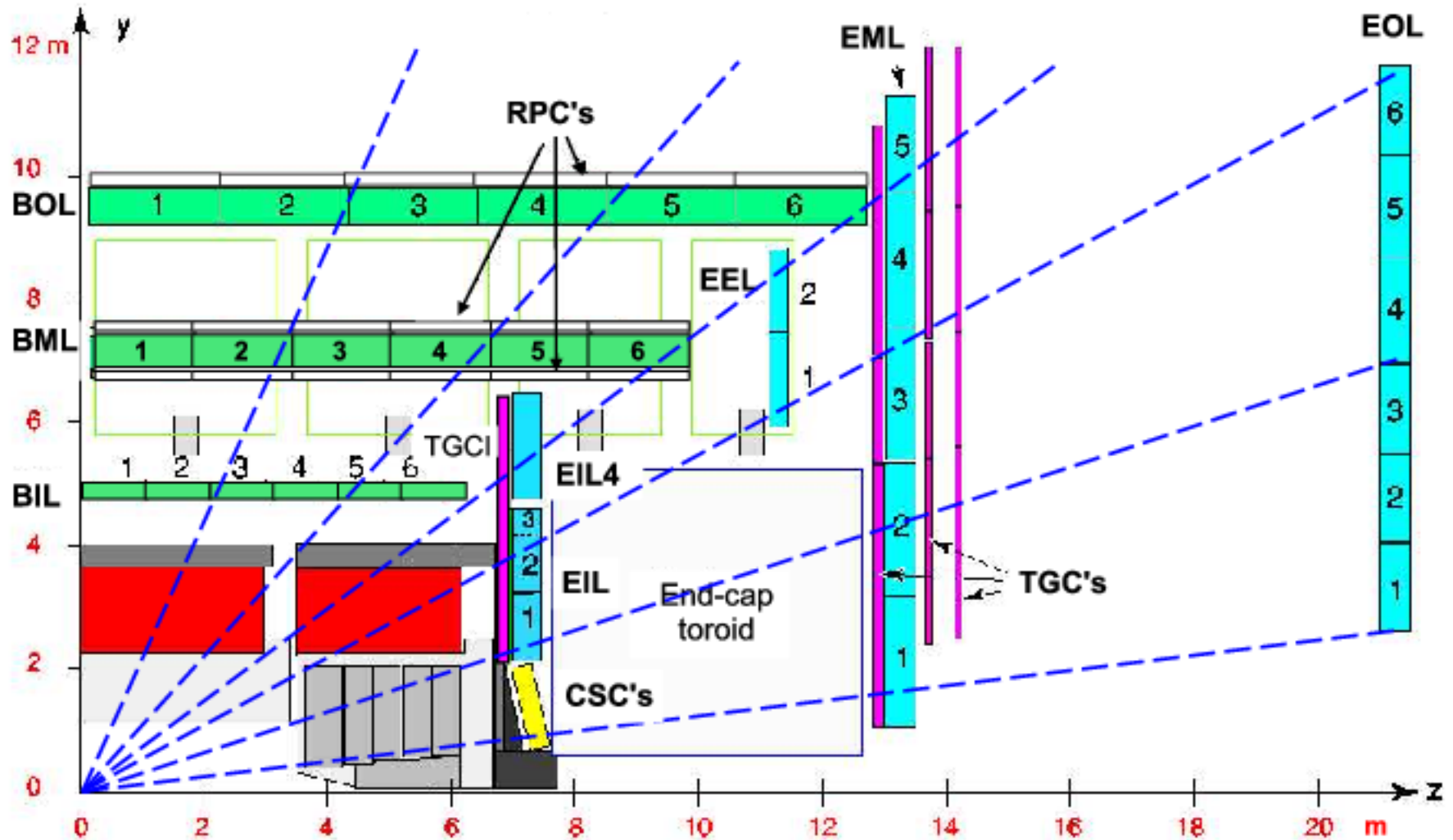
There is a very good correlation between the electronic and the light signal.

ATLAS RPC's



2mm gas gap
8.9kV operating voltage

ATLAS muon spectrometer



RPC's

