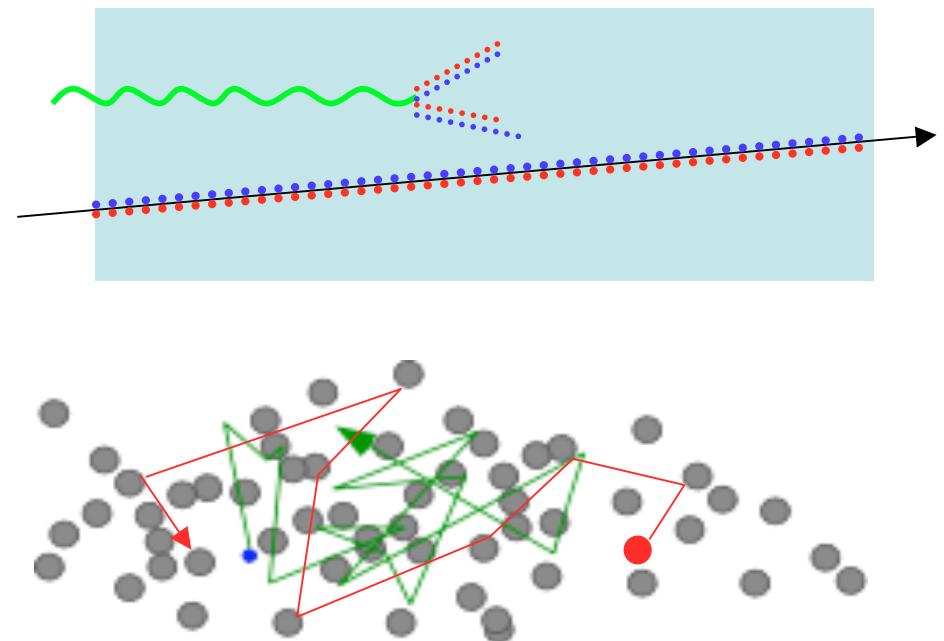


RIVELATORI DI RADIAZIONI 2

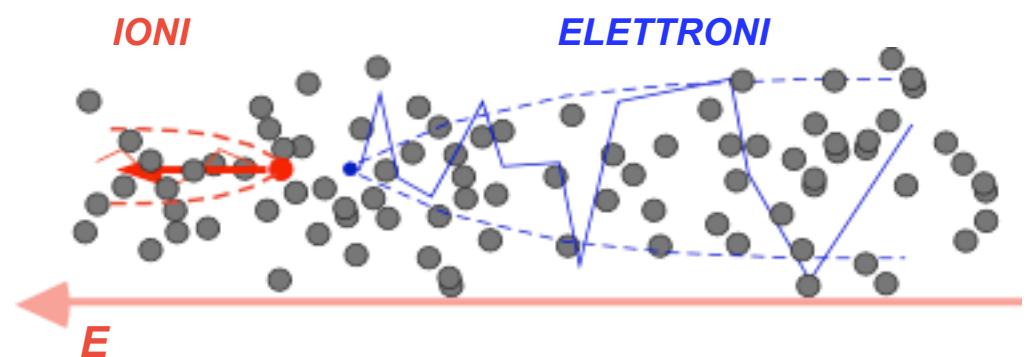
7 - PRODUZIONE E RACCOLTA DI CARICHE NEI GAS

IONIZZAZIONE E DIFFUSIONE

Particelle ionizzanti creano nel gas una serie di coppie elettrone-ione. In assenza di campi esterni, le cariche diffondono nel gas per effetto delle collisioni elastiche con le molecole; il moto di diffusione è descritto dalla teoria cinetica dei gas e dipende dalla temperatura.



In presenza di un campo elettrico esterno, al processo di diffusione termica si sovrappone un movimento di insieme nella direzione del campo, in verso opposto per ioni e elettroni.
Il percorso medio delle cariche per unità di tempo si chiama velocità di migrazione.



DIFFUSIONE

Vale per gli ioni la teoria cinetica dei gas classica, che descrive il moto delle molecole dovuto alla agitazione termica.

All'applicazione di un campo elettrico esterno, gli ioni rimangono termici fino a valori molto elevati, con una distribuzione di energia di Maxwell:

$$F(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} e^{-\frac{\varepsilon}{KT}}$$

L'energia media (energia termica) è data da:

$$\varepsilon_T = KT \approx 0.025 \text{ eV}$$

La legge della diffusione (frazione di ioni a distanza x dopo un tempo t è:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx$$

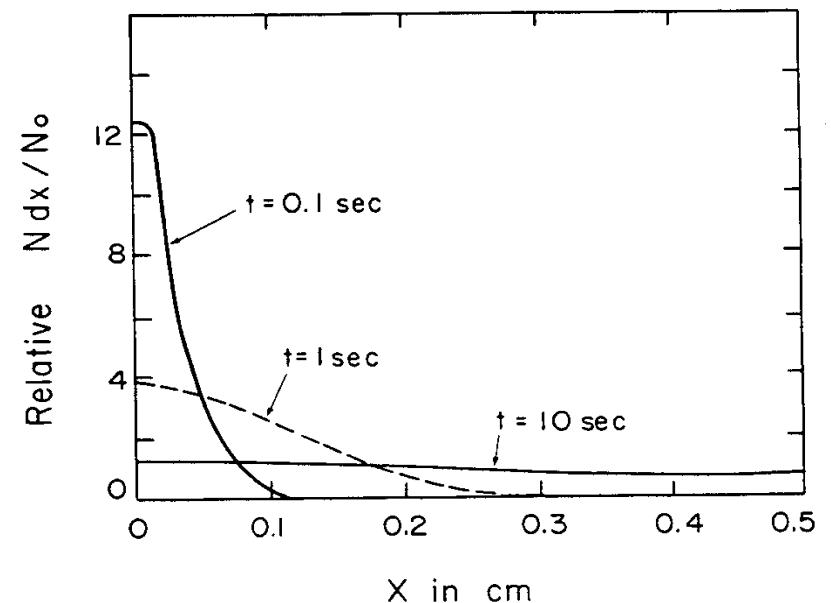
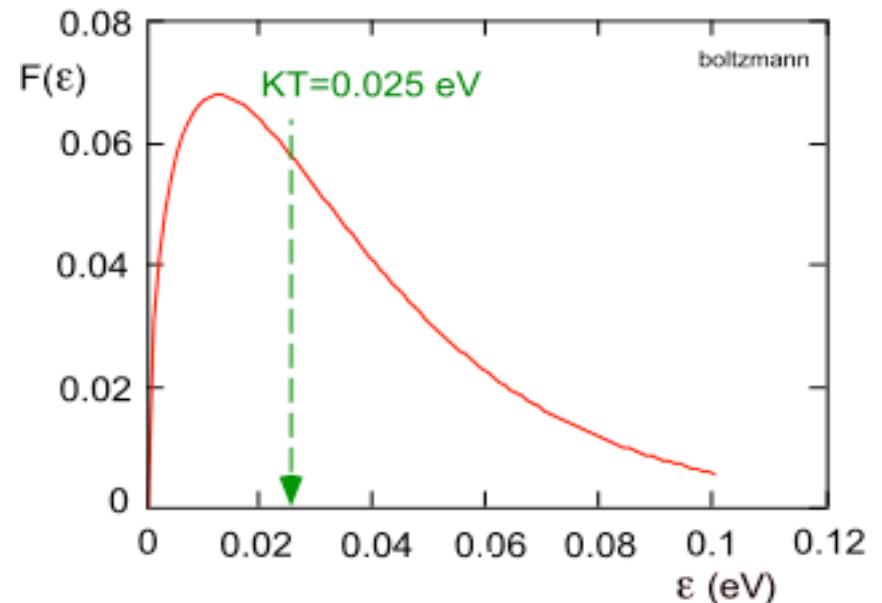
Dove D è il coefficiente di diffusione (in cm^2s^{-1}).

La deviazione standard della diffusione lineare è:

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

Le molecole diffondono rapidamente a riempire tutto il volume disponibile:

- non c'è stratificazione in miscele di gas con densità diverse
- molecole esterne penetrano facilmente nel rivelatore non perfettamente sigillato



MIGRAZIONE DEGLI IONI

La velocità di drift degli ioni dipende linearmente dal campo elettrico; la mobilità viene definita come rapporto fra velocità e campo, ed è costante per uno ione a condizioni date:

$$\mu^+ = \frac{w^+}{E}$$

MOBILITÀ DI IONI NEL LORO GAS (NTP: 300 K, 760 mm Hg)

GAS	IONE	$\mu^+ (\text{cm}^2 \text{s}^{-1} \text{V}^{-1})$
He	He^+	10.2
Ar	Ar^+	1.7
CH_4	CH_4^+	2.26
CO_2	CO_2^+	1.09

In condizioni diverse:

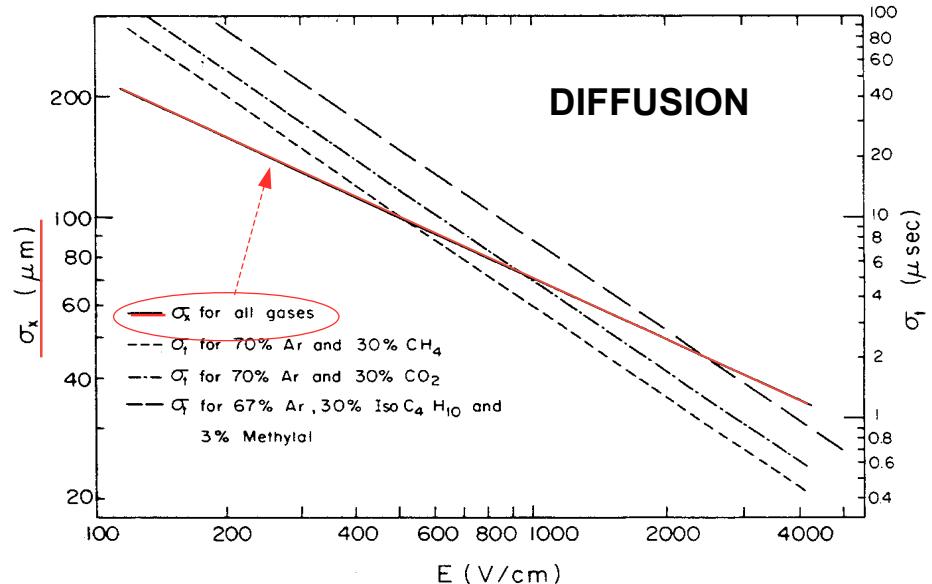
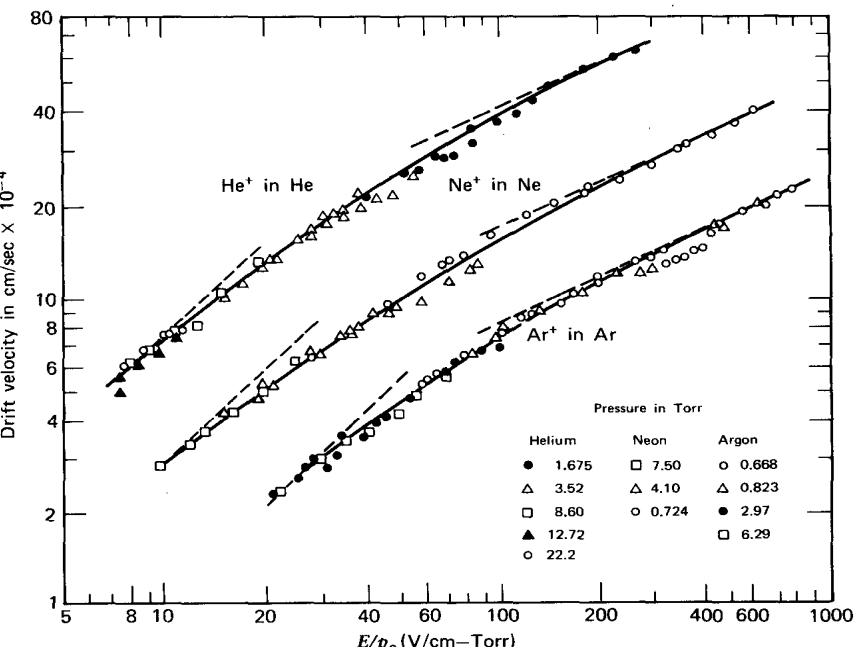
$$\mu(P, T) = \frac{T}{T_0} \frac{P_0}{P} \mu(P_0, T_0)$$

DIFFUSIONE DEGLI IONI (Legge di Einstein):

$$\frac{D}{\mu} = \frac{KT}{e} \quad \sigma_x = \sqrt{2Dt}$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2KT}{e}} \frac{x}{E}$$

Eguale per tutti gli ioni!



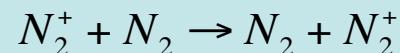
E. McDaniel and E. Mason, The mobility and diffusion of ions in gases (Wiley 1973)

MIGRAZIONE DEGLI IONI

Per tutti gli ioni (eccetto il proprio N_2^+) la mobilità dipende dalla radice del rapporto di massa (legge di Langevin):

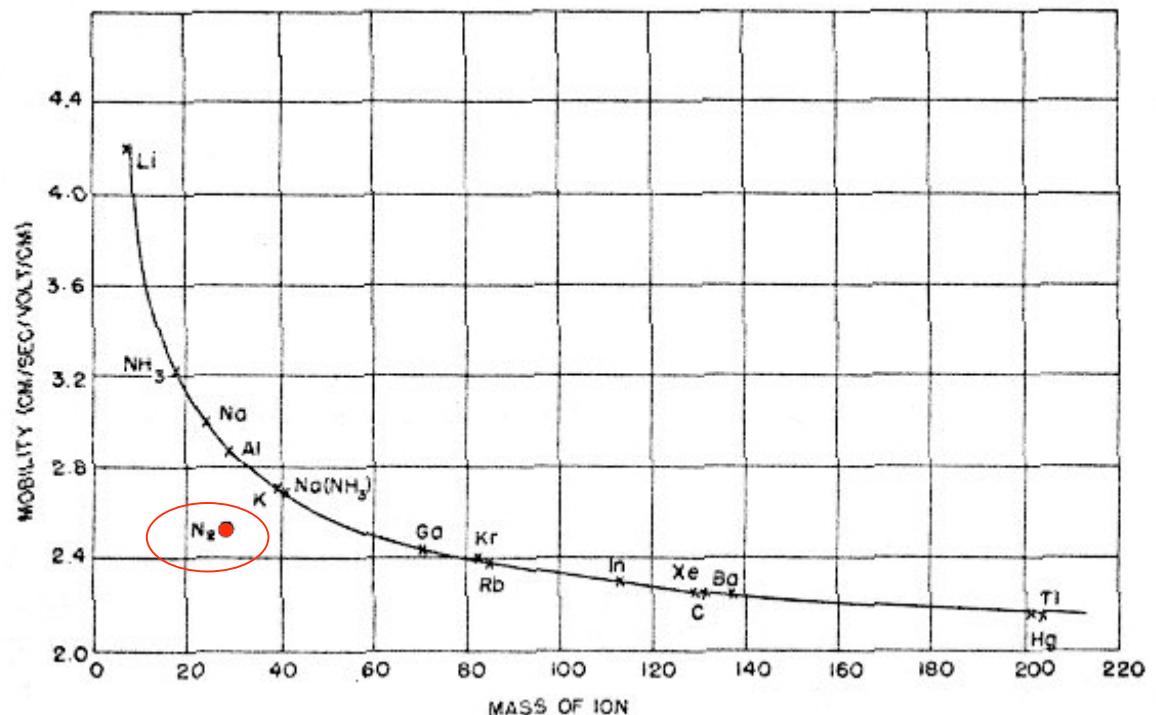
$$\mu \approx \sqrt{1 + \frac{M_{GAS}}{M_{ION}}}$$

Per gli ioni N_2^+ la mobilità è ridotta da collisioni con le molecole che producono trasferimento di carica:



SI NOTI CHE TUTTI GLI IONI NEL GRAFICO HANNO POTENZIALE DI IONIZZAZIONE MINORE DI QUELLO DELL'AZOTO (14.5 eV)

MOBILITA' DI IONI IN AZOTO:



S. C. Brown *Basic Data in Plasma Physics* (Wiley, New York 1959)

MISCELE DI GAS

La mobilità di uno ione I^+ in una miscela di molecole $M_1, M_2 \dots M_i$ è data da (legge di Blanc):

$$\frac{1}{\mu(I^+, M_1 M_2 \dots M_i)} = \sum_i \frac{P(M_i)}{\mu(I^+, M_i)}$$

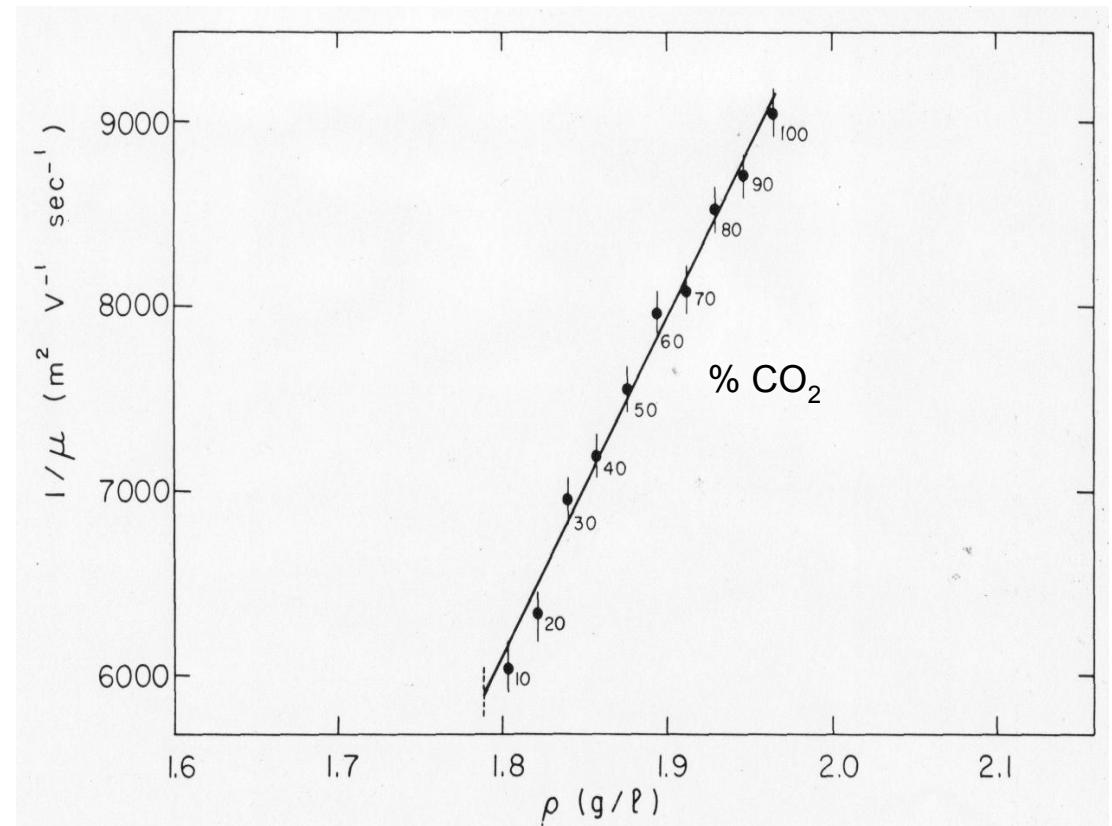
$\mu(I^+, M_i)$: mobilità di I^+ nel gas M_i

$P(M_i)$: frazione delle molecole M_i nel gas

Nelle collisioni ione-molecola, un processo molto efficiente di scambio carica fa sì che sopravvivono soltanto gli ioni con potenziale minore:



MOBILITÀ INVERSA DI IONI $C0_2^+$ IN MISCELE Ar-CO₂ IN FUNZIONE DELLA DENSITÀ' (PERCENTUALE DI CO₂):

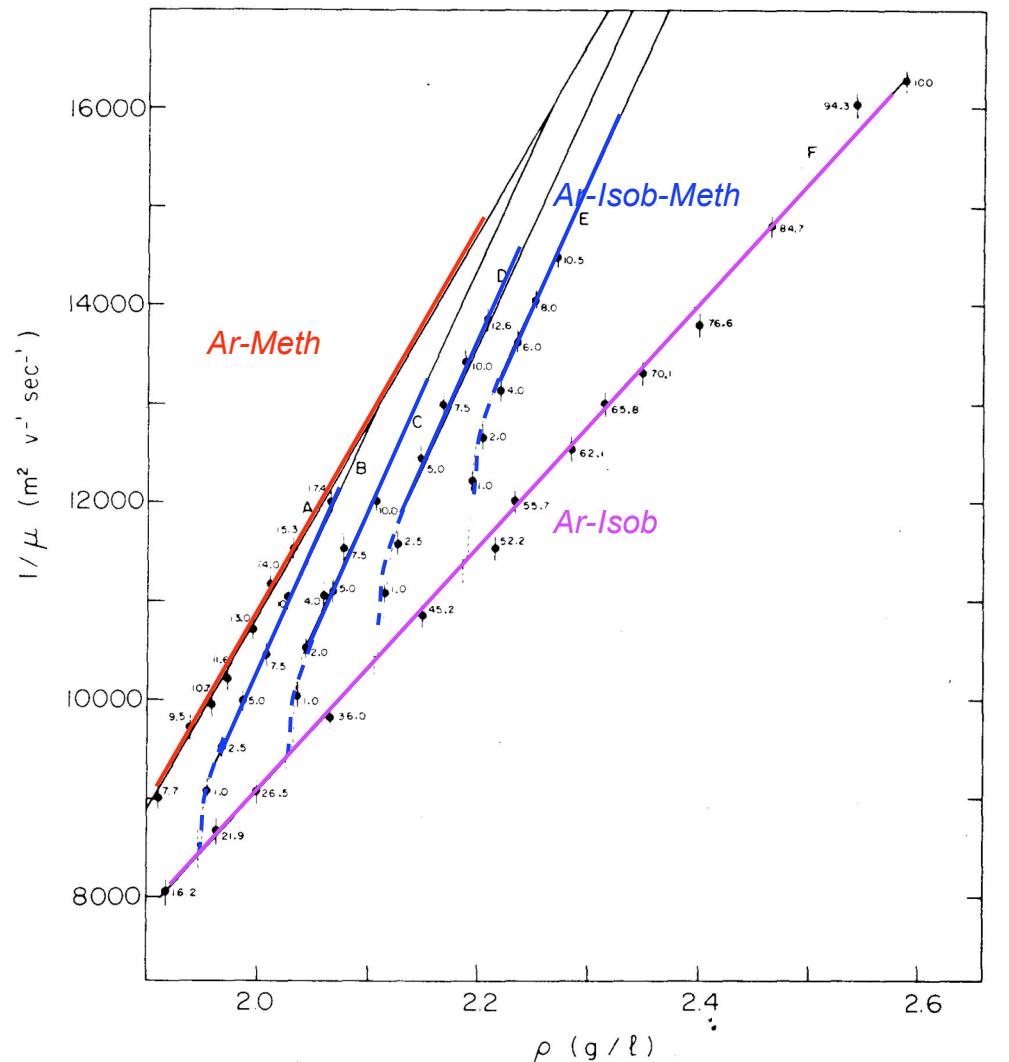


G. Shultz, G. Charpak and F. Sauli
Rev.Phys. Appl. 12(1977)67

TRASFERIMENTO DI CARICA

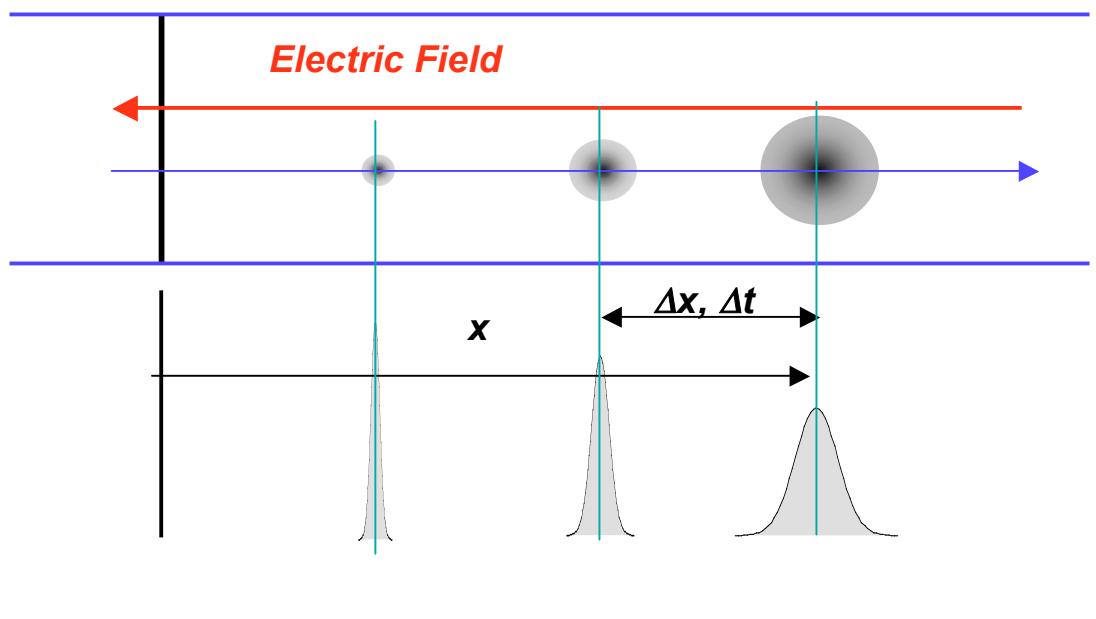
Il trasferimento di carica per collisione alle molecole con il potenziale di ionizzazione più basso è rapido e efficiente; sopravvive solo la specie a potenziale più basso.
 Il processo ha importanti conseguenze per la riduzione dei processi di invecchiamento dei rivelatori gassosi dovuti alla polimerizzazione di composti organici.
 Ad esempio, l'aggiunta di Metilal a miscele argon-isobutano risulta rapidamente nella creazione di ioni non polimerizzanti, come mostrato dal grafico della mobilità.

MOLECOLA	E_i (eV)
Ar	15.8
i-C ₄ H ₁₀	10.6
Methylal (OCH ₃) ₂ CH ₂	10.0



G. Shultz, G. Charpak and F. Sauli
Rev.Phys. Appl. 12(1977)67

MIGRAZIONE E DIFFUSIONE DEGLI ELETTRONI



Un gruppo di elettroni di ionizzazione, inizialmente concentrato, sotto effetto del campo elettrico migra in verso opposto, diffondendo con una legge gaussiana tridimensionale.

$$\text{Velocità di drift: } w = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

Larghezza di diffusione:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D \frac{x}{w}}$$

$$\sigma_x = \sigma_1 \sqrt{x}$$

σ_1 : diffusione per un cm di drift

Espressione di Townsend per la velocità:

$$w = \frac{e}{2m} E \tau \quad \tau : \text{tempo medio fra collisioni}$$

Le principali proprietà del moto delle cariche nei gas dipendono dal rapporto fra campo elettrico e densità (o pressione):

$$w = w \left(\frac{E}{P} \right) \quad \sigma = \frac{1}{\sqrt{P}} F \left(\frac{E}{P} \right)$$

In quanto segue, di solito i gas sono in condizioni normali e si pone P=1 (una atmosfera).

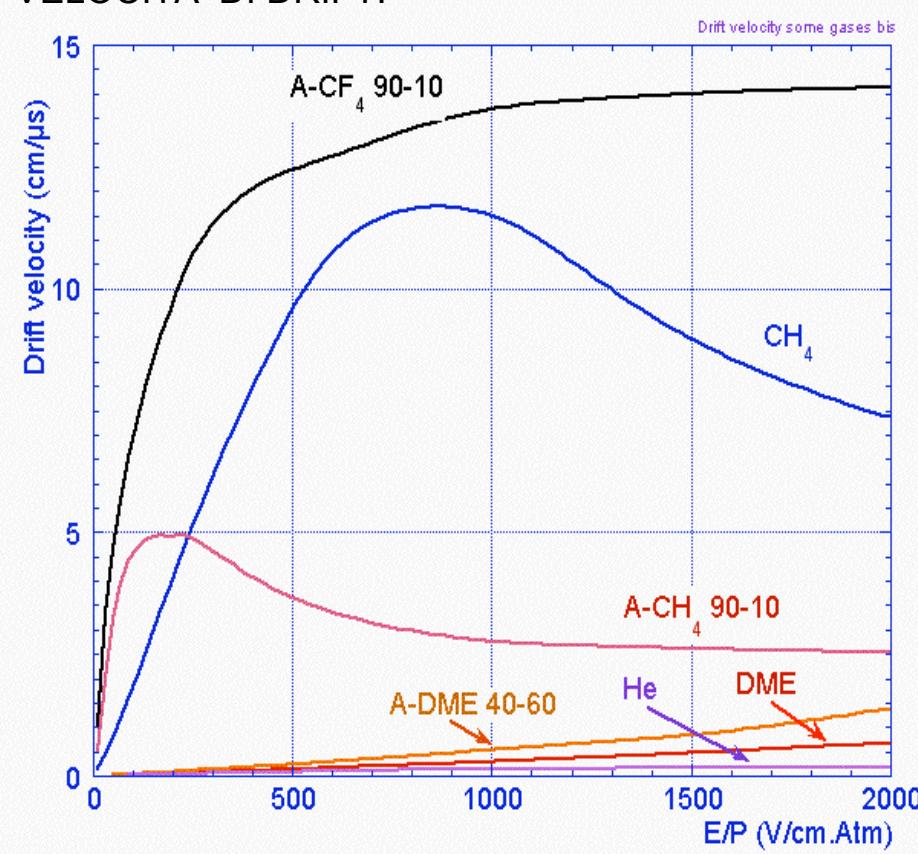
DRIFT E DIFFUSIONE DEGLI ELETTRONI

A causa delle particolarità delle sezioni d'urto elettrone-molecola in funzione dell'energia, velocità di migrazione e diffusione variano in una vasta gamma in funzione della miscela di gas.

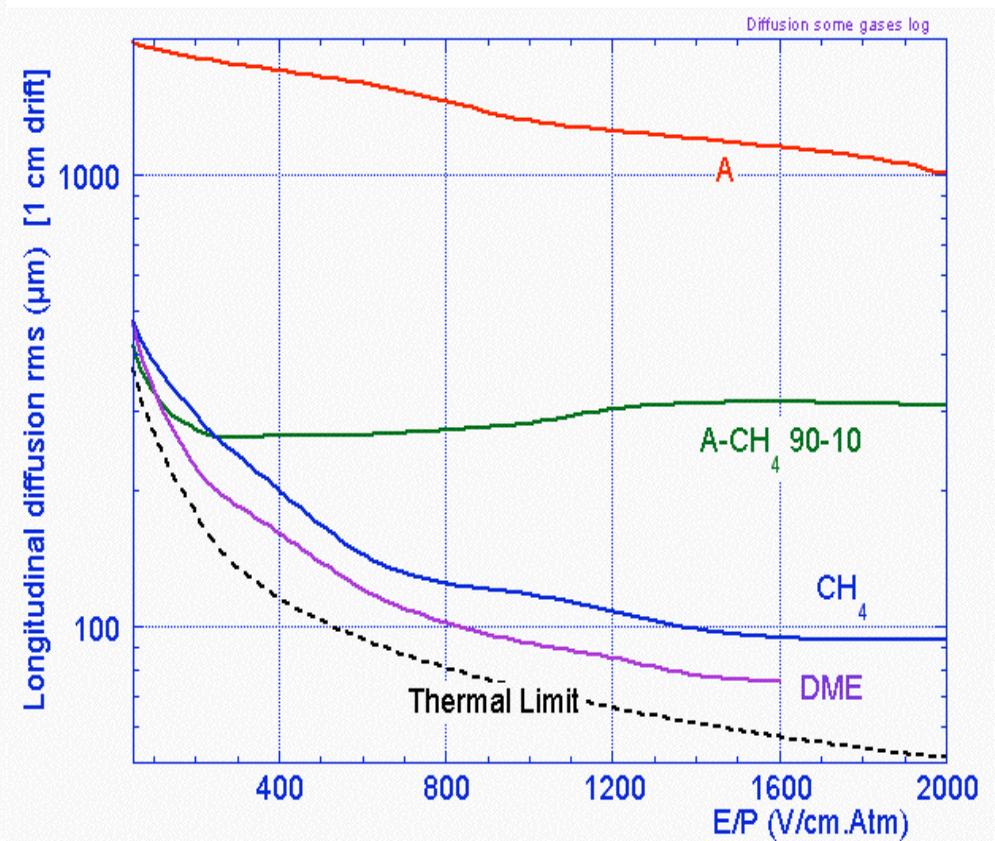
$$KT \sim 0.04 \text{ eV a } 300 \text{ K}$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2KT}{e} \frac{x}{E}}$$

VELOCITA' DI DRIFT:

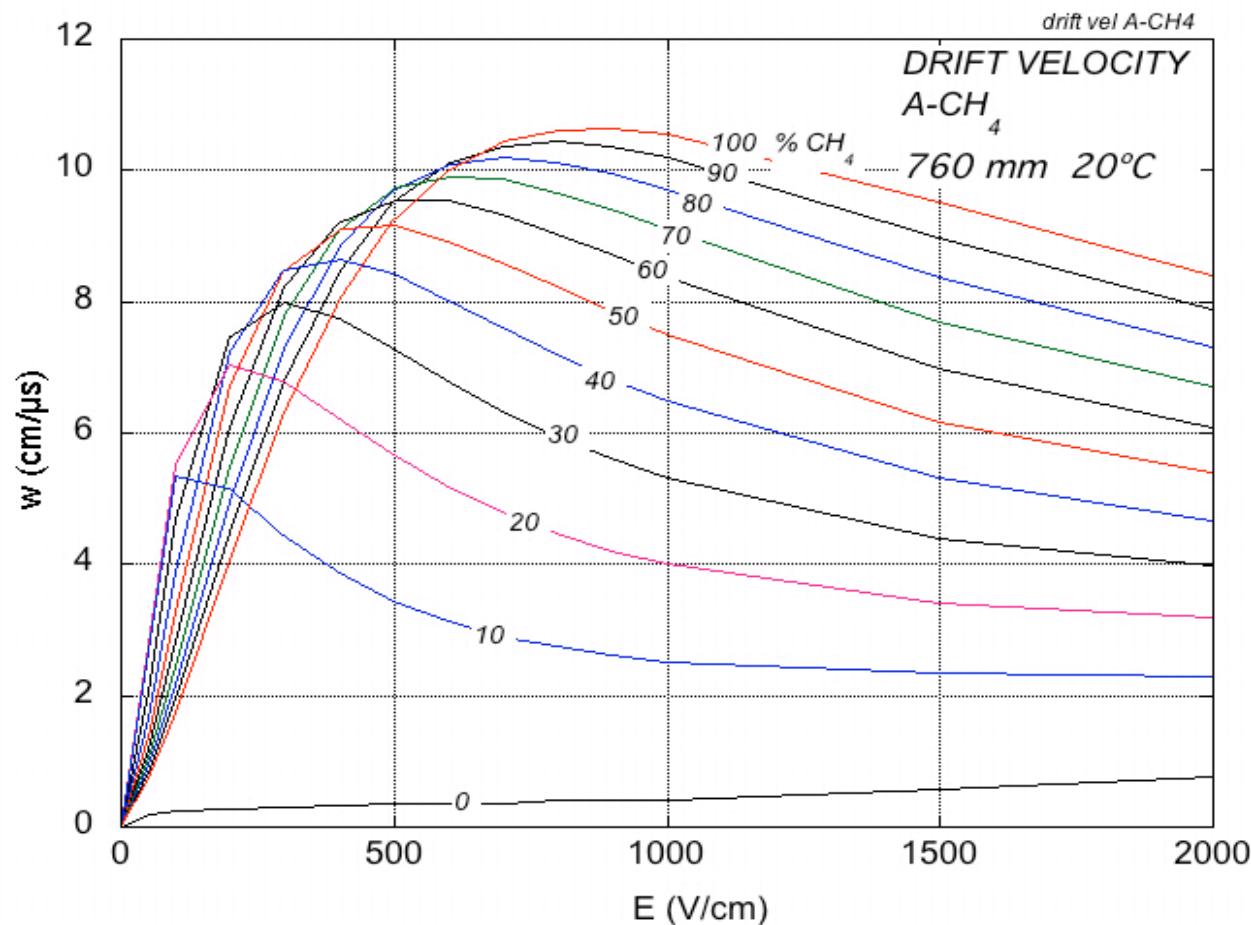


DIFFUSIONE:



VELOCITA' DI DRIFT NELLE MSCELE

La scelta della miscela di gas e del valore di campo elettrico determina le caratteristiche di funzionamento dei rivelatori. Ad esempio in argon-metano 90-10 si raggiunge il massimo della velocità a campi elettrici bassi (~ 150 V/cm) convenienti in camere con lunghi spazi di drift; in metano puro, si raggiunge una velocità doppia con conseguente riduzione della "memoria" (tempo massimo di raccolta).



DIFFUSIONE

Legge di Einstein: il rapporto fra coefficiente di diffusione e mobilità definisce l'energia caratteristica degli elettroni al valore di campo dato:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\epsilon_k}{e} \quad \sigma_x = \sqrt{\frac{2\epsilon_k}{e} \frac{x}{E}}$$

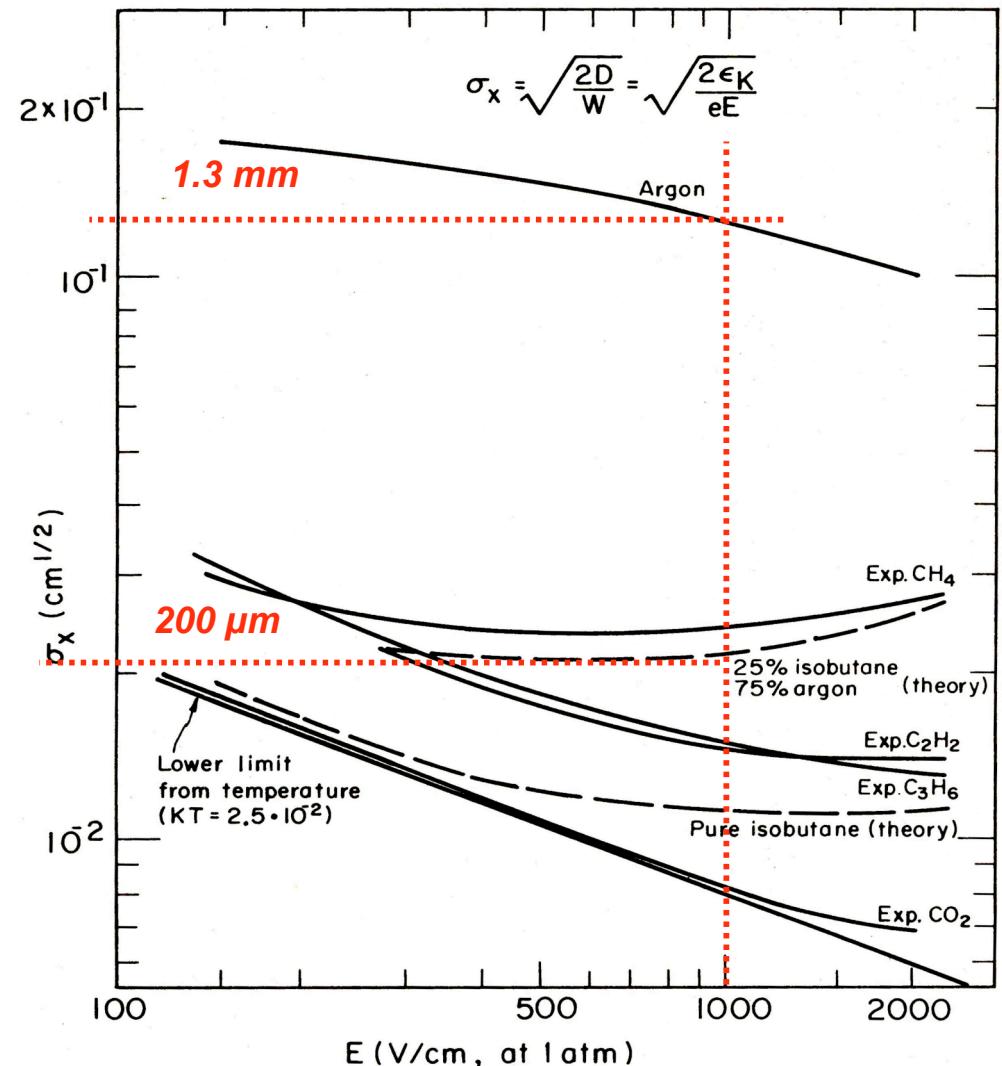
La diffusione minima a un valore dato di campo elettrico è il limite termico:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2KT}{e} \frac{x}{E}}$$

Nei gas "freddi" l'energia degli elettroni rimane vicina al valore termico a campi elevati: la diffusione è minima.

A parità di campo ridotto E/P, la di diffusione diminuisce con la radice della pressione:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\epsilon_k}{e}} \sqrt{\frac{P}{E}} \sqrt{\frac{x}{P}}$$



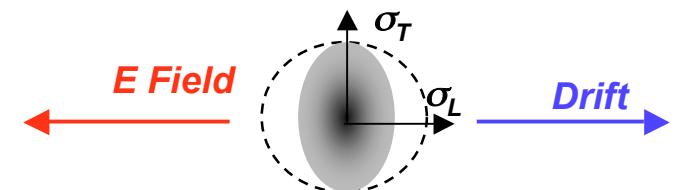
V. Palladino and B. Sadoulet,
Nucl. Instr. and Meth. 128(1975)323

DIFFUSIONE LONGITUDINALE E TRASVERSA

A campi elettrici moderati la diffusione è simmetrica. A campi elevati diventa asimmetrica, con il coefficiente di diffusione longitudinale (nel verso del campo) che può divenire tre o quattro volte inferiore a quello trasverso:

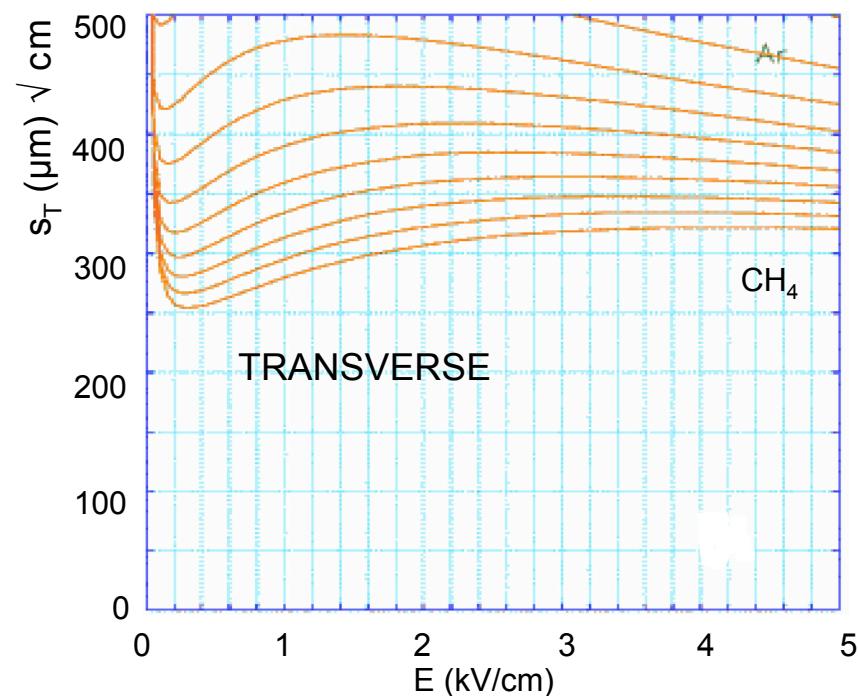
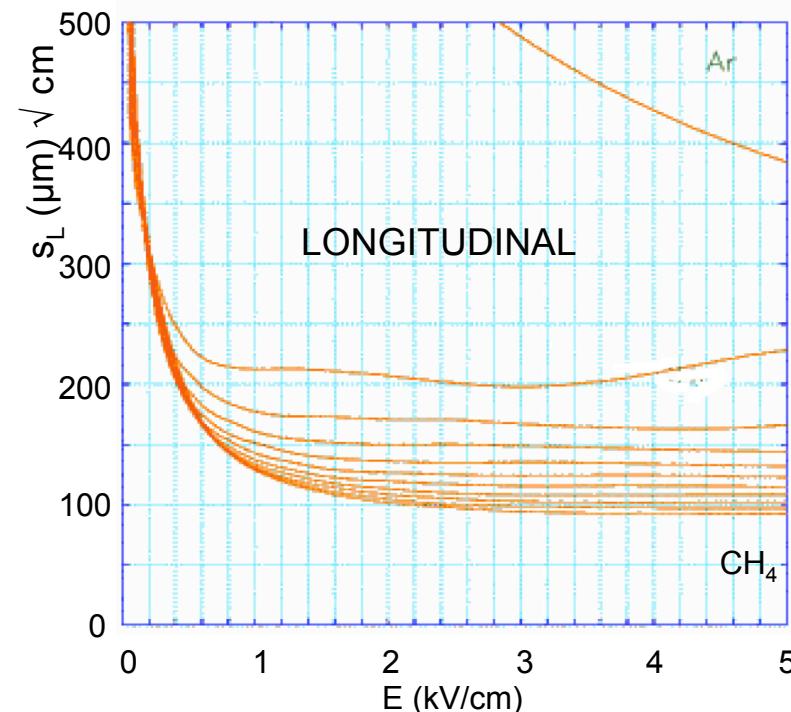
$$\frac{D_T}{D_L} \approx 4$$

$$\sigma_L \approx \frac{1}{2} \sigma_T$$



Nelle camere a drift, che deducono le coordinate spaziali dalla misura del tempo di migrazione, la riduzione della diffusione longitudinale migliora la precisione.

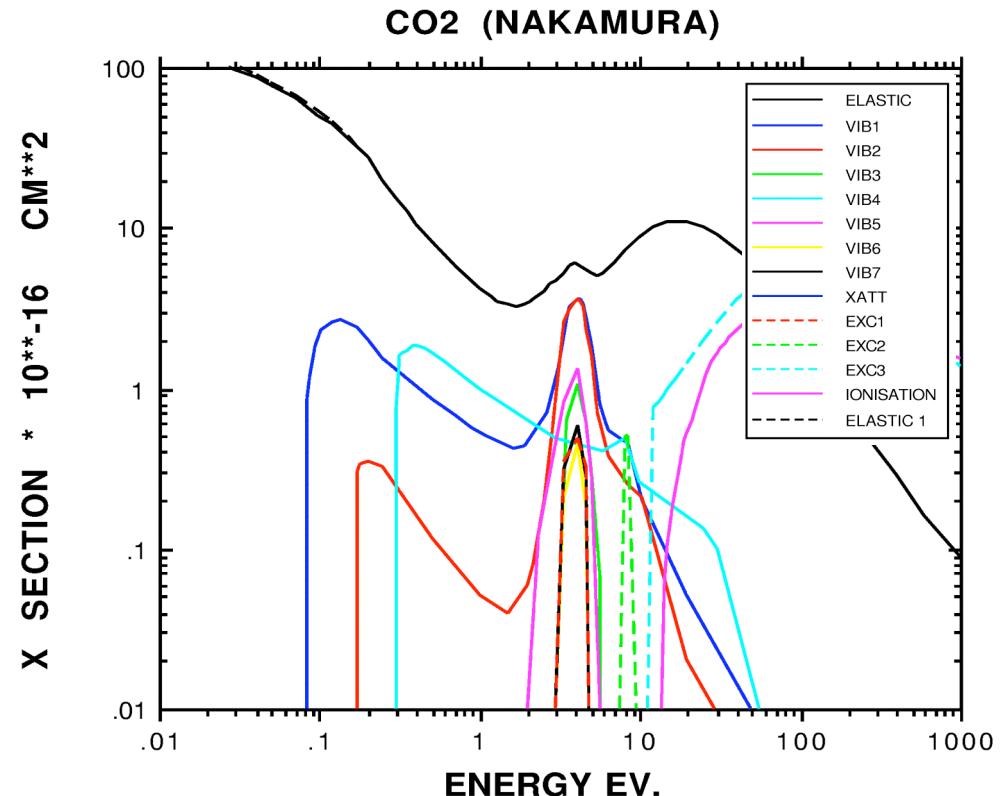
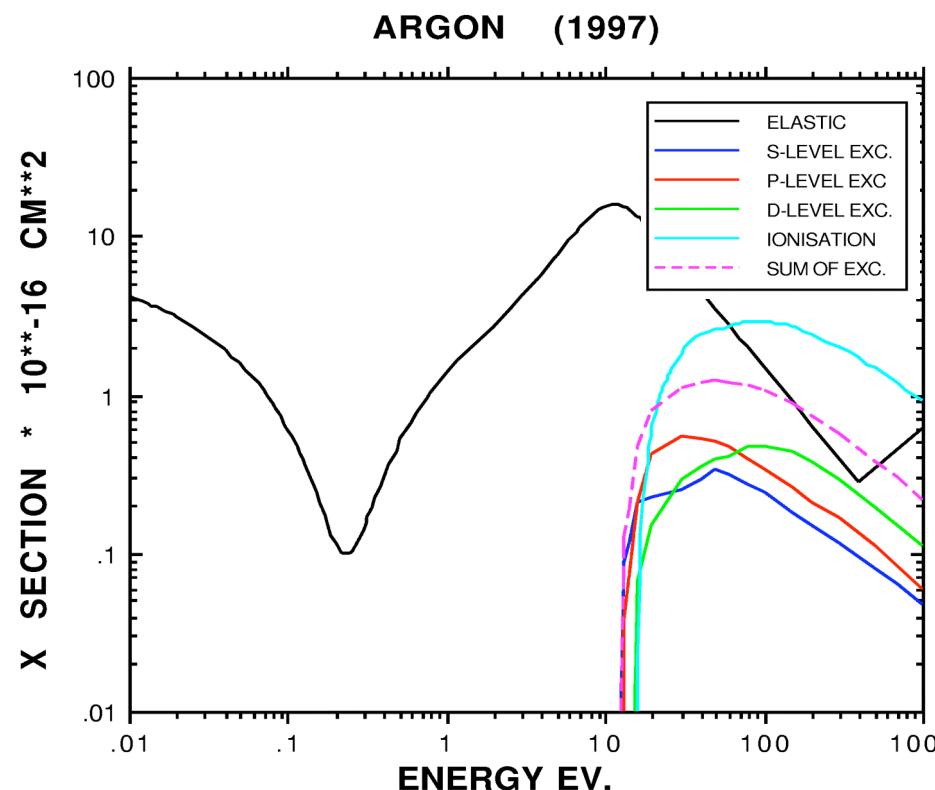
MISCELE ARGON-METANO:



<http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/>

SEZIONI D'URTO ELETTRONE-MOLECOLA

Nei gas nobili la sezione d'urto ha un minimo (detto di Ramsauer) a energie di qualche decimo di eV; bastano piccoli valori di campo per portare gli elettroni nel minimo. Nei gas molecolari i valori sono molto più elevati grazie a processi inelastici presenti a basse energie.



MAGBOLTZ:

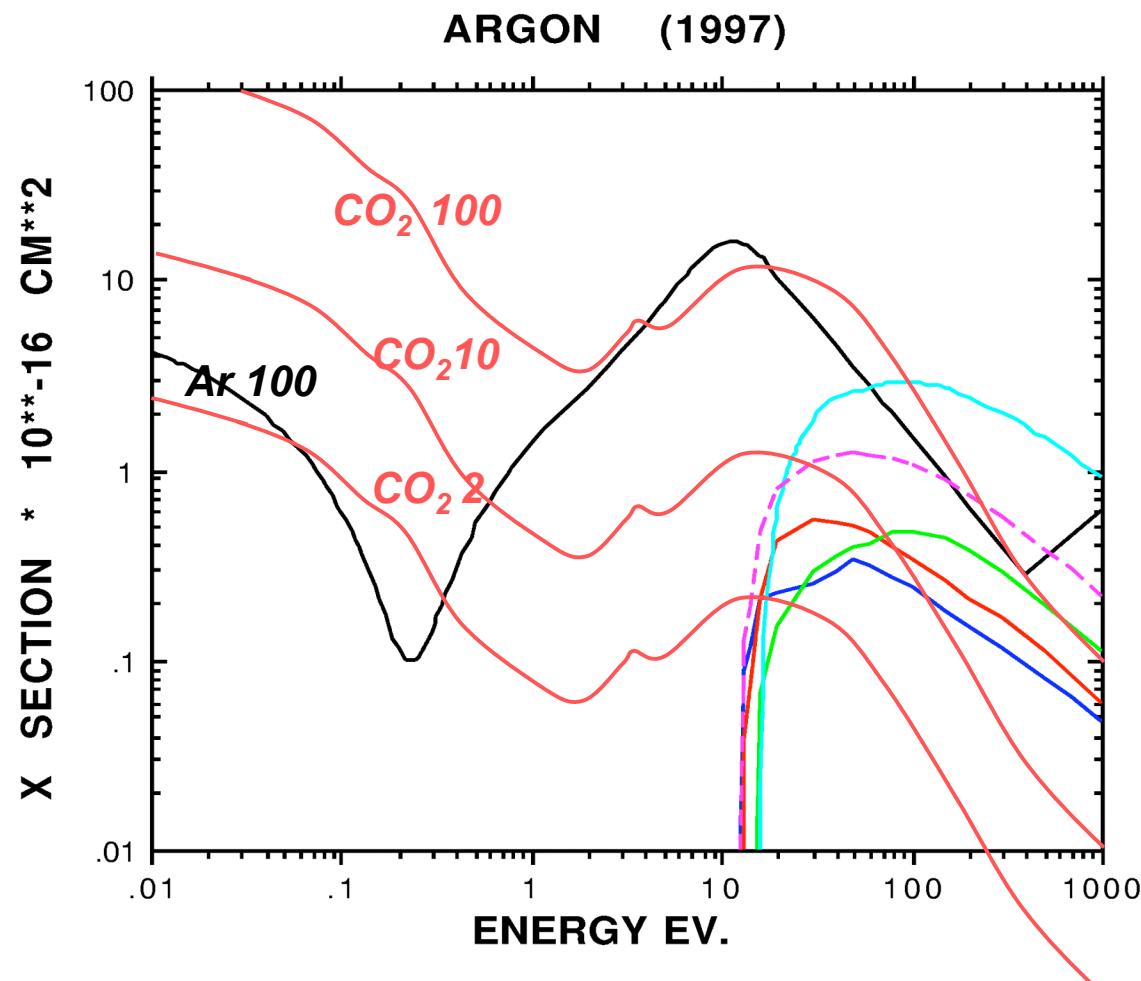
Programma Monte Carlo per il calcolo di velocità, diffusione, processi inelastici.

S. Biagi, Nucl. Instr. and Meth. A421(1999)234

<http://rjd.web.cern.ch/rjd/cgi-bin/cross>

MISCELE DI GAS

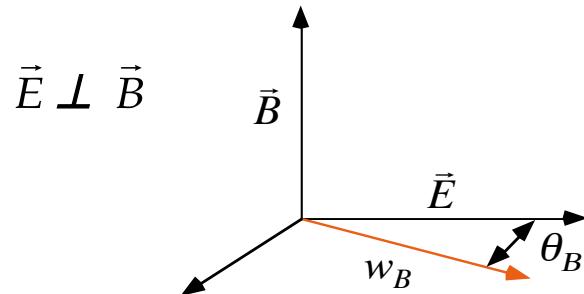
L'aggiunta a un gas nobile di anche piccole percentuali di gas molecolari ha un effetto dominante sulle sezioni d'urto, e di conseguenza sulle proprietà di migrazione e diffusione.



CAMPO MAGNETICO

In campo magnetico gli elettroni seguono traiettorie circolari fra le collisioni.
Ne risulta una deflessione laterale del moto medio e una modifica della diffusione.

CASI PARTICOLARI:

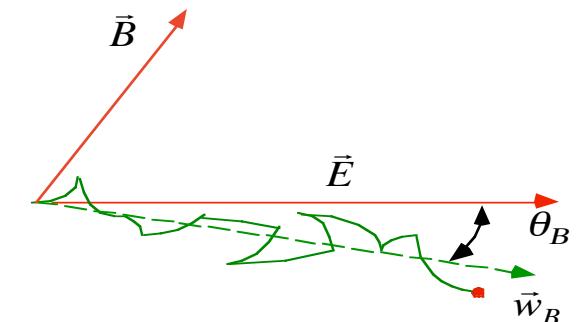


$$\tan \theta_B = \omega \tau$$

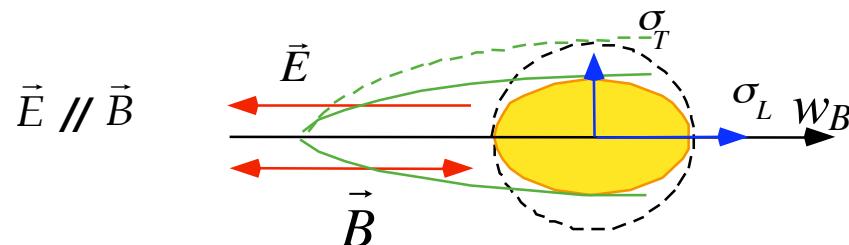
$$w_B = \frac{E}{B} \frac{\omega \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

$$\omega = eB/m \quad \text{frequenza di Larmor}$$

τ : tempo medio fra collisioni



Drift con velocità ridotta ad un angolo θ_B col vettore di campo elettrico nel piano perpendicolare a B .



$$\begin{aligned} w_B &= w_0 \\ \sigma_L &= \sigma_0 \\ \sigma_T &= \frac{\sigma_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \end{aligned}$$

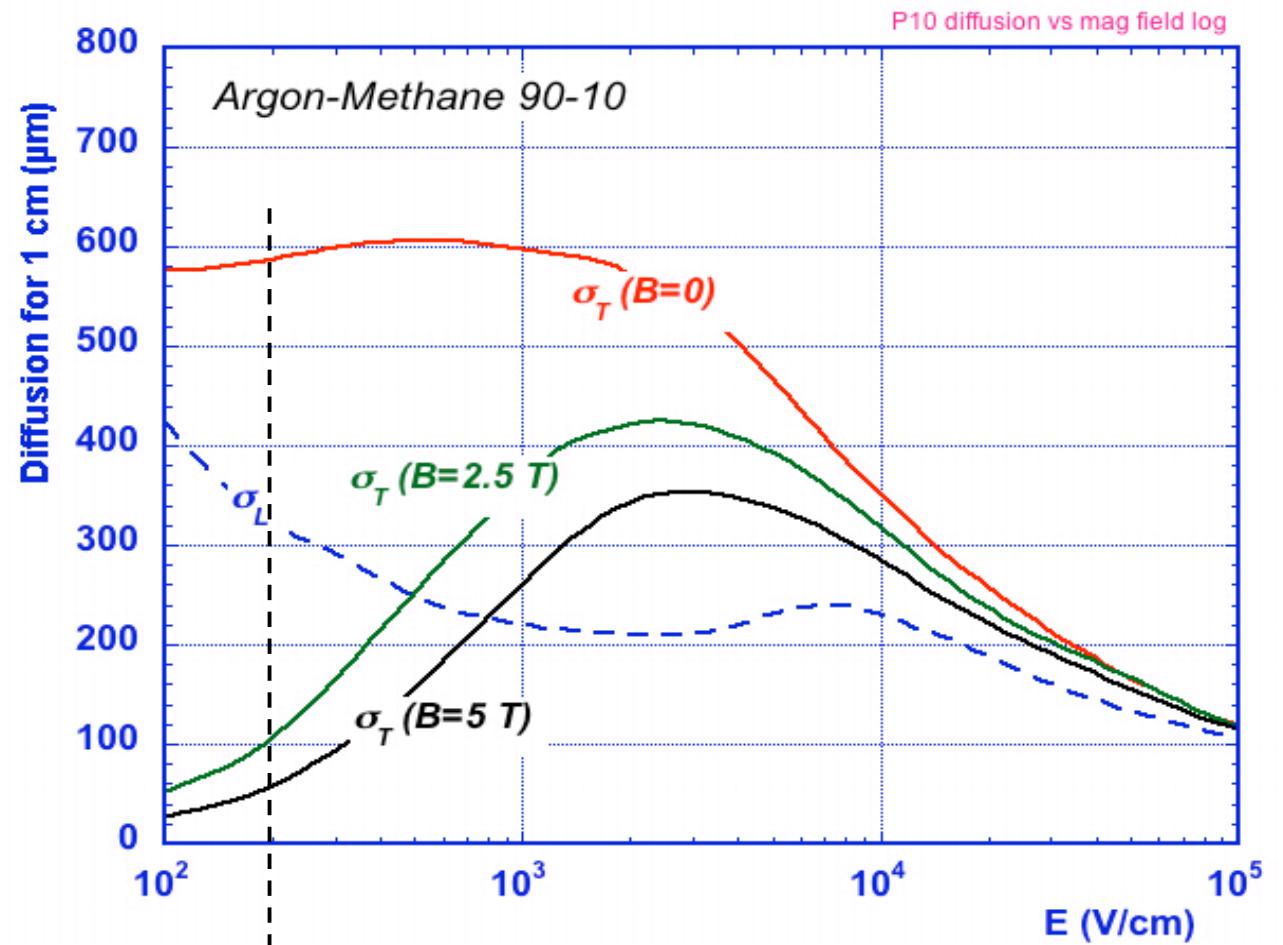
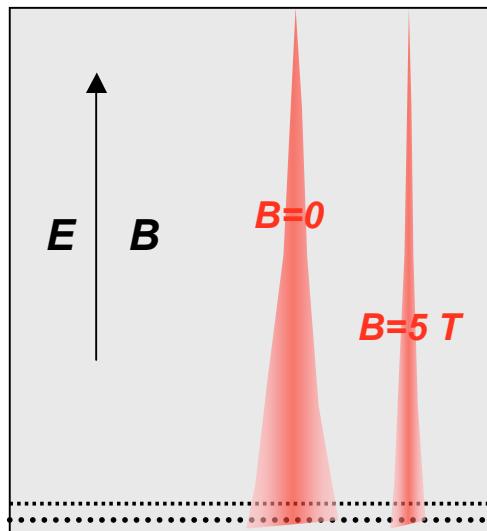
Velocità di drift e diffusione longitudinale non vengono modificate; la diffusione trasversa diminuisce

$$\vec{E} \neq \vec{B}$$

$$\vec{w} = \frac{e}{m} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \left[\vec{E} + \omega \tau \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} + \omega^2 \tau^2 \frac{\vec{B}(\vec{E} \cdot \vec{B})}{B^2} \right]$$

CAMPO MAGNETICO

Nelle camere a proiezione temporale (TPC) il drift degli elettroni avviene in campi elettrico e magnetico paralleli, con una forte riduzione della diffusione trasversa, che determina la precisione spaziale nel piano del rivelatore:



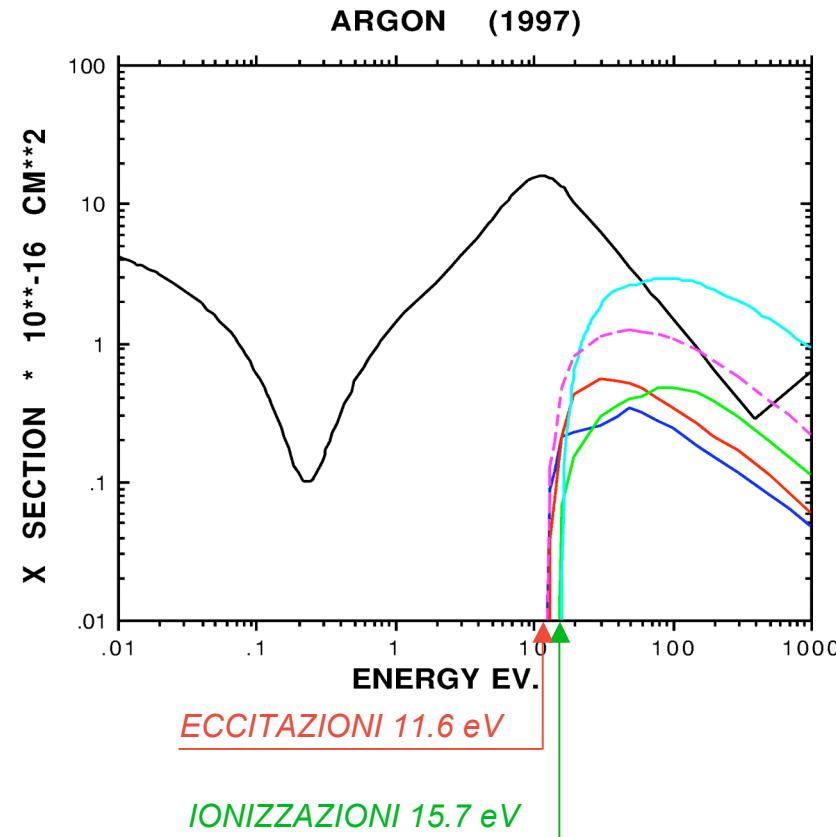
A 200 V/cm $\sigma_T(B=0) \sim 600 \mu\text{m}$ per cm
 $\sigma_T(B=5\text{ T}) \sim 50 \mu\text{m}$ per cm

COLLISIONI INELASTICHE

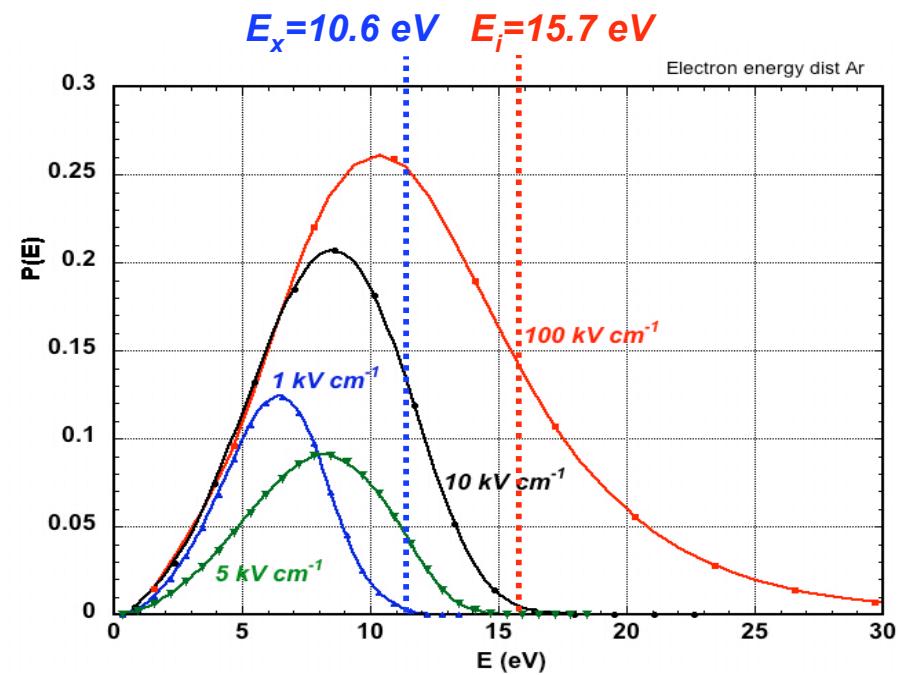
All'aumentare del campo elettrico, aumenta l'energia degli elettroni, fino a superare il livello di eccitazione e di ionizzazione del gas. Nelle collisioni inelastiche che ne risultano sono prodotte molecole eccitate, che ritornano allo stato fondamentale emettendo fotoni, e coppie ione-elettrone.



SEZIONE D'URTO ELETTRONE-ARGON:



DISTRIBUZIONE DI ENERGIA A CAMPI ELEVATI:

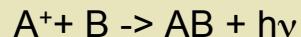


PROCESSI INELASTICI

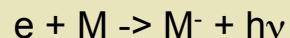
Le collisioni inelastiche elettrone-molecola e fra molecole eccitate danno origine a una caterva di reazioni, con probabilità ed effetti che dipendono dai componenti ed energia in gioco.

I processi più importanti per il loro effetto nei rivelatori a gas sono:

Ricombinazione radiativa:



Cattura radiativa:



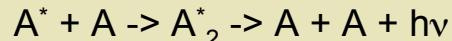
Cattura dissociativa:



Collisione a tre corpi:



Formazione e decadimento di dimeri:



Effetto Penning:



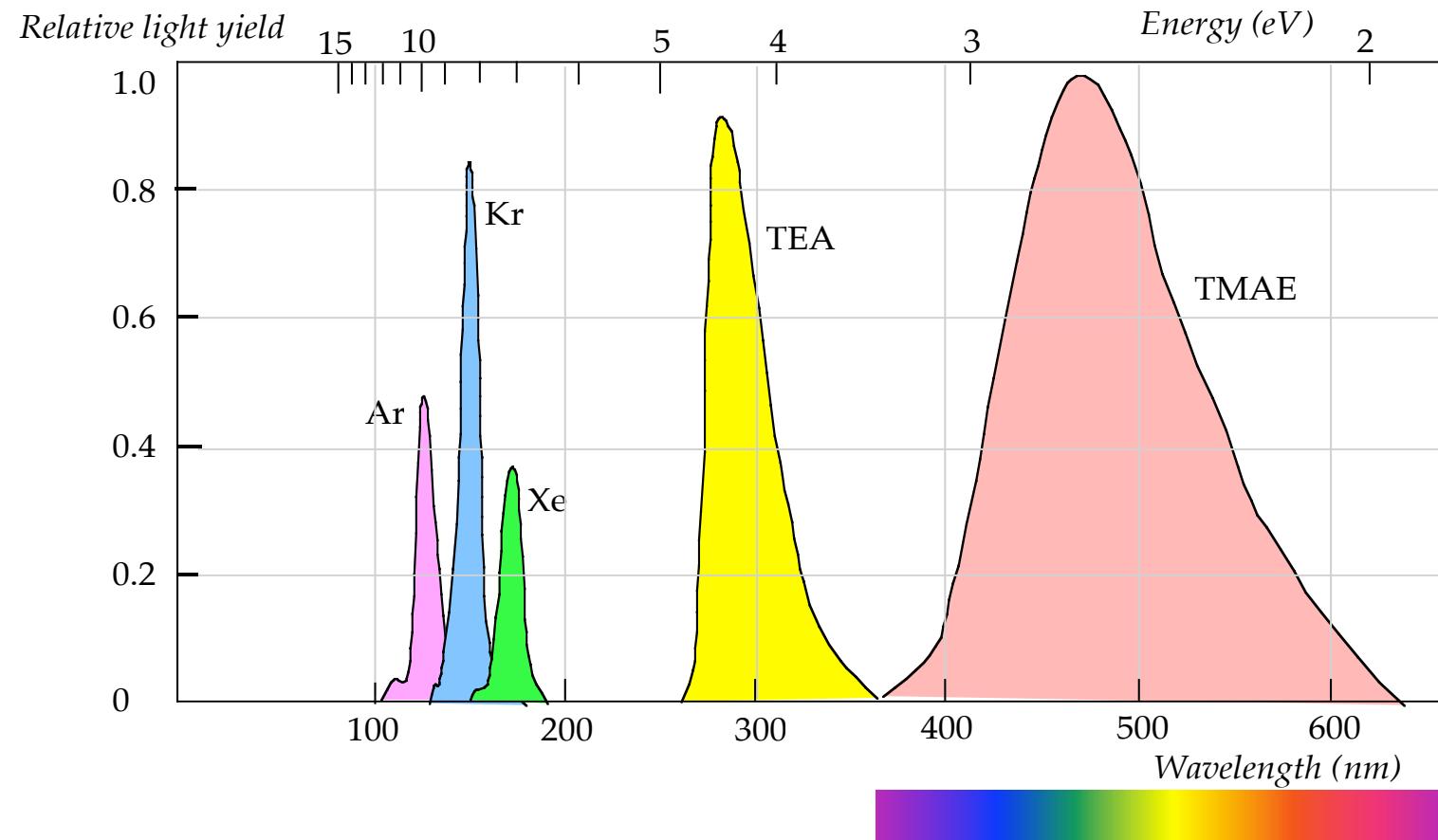
(possibile se $E_i(B) < E_x(A)$)

1) $A + e^- \Rightarrow A^+ + e^- + e^-$	Ionisation by electronic impact.
2) $A + e^- \Rightarrow A^+ + e^-$	Excitation by electronic impact.
3) $A^* + e^- \Rightarrow A + e^-$	Deexcitation by electronic collision.
4) $A + h\nu \Rightarrow A^*$	Photo-excitation (absorption of light).
5) $A^* \Rightarrow A + h\nu$	Photo-emission (radiative deexcitation).
6) $A + h\nu \Rightarrow A^+ + e^-$	Photoionisation.
7) $A^+ + e^- \Rightarrow A + h\nu$	Radiative recombination.
8) $A^+ + B + e^- \Rightarrow A + B$	Three body recombination.
9) $A^* + B \Rightarrow A + B^*$	Collisional deexcitation.
10) $A^* + B \Rightarrow A + B^+ + e^-$	Penning effect.
11) $A^+ + B \Rightarrow A + B^+$	Charge exchange.
12) $A^+ + B \Rightarrow A^+ + B^+ + e^-$	Ionisation by ionic impact.
13) $A + B \Rightarrow A^* + B$	Excitation by atomic impact.
14) $A + B \Rightarrow A^+ + B + e^-$	Ionisation by atomic impact.
15) $A + e^- \Rightarrow A^-$	Formation of negative ions.
16) $A^- \Rightarrow A + e^-$	Electrons release by negative ions.
17) $A^{**} + A \Rightarrow A_2^+ + e^-$	Associative ionisation.
18) $A^+ + 2A \Rightarrow A_2^+ + A$	Molecular ion formation.
19) $A^* + A + A \Rightarrow A_2^* + A$	Excimer formation.
20) $A_2^* \Rightarrow A + A + h\nu$	Radiative excimer dissociation.
21) $(XY)^* \Rightarrow X + Y^*$	Dissociation.
22) $(XY)^+ + e^- \Rightarrow X + Y^*$	Recombinational dissociation

J. Meek and J. D. Cragg, Electrical Breakdown of Gases (Clarendon Press, Oxford 1953)

SCINTILLAZIONE DEI GAS

Atomi o molecole eccitati da collisioni si diseccitano emettendo fotoni di scintillazione. La lunghezza d'onda dipende dal gas, dall'ultravioletto per i gas nobili fino al visibile per molecole come il TMAE.
L'emissione di fotoni viene sfruttata nei contatori proporzionali a scintillazione e in camere a immagine.



IONIZZAZIONE-MOLTIPLICAZIONE DI CARICA

Se l'energia dell'elettrone supera il potenziale di ionizzazione del gas, nella collisione si può creare una coppia ione-elettrone. Il percorso medio per collisioni ionizzanti dipende dalla sezione d'urto:

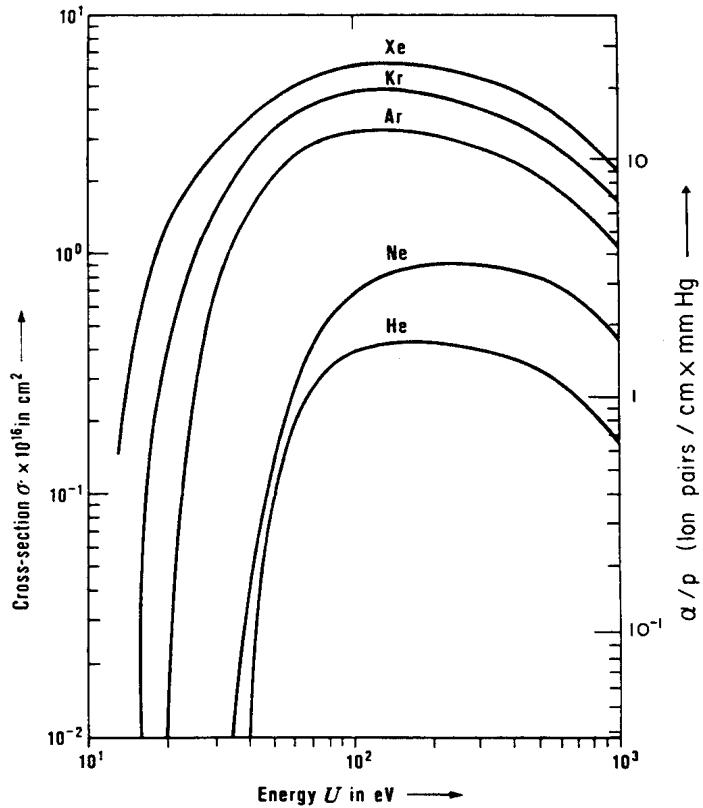
$$\lambda = \frac{1}{N\sigma}$$

N: molecole per unità di volume.

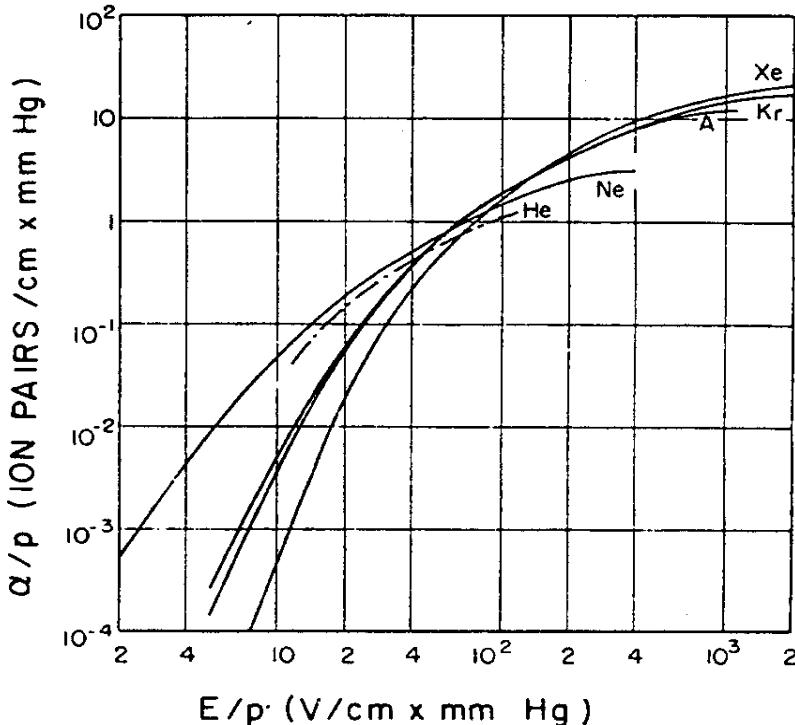
Il numero di collisioni ionizzanti per unità di percorso si chiama coefficiente di Townsend:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda}$$

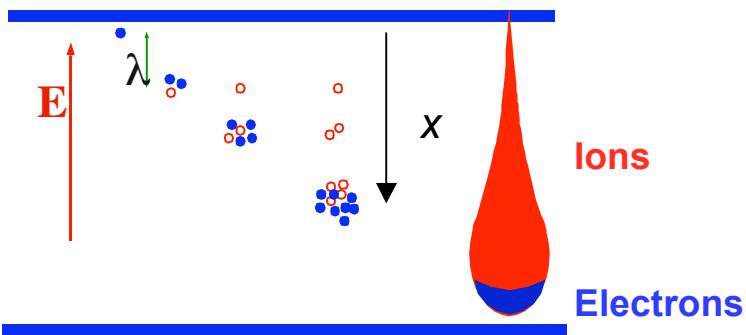
SEZIONE D'URTO DI IONIZZAZIONE:



COEFFICIENTE DI TOWNSEND:



MOLTIPLICAZIONE A VALANGA IN CAMPO UNIFORME



Ad ogni libero percorso medio gli elettroni subiscono una collisione ionizzante producendo una coppia elettrone-ione; ne risulta un aumento a valanga della carica, con gli elettroni sul fronte e gli ioni più lenti nella coda.

Incremento nel numero delle cariche per un percorso dx :

$$dn = n \alpha dx$$

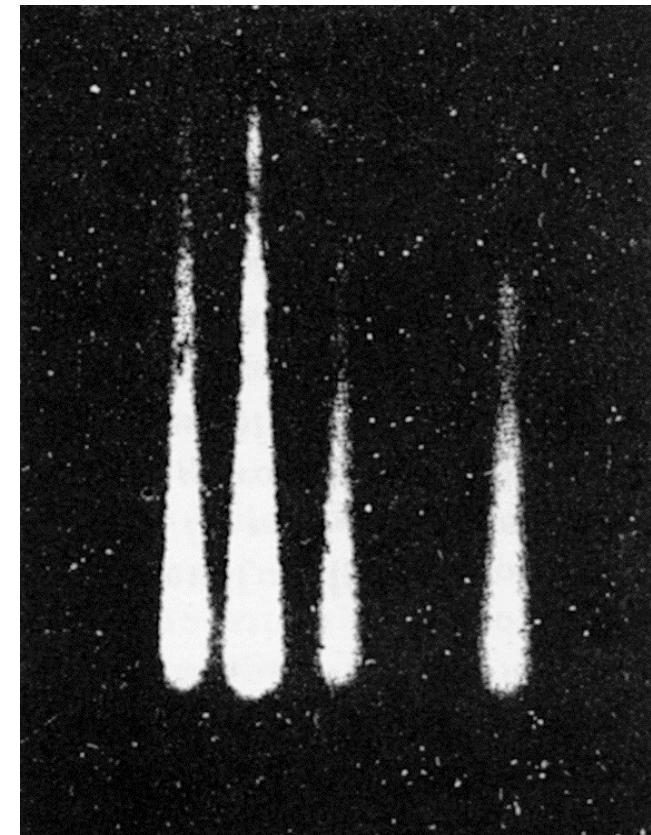
Integrando su una distanza x :

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x}$$

Fattore di moltiplicazione (guadagno di carica):

$$M(x) = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

VISUALIZZAZIONE DELLE VALANGHE OTTENUTA COMBINANDO UNA CAMERA A NEBBIA CON UNA CAMERA A VALANGA:



H. Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases (Butterworth 1964)

EFFETTO PENNING

L'aggiunta a un gas nobile A di una specie B con potenziale di ionizzazione inferiore al livello di eccitazione di A produce uno scambio di stati con aumento del rendimento di ionizzazione:



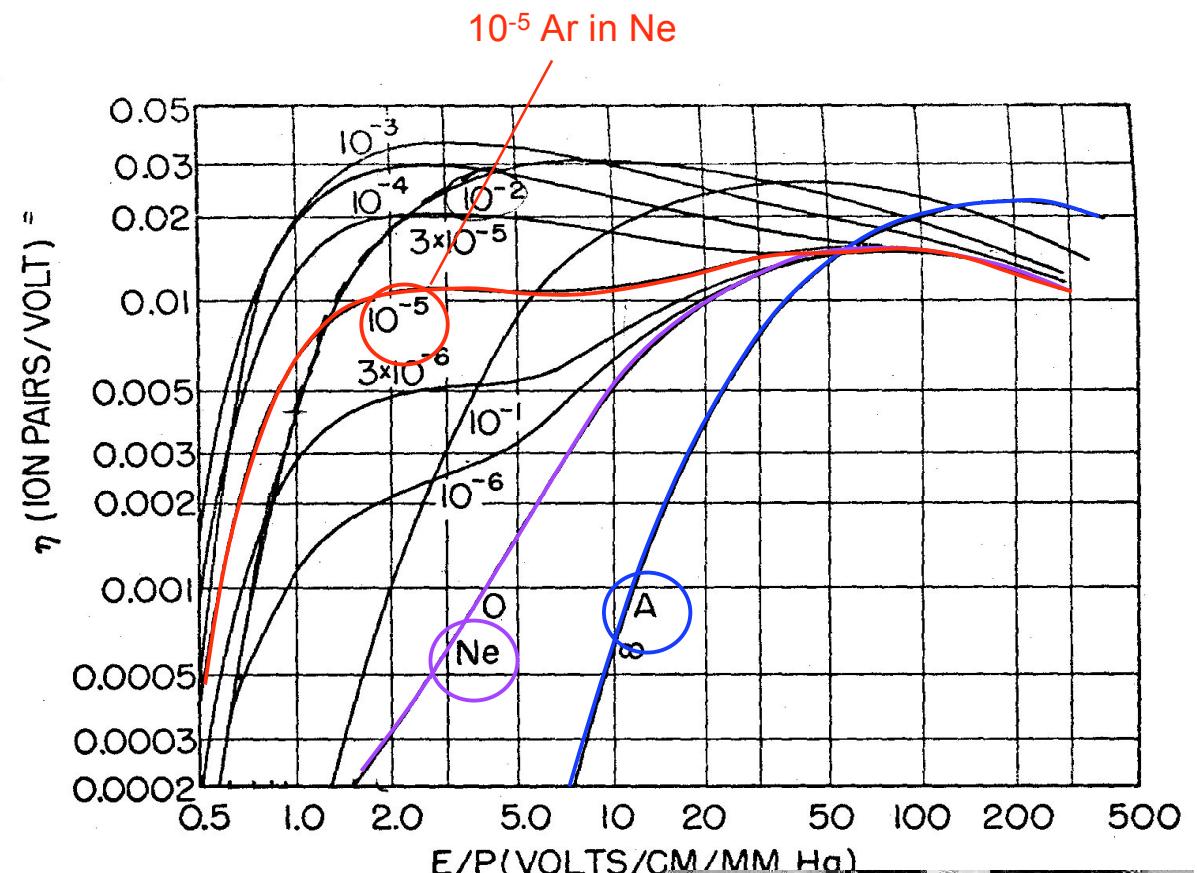
La soglia dei processi di moltiplicazione è ridotta, e aumenta il rendimento di ionizzazione per collisione a campo dato.

Un caso classico è quello delle miscele di Argon con Neon:

$$E_i(\text{Ar}) = 15.7 \text{ eV}$$

$$E_x(\text{Ne}) = 16.6 \text{ eV}$$

Il processo è tanto più efficiente quanto più vicine sono le due energie.

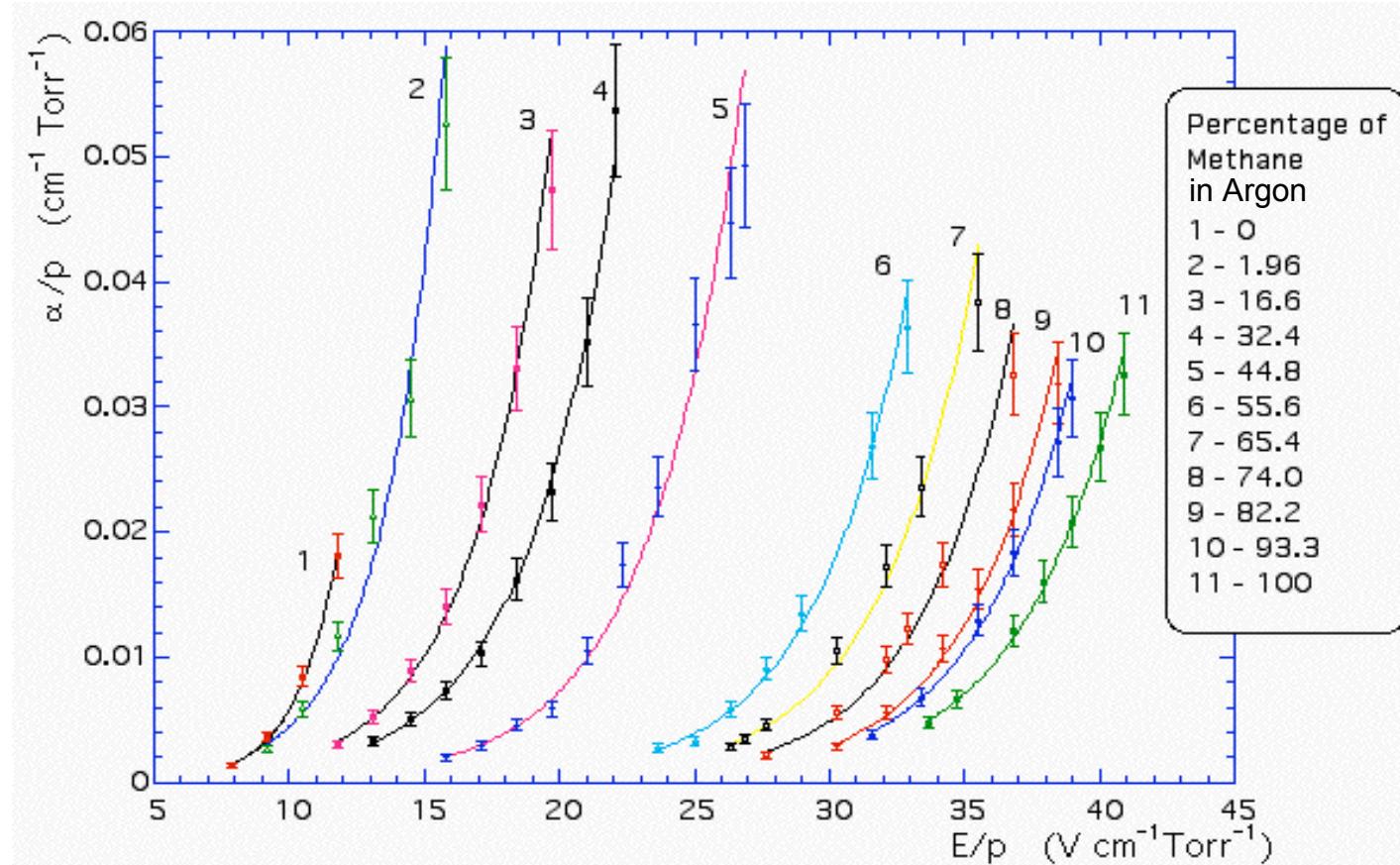


A. A. Kruithof and F.M. Penning, Physica 4(1937)450

MISCELE DI GAS

Nei gas nobili l'energia degli elettroni supera la soglia di ionizzazione a campi poco elevati. La presenza di processi di emissione di fotoni (per cui il gas è trasparente) e di estrazione secondaria agli elettrodi limita il guadagno massimo a causa di scariche.

L'aggiunta di molecole organiche "raffredda" gli elettroni, richiedendo tensioni più elevate per iniziare la moltiplicazione, ma permette di ottenere guadagni più elevati grazie alla riduzione dei fenomeni secondari (quenching).

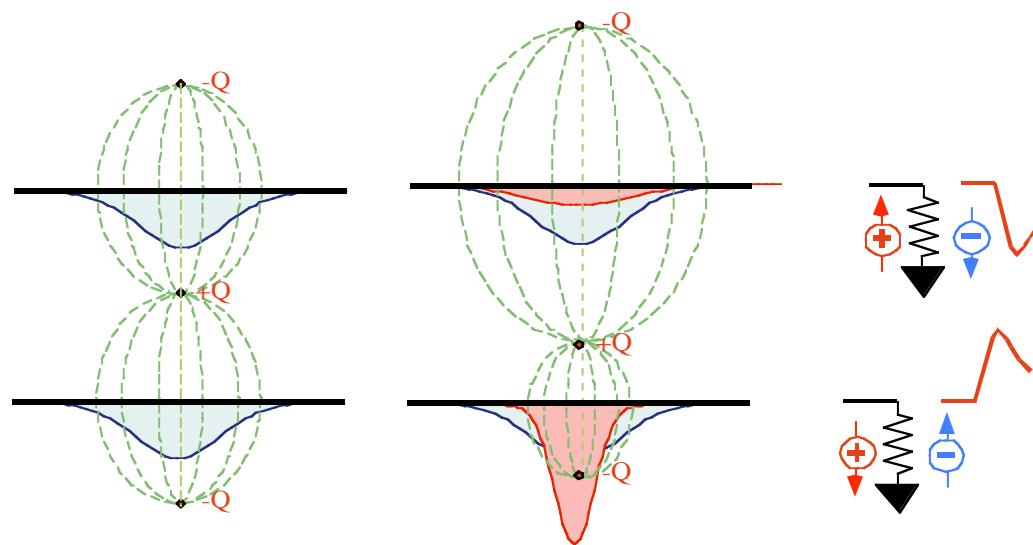


A. Sharma and F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A334(1993)420

SEGNALE INDOTTO

Una carica $+Q$ deposta fra due conduttori induce profili di cariche eguali e di segno opposto su ciascun elettrodo. Il campo elettrico risultante si calcola come sovrapposizione dei campi (metodo delle cariche immagine).

La carica $+Q$, muovendosi verso un elettrodo negativo (catodo) modifica il profilo indotto, che diviene più stretto e più elevato. Il carico resistivo esterno reagisce fornendo carica negativa, il che produce un segnale positivo. Il segnale è eguale e di segno opposto sull'altro elettrodo (anodo).



CAMERA A IONIZZAZIONE

Due elettrodi piani a distanza s_0 e differenza di potenziale V_0 .
Carica indotta su ciascun elettrodo dalla carica $+Q$ in moto sulla
differenza di potenziale dV :

$$dq = Q \frac{dV}{V_0} = Q \frac{ds}{s_0}$$

Integrando sullo spessore s :

$$q(s) = \frac{Q}{s_0} s \quad q(t) = \frac{Q}{s_0} w t \quad i(t) = \frac{dq}{dt} = \frac{Q}{s_0} w$$

w : velocità di drift

Per una coppia di cariche eguali e di segno opposto
(coppia elettrone-ione):

$$q(t) = Q \left(\frac{w^- t}{s_0} + \frac{w^+ t}{s_0} \right) \quad 0 \leq t \leq T^-$$

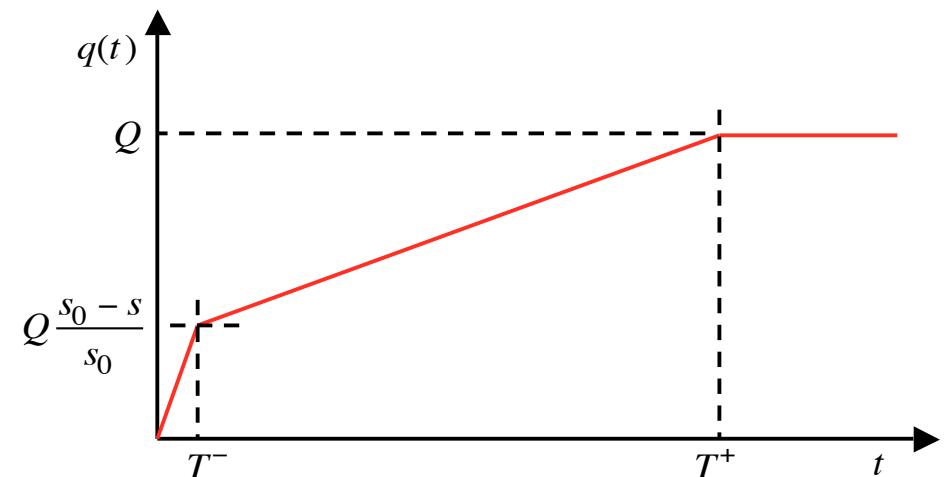
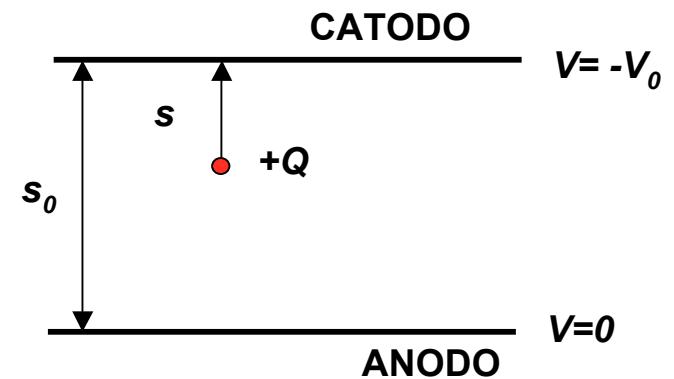
$$q(t) = Q \left(\frac{s - s_0}{s_0} + \frac{w^+ t}{s_0} \right) \quad T^- \leq t \leq T^+$$

w^- (w^+) : velocità di drift degli elettroni (ioni)

Segnale totale su un elettrodo:

$$q(T^+) = Q$$

($+Q$ sul catodo, $-Q$ sull'anodo)



CONTATORE A FACCE PARALLELE

Segnale indotto in regime di moltiplicazione.

Aumento nel numero delle cariche nella valanga dopo un percorso ds :

$$dn = nads$$

integrandi su un percorso s :

$$n = n_0 e^{\alpha s}$$

Incremento delle cariche indotte dovuto agli elettroni dopo un percorso s :

$$dq^- = -en_0 e^{\alpha s} \frac{ds}{s_0}$$

Integrando su s :

$$q^-(s) = \frac{en_0}{\alpha s_0} (e^{\alpha s} - 1) \approx \frac{en_0}{\alpha s_0} e^{\alpha s} = \frac{en_0}{\alpha s_0} e^{\alpha w^- t}$$

Corrente corrispondente:

$$i^-(t) = \frac{dq^-}{dt} = \frac{en_0 w^-}{s_0} e^{\alpha w^- t} = \frac{en_0}{T^-} e^{\alpha w^- t}$$

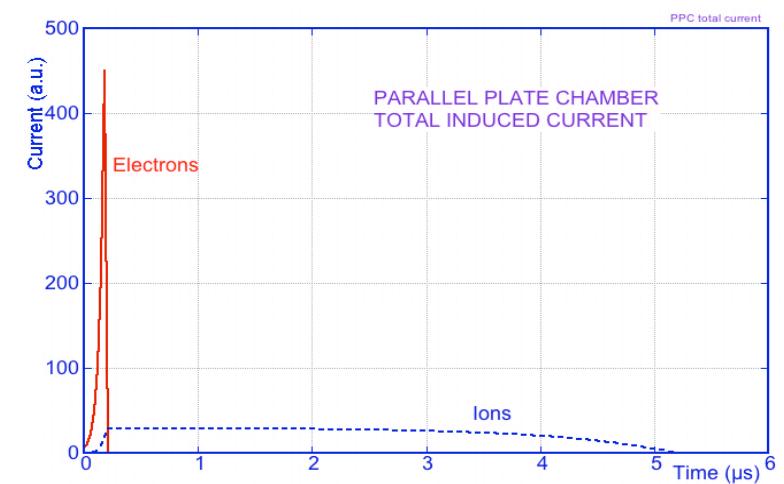
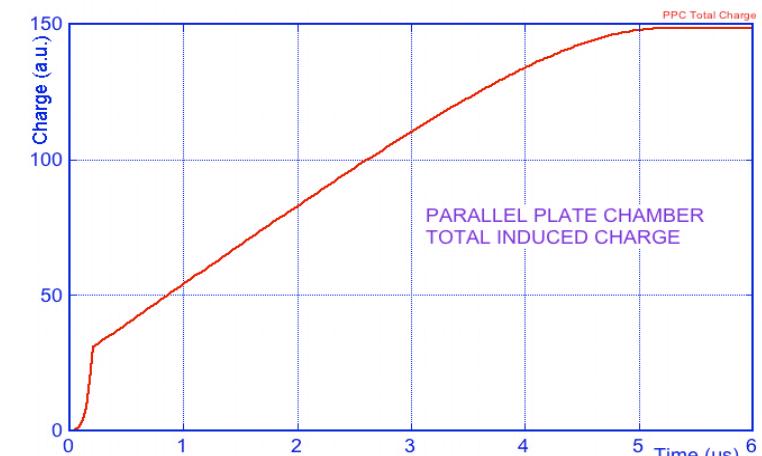
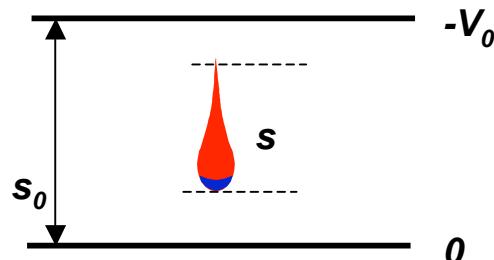
Il segnale di corrente indotto dagli ioni è:

$$i^+(t) = \frac{en_0}{T^+} \left(e^{\alpha w^- t} - e^{\alpha w^* t} \right) \quad 0 \leq t \leq T^-$$

$$i^+(t) = \frac{en_0}{T^+} \left(e^{\alpha s} - e^{\alpha w^* t} \right) \quad T^- \leq t \leq T^+$$

Data la differenza nella velocità di drift, il segnale degli elettroni è molto più rapido di quello dovuto agli ioni.

J. Townsend, Electrons in Gases (1947)



STATISTICA DELLO SVILUPPO A VALANGA

In campo elettrico uniforme, la probabilità per una valanga iniziata da un solo elettrone di avere N elettroni è espressa dalla legge di Furry:

$$P(N) = \frac{1}{\bar{N}} e^{-\frac{N}{\bar{N}}}$$

$\bar{N} = e^{\alpha s}$ è la dimensione media (guadagno). La distribuzione ha una varianza eguale alla media:

$$\frac{\sigma_N}{\bar{N}} = 1$$

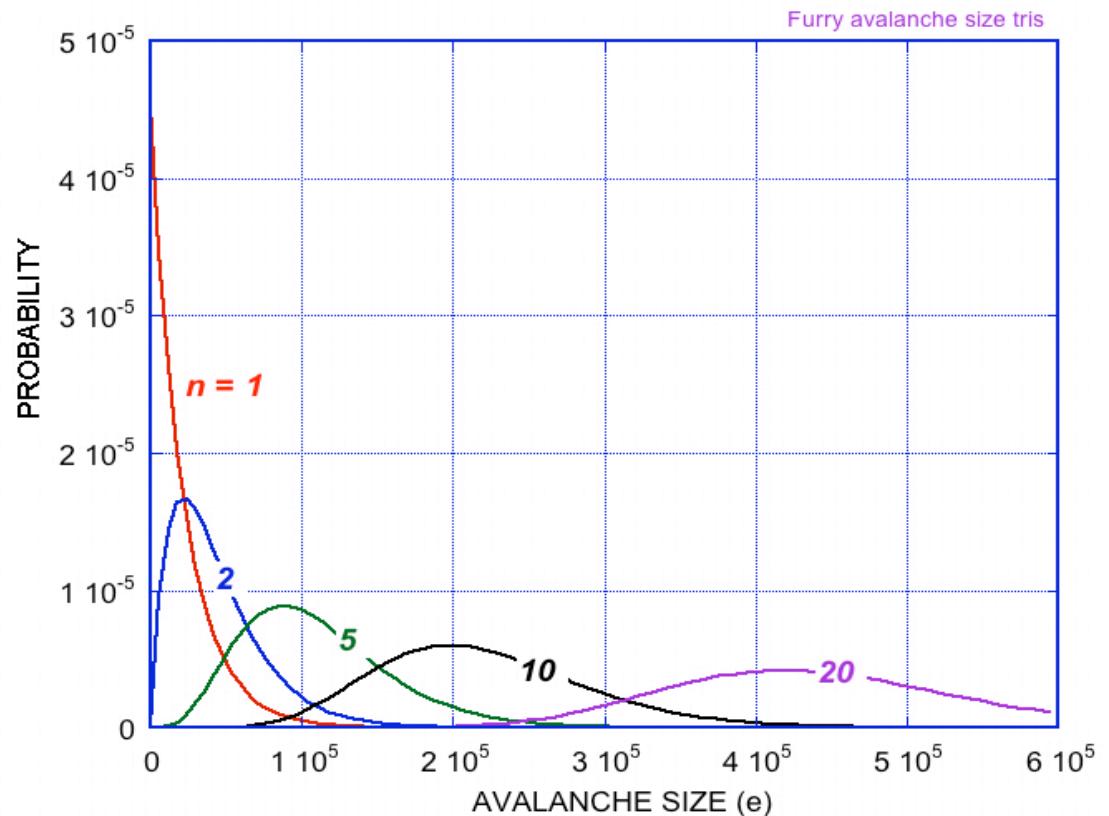
La probabilità massima è per N=1!

Per valanghe iniziata da n elettroni:

$$P(n, N) = \left(\frac{N}{\bar{N}}\right)^{n-1} \frac{e^{-\frac{N}{\bar{N}}}}{(N-1)!}$$

La distribuzione di probabilità determina la risoluzione in energia dei rivelatori gassosi (vedi dopo).

DISTRIBUZIONE DELLE VALANGHE INIZIATE DA 1, 2.. 20 ELETTRONI:



H. Genz, Nucl. Instr. and Meth. 112(1973)83

SVILUPPO DELLE VALANGHE A CAMPI ELEVATI

A fattori di moltiplicazione elevati (alti campi elettrici) la distribuzione delle valanghe è descritta dalla funzione di Polya, che sviluppa un picco:

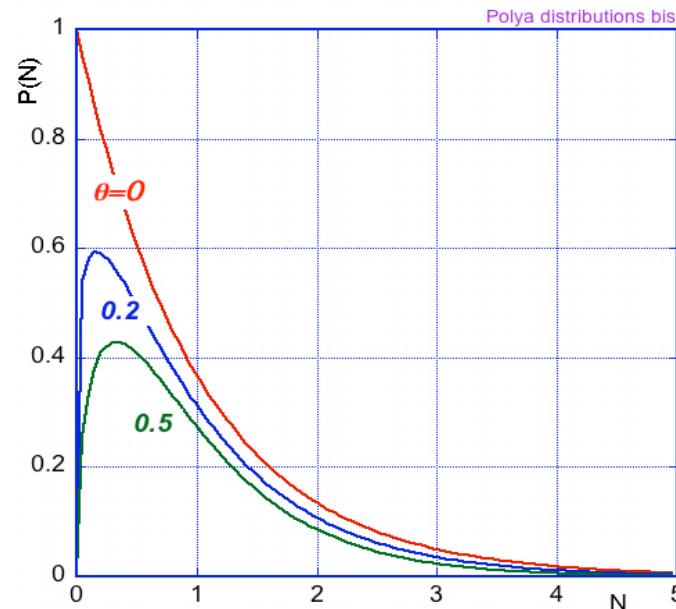
$$P(N) = \left[\frac{N(1+\theta)}{\bar{N}} \right]^\theta e^{-\frac{N(1+\theta)}{\bar{N}}}$$

Che si riduce all'esponenziale (Furry) per $\theta = 0$.

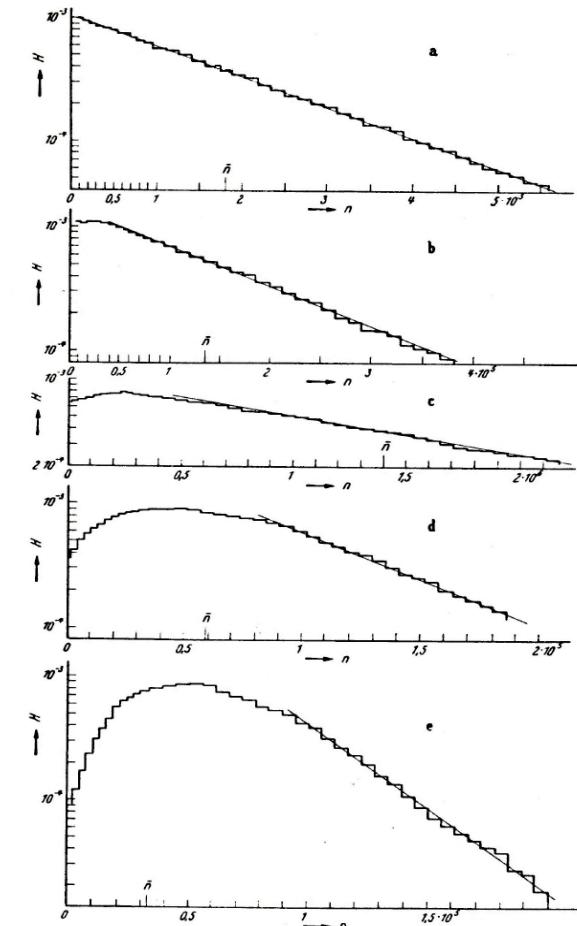
Varianza relativa della Polya:

$$\left(\frac{\sigma_A}{A} \right)^2 = \frac{1}{A} + \frac{1}{1-\theta} \cong \frac{1}{1-\theta}$$

DISTRIBUZIONE DI POLYA:



DISTRIBUZIONE Sperimentale DELLE VALANGHE A CAMPI ELETTRICI CRESCENTI:

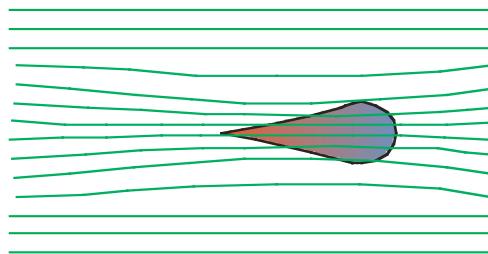


*H. Sclumbohm,
Zeit. Physik 151(1958)563*

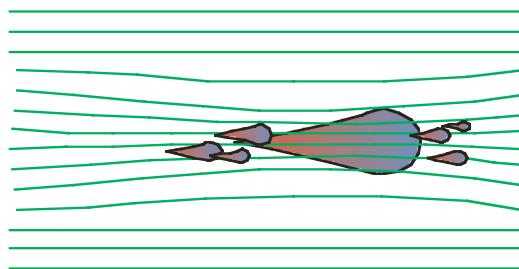
STREAMERS

A valori di campo molto elevati, la densità di carica creata nella valanga modifica il campo elettrico; quando la dimensione supera $\sim 10^7$ (condizione di Raether) la valanga si trasforma in streamer.

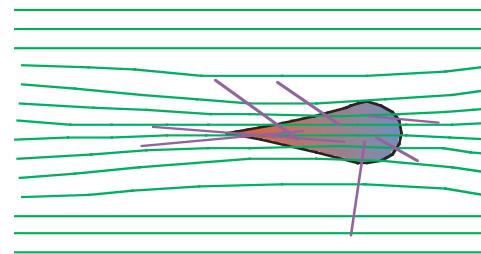
1. Il campo aumenta davanti e dietro la valanga:



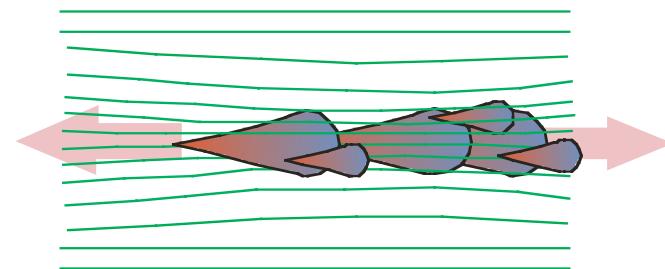
3. Nelle zone di campo più elevato si formano valanghe secondarie:



2. Fotoni emessi nella valanga producono fotoelettroni nel gas:



4. Un filamento di carica (streamer) si propaga velocemente in avanti e all'indietro



Il regime di streamer produce segnali molto grandi e rapidi, ma può portare alla scarica (rottura di rigidità del contatore).

**PARALLEL PLATE CHAMBERS
PESTOV COUNTERS
RESISTIVE PLATE CHAMBERS**