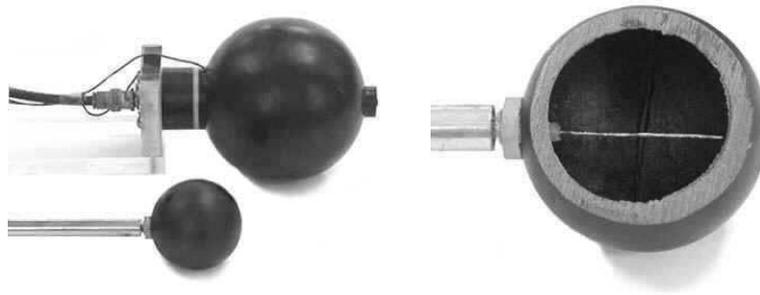


# Detectores de radiación

Un detector de radiación es cualquier medio material activo o pasivo que nos permite registrar alguna propiedad de un campo de radiación ionizante.

- Llamaremos detector "activo" a aquel que necesita un sistema electrónico de lectura en funcionamiento mientras es irradiado para obtener la señal. (i.e. cámara de ionización de aire)



Cámara de ionización Shonka con paredes de plástico conductor A-150 equivalente a tejido.



Electrómetro moderno (PTW) con lecturas de fC hasta nC. Normalmente incluyen la fuente de HV de polarización de hasta (300V ó 400V) para la cámara de ionización.

# Detectores de radiación

Consideraremos detector "pasivo" a aquel que puede ser utilizado sin necesidad de registro electrónico durante el proceso de irradiación. (i.e. placa fotográfica)

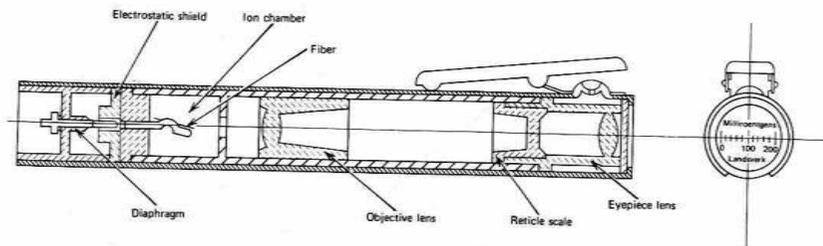
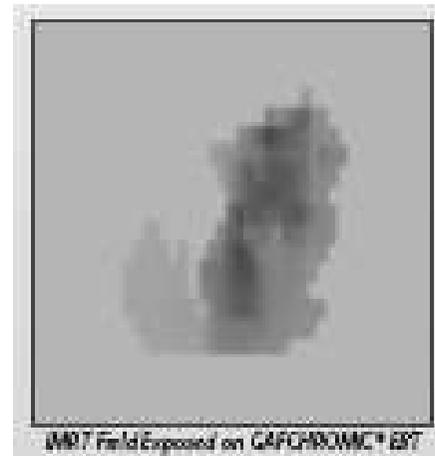


Fig. 5.25. Direct-reading pocket-dosimeter-type ionization chamber for exposure (courtesy Landsverk Electrometer Co.).

Electrómetro antiguo de lápiz cuya lectura se realiza ópticamente.



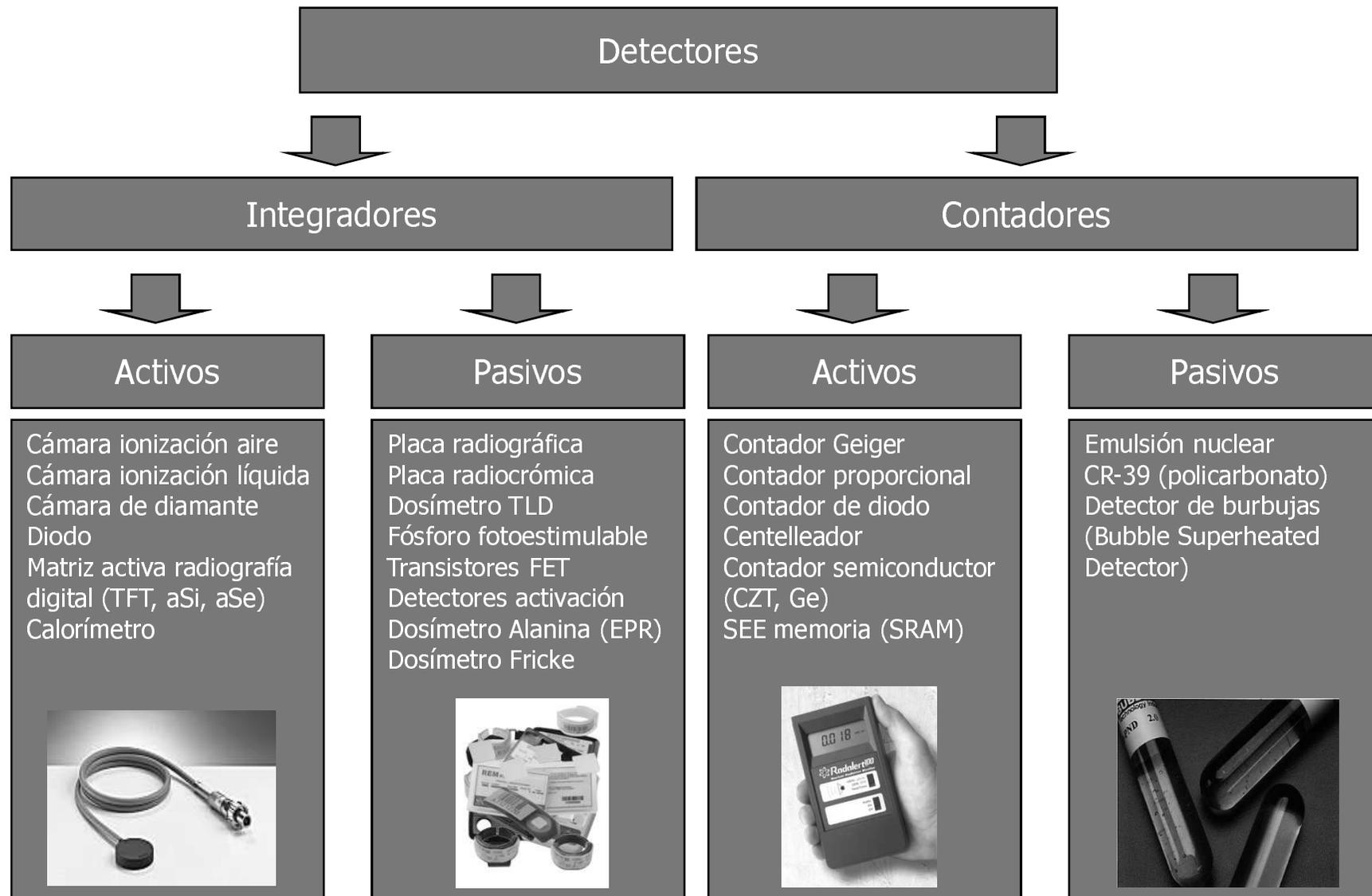
Placa radiográfica. La exposición total se traduce en densidad óptica al ser revelada.



Placa radiocrómica. Compuesta de una película de polímero se oscurece proporcionalmente a la dosis (sin revelado).

# Detectores de radiación

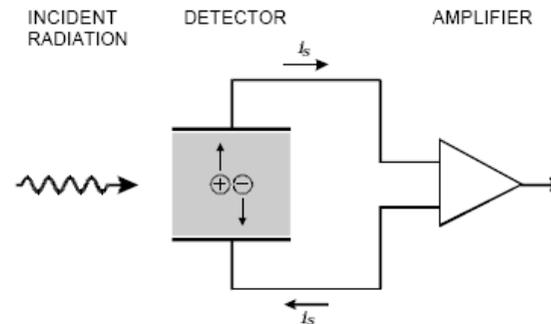
Podemos también dividir a los detectores dependiendo de si la señal que ofrecen es el resultado de integrar todos los efectos de múltiples interacciones individuales ("integradores") o bien detectores que funcionan en base a las interacciones de una sola partícula individual ("contadores").



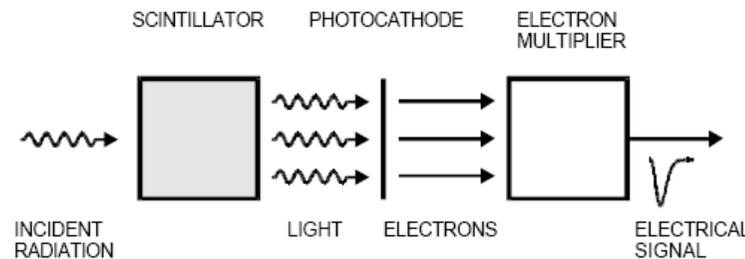
# Detectores de radiación

Podemos también dividir a los detectores dependiendo de si la señal se detecta de modo "directo" a través de la ionización en el medio material, o bien se detecta "indirectamente" (i.e. primero se produce luz que ha de ser posteriormente convertida en señal eléctrica).

Detección directa de radiación  
(rayos X y partículas cargadas):  
cámara de ionización



Detección indirecta de radiación  
(rayos X y partículas cargadas):  
centelleador



En los detectores directos (indirectos) también se excitan estados excitados ópticos (se produce ionización), se emite luz (i.e. argon!), sin embargo dependiendo de la situación usamos uno u otro efecto en la detección.

# Detección indirecta: fotosensores

En el caso de la detección indirecta necesitamos un elemento conversor de la señal de luz a señal eléctrica. Los actuales fotosensores son una amplia serie de dispositivos:

**Table 28.2:** Representative characteristics of some photodetectors commonly used in particle physics. The time resolution of the devices listed here vary in the 10–2000 ps range.

Type	$\lambda$ (nm)	$\epsilon_Q \epsilon_C$	Gain	Risetime (ns)	Area (mm <sup>2</sup> )	1-p.e noise (Hz)	HV (V)	Price (USD)
PMT*	115–1100	0.15–0.25	$10^3$ – $10^7$	0.7–10	$10^2$ – $10^5$	$10$ – $10^4$	500–3000	100–5000
MCP*	100–650	0.01–0.10	$10^3$ – $10^7$	0.15–0.3	$10^2$ – $10^4$	0.1–200	500–3500	10–6000
HPD*	115–850	0.1–0.3	$10^3$ – $10^4$	7	$10^2$ – $10^5$	$10$ – $10^3$	$\sim 2 \times 10^4$	$\sim 600$
GPM*	115–500	0.15–0.3	$10^3$ – $10^6$	$O(0.1)$	$O(10)$	$10$ – $10^3$	300–2000	$O(10)$
APD	300–1700	$\sim 0.7$	$10$ – $10^8$	$O(1)$	$10$ – $10^3$	$1$ – $10^3$	400–1400	$O(100)$
SiPM	400–550	0.15–0.3	$10^5$ – $10^6$	$\sim 1$	1–10	$O(10^6)$	30–60	$O(10)$
VLPC	500–600	$\sim 0.9$	$\sim 5 \times 10^4$	$\sim 10$	1	$O(10^4)$	$\sim 7$	$\sim 1$

\*These devices often come in multi-anode configurations. In such cases, area, noise, and price are to be considered on a “per readout-channel” basis.



PMT: fotomultiplicador  
MCP: microchannel plate  
HPD: hybrid photodetector  
GPM: gas photomultiplier

APD: avalanche photodiode  
SiPM: silicon photomultiplier  
VLPC: visible light photon counters

# Detección indirecta: fotosensores

El tubo fotomultiplicador es el más antiguo de los fotosensores utilizados. Se basa en la emisión de electrones por un fotocátodo (normalmente con un metal alcalino) y su posterior multiplicación por colisiones y aceleraciones sucesivas (dinodos)

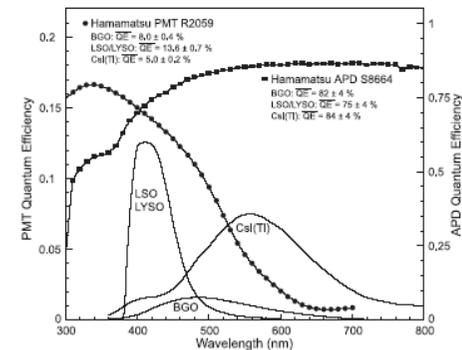
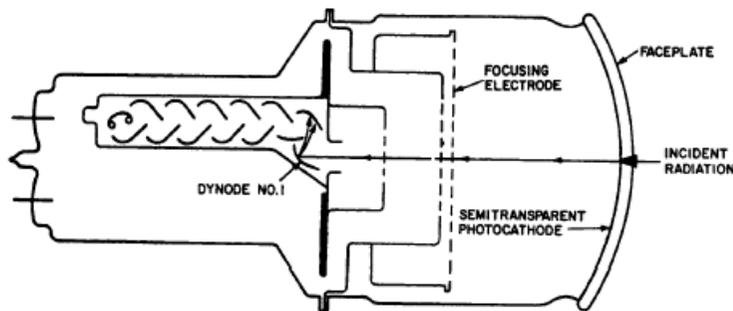


Figure 28.2: The quantum efficiencies of two photodetectors, a Hamamatsu R2059 PMT with bi-alkali cathode and a Hamamatsu S8664 avalanche photodiode (APD), are shown as a function of wavelength. Also shown in the figure are emission spectra of three crystal scintillators, BGO, LSO and CsI(Tl), and the numerical values of the emission weighted quantum efficiency. The area under each emission spectrum is proportional to crystal's light yield.

Table 28.3: Properties of photocathode and window materials commonly used in vacuum photodetectors [11].

Photocathode material	$\lambda$ (nm)	Window material	Peak $\epsilon_Q$ ( $\lambda/nm$ )
CsI	115–200	MgF <sub>2</sub>	0.15 (135)
CsTe	115–240	MgF <sub>2</sub>	0.18 (210)
Bi-alkali	300–650	Borosilicate	0.27 (390)
	160–650	Quartz	0.27 (390)
Multi-alkali	300–850	Borosilicate	0.20 (360)
	160–850	Quartz	0.23 (280)
GaAs(Cs) <sup>+</sup>	160–930	Quartz	0.23 (280)
GaAsP(Cs)	300–750	Borosilicate	0.42 (560)

\*Reflection type photocathode is used.

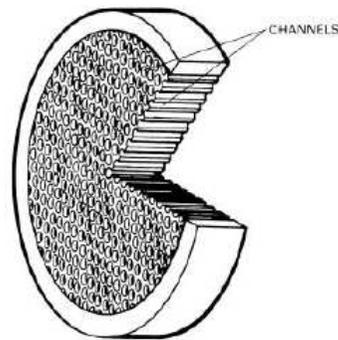
El material del fotocátodo determina la sensibilidad primaria del sensor en términos de la eficiencia de extracción del fotoelectrón. El electrón tiene que ser capaz de escapar del material del fotocátodo (work function)

$$\text{eficiencia} = \frac{\text{no. de electrones emitidos}}{\text{no. de fotones incidentes}}$$

La eficiencia (cuántica) estándar de un fotomultiplicador es del 20 – 30%

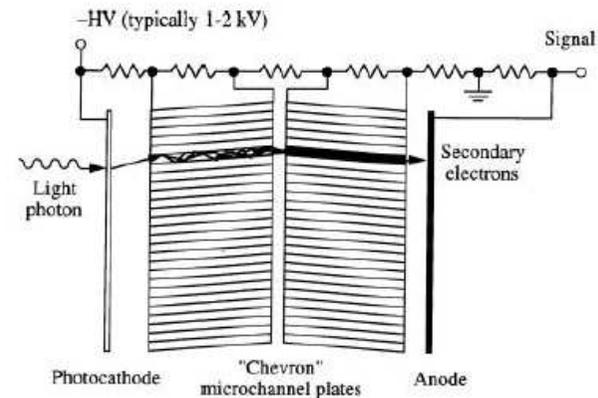
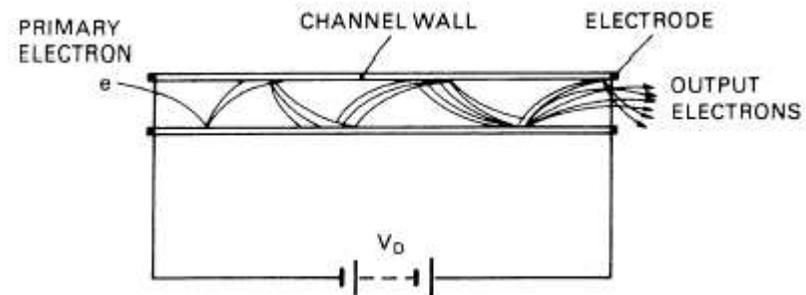
# Detección indirecta: fotosensores

Las placas de microcanal (microchannel plates) son otra técnica standard en la multiplicación de los electrones en sensores ópticos. Son usadas en fluoroscopia o en aplicaciones que necesitan alta sensibilidad y alta resolución espacial.



(Hamamatsu Photonics)

Están normalmente formados por un emisor secundario de electrones aplicado en las paredes de capilares de cristal. Entre las caras de la placa microcanal se establece un potencial que acelera los electrones en los capilares. Los canales pueden tener diámetros de 10 micras mientras que las placas multicanal pueden tener espesores de cientos de micras y diámetros de cm.

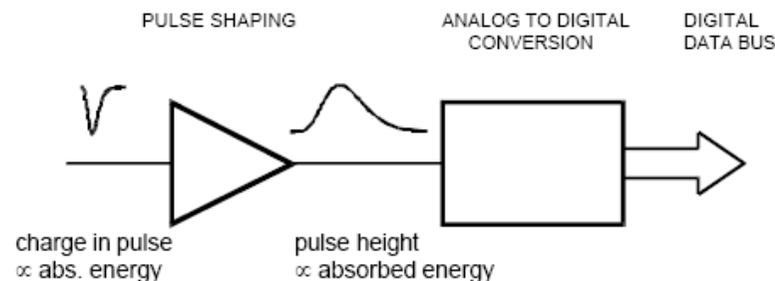


(from Derenzo)

# Detectores de radiación: contadores

El proceso de detección de radiación en contadores (en detectores activos y en muchos detectores pasivos) consiste en la conversión de la señal del detector en una señal eléctrica que pueda ser digitalizada para su posterior análisis o procesado.

Normalmente el detector produce una señal de carga eléctrica proporcional a la energía depositada en el medio activo del sensor. Esta carga eléctrica habitualmente es amplificada en una señal de voltaje cuya amplitud es proporcional a la carga inicial y esta amplitud es entonces digitalizada.



# Detectores de radiación: señal

La señal de un detector proviene de algún proceso de interacción de la radiación que provoca la ionización y/o excitación de átomos o moléculas del medio activo.

Detección directa: si los cuantos de radiación incidente depositan suficiente energía en el medio material, entonces se produce la formación de un par electrón-ión en gases (y líquidos) y de un par electrón-hueco en semiconductores y metales.

$$N_{e-ion} = \frac{\Delta E}{W}$$

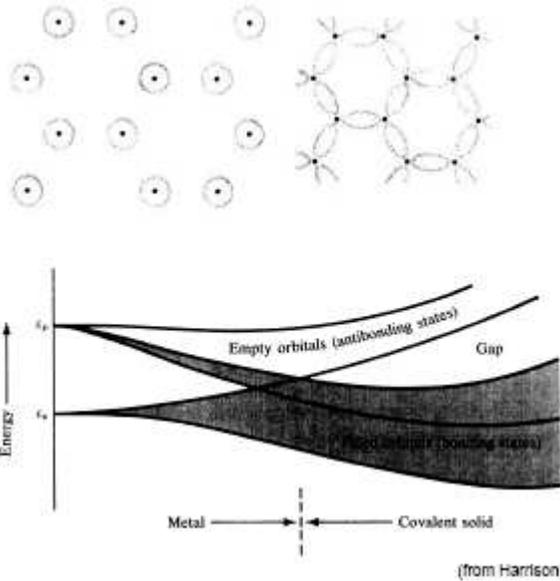
Otros modos de detección:

- Excitación de estados ópticos en centelleadores
- Excitación de estados de vibración de una red (fonones)
- Formación de burbujas sobrecalentadas

Valores típicos de energías de ionización/excitación:

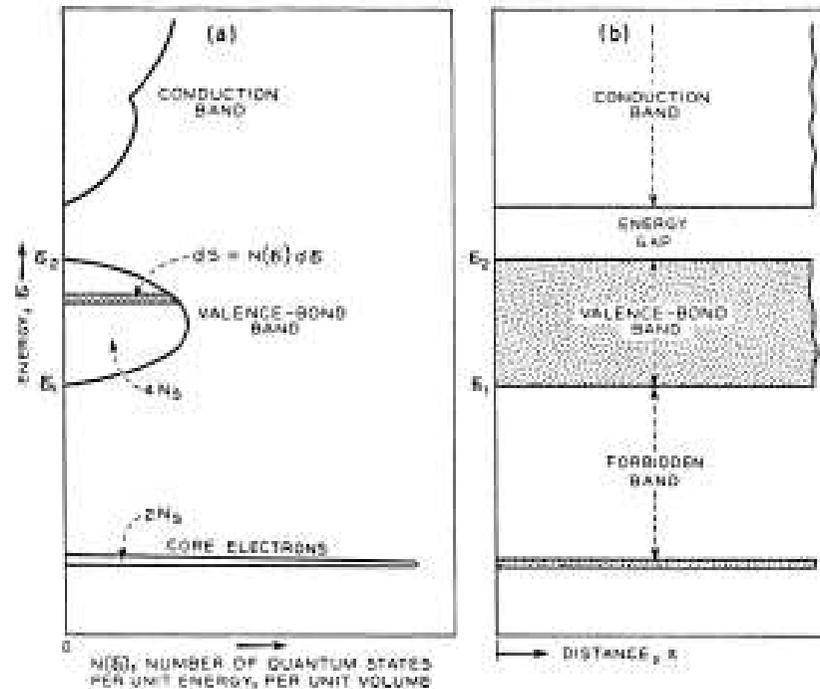
- ~30 eV ionización en gases
- 1-5 eV ionización en cristales semiconductores
- ~10 eV excitación de estados ópticos en centelleadores
- meV energía de excitación de fonones en una red

# Detectores de radiación: señal



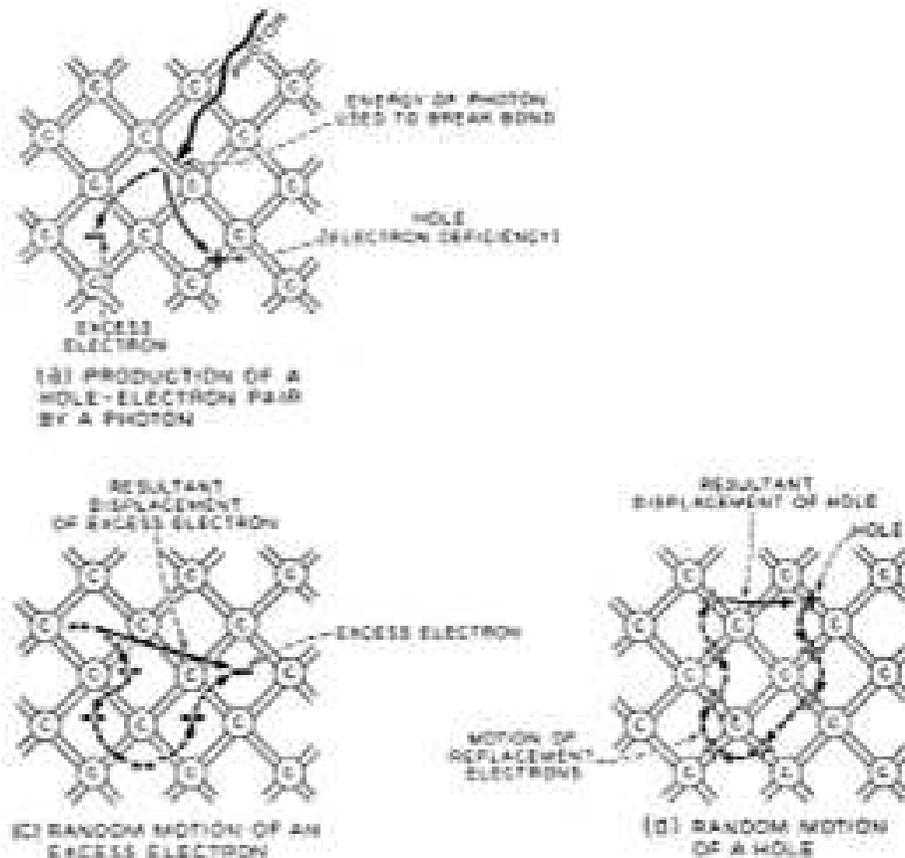
Cada átomo de la red contribuye con sus estados cuánticos a cada banda. La banda corresponde a un estado extenso en el sentido de que este estado electrónico al que contribuye un átomo se extiende a o largo de todo el cristal. Si un electrón es promocionado a la banda de conducción se puede mover a lo largo del cristal.

Cuando los átomos individuales de un medio material se acercan para constituir una red cristalina, la estructura de niveles atómicos se modifica para formar bandas de energía.



# Detectores de radiación: señal

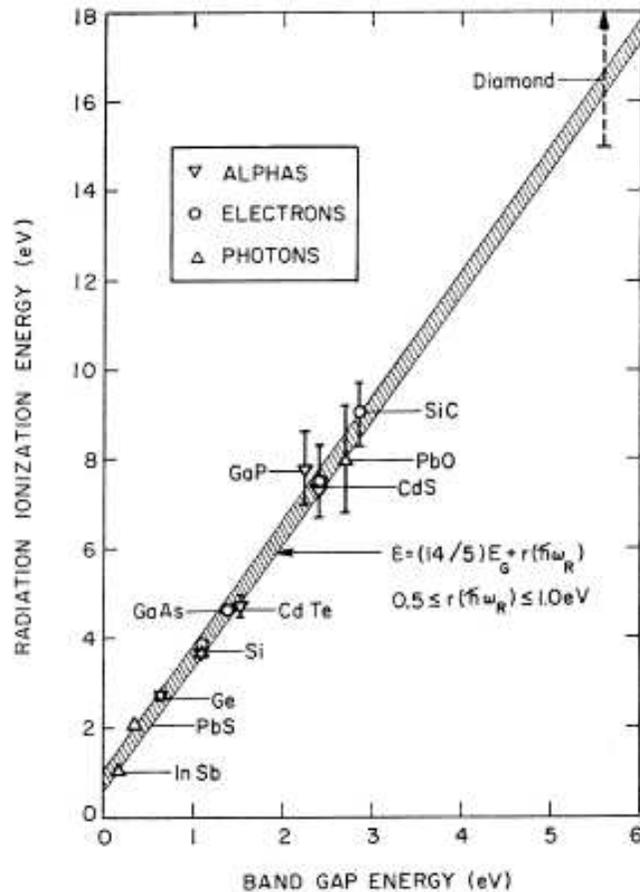
Consideremos un cristal de diamante. El gap entre la banda de valencia y la de conducción es de 5.5 eV (Para otros cristales: Ge 0.7 eV, Si 1.1 eV, GaAs 1.4 eV). Al aplicarle un campo eléctrico no circula electricidad debido a que la banda de valencia está llena y no pueden alcanzar la banda de conducción.



Si un fotón de rayos X es absorbido por un electrón de la banda de valencia, entonces éste se mueve a la banda de conducción y deja una vacante en la banda de valencia (un hueco).

El movimiento del electrón y del ión será guiado por el campo eléctrico aunque seguirán trayectorias tortuosas en el cristal siendo dispersados (de acuerdo a la difusión) según avanzan. Normalmente la movilidad de los huecos es menor que la movilidad electrónica en el medio ya que un hueco se mueve a través del solapamiento con un electrón del medio.

# Detectores de radiación: señal



Dependiendo de la distancia entre la banda de valencia y la banda de conducción tendremos diferentes tipos de medios materiales:

- Gap pequeño: conductor. Con un campo eléctrico moderado se produce una elevada corriente eléctrica. La señal de ionización queda enmascarada en la enorme corriente DC del medio. Ejemplo: metal
- Gap grande: dieléctrico. Usando un campo eléctrico elevado se produce una pequeña corriente DC de fuga. La señal de carga es menor que en un semiconductor debido al gap. Ejemplo: diamante
- Gap moderado: semiconductor. Mediante un campo eléctrico elevado podemos recoger la carga de ionización producida sin tener una corriente muy alta DC. La señal de carga es también elevada. Ejemplo: Si, Ge

Para tener movilidad electrónica en un medio material condensado necesitamos que éste no tenga átomos (moléculas) electroafines o "trampas" de electrones. Por eso la pureza necesaria para los cristales semiconductores es del orden de 99.9999999%

# Señal y teorema de Fano

Consideremos un detector directo de radiación (semiconductor, líquido no polar, gas) la energía depositada se emplea en parte en la creación de pares ión-electrón y otra parte se emplea en la excitación de átomos o moléculas del medio (o de vibraciones de la red cristalina).

$$N_{e-ion} = \frac{E_0}{W}$$

Consideremos que se producen  $N_i$  ionizaciones y  $N_x$  excitaciones en el medio activo. Sean  $E_i$  y  $E_x$  las energías medias necesarias para una ionización y una excitación respectivamente. Tendremos que

$$E_0 = N_i E_i + N_x E_x$$

Normalmente en señales macroscópicas el número de ionizaciones y de excitaciones es grande. Si asumimos un comportamiento Poissoniano, entonces tendremos que

$$\sigma_x = \sqrt{N_x}; \quad \sigma_i = \sqrt{N_i}$$

Si consideramos un suceso con una energía  $E_0$  fija el número de ionizaciones y de excitaciones puede variar, pero (respecto a su valor medio) tendremos

$$0 = E_i \Delta N_i + E_x \Delta N_x$$

# Señal y teorema de Fano

De aquí podemos obtener cómo las energías medias de excitación y de ionización participan en el reparto de la deposición de energía en el medio

$$E_i \sigma_i = E_x \sigma_x$$

De donde se puede deducir que

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{N_x}$$

A partir de la conservación de la energía obtenemos una ligadura

$$E_0 = N_i E_i + N_x E_x \quad N_x = \frac{E_0 - N_i E_i}{E_x}; \quad \sqrt{N_x} = \sqrt{\frac{E_0 - N_i E_i}{E_x}}$$

Finalmente obtenemos que las fluctuaciones en la ionización del medio son

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0}{E_x} - N_i \frac{E_i}{E_x}}$$

# Señal y teorema de Fano

La cantidad de ionizaciones se computa respecto a la energía total depositada

$$N_i = N_Q = \frac{E_0}{W}$$

De donde se puede deducir que

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0}{E_x} - \frac{E_0}{W} \frac{E_i}{E_x}}$$

De aquí se puede deducir las fluctuaciones en el número de ionizaciones en función del número total de ionizaciones

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{E_0}{W}} \sqrt{\frac{E_x}{E_i} \left( \frac{W}{E_i} - 1 \right)}$$

Lo cual se puede escribir como

$$\sigma_Q = \sqrt{F N_Q}$$

$$F = \frac{E_x}{E_i} \left( \frac{W}{E_i} - 1 \right)$$

Factor de Fano

# Señal y teorema de Fano

El factor de Fano implica que no podemos aplicar estadística de Poisson de modo directo a las fluctuaciones de la carga eléctrica producida por ionización en un detector directo de la radiación

$$\text{var}(N_Q) = \overline{(N_Q - \overline{N_Q})^2} = F \overline{N_Q}$$

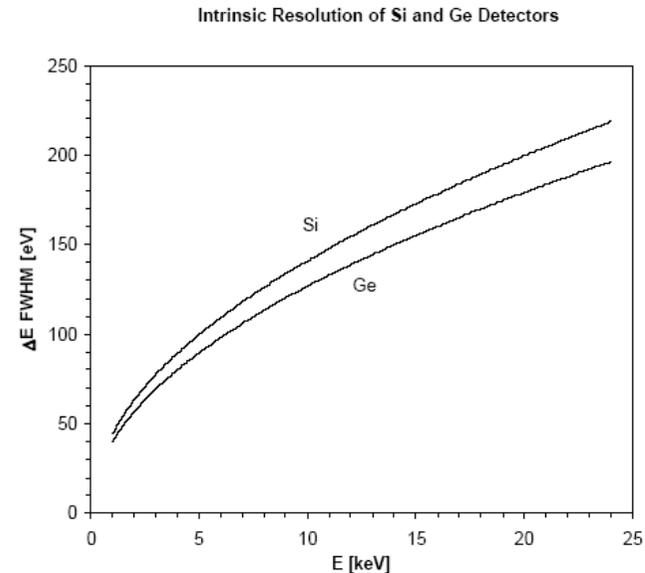
El cálculo del factor de Fano de un detector requiere una computación detallada de los modos de excitación y de las secciones eficaces. En el caso de semiconductores, por ejemplo tendremos que

$$\Delta E = 2.35 \cdot \varepsilon_i \sqrt{FN_Q} = 2.35 \cdot \varepsilon_i \sqrt{F \frac{E}{w}} = 2.35 \cdot \sqrt{FE\varepsilon_i}$$

Si:  $\varepsilon_i = 3.6 \text{ eV}$   $F = 0.1$

Ge:  $\varepsilon_i = 2.9 \text{ eV}$   $F = 0.1$

Medio detector	W (eV)	Factor fano
Silicio	3.6	0.1
Germanio	2.9	0.1
Ar	26.2	0.17
Ne	36.2	0.17
Ne+0.5%Ar	25.3	0.05
Ar líquido	23.3	0.11
Xe líquido	15.4	0.06



# Fluctuaciones de la señal en centelleador

La detección de radiación mediante un centelleador implica la excitación de estados ópticos del medio activo y la emisión subsiguiente de luz. Para que un material sea un buen centelleador se deben cumplir las condiciones:

1. La eficiencia de conversión de energía cinética de partículas cargadas en luz ha de ser elevada.
2. La conversión debe ser lineal esto es el número de fotones es proporcional a la energía absorbida.
3. El medio debe ser transparente a la luz que emite.
4. El tiempo de desexcitación y emisión de luz debe ser corto.
5. El material debe ser de buena calidad óptica y de índice de refracción adecuado para su lectura mediante un fotodetector.

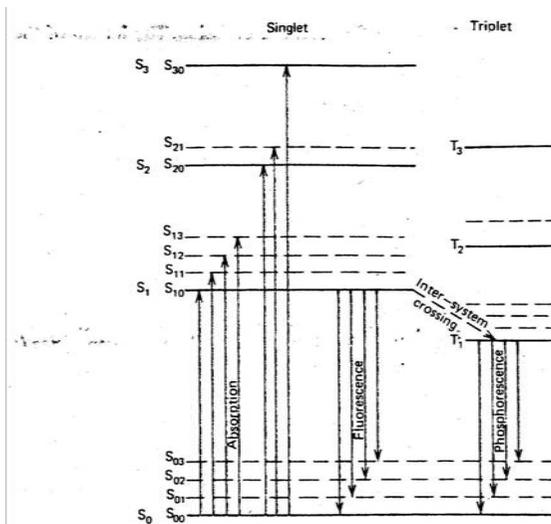


Figure 8.1 Energy levels of an organic molecule with  $\pi$ -electron structure. (From J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Copyright 1964 by Pergamon Press, Ltd. Used with permission.)

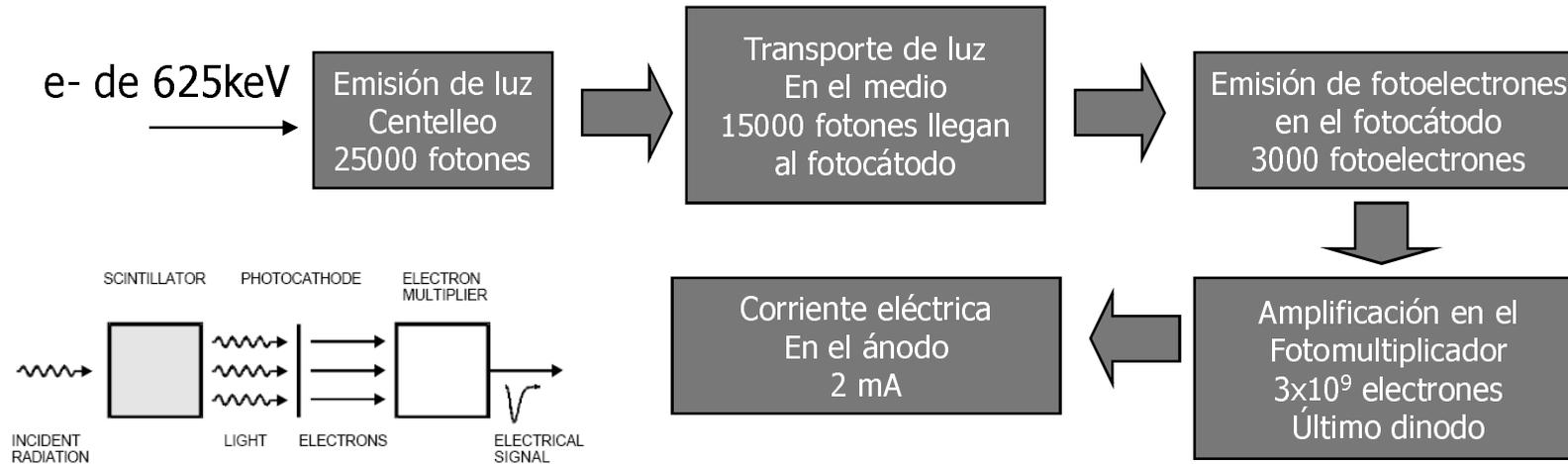
$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}$$

En la mayoría de los centelleadores el tiempo tau de desexcitación es del orden de ns.

Ejemplo del mecanismo de centelleo de un centelleador orgánico en el que las moléculas forman enlaces  $\pi$ . En este caso se excitan niveles vibracionales de la molécula, que se desexcita mediante la emisión de luz .

# Fluctuaciones de la señal en centelleador

La detección de luz de un detector de centelleo conectado a un fotomultiplicador responde a los siguientes procesos



En estos cálculos hemos estimado que estamos usando NaI(Tl) y éste convierte a luz alrededor de un 12% de la energía depositada. Se suele considerar que en los detectores de centelleo las fluctuaciones en la señal son Poissonianas, es decir

$$\sigma(N_{ph}) \approx \sqrt{N_{ph}} = \sqrt{3000}$$

En este caso la variación relativa de la señal supuesto un comportamiento lineal del detector será de  $\sigma(S)/S$  un 1.8%

$$S \propto N_{ph} \approx C \cdot E; \quad \frac{\sigma(S)}{S} = K \frac{\sqrt{E}}{E} = K \frac{1}{\sqrt{E}}$$

# Centelleadores

Listado de diferentes centelleadores inorgánicos, obsérvense los tiempos de desexcitación de estos cristales (del Particle Data Group)

Table 28.4: Properties of several inorganic crystal scintillators. Most of the notation is defined in Sec. 6 of this *Review*.

Parameter:	$\rho$	MP	$X_0^*$	$R_M^*$	$dE/dx$	$\lambda_I^*$	$\tau_{\text{decay}}$	$\lambda_{\text{max}}$	$n^{\ddagger}$	Relative output <sup>†</sup>	Hygroscopic?	$d(\text{LY})/dT$
Units:	$\text{g/cm}^3$	$^{\circ}\text{C}$	cm	cm	MeV/cm	cm	ns	nm				$\%/^{\circ}\text{C}^{\ddagger}$
NaI(Tl)	3.67	651	2.59	4.13	4.8	42.9	230	410	1.85	100	yes	$\sim 0$
BGO	7.13	1050	1.12	2.23	9.0	22.8	300	480	2.15	9	no	-1.6
BaF <sub>2</sub>	4.89	1280	2.03	3.10	6.6	30.7	630 <sup>s</sup> 0.9 <sup>f</sup>	300 <sup>s</sup> 220 <sup>f</sup>	1.50	21 <sup>s</sup> 2.7 <sup>f</sup>	no	-2 <sup>s</sup> $\sim 0^f$
CsI(Tl)	4.51	621	1.86	3.57	5.6	39.3	1300	560	1.79	45	slight	0.3
CsI(pure)	4.51	621	1.86	3.57	5.6	39.3	35 <sup>s</sup> 6 <sup>f</sup>	420 <sup>s</sup> 310 <sup>f</sup>	1.95	5.6 <sup>s</sup> 2.3 <sup>f</sup>	slight	-0.6
PbWO <sub>4</sub>	8.3	1123	0.89	2.00	10.2	20.7	50 <sup>s</sup> 10 <sup>f</sup>	560 <sup>s</sup> 420 <sup>f</sup>	2.20	0.1 <sup>s</sup> 0.6 <sup>f</sup>	no	-1.9
LSO(Ce)	7.40	2070	1.14	2.07	9.6	20.9	40	420	1.82	75	no	$\sim 0$
GSO(Ce)	6.71	1950	1.38	2.23	8.9	22.2	600 <sup>s</sup> 56 <sup>f</sup>	430	1.85	3 <sup>s</sup> 30 <sup>f</sup>	no	-0.1

\* Numerical values calculated using formulae in this review.

<sup>‡</sup> Refractive index at the wavelength of the emission maximum.

<sup>†</sup> Relative light yield measured with a bi-alkali cathode PMT.

<sup>‡</sup> Variation of light yield with temperature evaluated at room temperature.

*f* = fast component, *s* = slow component

El radio de Moliere  $R_M$  para una cascada electromagnética de alta energía es el radio de un cilindro cuyo eje coincide con el momento de la partícula incidente tal que fuera de él se deposita el 10% de la energía.

# Resolución en energía

Si se produce la interacción de una partícula monoenergética, un detector tendrá una señal que tendrá cierta variabilidad dependiendo de diferentes efectos:

1. Las fluctuaciones intrínsecas de la ionización en un detector directo
2. Las fluctuaciones en el número de fotones emitidos en un centealador
3. La colección parcial de toda la carga producida (en un detector directo) o de todos los fotones (en un detector indirecto).
4. El ruido de la electrónica.

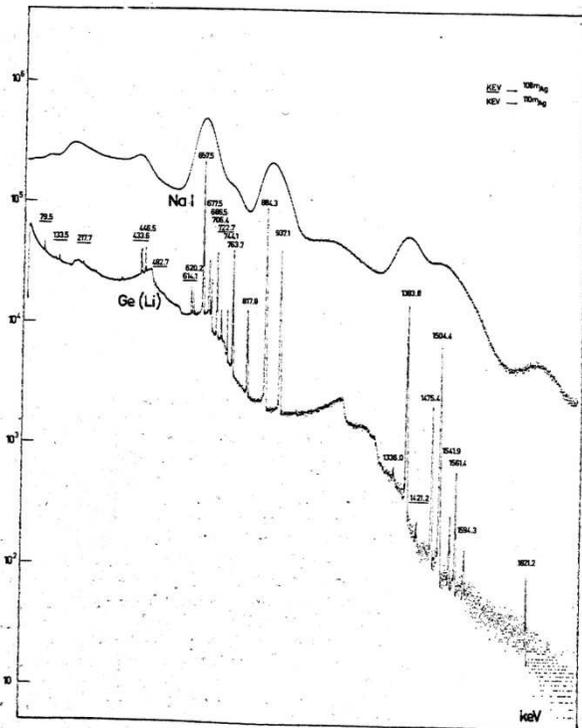


Figure 12.7 Comparative pulse height spectra recorded using a sodium iodide scintillator and a Ge(Li) detector. The source was gamma radiation from the decay of  $^{108m}\text{Ag}$  and  $^{110m}\text{Ag}$ . Energies of peaks are labeled in keV. (From Philippot.<sup>13</sup>)

$$R = \frac{FWHM}{\langle P \rangle}$$

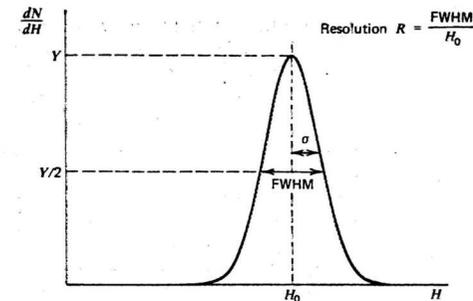


Figure 4.5 Definition of detector resolution. For peaks whose shape is Gaussian with standard deviation  $\sigma$ , the FWHM is given by  $2.35\sigma$ .

Definimos la resolución en energía de un detector a partir del espectro de altura de pulso, como el cociente de la anchura total a mitad de altura dividido por el valor medio de altura de pulso del pico de señal.

Comparación entre la resolución en energía de un detector semiconductor de Germanio y un centealador de NaI. La resolución en energía del germanio a 511 keV es mejor que un 0.5% mientras que para NaI es inferior a un 5%.

# Resolución en energía

En el caso de un comportamiento gaussiano del pico espectral podremos escribir que se verifica

$$f(P) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(P - \langle P \rangle)^2}{2\sigma^2}\right)$$

En el caso gaussiano podremos afirmar que FWHM = 2.35  $\sigma$ . De lo que podremos obtener la resolución en energía

$$R_{gauss} = \frac{2.35 \sigma}{\langle P \rangle}$$

Para un detector de estadística poissoniana, obtenemos

$$\sigma = K \sqrt{N}; \quad \langle P \rangle = K N; \quad R_{Poisson} = \frac{2.35 K \sqrt{N}}{K N} = \frac{2.35}{\sqrt{N}}$$

Para un detector de ionización directa tendremos que aplicar el factor de Fano y por tanto

$$\sigma = K \sqrt{F} \sqrt{N}; \quad \langle P \rangle = K N; \quad R_{Est} = \frac{2.35 \sqrt{F} K \sqrt{N}}{K N} = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}}$$

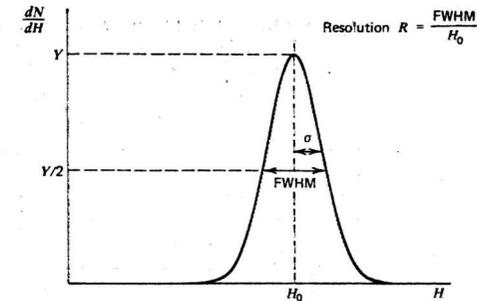


Figure 4.5 Definition of detector resolution. For peaks whose shape is Gaussian with standard deviation  $\sigma$ , the FWHM is given by  $2.35\sigma$ .

# Resolución en energía

Vemos que conseguiremos mayor resolución en energía cuanto mayor sea el número de portadores de carga implicados en la señal. Esto explica la ventaja de los detectores de cristal semiconductor ya que debido a la baja energía necesaria para crear un par, el número de cargas implicadas en la señal es elevado y su resolución en energía es alta.

$$R_{Est} = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}}$$

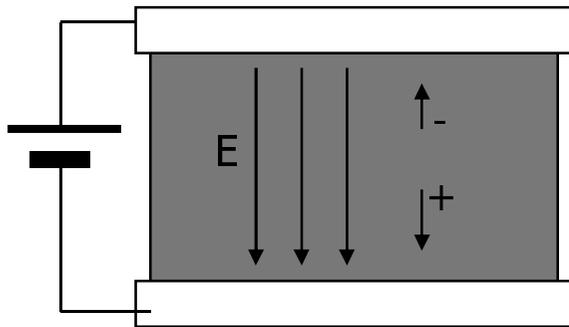
A este término de la resolución en energía se denomina a veces el límite estadístico intrínseco de la resolución en energía. Este límite intrínseco no puede ser superado ya que representa las fluctuaciones de carácter cuántico en la señal producida en el medio activo del detector.

En realidad existen más contribuciones que tienden a hacer más anchos los picos espectrales y que son de diferente naturaleza según el tipo de detector

$$\begin{aligned} (FWHM)_{total}^2 &= (FWHM)_{Estadística}^2 + (FWHM)_{Ruido}^2 + (FWHM)_{Coll}^2 + \dots \\ (FWHM)_{Estadística}^2 &= K F \sqrt{N} \quad \text{representa la contribución estadística} \\ (FWHM)_{Ruido}^2 &\quad \text{representa la contribución del ruido electrónico} \\ (FWHM)_{Coll}^2 &\quad \text{representa la recolección parcial de carga o de luz} \\ \dots & \end{aligned}$$

# Recolección de carga

En los detectores de tipo directo necesitamos obtener una señal a partir de la carga producida por la ionización del medio. Para este propósito se aplica de modo habitual un campo eléctrico que hace derivar las cargas eléctricas en el medio hasta que alcanzan sus correspondientes electrodos y son recogidas.



En el caso de sólidos y líquidos se considera habitualmente un modelo lineal para la velocidad de los portadores de modo que se verifica

$$\begin{aligned} V_+ &= \mu_+ E \\ V_- &= \mu_- E \end{aligned}$$

Donde  $\mu$  recibe el nombre de movilidad. En el caso de semiconductores las movilidades de electrones y huecos son similares. En las cámaras de ionización líquidas no ultrapurificadas (isooctano 99.9%) la movilidad es iónica principalmente y por lo tanto muy baja. En la práctica podría haber varios portadores de la misma carga, como por ejemplo en medios con moléculas electroafines donde puede haber tanto especies de iones negativos y electrones.

A altos valores del campo eléctrico se suele producir saturación en las velocidades de los portadores de carga.

# Recolección de carga

La movilidad varía muy sensiblemente en diferentes medios de materia condensada, dependiendo de si se trata de un cristal semiconductor o un medio líquido no puro donde no existe movilidad electrónica.

Medio detector	$\mu_+$ cm <sup>2</sup> /V s	$\mu_-$ cm <sup>2</sup> /V s
Silicio (300K)	480	1350
Germanio (300K)	1900	3900
Diamante	1600	2200
Isooctano (ultrapuro)	$8.4 \cdot 10^{-4}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$ (electrones)
Isooctano (no ultrapuro)	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$ (iones)
Ar líquido	480	160

$$V_+ = \mu_+ E$$

$$V_- = \mu_- E$$

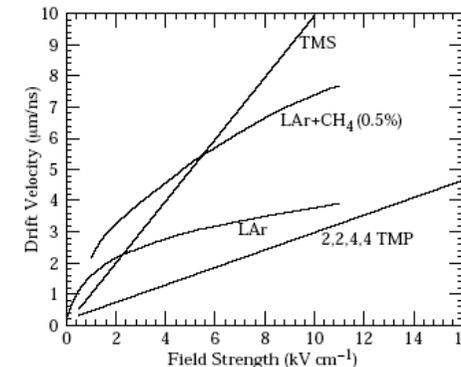
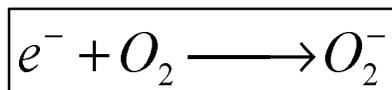


Figure 28.14: Electron drift velocity as a function of field strength for commonly used liquids.

Por ejemplo en el caso de líquidos si existen moléculas electroafines entonces tiene lugar la fijación del electrón en esta molécula disminuyendo la movilidad efectiva de los portadores negativos de carga.

$$\frac{d[e^-]}{dt} = -k_\gamma [e^-][X]$$

Siendo  $[e^-]$  y  $[X]$  las concentraciones de electrones y de la molécula electroafín. Por ejemplo



Tiene una constante de reacción  $k=6 \times 10^{11}$  moles<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>

# Recolección de carga

En el caso de detectores gaseosos y debido a la dependencia de la movilidad con la densidad del medio

$$V_+ = k_+ \frac{E}{P} = \mu_+ E$$

$$V_- = k_- \frac{E}{P} = \mu_- E$$

Al cociente E/P se suele denominar en gases el campo eléctrico reducido. En la anterior expresión consideramos  $k/P = \mu$ . La movilidad de los electrones o iones en gases depende muy fuertemente de su composición y pureza.

La deriva y multiplicación en gases fue estudiada por J. Townsend (1947) quien formuló la velocidad media de deriva en gases en un modelo simple como

$$V = \frac{e}{2m} E \tau$$

Siendo tau el tiempo medio entre colisiones, en general una función de E.

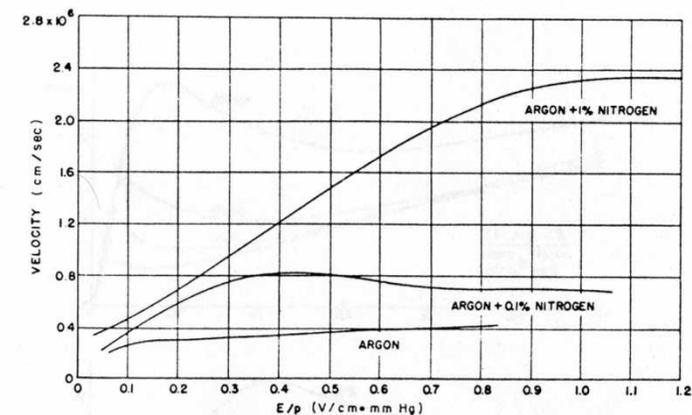
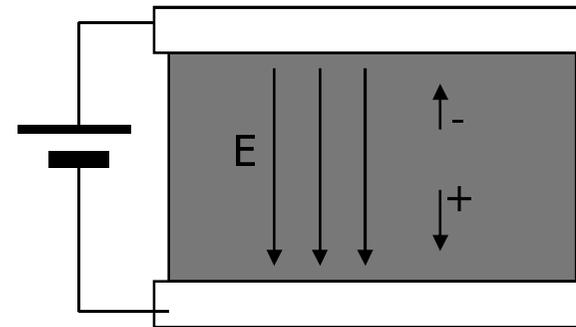


Fig. 25 Drift velocity of electrons in pure argon, and in argon with small added quantities of nitrogen. The very large effect on the velocity for small additions is apparent<sup>22</sup>.

# Recolección de carga

En el caso de detectores gaseosos la movilidad típica de iones es del orden de 1.5 cm<sup>2</sup>/V s (dependiendo del ion y del gas en el que se mueve). La movilidad de los electrones en gases es del orden de 1000 veces superior. En aire la movilidad de electrones en condiciones normales es  $\sim 10^3$  cm<sup>2</sup>/V s.

$$V_+ = k_+ \frac{E}{P} = \mu_+ E$$
$$V_- = k_- \frac{E}{P} = \mu_- E$$

El tiempo de deriva en un detector gaseoso de 5mm de espesor con un potencial aplicado entre electrodos de 400 V viene dado por

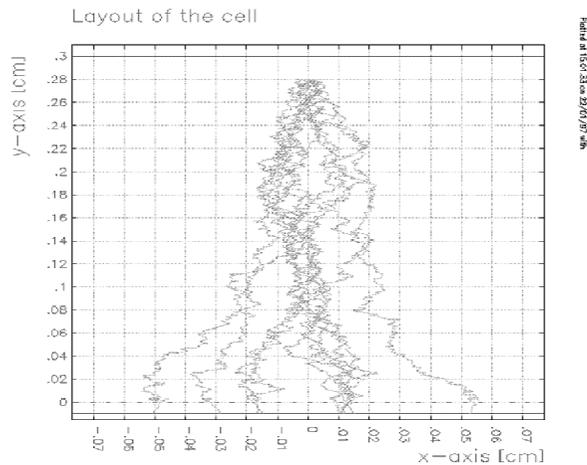
$$V_+ \approx 1.5 \frac{\text{cm}^2}{\text{V s}} \frac{400 \text{ V}}{0.5 \text{ cm}} = 1.2 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{s}}; \quad \tau_+ \approx \frac{0.5 \text{ cm}}{1.2 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{s}}} = 0.4 \text{ ms}$$
$$V_- \approx 1.5 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}^2}{\text{V s}} \frac{400 \text{ V}}{0.5 \text{ cm}} = 1.2 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}; \quad \tau_- \approx \frac{0.5 \text{ cm}}{1.2 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}} = 0.4 \mu\text{s}$$

El cálculo anterior es sólo orientativo y realmente en general debemos considerar que la deriva de iones está en el orden del ms mientras que la de los electrones es del orden de los microsegundos.

En el caso de cámaras de aire hay que tener en cuenta que el tiempo típico de fijación de un electrón térmico al O<sub>2</sub> es de unos 140ns (hay otros gases electronegativos como N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, etc). El proceso de captura de electrones por oxígeno es importante y en una cámara de aire domina la movilidad iónica.

# Deriva y difusión

La producción de señal se realiza a través de la deriva de los portadores de carga a través del medio activo del sensor. Esta deriva tiene lugar a través de un movimiento superposición del movimiento browniano y de la deriva debida al campo eléctrico.



Los electrones ( y las partículas cargadas) en un medio donde se ha establecido un campo eléctrico comienzan a acelerar hasta alcanzar una velocidad en la que sufren colisiones inelásticas con los átomos (moléculas del medio). Estas colisiones están caracterizadas por el recorrido libre medio

$$\lambda = \frac{1}{N \cdot \sigma}; \quad N = N_A \cdot \frac{\rho}{A}$$

Siendo sigma la sección eficaz total de colisión. En el caso de los electrones podremos decir que la velocidad microscópica media viene dada por

$$u = \sqrt{u_{Field}^2 + u_{Brown}^2}$$

Deriva de electrones en un detector de gas

Los electrones durante la deriva adquieren por tanto una cierta energía media (energía característica) que puede ser evaluada como

$$\varepsilon \approx \frac{1}{4} e E \lambda + \frac{3}{2} k T$$

Como ejemplo, consideremos Argón en condiciones estándar sometido a un campo eléctrico uniforme de 2000V/cm entonces tendremos que ( $u_{Field} \sim 4 \times 10^5$  m/s)

$$\varepsilon \approx 600 \text{ meV} + 40 \text{ meV}; \quad \sigma_{Ar}(600 \text{ meV}) \approx 3 \times 10^{-21} \text{ m}^2$$

Para las secciones eficaces en gases consultar <http://cern.ch/magboltz/cross>.

# Deriva y difusión

La colisión con los átomos y moléculas del medio durante la deriva provoca la dispersión de los electrones e iones durante el proceso de deriva. Si originalmente colocamos un número elevado de electrones en un punto del sensor, después de su deriva obtendremos una distribución gaussiana (transversal y longitudinal) en la densidad de electrones.

$$f(x,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left[-\frac{(x-tv)^2}{4Dt}\right]; \text{ de donde } \sigma_x = \sqrt{2Dt}$$

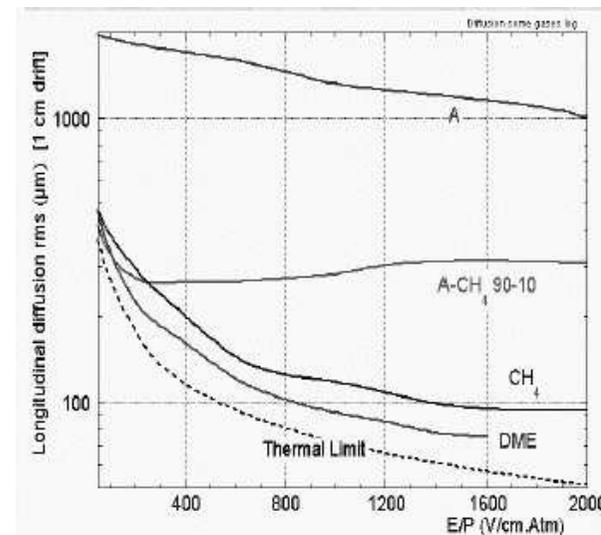
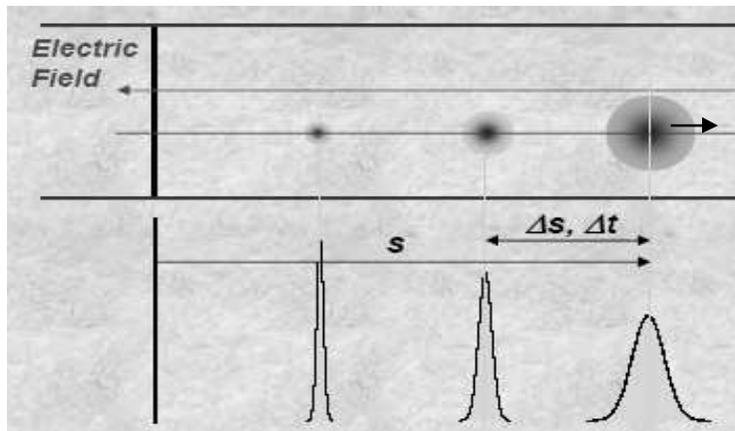
igualmente

$$\sigma_x = \sqrt{2D \frac{s}{v}}$$

Es conocida la relación clásica de Nernst-Einstein

$$\mu = v \frac{P}{E}; \quad D = \frac{\mu kT}{e}$$

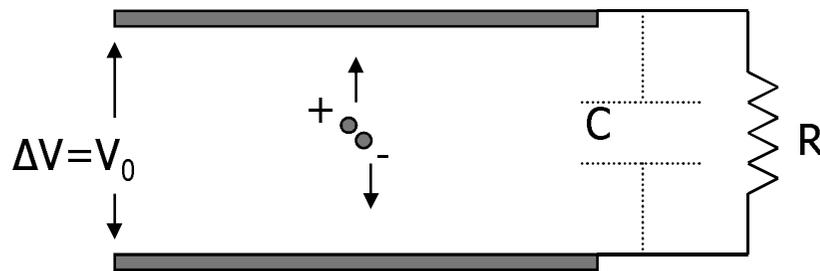
En gases "rápidos"  $\sigma_{\text{dif}}$  puede alcanzar 100 $\mu\text{m}$  por cm de deriva, el límite térmico se sitúa entorno a 50 $\mu\text{m}$  por cm de deriva. En Silicio del orden de 8 a 10  $\mu\text{m}$  por 300 $\mu\text{m}$  de deriva.



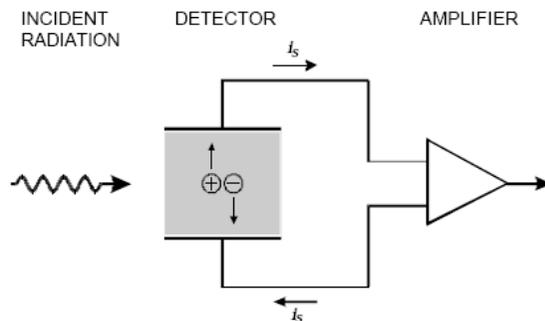
Difusión longitudinal en 1 cm de gas para varios gases

# Cámara de ionización: modo pulsado

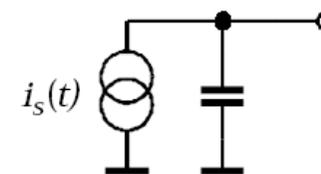
La señal eléctrica de un detector de ionización (semiconductor o de gas) se forma gracias a la colección de la carga por el campo eléctrico del detector. Supongamos un detector de planos paralelos a una distancia  $d$ , al que hemos aplicado un potencial  $V_0$ . Consideremos que entre sus electrodos hay una resistencia de valor  $R$ .



Consideraremos que el detector es equivalente en términos eléctricos a una cierta capacidad  $C$ . Esto se conoce como modelo eléctrico de un detector y nos sirve para analizar cómo se forma la señal en él.



Model:

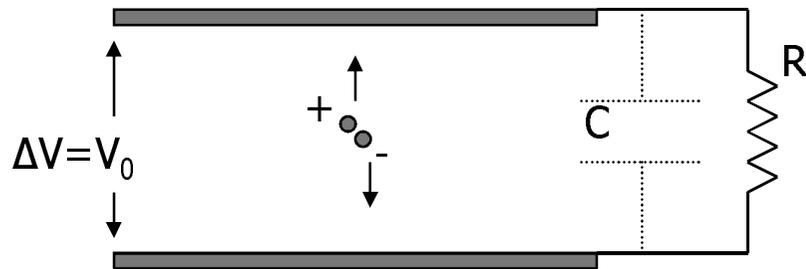


Si una partícula ionizante produce un par electrón ión en el medio ¿cuándo empieza la corriente eléctrica en nuestro sensor?

1. Cuando las cargas alcanzan los electrodos
2. Cuando las cargas eléctricas comienzan a moverse

# Cámara de ionización: modo pulsado

La corriente eléctrica de un detector de ionización (pero también en cualquier dispositivo con movilidad de carga entre electrodos, tubos de vacío, fotoconductores, condensadores, etc) debida a la carga entre sus electrodos comienza en el mismo instante en que las cargas se mueven entre los electrodos. Se trata de una señal de inducción. Así que la respuesta correcta es la 2!!



Al separarse las dos cargas y acercarse a cada uno de sus electrodos, se induce en ellos una señal de polaridad opuesta. Para cuantificar la señal podemos considerar que el movimiento de las cargas en el campo eléctrico del detector consume la energía almacenada en éste (consideramos que el detector está aislado durante el proceso de deriva).

El trabajo realizado sobre el electrón y el ión es  $W = e E \Delta l_- + e E \Delta l_+$

La conservación de energía nos permite escribir que

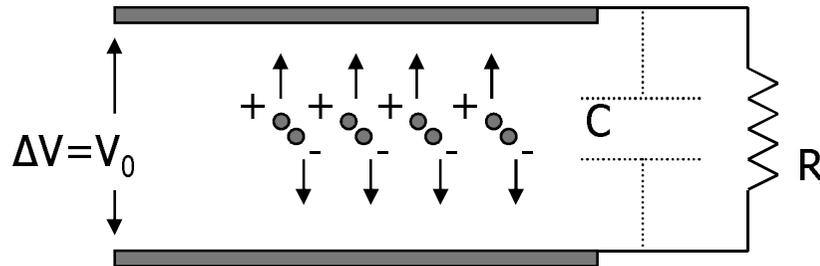
$$\Delta \left( \frac{1}{2} C V^2 \right) = e E \Delta l_- + e E \Delta l_+ = e E v_- t + e E v_+ t = e E (v_- + v_+) t$$

$$\Delta \left( \frac{1}{2} C V^2 \right) \approx C V_0 \Delta V; \quad e E (v_- + v_+) t \approx e \left( \frac{V_0}{d} \right) (v_- + v_+) t$$

# Cámara de ionización: modo pulsado

Por tanto el pulso de voltaje medido a través de la resistencia R viene dado por

$$CV_0 \Delta V = e \left( \frac{V_0}{d} \right) (v_- + v_+) t; \quad \Delta V = e \left( \frac{1}{C d} \right) (v_- + v_+) t$$



Esta fórmula predice un pulso de voltaje creciente de modo lineal en el tiempo. Si el número de ionizaciones fuera  $n_0$ , entonces

$$\Delta V = e \left( \frac{n_0}{C d} \right) (v_- + v_+) t$$

Esta expresión sólo es válida durante el tiempo en que ambas especies de portadores se mueven en el volumen activo. Supongamos que los electrones alcanzan el electrodo + en un tiempo  $x/v_-$ , entonces

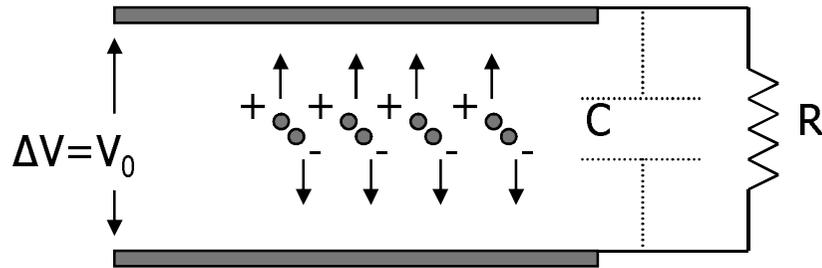
$$\Delta V \left( t > \frac{x}{v_-} \right) = e \left( \frac{n_0}{C d} \right) \left( v_- \frac{x}{v_-} + v_+ t \right) = e \left( \frac{n_0}{C d} \right) (x + v_+ t)$$

Los iones alcanzan el electrodo - en un tiempo  $(d-x)/v_+$  en ese momento

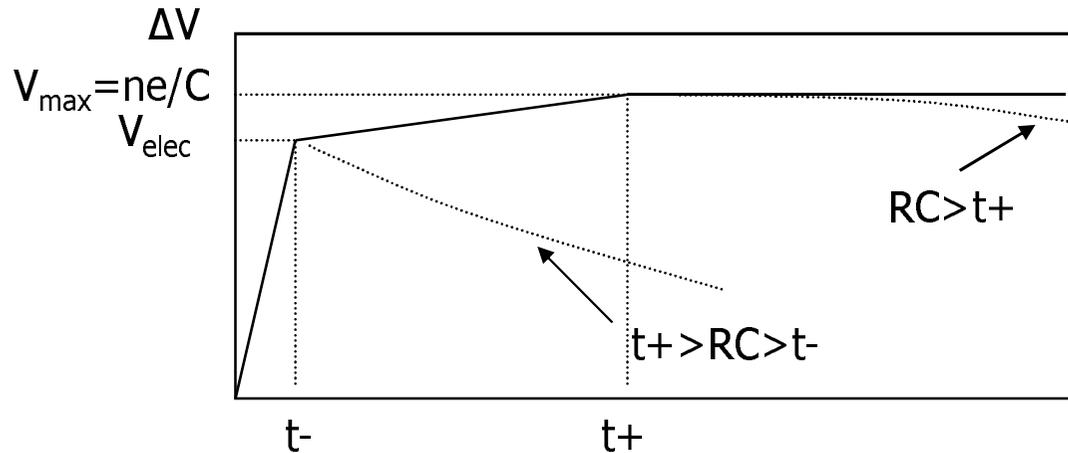
$$\Delta V \left( t = \frac{d-x}{v_+} \right) = e \left( \frac{n_0}{C d} \right) \left( x + v_+ \frac{d-x}{v_+} \right) = \frac{e n_0}{C}$$

# Cámara de ionización: modo pulsado

Por lo tanto tendremos tres zonas lineales para  $V(t)$



$$\Delta V(t) = \begin{cases} \left( \frac{e n_0}{C d} \right) (v_- + v_+) t & t < \frac{x}{v_-} \\ \left( \frac{e n_0}{C d} \right) (x + v_+ t) & \frac{x}{v_-} \leq t < \frac{d-x}{v_+} \\ \left( \frac{e n_0}{C} \right) & \frac{d-x}{v_+} \leq t \end{cases}$$



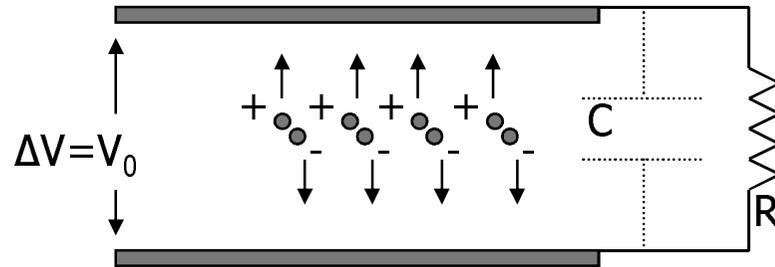
Donde  $V_{elec}$  corresponde a la señal si la constante de tiempo  $RC$  del circuito sólo nos permite detectar a los electrones

$$\Delta V_{elec} = \left( \frac{e n_0}{C} \right) \left( \frac{x}{d} \right) \left( 1 + \frac{v_+}{v_-} \right)$$

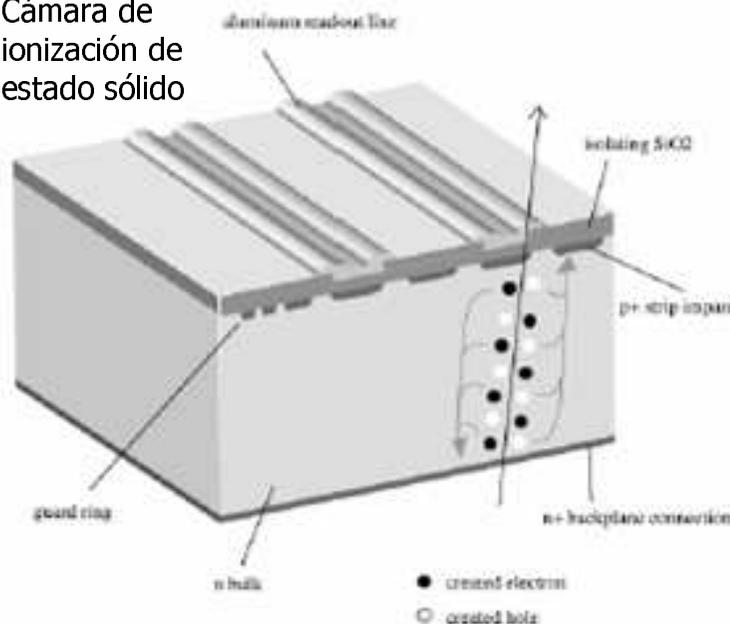
Podremos calcular el valor típico de la altura de pulso para un detector de ionización de aire, supongamos que una partícula deposita una energía de 1 MeV en el volumen de aire del detector supuesta una capacidad de  $1E-10$  F

$$n_0 = \frac{1 \text{ MeV}}{34 \frac{eV}{par}} \approx 2.9 \cdot 10^4; \quad \Delta V_{max} = \frac{2.9 \cdot 10^4 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} C}{10^{-10} F} = 4.7 \cdot 10^{-5} V$$

# Cámara de ionización: modo pulsado



Cámara de ionización de estado sólido



En este cálculo hemos considerado valores muy favorable para la detección de un pulso de ionización en aire. En general la carga generada por interacción es menor y por tanto la señal es menor de  $1E-5$  V. Es difícil amplificar esta señal sin un deterioro significativo, así que en los detectores gaseosos se suele usar dos alternativas:

1. la multiplicación por procesos de avalancha en el propio gas (modo pulsado)
2. La integración de la carga de múltiples interacciones (modo integrado)

Sin embargo, estos argumentos aplicados a semiconductores como el (diodo de) Silicio resultan más favorecedores:

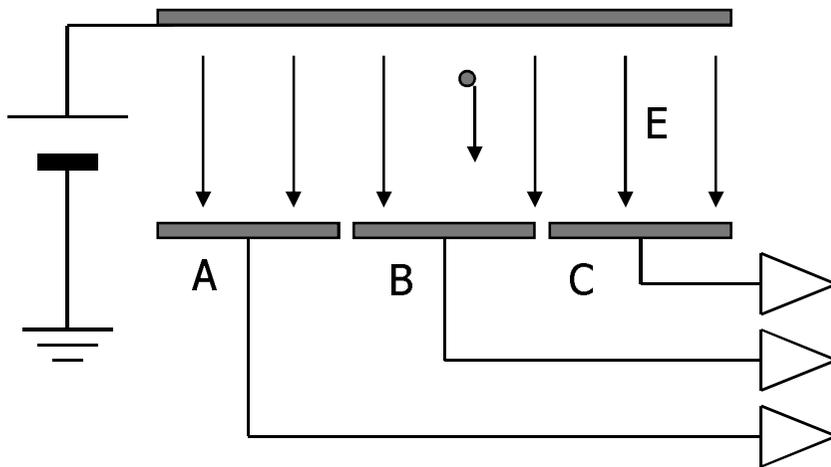
1. Para partículas cargadas  $dE/dx$  es unas 1000 veces mayor que en gases (por la densidad)
2.  $W$  es 1/10 del valor para los gases (3.6 eV)
3. Para partículas mínimamente ionizantes obtenemos unos 7200 e por cada  $100\mu\text{m}$  de espesor.

$$n_0 = \frac{1 \text{ MeV}}{3.6 \frac{\text{eV}}{\text{par}}} \approx 2.7 \cdot 10^5; \quad \Delta V_{\text{max}} = \frac{2.7 \cdot 10^5 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}}{10^{-11} \text{ F}} = 4.4 \text{ mV}$$

Aunque esta señal sería detectable mediante electrónica convencional, es habitual usar un preamplificador sensible a carga para mejorar la relación señal/ruido.

# Detector segmentado: teorema de Ramo

La situación habitual en muchos detectores es que el conjunto de electrodos esté segmentado de manera que haya varios electrodos de lectura (y/o) de tensión de polarización. Supongamos una geometría plano paralela segmentada



Consideremos una carga eléctrica  $q$  que se mueve en el seno del detector. Su velocidad vendrá dictada por el campo eléctrico que hayamos establecido.

$$v = \mu E$$

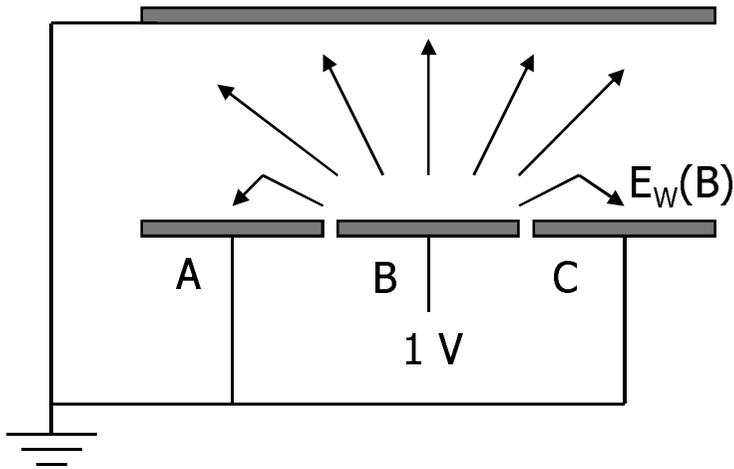
¿Cuál es la señal inducida en uno de los electrodos de lectura? Si usamos el teorema de Gauss y el teorema de Green obtendremos el llamado teorema de Ramo (W. Shockley, J. Appl. Phys. 9 (1938) 635; S. Ramo, Proc. IRE 27 (1939) 584).

Para obtener la respuesta es necesario construir un campo eléctrico de carácter auxiliar al que llamaremos campo pesado (weighting field) por cada electrodo que pretendamos analizar, este campo vendrá a su vez descrito por un potencial eléctrico pesado (weighting potential) asociado a cada electrodo.

Consideremos que nos interesa analizar la señal en el electrodo B. El campo pesado (y su potencial) se obtienen poniendo todos los electrodos a potencial nulo excepto el electrodo B en cuestión que se sitúa a potencial unidad (1V).

# Detector segmentado: teorema de Ramo

El campo pesado del electrodo B se obtiene entonces mediante la configuración



Es importante no CONFUNDIR el campo eléctrico real del detector (que determina el movimiento de los portadores de carga) con este campo pesado auxiliar.

Una vez que conocemos el campo pesado, la señal inducida por una carga en movimiento es

$$dQ_B = -q \vec{E}_W^B \cdot d\vec{r}; \quad I_B = -q \vec{E}_W^B \cdot \vec{v}$$

Si la partícula se mueve de un punto 1 a un punto 2 a lo largo de cierta trayectoria, la carga inducida puede ser escrita en función de la variación del potencial pesado

$$\Delta Q_B = q(\Phi_B(2) - \Phi_B(1)); \quad \vec{E}_W^B = -\vec{\nabla}\Phi$$

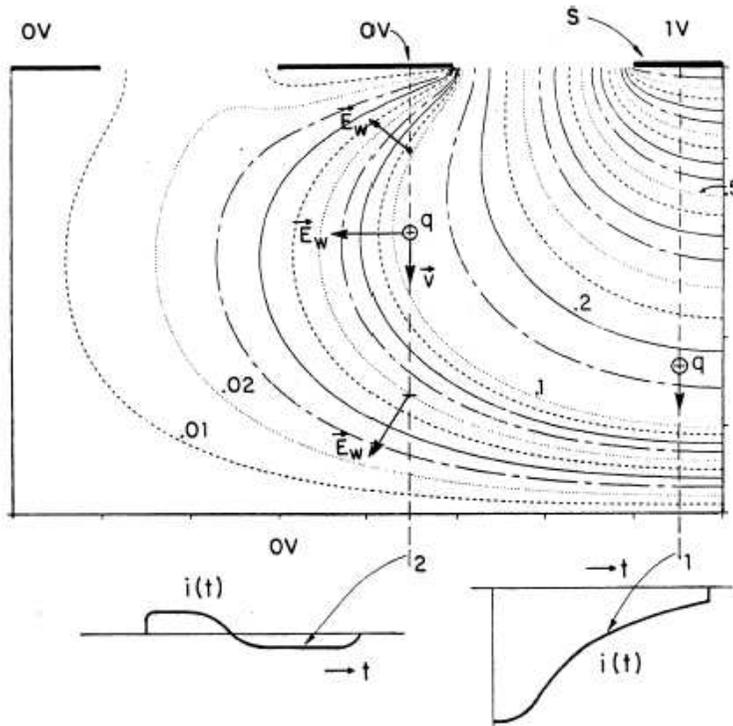
El potencial pesado determina de qué manera se acopla el movimiento de la carga a un electrodo. Es únicamente función de la geometría.

Si consideramos un detector de sólo dos electrodos:

1. El campo eléctrico pesado es análogo al campo eléctrico de polarización
2. Los iones + y los electrones al moverse en sentidos opuestos tienen contribuciones del mismo signo a cada electrodo.
3. Se satisface la ley de Kirchoff (las corrientes en los dos electrodos son iguales y opuestas)

# Detector segmentado: teorema de Ramo

El campo pesado del electrodo central en una geometría planar.



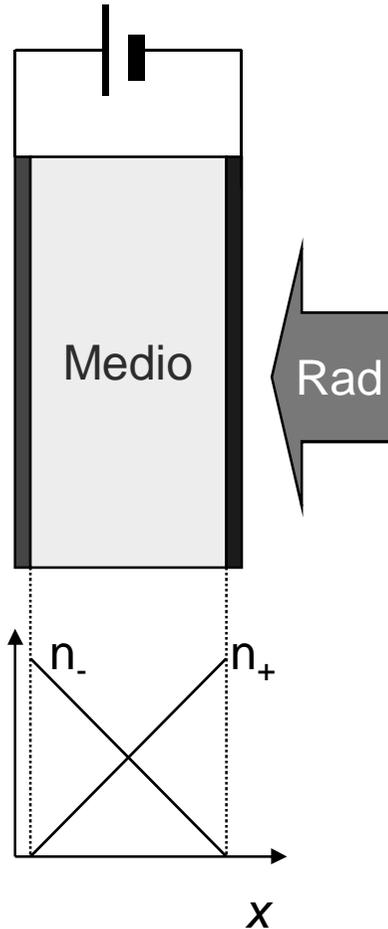
Consideremos una carga (en negro) que se mueve a lo largo del volumen sensible y sigue una trayectoria desde el electrodo central. En todo momento la corriente inducida es del mismo signo aunque menor los instantes en que el ángulo entre  $E_w$  y la velocidad no es nulo. Si consideramos una carga que en cambio llegue al pixel adyacente. La señal de corriente inducida cambia de signo al alejarse la carga del electrodo.

$$I_B = -q \vec{E}_W \cdot \vec{v}$$

Una regla muy simple de análisis de señal, nos indica que si la carga es recogida por el electrodo que estamos usando, entonces la integral de la corriente  $I(t)$  es igual a la carga  $q$ . Si en cambio la recolección se produce en un electrodo adyacente, tendremos que  $I(t)$  cambia de signo de modo que la integral de  $I(t)$  es nula. En general el análisis de señal (amplitud versus tiempo y reparto de cargas inducidas) en un detector multielectrodo puede ser complejo.

# Cámaras de ionización

Consideremos por simplicidad una cámara de ionización planoparalela formada por dos electrodos conductores separados por un medio material con movilidad electrónica o iónica una distancia  $d$ . El detector tiene una superficie  $S$ .



$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = -k_+ E(x) \frac{\partial n_+}{\partial x} - k_+ n_+ \frac{\partial E(x)}{\partial x} - \alpha n_+ n_- + N_0 (1 + \beta E(x))$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = k_- E(x) \frac{\partial n_-}{\partial x} + k_- n_- \frac{\partial E(x)}{\partial x} - \alpha n_+ n_- + N_0 (1 + \beta E(x))$$

$k_+$   $k_-$  movilidades de los portadores + y -

$n_+$   $n_-$  densidad de portadores

$E(x)$  campo eléctrico

$N_0(1+\beta E(x))$  número de pares de carga producido por unidad de volumen y de tiempo

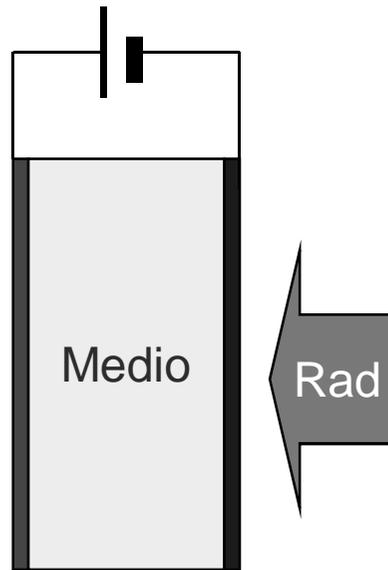
$$\mathbf{v} = k \cdot \mathbf{E}$$

La velocidad de los portadores se supone proporcional al campo eléctrico.  $k$  es la movilidad

Medio	Gas	Líquido	Sólido
Densidad	Baja	Moderado	Alta
Número atómico	Bajo	Moderado/Bajo	Moderado
Energía de ion $W$	Moderado	Moderado	Baja
Velocidad señal	Moderada	Baja	Rápida

# Cámaras de ionización

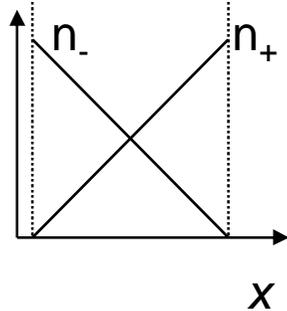
Supongamos una situación estacionaria de funcionamiento y un campo eléctrico uniforme en el volumen activo, (despreciaremos inicialmente la recombinación volúmica) y consideraremos que hay poca dependencia de la carga libre producida con el campo eléctrico.



$$\begin{aligned} k_+ E \frac{dn_+}{dx} &= N_0 \\ k_- E \frac{dn_-}{dx} &= -N_0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} n_+(x) &= \frac{N_0}{k_+ E} x = \frac{N_0 d}{k_+ V} x \\ n_-(x) &= \frac{N_0}{k_- E} (d-x) = \frac{N_0 d}{k_- V} (d-x) \end{aligned}$$

Cuando la tasa de ionización  $N_0$  es muy alta o el campo eléctrico bajo (y habrá que aplicar un campo eléctrico mayor cuanto menor es la movilidad de los portadores), se empiezan a producir pérdidas por colisiones entre portadores de carga negativa y de carga positiva provenientes de diferentes interacciones y que están moviéndose en el medio activo, estas pérdidas se conocen como RECOMBINACIÓN VOLUMICA.



$$\frac{dQ_R}{dt dV} = -\alpha n_+ n_-$$

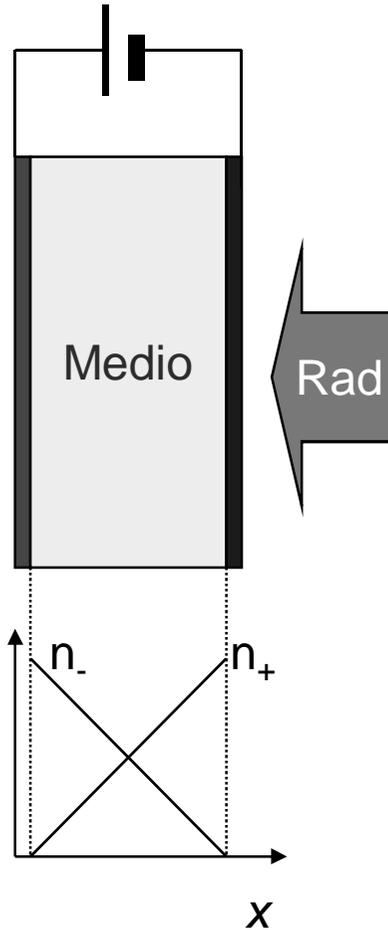
Representa la carga perdida en el sensor por unidad de volumen y de tiempo.

$$\frac{dQ_R}{dt} = -\int dV \alpha n_+ n_- = -\alpha S \int_0^d dx \frac{N_0 d}{k_+ V} \frac{N_0 d}{k_- V} x(d-x) = -S \left( \frac{N_0 d}{V} \right)^2 \frac{\alpha d^3}{k_+ k_- 6}$$

# Cámaras de ionización: recombinación volúmica

Por tanto la pérdida de corriente de ionización puede ser estimada a primer orden como

$$I_R = S \left( \frac{N_0 d}{V} \right)^2 \frac{\alpha d^3}{k_+ k_- 6}$$



La corriente neta que deberíamos detectar es debida a la cantidad de iones liberados en el medio por unidad de volumen y de tiempo, de modo que

$$I_{ion} = N_0 S d$$

Sea  $I_{coll}$  la corriente realmente detectada, entonces es habitual hablar de la eficiencia de colección  $f$  de carga, como la fracción de carga perdida por recombinación en la cámara

$$f = \frac{I_{coll}}{I_{coll} + I_R} = \frac{1}{1 + \frac{I_R}{I_{coll}}}$$

Considerando

$$\frac{I_R}{I_{coll}} \approx \frac{I_R}{I_{ion}} = \frac{S \left( \frac{N_0 d}{V} \right)^2 \frac{\alpha d^3}{k_+ k_- 6}}{N_0 S d} = N_0 \left( \frac{d^2}{V} \right)^2 \frac{\alpha}{k_+ k_- 6}$$

NB. Cuando las densidades de portadores son altas, también se produce un efecto de apantallamiento del campo eléctrico debido al balance de carga. El apantallamiento del campo no produciría recombinación en sí, pero tiende a hacer mayor las densidades de portadores en el centro de la cámara, aumentando de modo consiguiente la recombinación.

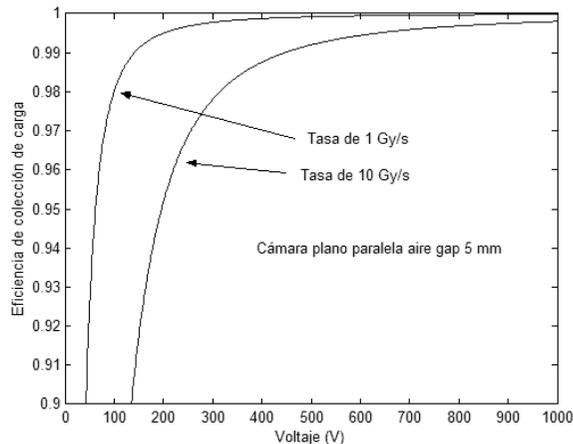
# Cámaras de ionización: recombinación volúmica

De lo anterior obtenemos la llamada fórmula de Greening para la recombinación volúmica en cámaras plano paralelas

$$f = \frac{1}{1 + \frac{I_R}{I_{coll}}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{6} \xi^2}; \quad \xi = \sqrt{N_0} \left( \frac{d^2}{V} \right) \sqrt{\frac{\alpha}{k_+ k_-}}$$

La recombinación volúmica de una cámara de ionización depende fuertemente del voltaje aplicado y normalmente puede mantenerse en límites inferiores al 1% en cámaras de aire con una tensión de operación adecuada.

Gases (1 atm)	H2	N2	O2	Aire
Alpha ( $10^{-12} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ )	0.28 (22°C)	1.06 (22°C)	2.08 (25°C)	1.65 (18°C)



En general será deseable que un detector tenga alta movilidad de portadores para reducir los efectos de recombinación y aumentar su rango de medidas en tasa de dosis.

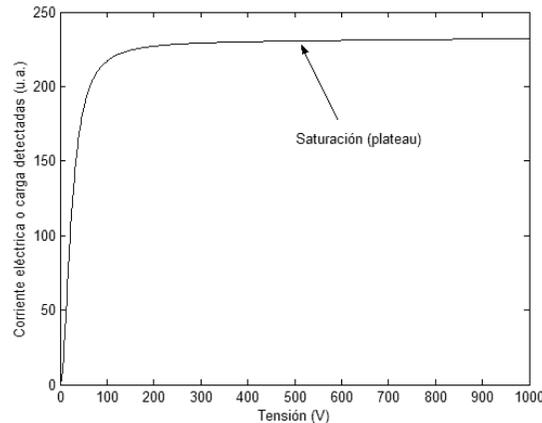
En el caso de haces pulsados se aplica la teoría de Boag (supuesto que el tiempo de deriva es mucho menor que la duración del pulso)

$$f = \frac{1}{u} \ln(1 + u); \quad u = \frac{\alpha}{k_+ + k_-} \frac{\rho d^2}{V}$$

Donde  $\rho$  es la densidad de carga producida por el pulso.

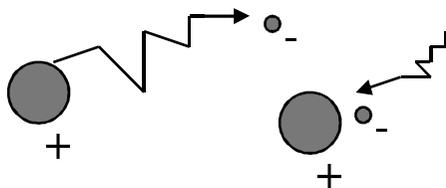
# Recombinación inicial y columnar

Cuando una cámara de ionización se opera a voltajes crecientes en condiciones fijas de irradiación se obtiene la curva de saturación de la cámara

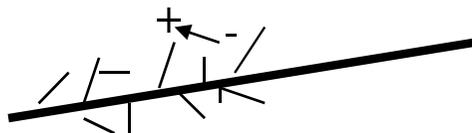


En la región de saturación entendemos que la recombinación volúmica es despreciable. En general no podemos aumentar el voltaje de operación de modo indefinido, ya que se podrían producir descargas en el detector o bien multiplicación en el gas (que no es deseable en una cámara de ionización).

Incluso en la región de saturación (sobre todo en medios condensados) podemos encontrar una cierta pendiente de la corriente de saturación con el campo eléctrico (no debida a multiplicación). Esto es debido a la recombinación inicial de la carga.



Un electrón proveniente de una ionización termaliza a una distancia cercana del ión del que proviene ( $\sim 200 \text{ \AA}$  en medios condensados). Está sometido al campo coulombiano del ión y la probabilidad de que se recombine depende del campo  $E$ . Esto se denomina RECOMBINACION INICIAL. (Teoría de Onsager)



Otra opción presente en partículas muy ionizantes (alto LET) es la posibilidad de recombinación entre cargas producidas en la misma traza de la partícula original. Esto se denomina RECOMBINACION COLUMNAR.

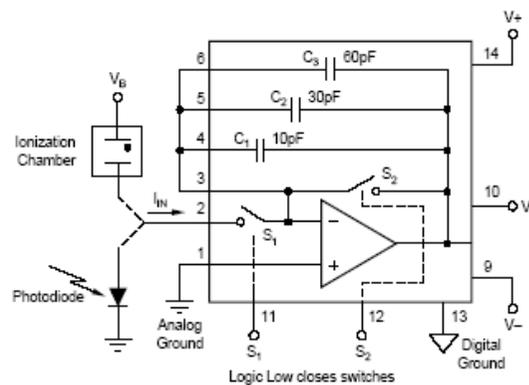
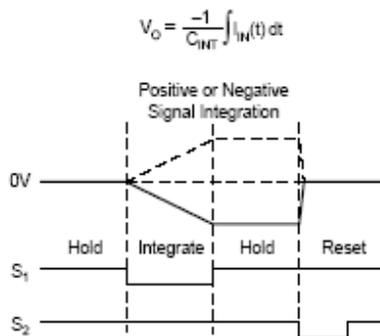
# Electrometro

La integración de la carga de una cámara de ionización se realiza a través de un electrómetro. Las versiones comerciales actuales de los electrómetros son componentes microelectrónicos como el IVC102 de Burr-Brown. La conexión se realiza normalmente a través de un cable triaxial.

Se puede obtener un integrador a través de un amplificador operacional realimentado mediante una capacidad. Posteriormente la señal analógica ha de ser digitalizada mediante un adc.

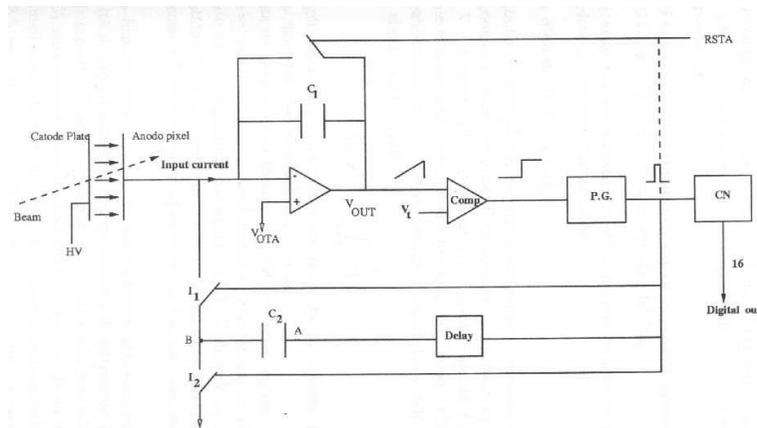


$$V = -\frac{1}{C_{\text{int}}} \int_0^t dt I(t)$$

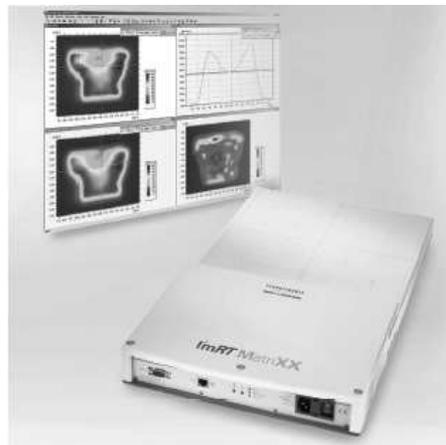
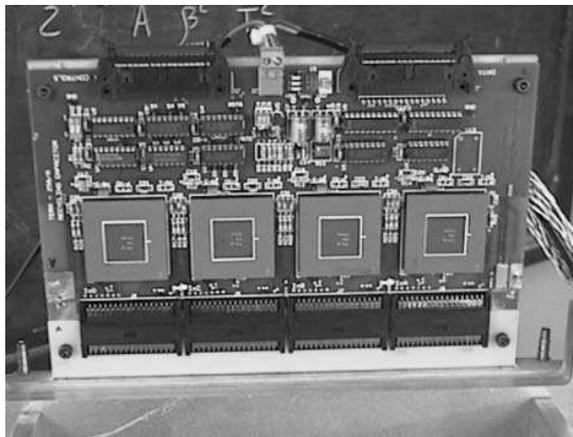


# Electrometro

Una segunda opción técnica es el llamado integrador reciclante. Este tipo de integrador conectado de modo cercano a la cámara permite la conexión remota del sistema de lectura sin interferencia de ruido de naturaleza analógica, ya que se transmiten pulsos equivalentes a cuantos de carga.



La salida del integrado en este caso es un pulso digital por cuanto de carga. Este sistema de lectura es usado por diferentes detectores como MATRIXX de IBA (TERA06) o VACUDAP (cámara monitora de producto dosis-área)

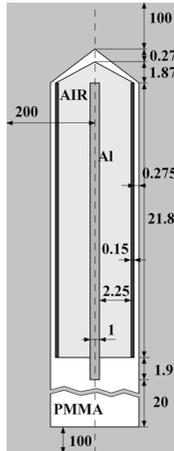
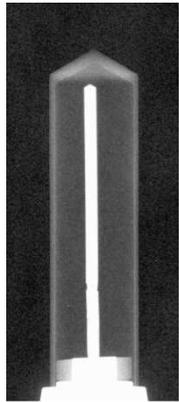


$$N = \text{int} \left[ \frac{1}{Q_{th}} \frac{1}{C_{int}} \int_0^t dt I(t) \right]$$

En el caso de TERA06 el cuanto de carga se sitúa en el rango de los 100 fC.

# Cámaras de ionización atmosféricas

La mayor parte de las medidas de dosis hoy en día siguen haciéndose mediante cámaras de ionización de aire que en su mayoría están directamente conectadas a la atmósfera.



Cámara de ionización PTW 3001. Imagen obtenida mediante mamografía.

La medida de las cámaras está limitada en tasa de dosis por dos factores principales:

1. A baja tasa por la corriente de fuga de la cámara (normalmente  $>10$  fA)
2. A alta tasa por la recombinación volúmica de la cámara.

Por otra parte y para mantener una adecuada relación señal/ruido las cámaras suelen tener volúmenes del orden de  $1 \text{ cm}^3$  a  $0.1 \text{ cm}^3$

La carga recogida por la cámara está relacionada con la dosis en aire mediante

$$Q = m \cdot D_{\text{aire}} \left( \frac{e}{W} \right)_{\text{aire}} ; D_{\text{aire}} = \frac{Q}{m} \left( \frac{W}{e} \right)_{\text{aire}} ; D_{\text{aire}} = \frac{Q}{\rho V} \left( \frac{W}{e} \right)_{\text{aire}}$$

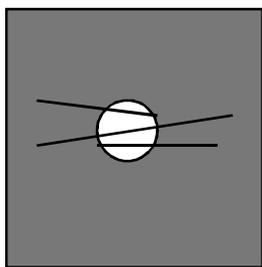
La señal recogida en la cámara varía debido a las variaciones de la masa de aire por efecto de variaciones en la densidad debidas a la variabilidad de P y T.

$$\rho = \rho_{\text{std}} \left[ \frac{273}{273 + T(^{\circ}\text{C})} \frac{P - 0.3783 P_w}{760} \right]$$

En esta expresión P y P<sub>w</sub> están en mm de Hg y se considera la condición de referencia P=760 Torr y T=0 C.

# Dosis en agua vs dosis en aire

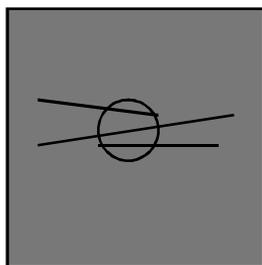
El modo de medida de dosis se basa en considerar la cámara inmersa en un medio de referencia (agua). Una cámara de aire inmersa en un tanque de agua es equivalente a una pequeña cavidad en este volumen.



Dada la densidad del aire respecto a un medio condensado (agua) despreciamos la probabilidad de interacción de la radiación en aire. La cámara registra carga debido a la ionización de los electrones (secundarios y/o primarios) que cruzan el volumen de aire.

$$D_{\text{aire}} = \frac{Q}{\rho V} \left( \frac{W}{e} \right)_{\text{aire}} = \Phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{\text{aire}}$$

Siendo  $\Phi$  la fluencia de electrones en el medio (que suponemos no es sustancialmente perturbada por la pequeña cavidad) y  $dT/\rho dx$  el poder de frenado para electrones. Si la cámara fuera sustituida por agua obtendríamos



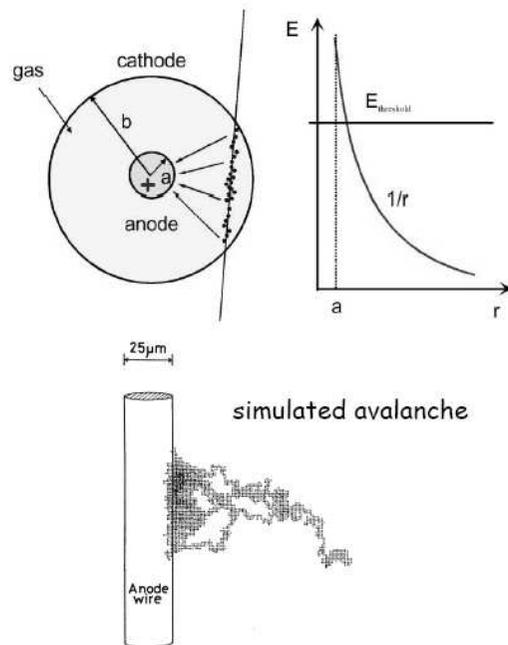
$$D_{\text{agua}} = \Phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{\text{agua}}$$

De aquí en primera aproximación

$$D_{\text{agua}} = D_{\text{aire}} \frac{\left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{\text{agua}}}{\left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{\text{aire}}} = \frac{Q}{\rho V} \left( \frac{W}{e} \right)_{\text{aire}} \frac{\left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{\text{agua}}}{\left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{\text{aire}}}$$

# Cámaras gaseosas de avalancha

En protección radiológica es habitual usar detectores en modo pulsado para poder medir fondos de radiación de baja tasa de dosis. Una de los primeros detectores que se desarrollaron para estas medidas fueron los contadores gaseosos usando el modo de avalancha proporcional o no (Geiger).



Supongamos una cámara de geometría cilíndrica donde hemos colocado un hilo metálico de radio  $b$  mientras que el volumen de gas se encierra en un cilindro de radio  $a$ . El campo eléctrico del detector será

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

Si aumentamos el voltaje  $V$ , en las cercanías del hilo el campo eléctrico es tan intenso que entre dos colisiones los electrones se aceleran lo suficiente para alcanzar energías superiores a la necesaria para la ionización del gas (Ethreshold). El proceso es exponencial!!

$$dn = \alpha(E) n dx$$

El coeficiente alpha se conoce como primer coeficiente de Townsend

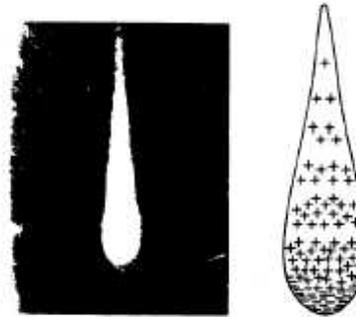
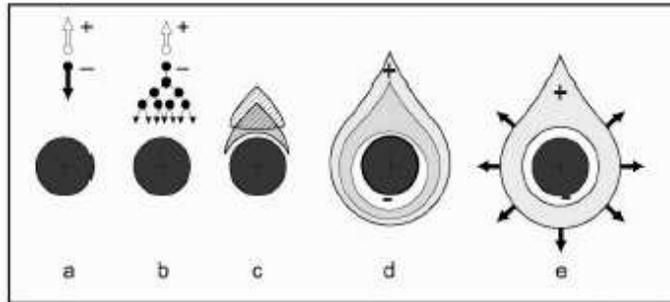
$$Q = e n_0 G; \quad G = \exp \left[ \int_a^{r_c} \alpha(r) dr \right]$$

Ejemplo: Argon a 100 eV se obtiene que  $\alpha \sim 1 \mu\text{m}^{-1}$

En general la ganancia crece exponencialmente con el voltaje hasta que se producen descargas en el detector y/o efecto de carga espacial (límite de Roether). Los valores límite de ganancia proporcional suelen ser inferiores a  $10^5$

# Cámaras gaseosas de avalancha

Dependiendo del tipo de gas en la formación de la avalancha no sólo participan los procesos de ionización por colisión sino también la fotoionización por la emisión de luz de estados excitados de los átomos del medio. Si queremos mantener una resolución en energía razonable para todo tipo de interacciones, el volumen de avalancha debe ser muy pequeño comparado con el de deriva.



El modelo de gota para el desarrollo de una avalancha en un detector gaseoso alrededor de un hilo (obsérvese la imagen real de una cámara de niebla)

La avalancha en modo proporcional se produce muy cerca del ánodo, (orden  $10\mu\text{m}$ ) por lo que los electrones son recogidos casi instantáneamente (orden  $1\text{ns}$ ). Pero recorren muy poca distancia!! La señal está dominada por los iones 1000 veces más lentos!! Normalmente no podemos usar pulsos tan largos. Sólo aprovechamos una fracción de la señal!!

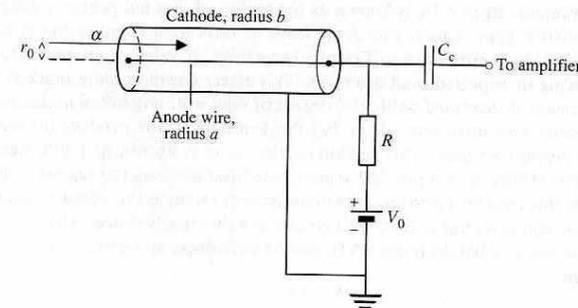
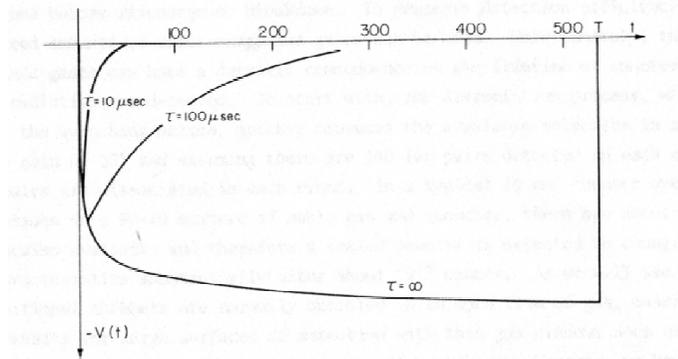
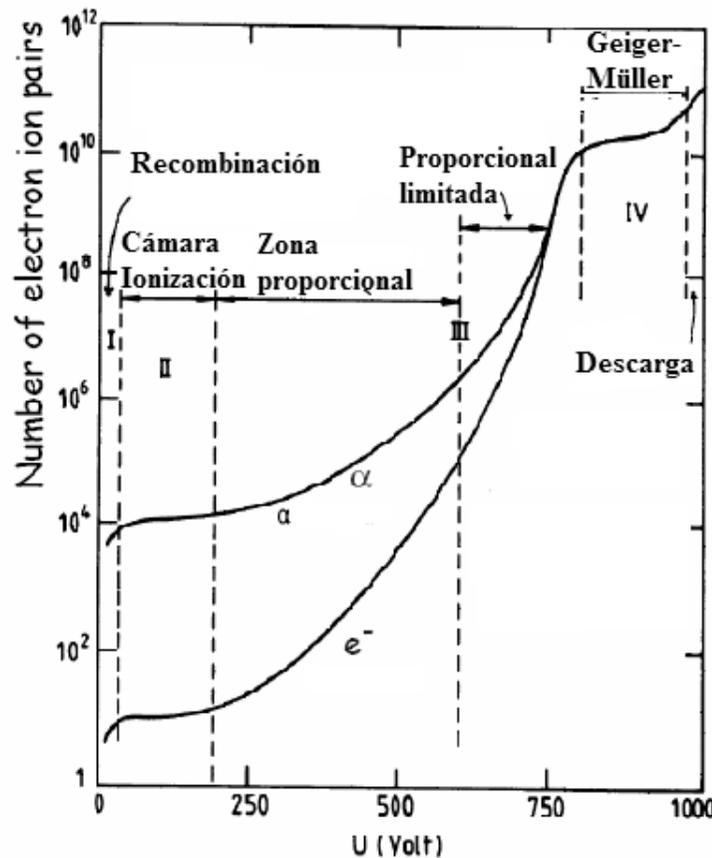


Figure 3.11 Proportional counter (schematic).

La gráfica de desarrollo temporal de señal corresponde a un contador proporcional con Ar donde  $a=10\mu\text{m}$  y  $b=8\text{mm}$ ,  $V=3\text{kV}$ . El tiempo total de deriva de iones es de  $550\mu\text{s}$ . Después de  $700\text{ns}$  tendremos el 50% de la señal. (Sauli Cern 77-09)

# Cámaras gaseosas de avalancha

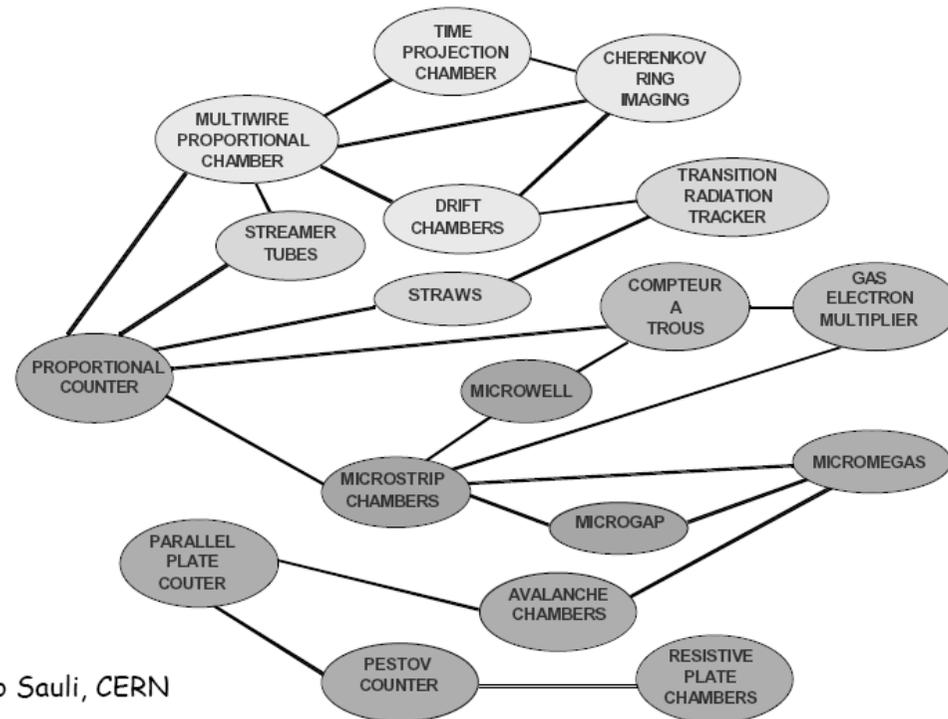
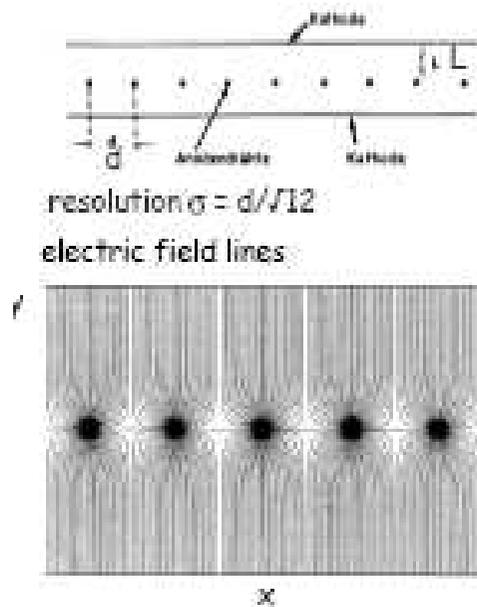
Cuando aumentamos el voltaje de operación en un detector gaseoso nos encontramos en diferentes regímenes de proporcionalidad:



1. Cámara de ionización: A bajo voltaje de operación tendremos una cámara de ionización que recoge la carga primaria producida en el volumen activo del detector.  $G=1$
2. Contador proporcional: Una vez que alcanzamos el voltaje crítico se produce multiplicación. La señal detectada es proporcional a la energía depositada. Para mantener la proporcionalidad se necesita controlar el desarrollo por fotoionización de la avalancha. Se utiliza un gas orgánico que absorbe los fotones ultravioleta (el moderador o quencher). Las mezclas usuales son un gas noble con un gas orgánico (i.e. Ar+10% CH<sub>4</sub>)  $G=10^4$ - $10^5$
3. Región de proporcionalidad limitada: se alcanza una gran fotoionización. Para evitar descargas se puede usar HV pulsado.  $G=10^9$
4. Modo Geiger-Müller: la avalancha se extiende a todo el ánodo. Fotoionización masiva. La avalancha se detiene por la descarga de HV. Son necesarios moderadores muy eficientes.

# Cámaras gaseosas de avalancha

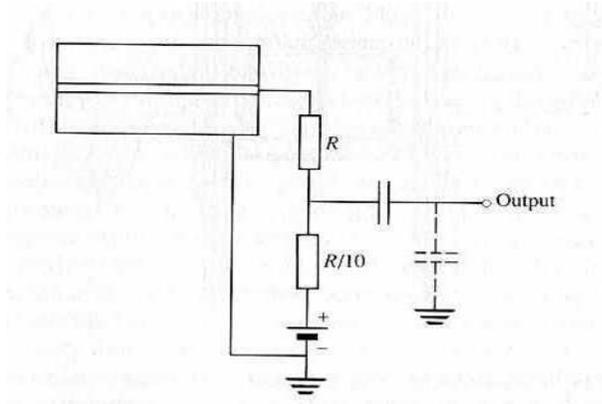
El número de detectores gaseosos ha proliferado durante los últimos 20 años desde las cámaras proporcionales multihilo hasta los detectores gaseosos de microestructura.



Fabio Sauli, CERN

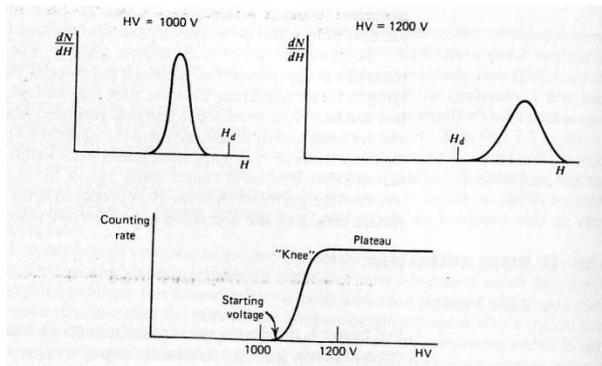
La apuesta de G. Charpak fue la segmentación de los detectores donde cada hilo actúa como un detector individual y el registro electrónico de la señal en tiempo real.

# Modo geiger. Tiempo muerto

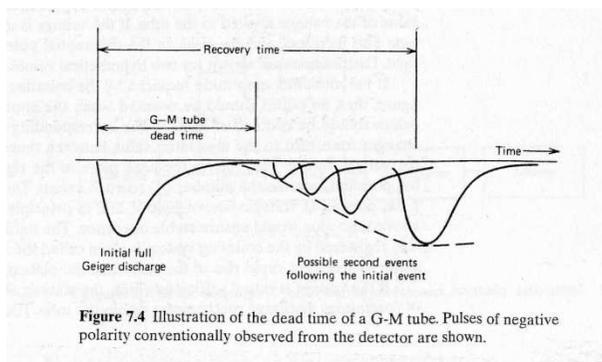


El contador Geiger funciona en base a la descarga en el gas inducida por la ionización primaria de la radiación. Debido al factor de multiplicación la señal directa del contador es tan elevada que no es necesaria electrónica sofisticada de lectura.

Podemos establecer la forma temporal del pulso eléctrico a través del RC del circuito de lectura, pero NO PODEMOS OLVIDAR que la deriva de los iones en el gas limita la respuesta temporal durante el tiempo que se necesita para drenar la carga iónica. Esto es debido al apantallamiento del campo eléctrico por los iones conocido como EFECTO DE CARGA ESPACIAL. Este tiempo es del orden de 50 a 100 $\mu$ s.

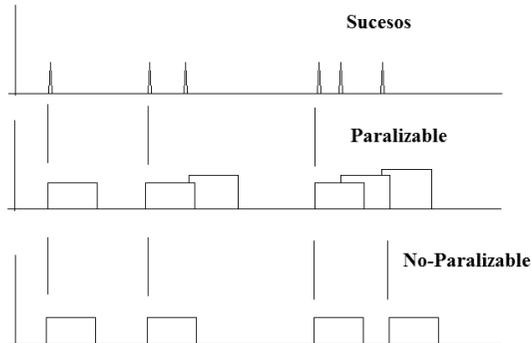


En el funcionamiento del sensor hemos de admitir un cierto tiempo muerto que provoca la ineficiencia de éste inmediatamente después de una señal. Consideremos un intervalo de tiempo unidad en el que se detectan  $m$  señales siendo  $\tau$  el tiempo muerto y  $n$  el número real de interacciones



**Figure 7.4** Illustration of the dead time of a G-M tube. Pulses of negative polarity conventionally observed from the detector are shown.

# Tiempo muerto



Normalmente el tiempo muerto en la respuesta del detector y/o sistema de adquisición a las señales se suele modelizar en dos categorías distintas:

- Sistemas no-paralizables: aquellos que despues de registrar un suceso tienen un tiempo muerto  $\tau$  fijo (independiente de si se produce un segundo suceso durante el período de tiempo muerto)
- Sistemas paralizables: aquellos cuyo tiempo muerto se incrementa proporcionalmente si ocurre un suceso durante el intervalo en que el detector (sistema de adquisición) está inhábil.

En la figura el sistema paralizabile sólo detecta tres de los seis sucesos mientras que un no-paralizables con el mismo tiempo muerto detecta cuatro.

Sea  $n$  la tasa de sucesos real y  $m$  la tasa observada. En un sistema no-paralizabile se tiene que la fracción de tiempo muerto es el producto de la tasa observada por el tiempo muerto.

En un sistema paralizabile sólo detectamos aquellos sucesos cuyos intervalos de tiempo muerto no solapan. Si asumimos estadística de Poisson podemos calcular la probabilidad de que dos sucesos consecutivos no solapen ( $\exp(-n \cdot \tau)$ ) y de aquí se deduce la relación entre tasa real y observada. (NB no podemos despejar  $n = n(m)$ !!)

$$\begin{array}{l}
 m \tau / 1 \quad \text{fracción de tiempo muerto} \\
 nm \tau \quad \text{sucesos no detectados} \\
 n - m = nm \tau; \quad n = \frac{m}{1 - m \tau}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
 e^{-n \tau} \quad \text{probabilidad ad de } \Delta t > \tau \\
 m = n \cdot e^{-n \tau}
 \end{array}$$

Obsérvese que en un sistema no-paralizabile la tasa observada  $m$  crece monótonamente con  $n$ . Sin embargo en un sistema paralizabile  $m$  llega a decrecer cuando  $n$  es grande.

# Electrónica de lectura: contadores

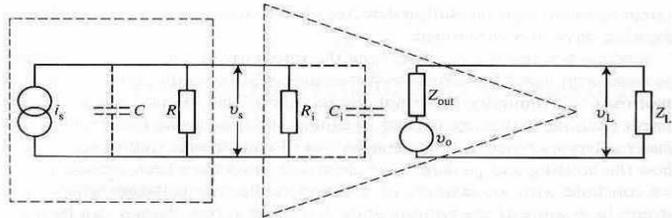
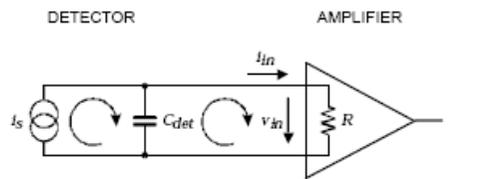
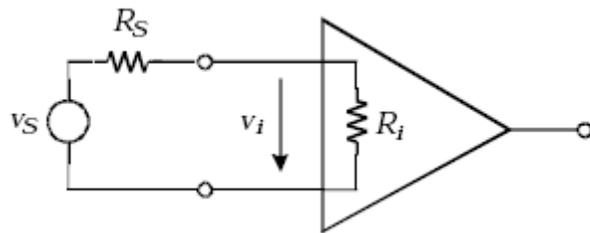


Figure 6.1 Equivalent circuit for the detector/amplifier interaction.



charges moving in detector induce change of charge on detector electrodes  
 detector capacitance discharges into amplifier



En general la lectura de un detector la realizamos a través de un amplificador de señal. El detector puede ser modelizado mediante una cierta capacidad e impedancia resistiva junto con una fuente de corriente eléctrica. El amplificador tendrá equivalentemente una cierta impedancia de entrada (resistencia + capacidad) y una impedancia de salida donde la señal se considera (normalmente) una señal en voltaje.

## AMPLIFICADOR DE VOLTAJE:

Suponemos que el detector (o la entrada) es una fuente de voltaje con resistencia \$R\_s\$

$$V_i = \frac{R_i}{R_i + R_s} V_s$$

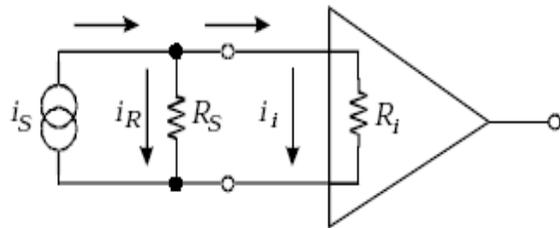
Si queremos que la señal a la entrada del amplificador sea aproximadamente igual a la señal del sensor

$$V_i \approx V_s \Rightarrow R_i \gg R_s$$

En modo de voltaje un amplificador debe tener una resistencia (impedancia) de entrada mucho mayor que la de la fuente.

Los amplificadores ideales tendrían una \$R\_i \sim\$ infinita (es una aproximación que se suele hacer en la práctica). Por la misma razón que antes si la salida del amplificador en voltaje va a otra etapa de amplificación, la resistencia (impedancia) de salida del amplificador debe ser pequeña comparada con la de entrada de la siguiente etapa.

# Electrónica de lectura: contadores



## AMPLIFICADOR DE CORRIENTE:

Suponemos que el detector (o la entrada) es una fuente de corriente con resistencia  $R_s$ , la fracción de corriente que llega al amplificador es

$$I_i = \frac{R_s}{R_i + R_s} I_s$$

Si queremos que la señal a la entrada del amplificador sea aproximadamente igual a la señal del sensor

$$I_i \approx I_s \Rightarrow R_i \ll R_s$$

En modo de corriente un amplificador debe tener una resistencia (impedancia) de entrada mucho menor que la de la fuente.

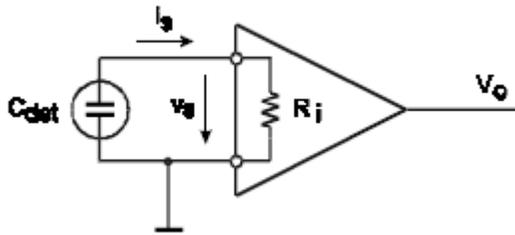
La elección de que un amplificador opere en modo de corriente o modo de voltaje está principalmente determinado por la resistencia (impedancia) de la fuente (el detector). Igual que antes si debemos alimentar otra etapa de amplificación en corriente la resistencia (impedancia) de salida debe ser grande comparada con la de entrada de la siguiente etapa.

Un amplificador puede ser configurado en lectura de voltaje y salida en corriente o viceversa de modo que obtendremos factores de ganancia V/A o A/V.

# Electrónica de lectura: contadores

## AMPLIFICADOR DE VOLTAJE/CORRIENTE CON CARGAS CAPACITIVAS:

Normalmente el factor determinante en la lectura de la señal de un detector es la capacidad de éste. El tiempo de descarga de la carga eléctrica generada en el detector viene dado por  $R_i C_{det}$



$$V_0 = A_V (\text{ganancia en voltaje}) \times V_S (\text{voltaje de entrada})$$

$$\text{Detector} \Rightarrow t_{coll}$$

Tiempo de generación de la carga

$$\text{Electrónica} \Rightarrow R_i C_{det}$$

Tiempo de transferencia de la carga eléctrica

a)  $R_i C_{det} \ll t_{coll}$  la capacidad del detector se descarga rápidamente

$$V_0 \approx A_V i_S R_i \propto i_S(t) \quad \text{Amplificador en modo corriente eléctrica}$$

b)  $R_i C_{det} \gg t_{coll}$  la capacidad del detector se descarga lentamente

$$V_0 \approx A_V \frac{Q(t)}{C} \propto \int i_S(t) dt \quad \text{Amplificador en modo voltaje eléctrico}$$

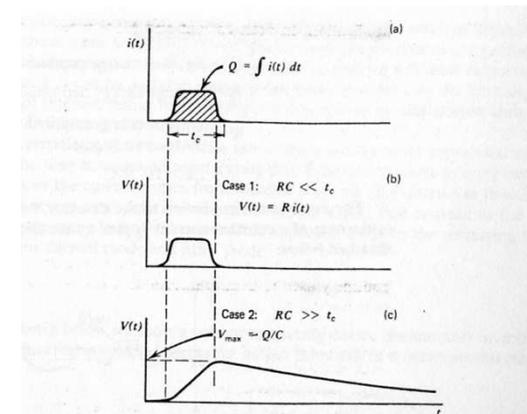
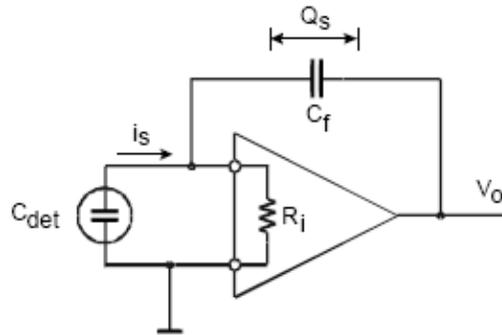


Figure 4.1 (a) The assumed current output from a hypothetical detector. (b) The signal voltage  $V(t)$  for the case of a small time constant load circuit. (c) The signal voltage  $V(t)$  for the case of a large time constant load circuit.

Al trabajar en modo corriente/voltaje esencialmente dependemos de la capacidad del detector, que es función de su geometría y construcción. Con el objeto de preservar una señal proporcional a la carga que no dependa directamente de estos factores se han desarrollado los (pre)amplificadores sensibles a carga.

# Electrónica de lectura: contadores



(PRE)AMPLIFICADOR SENSIBLE A CARGA:

Se trata de un amplificador base con una alta  $R_i$  de entrada de modo que en general se garantiza.

$$R_i C_{det} \gg t_{coll}$$

Se trata de un amplificador realimentado con una capacidad  $C_f$ . La señal está determinada por la carga integrada en la entrada y por tanto se denomina preamplificador sensible a carga.

Consideremos un amplificador inversor con ganancia  $A$

$$V_o = -A V_i$$

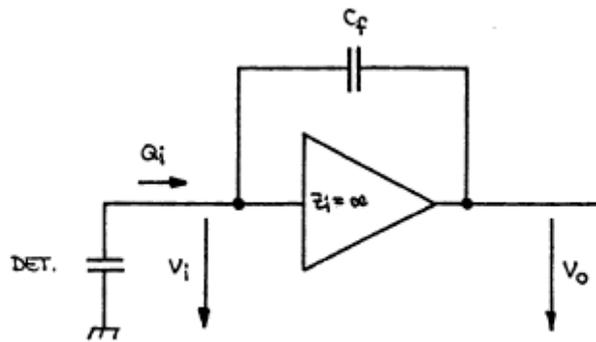
Como asumimos una impedancia de entrada infinita no fluye corriente hacia el amplificador.

$$V_f = V_i - V_o = V_i + AV_i = (1 + A)V_i$$

Vf caída de tensión en el condensador de realimentación

$$Q_f = C_f V_f = C_f (1 + A)V_i$$

$$Q_i = Q_f \quad \text{supuesto que } Z_i = \infty$$



# Electrónica de lectura: contadores

La capacidad efectiva (dinámica) de entrada viene dada por

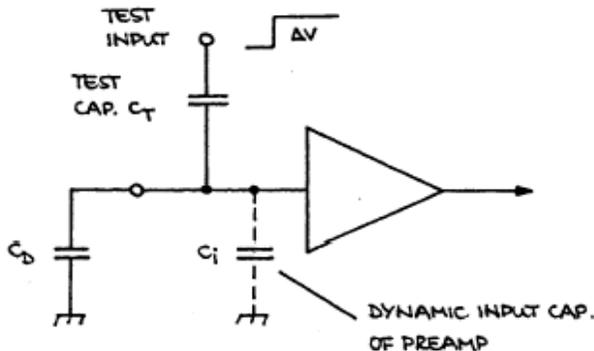
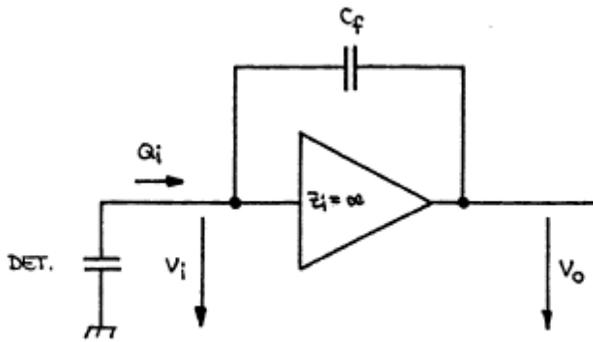
$$C_i = \frac{Q_i}{V_i} = C_f (1 + A)$$

De aquí podemos calcular la ganancia en voltaje de salida frente a carga eléctrica de entrada

$$A_Q = \frac{dV_0}{dQ_i} = \frac{A \cdot V_i}{C_i \cdot V_i} = \frac{A}{C_i} = \frac{A}{A+1} \frac{1}{C_f} \approx \frac{1}{C_f}$$

La cantidad de carga que realmente leemos es ligeramente inferior a la que genera el detector  $Q_s$  ya que una parte de ella se queda en la capacidad del propio detector

$$\frac{Q_i}{Q_s} = \frac{C_i V_i}{Q_{det} + Q_i} = \frac{C_i V_i}{C_{det} V_i + C_i V_i} = \frac{1}{1 + \frac{C_{det}}{C_i}} \approx 1; \quad C_i \gg C_{det}$$



Esto significa que para una lectura eficiente de la carga  $C_i \gg C_{det}$ . Consideremos un detector conectado a un preamplificador de carga con una capacidad de realimentación  $C_f$  de 1pF. La capacidad dinámica de entrada  $C_i$  será de 1nF, por lo que

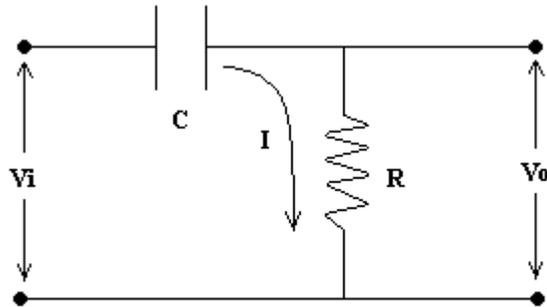
$$C_{det} = 10 \text{ pF}; \quad \frac{Q_i}{Q_s} = 0.99$$

$$C_{det} = 400 \text{ pF}; \quad \frac{Q_i}{Q_s} = 0.71$$

Para calibrar los preamplificadores se usa un pulso "cuadrado" sobre un condensador conectado a la entrada (carga de Dirac) y con ello inyectamos una carga conocida  $Q_t$ . Midiendo el pulso de voltaje en la salida obtenemos el factor de ganancia  $V/Q$  (típicamente 1 a 10V/pC)

$$Q_t = \frac{C_T}{1 + \frac{C_T}{C_i}} \Delta V$$

# Conformado de pulso: circuito CR



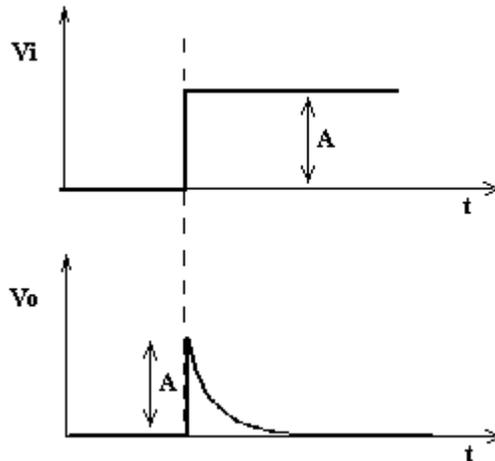
El pulso de señal producido por un detector es normalmente modificado para darle una forma temporal adecuada (i.e. espectroscopía). Para ello se usan circuitos diferenciadores / integradores.

La ecuación diferencial que describe el circuito es:

$$V_i(t) = \frac{Q(t)}{C} + R \frac{dQ}{dt} = \frac{Q(t)}{C} + R I$$

Siendo Q la carga almacenada en el condensador C. Si excitamos el circuito con una función escalón (ver figura), entonces la respuesta viene dada por

$$V_i(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ A & t \geq 0 \end{cases} \quad V_o(t) = A e^{-t/RC}$$

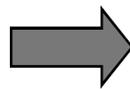


Si excitamos el circuito con una onda sinusoidal de frecuencia angular  $\omega = 2\pi\nu$  entonces la corriente que circula por el circuito es (usando notación compleja para la impedancia)

$$I = \frac{V_i}{R + \frac{1}{j\omega C}} \quad \text{Si} \quad RC \ll \frac{1}{\omega} \quad \Rightarrow \quad I \approx \frac{V_i}{\frac{1}{j\omega C}}$$

Lo cual significa que despreciamos la caída de tensión en la resistencia R. Si consideramos una excitación  $V_i(t)$  que tenga armónicos que satisfagan esta condición, entonces podemos escribir

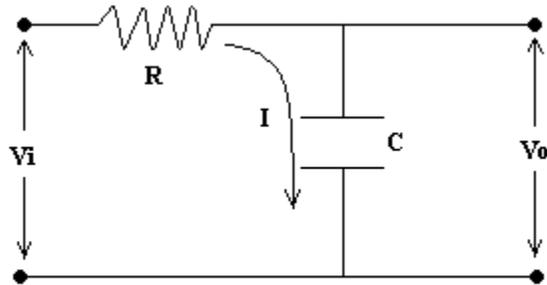
$$\frac{V_i(t)}{R} = \frac{Q}{RC} + \frac{dQ}{dt} \approx \frac{Q}{RC}$$



$$V_o(t) = I R = \frac{dV_i}{dt} RC$$

**CIRCUITO DIFERENCIADOR**

# Conformado de pulso: circuito RC

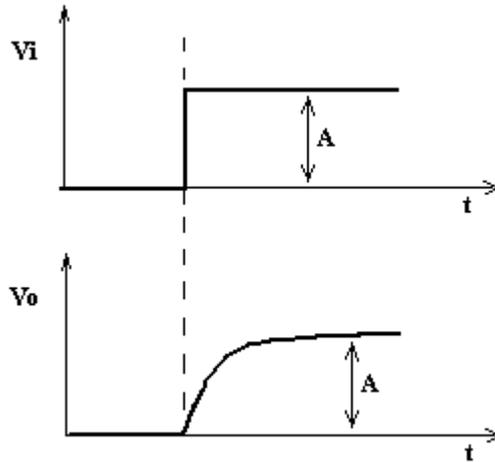


Si permutamos el orden del circuito anterior de la capacidad y la resistencia, la ecuación diferencial para la tensión de excitación es análoga:

$$V_i(t) = \frac{Q(t)}{C} + R \frac{dQ}{dt} = \frac{Q(t)}{C} + R I$$

Para una función escalón en el voltaje, la respuesta viene dada por:

$$V_i(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ A & t \geq 0 \end{cases} \quad V_o(t) = A (1 - e^{-t/RC})$$

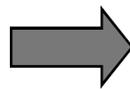


Si excitamos el circuito con una onda sinusoidal de frecuencia angular  $\omega = 2\pi\nu$  entonces la corriente que circula por el circuito es (usando notación compleja para la impedancia)

$$I = \frac{V_i}{R + \frac{1}{j\omega C}} \quad \text{Si} \quad RC \gg \frac{1}{\omega} \quad \longrightarrow \quad I \approx \frac{V_i}{R}$$

Lo cual significa que despreciamos la caída de tensión en la capacidad C. Si consideramos una excitación  $V_i(t)$  que tenga armónicos que satisfagan esta condición, entonces podemos escribir

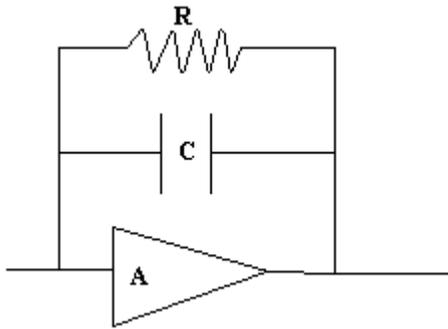
$$\frac{V_i(t)}{R} = \frac{Q}{RC} + \frac{dQ}{dt} \approx \frac{dQ}{dt}$$



$$V_o(t) = \frac{Q}{C} = \frac{1}{RC} \int dt V_i(t)$$

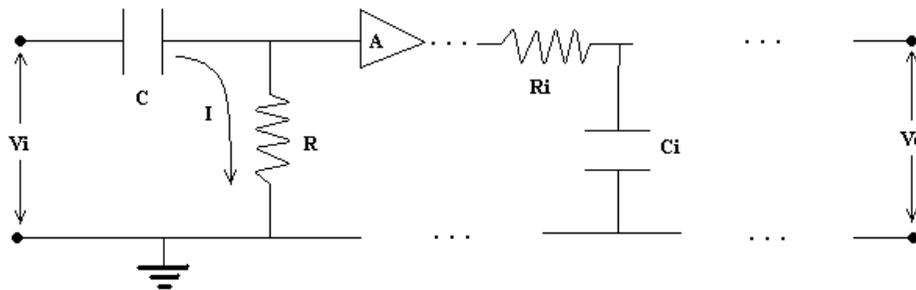
**CIRCUITO INTEGRADOR**

# Conformado de pulso: shaping amplifier

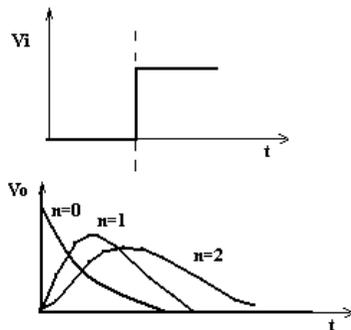


Integrador compensado

Normalmente la señal de un contador necesita ser preamplificada mediante un integrador compensado. La desventaja de las señales típicas de los preamplificadores es su largo tiempo de bajada (decenas de microsegundos), lo cual limitaría la posibilidad de detectar una señal inmediatamente después de recibir la primera.



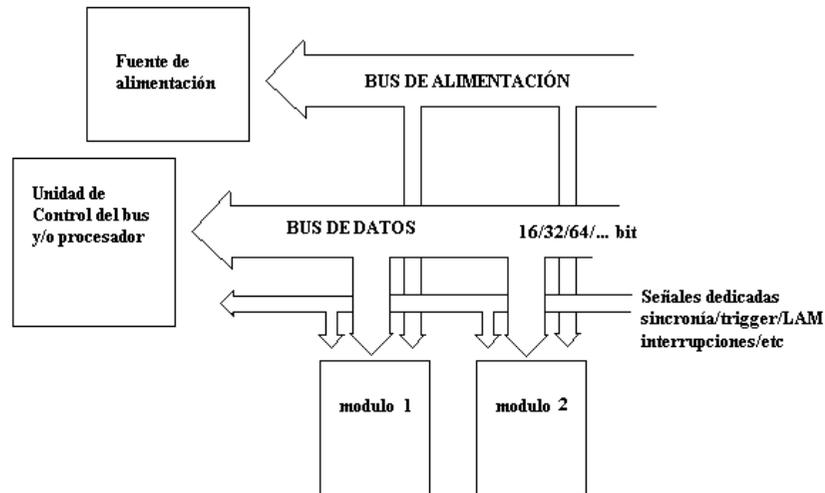
Un circuito básico de conformado de pulso se basa en la concatenación de circuitos CR y RC tal como indica la figura.



Considerando la salida de un preamplificador casi como una función escalón, la forma de señal a la salida depende del número de celdas CR-RC aplicadas.

# Electrónica modular

- Tanto en aplicaciones médicas, de Física Nuclear y de Altas Energías es normal que la electrónica en muchos casos sea modular. Los módulos de propósito general o específico se conectan mediante un bus.



El estándar NIM (Nuclear Instrumentation Module) define un sistema modular basado en un bus de alimentación únicamente.

# Electrónica modular

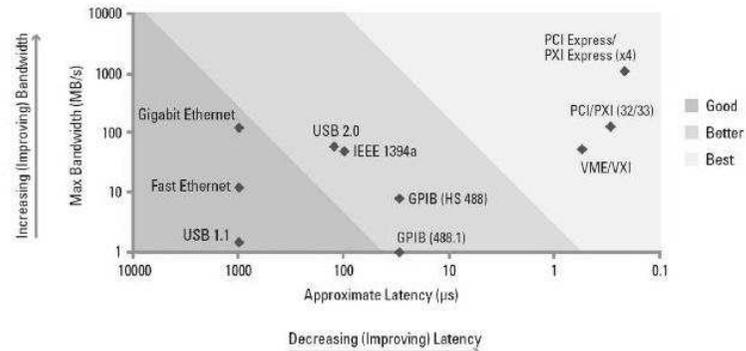
- El primer estándar de bus de datos modular fue el CAMAC (Computed Automated Measurement and Control) introducido el año 1969. Los buses actuales han evolucionado enormemente en ancho de banda y tiempo de latencia.

Bus	Ideal Bandwidth (MB/s)	Distribution
GPIB	1.8 (488.1)	Shared
	8 (HS488)	
USB	60 (USB HS)	Shared
Ethernet/LAN/LXI	12.5(Fast) 125(Gigabit)	Shared
PCI	132	Shared
PCI Express	250 (x1)	Dedicated per device, per direction
	4000 (x16)	

Bus	Max Length	Notes
PCI	Internal PC bus	Fiber-optic MXI extends to 200 m
PCI Express	Internal PC bus	MXI-Express extends
USB	5 m	Not easily extended
GPIB	20 m	Fiber-optic cables extend to 2 km
Ethernet/LAN/LXI	85 to 100 m	Fiber-optic cables extend to kilometers

Bus	Setup	Notes
Ethernet/LAN	Good	Configure IP address and subnet
GPIB	Better	Search bus for instrument
PCI	Better	Power down first, then Windows autodetects, autoconfigures
PCI Express	Better	Power down first, then Windows autodetects, autoconfigures
USB	Best	Instrument autodetects, autoconfigures

Latency versus Bandwidth



Bus	Ruggedness	Connector
Ethernet/LAN/LXI	Good	
USB	Good	
PCI	Better Best (for PXI)	
PCI Express	Better/best (for PXI Express)	
GPIB	Best	



# Unión p-n: diodo

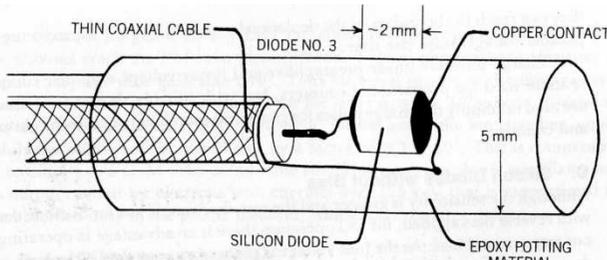


FIGURE 15.11a. Design of unbiased silicon  $p-n$  junction (Gager et al., 1977. Reproduced with permission from L. D. Gager and the American Institute of Physics.)

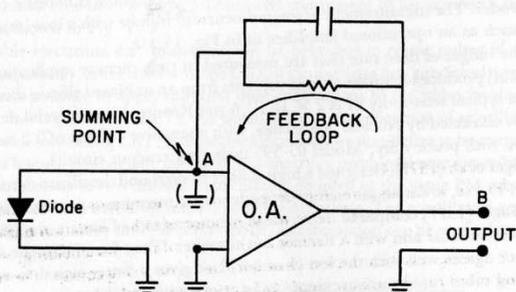


FIGURE 15.11b. Operation of unbiased silicon  $p-n$  junction (Gager et al., 1977. Reproduced with permission from L. D. Gager and The American Institute of Physics.)

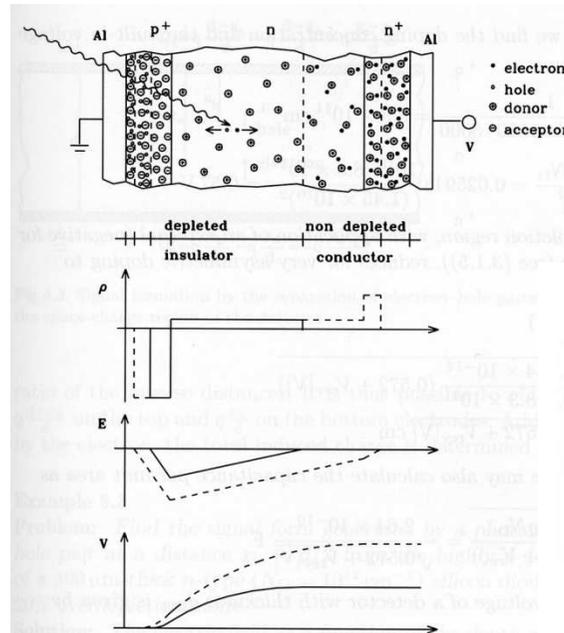
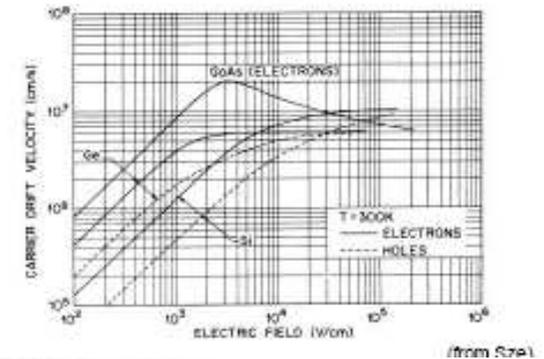


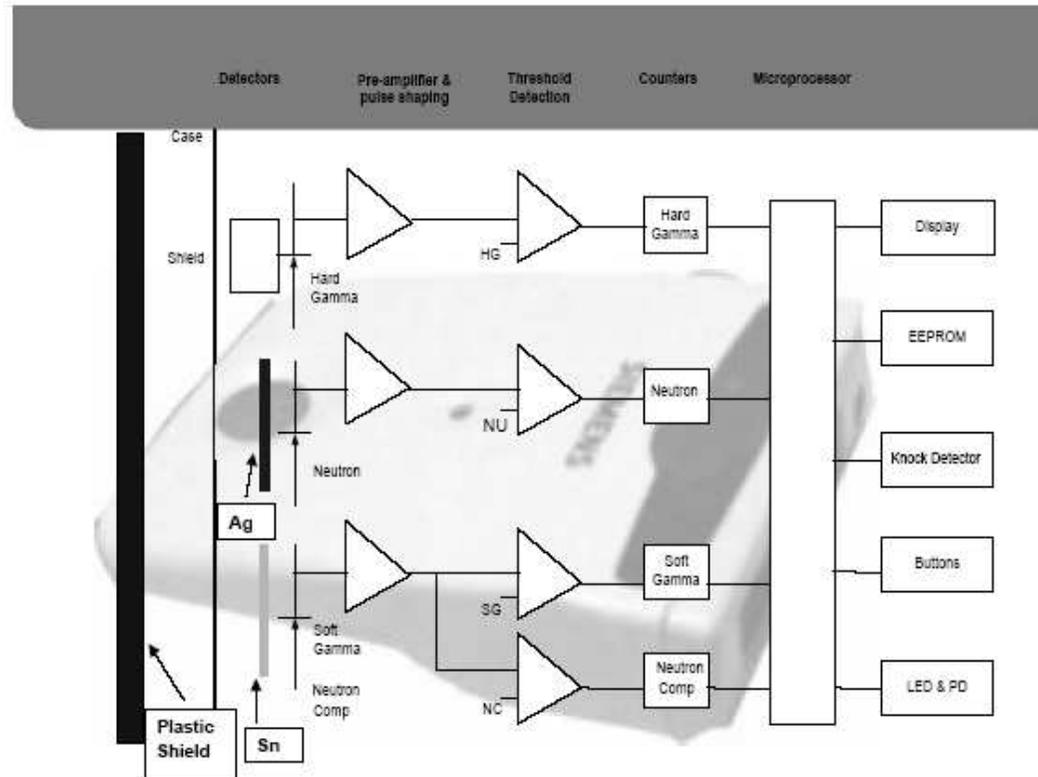
Fig. 5.2. A  $p-n$  diode junction detector: charge density, electric field and potential for partial (continuous line) and full (dashed line) depletion



Al aplicar un voltaje inverso a una unión p-n se obtiene un incremento de la barrera de potencial para los portadores que hace muy pequeña la corriente de fuga. La zona vacía de portadores se incrementa al aumentar el voltaje hasta obtenerse el vaciado completo (para un detector de  $300\mu\text{m}$  de espesor de silicio tipo n con resistencia  $10\text{ kohm cm}$  esta tensión se sitúa entorno a los  $100\text{ V}$ ) (ver "Semiconductor Radiation Detectors" Gerhard Lutz, Springer)

La carga generada por la radiación en la región de vaciado se mueve hacia los electrodos de lectura (huecos hacia  $p+$  y los electrones hacia  $n+$ ). Los tiempos de recolección de carga son muy rápidos cuando el vaciado es completo ( $<40\text{ns}$  tanto para electrones como huecos). Podemos usar la unión p-n como una cámara de ionización en modo integrador o detectando pulso por pulso como contador.

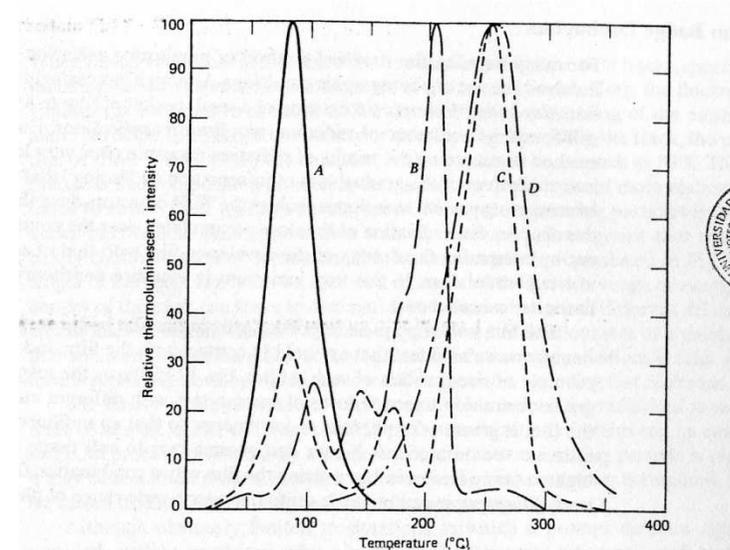
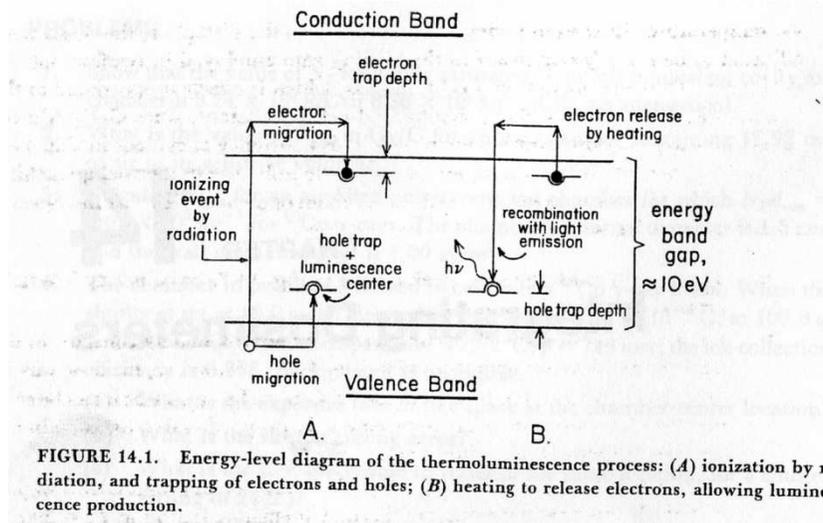
# Dosimetría personal: dosímetro de diodo



Se basa en el conteo de tres diodos polarizados en inversa como cámaras de ionización de estado sólido. Dos diodos tienen una lámina de plata y de estaño con un espesor másico similar para atenuar igualmente los rayos X (esto se hace así para poder medir la componente de neutrones y fotones en campos de radiación mixtos) . Los neutrones (de baja energía) interactúan con la plata produciendo activación y desintegraciones beta detectables ( $t_{1/2} \sim 144s$ ) (ver capítulo 2)

Cada diodo está conectado a un preamplificador de carga y un discriminador cuyos pulsos se llevan a un contador. A partir del conteo de estos pulsos el microprocesador calcula el equivalente de dosis.

# Dosimetría Termoluminiscente (TLD)



**Figure 19.17** Typical thermoluminescent glow curves normalized to the same maximum intensity. Materials are A —CaSO<sub>4</sub> : Mn; B —LiF: Mg, Ti; C —CaF<sub>2</sub>; and D —CaF<sub>2</sub> : Mn. The details of these curves will depend on preirradiation annealing procedures, radiation exposure level, and heating rate during readout. (From Fowler and Attix, in *Radiation Dosimetry*, 2nd ed., Vol. II (F. H. Attix and W. C. Roesh, eds.). Copyright 1966 by Academic Press. Used with permission.)

En los materiales centelleadores para la detección activa de radiación se persigue la emisión rápida de luz después de la interacción. Los materiales termoluminiscentes persiguen el fin opuesto: se dopan con impurezas que producen la aparición de niveles entre la banda de conducción y de valencia.

Estos niveles debidos a los dopantes son de dos tipos:

1. Trampas de electrones y huecos. Que pueden capturar a los portadores durante largos periodos de tiempo.
2. Centros luminiscentes (trampas de electrones o iones) que permiten la emisión de luz al producirse la recombinación de la carga.

Al calentar el material se produce la liberación de los portadores que pueden entonces recombinarse con cargas atrapadas en niveles inferiores. Este es el mecanismo de la termoluminiscencia.

# Dosimetría Termoluminiscente (TLD)

Los materiales termoluminiscentes habituales se suelen agrupar en cuatro familias principales:

1. Fluoruro de Litio FLi
2. Borato de Litio Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub>
3. Sulfato Cálcico CaSO<sub>4</sub>
4. Fluoruro Cálcico CaF<sub>2</sub>

Una vez pobladas las trampas debido a la radiación, la probabilidad de escape por unidad de tiempo de la trampa se suele parametrizar por

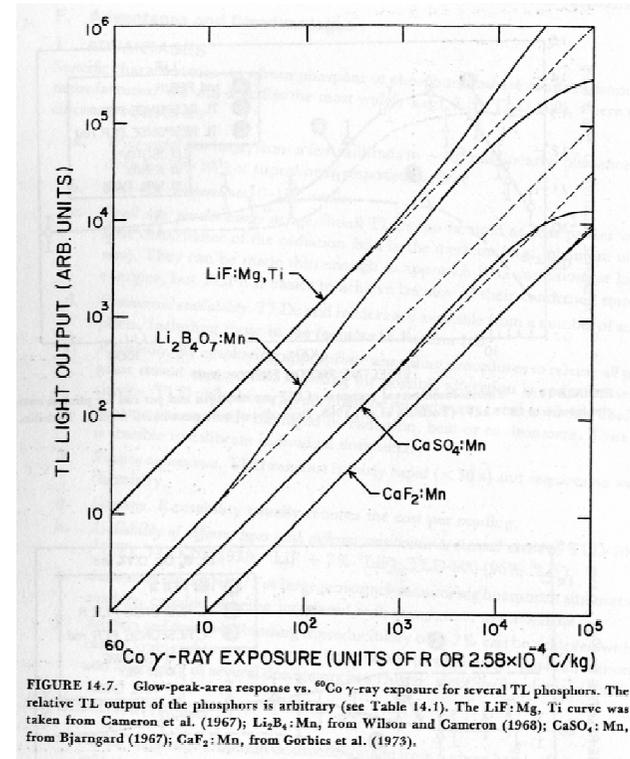
$$prob = \alpha e^{-\frac{E}{kT}}$$

Donde E es la profundidad en energía de la trampa y alpha una constante de normalización (orden de 10<sup>9</sup>/s). La temperatura a la que se produce el máximo de emisión de luz asociada a una profundidad de trampa depende de la velocidad de calentamiento (siendo mayor para velocidades más bajas).

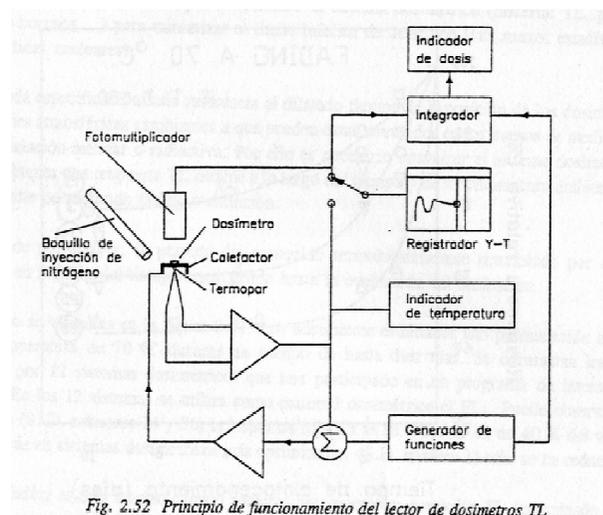
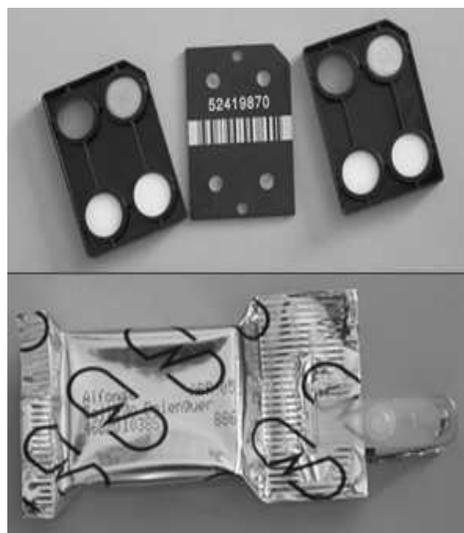
La determinación de la dosis se basa en que para condiciones de lectura fijas, la energía de emitida como luz por unidad de masa es proporcional a la dosis absorbida por el dosímetro

$$\Delta E (luz) \propto D$$

Sin embargo la eficiencia del efecto termoluminiscente es muy baja. Por ejemplo para FLi (TLD-100) sólo un 0.44% de la energía absorbida como dosis se emite como luz termoluminiscente. Además los dosímetros pierden carga en sus trampas a lo largo del tiempo, con lo que la lectura de luz se verá disminuida si se espera varios meses para la lectura (5% FLi en 3 meses).



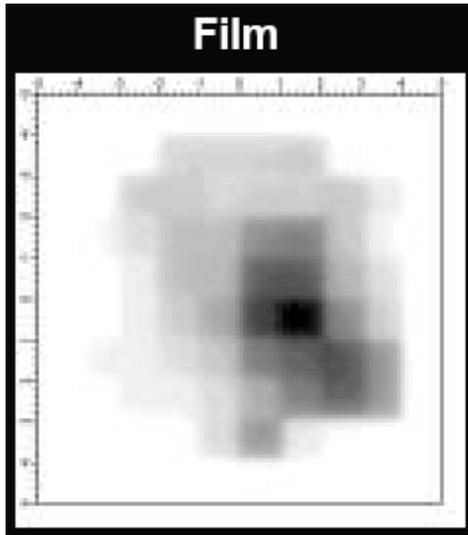
# Dosimetría Termoluminiscente (TLD)



Sistema de lectura de dosímetros termoluminiscentes. Obsérvese la inyección de una atmósfera de nitrógeno para evitar la luminiscencia debida a efectos superficiales.

- Los dosímetros estándar del Centro Nacional de Dosimetría (Valencia) incorporan una lámina de aluminio anodizado con cuatro detectores termoluminiscentes de LiF:Mg,Ti, en forma de pastillas de 4,5 mm de diámetro y 0,6 mm de grosor. Cada lámina está identificada mediante un número de 8 dígitos grabado en forma de código de barras y de número legible.
- El fluoruro de litio, activado con Mg y Ti, almacena la energía que recibe de la radiación ionizante. Durante el proceso de lectura es calentado (hasta una temperatura de 300°C), liberando en forma de luz la energía almacenada. La cantidad de luz emitida es proporcional a la dosis de radiación recibida por cada detector.
- La lámina con los detectores se coloca entre dos láminas idénticas de plástico con cuatro filtros, de modo que cada filtro está enfrentado a un detector. El diseño del dosímetro es simétrico de forma que cada detector está situado entre dos filtros iguales. ([www.cnd.es](http://www.cnd.es))  
Los filtros utilizados, todos ellos de 11,8 mm de diámetro, son los siguientes:  
Filtro 1. 3,9 mm de plástico PTFE (politetrafluoroetileno).  
Filtro 2. 3 mm de cobre, más 0,5 mm de plástico PTFE a cada lado.  
Filtro 3. Ventana abierta, sin filtración.  
Filtro 4. 4 mm de aluminio.

# Dosimetría de película

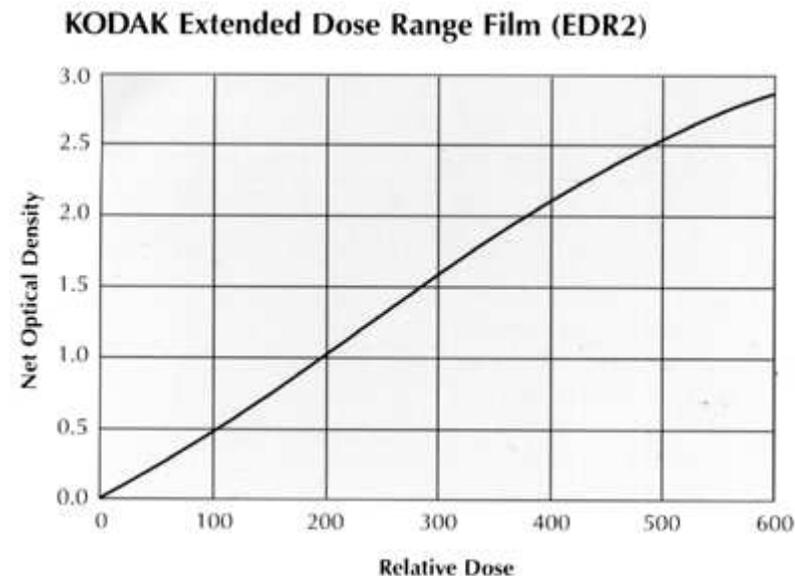
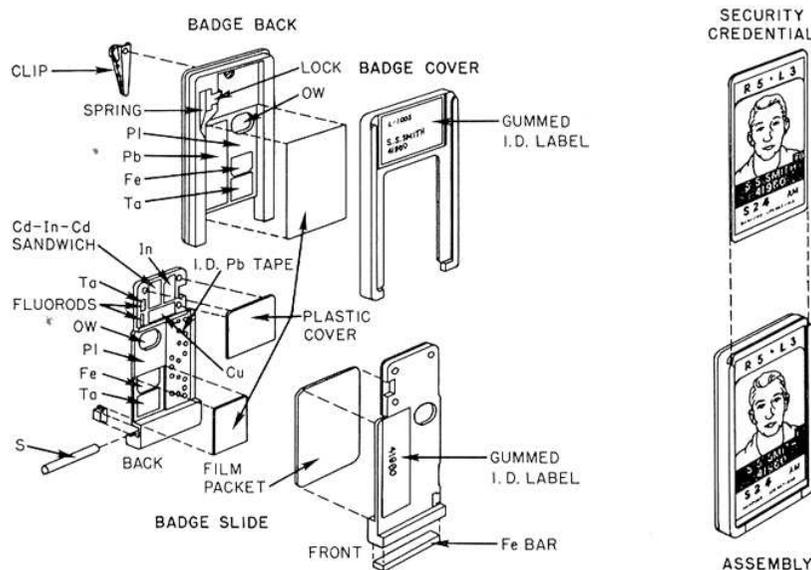


Se basa en la exposición de la película debido a la interacción de los electrones secundarios producidos por la radiación con los granos de la película.

Se supone que la densidad óptica de la película revelada es proporcional a la dosis recibida por ésta.

$$DO = \log_{10} \left( \frac{I_0}{I} \right); \quad DO \propto Dosis$$

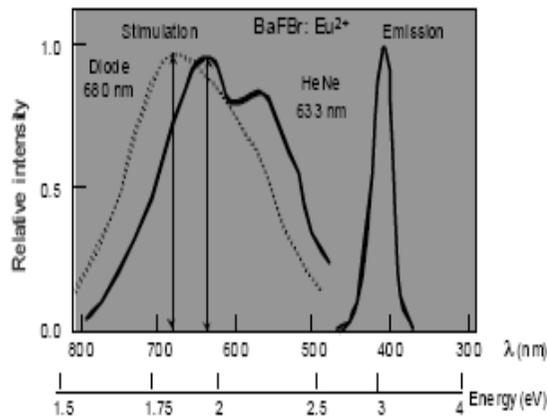
Se usa tanto en dosimetría personal (film badge) como en dosimetría en rayos X y en radioterapia. La repetibilidad de la medida es limitada entorno al 3% y depende fuertemente de las condiciones de revelado. La dependencia de la película con la energía de los fotones X es mayor a baja energía (< 100 keV).



# Fósforo fotoestimulable

Se basa en un mecanismo análogo al de la dosimetría termoluminiscente. En este caso las trampas pobladas por los portadores durante la irradiación se vacían mediante la estimulación por luz (laser). Los llamados fósforos fotoestimulables se depositan en capas de unas 200µm sobre un sustrato flexible. Esta técnica se desarrolló para sustituir a la película radiográfica convencional y se suele conocer como CR ("Computed Radiography").

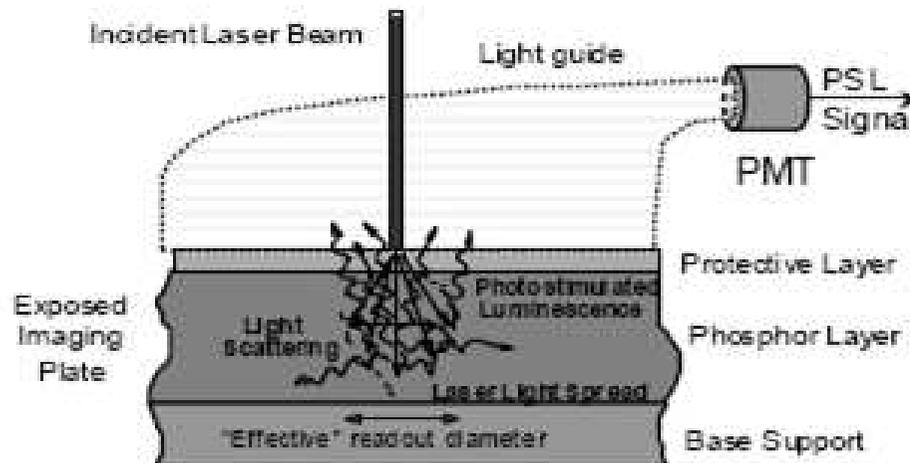
Stimulation and Emission Spectra



$$\Delta E(\text{luz estimulada}) \propto \text{Dosis}$$

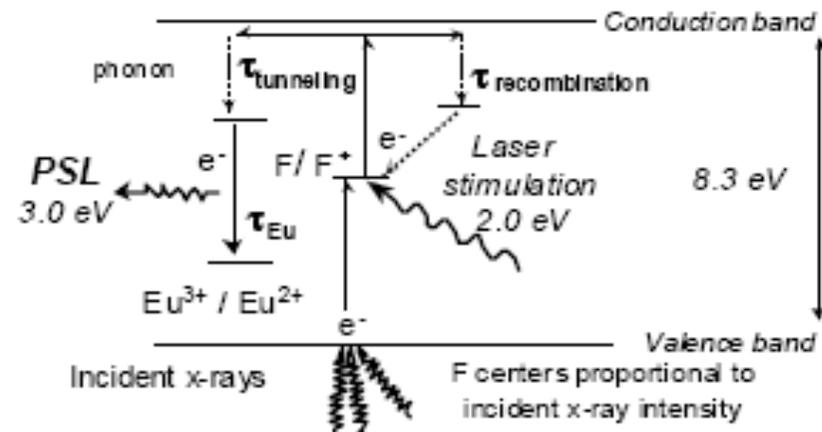
Se suele usar como material BaFBr:Eu<sup>2+</sup> que usa el número atómico elevado del Bario para aumentar la eficiencia de detección X (50% eficiencia para rayos X de 50 keV). La excitación se suele realizar mediante un diodo laser cuya longitud de onda media es de 650 nm, mientras que la emisión estimulada ocurre a 400nm. La imagen latente tiene los mismos problemas de fading (pérdidas temporales) que el TLD. Recientemente se está investigando su uso para dosimetría en radioterapia.

## Photostimulated Luminescence



## PSP Latent Image Formation

Electrons trapped in proportion to x-rays absorbed



# Cuadro resumen

Tipo	Ventajas	Desventajas
Cámara de ionización	<p>Precisa y exacta</p> <p>Recomendada para la calibración de haces</p> <p>Necesarias correcciones habitualmente bien conocidas</p> <p>Lectura inmediata</p>	<p>Se necesitan cables de conexión</p> <p>Hay que polarizarlas con alto voltaje</p> <p>La dosimetría de megavoltaje requiere múltiples correcciones</p>
Película radiográfica	<p>Alta resolución 2D</p> <p>Es muy fina y no perturba el haz</p>	<p>Necesitamos sala oscura o sistema de revelado</p> <p>Presentan variabilidad entre películas y entre lotes</p> <p>Es necesario calibrarlas con cámaras de ionización</p> <p>Tienen problemas de dependencia en energía</p> <p>No se usan para calibrar haces</p>
TLD	<p>Variados formatos y tamaños</p> <p>Se puede usar en tamaños muy pequeños de modo que son factibles dosis cuasi-puntuales</p> <p>Se pueden usar varios TLDs al mismo tiempo</p> <p>Algunos son relativamente equivalentes a tejido</p> <p>No son caros</p>	<p>La señal se borra en la lectura</p> <p>Es fácil estropear un TLD o perder su lectura</p> <p>Su lectura no es inmediata</p> <p>Para obtener resultados exactos se necesita una cadena de lectura bien calibrada</p> <p>Su lectura y calibración requieren cierta dedicación de tiempo</p> <p>No se recomiendan para calibración de haces</p>
Diodo	<p>Pequeño tamaño</p> <p>Alta sensibilidad</p> <p>Lectura inmediata</p> <p>Pueden incluso operarse sin tensión de bias</p> <p>La instrumentación requerida es simple</p>	<p>Requieren cables de conexión</p> <p>Presentan dependencias de la calibración con temperatura</p> <p>Cambian su sensibilidad con la dosis acumulada</p> <p>Se necesita cierto cuidado para mantener constante su respuesta en el tiempo</p> <p>No se usan para calibrar haces</p>