

10. Resolución energética. Expresión general.

- Convencionalmente la resolución en energía de los calorímetros se parametriza en la forma:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c$$

donde el símbolo \oplus representa la raíz cuadrada de la **suma cuadrática** (independientes).

El término de ruido o **coeficiente a**, incluye:

- La equivalencia energética del ruido electrónico.
- Las fluctuaciones de energía originadas por el resto de partículas que inciden en el canal en el intervalo de puerta abierta de medida de la señal. **Defectos instrumentales**.

El término de muestreo o **coeficiente b** considera:

- Las **fluctuaciones estadísticas** en el número de procesos independientes que generan la señal o los que la limitan, como factores de eficiencia cuántica, de recolección etc. (**Factor intrínseco** o término estocástico → **límite máximo de resolución alcanzable**).

El término constante o **coeficiente c** tiene en cuenta:

- Las fluctuaciones en la energía originadas **por leakage (fugas)** del volumen de medida, ya sean laterales o longitudinales.
- Las fluctuaciones de energía originadas por la deposición de energía en las zonas muertas, enfrente o dentro del detector.
- El error de intercalibración de celda de medida a celda de medida.

La ventaja de la parametrización estriba en la posibilidad de identificar el origen de la degradación de la **resolución energética**. La hipótesis de adición en cuadratura se debe a que las distintas causas enumeradas son (en general) independientes.

El término de resolución intrínseca se suele presentar (AE) en unidades de GeV

- A continuación pasamos a estudiar el **término b** que corresponde a las **fluctuaciones de muestreo o intrínsecas** (**todo el punto 10 es para el término b**)

10.1 Resolución energética (intrínseca) de los **calorímetros homogéneos**

Las fluctuaciones (en general de tipo estadístico) en el número final de "**cuanta**" detectados constituyen el **límite máximo** de la resolución alcanzable para un detector. Hay sin embargo otros factores que pueden degradar la resolución.

- Detectores cuya resolución viene limitada por las fluctuaciones estadísticas.

1) Detectores homogéneos semiconductores. (GeLi, SiLi).

En los **detectores homogéneos** toda la energía del fotón (o e^-) incidente se deposita en el medio activo. Si suponemos que el medio activo es infinito y perfectamente uniforme (**calorímetro ideal**), la resolución en la energía medida vendrá solamente afectada por las fluctuaciones en el número N de fotones (o pares de iones originados en la cascada). Estos vienen dados por:

W , energía mínima para producir un par de iones, fotones, etc.

$$N = \frac{E}{W} \rightarrow \frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \sqrt{\frac{W}{E}} \rightarrow \frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F W}{E}}$$

Estadística de Poisson

donde se ha introducido el **factor de Fano** F en la última expresión para considerar la **ligadura de la energía total** que se disipa (**calorímetro no ideal**). Este factor, importante en ciertos detectores, mejora mucho su resolución.

- Así, el **factor de Fano** es el responsable de que los detectores de Ge tengan una resolución mucho mejor que la que se espera por simples fluctuaciones de Poisson.

En la siguiente tabla se presentan los valores típicos de **producción de pares de iones**, **producción de fotones** y **factor de Fano** para materiales **usados en calorimetría y detectores de vértices**.

Material	W_e (eV)	W_γ (eV)	F	Band Gap (eV)
Si	3.6		0.14	1.1
Ge	2.9		0.13	0.7
LAr	23.7		0.11	
LKr	20.5	53	0.06	
LXe	16.4	38	0.05	

Nota informativa-curiosidad:

- Obsérvese el **mecanismo de competencia** **centelleo - ionización** en el LKr and LXe, que puede explicar parte de la degradación de la resolución energética que se observa en estos detectores. [1]

[1] T. S. Virdee. Performance and limitations of electromagnetic calorimeters

Así podemos calcular el término b

2) Detectores **homogéneos de radiación de Cerenkov**.

- Se trata de detectores de vidrio plomado, calorímetros de agua (S_Kamiokande) etc. Ya hemos visto (fichero 6) que un factor adicional en estos es la limitación de traza visible. Dado que el índice de refracción de estos materiales es elevado, prácticamente e⁻ con energías cinéticas $T > 0.2$ MeV contribuyen a la señal.

Ejemplo de un detector de vidrio plomado (como FEMC, Delphi).

Con $\rho=5. \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, y $n=1.6$, una partícula relativista ($\beta \rightarrow 1$) genera aproximadamente 230 fotones^(*) visibles por cm (Ecuación de rendimiento Cerenkov) y pierde unos $7 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^{-1}$ por ionización.

Las ineficiencias no relativistas (traza invisible + partículas de $\beta < 1$) proporcionan un factor $\epsilon = 0.7$.

Si consideramos que la pérdida de energía por ionización (+ importante) es de 7 MeV/cm , deducimos que la longitud de traza activa es de 140 cm/GeV de E_{inc} . (pág 16, fichero 4 para L_{act})

Evaluación de la producción de luz: $L_{\text{act}}(\text{cm}) \times n_{\text{p}}(\text{visible})/\text{cm} \times \epsilon = 140 \times 230 \times 0.7 \sim 23000 \text{ fotons/GeV}$

Todos los fotones producidos no engrosan la señal generada en el detector, hay que considerar:

- La longitud de atenuación de la luz visible ($\sim 200 \text{ cm}$)
 - La direccionalidad de la luz de Cerenkov
 - La eficiencia cuántica del fotomultiplicador ($\sim 20\%$)
- } Reducción de un 20%
- > Reducción del 80%

Finalmente, tenemos del orden de $1000 \text{ pe/GeV producidos}$, lo que nos da una resolución límite (o intrínseca) de $N^{-1/2} \sim 3.2\% E^{-1/2}$. (3.2% es el factor de 1000 sobre los 23000 iniciales)

En general los **valores típicos que se obtienen para estos detectores** (**término b**) son:

$$\left| \frac{\sigma}{E} \right|_{\text{intrínseca}} \approx 3.2\% \frac{1}{\sqrt{E}} \rightarrow \left| \frac{\sigma}{E} \right|_{\text{real}} \geq 5\% \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Los efectos que **deterioran la resolución** son:

- Fluctuaciones en la longitud de traza "visible"
- Fluctuaciones en el espectro energético de las partículas que emiten luz de Cerenkov
- Fluctuaciones en el propio espectro de fotones de Cerenkov emitidos.

* Pérdida de energía por unidad de longitud, por emisión de Cerenkov, en el intervalo $(\nu_2 - \nu_1)$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2}{2} \left[\frac{e^2}{\hbar c} \right] \left[\frac{mc^2}{e^2} \right] \left[\frac{(\hbar \nu_1)^2 - (\hbar \nu_2)^2}{mc^2} \right] \sin^2 \theta_c$$

3) Detectores (Contadores) de centelleo y resolución intrínseca.

- Una detector típico de INa(Tl) tiene una resolución típica del 15% para rayos X de 6 KeV. La mejor resolución que se alcanza para cristales grandes en la detección de rayos γ de 1 MeV es del orden del 5%. Analice la compatibilidad de estos datos.

Suponiendo que la resolución a 6 KeV viene dominada por el factor intrínseco, podemos calcular el rendimiento de los cristales de INa(Tl) como:

$$\left. \frac{\sigma}{E} \right|_{\text{int}} = \frac{k\sqrt{N}}{kN} = 0.15 \rightarrow N_{\text{phe}} = 44 \rightarrow R_{\text{rendimiento}} = 7.3 \text{ phe / keV}$$

La resolución intrínseca que esperamos para el mismo proceso y energía de un MeV es:

$$N_{\text{phe}}(1 \text{ MeV}) = 7.3 \times 10^3 \rightarrow \left. \frac{\sigma}{E} \right|_{\text{int}} (1 \text{ MeV}) = \frac{\sqrt{N_{\text{phe}}}}{N_{\text{phe}}} \approx 1.2 \%$$

Claramente ha de haber otros procesos importantes que influyan en la resolución de estos detectores (en su empeoramiento, de 1.2% a 15%).

Fluctuaciones estadísticas (eficiencias cuánticas, recolección, etc..)

Fijaros resolución peor a BAJAS Energías

10.2 Resolución energética (intrínseca) de los contadores de muestreo (término b).

La resolución energética intrínseca de un contador de muestreo, para e^- es generalmente peor que la de los calorímetros homogéneos, y se puede deducir de acuerdo con el siguiente modelo:

- Los electrones, al atravesar la capa activa depositan una energía característica, que llamamos E_g .
- Las capas activas tienen un espesor δ (en unidades de X_0).
- Denominamos t el espesor de las capas pasivas (en unidades de X_0).
- Siempre por hipótesis $\delta \ll t$.
- La pérdida de energía es proporcional a la longitud de traza.
- Las partículas cruzan normalmente las superficies de separación de las capas.

Sea E la energía de la partícula incidente y ξ_c la energía crítica. Sea N el número de cruces que las trazas cargadas efectúan sobre los gaps activos, depositando señal. Sea L la longitud de traza total generada en la cascada. Por **el modelo de Rossi** se puede escribir:

$$L = \frac{E}{\xi_c} \rightarrow N = \frac{L}{t + \delta} = \frac{E}{\xi_c t} \quad \text{número de cruces en gaps activos}$$

Forma de calcular b

ya que todo el *shower* es absorbido por pérdida de energía por ionización.

La señal y su error valdrán*:

$$S = N E_g \rightarrow \sigma = E_g \sqrt{N} \quad [\text{Distribución de Poisson en } N] \rightarrow$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{\sqrt{\xi_c t}}{E^{1/2}} = \frac{\sqrt{\Delta E_g (\text{Absorción})}}{E^{1/2}}$$

(Obsérvese que $\Delta E_g (\text{Absorción})$ es un factor degradante de la resolución en energía de los calorímetros de muestreo, menor energía muestreada).

Otro análisis que podemos hacer radica en la propia señal:

Mejor aproximación, error en la energía absorbida por gap activo

$$S = N E_g \rightarrow \frac{\sigma(S)}{S} = \frac{1}{\sqrt{N}} + \frac{\sigma(E_g)}{E_g}$$

Fluctuaciones de muestreo (N) y fluctuaciones de la señal depositada en cada capa

que pone de manifiesto que el error en la señal (energía) puede venir dominado por las fluctuaciones de la propia señal en cada gap activo, cuando dicho muestreo es muy pequeño (calorímetros de gas).

Por eso quiero misma señal en cada gap activo

Calorimetría

(*) Suponemos que el error en la energía absorbida por gap activo es despreciable

- La resolución energética de un calorímetro de muestreo, viene frecuentemente dominada por el propio muestreo. Sea un calorímetro, que para 1 GeV de energía realiza 100 segmentos de medida independientes. El muestreo contribuye al término estadístico como:

$$\left[\frac{\sigma}{E} \right]_{\text{mues}} = a_{\text{mues}} E^{-1/2} \approx 10\% E^{-1/2} \quad (\text{GeV})$$

En el caso que las partículas no incidan normalmente sobre los gaps, la energía depositada en el gap activo E_g aumenta en un factor $1/\cos\theta$, pero el número de cruces N decrece en un factor $\cos\theta \Rightarrow$ la señal S permanece constante, pero la resolución se deteriora en un factor:

$$\sqrt{\frac{1}{\cos\theta}}$$

factor que aumenta la traza en el gap pasivo

Sobre la base del concepto desarrollado de **traza activa** (modelo de Rossi), Amaldi deduce una fórmula (semi) empírica para los calorímetros de muestreo con medios densos (líquidos, sólidos) de la forma:

$$a_{\text{mues}} = 3.2\% \sqrt{\frac{\Delta E_g}{F(Z) \cos\theta}}$$

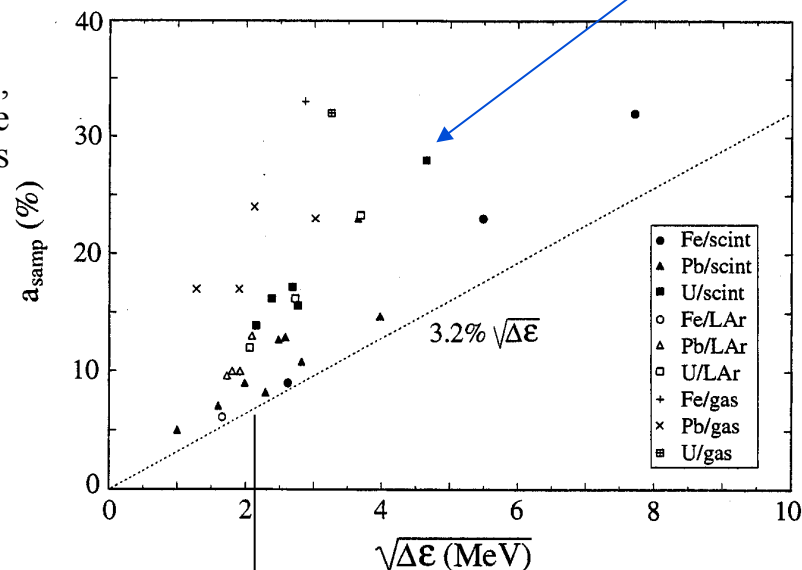
Término de Amaldi para explicar discrepancias.

que tiene en cuenta el paso de MeV a GeV (factor 3.2%), la energía depositada en el gap activo y el factor de inclinación de las trazas la contribución del muestreo es así: $a_{\text{mues}} = 3.2\% \sqrt{\Delta E_g} \quad (\text{MeV})$ Figura

La figura exhibe los valores de a_{mues} para calorímetros representativos de diferente composición, en función de la energía

$$\sqrt{\Delta E_g} = \sqrt{\epsilon}$$

perdida por mip en cada capa de muestreo. La figura muestra que la expresión no es del todo afortunada, aunque claramente puedan influir otros términos como la estadística de fotoelectrones etc.



Amaldi

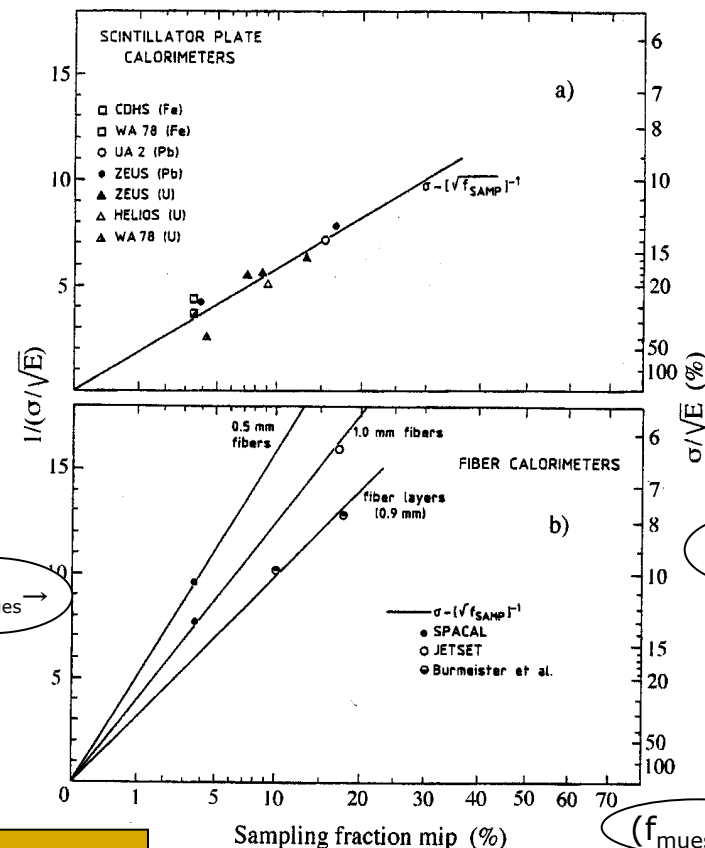
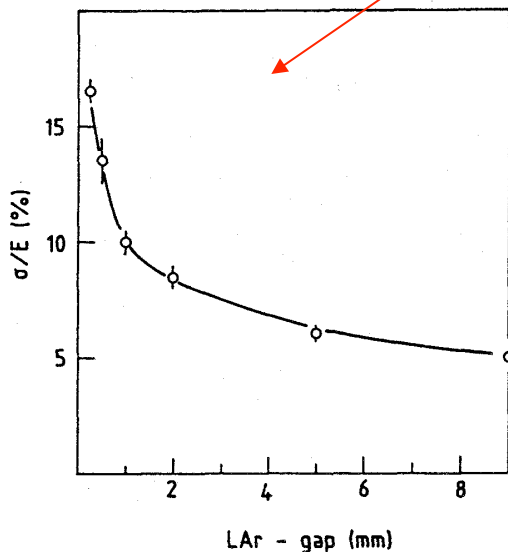
Sin poner el término de Amaldi

Por las razones comentadas aquí, parece lógico que la **resolución de energía depende de modo natural de la fracción global f_{samp} de energía muestreada** en el calorímetro. Así, la figura (drcha) representa en función de $\sqrt{f_{\text{samp}}}$ el valor de $1/a_{\text{samp}}$. A mayor fracción de muestreo una mejor resolución (crece $\sqrt{}$):

Si se **dobra la fracción de muestreo**, ya sea doblando las placas activas o reduciendo a la mitad las pasivas, la resolución mejora en $\sqrt{2}$.

Esto sería la conclusión del termino de Amaldi, pero:

- **El análisis de Amaldi** es a simple vista **incorrecto** (implícita la dependencia con N), se basa en un modelo muy simple que no considera la contribución tan importante a la deposición de **energía de la cola de la cascada**. De hecho, la figura (izq) muestra incluso la dependencia inversa: se degrada la resolución para ΔE menores (es decir mayor material activo y de muestro).



Luego a parte de f_{samp} influye algo más

La figura inferior (dcha) nos dice que hay más que la dependencia pura con f_{samp} . La cola de la cascada, (e⁻ cuya $E \sim 1$ MeV) deposita gran parte de la señal y sólo recorren micras → **incrementar las superficies de separación activo/pasivo significa incrementar sensiblemente la señal.**

←(Izq): Resolución de energía en función del espesor de los layers activos en un calorímetro LAr de muestreo. Haz de e⁻ de 1 GeV. El medio pasivo usado son placas de Pb de 1.9 mm (1/3) X_0 . (Wigmans, pg 186 y siguientes).

Así pues, **la resolución de un detector de muestreo** debe depender de factores de escala en la forma:

$$\left. \frac{\sigma}{E} \right|_{\text{mues}} = a_{\text{mues}} \frac{1}{\sqrt{E}} = a \sqrt{\frac{d}{f_{\text{samp}}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}, \text{ con } a \approx 2.7\%$$

donde el parámetro **d** representa el espesor de las capas activas: **mejor resolución cuanto menor es el espesor de las capas activas y mayor es la fracción de muestreo**. La figura b) anterior y la adjunta prueban la afirmación.

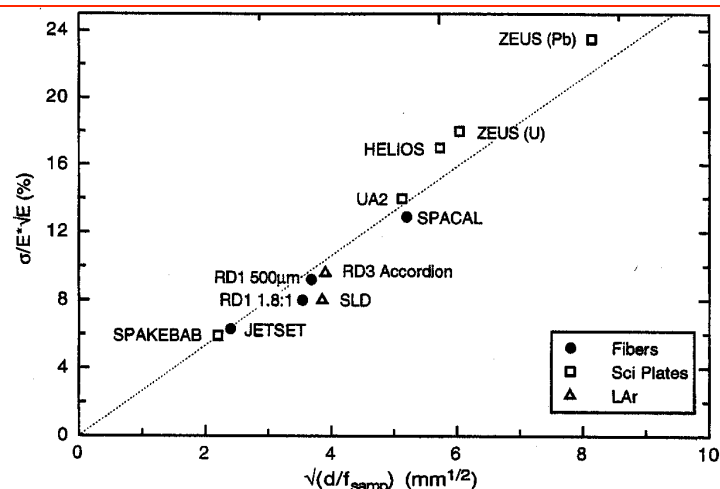
Ejemplo: Estimar la resolución en energía intrínseca de un calorímetro de 5 mm de Pb y 3 mm de plástico (poliestireno) de centelleo.

Usando la información tabla b.1 del Wigmans (pag 685, el factor 2 y 12.7 son las $(dE/dx)_{\text{mip}}$ en MeVcm^{-1})

$$f_{\text{samp}} = \frac{0.3 \times 2}{(0.3 \times 2 + 0.5 \times 12.7)} = 0.086 \rightarrow$$

$$a_{\text{mues}} = 2.7\% \sqrt{\frac{3}{0.086}} = 16\%$$

Si reducimos el espesor de las placas de Pb a 3 mm, la f_{samp} mejora a un 0.136 y la resolución de energía pasa a $13\%E^{-1/2}$



Resolución en energía em para calorímetros de muestreo en función del espesor **d** de la capa activa y de la fracción f_{samp} de energía muestreada para mips

10.3 Correlaciones.

■ Correlaciones.

La **señal em** en un calorímetro de muestreo viene influenciada por las fluctuaciones de muestreo de

- **Electrones** lentos generados en los **layers pasivos**
- **Partículas** de la cascada generadas en los **layers activos** del calorímetro.

Hay que considerar también la influencia de los pares e^+e^- generados en la conversión de γ 's de energía elevada

Como se generan por pares, el número de cruces independientes es $N/2$ y no N , como se ha venido considerando.

Willis y Radecka construyen el primer calorímetro de LAr con placas de Fe ($1.5 \text{ mm} \sim 0.1 X_0$) separadas por capas de LAr de 2 mm. Se somete a un haz de e^- de **7 GeV**. La carga global recogida en las placas impares (pares) se integra en la señal I (II) y estudian la distribución estadística de la suma y diferencia de las señales para cada suceso:

$$\frac{\sigma(I + II)}{S(I + II)} = 2.8 \pm 0.3\% \qquad \frac{\sigma(I - II)}{S(I - II)} = 2.8 \pm 0.1\%$$

La **ausencia de correlación** conlleva que en los calorímetros de muestreo la contribución a la señal por parte de partículas que atraviesen más de un layer activo es despreciable.

En consecuencia, la energía típica de las partículas del shower que contribuyen a la formación de la señal no atraviesa más de un período → su energía es menor de 2 MeV, mucho menos que la ξ_c (energía crítica).

Ejercicio: Compruébese que la resolución 2.8% del detector se halla acorde con la expresión anterior.

$$\frac{\sigma}{E} \Big|_{\text{mues}} = a \sqrt{\frac{d}{f_{\text{samp}}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}, \text{ con } a \approx 2.7\% \rightarrow f_{\text{samp}} = \frac{0.2 \times 2.13}{(0.2 \times 2.13 + 0.15 \times 11.4)} = 0.199 \rightarrow a_{\text{mues}} = 2.7\% \sqrt{\frac{2}{0.199}} = 8.56\%$$

\downarrow
 a_{mues}

$\sigma/E = 8.56\% \quad 1/E^{1/2} = 3\%$

10.4 Fluctuaciones de Landau y de longitud de camino.

La ecuación anterior funciona correctamente cuando el factor dominante en la incertidumbre procede de las fluctuaciones de muestreo. Sin embargo, cuando la fracción de muestreo es muy pequeña o muy grande (por ejemplo con medio activo gas), el **factor dominante son las fluctuaciones de Landau y las de longitud de camino.**

Ejemplo: Calorímetro de 2 mm de Pb con gaps de gas isobutano de 2mm.

$$f_{\text{samp}} = 4.7 \times 10^{-4}, a_{\text{mues}} = 2.7\% \sqrt{(20000/4.7)} \sim 180\%$$

- Factor 10 veces superior al que se encuentra experimentalmente (falla la expresión)

(Veamos lo que ocurre a los calorímetros LAr con diferentes placas pasivas de Pb y diferentes espesores de LAr, con diferente fracción de muestreo (→Figura).

El mejor punto del calorímetro superior, con 80 mm de LAr, representaría un 10% de a_{mues} , lo que correspondería a 100 segmentos de traza activa independiente medidos (fluctuaciones de muestreo), lo que es muy inferior al número realmente producido.

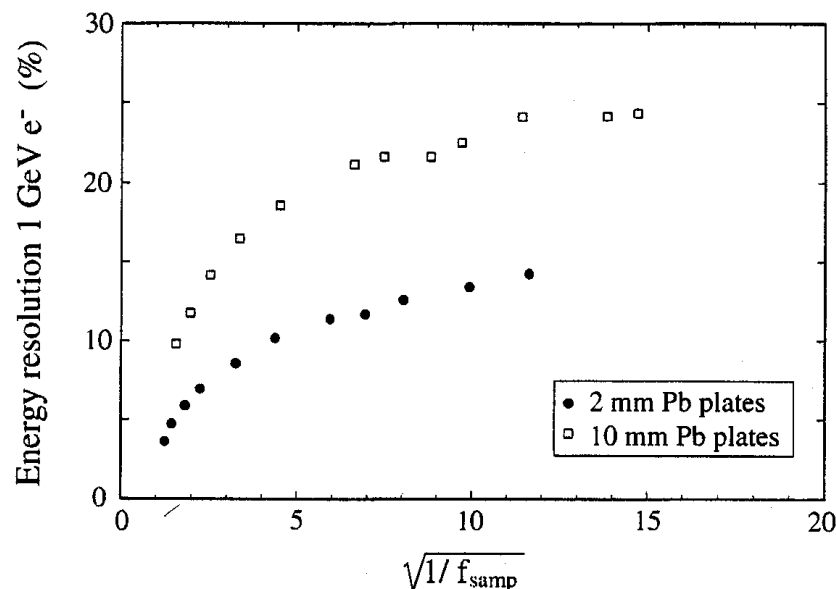
La contribución importante (que explica el deterioro) procede de las **fluctuaciones en la energía depositada en el Ar por cada partícula de la cascada al atravesar un gap activo**).

Explicación:

- Las fluctuaciones de energía depositada en cada capa por la partícula reciben el nombre de fluctuaciones de longitud de camino y fluctuaciones de Landau.

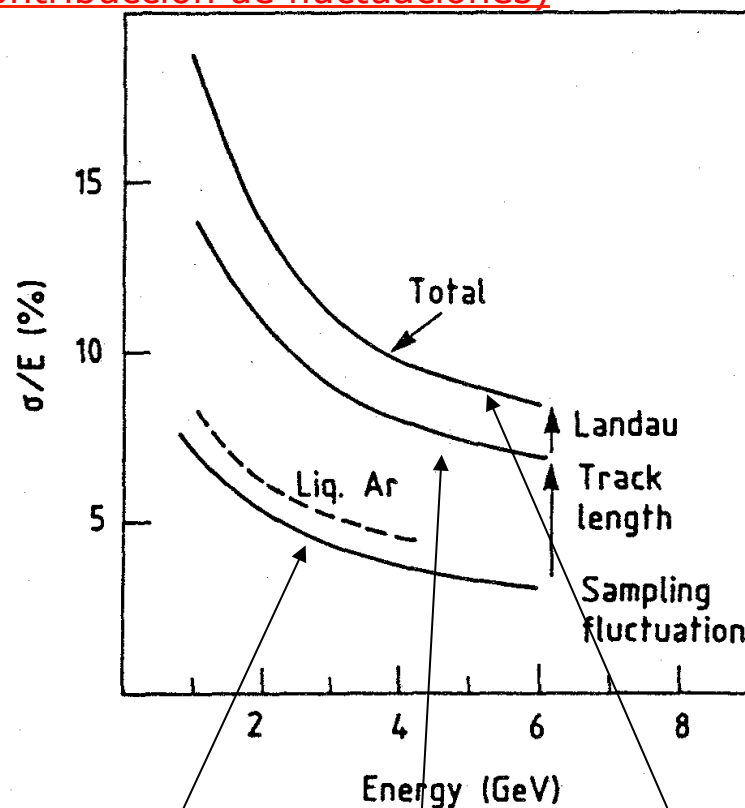
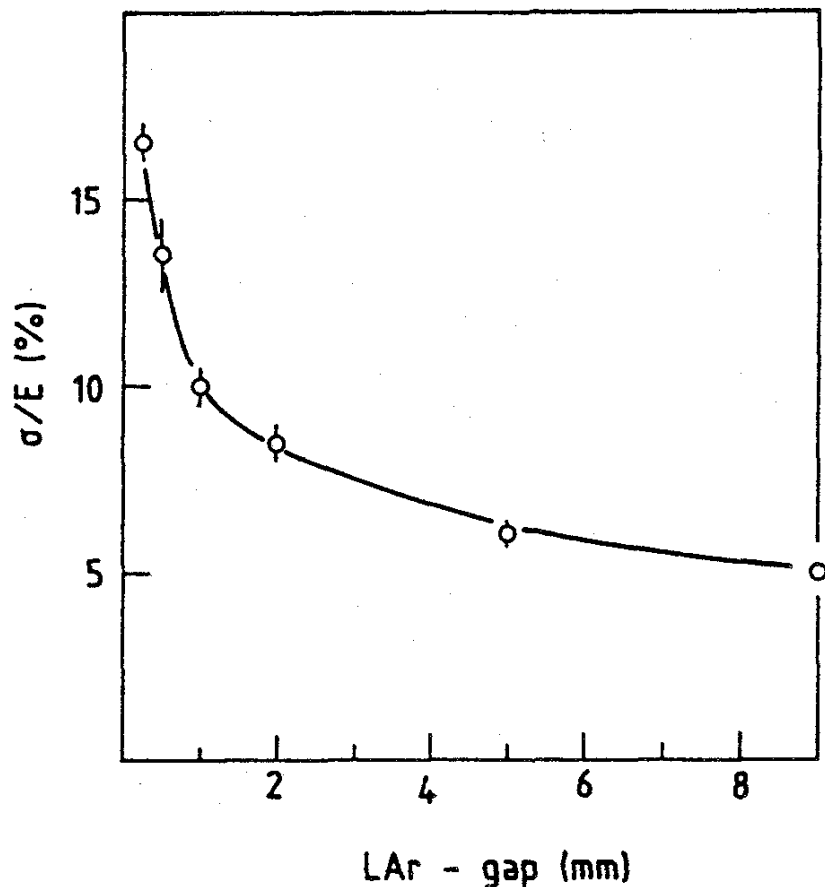
- Las fluctuaciones en la energía depositada por las fluctuaciones de camino hace referencia a la importancia relativa de la deposición energética de las partículas ultrarelativistas de la cascada (em) prácticamente sin grandes fluctuaciones (pero que depende linealmente del espesor de la capa activa) y de las que proceden de la cola (Compton y fotoelectrones procedentes del absorbente) que son íntegramente absorbidos en la capa activa, prácticamente para todo espesor (excepto muy finos). El crecimiento en importancia relativa de esta última señal, frente a la más estable (ultrarelativista) son las fluctuaciones de camino.

- Las fluctuaciones de Landau son las que vienen causadas por los electrones de choque energéticos (rayos δ) que pueden originar la cola de la distribución de Landau pronunciada.



Ejemplo (mirar figura de la derecha para ver contribución de fluctuaciones)

Resolución de energía en función del espesor de los layers activos en un calorímetro LiAr de muestreo. El haz son electrones de 1 GeV. El medio pasivo usado es hierro



Contribuciones a la resolución global en energía en un calorímetro heterogéneo **de Pb/MWPC**, originadas por las fluctuaciones del propio muestreo, de la longitud de camino y de Landau. Obsérvese que estas últimas contribuyen globalmente en un 12% que sumada con las fluctuaciones del muestreo nos dan el valor final del **18% / $E^{-1/2}$** (suma cuadrática, independiente).

Y no el 180% como antes y explica lo encontrado de manera experimental

10.5 Fluctuaciones de muestreo en las cascadas hadrónicas.

Para las **cascadas hadrónicas** existen más fuentes que para las em que engrosan las fluctuaciones de muestreo:

- 1) **Correlaciones:** Los hadrones atraviesan ($\lambda_{\text{int}} \gg X_0$) un gran número de elementos activos, frente a los e^- , que hemos visto son **independientes**. Así un π^\pm puede atravesar un elevado número de capas activas (\rightarrow **correlación** que reduce el factor de muestreo) **AQUI SI HAY**.

Ejemplo: Sea un total de N π^\pm producidos (mip's), que atraviesan 10 layers de señal. Aún suponiendo que la señal es equivalente a la de los e^- , ($\rightarrow 10N(\text{correlación})S_0 = M(\text{independientes})S_0$, la resolución vendrá afectada por el factor $\sqrt{10}$ de reducción en los hadrones (correlación).

- 2) **Reducción del número de segmentos** que contribuyen a la señal **para evitar su saturación**. Aparte de la energía no visible, dado que los p de energía intermedia depositan sensiblemente mayor energía que los e^- (prácticamente siempre relativistas) el número de segmentos que contribuyen a la señal ha de estar muy reducido, **generando además problemas instrumentales de saturación de la señal** (física/electrónica). **Reducimos el número de segmento para evitar la saturación**

Ejemplo: Sea un p de 100 MeV que atraviesa 3 mm. de poliestireno. La pérdida de energía del p $-dE/dx$ vale $7.7 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^{-1}$, a comparar con $2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^{-1}$ de una mip. El p pierde 2.3 MeV frente a 0.6 MeV de la mip.

Saturación de la señal: la producida en centelleadores obedece la ley de Birks:

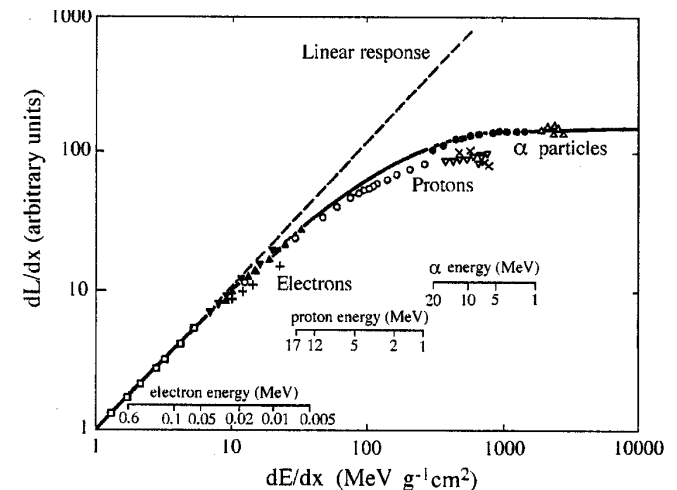
$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE/dx}{1 + k_B (dE/dx)}$$

L es la cantidad de luz producida, S es una constante (rendimiento lineal) y k_B es la constante de Birks ($\sim 0.01 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$) que incluye la saturación (desviación de lineal, figura \rightarrow)

Aplicando la saturación, se halla una reducción de valor: (\rightarrow Factor 3.5). Factor(p de 50 MeV)=5.5, Factor(p de 20 MeV)=10.

Conclusión: el error introducido por las fluctuaciones de muestreo es superior para la cascada hadrónica en comparación con la em. Además, su contribución se ve a menudo sobrepasada y enmascarada por las fluctuaciones de la energía visible y de la componente electromagnética

Lectura: medida de fluctuaciones de muestreo: Wigmans pg 201



Variación de la luminosidad producida (dL/dx) en función de la ionización específica dE/dx en Centelleador (antraceno $k_B = 0.0066 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{MeV}^{-1}$)

11. Efectos instrumentales: **ruido electrónico y fugas.**

Término a

- La mayor parte de estos términos, que influyen en la resolución de un calorímetro, son los que **dominan a altas energías**, dado el decrecimiento con $E^{-1/2}$ del término de muestreo (b), salvo el ruido electrónico que domina la resolución a bajas energías.
- 11.1 Ruido electrónico.**
 - La carga recogida en un calorímetro de LAr (o MWPC) equivale a unas decenas de pC/GeV
 - La señal se recoge durante un tiempo (puerta temporal) en un ADC → conversión de señal + ruido electrónico
 - El origen del ruido electrónico es la capacitancia (inevitable) del detector y su acoplamiento al circuito. En señales rápidas, igualar capacitancias mejora el ruido electrónico.
 - Incluso en ausencia de señal los ADCs convierten el ruido (pedestales en PMTs) en equivalente de energía (que además fluctúa).
 - Este es un término constante** (no depende de E → mayor importancia relativa para las señales bajas, poca E)

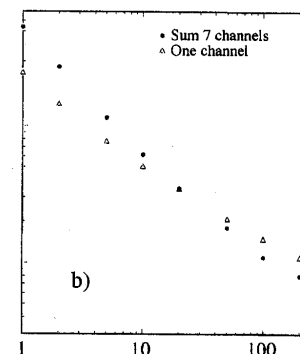
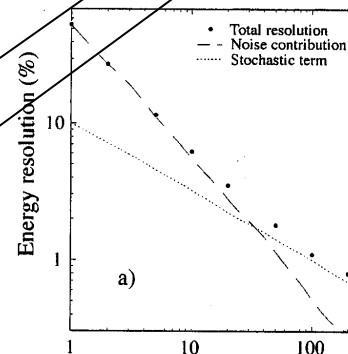
Ejemplo: un calorímetro consiste de torres, leídas independientemente. El equivalente en energía del ruido (ENC) equivale a 200 MeV por torre. Las cascadas depositan 90% de su energía en una torre (incidencia central), en cuyo caso el término intrínseco se ha medido al $15\%E^{-1/2}$. Si integramos la señal en los 7 canales se recoge el 99%, reduciendo las fluctuaciones de muestreo a $10\%E^{-1/2}$: Estudie la contribución relativa en función de la energía de la cascada, sabiendo que los errores no están correlacionados.

El estudio se puede ver en la tabla y la figura que se presentan. **El término estocástico sólo domina a altas energías**, mientras **que a bajas lo hace el ruido electrónico**. El ruido es más importante para el caso de integración de las 7 torres.

Para el caso de una o siete torres, aplicamos las Expresiones, por no haber correlación

$$\left| \frac{\sigma}{E} \right|_{\text{total}} \approx \frac{0.2}{E} \oplus \frac{15\%}{\sqrt{E}} \quad \left| \frac{\sigma}{E} \right|_{\text{total}} \approx \frac{0.2\sqrt{7}(=0.529)}{E} \oplus \frac{10\%}{\sqrt{E}}$$

Pion Energy (GeV)	1 channel			7 channels		
	noise	stoch.	total	noise	stoch.	total
1	20.0%	15.0%	25.0%	52.9%	10.0%	53.8%
2	10.0%	10.6%	14.6%	26.5%	7.1%	27.4%
5	4.0%	6.7%	7.8%	10.6%	4.5%	11.5%
10	2.0%	4.7%	5.1%	5.3%	3.2%	6.2%
20	1.0%	3.4%	3.5%	2.7%	2.2%	3.5%
50	0.4%	2.1%	2.1%	1.1%	1.4%	1.8%
100	0.2%	1.5%	1.5%	0.5%	1.0%	1.1%
200	0.1%	1.1%	1.1%	0.3%	0.7%	0.8%



Resolución a bajas energías mejor para 1 canal que para 7 ya que domina el término de ruido y es más importante para 7 torres

12. Efecto de fugas de energía en la cascada

Término c

Los **calorímetros** son instrumentos de absorción total, aunque es inevitable que una fracción de energía no sea contenida (fuga).

■ Las fugas (partículas) supone:

- **Fluctuaciones en la energía** colectada que varía de suceso a suceso y además depende de la energía.
- Las partículas que escapan pueden **enmascarar las señales** (muones) en los detectores que siguen.

■ El efecto de las fugas será doble:

- Afectará a la respuesta del detector, ya que la señal cambiará respecto de otro detector de contención total
- Afectará a su resolución: las fluctuaciones actúan sobre una base de suceso a suceso y **deterioran la resolución**.

■ Existen tres tipos de fugas a considerar:

- **Longitudinales:** **las más influyentes**. Escapan partículas por detrás del detector. Compromiso coste/contención.
- **Laterales:** aparecen al limitar la integración de las señales adyacentes que conforman la cascada. Suelen ser más importantes que las longitudinales, pero influyen menos en la resolución y respuesta.
- **Albedo:** fugas en la parte frontal del detector. Completamente inevitables.

Fugas longitudinales y laterales:

En la figura se muestra el efecto en la resolución de energía del porcentaje de fuga de señal, para cascadas hadrónicas y em \rightarrow exhiben :

- una mayor influencia las longitudinales y
- una mayor degradación en hadrónicas

Explicación: las fluctuaciones longitudinales en energía, aunque aparecen en la cola, se originan en la fase energética (fluctuaciones de single particle). Así, si bien los piones en promedio sufren la primera interacción a 60 cm del punto de entrada, el 15% lo hace antes de 10 cm y otro 15% más allá de 1.2 m.

Las fluctuaciones transversales proceden de un número elevado de partículas por lo que sus fluctuaciones son menores. (mismo e)

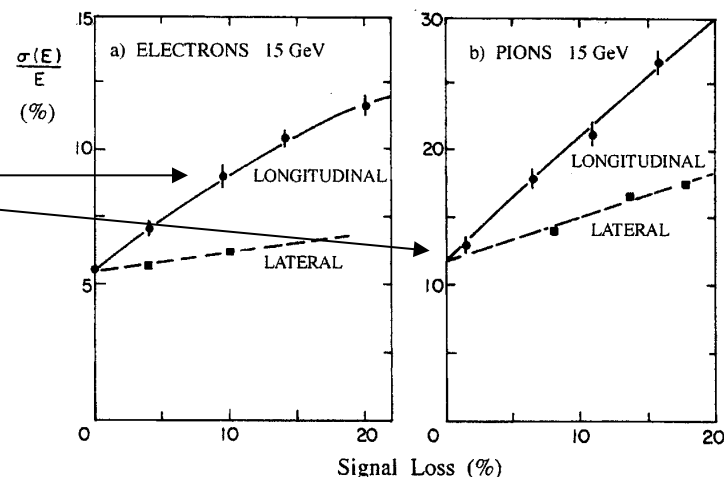


Figura: Efectos del porcentaje de fuga de energía longitudinal y transversal sobre la resolución del detector CHARM para e (izq) y π de 15 GeV. Se trata de un calorímetro de mármol (bajo $Z \sim 13$).

12.1 Fugas en cascadas em: fugas longitudinales.

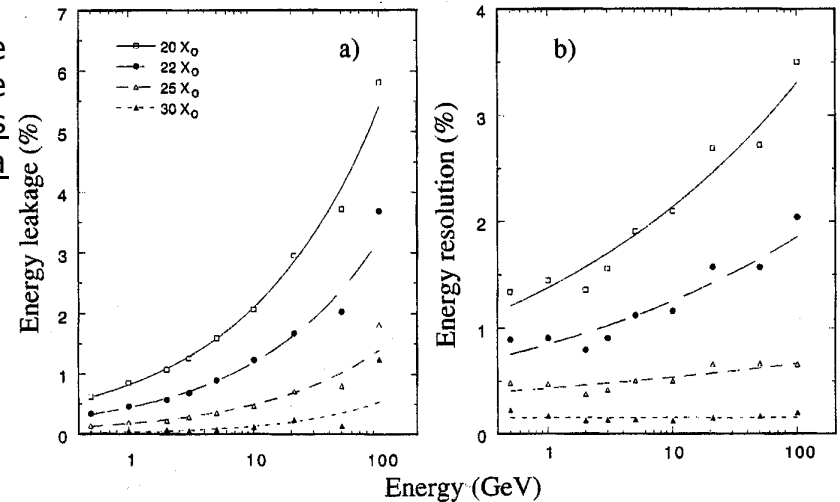
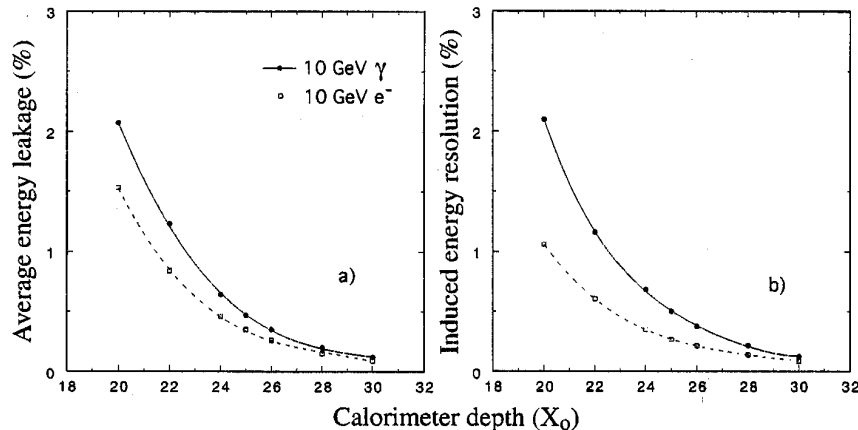
- La **resolución energética** de la cascada em en función de la fracción f de energía perdida longitudinalmente se parametriza bien como:

$$\left. \frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma}{E} \right|_{L=\infty} [1 + 4f + 50f^2] \quad \text{con } f < 0.1$$

Si f es 0.1 (10%)
 \rightarrow
 $\sigma/E = 0.4$ (40%)

que nos predice un deterioro en la resolución del 40% para una fracción de fuga del 10%.

Las figuras (drcha) nos muestran en función de longitudes escogidas (nX_0) de un calorímetro de Sn la fracción de fuga longitudinal para diversas energía del γ y el efecto de deterioro de la resolución (drcha).



Las figuras (izq) **comparan el deterioro en función del porcentaje de fugas para e^\pm y γ 's, observando un menor efecto en los e^\pm debido a:**

- Las cascadas de γ 's pueden empezar más profundo que las de e^\pm
- Las fluctuaciones del punto de inicio son mayores para γ 's que para e^\pm

12.2 Fugas laterales

Figura: fracción promedio de energía transportada por las partículas que escapan lateralmente. Los puntos corresponden a diferentes radios de Molière de contención (izq). Su influencia sobre la resolución (drcha)

- La influencia de las fugas laterales es mucho menor que las longitudinales, (ya explicado) y además no hay diferencia entre e^\pm y γ 's \rightarrow Figura

La figura (inf) representa para diferentes cilindros de contención (radios de Molière) la fracción de pérdida de energía lateral en función de la energía incidente (prácticamente constante), (recordar el desarrollo lateral de las cascadas).

A la drcha se representa su efecto sobre la resolución de energía, mucho más pronunciado para energías menores.

Conclusiones:

- La fracción de fuga lateral es independiente de la energía, la longitudinal aumenta con E_{in} .
- Las fluctuaciones de energía aumentan con la energía para la no contención longitudinal (ver figura en página anterior) mientras que disminuyen con E_{in} para la no contención lateral.
- La no contención longitudinal degrada sensiblemente más la resolución de energía que la no contención transversal.
- e^\pm y γ 's se comportan de modo diferente para las fugas longitudinales, y de modo semejante para las laterales.

A diferencia que antes, la resolución es peor a bajas energías

