

Estructura de la Materia 4

- 22/03 Introducción
- 29/03 Fenomenología Nuclear
- 31/03 Isospín
- 05/04 Grupos de Simetría
- 07/04 Modelo de quarks
- 12/04 Modelo de quarks (2)
- 19/04 Mesones y Color
- 21/04 Cuántica Relativista
- 26/04 Soluciones de la Ec. de Dirac
- 28/04 Fenomenología de la Ec. de Dirac
- 03/05 Covariancia de la Ec. de Dirac
- 05/05 Helicidad y Quiralidad
- 17/05 Teoría Lagrangiana de Campos
- 19/05 Teorema de Noether y 2^{da} cuantificación
- 24/05 Simetrías de Gauge
- 26/05 Gauge no abeliano
- 31/05 Cromodinámica Cuántica
- 02/06 Interacciones Débiles
- 07/06 Unificación Electro-débil
- 09/06 Ruptura Espontánea de la Simetría
- 14/06 Generación de masas en la teoría electro-débil
- 16/06 Oscilaciones de Neutrinos
- 21/06 Interacciones de partículas con la materia
- 23/06 Detectores y colisionadores
- 28/06 Descubrimiento del bosón de Higgs



Gustavo Otero y Garzón – UBA



16/06: Oscilaciones de neutrinos

Resumen de la clase pasada

- **La última clase vimos como instrumentar la ruptura espontánea de la simetría en el modelo electro-débil**
 - Partimos del lagrangiano con simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$
 - Asignamos valores específicos para la hipercarga de modo tal que $J^{\text{EM}}_\mu = J^3_\mu + \frac{1}{2}J^Y_\mu$
 - Los términos de interacción de la teoría los pudimos escribir en función de los bosones de gauge físicos (A_μ y Z_μ)
 - En particular, con la elección de parámetros y para una relación particular entre los acoplamientos y el ángulo de mezcla (que rota los bosones de la teoría en los físicos), los términos de interacción contienen al del lagrangiano de QED
 - Recordamos que la teoría pierde la invariancia de gauge si uno incorpora términos de masa (cuadráticos) para los campos de gauge y fermiónicos
 - Para solucionar el problema anterior incorporamos el lagrangiano de Higgs
 - A través de la ruptura espontánea de la simetría los campos de gauge adquieren masa vía el término cinético ($D_\mu\Phi D^\mu\Phi$) que nos daban términos cuadráticos en los campos e invariantes de gauge
 - También podemos agregar términos adicionales de interacción entre el campo de Higgs y los fermiones que dan también términos de masa compatibles con la teoría

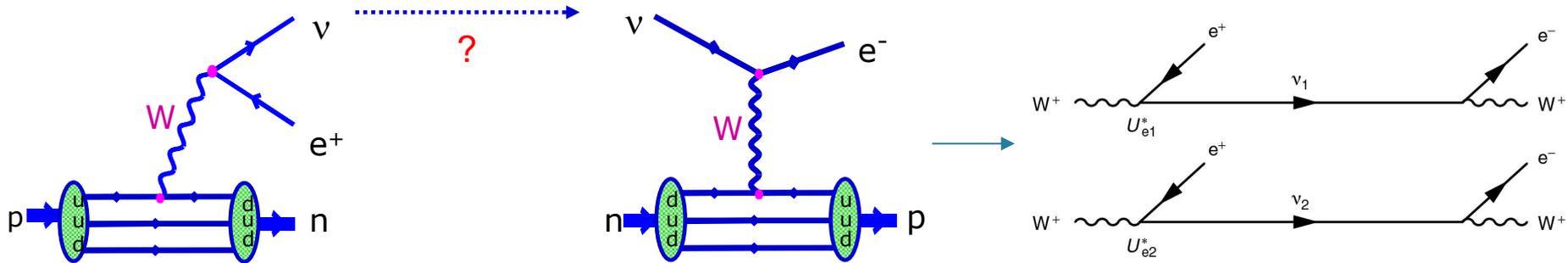
¿Tienen masa los neutrinos?

- **La física de neutrinos tiene varias peculiaridades**
 - Hasta ahora los consideramos como partículas sin masa que surgieron como necesidad para no violar la conservación de la energía en decaimientos beta
 - Dado que los neutrinos interactúan únicamente vía la fuerza débil, no podemos detectarlos de manera directa en un experimento (más sobre esto la clase que viene)
 - Más aun, definimos al ν_e como el estado que se produce junto con un electrón en interacciones débiles cargadas
 - En 2001 se descubrió que los neutrinos tienen masas (aunque MUY pequeñas, $\sim eV$) mediante la observación del fenómeno de “oscilación de neutrinos” que veremos hoy
 - El mecanismo por el cual ocurre esto es aun un tema abierto en la teoría
 - Este fenómeno de oscilaciones está íntimamente ligado al hecho que los autoestados de neutrinos de la interacción débil (por ejemplo, el ν_e) no son los autoestados del Hamiltoniano (estados “estacionarios” o asintóticos)

Autoestados de masa vs. débiles

- El punto principal para entender este fenómeno de oscilaciones de neutrinos es comprender a qué nos referimos cuando hablamos de autoestados de masa y autoestados de la interacción débil

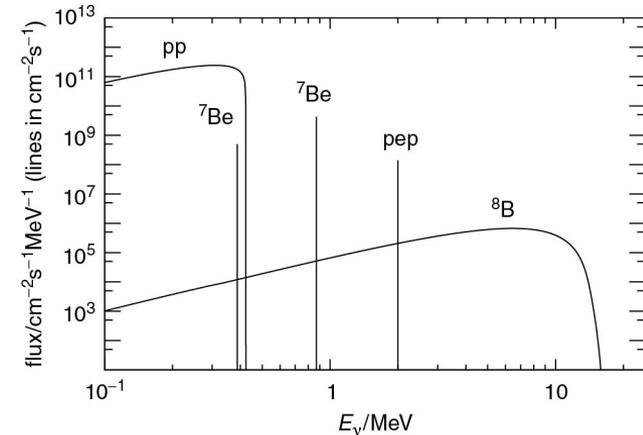
– Supongamos que el siguiente proceso evoluciona vía dos partículas fundamentales



- No podemos saber que **autoestado de masa** (partícula fundamental ν_1 o ν_2) estuvo involucrada
- En Mecánica Cuántica lo tratamos como un estado coherente $\psi = \nu_e = Ue_1\nu_1 + Ue_2\nu_2$
- ν_e representa la función de onda del estado coherente producido junto con el electrón en la interacción débil, es decir el **autoestado débil**
- Pero recordemos que un estado cuántico que no es autoestado del hamiltoniano, no es estacionario sino que "oscila"

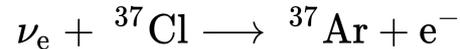
El problema de los neutrinos solares

- Si los neutrinos “oscilan” entonces la composición relativa del estado coherente cambiaría y lo que “nos llega” va a ser otra cosa
 - Esto es justamente lo que pasa con los neutrinos que vienen del sol
 - Ya hace un siglo se sabía que el mecanismo por el cual el sol produce energía radiante es la fusión de hidrógeno en helio
 - Hay varias reacciones pero el punto central es que con dos protones que decaigan β^+ junto a otros dos protones se puede formar ${}^4\text{He}$
 - Como la masa de los 4 protones es mayor que la masa del helio la reacción es energéticamente favorecida y libera energía: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$
 - La reacción está dominada por la producción de ν_e que como interactúan muy poco, escapan del sol y eventualmente llegan a la tierra
 - Con un modelo del sol (a partir de datos observacionales) uno puede estimar la cantidad de neutrinos que nos llegan: $\sim 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$ (¡de ellos solo 1 interactúa con la tierra!)



El problema de los neutrinos solares

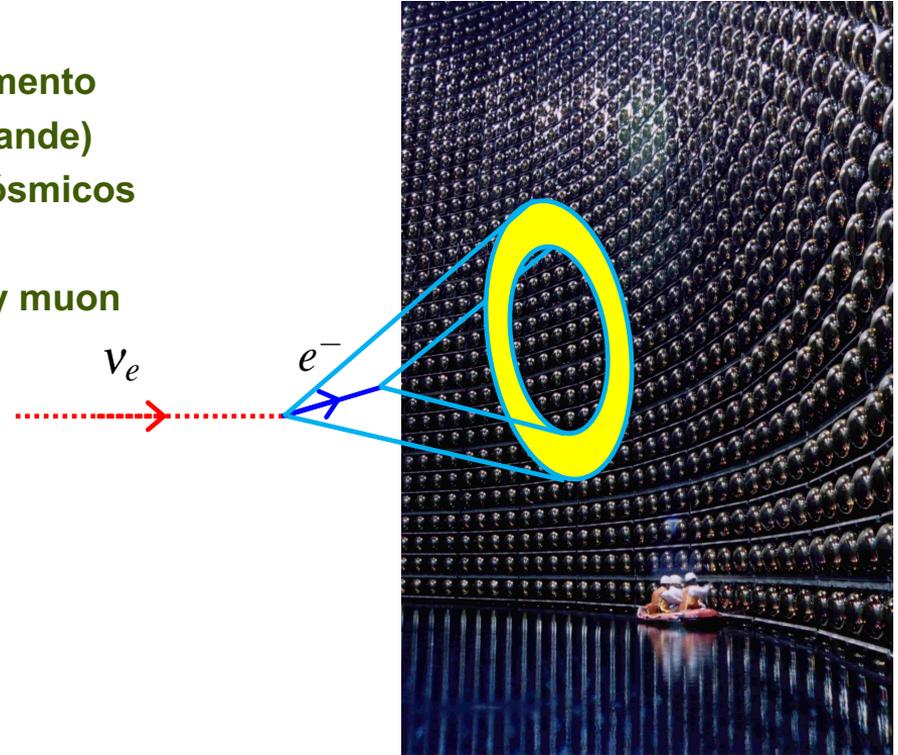
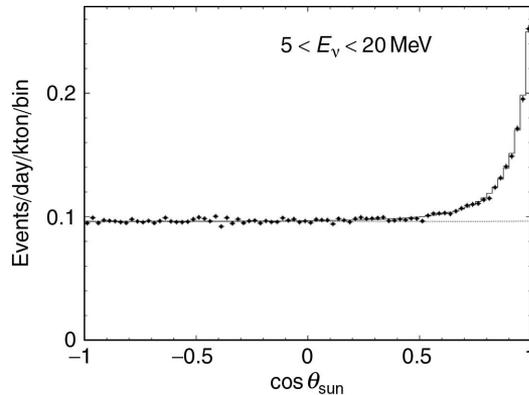
- **En la década del '60, Davis y Bahcall midieron el flujo de neutrinos solares**
 - En el experimento Homestake, un tanque de 40000 litros de un producto de limpieza a base de ^{37}Cl
 - Los neutrinos reaccionaban con el cloro con una probabilidad bajísima formando ^{37}Ar que es radioactivo y se iba acumulando con el tiempo



- Aquí surgió el “problema de los neutrinos solares”: **el flujo medido era un tercio de lo que “debería” ser (premio Nobel de 2002)**
- **Asombrosamente, en ese entonces esto no despertó demasiada preocupación**
 - El resultado dependía crucialmente de lo que se pensaba que era el sol en ese momento
 - Podrían ocurrir tres cosas:
 - El modelo del sol estaba mal
 - El experimento estaba mal
 - Las suposiciones sobre los neutrinos fallaban

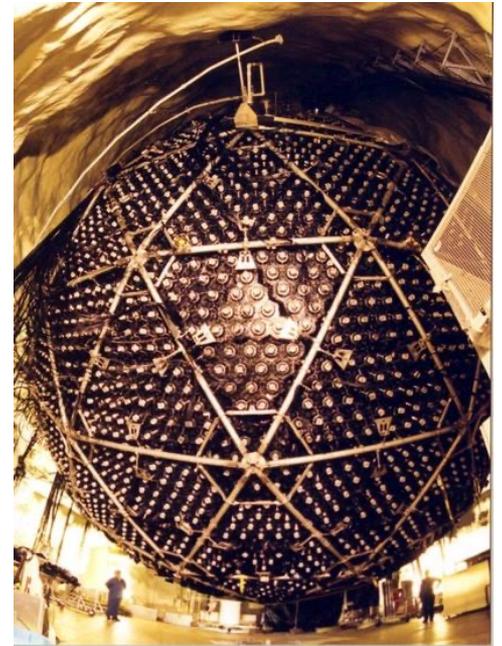
SuperKamiokande

- En 1989 se volvió a realizar un experimento similar (Kamiokande) pero usando agua y midiendo la radiación de frenado (Cherenkov) de los electrones “empujados por los neutrinos”
- El resultado fue similar
- Finalmente se hizo un update de este experimento con 50.000 toneladas de agua (SuperKamiokande)
 - Bajo tierra para filtrar fondos de rayos cósmicos
 - 11000 fotomultiplicadores
 - Podía discriminar neutrinos de electrón y muon



SNO

- En 2001 se realizó un experimento en Canadá (Sudbury Neutrino Observatory) con un detector de 1000 toneladas de agua pesada
 - La diferencia con los experimentos anteriores era que ahora el deuterio era sensible a las otras especies de neutrinos
 - El resultado mostró que la cantidad de neutrinos de electrón que llegaban era la misma que se venía midiendo por 30 años pero si se sumaban las otras dos especies, el número total de neutrinos era igual al de ν_e producidos en el sol
 - Es decir, no había un problema de déficit sino de esquizofrenia: los neutrinos estaban ahí pero bajo la forma de ν_μ , ν_τ que eran más difíciles de detectar
- En 2015 les dieron el Premio Nobel a los directores de SuperKamiokande y SNO por estos descubrimientos
 - T. Kajita, A. McDonald

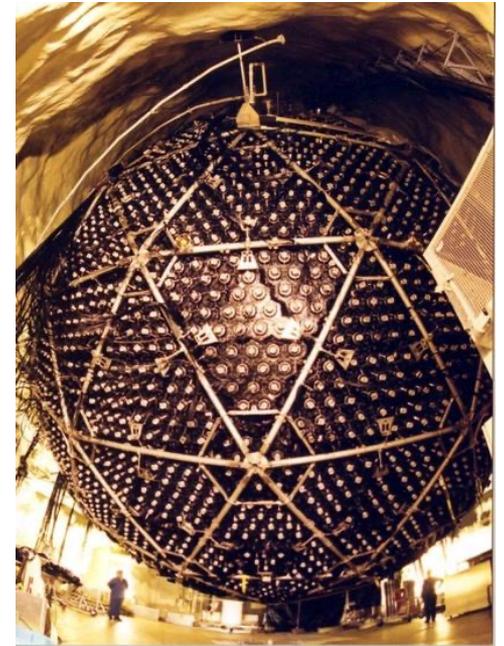


SNO

- En 2001 se realizó un experimento en Canadá (Sudbury Neutrino Observatory) con un detector de 1000 toneladas de agua pesada
 - La diferencia con los experimentos anteriores era que ahora el detector era sensible a las otras especies de neutrinos
 - El resultado mostró que la cantidad de neutrinos de electrón que llegaban era la misma que se venía midiendo por 30 años pero si se sumaban las otras dos especies, el número total de neutrinos era igual al de ν_e producidos en el sol
 - Es decir, no había un problema de déficit sino de esquizofrenia: los neutrinos estaban ahí pero los de ν_μ , ν_τ que eran más difíciles de detectar

- En 2015 les dieron el Premio Nobel de Física a los directores de SuperKamiokande y SNO por sus descubrimientos

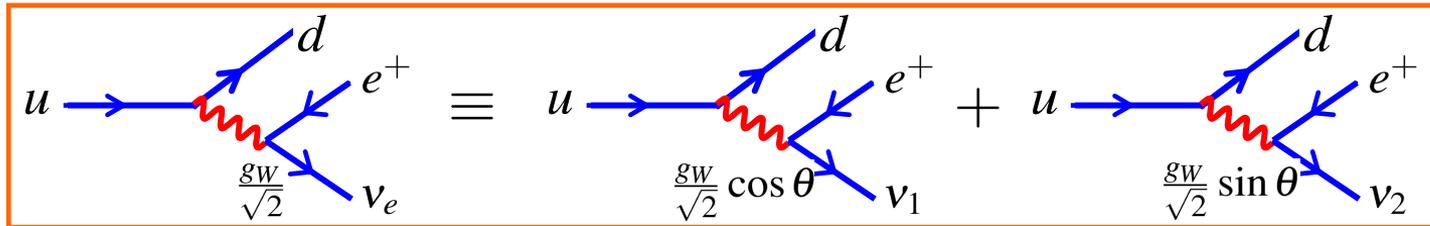
- T. Kajita, A. McDonald



Los neutrinos “oscilan”

- La explicación para un comportamiento así había sido propuesta en 1969 por Pontecorvo y Gribov ([Physics Letters B. 28 \(7\)](#))
 - La idea es simple y probablemente sea un ejercicio de Teórica 2
 - Para simplificar las cosas supongamos que sólo existen dos especies de neutrinos: ν_e, ν_μ autoestados de las interacciones débiles
 - Pero supongamos que los autoestados de masa fueran otros: ν_1, ν_2
 - Entre ellos hay una relación dada por un cambio de base con una matriz ortogonal

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$



Evolución temporal de estos estados

- Supongamos que a $t=0$ se produce un neutrino ν_e , por ejemplo $u \rightarrow de^+ \nu_e$

$$|\psi(0)\rangle = |\nu_e\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle$$

- Esta función de onda se propaga según la evolución de los autoestados de masa

$$|\psi(t)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle e^{-ip_1 \cdot x} + \sin \theta |\nu_2\rangle e^{-ip_2 \cdot x} \quad p_i \cdot x = E_i t - \vec{p}_i \cdot \vec{x} = E_i t - |\vec{p}_i| z$$

- Supongamos que este neutrino interactúa con un detector a una distancia L a un tiempo T

$$\phi_i = p_i \cdot x = E_i T - |\vec{p}_i| L \quad \longrightarrow \quad |\psi(L, T)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle e^{-i\phi_1} + \sin \theta |\nu_2\rangle e^{-i\phi_2}$$

- Expresando en términos de los autoestados de la interacción débil:

$$|\psi(L, T)\rangle = \cos \theta (\cos \theta |\nu_e\rangle - \sin \theta |\nu_\mu\rangle) e^{-i\phi_1} + \sin \theta (\sin \theta |\nu_e\rangle + \cos \theta |\nu_\mu\rangle) e^{-i\phi_2}$$

$$\boxed{|\psi(L, T)\rangle = |\nu_e\rangle (\cos^2 \theta e^{-i\phi_1} + \sin^2 \theta e^{-i\phi_2}) + |\nu_\mu\rangle \sin \theta \cos \theta (-e^{-i\phi_1} + e^{-i\phi_2})}$$

Evolución temporal de estos estados

- **Si las masas de $|v_1\rangle, |v_2\rangle$ son las mismas, los autoestados de masa están en fase ($\phi_1 = \phi_2$) y el estado permanece en la misma combinación lineal $|v_e\rangle$**
- **Si las masas son diferentes la función de onda no es puramente $|v_e\rangle$ sino que ahora hay una probabilidad que el estado fluctúe a otro autoestado débil**

$$\begin{aligned}P(v_e \rightarrow v_\mu) &= |\langle v_\mu | \psi(L, T) \rangle|^2 \\&= \cos^2 \theta \sin^2 \theta (-e^{-i\phi_1} + e^{-i\phi_2})(-e^{+i\phi_1} + e^{+i\phi_2}) \\&= \frac{1}{4} \sin^2 2\theta (2 - 2\cos(\phi_1 - \phi_2)) \\&= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2} \right)\end{aligned}$$

- **Tenemos que ver que pasa con la diferencia de fase**

$$\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2 = (E_1 - E_2)T - (|p_1| - |p_2|)L$$

Evolución temporal de estos estados

- Asumiendo que $|p_1| = |p_2| = p$ (¡en definitiva es una misma partícula!)

$$\Delta\phi_{12} = (E_1 - E_2)T = [(p^2 + m_1^2)^{1/2} - (p^2 + m_2^2)^{1/2}] L \quad L \approx (c)T$$

$$\Delta\phi_{12} = p \left[\left(1 + \frac{m_1^2}{p^2}\right)^{1/2} - \left(1 + \frac{m_2^2}{p^2}\right)^{1/2} \right] L \approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} L$$

- Donde también estamos considerando el límite $m \ll E$, $v \cong c$, $p \cong E$
- Tengamos en cuenta que a pesar de tener el mismo momento, los autoestados de masa se propagan con diferentes velocidades
- La cuenta completa requiere considerar un paquete de ondas, pero ¡el resultado es el mismo!
- Finalmente:

$$\Delta\phi_{12} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} L = \frac{\Delta m^2}{2E} L$$

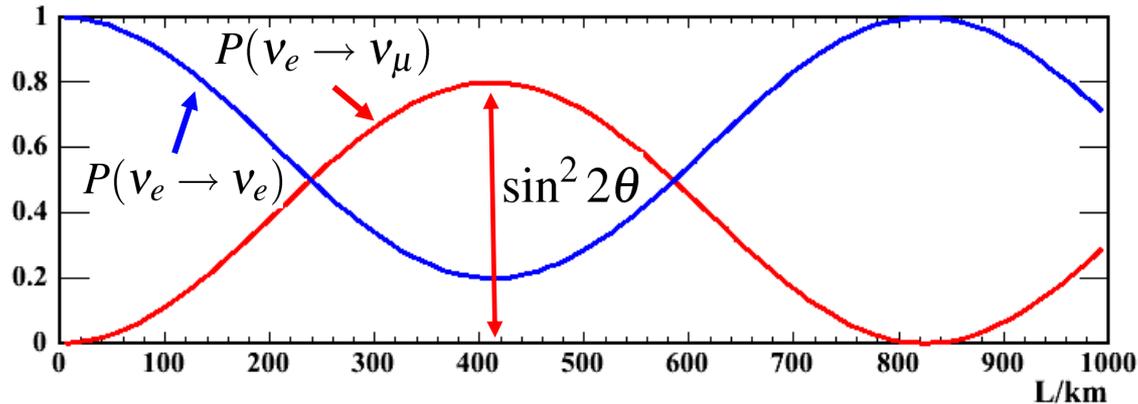
Probabilidad de oscilación

- La probabilidad de oscilación (considerando sólo dos sabores de neutrinos) es:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \quad \text{con} \quad \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$$

- Y la "probabilidad de supervivencia" es: $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right)$

- Por ejemplo si $\Delta m^2 = 0.003 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 0.8$, $E_\nu = 1 \text{ GeV}$



La jerarquía de masas de los neutrinos

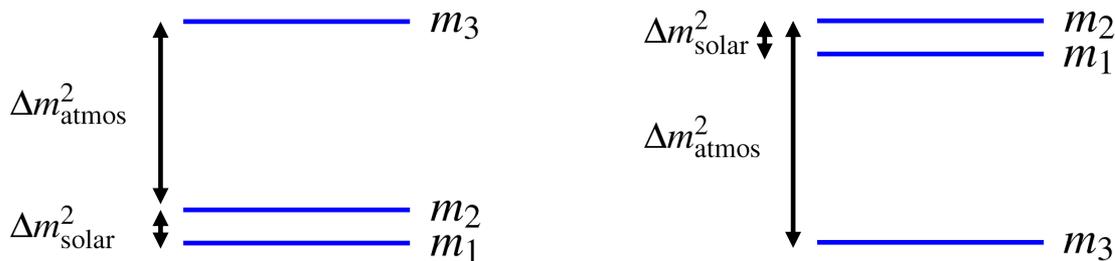
- Recordemos que hay tres neutrinos (autoestados de la interacción débil), es decir que hay tres autoestados de masa (ν_1, ν_2, ν_3)
 - Y los resultados experimentales miden diferencias de masa

$$|\Delta m_{ji}^2| = |m_j^2 - m_i^2|$$

- Experimentalmente hay dos escalas de masas muy distintas

$$|\Delta m^2|_{\text{atmos}} \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad |\Delta m^2|_{\text{solar}} \sim 8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

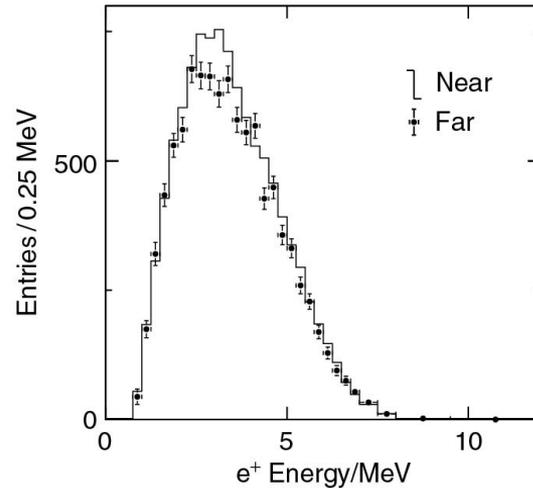
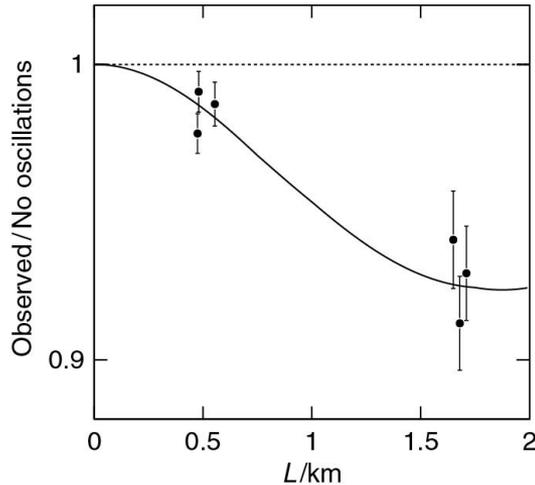
- Es decir, dos posibles asignaciones de la jerarquía de estas masas



- ¿Cuál es la correcta?

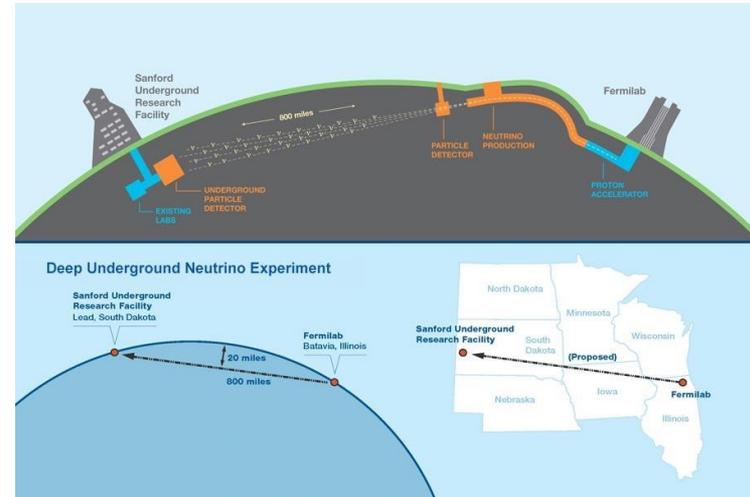
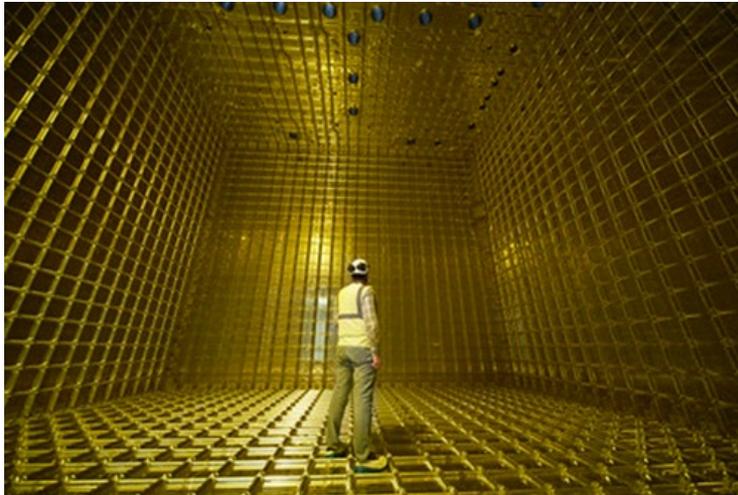
Una medición compleja

- **Noten que L es una magnitud grande y que el proceso tiene muy baja sección eficaz**
 - Por ejemplo, la medición de oscilaciones en Daya Bay



¿El futuro?

- **Un buen lugar para buscar trabajo es DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment)**
 - Experimento actualmente en construcción cuyo objetivo es medir una oscilación completa, determinar la jerarquía de masas, estudiar supernovas y el decaimiento del protón
 - Tiene un “near detector” en Fermilab y un “far detector” a 1300 Km
 - El detector es una gran pileta de 70.000 toneladas de Argón líquido del tamaño de una cancha de fútbol sumergido 1.5Km bajo tierra



21/06: Interacciones de partículas con la materia (¿Cómo se detecta una partícula?)

Resumen de la clase pasada

- **La última clase discutimos sobre oscilaciones de neutrinos**
 - Partimos del "problema de los neutrinos solares": el sol es una fuente descomunal de neutrinos de electrón y uno puede predecir muy bien, en base a un modelo bien entendido del sol, el flujo de neutrinos que llega a la tierra
 - Por varias décadas, distintos experimentos midieron un déficit en el número de neutrinos que llegaban del sol
 - A fines de siglo pasado se hicieron experimentos que eran sensibles a los tres tipos de neutrinos y la observación fue que la suma de estos coincidía con el número de neutrinos de electrón producidos en el sol: los neutrinos cambian de tipo (¡sin haber interactuado con nadie!)
 - Una explicación a este fenómeno de "oscilaciones de neutrinos" se basa en que los neutrinos físicos (autoestados de la interacción débil) no son los mismos que los autoestados del hamiltoniano
 - Si los neutrinos autoestados del hamiltoniano tienen masas distintas, el estado mezcla cambia en el tiempo (oscila entre los autoestados de la interacción débil)
 - Los experimentos de neutrinos son complicados por que las secciones eficaces son bajas (difícil acumular estadística), con distancias típicamente enormes (períodos de oscilación de varios kilómetros) y requieren filtrar fondos con mucho material (sumergidos en roca)

Interacciones de partículas con materia

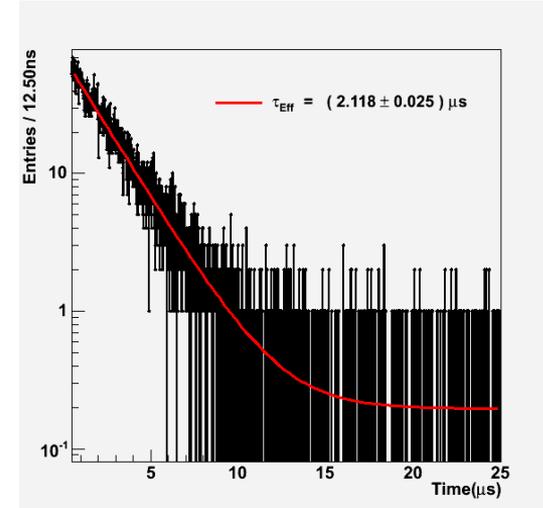
Los experimentos de Física de Partículas se diseñan para **detectar e identificar** partículas producidas en procesos a altas energías

- Las partículas relativistas pueden ser “estables” o no dependiendo de cuanto “vivan”

$$d_{\text{recorrida}} = \gamma v \tau$$

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

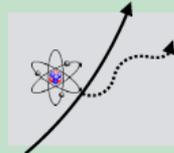
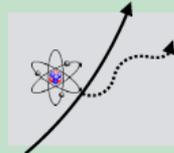
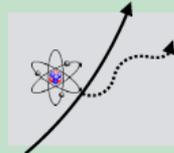
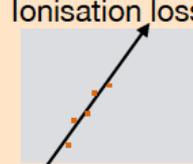
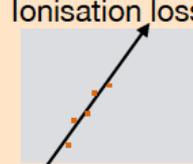
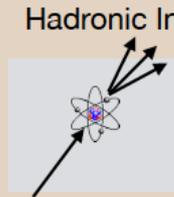
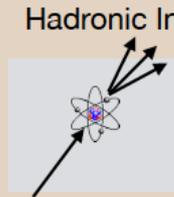
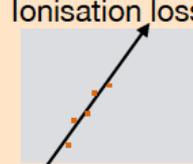
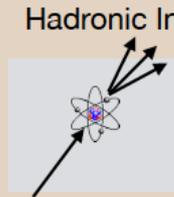
- Partículas relativistas con $\tau \sim 10^{-10}$ s se propagan algunos metros
 - Partículas con vidas medias menores decaen antes de alcanzar un detector
- Solo podemos detectar partículas “estables”
 - Electrón, muón, protón, neutrón, pion, K_L , fotón, neutrinos (?)



medición en la UBA de la vida media del muón

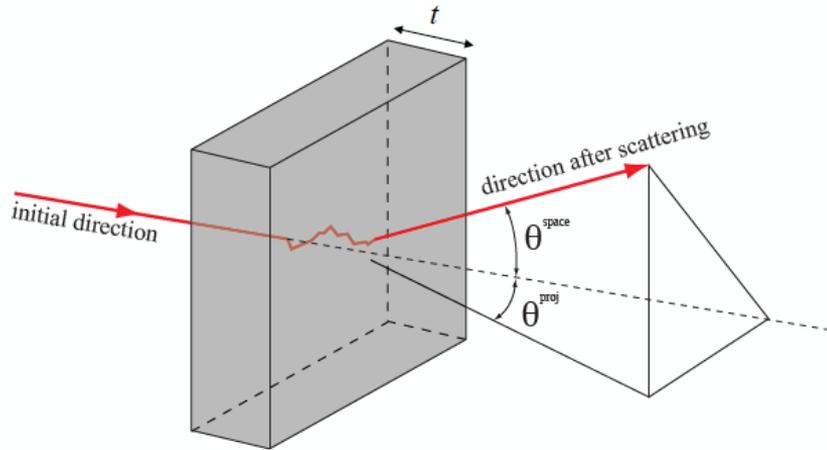
Tipos de interacción con la materia

Las técnicas de detección de partículas dependen de la naturaleza de su interacción con la materia

[1]	<table border="1"><thead><tr><th>Type</th><th>particles</th></tr></thead><tbody><tr><td>Multiple Scattering </td><td>all charged particles</td></tr></tbody></table>	Type	particles	Multiple Scattering 	all charged particles		<table border="1"><thead><tr><th>Type</th><th>particles</th></tr></thead><tbody><tr><td>Bremsstrahlung </td><td>all charged particles, dominant for e</td></tr></tbody></table>	Type	particles	Bremsstrahlung 	all charged particles, dominant for e	[3]
Type	particles											
Multiple Scattering 	all charged particles											
Type	particles											
Bremsstrahlung 	all charged particles, dominant for e											
[2]	<table border="1"><tbody><tr><td>Ionisation loss </td><td>all charged particles</td></tr></tbody></table>	Ionisation loss 	all charged particles	<table border="1"><tbody><tr><td>Hadronic Int. </td><td>all hadronic particles</td></tr></tbody></table>	Hadronic Int. 	all hadronic particles	[4]					
Ionisation loss 	all charged particles											
Hadronic Int. 	all hadronic particles											

[1] Scattering múltiple

- **Una partícula cargada sufre múltiples deflexiones al atravesar un medio**
 - Mediante scattering coulombiano con los átomos
 - Deflecciones aleatorias
 - Esto es un problema a tener en cuenta más que una “característica provechosa”



$$\sigma_{ms}^{proj} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{t/X_0} [1 + 0.038 \ln(t/X_0)]$$

[2] Interacción de partículas cargadas

- **Al atravesar un medio, una partícula relativista cargada interactúa electromagnéticamente con los electrones atómicos**
 - La interacción genera una pérdida de energía por ionización
 - Descrito por la ecuación de Bethe-Bloch
 - Para electrones esta pérdida de energía es ligeramente distinta por su baja masa

$$n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A \cdot M_u} \quad \text{densidad de } e^-$$

$$\frac{dE}{dx} \approx -4\pi\hbar^2 c^2 \alpha^2 \frac{nZ}{m_e v^2} \left\{ \ln\left(\frac{2\beta^2 \gamma^2 c^2 m_e}{I_e}\right) - \beta^2 \right\}$$

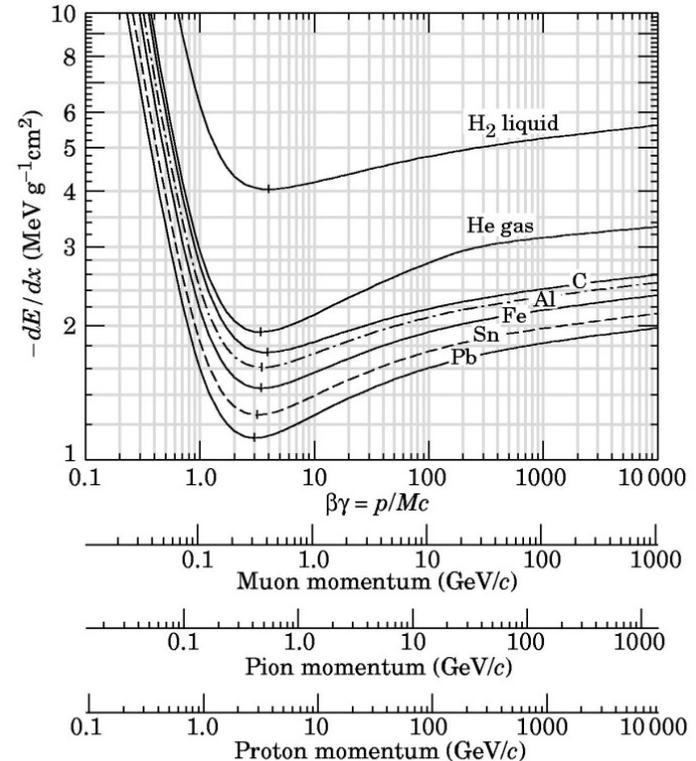
$$I_e \sim 10ZeV \quad \text{potencial de ionización}$$

[2] Interacción de partículas cargadas

- Al atravesar un medio, una partícula relativista cargada interactúa electromagnéticamente con los electrones atómicos

$$\frac{dE}{dx} \approx -4\pi\hbar^2 c^2 \alpha^2 \frac{nZ}{m_e v^2} \left\{ \ln\left(\frac{2\beta^2 \gamma^2 c^2 m_e}{I_e}\right) - \beta^2 \right\}$$

- A bajas velocidades dE/dx es máxima
- A $v \sim c$, dE/dx tiene un leve “relativistic rise”
- Muy poca dependencia con el tipo de material
- $\beta\gamma \sim 3$: **Minimum Ionisation Particle (MIP)**
- Ejemplo:**
un μ de 10 GeV pierde 2 MeV/g.cm² en hierro



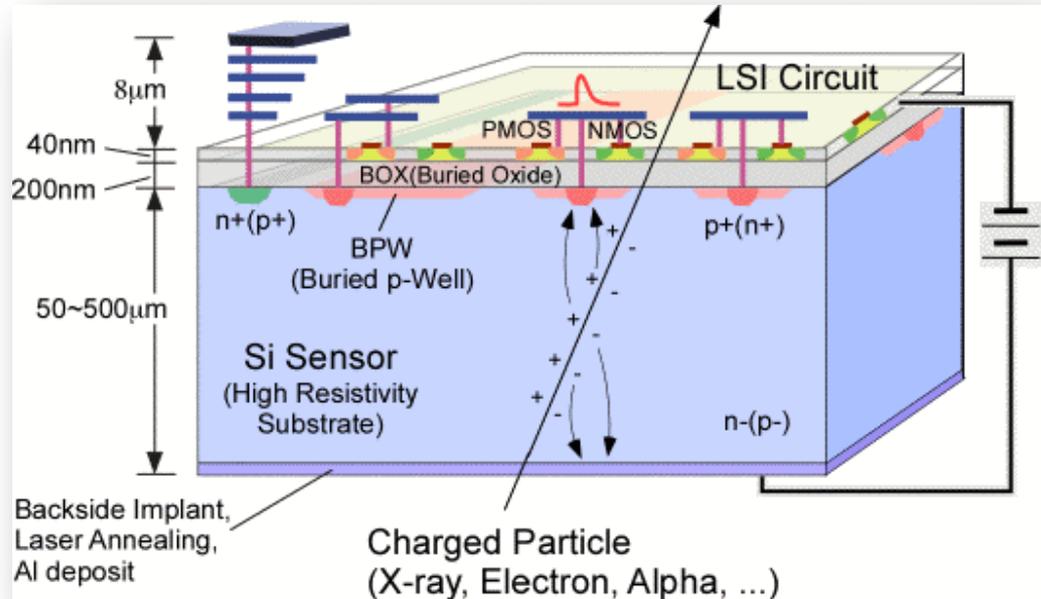
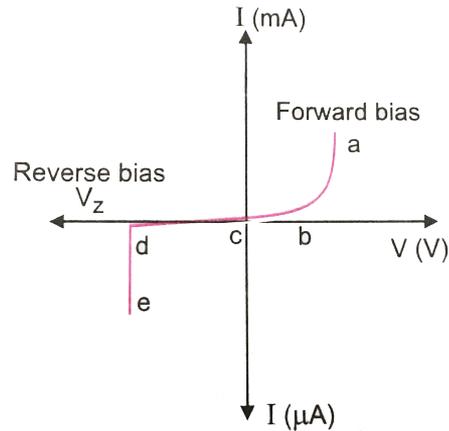
[2] Detectores de trazas

El objetivo de un detector de trazas es la determinación del momento de una partícula cargada

- **Una partícula cargada atraviesa un material dejando un rastro de átomos ionizados**
 - Es posible reconstruir su trayectoria (traza) en base a los puntos en el espacio donde se produce ionización por interacción con un material
 - Para no alterar la medición de este observable la pérdida de energía en la interacción debe ser despreciable
 - Se necesitan censar varios puntos y establecer una manera de relacionarlos
- **Mecanismos más utilizados**
 - Semiconductores (Silicio)
 - Tiempo de deriva de electrones ionizados en un gas
 - Centelladores

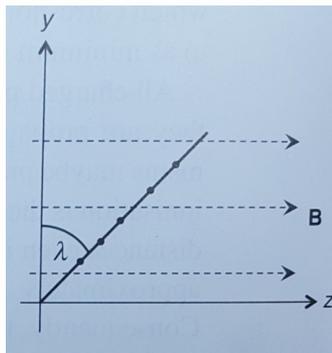
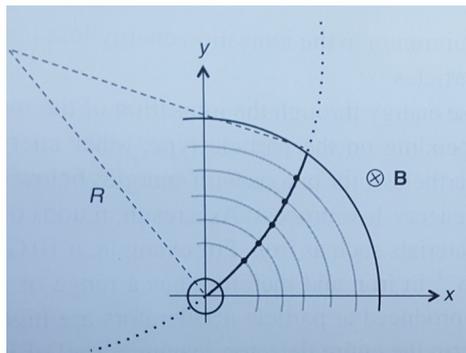
[2] Detectores de Silicio

- **Al atravesar silicio una carga genera pares electrón-agujero por ionización**
 - Con dopaje, el silicio funciona como un diodo (en reversa)
 - Alto “reverse bias voltage” depleta de cargas libres al silicio en presencia de un campo E
 - Pixelados (2D, N² canales de lectura) o “strips” (1D o 2D con strips en distintos ángulos, 2N canales de lectura)



[2] Tracking

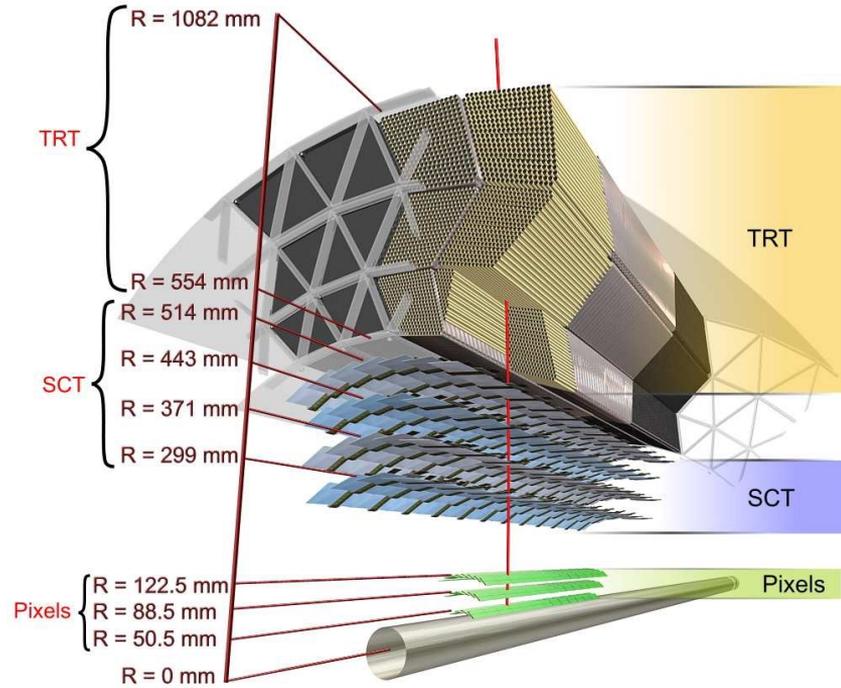
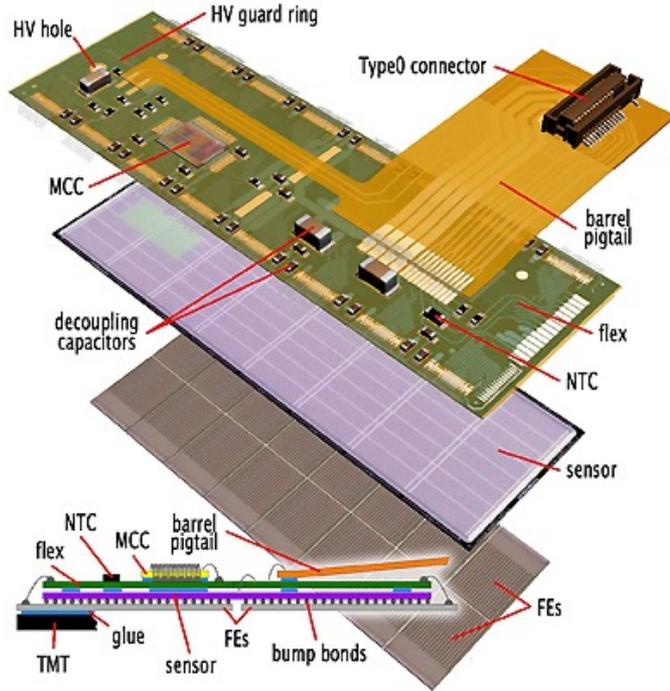
- **Detector de silicio (permite reconstruir trazas y medir momentos)**
 - Muchas capas circulares concéntricas
 - Una partícula deja “hits” en cada capa
 - Los hits permiten reconstruir una trayectoria
 - En presencia de un campo B uniforme (solenoides) la trayectoria se curva por la fuerza de Lorentz
 - Se puede entonces utilizar la relación entre los parámetros de la trayectoria (fit), el campo y el momento para determinar este último



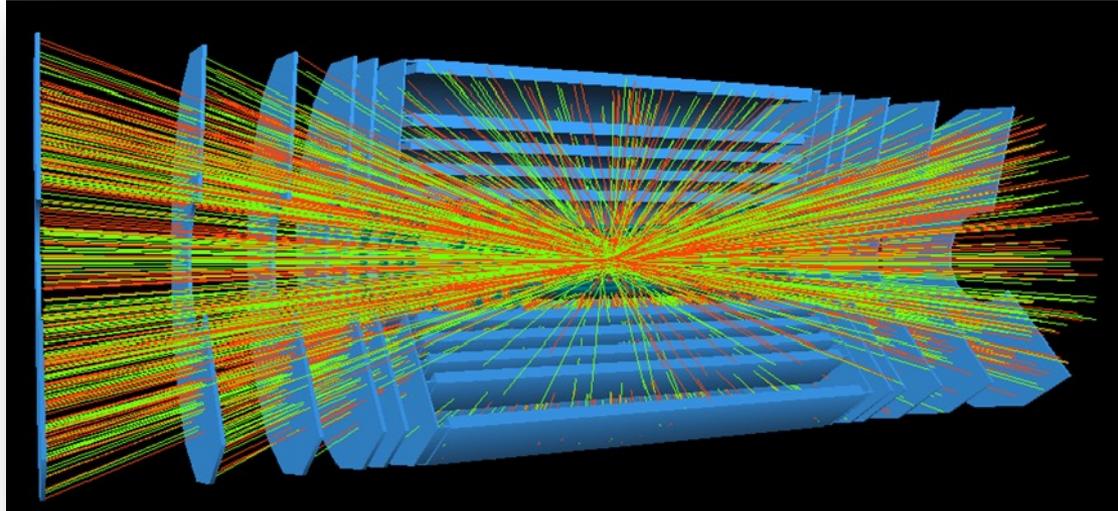
$$p \cos \lambda = 0.3BR$$

Ejemplo: un π^+ de 100GeV en un campo de 4T tiene un R de 100m

[2] Detector de trazas

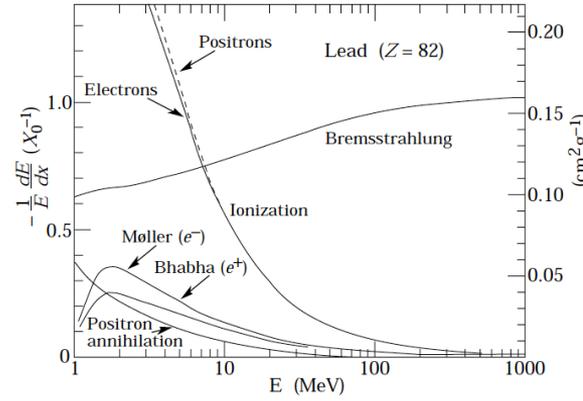
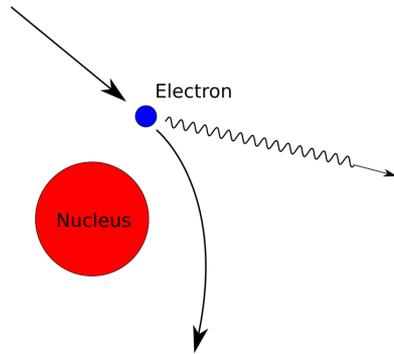


[2] Detector de trazas



[3] Interacción de e^- y γ

- A bajas energías los e^- la pierden mayormente por ionización
- Por encima de una E_c el mecanismo dominante es radiación de frenado (bremsstrahlung)



$$E_c \sim \frac{800}{Z} \text{ MeV}$$

- En los experimentos actuales: $E > \text{GeV}$
 - El rate de bremsstrahlung va como m^{-2} , por eso para e^- domina bremsstrahlung pero para μ domina la ionización
- Fotones:
 - A bajas energías domina la interacción vía efecto fotoeléctrico
 - A $E_\gamma \sim 1 \text{ MeV}$ domina el scattering Compton
 - A $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ domina la producción de pares e^+e^-

[3] Longitud de radiación (X_0)

- Las interacciones de e^- y γ con la materia se pueden caracterizar por una definición arbitraria denominada longitud de radiación (X_0)
 - Distancia media en la cual un e^- pierde energía en un factor $1/e$
 - $7/9$ de la distancia media de conversión de un γ en un par e^+e^-

$$X_0 \approx \frac{1}{4\alpha n Z^2 r_e^2 \ln(287/Z^{1/2})}$$

Ejemplo: $X_0(\text{Fe}) = 1.8\text{cm}$, $X_0(\text{Pb}) = 0.6\text{cm}$

- La pérdida por radiación es independiente del material cuando el espesor se expresa en unidades de X_0 .
 - La pérdida por bremsstrahlung se expresa como $\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}$
- Materiales con alto Z tienen X_0 chico
 - Menos volumen necesario para la misma pérdida de E

[3] Lluvias electromagnéticas

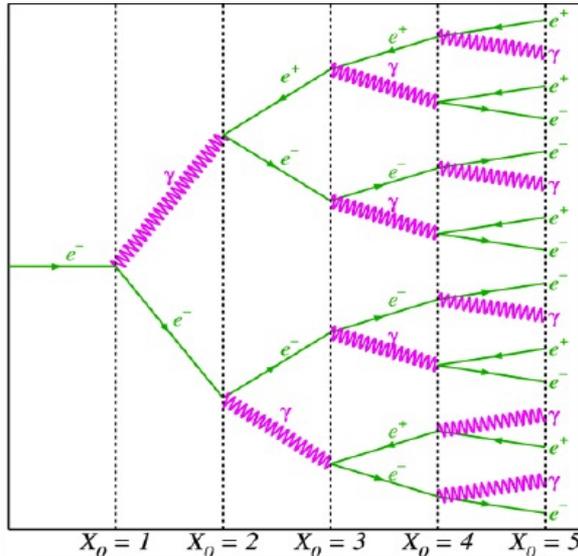
- Un e^- radia un γ por bremsstrahlung, quien a su vez produce un par e^+e^- , generando una lluvia EM

– En cada interacción se duplica el número de partículas

$$\langle E \rangle \approx \frac{E}{2^x}$$

– Al llegar a una E_c la pérdida de energía pasa a ser por ionización

$$X_{max} = \frac{\ln(E/E_c)}{\ln 2}$$



Ejemplo: $E_c(\text{Pb}) \sim 10 \text{ MeV}$, para una lluvia de 100 GeV , $X_{max} \sim 13 X_0$ (10cm)

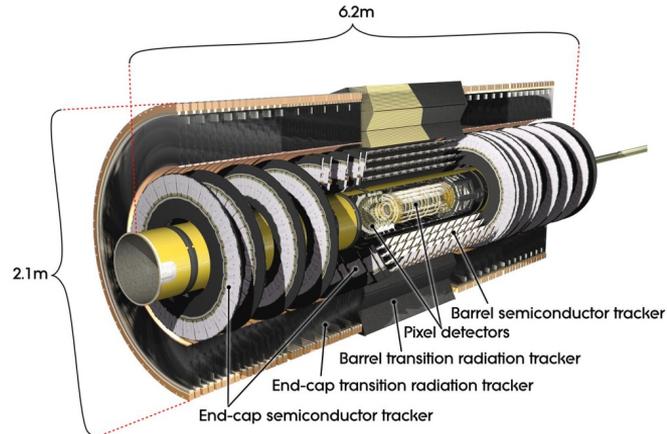
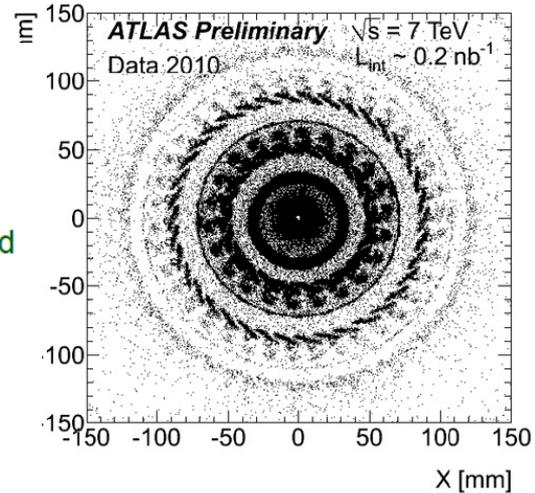
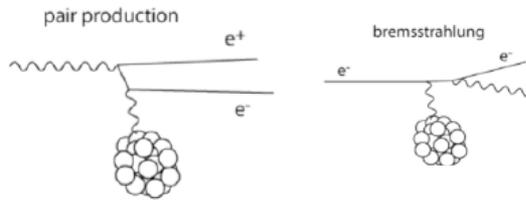
Fotones convertidos

Complications:

- Electrons radiate photons
- Photons pair produce electrons (conversions)

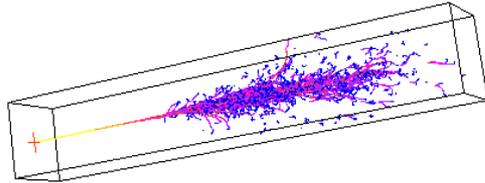
However, can be useful:

- Can use photon conversions to x-ray the detector and determine material before calorimeter (i.e. tracker)

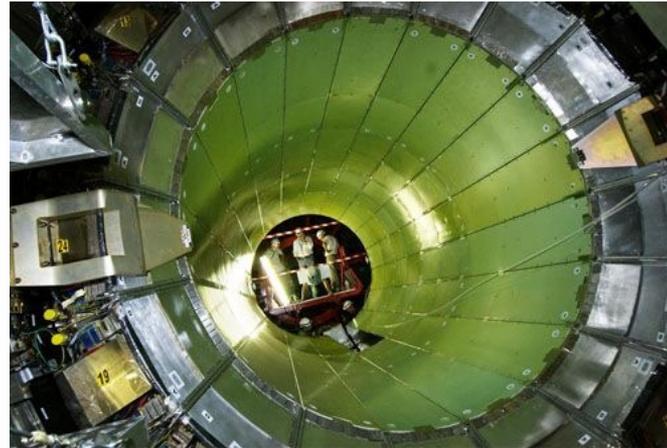


[3] Calorímetro (EM)

- **Las lluvias electromagnéticas pueden contenerse en un Calorímetro**
 - El objetivo es medir la Energía (de partículas cargadas y neutras)
 - Usar materiales pesados para favorecer las lluvias EM
 - Frenar completamente la lluvia y medir la deposición total de energía
 - El desarrollo de la lluvia es un proceso estocástico de $2^{X_{\max}}$ partículas
 - Lluvias muy parecidas entre sí
 - CMS: 75000 cristales de tungsteno ($X_0=0.8\text{cm}$)



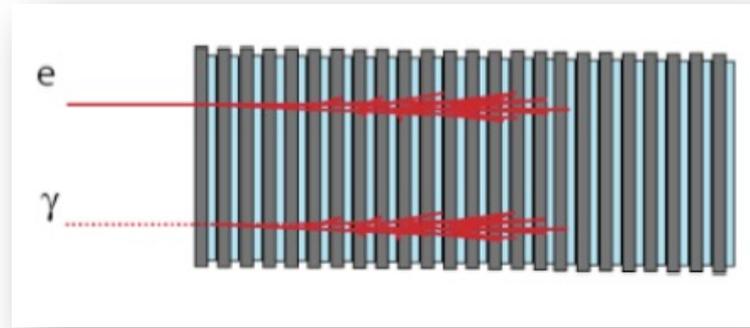
$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{3\% - 10\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$



[3] ¿Calorímetros homogéneos o no?

- **Homogéneos**
 - El volumen total genera señal
 - Cristales centelladores de alto Z
 - $\sigma_E/E \sim 1\%$

- **De muestreo**
 - **Medio activo** que genera señal
 - Centelladores, Argón líquido,..
 - **Medio pasivo** para absorber y favorecer la lluvia
 - Hierro, cobre, uranio
 - $\sigma_E/E \sim 10\%$



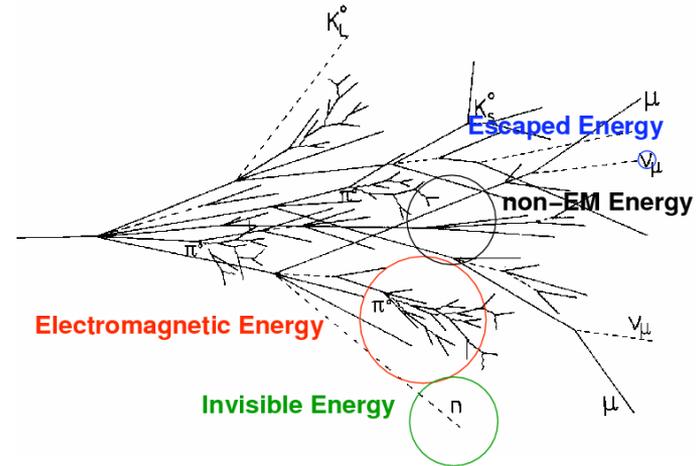
[4] Interacción y detección de hadrones

- Los hadrones cargados pierden energía por ionización
- Hadrones cargados y neutros interactúan vía la fuerza fuerte con los núcleos del material que atraviesan
 - Estos nuevos hadrones repiten este proceso generando una lluvia
- El desarrollo de una lluvia de hadrones se parametriza con algo similar a X_0
 - λ_f : distancia promedio entre interacciones nucleares
 - $\lambda_f \sim 10 X_0$

- Lluvias hadrónicas mucho más variables que las EM
 - Diferentes decaimientos posibles

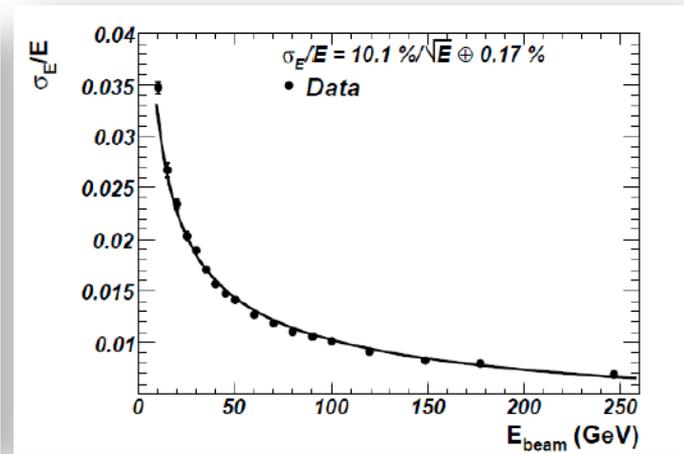
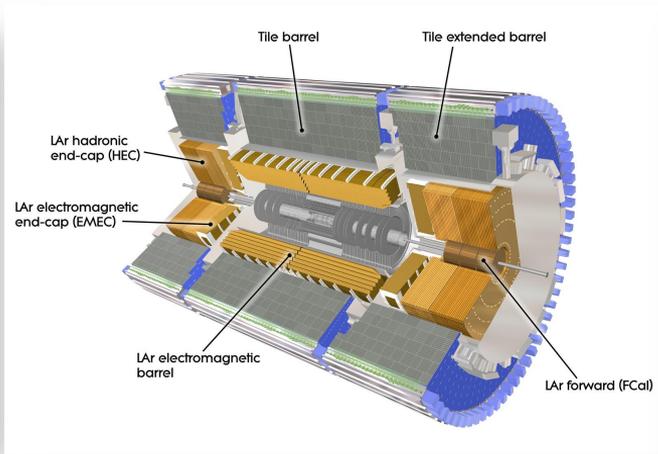
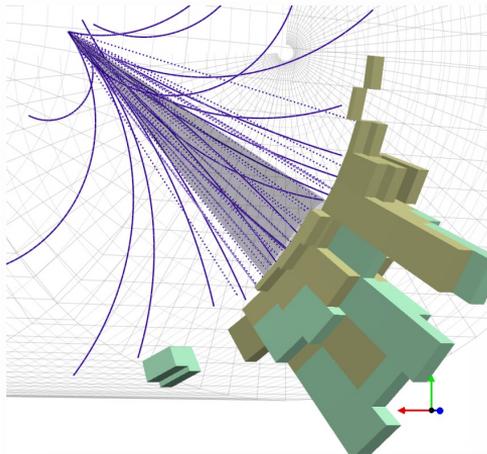
- componente EM variable $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

- 30% de energía se “pierde” en excitación y ruptura de núcleos



[4] Calorímetro hadrónico

- El objetivo de estos calorímetros es análogo a los electromagnéticos (EMs) pero diseñados para detectar hadrones
 - Lluvias más extensas que las EMs ($\lambda_f \sim 10 X_0$) -> Volúmenes mayores
- Típicamente de sampleo
- Peor resolución que los calorímetros EMs



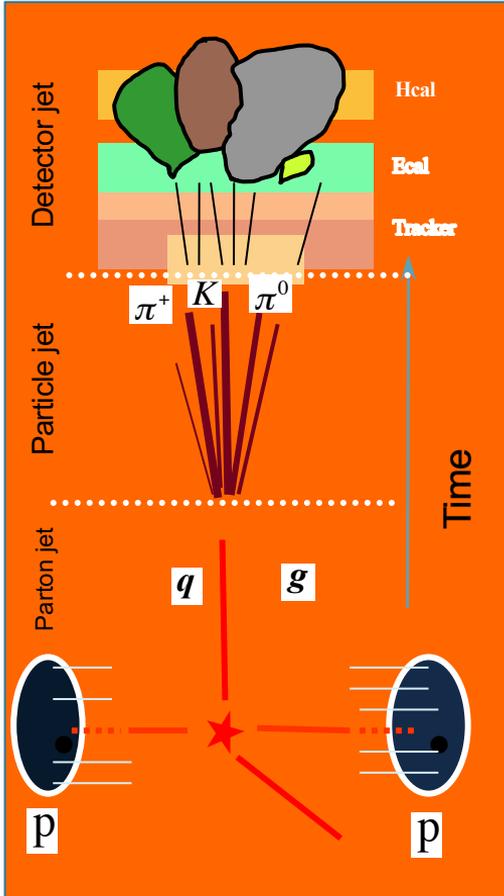
23/06: Detectores (continuación) / Colisionadores

Resumen de la clase pasada

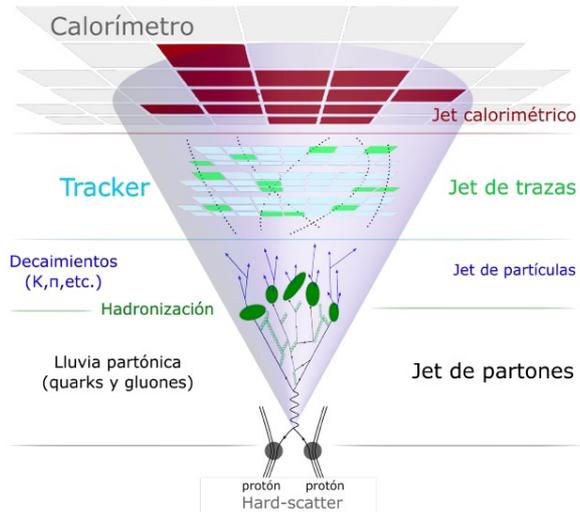
- **La última clase comenzamos a ver distintos mecanismos de interacción partícula-materia**
 - Es importante entender estos mecanismos si uno quiere construir un detector
 - Una partícula cargada sufre scattering múltiple al atravesar un medio material, esto es algo a tener en cuenta porque distorsiona la propagación de la partícula
 - Un proceso dominante de interacción es la pérdida de energía por ionización de los átomos del material (descrito por Bethe-Bloch)
 - La ionización puede utilizarse para medir el momento de una partícula muy energética observando dónde se genera ionización en el espacio
 - Los detectores de silicio son una herramienta para construir un detector de trazas
 - Los electrones tienen masas muy pequeñas y a partir de un cierto valor (bajo) de energía, la pierden de manera dominante por radiación de frenado
 - Lo anterior puede utilizarse para construir calorímetros que permiten medir la energía de una partícula frenándola completamente
 - Una cantidad útil para el diseño de estos detectores es la longitud de radiación, una especie de camino libre medio de pérdida de energía de un electrón / decaimiento de un fotón en un par electrón-positrón
- **Hoy vamos a seguir con este tema y extendernos detectores en colisionadores**

Jets

- Recuerden que QCD confina quarks
- Un quark o un gluon se observan como un chorro (JET) de partículas en el calorímetro hadrónico, consecuencia del proceso de hadronización
 - diversos algoritmos disponibles



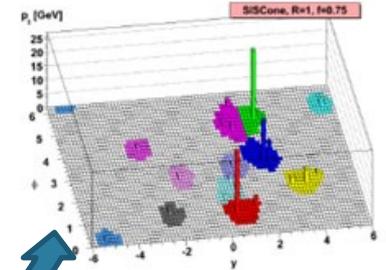
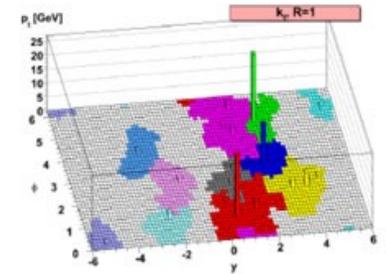
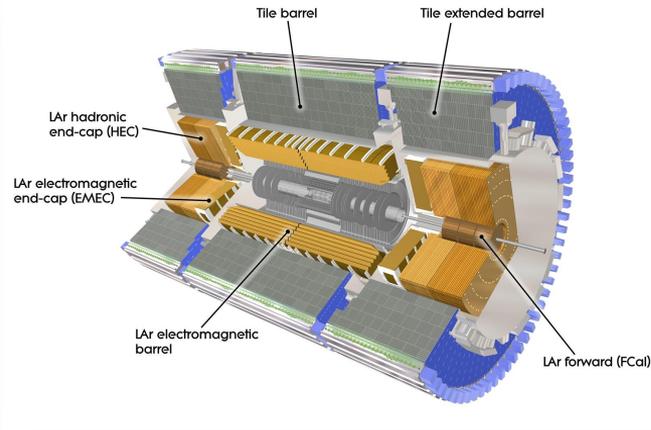
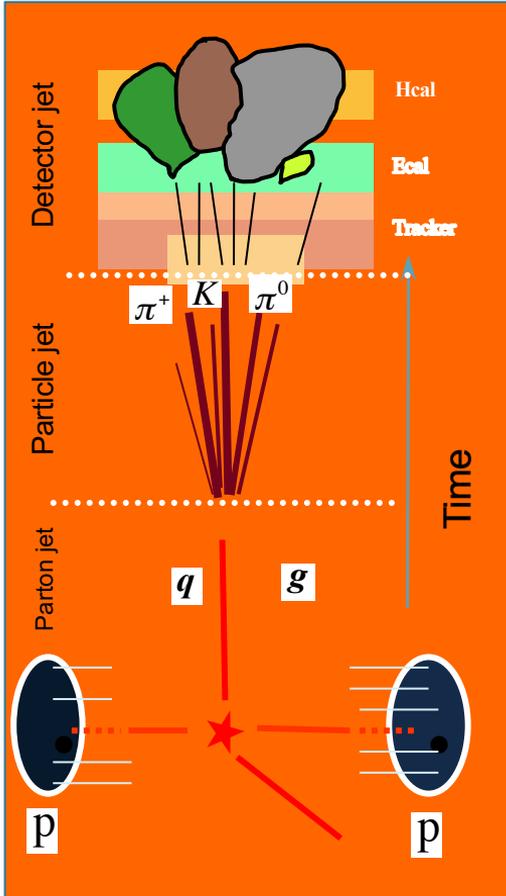
Modelos Teóricos



Inputs
Reconstrucción
Mitigación de Pile-Up
(Grooming)
(Calibración)

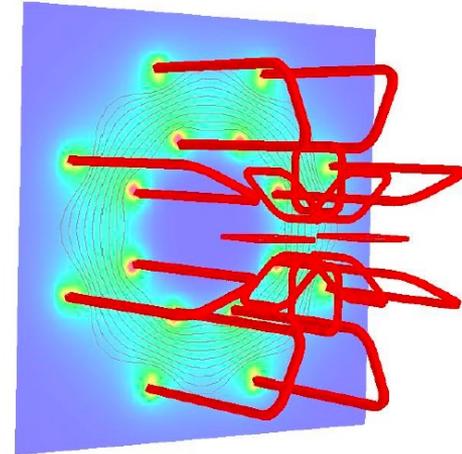
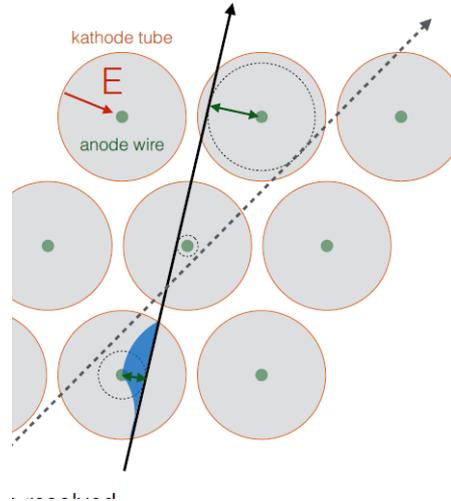
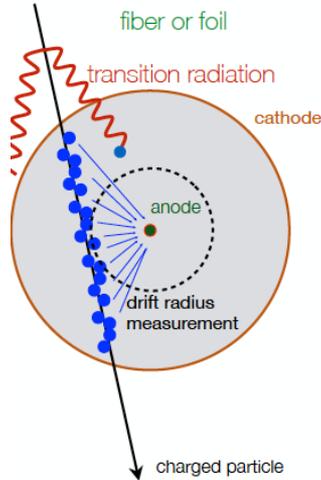
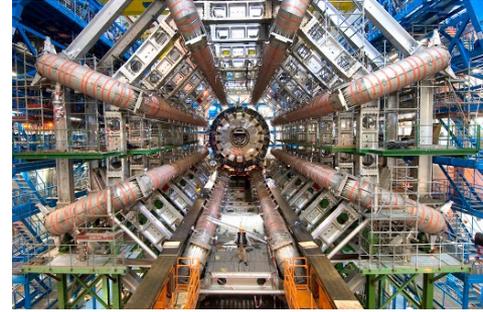
Jets

- Recuerden que QCD confina quarks
- Un quark o un gluon se observan como un chorro (JET) de partículas en el calorímetro hadrónico, consecuencia del proceso de hadronización
 - diversos algoritmos disponibles



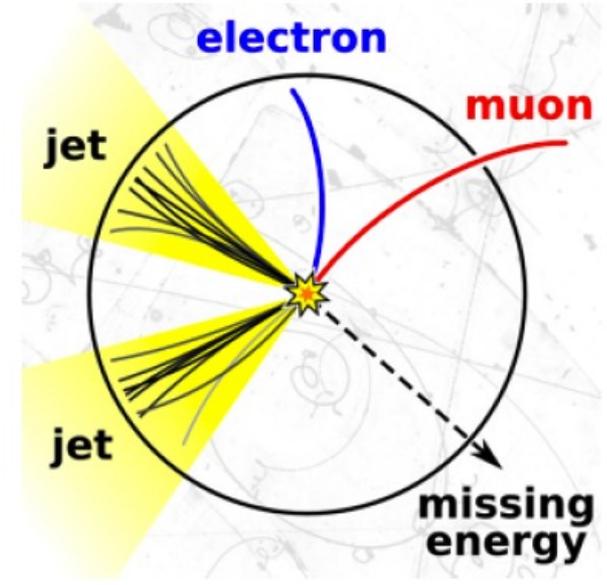
Detectores de muones

- Recordemos que los muones son muy penetrantes
 - Los detectores de muones típicamente componen la última capa de un sistema concéntrico de detectores
- Detección basada en reconstrucción de trazas
 - Ionización de gas
 - En presencia de un campo E , los electrones derivan al ánodo
 - El tiempo de deriva permite determinar la posición del μ incidente
 - Grandes campos magnéticos para deflectar muones y medir su momento



¿Y los neutrinos?

- Los ν s atraviesan detectores sin interactuar
- La conservación de la energía en el plano trasverso permite inferir la de los ν s
- No se puede determinar el momento en la dirección de colisión
- ¡Otras partículas (Dark Matter, Supersymmetry, ?) contribuyen a E_T^{miss} !



$$E_T^{miss} = - \sum_i E_T^i$$

¿En resumen, qué medimos?

- **Podemos medir:**
 - Energía y momento de partículas
 - posición de una colisión inicial
 - Trayectorias y direcciones
 - Cuadri-momentos

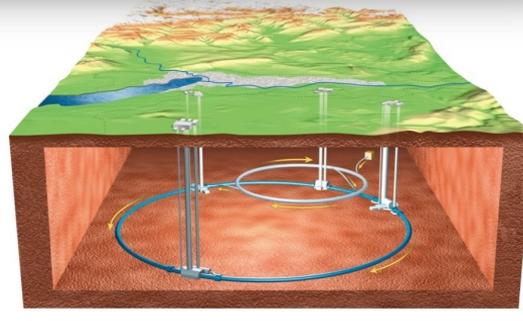
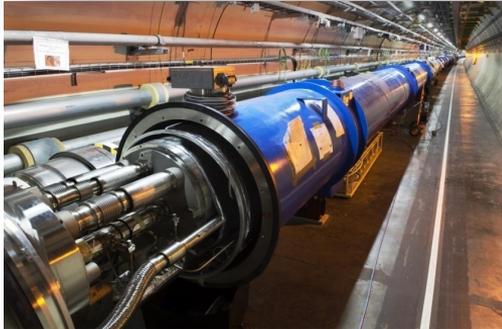
- **Podemos distinguir**
 - Electrones
 - Fotones
 - Muones
 - Jets (quarks y gluones)
 - Neutrinos

COLISIONES HADRÓNICAS

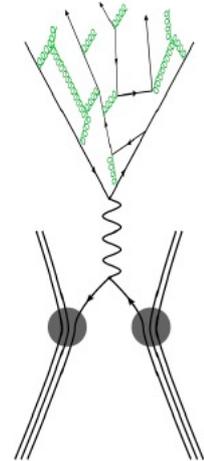
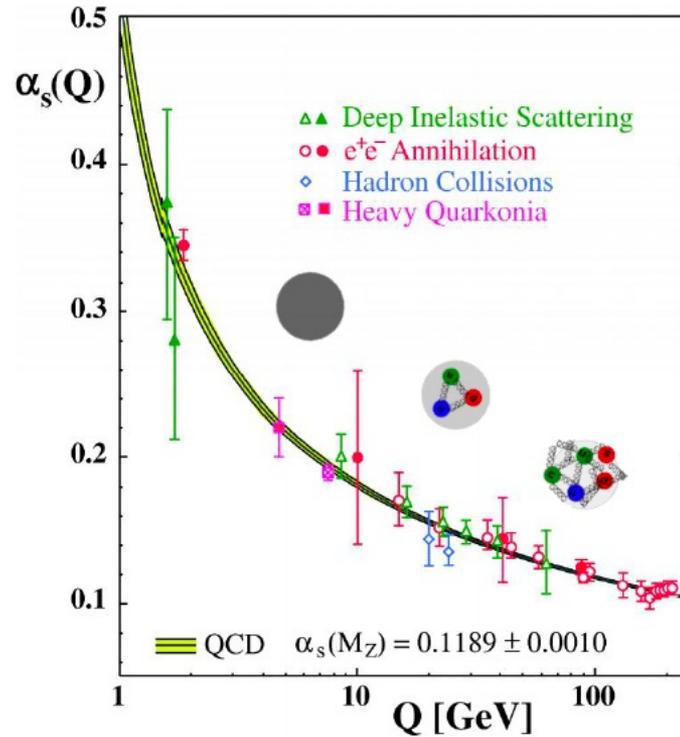
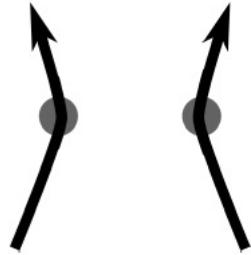
- ✓ El Large Hadron Collider

El Large Hadron Collider

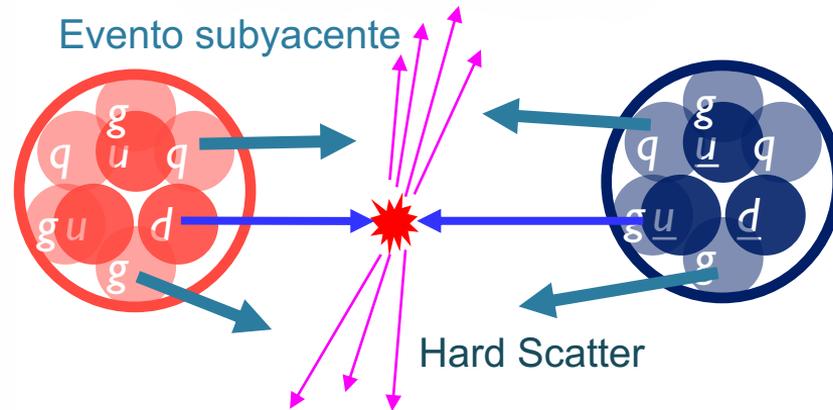
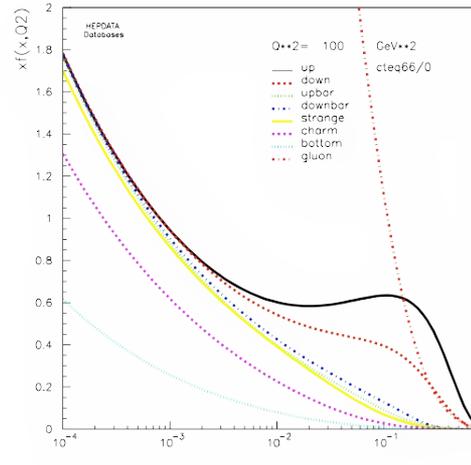
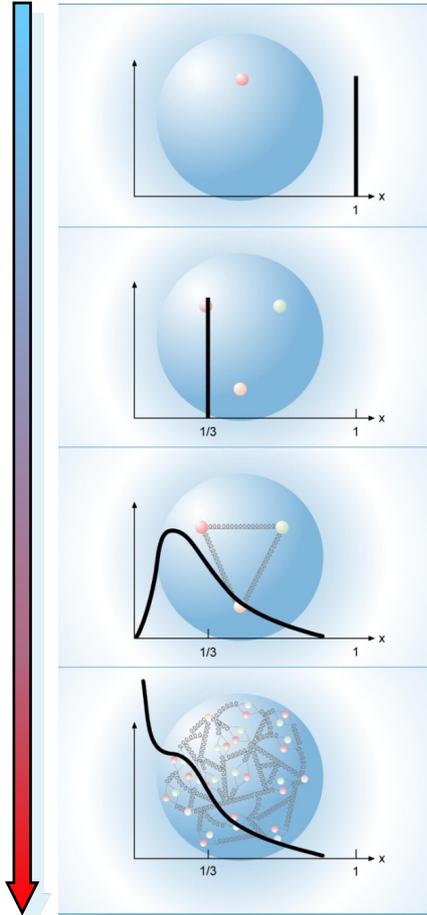
- **El LHC es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo**
 - Anillo de 27 Km de extensión a 100 m bajo tierra cerca de Ginebra, en la frontera entre Suiza y Francia (CERN)
 - Colisiona haces de protones que se mueven a 99.9% de la velocidad de la luz (energías de 14 TeV)
 - Alimenta de datos a cuatro experimentos



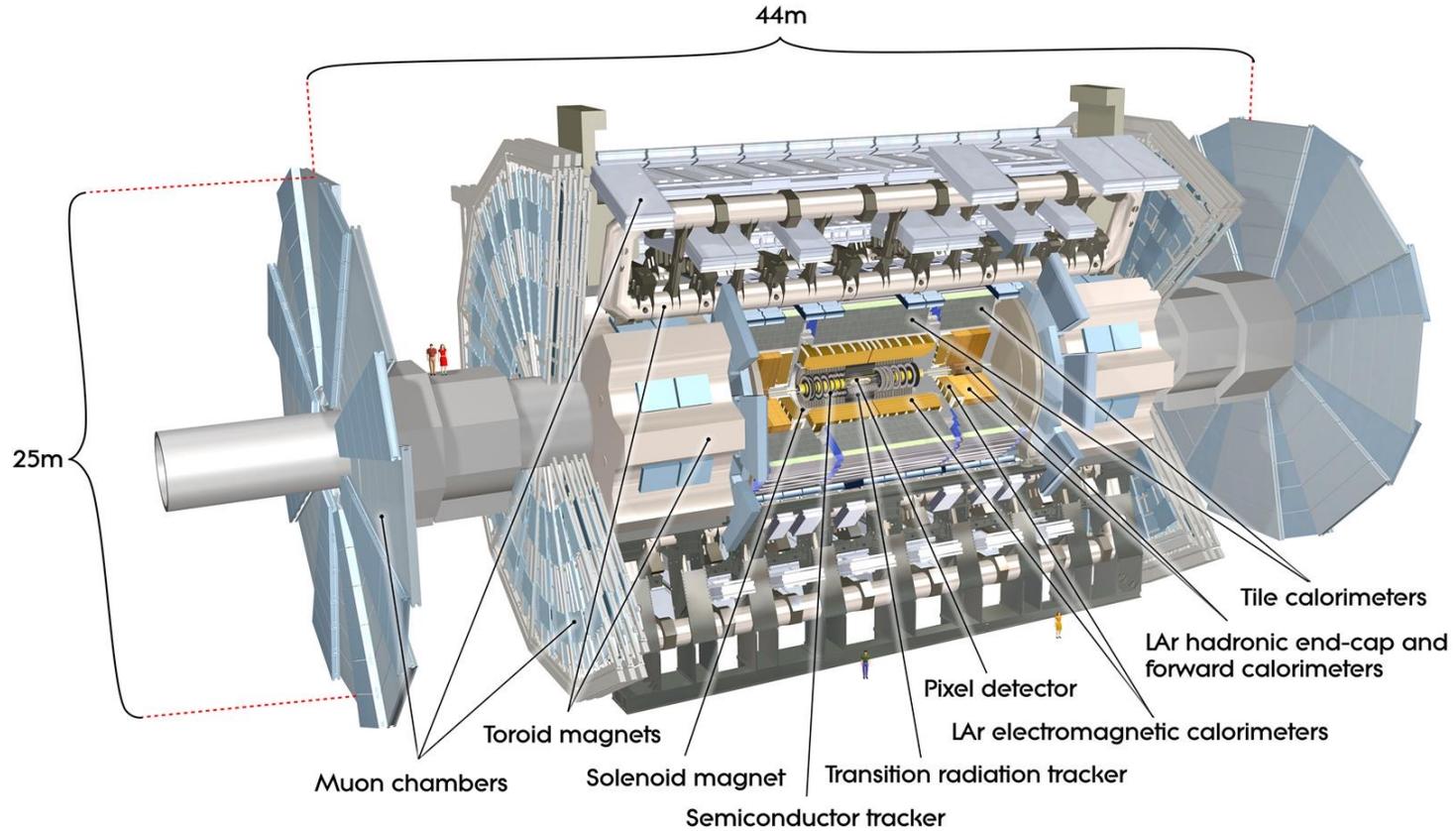
Colisiones hadrónicas



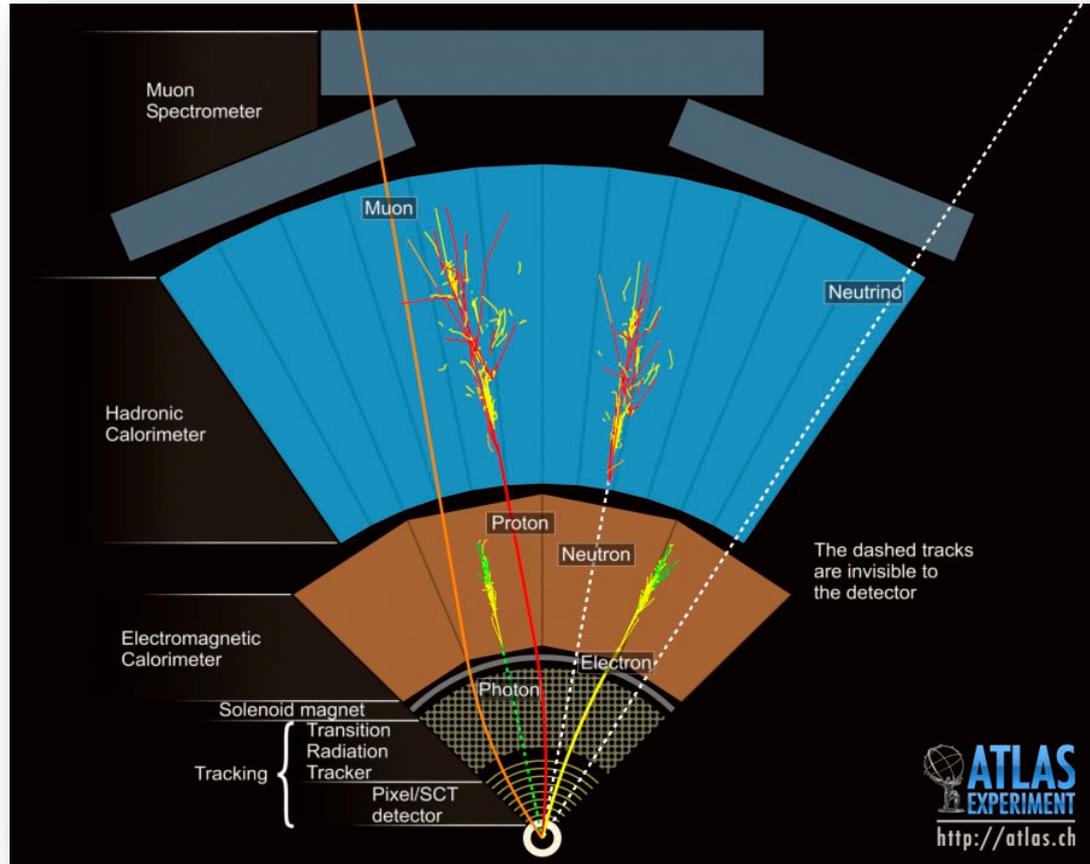
Colisiones hadrónicas



EL detector ATLAS

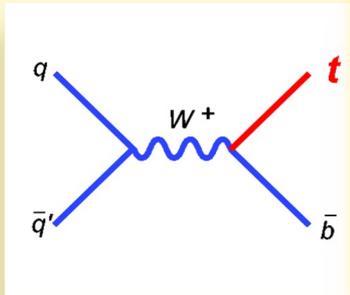


¿Qué detectamos?

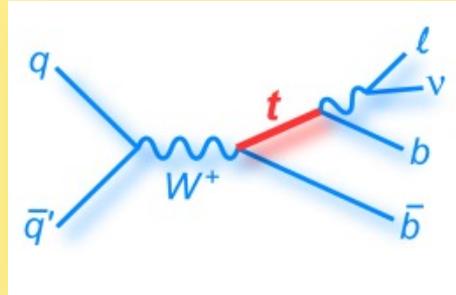


Reconstrucción de eventos

Sería fantástico si
viésemos esto:

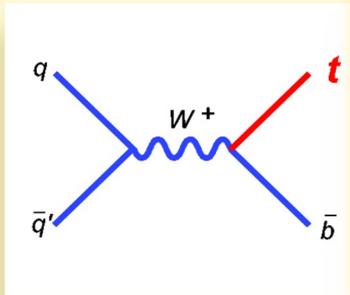


O bueno, esto:

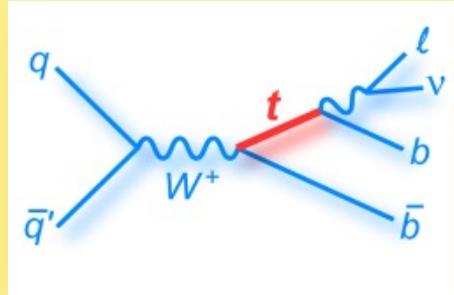


Reconstrucción de eventos

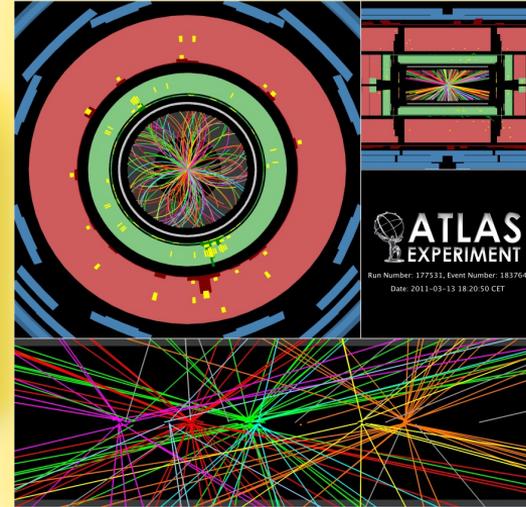
Sería fantástico si
viésemos esto:



O bueno, esto:



En fin, nos contentamos con:

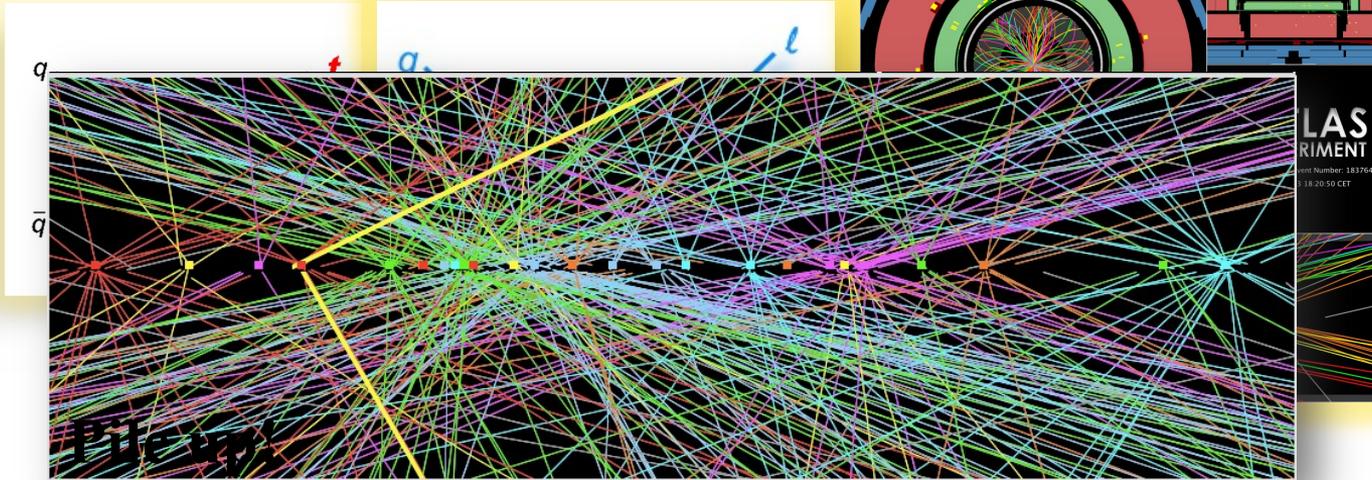


Reconstrucción de eventos

Sería fantástico si
viésemos esto:

O bueno, esto:

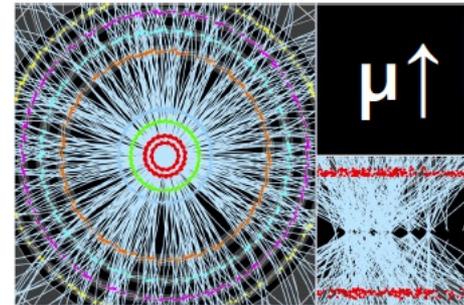
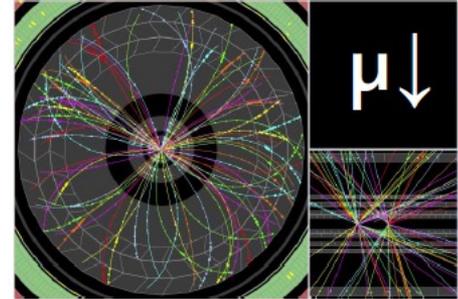
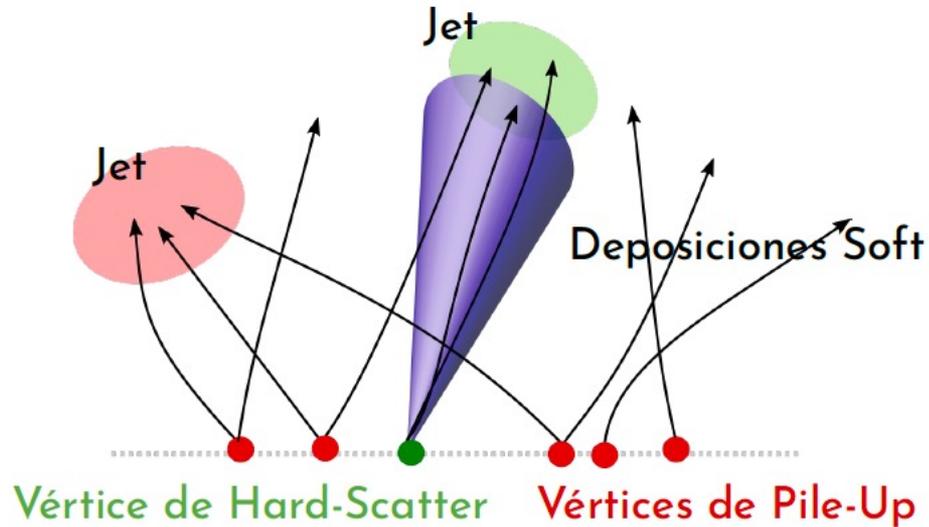
En fin, nos contentamos con:



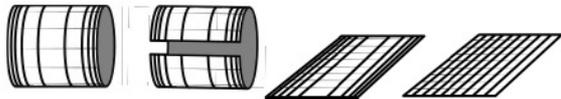
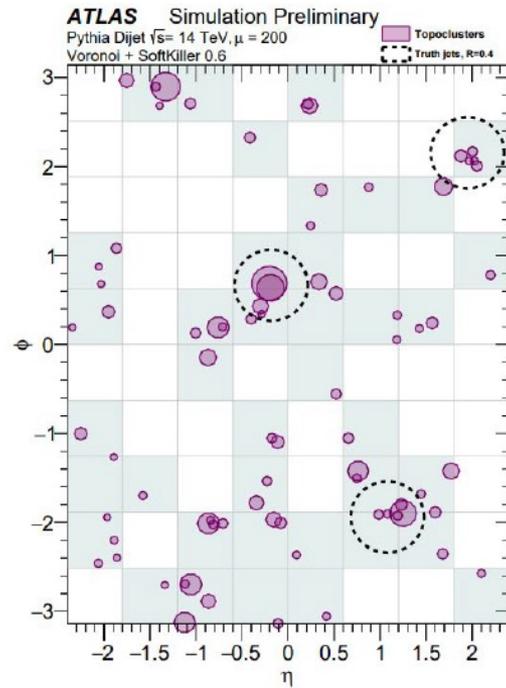
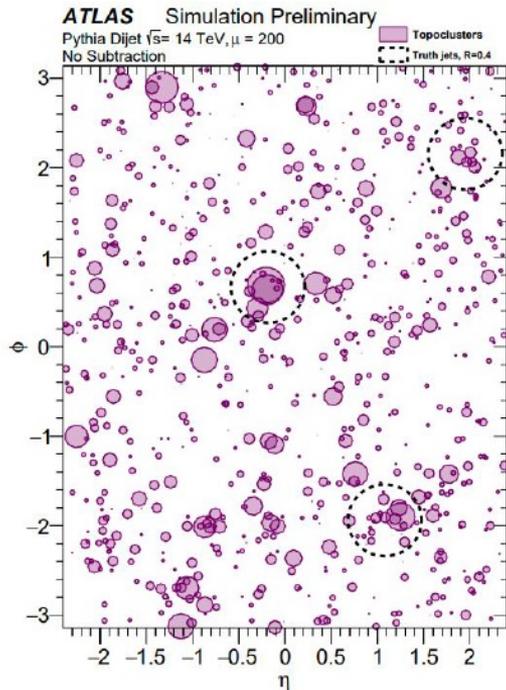
Pile-Up

In time

Out of time

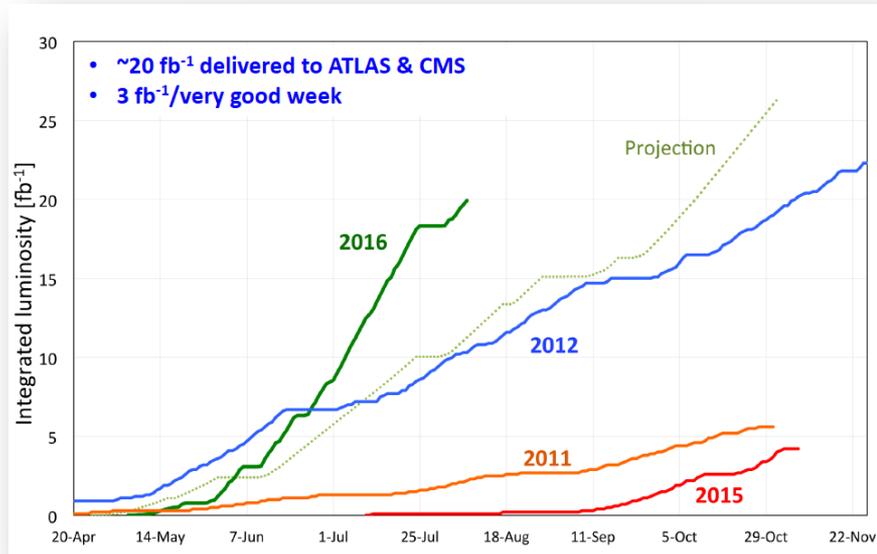


Mitigación de Pile-Up



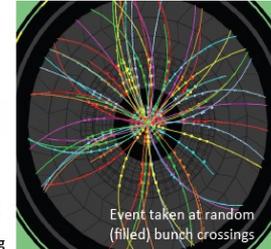
Luminosidad (L) y sección eficaz (σ)

$$N = \sigma \int L(t) dt$$



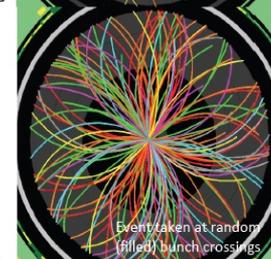
2010
O(2) Pile-up
events

150 ns inter-bunch spacing



2011
O(10) Pile-up
events

50 ns inter-bunch spacing



Design value
(expected to be
reached at $L=10^{34}$!)

2012
O(20) Pile-up
events

50 ns inter-bunch spacing

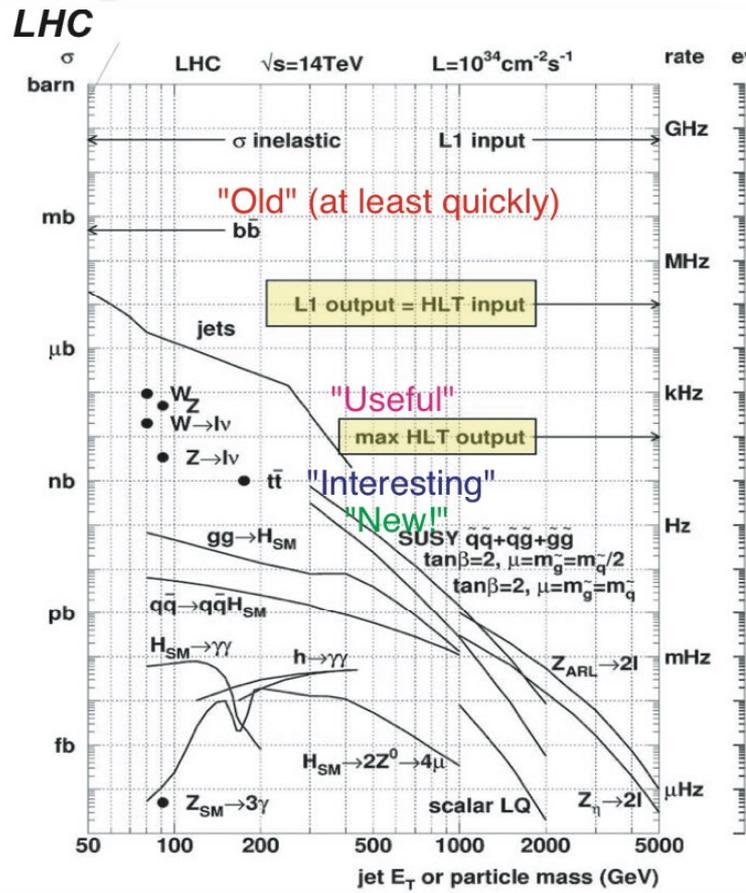


$N_{\text{Higgs}} = L \times \sigma = 20 \text{ fb}^{-1} \times 12 \text{ pb} = 240.000$ (!)
El LHC es una “Fábrica de Higgses”

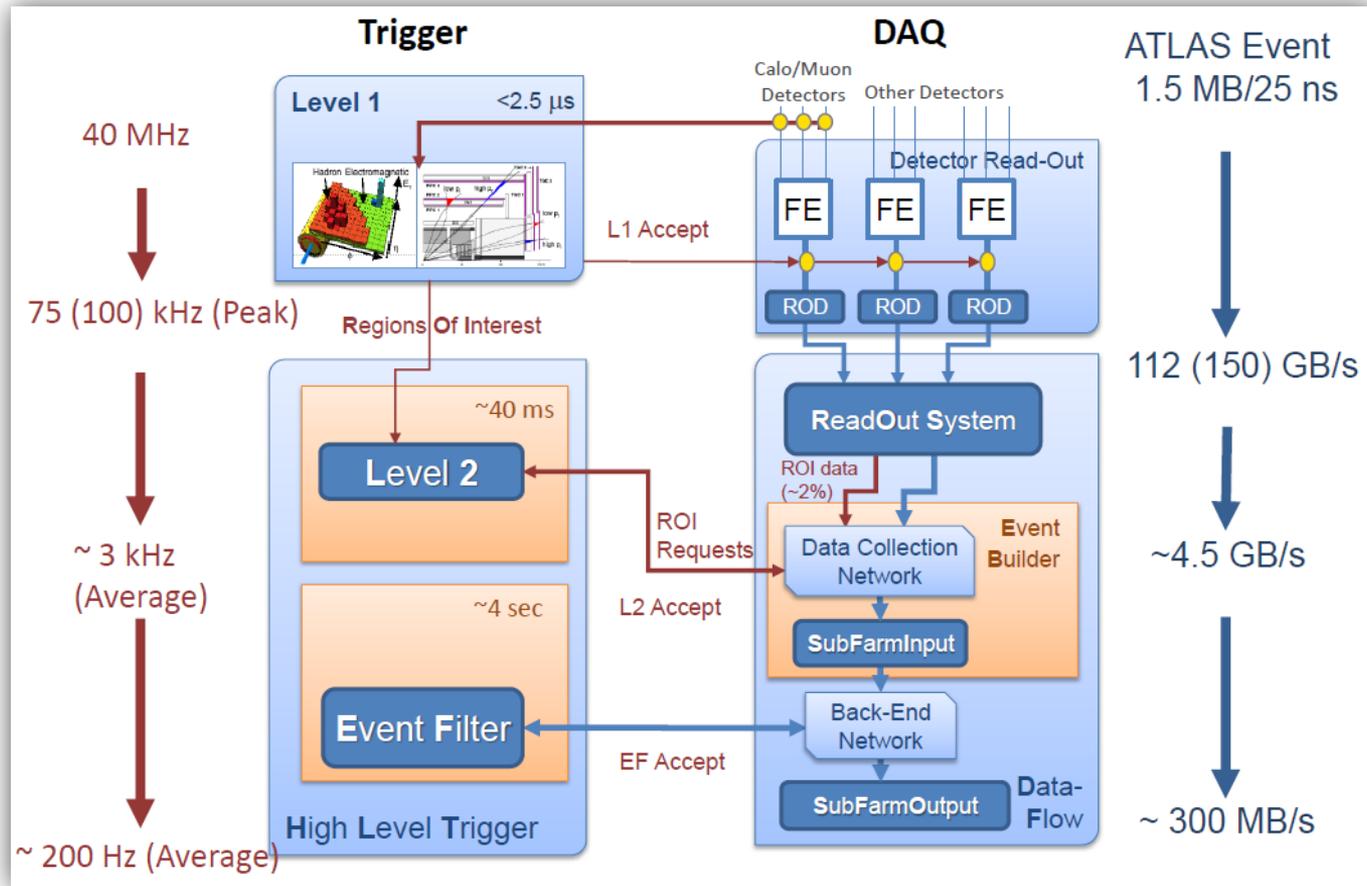
Triggering

- Las secciones eficaces de producción expanden 13 órdenes de magnitud
 - Inundados de procesos “mundanos”
- Gran variedad de procesos
 - Programa Físico muy “rico”
- Lo “interesante” tiene *rates* entre 1 y 10^{-3} Hz
- Queremos guardar los eventos interesantes y tirar el resto
- Solo podemos guardar ~ 1 KHz de los 40 MHz (tamaño de un evento ~ 1 MB)

¡Los eventos no seleccionados por el trigger se pierden para siempre!



Trigger



¿Cómo se crean partículas?

$$E = m \cdot c^2$$

- La ecuación de Einstein expresa que energía y masa son dos versiones de una misma cosa

¿ Cuánta energía se necesita para crear un electrón?

$$\longrightarrow E = m_e c^2 = 8 \times 10^{-7} \text{ g km}^2/\text{seg}^2 = 0.5 \text{ MeV}$$

$$E^2 - c^2 \cdot P^2 = m^2 \cdot c^4$$

- Masa-energía para el caso mas general de una partícula en movimiento

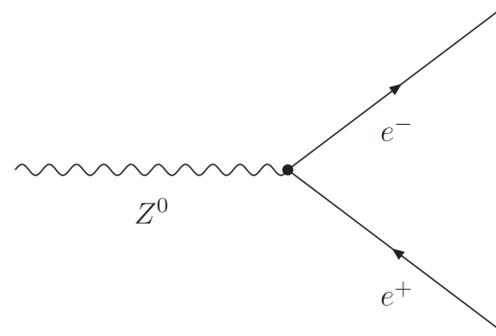
¿Cuánta energía es 0.5 MeV?

→ Un protón viajando a 3000 Km/s equivale a 0.5 MeV

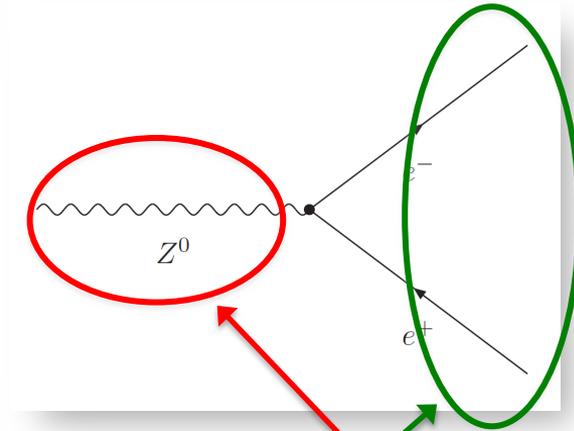
Vida media

- Las partículas tienen características únicas
 - Interactúan mediante distintas fuerzas y de distinta manera
- Pueden decaer en otras más livianas dependiendo de sus características
 - En promedio, tienen un “tiempo de vida” (τ) característico
 - Si inicialmente hay un cierto numero de partículas, transcurrido un tiempo τ habrá 2/3 menos

Partícula	Vida media
electrón	$>10^{26}$ años
protón	$>10^{29}$ años
neutrón	15 minutos
H	10^{-22} segundos
Z	10^{-25} segundos



Decaimientos y masa invariante



- La energía y el momento se conservan en un decaimiento
- “Genética”: las partículas “hijas” portan la información de sus “madres”

$$(E_1 + E_2)^2 - c^2 \cdot (P_1 + P_2)^2 = m^2 \cdot c^4$$

¿Cómo identificar a la “madre”?

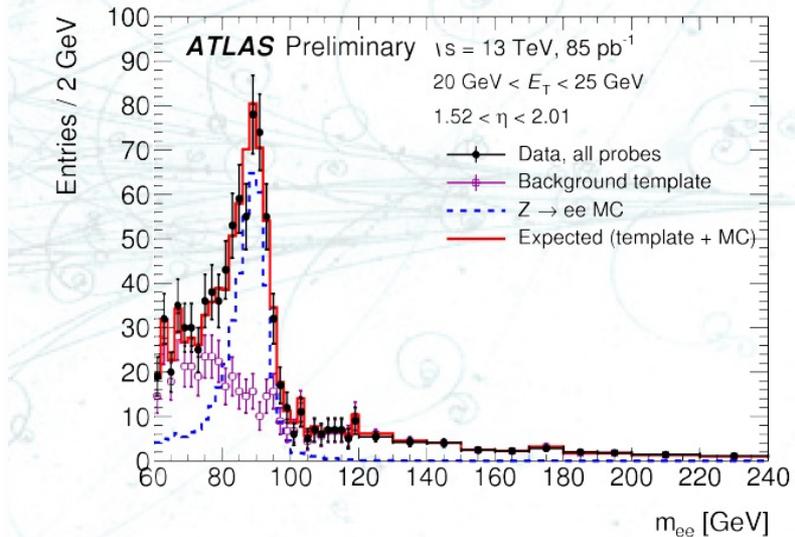
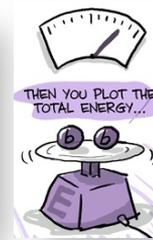
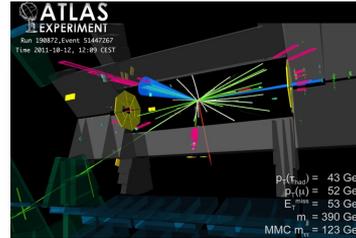
- Si buscamos el Z decayendo a e^+e^- :

- Identificar eventos con un par e^+e^-

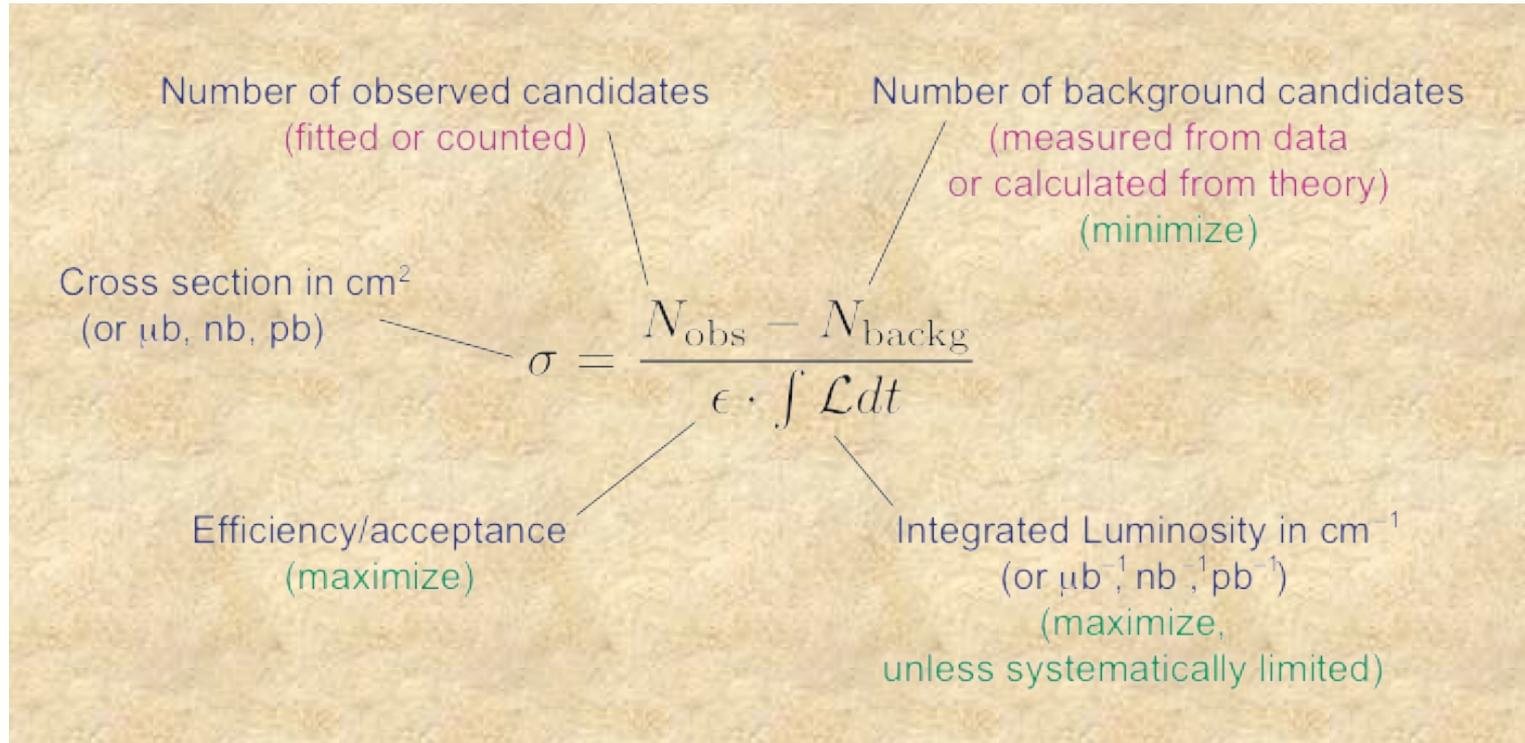
- No sabemos si este par proviene de un Z (“señal”) o no tiene nada que ver con él (“fondo”)

- Pero si vienen de un decaimiento, la masa invariante **ES** la masa de la madre

- Hay que contar cuantos eventos tienen partículas “hijas” para distintos valores de masa invariante



Receta para medir una sección eficaz



¿Dónde estamos parados?

Antes de buscar Nueva Física tenemos que entender el SM

