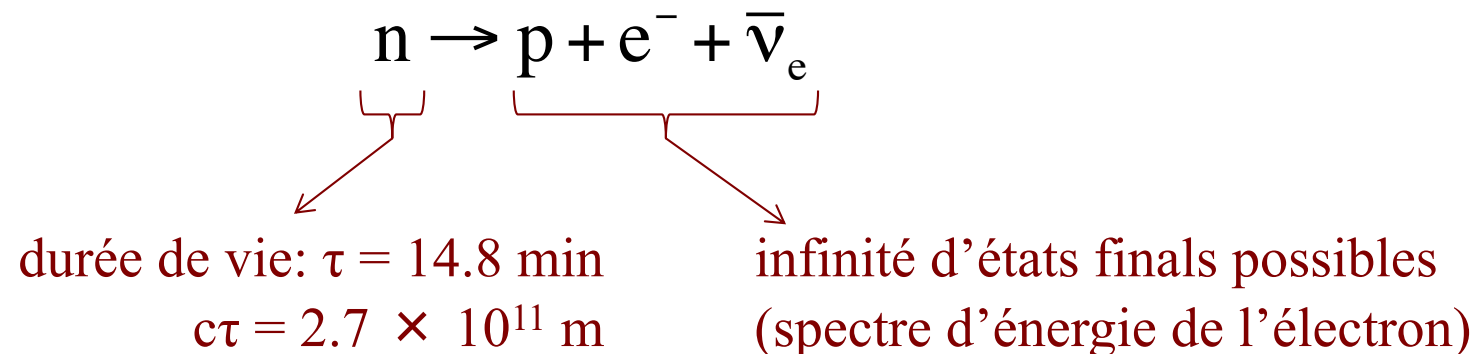
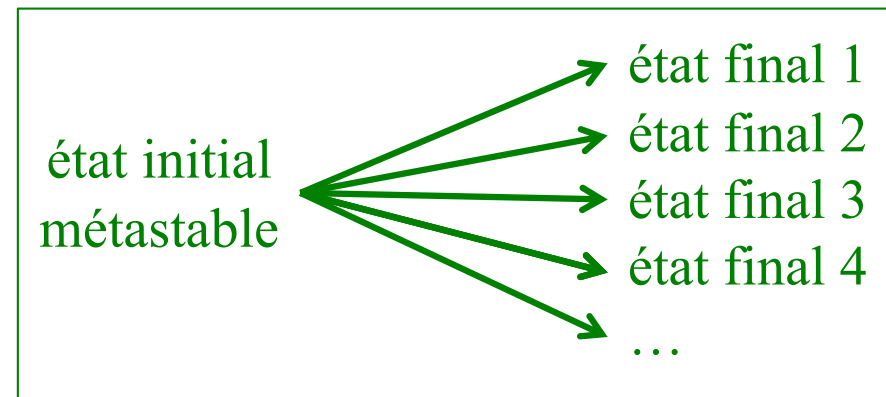


Chapitre 6:

Etats métastables et résonances

- Métastable: se dit d'un système qui n'est pas stable en théorie, mais qui paraît tel en raison d'une vitesse de transformation très faible (Larousse)

- Exemple: désintégration d'une particule



Etats stationnaires non perturbés

- Hamiltonien $H = H_0 + H_{\text{int}}$
 - H_0 est l'hamiltonien non perturbé
 - H_{int} est petite perturbation (" $H_{\text{int}} \ll H_0$ ") responsable de l'instabilité
- Si $H_{\text{int}} = 0$:
 - équation de Schrödinger: $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H_0 \psi$ où $\psi(\vec{x}, t)$ = fonction d'onde
 - solutions stationnaires:

$$\psi_n(\vec{x}, t) = u_n(\vec{x}) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right) \quad n = \text{indice discret}$$

$$H_0 u_n(\vec{x}) = E_n u_n(\vec{x}) \quad \text{équ. aux valeurs propres}$$
$$\int u_n^*(\vec{x}) u_m(\vec{x}) d^3\vec{x} = \delta_{nm} \quad \text{orthonormalisation}$$

$$\{u_n(\vec{x})\} = \text{base des fonctions d'onde stationnaires}$$
$$\{|u_n\rangle\} = \text{base des états stationnaires}$$

Perturbation

- Soit $|\alpha\rangle$ un état stationnaire du système non perturbé à $t=0$ $|\alpha\rangle \in \{|u_n\rangle\}$
- Si $H_{\text{int}} = 0$ $\langle\alpha|H|\alpha\rangle = \langle\alpha|H_0|\alpha\rangle = E_\alpha$
 $\langle u_n|H|\alpha\rangle = \langle u_n|H_0|\alpha\rangle = 0$ si $|u_n\rangle \neq |\alpha\rangle$
- Si $H_{\text{int}} \neq 0$ $\langle u_n|H|\alpha\rangle = \langle u_n|H_{\text{int}}|\alpha\rangle$ pas forcément nul
 - transition possible après un certain temps T de l'état $|\alpha\rangle$ vers un autre état $|u_n\rangle$ à condition que $E_n \sim E_\alpha$ (“conservation de l'énergie”)
 - probabilité de transition négligeable si $|E_n - E_\alpha| > \hbar/T$ (“principe d'incertitude”)
 - souvent les états accessibles forment un continuum d'états finals

Règle d'or de Fermi

- Taux de transition
(= probabilité de transition par unité de temps)
d'un état initial $|\alpha\rangle$ d'énergie E_α
vers un continuum d'états finals $|\beta\rangle$ d'énergies $E \simeq E_\alpha$

$$\omega_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle \right|^2 \rho(E)$$

- $\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle =$ élément de matrice moyen entre l'état $|\alpha\rangle$
et un état $|\beta\rangle$ de l'hamiltonien d'interaction (perturbation)
- $\rho(E) = dN/dE =$ densité d'états finals accessibles
(ou facteur d'espace de phase)

Etats métastables

- Probabilité de désintégration d'un état $|\alpha\rangle$ par unité de temps

$$\omega_\alpha = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle H_{\text{int}} \rangle \right|^2 \rho(E) = \text{constante, si } H_{\text{int}} \text{ constante}$$

- η_0 = nombre de systèmes dans l'état $|\alpha\rangle$ à l'instant $t=0$
- $\eta(t)$ = nombre de systèmes dans l'état $|\alpha\rangle$ à l'instant $t>0$
- $\eta(t) \omega_\alpha dt$ = nombre de désintégrations entre t et $t+dt$

$$d\eta = -\eta(t) \omega_\alpha dt \Rightarrow \frac{d\eta}{dt} = -\eta(t) \omega_\alpha \Rightarrow \eta(t) = \eta_0 \exp(-\omega_\alpha t)$$

- On définit la durée de vie moyenne τ_α de l'état $|\alpha\rangle$

$$\tau_\alpha = \frac{1}{\omega_\alpha}$$

$$\eta(t) = \eta_0 \exp(-t / \tau_\alpha)$$

Loi de décroissance exponentielle des états métastables

Etats métastables (suite)

- Cas $H_{\text{int}} = 0$: $\omega_\alpha = 0$, $\eta(t) = \eta_0 = \text{constante}$
 - Fonction d'onde stationnaire de l'état $|\alpha\rangle$ $\psi_\alpha(\vec{x}, t) = u_\alpha(\vec{x}) \exp\left(-\frac{iE_\alpha t}{\hbar}\right)$
 - Probabilité de présence de l'état $|\alpha\rangle$ au temps t

$$\int |\psi_\alpha(\vec{x}, t)|^2 d^3\vec{x} = \int |u_\alpha(\vec{x})|^2 d^3\vec{x} = 1 = \text{constante}$$

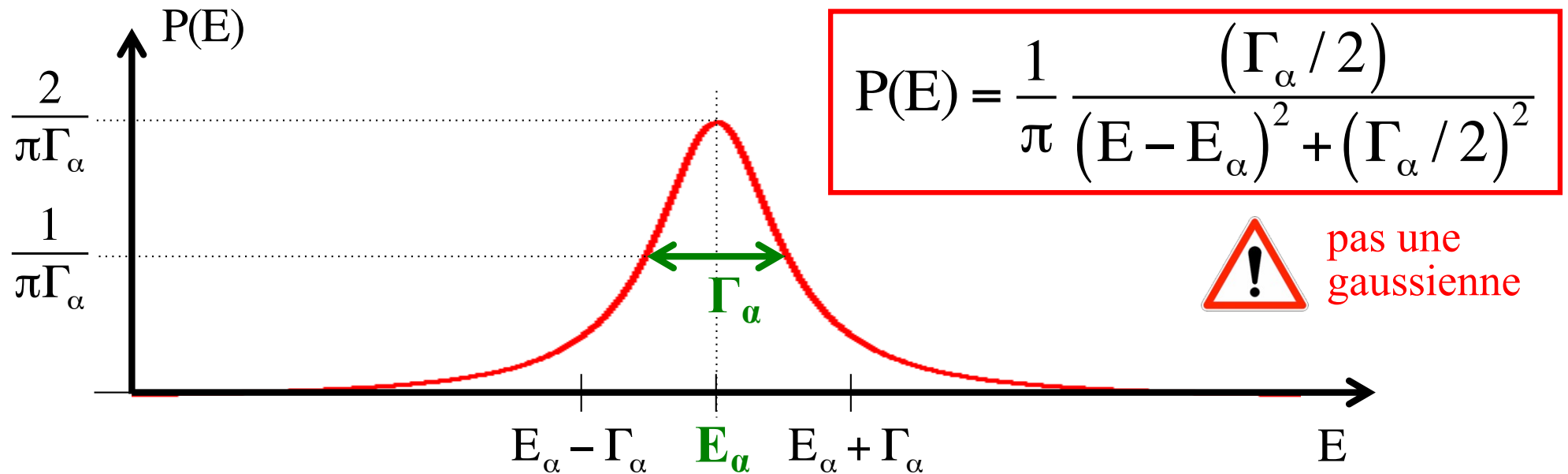
- Cas $H_{\text{int}} \neq 0$: $\omega_\alpha = 1/\tau_\alpha \neq 0$, $\eta(t) = \eta_0 \exp(-t/\tau_\alpha)$
 - Probabilité de présence de l'état $|\alpha\rangle$ au temps t : $\exp(-t/\tau_\alpha) \neq \text{constante}$

- On écrit $\psi_\alpha(\vec{x}, t) = u_\alpha(\vec{x}) \exp\left(-\frac{iE_\alpha t}{\hbar}\right) \exp\left(-\frac{t}{2\tau_\alpha}\right)$

de sorte que $\int |\psi_\alpha(\vec{x}, t)|^2 d^3\vec{x} = \int |u_\alpha(\vec{x})|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha}\right) d^3\vec{x} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha}\right)$

- On définit $\Gamma_\alpha = \frac{\hbar}{\tau_\alpha} = \hbar\omega_\alpha$ $\psi_\alpha(\vec{x}, t) = u_\alpha(\vec{x}) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \underbrace{\left(E_\alpha - i\frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)}_{\text{énergie complexe}} t\right)$

Résonance de Breit-Wigner



$P(E)dE$ = prob. pour que le système métastable
 “d’énergie $E_\alpha - i\Gamma_\alpha/2$ ” ait effectivement
 une énergie comprise entre E et $E+dE$

E_α = valeur la plus probable de l’énergie
 Γ_α = largeur (à mi-hauteur)
 $\tau_\alpha = \hbar/\Gamma_\alpha$ = durée de vie moyenne

de l’état métastable (résonance)

Interactions et temps caractéristiques

$$\text{intensité interaction} \propto \left| \langle \alpha | H_{\text{int}} | \beta \rangle \right|^2 \propto \omega \propto \Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

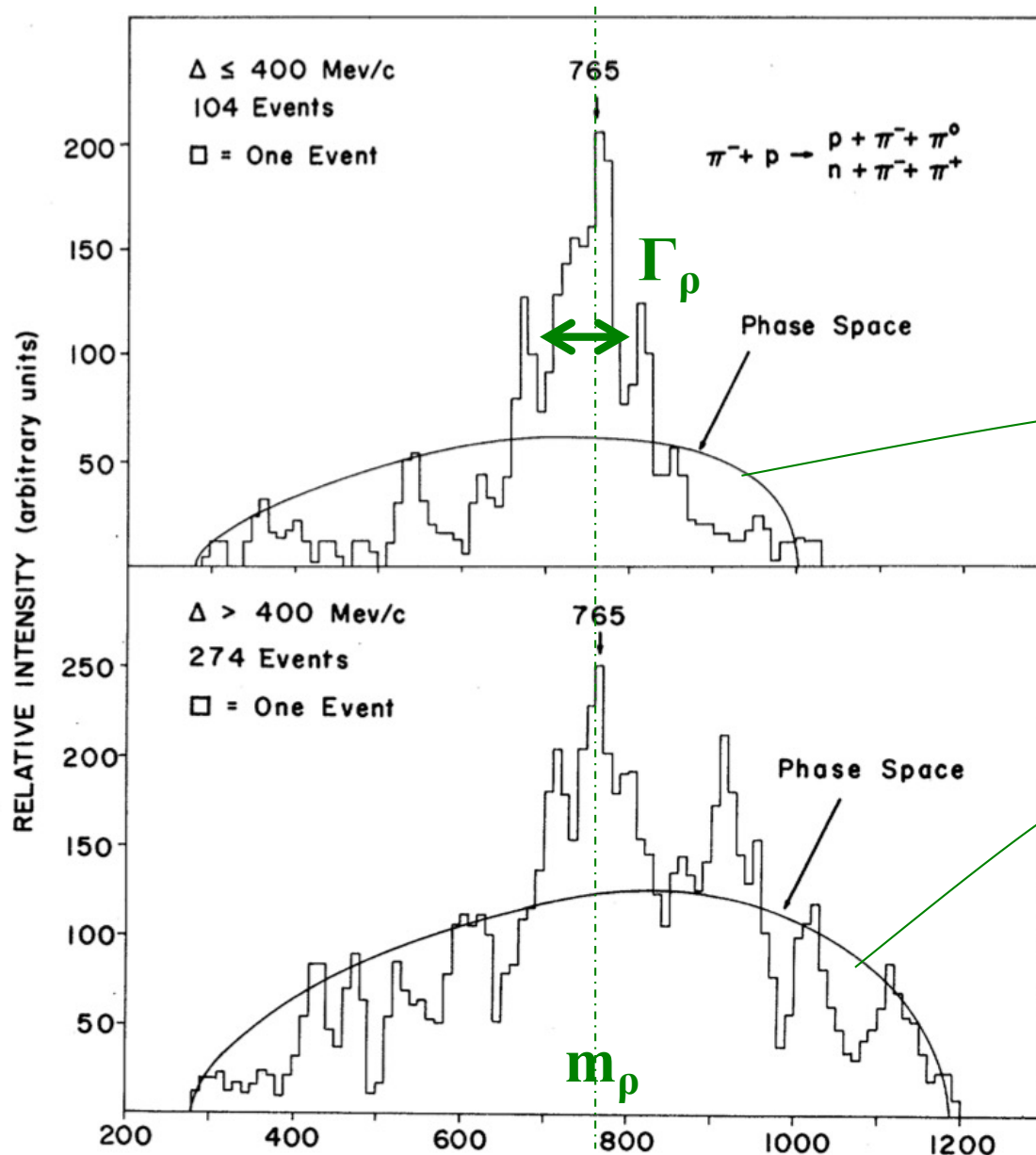
$$\hbar = \frac{\hbar c}{c} \cong \frac{197 \text{ MeV fm}}{3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ MeV s}$$

Interaction	Γ [MeV]	τ [s]	Exemple	
faible	$< 10^{-8}$	$> 10^{-13}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$\tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ $\Gamma = 2.5 \times 10^{-8} \text{ eV}$
é.m.	$< 10^{-1}$	$> 10^{-20}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$ $\Gamma = 7.8 \text{ eV}$
forte	$< 10^3$	$\geq 10^{-24}$	$\rho \rightarrow \pi\pi$	$\tau = 4.4 \times 10^{-24} \text{ s}$ $\Gamma = 151 \text{ MeV}$

Résonance ρ

$$m_\rho c^2 = 770 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_\rho = 151 \text{ MeV}$$



$$\pi^- p \rightarrow \rho^- p$$

$$\hookrightarrow \pi^- \pi^0$$

$$\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$$

$$\hookrightarrow \pi^+ \pi^-$$

Prédiction pour élément
de matrice de transition
constant:

distribution déterminée
par l'espace de phase
uniquement

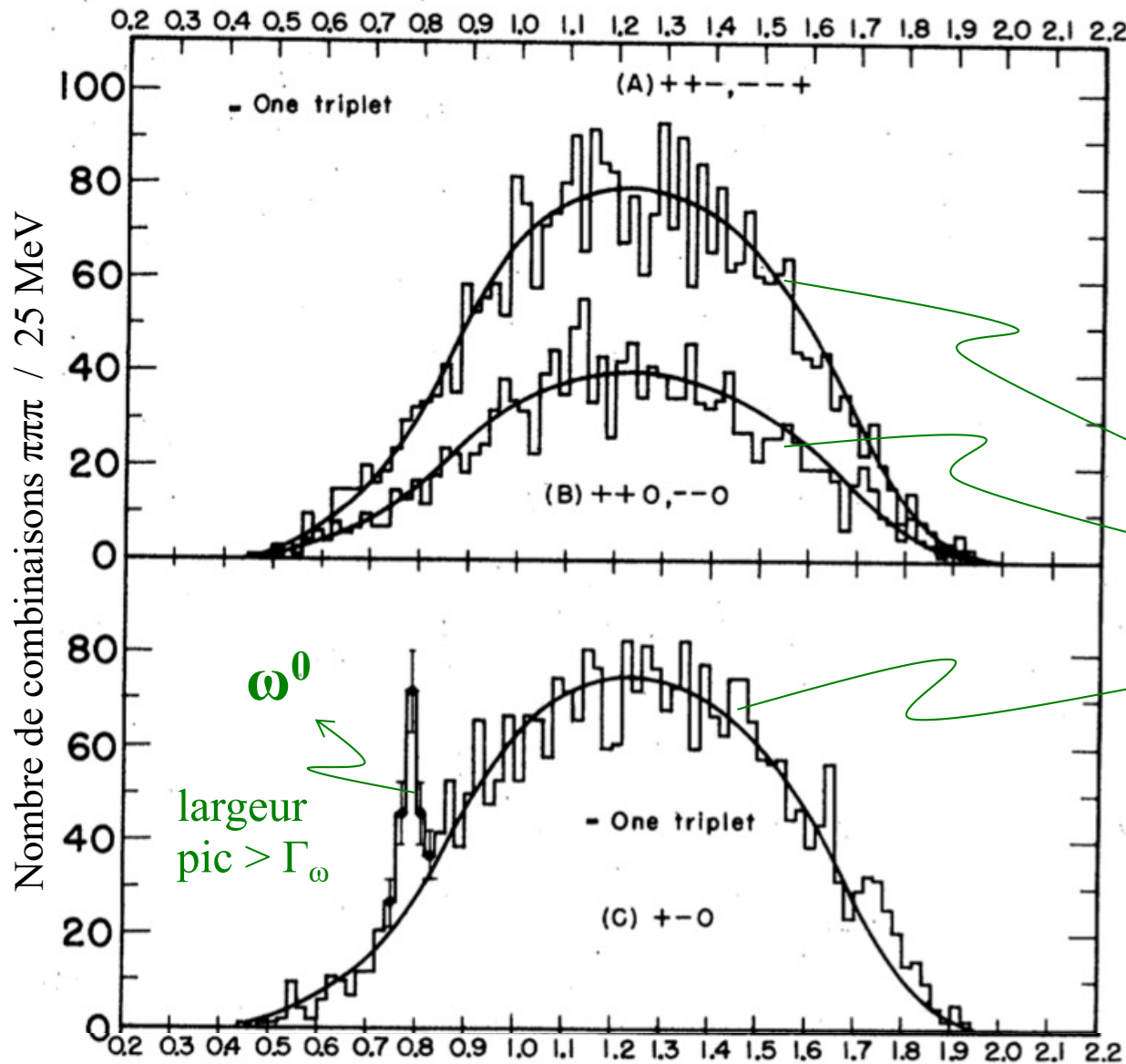
$$m^* = \sqrt{(E_{\pi_1} + E_{\pi_2})^2 - (\vec{p}_{\pi_1} + \vec{p}_{\pi_2})^2} \text{ [MeV]}$$

[Erwin et al,
Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 628]

Résonance ω^0

$$m_{\omega}c^2 = 782 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\omega} = 8 \text{ MeV}$$



$$p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$$

$$p\bar{p} \rightarrow \omega^0\pi^+\pi^-$$

$$\hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$$

$$Q=\pm 1 (\pi^+\pi^+\pi^- \text{ ou } \pi^-\pi^-\pi^+)$$

$$Q=\pm 2 (\pi^+\pi^+\pi^0 \text{ ou } \pi^-\pi^-\pi^0)$$

$$Q=0 (\pi^+\pi^-\pi^0)$$

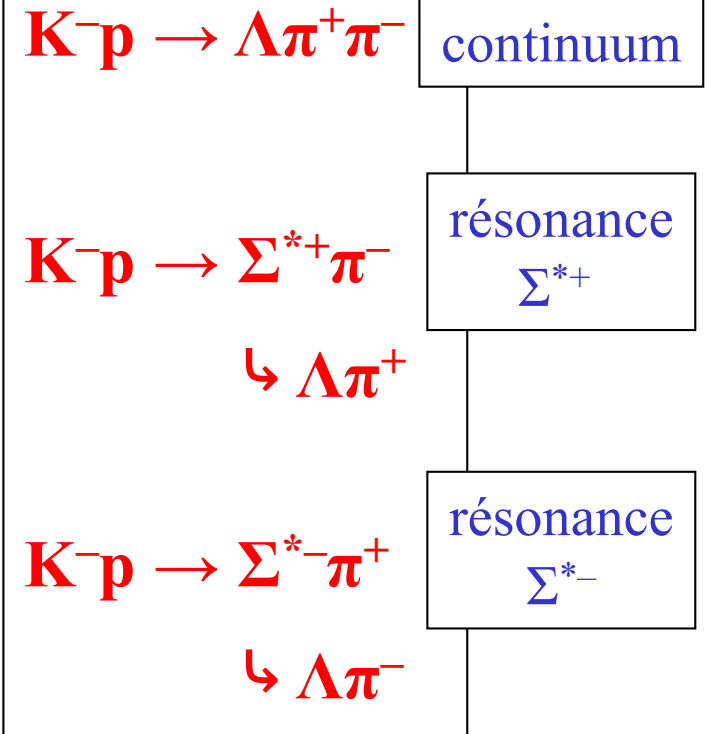
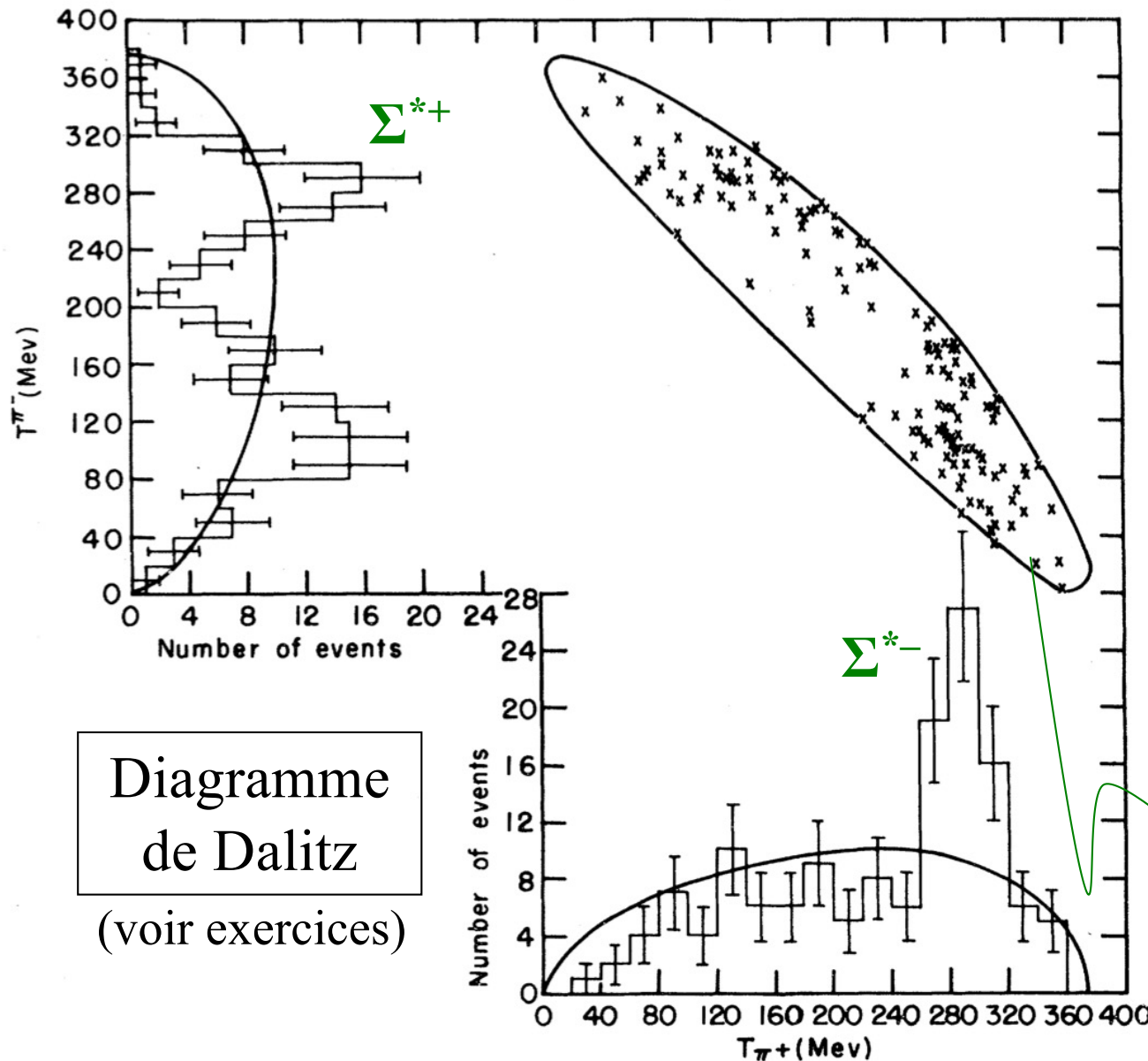
$$m^* = \sqrt{(E_{\pi 1} + E_{\pi 2} + E_{\pi 3})^2 - (\vec{p}_{\pi 1} + \vec{p}_{\pi 2} + \vec{p}_{\pi 3})^2} \text{ [GeV]}$$

[Maglic et al,
Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 178]

Résonance $\Sigma^{*\pm}$

$$m_{\Sigma^*}c^2 = 1383 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\Sigma^*} = 36 \text{ MeV}$$



contour = limite cinématique

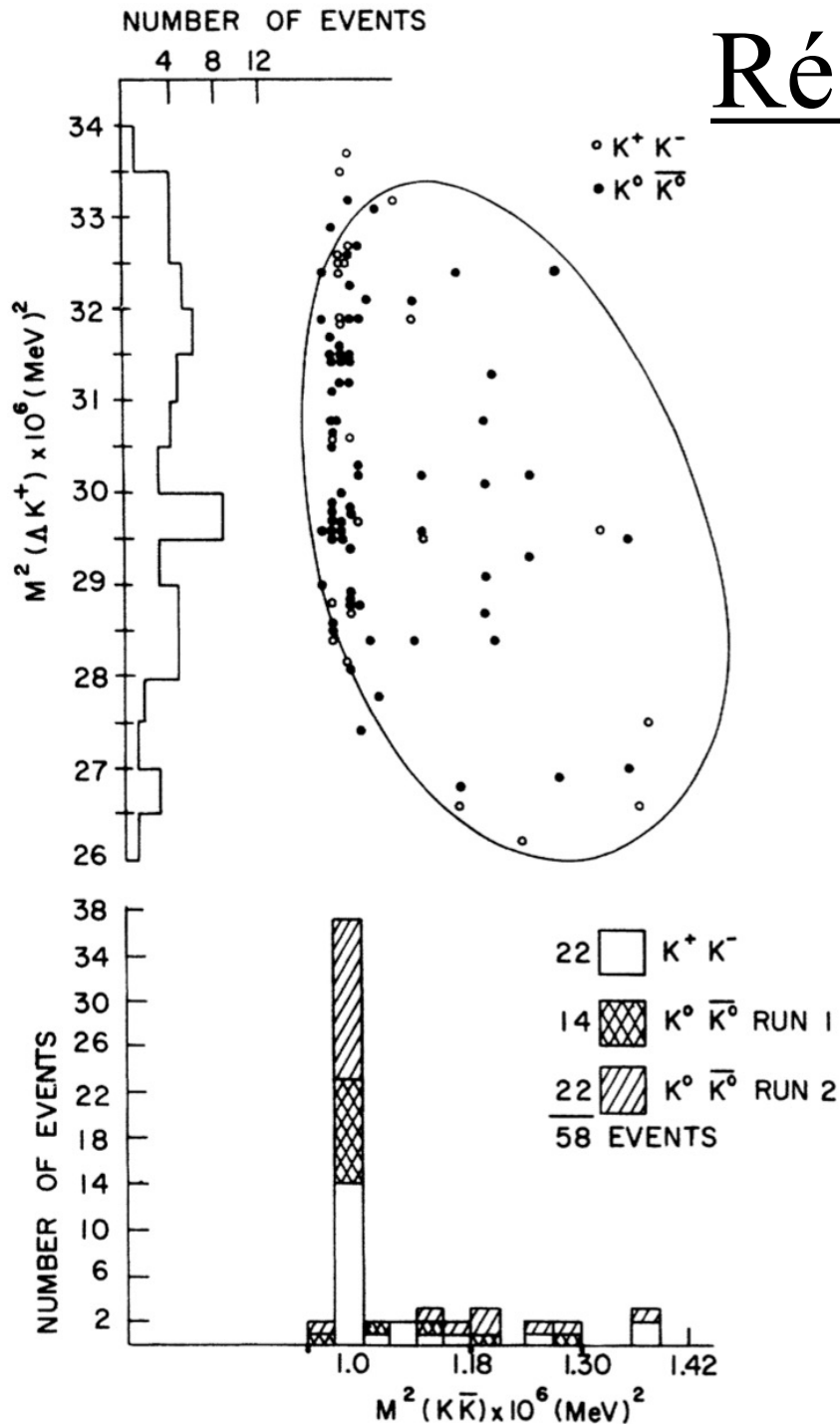
point = mesure effectuée sur un événement

[Alston et al, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 520]

Résonance ϕ

$$m_{\phi}c^2 = 1019 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\phi} = 4 \text{ MeV}$$



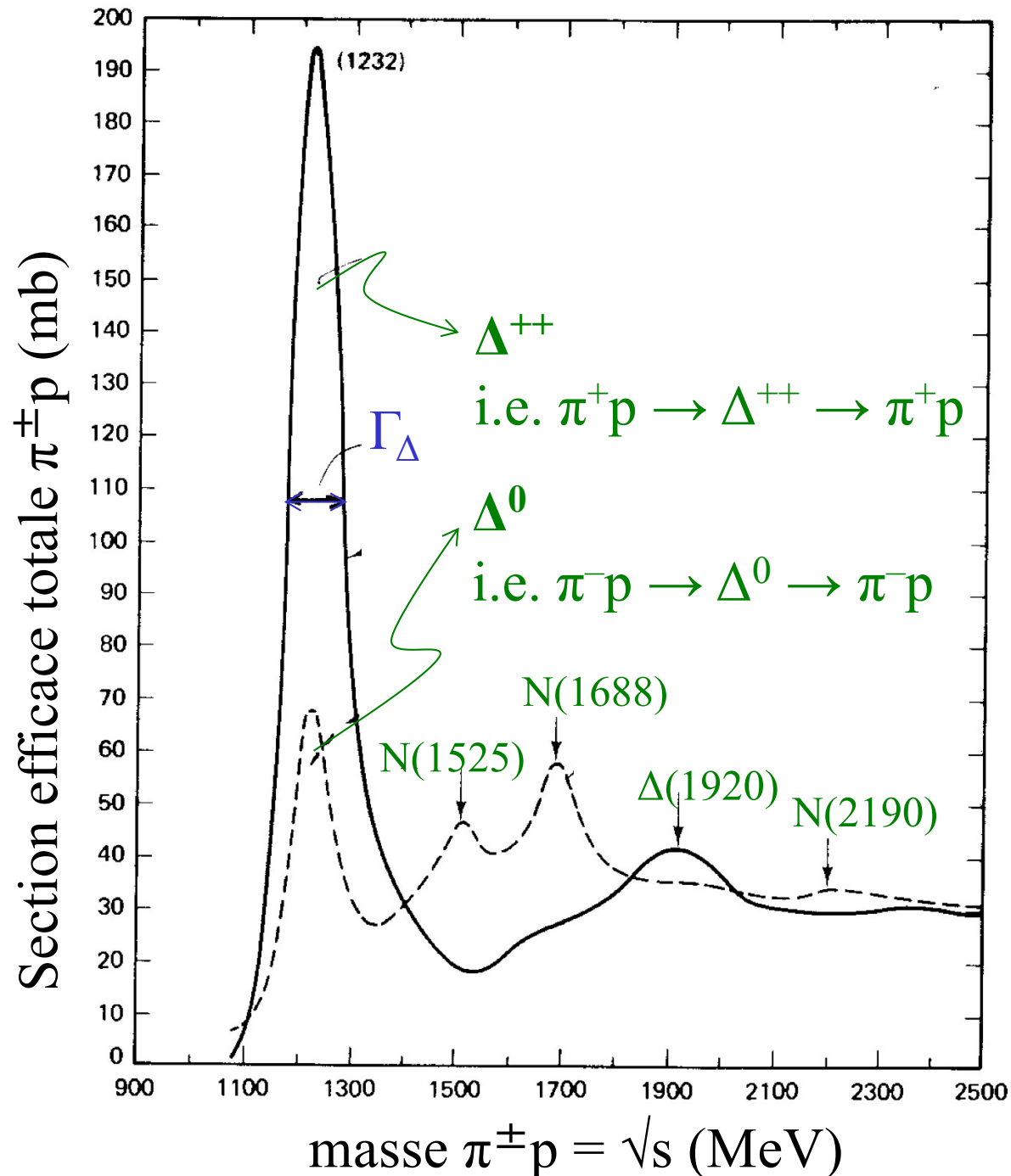
$K^- p \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ ou $\Lambda K^0 \bar{K}^0$

$K^- p \rightarrow \Lambda \phi$

$\hookrightarrow K^+ K^-$ ou $K^0 \bar{K}^0$

[Connolly et al, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 371]

Diffusion pion-nucléon



Plusieurs résonances observées,
certaines dans les deux canaux (Δ),
d'autres pas (N)

Quelques résonances (mésons) ...

• $\pi^\pm$	$1^-(0^-)$	$f_1(1510)$	$0^+(1^{++})$	$\pi_2(2005)$	$1^-(2^{--})$	• $K^\pm$	$1/2(0^-)$	• $D^\pm$	$1/2(0^-)$
• π^0	$1^-(0^{--})$	• $f_2'(1525)$	$0^+(2^{++})$	• $f_2(2010)$	$0^+(2^{++})$	• K^0	$1/2(0^-)$	• D^0	$1/2(0^-)$
• η	$0^+(0^{--})$	$f_2(1565)$	$0^+(2^{++})$	$f_0(2020)$	$0^+(0^{++})$	• K_S^0	$1/2(0^-)$	• $D^*(2007)^0$	$1/2(1^-)$
• $f_0(500)$	$0^+(0^{++})$	$\rho(1570)$	$1^+(1^{--})$	• $f_4(2050)$	$0^+(4^{++})$	• K_L^0	$1/2(0^-)$	• $D^*(2010)^\pm$	$1/2(1^-)$
aka σ ; was $f_0(600)$		$h_1(1595)$	$0^-(1^{++})$	$\pi_2(2100)$	$1^-(2^{--})$	• $K_0^*(700)$	$1/2(0^+)$	• $D_0^*(2300)^0$	$1/2(0^+)$
• $\rho(770)$	$1^+(1^{--})$	• $\pi_1(1600)$	$1^-(1^{++})$	$f_0(2100)$	$0^+(0^{++})$	aka κ ; was $K_0^*(800)$		was $D_0^*(2400)^0$	
• $\omega(782)$	$0^-(1^{--})$	• $a_1(1640)$	$1^-(1^{++})$	$f_2(2150)$	$0^+(2^{++})$	• $K^*(892)$	$1/2(1^-)$	$D_0^*(2300)^\pm$	$1/2(0^+)$
• $\eta(958)$	$0^+(0^{--})$	$f_2(1640)$	$0^+(2^{++})$	$\rho(2150)$	$1^+(1^{--})$	• $K_1(1270)$	$1/2(1^+)$	was $D_0^*(2400)^\pm$	
• $f_0(980)$	$0^+(0^{++})$	• $\eta_2(1645)$	$0^+(2^{--})$	• $\phi(2170)$	$0^-(1^{--})$	• $K_1(1400)$	$1/2(1^+)$	• $D_1(2420)^0$	$1/2(1^+)$
• $a_0(980)$	$1^-(0^{++})$	• $\omega(1650)$	$0^-(1^{--})$	$f_0(2200)$	$0^+(0^{++})$	• $K^*(1410)$	$1/2(1^-)$	$D_1(2420)^\pm$	$1/2(?)^?$
• $\phi(1020)$	$0^-(1^{--})$	• $\omega_3(1670)$	$0^-(3^{--})$	$f_J(2220)$	$0^+(2^{++})$ or 4^{++}	• $K_0^*(1430)$	$1/2(0^+)$	$D_1(2430)^0$	$1/2(1^+)$
• $h_1(1170)$	$0^-(1^{++})$	• $\pi_2(1670)$	$1^-(2^{--})$	$\eta(2225)$	$0^+(0^{--})$	• $K_2^*(1430)$	$1/2(2^+)$	$D_2^*(2460)^0$	$1/2(2^+)$
• $b_1(1235)$	$1^+(1^{++})$	• $\phi(1680)$	$0^-(1^{--})$	$\rho_3(2250)$	$1^+(3^{--})$	$K(1460)$	$1/2(0^-)$	• $D_2^*(2460)^\pm$	$1/2(2^+)$
• $a_1(1260)$	$1^-(1^{++})$	• $\rho_3(1690)$	$1^+(3^{--})$	• $f_2(2300)$	$0^+(2^{++})$	$K_2(1580)$	$1/2(2^-)$	• $D_2^*(2460)^\pm$	$1/2(2^+)$
• $f_2(1270)$	$0^+(2^{++})$	• $\rho(1700)$	$1^+(1^{--})$	$f_4(2300)$	$0^+(4^{++})$	$K(1630)$	$1/2(?)^?$	$D(2550)^0$	$1/2(?)^?$
• $f_1(1285)$	$0^+(1^{++})$	• $a_2(1700)$	$1^-(2^{++})$	$f_0(2330)$	$0^+(0^{++})$	$K_1(1650)$	$1/2(1^+)$	$D_f^*(2600)$	$1/2(?)^?$
• $\eta(1295)$	$0^+(0^{--})$	• $f_0(1710)$	$0^+(0^{++})$	• $f_2(2340)$	$0^+(2^{++})$	• $K^*(1680)$	$1/2(1^-)$	was $D(2600)$	
• $\pi(1300)$	$1^-(0^{--})$	$\eta(1760)$	$0^+(0^{--})$	$\rho_5(2350)$	$1^+(5^{--})$	• $K_2(1770)$	$1/2(2^-)$	$D^*(2640)^\pm$	$1/2(?)^?$
• $a_2(1320)$	$1^-(2^{++})$	• $\pi(1800)$	$1^-(0^{--})$	$f_6(2510)$	$0^+(6^{++})$	• $K_3^*(1780)$	$1/2(3^-)$	$D(2740)^0$	$1/2(?)^?$
• $f_0(1370)$	$0^+(0^{++})$	$f_2(1810)$	$0^+(2^{++})$			• $K_2(1820)$	$1/2(2^-)$	$D_3^*(2750)$	$1/2(3^-)$
• $\pi_1(1400)$	$1^-(1^{--})$	$X(1835)$	$?^?(0^{--})$			$K(1830)$	$1/2(0^-)$	$D(3000)^0$	$1/2(?)^?$
• $\eta(1405)$	$0^+(0^{--})$	• $\phi_3(1850)$	$0^-(3^{--})$			$K_0^*(1950)$	$1/2(0^+)$		
• $h_1(1415)$	$0^-(1^{++})$	• $\eta_2(1870)$	$0^+(2^{--})$			$K_2^*(1980)$	$1/2(2^+)$	• $D_s^\pm$	$0(0^-)$
was $h_1(1380)$		• $\pi_2(1880)$	$1^-(2^{--})$			• $K_4^*(2045)$	$1/2(4^+)$	• $D_s^{*\pm}$	$0(?)^?$
$a_1(1420)$	$1^-(1^{++})$	$\rho(1900)$	$1^+(1^{--})$			$K_2(2250)$	$1/2(2^-)$	• $D_{s0}^*(2317)^\pm$	$0(0^+)$
• $f_1(1420)$	$0^+(1^{++})$	$f_2(1910)$	$0^+(2^{++})$			$K_3(2320)$	$1/2(3^+)$	• $D_{s1}(2460)^\pm$	$0(1^+)$
• $\omega(1420)$	$0^-(1^{--})$	$a_0(1950)$	$1^-(0^{++})$			$K_3^*(2380)$	$1/2(5^-)$	• $D_{s1}(2536)^\pm$	$0(1^+)$
$f_2(1430)$	$0^+(2^{++})$	• $f_2(1950)$	$0^+(2^{++})$			$K_4(2500)$	$1/2(4^-)$	• $D_{s2}^*(2573)$	$0(2^+)$
• $a_0(1450)$	$1^-(0^{++})$	• $a_4(1970)$	$1^-(4^{++})$			$K(3100)$	$?^?(?)^?$	• $D_{s1}^*(2700)^\pm$	$0(1^-)$
• $\rho(1450)$	$1^+(1^{--})$	was $a_4(2040)$						$D_{s1}^*(2860)^\pm$	$0(1^-)$
• $\eta(1475)$	$0^+(0^{--})$	$\rho_3(1990)$	$1^+(3^{--})$					$D_{s3}^*(2860)^\pm$	$0(3^-)$
• $f_0(1500)$	$0^+(0^{++})$							$D_{sJ}(3040)^\pm$	$0(?)^?$

• Indicates established particles.

Quelques résonances (baryons) ...

p	$1/2^+$	****	$\Delta(1232)$	$3/2^+$	****	Λ	$1/2^+$	****	Σ^+	$1/2^+$	****	$\Sigma(2620)$	**
n	$1/2^+$	****	$\Delta(1600)$	$3/2^+$	****	$\Lambda(1405)$	$1/2^-$	****	Σ^0	$1/2^+$	****	$\Sigma(3000)$	*
$N(1440)$	$1/2^+$	****	$\Delta(1620)$	$1/2^-$	****	$\Lambda(1520)$	$3/2^-$	****	Σ^-	$1/2^+$	****	$\Sigma(3170)$	*
$N(1520)$	$3/2^-$	****	$\Delta(1700)$	$3/2^-$	****	$\Lambda(1600)$	$1/2^+$	***	$\Sigma(1385)$	$3/2^+$	****		
$N(1535)$	$1/2^-$	****	$\Delta(1750)$	$1/2^+$	*	$\Lambda(1670)$	$1/2^-$	****	$\Sigma(1480)$		*		
$N(1650)$	$1/2^-$	****	$\Delta(1900)$	$1/2^-$	***	$\Lambda(1690)$	$3/2^-$	****	$\Sigma(1560)$		**	Ξ^0	$1/2^+$ ****
$N(1675)$	$5/2^-$	****	$\Delta(1905)$	$5/2^+$	****	$\Lambda(1710)$	$1/2^+$	*	$\Sigma(1580)$	$3/2^-$	*	Ξ^-	$1/2^+$ ****
$N(1680)$	$5/2^+$	****	$\Delta(1910)$	$1/2^+$	****	$\Lambda(1800)$	$1/2^-$	***	$\Sigma(1620)$	$1/2^-$	*	$\Xi(1530)$	$3/2^+$ ****
$N(1700)$	$3/2^-$	***	$\Delta(1920)$	$3/2^+$	***	$\Lambda(1810)$	$1/2^+$	***	$\Sigma(1620)$			$\Xi(1620)$	*
$N(1710)$	$1/2^+$	****	$\Delta(1930)$	$5/2^-$	***	$\Lambda(1820)$	$5/2^+$	****	$\Sigma(1660)$	$1/2^+$	***	$\Xi(1690)$	***
$N(1720)$	$3/2^+$	****	$\Delta(1940)$	$3/2^-$	**	$\Lambda(1830)$	$5/2^-$	****	$\Sigma(1670)$	$3/2^-$	****	$\Xi(1820)$	$3/2^-$ ***
$N(1860)$	$5/2^+$	**	$\Delta(1950)$	$7/2^+$	****	$\Lambda(1890)$	$3/2^+$	****	$\Sigma(1670)$			$\Xi(1950)$	***
$N(1875)$	$3/2^-$	***	$\Delta(2000)$	$5/2^+$	**	$\Lambda(2000)$		*	$\Sigma(1690)$		**	$\Xi(2030)$	$\frac{5}{2}^?$ ***
$N(1880)$	$1/2^+$	***	$\Delta(2150)$	$1/2^-$	*	$\Lambda(2020)$	$7/2^+$	*	$\Sigma(1730)$	$3/2^+$	*	$\Xi(2120)$	*
$N(1895)$	$1/2^-$	****	$\Delta(2200)$	$7/2^-$	***	$\Lambda(2050)$	$3/2^-$	*	$\Sigma(1750)$	$1/2^-$	***	$\Xi(2250)$	**
$N(1900)$	$3/2^+$	****	$\Delta(2300)$	$9/2^+$	**	$\Lambda(2100)$	$7/2^-$	****	$\Sigma(1770)$	$1/2^+$	*	$\Xi(2370)$	**
$N(1990)$	$7/2^+$	**	$\Delta(2350)$	$5/2^-$	*	$\Lambda(2110)$	$5/2^+$	***	$\Sigma(1775)$	$5/2^-$	****	$\Xi(2500)$	*
$N(2000)$	$5/2^+$	**	$\Delta(2390)$	$7/2^+$	*	$\Lambda(2325)$	$3/2^-$	*	$\Sigma(1840)$	$3/2^+$	*		
$N(2040)$	$3/2^+$	*	$\Delta(2400)$	$9/2^-$	**	$\Lambda(2350)$	$9/2^+$	***	$\Sigma(1880)$	$1/2^+$	**		
$N(2060)$	$5/2^-$	***	$\Delta(2420)$	$11/2^+$	****	$\Lambda(2585)$		**	$\Sigma(1900)$	$1/2^-$	*		
$N(2100)$	$1/2^+$	***	$\Delta(2750)$	$13/2^-$	**				$\Sigma(1915)$	$5/2^+$	****	Ω^-	$3/2^+$ ****
$N(2120)$	$3/2^-$	***	$\Delta(2950)$	$15/2^+$	**				$\Sigma(1940)$	$3/2^+$	*	$\Omega(2012)$	$?^-$ ***
$N(2190)$	$7/2^-$	****							$\Sigma(1940)$	$3/2^-$	***	$\Omega(2250)$	***
$N(2220)$	$9/2^+$	****							$\Sigma(2000)$	$1/2^-$	*	$\Omega(2380)$	**
$N(2250)$	$9/2^-$	****							$\Sigma(2030)$	$7/2^+$	****	$\Omega(2470)$	**
$N(2300)$	$1/2^+$	**							$\Sigma(2070)$	$5/2^+$	*		
$N(2570)$	$5/2^-$	**							$\Sigma(2080)$	$3/2^+$	**		
$N(2600)$	$11/2^-$	***							$\Sigma(2100)$	$7/2^-$	*		
$N(2700)$	$13/2^+$	**							$\Sigma(2250)$		***		
									$\Sigma(2455)$		**		

**** Existence is certain, and properties are at least fairly explored.

*** Existence ranges from very likely to certain, but further confirmation is desirable and/or quantum numbers, branching fractions, etc. are not well determined.

** Evidence of existence is only fair.

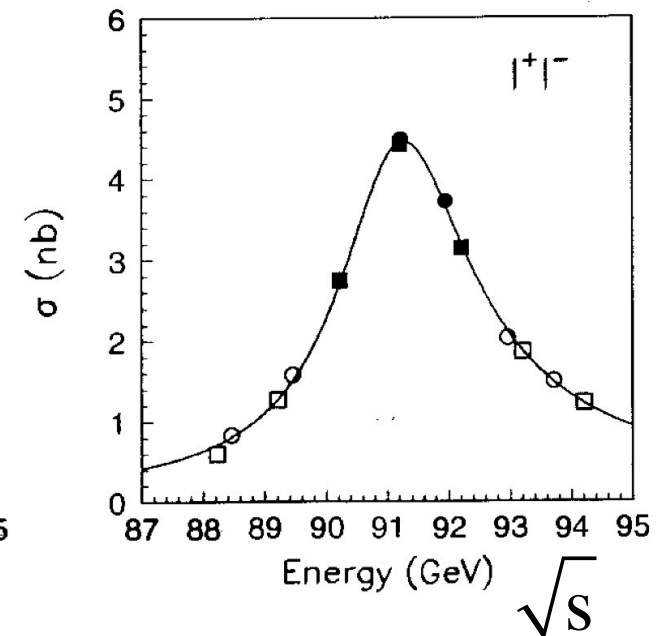
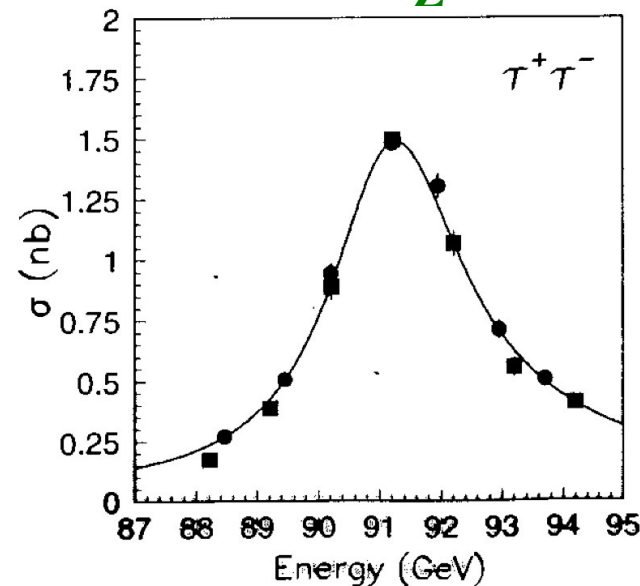
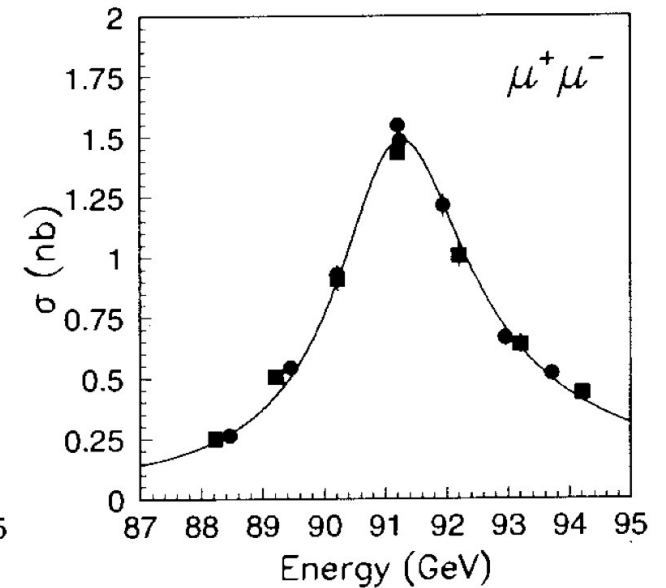
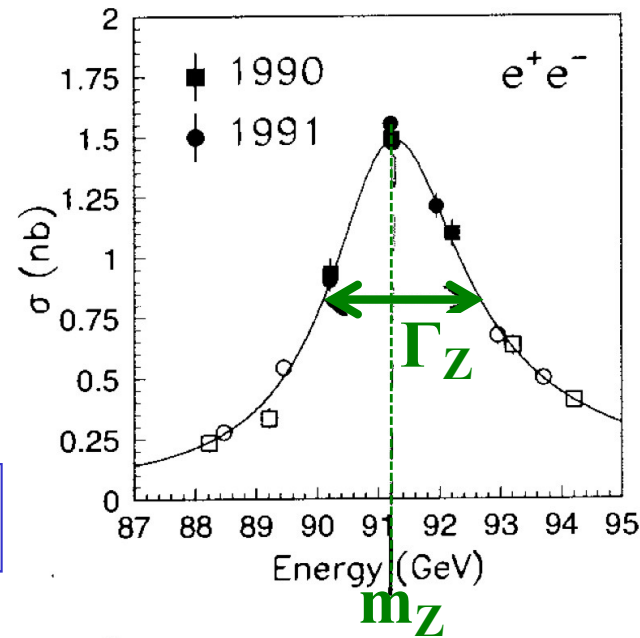
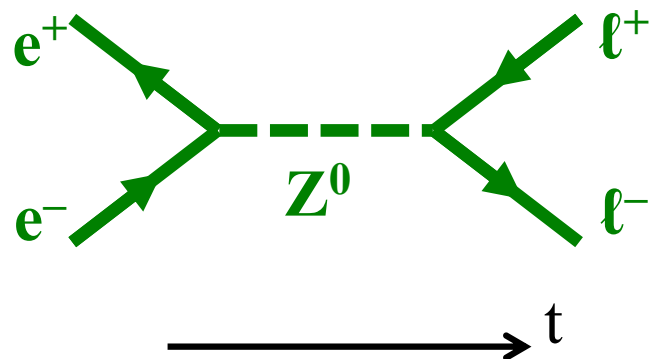
* Evidence of existence is poor.

etc ...

Résonance Z^0

Production de
bosons Z^0 au LEP
(Large Electron
Positron collider)

$$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-, \ell = e, \mu, \tau$$



Chapitre 7: Nombres quantiques et lois de conservation

- Lois de conservation
- Moment cinétique, spin, parité
- Isospin
- Charges baryonique et leptoniques
- Charge d'étrangeté
- Classification des hadrons

Lois de conservation

	Transformations ou symétries	Quantités conservées (si invariance respectée)	Interactions		
			forte	é.m	faible
Symétries continues Quantités additives	Translations espace-temps	Energie-impulsion	oui	oui	oui
	Rotations espace-temps	Moment cinétique	oui	oui	oui
	Rotations espace isospin	Isospin	oui	non	non
	Transformations de jauge	Charge électrique	oui	oui	oui
		Charge baryonique	oui	oui	oui
		Charges leptoniques	oui	oui	oui
		Charges d'étrangeté, ...	oui	oui	non
Symétries discrètes Quantités multiplicatives	P = inversion d'espace	Parité $P = \pm 1$	oui	oui	non
	C = conjugaison de charge	$C = \pm 1$	oui	oui	non
	CP	$CP = \pm 1$	oui	oui	presque
	T = renversement du temps	—	oui	oui	presque
	CPT	—	oui	oui	oui

?
?

Conservation du moment cinétique et de la parité dans un processus $1+2 \rightarrow 3+4$

- **Conservation du moment cinétique total**

$$\vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{L}_{12} = \vec{J}_3 + \vec{J}_4 + \vec{L}_{34}$$

Attention:

composition vectorielle
des moments cinétiques

- J_i = spin de la particule i (entier ou demi-entier)
- L_{ij} = moment cinétique orbital relatif entre les particules i et j (entier)

- **Conservation de la parité,
seulement si interaction forte ou é.m., par si interaction faible**

$$P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^{L_{12}} = P_3 \cdot P_4 \cdot (-1)^{L_{34}}$$

Attention: les parités
sont multiplicatives

- P_i = parité intrinsèque de la particule i (+1 ou -1)
- L_{ij} = moment cinétique orbital relatif entre les particules i et j (entier)

Se généralise pour un processus avec un nombre quelconque de particules dans l'état final ou pour une désintégration

Spin = moment cinétique intrinsèque

- Chaque particule a un moment **cinétique intrinsèque J (= spin)**
 - contrairement au moment cinétique orbital L qui prend des valeurs entières (en unités de $\hbar$), le spin J peut être demi-entier ou entier
- **Fermions $\Leftrightarrow$ J demi-entier**
 - leptons et quarks: $J = 1/2$
 - baryons: $J = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ [par exemple $J_p = J_n = 1/2$]
- **Bosons $\Leftrightarrow$ J entier**
 - boson de Higgs H: $J = 0$
 - bosons d'échange ($\gamma, Z^0, W^\pm$, gluons): $J = 1$
 - mésons: $J = 0, 1, 2, 3, \dots$ [par exemple $J_\pi = 0$]

En mécanique quantique, deux particules identiques sont indistinguables. L'état quantique d'un système de deux particules identiques doit être soit antisymétrique (cas des fermions) soit symétrique (cas des bosons) sous l'échange des deux particules.

Parité intrinsèque

- Chaque hadron possède une **parité intrinsèque P ($= \pm 1$)** qui décrit la manière dont son état quantique propre (au repos) se transforme sous une inversion d'espace
 - Exemples:
 - proton, neutron: $P_p = P_n = +1$
 - pion: $P_\pi = -1$
- Spin et parité intrinsèques sont souvent donnés ensemble et notés J^P
 - Exemples:
 - proton, neutron: $J^P = \frac{1}{2}^+$
 - pion: $J^P = 0^-$

Nomenclature pour les mésons

$J^P = 0^-$	pseudo-scalaire
$J^P = 0^+$	scalaire
$J^P = 1^-$	vecteur
$J^P = 1^+$	pseudo-vecteur

Parité orbitale en mécanique quantique

- Inversion d'espace: opérateur $\mathbf{P}$

$$\begin{array}{ll}\psi(\vec{r}) \rightarrow \psi(-\vec{r}) & \text{fonction d'onde} \\ |\psi\rangle \rightarrow \mathbf{P}|\psi\rangle & \text{"ket"} \\ \mathbf{P}^2|\psi\rangle = |\psi\rangle & \Rightarrow \text{valeurs propres} = \pm 1\end{array}$$

- Conservation de la parité $\Leftrightarrow [\mathbf{P}, \mathbf{H}] = 0$ ($\mathbf{H}$ = Hamiltonien)
- Cas d'une particule (relative) dans un potentiel central:
 - conservation du moment cinétique $\Leftrightarrow [\mathbf{L}_x, \mathbf{H}] = [\mathbf{L}_y, \mathbf{H}] = [\mathbf{L}_z, \mathbf{H}] = 0$

- Les états propres simultanés de $\mathbf{H}$, $\mathbf{L}^2$ et $\mathbf{L}_z$, de moment cinétique ℓ

$$\psi_{n\ell m}(\vec{r}) = R_{n\ell}(r)Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) \quad \text{où } (r, \theta, \varphi) = \text{coordonnées sphériques}$$

sont aussi états propres de $\mathbf{P}$, pour la valeur propre $(-1)^{\ell}$:

$$\begin{aligned}\mathbf{P} \psi_{n\ell m}(\vec{r}) &= \psi_{n\ell m}(-\vec{r}) = R_{n\ell}(r)Y_{\ell}^m(\pi - \theta, \varphi + \pi) \\ &= R_{n\ell}(r) (-1)^{\ell} Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) = (-1)^{\ell} \psi_{n\ell m}(\vec{r})\end{aligned}$$

$$\mathbf{P} = (-1)^{\ell}$$