

CHAMPS & PARTICULES

VERS LE « MODÈLE STANDARD »

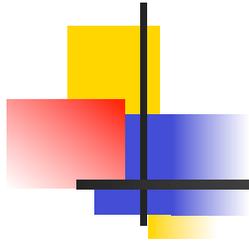


Alain Bouquet

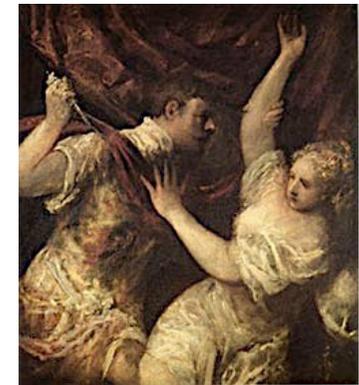
Laboratoire AstroParticule & Cosmologie

Université Denis Diderot Paris 7, CNRS, Observatoire de Paris & CEA





LA VIOLATION DE LA PARITÉ



La parité

- La symétrie **P**

- $\mathbf{P} : \{x, y, z\} \rightarrow \{-x, -y, -z\}$
- $\{x, y\} \rightarrow \{-x, -y\} \Leftrightarrow$ rotation de 180° autour de l'axe z
- \rightarrow parité $\Leftrightarrow z \rightarrow -z \Leftrightarrow$ réflexion dans un miroir



- Quantiquement $\mathbf{P} |x, y, z\rangle = |-x, -y, -z\rangle$

- $\mathbf{P}^2 = \mathbf{I} \Rightarrow$ valeurs propres $p = \pm 1 \Rightarrow$ vecteurs propres de parités $+1$ ou -1

- exemple : état $|l, m\rangle \Rightarrow \mathbf{P} |l, m\rangle = (-1)^l |l, m\rangle$

- La parité est un nombre quantique multiplicatif $p(1, 2) = p(1) \times p(2)$ (Wigner 1928)

- Théorie quantique des champs

- parité du vide $\mathbf{P} |\emptyset\rangle = |\emptyset\rangle$
- parité des opérateurs \mathbf{a} et \mathbf{a}^\dagger : $\mathbf{P}\mathbf{a}\mathbf{P}^\dagger = \pm \mathbf{a}$ selon le cas (champs de parité $+1$ ou -1)
- \Leftrightarrow parité des « particules » correspondantes
- \rightarrow vocabulaire évoquant des neutrinos « gauches » et des antineutrinos « droits »

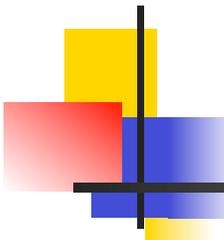
Extrait de la table des mésons légers

spin
parité
conj. charge

nom(masse)

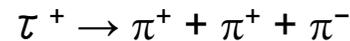
isospin

$n^{2s+1}\ell_J$	J^{PC}	$I = 1$ $u\bar{d}, \bar{u}d, \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$	$I = \frac{1}{2}$ $u\bar{s}, d\bar{s}; \bar{d}s, -\bar{u}s$	$I = 0$ f'	$I = 0$ f
1^1S_0	0^{++}	π	K	η	$\eta'(958)$
1^3S_1	1^{--}	$\rho(770)$	$K^*(892)$	$\phi(1020)$	$\omega(782)$
1^1P_1	1^{+-}	$b_1(1235)$	K_{1B}^\dagger	$h_1(1380)$	$h_1(1170)$
1^3P_0	0^{++}	$a_0(1450)$	$K_0^*(1430)$	$f_0(1710)$	$f_0(1370)$
1^3P_1	1^{++}	$a_1(1260)$	K_{1A}^\dagger	$f_1(1420)$	$f_1(1285)$
1^3P_2	2^{++}	$a_2(1320)$	$K_2^*(1430)$	$f_2'(1525)$	$f_2(1270)$
1^1D_2	2^{-+}	$\pi_2(1670)$	$K_2(1770)^\dagger$	$\eta_2(1870)$	$\eta_2(1645)$
1^3D_1	1^{--}	$\rho(1700)$	$K^*(1680)$		$\omega(1650)$
1^3D_2	2^{--}		$K_2(1820)$		
1^3D_3	3^{--}	$\rho_3(1690)$	$K_3^*(1780)$	$\phi_3(1850)$	$\omega_3(1670)$
1^3F_4	4^{++}	$a_4(2040)$	$K_4^*(2045)$		$f_4(2050)$
1^3G_5	5^{--}	$\rho_5(2350)$	$K_5^*(2380)$		
1^3H_6	6^{++}	$a_6(2450)$			$f_6(2510)$
2^1S_0	0^{-+}	$\pi(1300)$	$K(1460)$	$\eta(1475)$	$\eta(1295)$
2^3S_1	1^{--}	$\rho(1450)$	$K^*(1410)$	$\phi(1680)$	$\omega(1420)$

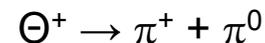


Les kaons chargés et le puzzle tau-theta

- Powell (1949) : observation dans les rayons cosmiques d'une particule chargée donnant 3 pions



- Puis observation ultérieure d'une particule chargée donnant 2 pions



- Dalitz (1953), Chinowsky et Steinberger (1954) : le pion a une parité intrinsèque -1 (*pseudo-scalaire*)
- \Rightarrow parité du $\tau^+ = -1$ et parité du $\Theta^+ = +1$
- \Rightarrow **particules différentes** bien que leurs masses soient quasi-identiques (~ 500 MeV)

- *À moins que la parité ne soit pas conservée par interaction faible*

$$\Rightarrow \tau^+ = \Theta^+ = K^+$$

1956: la violation de la parité

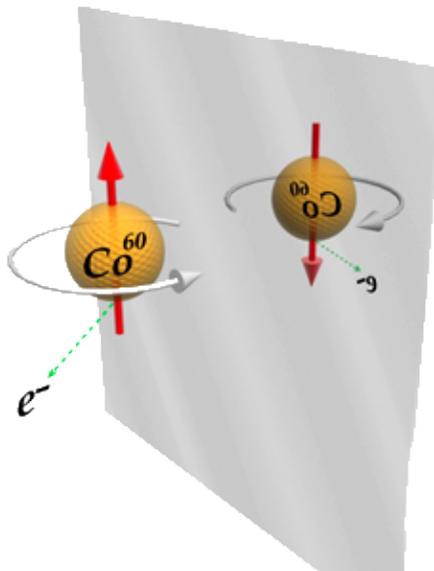
■ Tsung-Dao Lee et Chen-Nin Yang

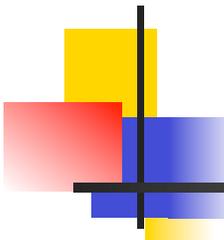
- les expériences démontrent la conservation de la parité dans l'interaction forte et dans l'interaction électromagnétique
- mais il n'existe **aucune** preuve expérimentale de la conservation de la parité dans l'interaction faible
- ➡ proposition d'expériences pour la démontrer – ou l'infirmier



■ Chien-Shiung Wu

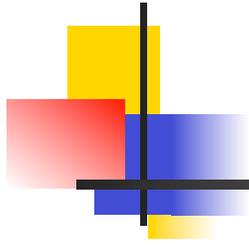
- désintégration β du cobalt 60 (spin 5) en nickel 60 (spin 4) *excité* ($\rightarrow 2 \gamma$)
- champ magnétique \Rightarrow alignement des spins des atomes de cobalt à très basse température (alignement de 60% à 10 mK)
- Inversion du champ magnétique \Leftrightarrow expérience miroir
- observations :
 - les γ sont émis de manière **isotrope**
 - les électrons sont préférentiellement émis dans la direction **opposée au spin du noyau** de cobalt
- ➡ conservation de la parité dans l'interaction électromagnétique
- ➡ **violation maximale de la parité dans l'interaction faible**
- ➡ confirmation immédiate dans les désintégrations des muons





Autres bizarreries des kaons

- Il y a – expérimentalement – deux types de kaons neutres
 - $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (ou $\pi^0 \pi^0$) demi-vie 9×10^{-11} s ($\rightarrow K^0_S$)
 - $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (ou $\pi^0 \pi^0 \pi^0$) demi-vie 5×10^{-8} s ($\rightarrow K^0_L$)
 - demi-vies différentes \Rightarrow ce ne sont pas les antiparticules les uns des autres, alors?
- Gell-Mann et Pais (1955)
 - il existe un K^0 d'étrangeté $S = +1$ état propre pour l'interaction forte
 - et son antiparticule \check{K}^0 d'étrangeté $S = -1$ état propre pour l'interaction forte
 - mais les états propres pour l'interaction **faible** sont les combinaisons linéaires orthogonales
$$|K^0_S\rangle = |K^0\rangle + |\check{K}^0\rangle \quad \text{et} \quad |K^0_L\rangle = |K^0\rangle - |\check{K}^0\rangle$$
 - la combinaison $|K^0_S\rangle$ se désintègre en 2 pions
 - la combinaison $|K^0_L\rangle$ ne le peut pas (car cela violerait **CP**) \rightarrow désintégration lente en 3 pions
- Sauf que...
 - il arrive – **dans 0.2 % des cas** – qu'un $|K^0_L\rangle$ se désintègre en 2 pions (Cronin et Fitch 1964)
 \rightarrow l'interaction faible viole (très faiblement) la symétrie **CP**
 - une des conséquences de cet écart est la domination de la matière sur l'antimatière



INTERACTION FAIBLE

Chiralité et théorie V-A

- La théorie de Fermi de l'interaction faible, fondée sur le couplage de 4 fermions

$$\mathcal{L}_{int} = G_F \psi^* \gamma_\mu \psi \psi^* \gamma_\mu \psi$$

- pour la désintégration $n \rightarrow pe \nu$ avait été étendue aux désintégrations $\pi \rightarrow \mu \nu$, $\mu \rightarrow e \nu \nu$
- \Rightarrow couplage G_F presque identique dans les 3 cas \Leftrightarrow **universalité de l'interaction faible**

- *Pour les désintégrations $K \rightarrow \pi\pi$ et $\Lambda \rightarrow pe \nu$ le couplage était plus faible d'un facteur 4-5*

- Découverte de la **violation de la parité** par interaction faible

- \Leftrightarrow l'interaction faible ne couple que les fermions de **chiralité gauche**

- **Chiralité ?**

- Matrices de Dirac $\gamma_\mu \rightarrow \gamma_5 = i \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

- les combinaisons $[1 \pm \gamma_5]$ sont des projecteurs
- $[1 - \gamma_5] \psi = 2 \psi_L$ chiralité gauche
- $[1 + \gamma_5] \psi = 2 \psi_R$ chiralité droite

Parité : $\psi_L \leftrightarrow \psi_R$

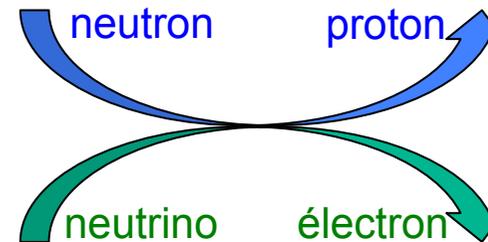
Chiralité et théorie V-A

- Violation de la parité \Rightarrow modification « simple » de la théorie de Fermi (Marshak et Sudarshan 1958, Gell-Mann et Feynman 1958)

$$\mathcal{L}_{int} = G_F \psi^* \gamma_\mu \psi \psi^* \gamma_\mu \psi \quad \Rightarrow \quad \mathcal{L}_{int} = G_F \psi^* \gamma_\mu [1 - \gamma_5] \psi \psi^* \gamma_\mu [1 - \gamma_5] \psi$$

- \Leftrightarrow interaction de deux courants

- par ex. hadronique $\psi_n^* \gamma_\mu [1 - \gamma_5] \psi_p$
- et leptonique $\psi_e^* \gamma_\mu [1 - \gamma_5] \psi_\nu$
- [ou deux leptoniques pour $\mu \rightarrow e \nu \nu$]



- chacun ayant une partie « vectorielle » en γ_μ et une partie « axiale » en $\gamma_\mu \gamma_5$

- Petite complication

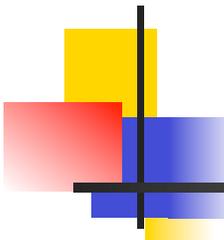
- les deux parties du courant *hadronique* n'ont pas exactement le même poids
- $\Rightarrow \psi_n^* \gamma_\mu [g_V - g_A \gamma_5] \psi_p$
- avec $g_V \sim 1.0$ et $g_A \sim 1.25$

Nicola Cabibbo



- L'universalité de l'interaction faible n'était pas parfaite
 - le couplage des hadrons non-étranges était de 3% inférieur à celui des leptons
 - *mais* le couplage des hadrons étranges était de 80 à 85% inférieur à celui des leptons
- Cabibbo suggéra en 1963 que ces différences avaient une même cause très simple:
 - 1 – universalité exacte de l'interaction faible \Rightarrow même couplage g pour tous
 - 2 – modèle des quarks (neutron = udd, proton = uud) \Rightarrow l'interaction faible transforme un quark d en quark u (et inversement)
 - 3 – **décalage** entre états propres de masse des quarks (\Leftrightarrow interaction forte) et états propres de l'interaction faible \Rightarrow **angle de Cabibbo** $\theta \sim 13^\circ$
 - 4 – le courant hadronique est alors

$$\cos\theta \psi_u^* \gamma_\mu [1-\gamma_5] \psi_d + \sin\theta \psi_u^* \gamma_\mu [1-\gamma_5] \psi_s$$



L'angle de Cabibbo

- Autrement dit

$$\begin{pmatrix} d_c \\ s_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

état propre d'interaction faible ↗

↖ état propre d'interaction forte

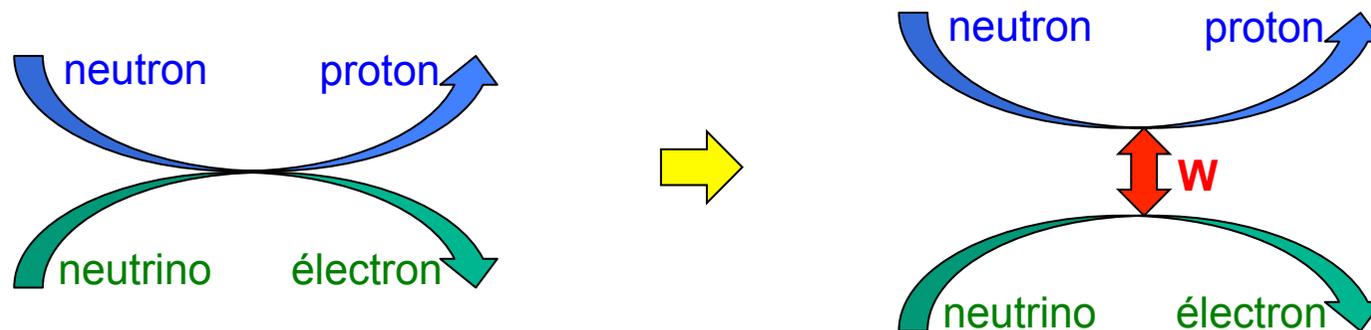
- avec $\theta \sim 13^\circ \Rightarrow \sin\theta \sim 0.22$ et $\cos\theta \sim 0.97$
- Kobayashi et Maskawa généralisèrent en 1973 l'approche de Cabibbo à 3 (doublets de) quarks, et ils reçurent le prix Nobel en 2008

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97428 & 0.2253 & 0.00347 \\ 0.2252 & 0.97345 & 0.0410 \\ 0.00862 & 0.0403 & 0.999152 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

- Ils avaient remarqué qu'avec une matrice 3x3 à coefficients complexes, il restait nécessairement une phase qui conduisait à une **violation inévitable de CP**

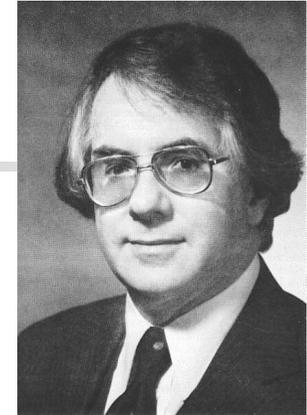
Bosons intermédiaires W^+ et W^-

- La théorie de Fermi, même modifiée en théorie V-A courant-courant, n'est pas renormalisable
- ➔ idée récurrente de la modifier en la rapprochant de l'électrodynamique



- en supposant l'échange d'un boson W de spin 1 entre les deux courants
- ➔ couplage g_W aux fermions, et propagateur $1/(p^2+M_W^2) \sim 1/M_W^2$ à basse énergie
- ➔ $G_{\text{Fermi}} = g_W^2/M_W^2$ ➔ ambiguïté : $g_W \ll 1$ et $M_W \sim 1 \text{ GeV}$ ou $g_W \sim 1$ et $M_W \sim 100 \text{ GeV}$
- ➔ recherche expérimentale du W infructueuse ➔ limite $M_W > 2 \text{ GeV}$ en 1965

Sheldon Glashow et $SU(2)_L$

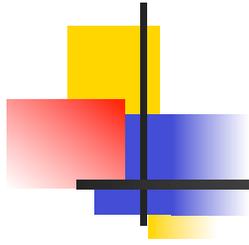


- QED est renormalisable grâce à la symétrie de jauge $U(1)$
- Quel serait le groupe de jauge pour l'interaction faible?
 - il existe *au moins* un W^+ et donc un $W^- \Rightarrow$ pas $U(1)$ qui n'a qu'un générateur
 - le plus petit groupe suivant est $SU(2)$ qui a **trois** générateurs \Rightarrow **trois** bosons de jauge
- Qui serait le 3° ?
 - Schwinger 1957 : un triplet W^+ , W^- et γ ?
 - Salam et Ward 1959 : symétrie de jauge $SU(2)$ avec le triplet W^+ , W^- et γ
 - Bludman 1958 : un triplet W^+ , W^- et Z^0 ?
 - mais $Z^0 \Rightarrow$ **courants neutres** non observés \rightarrow l'idée passe inaperçue
- Glashow 1961
 - la suggestion de Salam et Ward est impossible : les W^\pm violent la parité mais pas le photon
 - \rightarrow groupe de jauge double **$SU(2)_L \times U(1)$** avec un triplet W^+ , W^- et Z^0 *plus* le photon
 - mais trois gros problèmes
 - 1 – les **masses** des bosons W et Z ont une origine obscure
 - 2 – il n'est pas démontré que la théorie soit **renormalisable**
 - 3 – on n'a toujours pas observé de courants neutres

Weinberg et Salam



- **De toute façon, les théories des champs sont complètement passées de mode**
- et pourtant certains résistent encore...
- En 1967, Steven Weinberg et, indépendamment, Abdus Salam reprirent le modèle $SU(2)_L \times U(1)$ de Glashow \Rightarrow 4 bosons de jauge W^+ , W^- , W^0 et B^0
- en lui ajoutant le mécanisme de **brisure spontanée de symétrie**
- Espoir:
 - la symétrie de jauge – bien que masquée – est *toujours présente*
 - \Rightarrow les identités entre termes du développement sont toujours présents
 - \Rightarrow la renormalisabilité de la théorie *spontanément* brisée est donc *la même* que celle de la théorie non brisée
 - (laquelle demeure cependant non démontrée)
- Petite subtilité
 - dans le modèle de Weinberg-Salam, la brisure spontanée ne concerne pas seulement $SU(2)$
 - le groupe *complet* $SU(2) \times U(1)$ est brisé par le mécanisme de Higgs
 - mais un sous-groupe \pm diagonal reste intact \Rightarrow une combinaison de W^0 et B^0 reste de masse nulle (le photon) et l'autre devient massive (le Z^0) $\Rightarrow M_Z \neq M_W$



BRISURE *SPONTANÉE* DE SYMÉTRIE



Yoichiro Nambu (1921-)



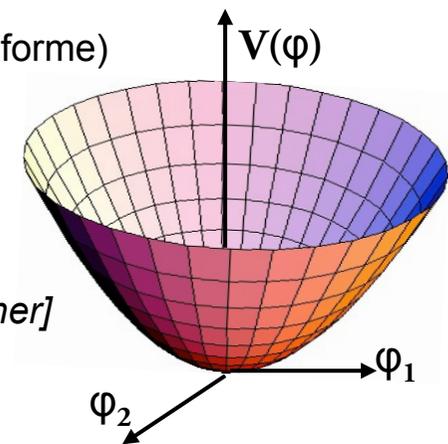
Peter Higgs (1929-)

Champ scalaire complexe

- Champ scalaire $\{\varphi, \varphi^*\} \Leftrightarrow$ deux champs réels $\varphi = \varphi_1 + i\varphi_2$ (et $\varphi^* = \varphi_1 - i\varphi_2$)

$$\text{Lagrangien } \mathcal{L}(\varphi) = \underbrace{\frac{1}{2} \partial_\mu \varphi^* \partial_\mu \varphi}_{\mathbf{T}(\varphi)} - \underbrace{\frac{1}{2} m^2 \varphi^* \varphi - \lambda [\varphi^* \varphi]^2}_{-\mathbf{V}(\varphi)}$$

- Symétrie **globale** U(1) car \mathcal{L} est invariant sous $\varphi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \varphi(x)$ avec α constant
- Le « vide quantique » est l'état d'énergie minimale du champ
 - énergie \Leftrightarrow valeurs propres de l'hamiltonien $\mathbf{H} = \mathbf{T} + \mathbf{V}$
 - minimum du terme cinétique $\mathbf{T} \rightarrow \partial_\mu \varphi = 0 \rightarrow \varphi$ constant (uniforme)
 - minimum du potentiel $\mathbf{V} \rightarrow \mathbf{V} = 0 \rightarrow \varphi = \varphi^* = 0$
- \rightarrow quanta du champ \Leftrightarrow développement autour du minimum
- \rightarrow **deux** bosons (φ et φ^* ou φ_1 et φ_2) de masse m [*mode de Wigner*]



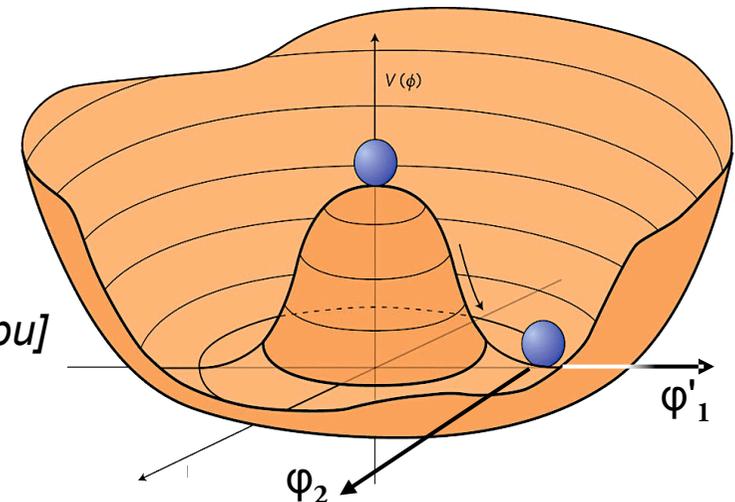
Brisure spontanée de symétrie *globale* (Nambu 1960)

- L'idée vient de la physique de la matière condensée (magnétisme, supraconductivité)
- Lagrangien du champ scalaire complexe, mais avec le « mauvais » signe du terme de masse

$$\mathcal{L}(\varphi) = \underbrace{\frac{1}{2} \partial_\mu \varphi^* \partial_\mu \varphi}_{T(\varphi)} + \underbrace{\frac{1}{2} m^2 \varphi^* \varphi - \lambda [\varphi^* \varphi]^2}_{-V(\varphi)}$$

- État d'énergie minimale \Rightarrow champ $\varphi(x)$ uniforme dans tout l'espace-temps
- Mais minimum du potentiel $\Rightarrow |\varphi| = \varphi_0 = m/2\sqrt{\lambda}$
- \Rightarrow **symétrie U(1) brisée** mais $\arg(\varphi)$ quelconque
- $\Rightarrow \varphi_1 = \varphi_0 + \varphi'_1$
- \Rightarrow un boson φ'_1 de masse $\mu = \sqrt{2} m$ [mode de Nambu]

et un boson φ_2 de masse nulle (Goldstone 1961) car cela ne coûte aucune énergie de se déplacer sur le fond du sombrero (\Leftrightarrow la symétrie U(1) est présente, mais cachée)



Le mécanisme de Higgs (1964)

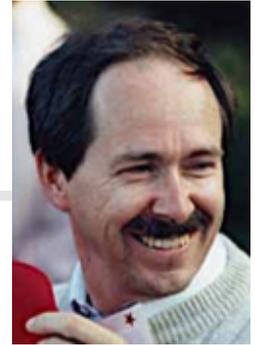


- En fait, mécanisme de Higgs, de Brout et Englert, et de Guralnik, Hagen et Kibble
- Symétrie **locale** $U(1) \Rightarrow$ champ de jauge A_μ de masse nulle

$$\mathcal{L}(\varphi, A_\mu) = \frac{1}{2} [\partial_\mu - ieA_\mu]\varphi^* [\partial_\mu - ieA_\mu]\varphi + \frac{1}{2} m^2 \varphi^* \varphi - \lambda [\varphi^* \varphi]^2 + \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

- Minimisation du potentiel $V(\varphi) \Rightarrow |\varphi| = \varphi_0 = m/2\sqrt{\lambda} \Rightarrow \varphi_1 = \varphi_0 + \varphi'_1$
- \Rightarrow terme $-\frac{1}{2} [eA_\mu][eA_\mu]\varphi_0^2$ dans le lagrangien \Leftrightarrow masse $m_A = e\varphi_0$ pour A_μ
- Résultat final :
 1. **le champ de jauge acquiert une masse** \Rightarrow un boson de spin 1 massif
 2. on a encore un champ $\varphi'_1(x)$ de masse $\mu = \sqrt{2}m \Rightarrow$ un boson « de Higgs » massif
 3. mais plus le champ $\varphi_2(x)$ car il correspond à un choix *local* de jauge $\alpha(x) \Rightarrow$ **irrelevant**
 4. *et la symétrie $U(1)$ est toujours présente, bien que masquée*

Veltman (1931-) & t'Hooft (1946-)



■ Objectifs

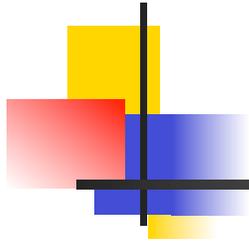
- bâtir une théorie de l'**interaction faible**
 - sous forme de théorie de jauge SU(2)
 - spontanément brisée \rightarrow W^\pm massifs
 - **mais espérée renormalisable**
- bâtir une théorie de l'**interaction forte**
 - sous forme de théorie de jauge SU(3)
 - sans doute non brisée
 - et donc *espérée* renormalisable

■ Problème

- des centaines de milliers de diagrammes de Feynman à calculer
- bien plus complexes qu'en QED du fait de l'auto-interaction des bosons de jauge W^+ et W^-



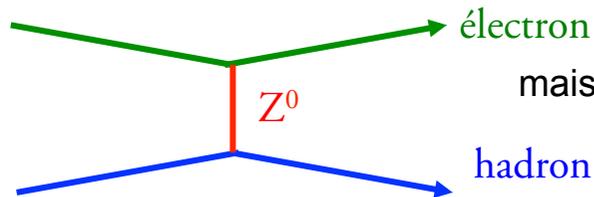
- \rightarrow 1971: démonstration de la **renormalisabilité des théories de jauge**
 - brisées spontanément ou non
 - pour divers groupes de jauge non-abéliens : SU(2), SU(3), etc.
- Outil crucial: Schoonschip (1963)
 - un des tous premiers **programmes informatiques de calcul algébrique**
 - directement écrit en assembleur CDC6600 pour la rapidité d'exécution
 - un ancêtre des *Mathematica*, *Maple*, *Matlab* ...



LES « COURANTS NEUTRES »

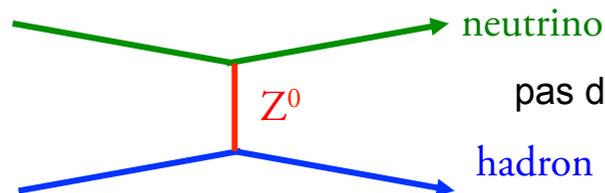
$Z^0 \Rightarrow$ courants neutres

- La démonstration par Veltman et t'Hooft de la renormalisabilité des théories de jauge fit sortir de l'oubli le modèle de Weinberg et Salam
- \Rightarrow une de ses prédictions non vérifiée expérimentalement était l'existence du Z^0
- qui implique des réactions par interaction faible ne changeant **pas** la charge électrique des participants (« courants neutres ») à la différence des W^+ et W^-
- Exemple



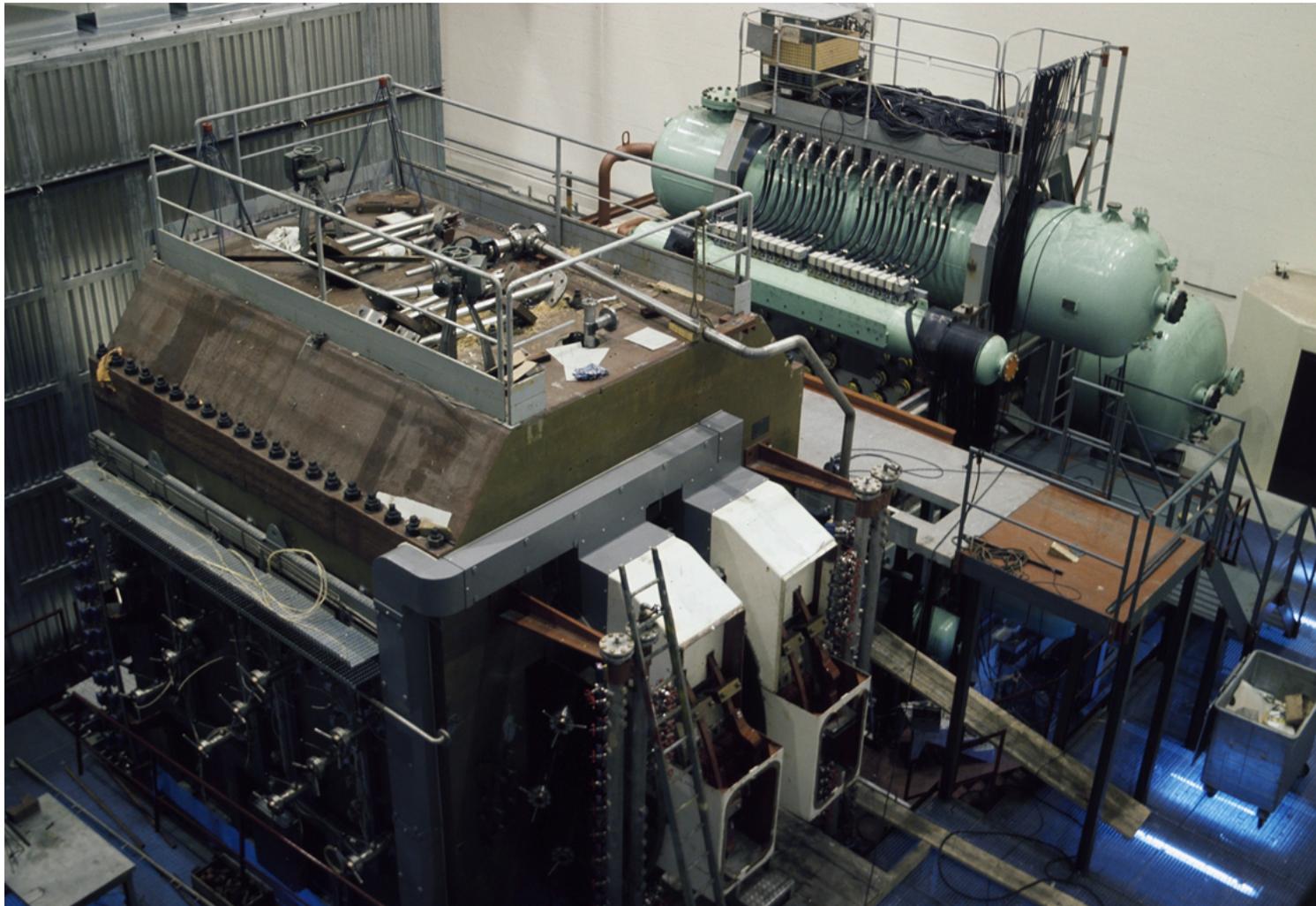
mais comment la différencier d'une interaction électromagnétique ?

- \Rightarrow utiliser des neutrinos !



pas d'ambiguïté, mais grosse cible indispensable \Rightarrow Gargamelle

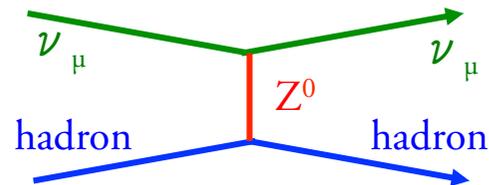
Gargamelle



Gargamelle

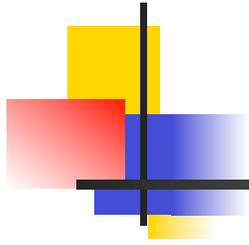


- Chambre à bulles : 18 tonnes de fréon
- Liquide lourd \Rightarrow meilleure section efficace et meilleure différenciation entre π et μ
- Faisceau de ν_{μ} du PS au CERN
- 700 000 clichés pris
- \Rightarrow 83 000 événements neutrinos
- Signature cherchée



- \Rightarrow 102 événements de courants neutres (1973)
- Incertitude initiale, l'expérience rivale HPWF à Fermilab n'en voyant initialement aucun

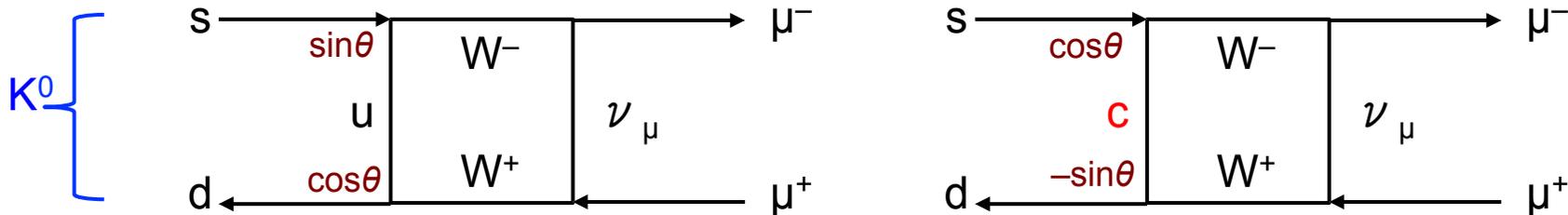




LA RÉVOLUTION ~~D'OCTOBRE~~ DE NOVEMBRE

Un quatrième quark ?

- Expérimentalement $K^0 \Rightarrow \mu^+\mu^-$ alors que c'est théoriquement possible via



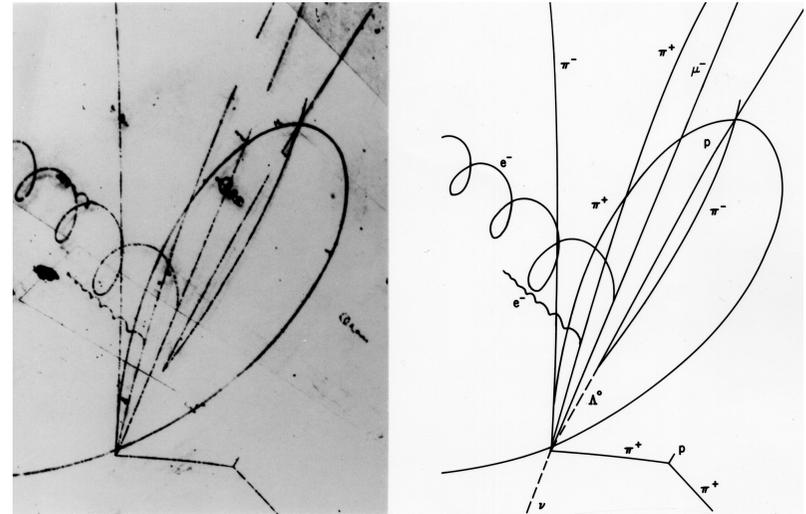
- Glashow, Iliopoulos et Maiani 1970 : un quatrième quark compenserait (presque) exactement ce diagramme
- Autre motivation** : Adler, ainsi que Bell et Jackiw, avaient montré en 1969 que certaines symétries du lagrangien pouvaient être **brisées** par les corrections radiatives
- Cette « anomalie » était proportionnelle à la somme des charges des fermions
 - électron + neutrino + (quark u + quark d)*3 = $-1 + 0 + (2/3 - 1/3)*3 = 0$
 - muon + neutrino + (quark c + quark s)*3 = $-1 + 0 + (2/3 - 1/3)*3 = 0$
 - ➔ la compensation de l'anomalie exigeait un quark de charge 2/3
 - Après la découverte du lepton tau (1975), quark bottom (1977) et quark top (1995)

Les découvertes du J/ψ puis du Υ (upsilon)

- Burton Richter (à SLAC)
 - bizarreries des sections efficaces e^+e^- autour de 2×1.5 GeV à Frascati (AdA puis Adone)
 - collisionneur e^+e^- SPEAR au SLAC (1972) : 3+3 GeV
 - mesure minutieuse de la section efficace par très petits pas en énergie
 - → résonances **très étroites** à 3.097 et 3.686 GeV

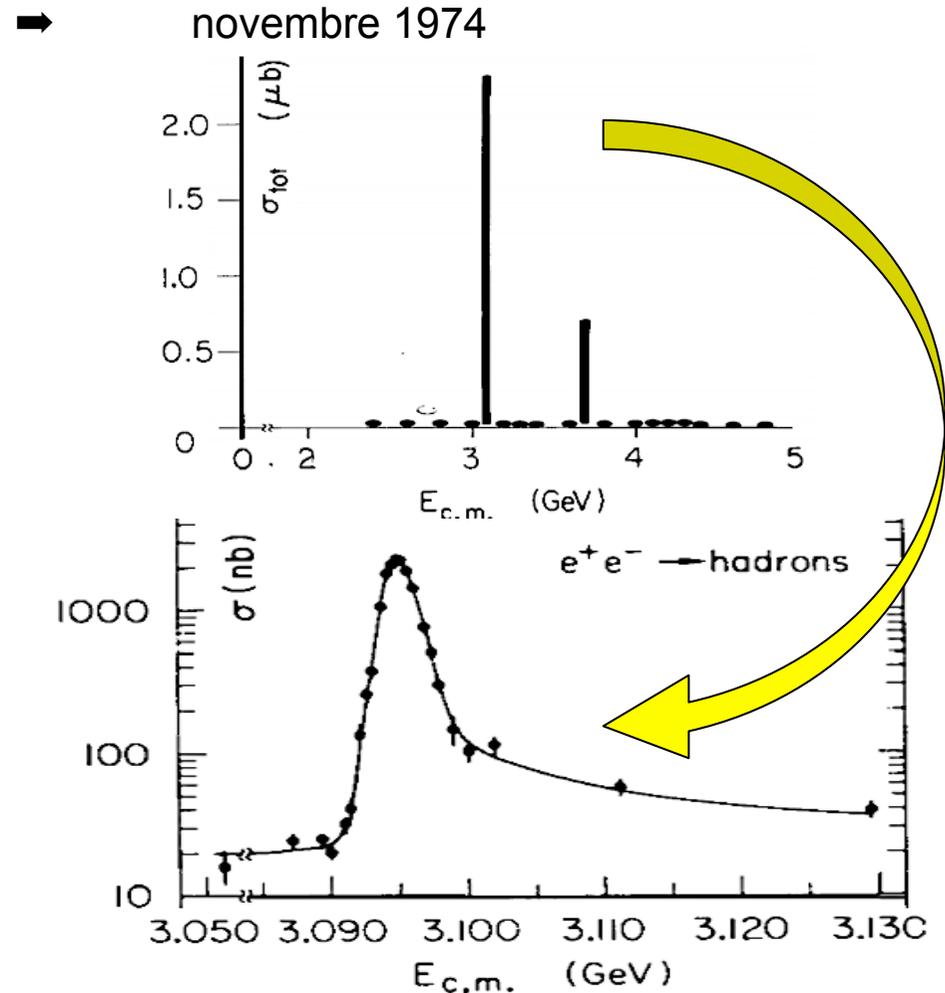
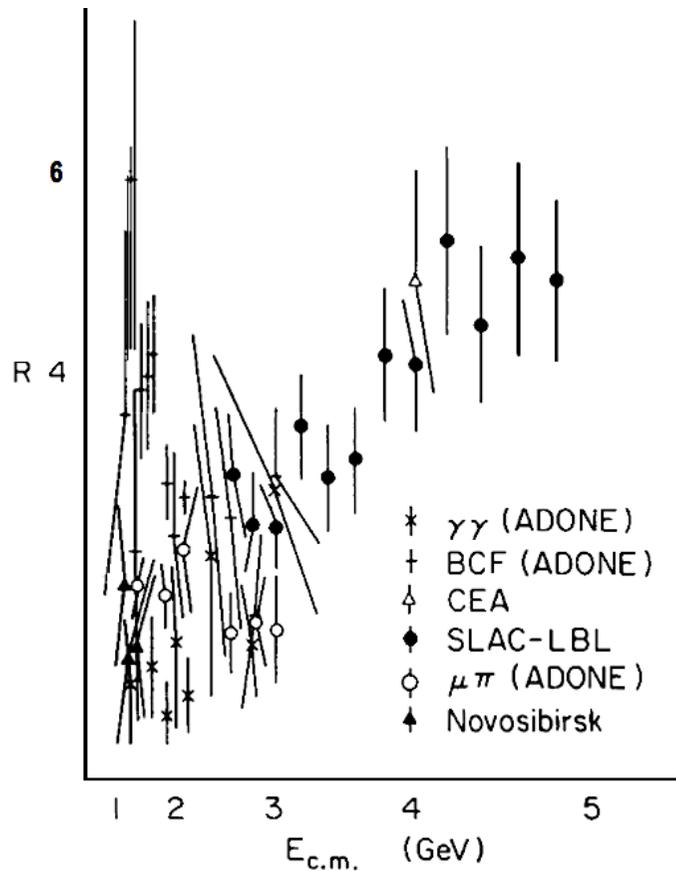
丁 ■ Samuel Ting (à Brookhaven) : découverte simultanée d'une particule de 3.1 GeV

- Interprétation : méson $c\bar{c}$
- Puis ensuite
 - autres mésons $c\bar{c}$ (*charmonium*)
 - mésons $u\bar{c}$, $d\bar{c}$ et $s\bar{c}$ (particules charmées)
 - baryons charmés Λ_c ...
- Upsilon (1977)
 - méson $b\bar{b}$ de masse 9.46 GeV
 - puis autres mésons $b\bar{b}$
 - puis autres mésons $u\bar{b}$, $d\bar{b}$, $s\bar{b}$, $c\bar{b}$, et baryons

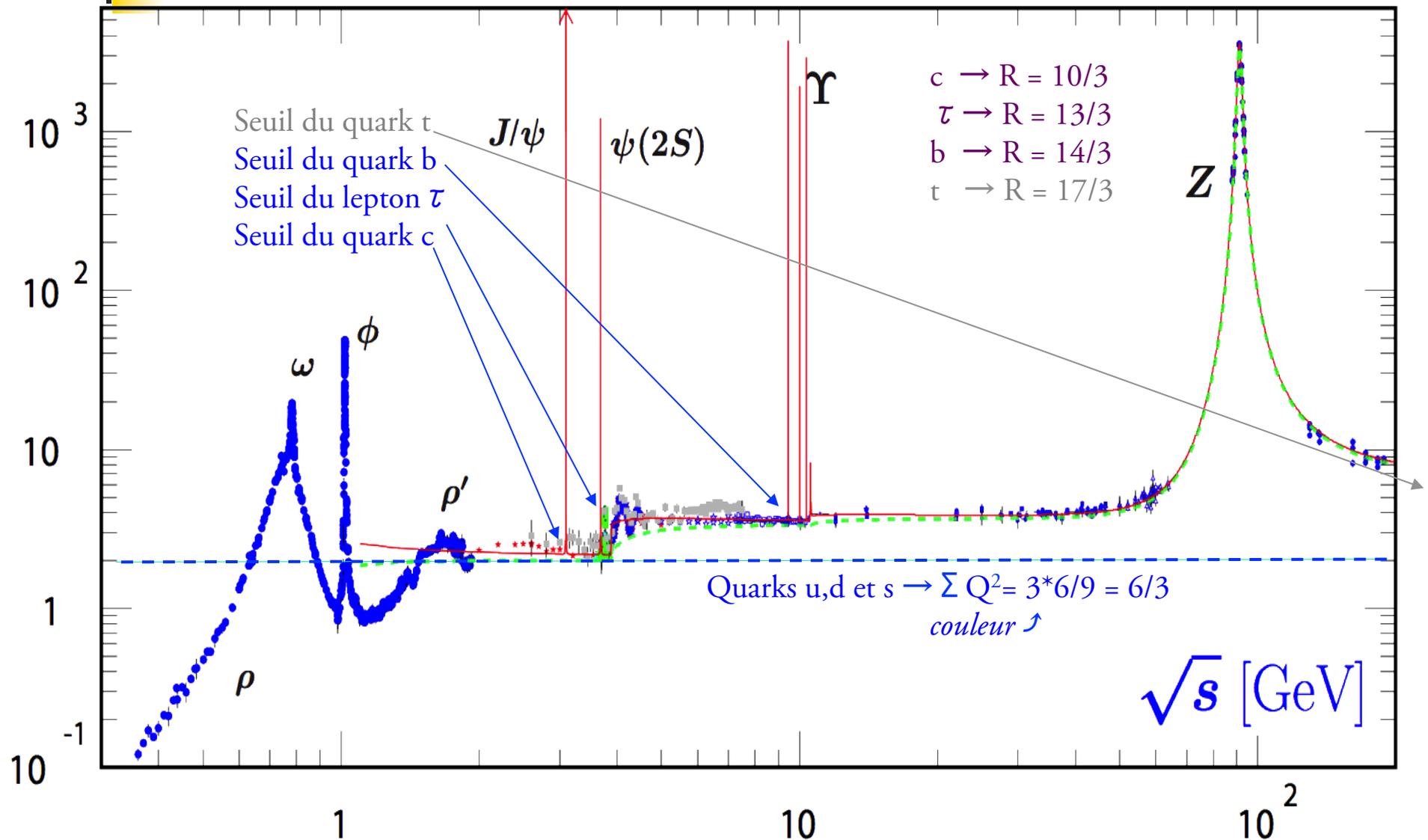


$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

- Modèle des quarks $\Rightarrow R = \sum_{\text{quarks}} Q^2 \Rightarrow R = \text{constante}$ [= 2/3 , ou 3 avec la couleur]
- Juillet 1974 : confusion \Rightarrow novembre 1974



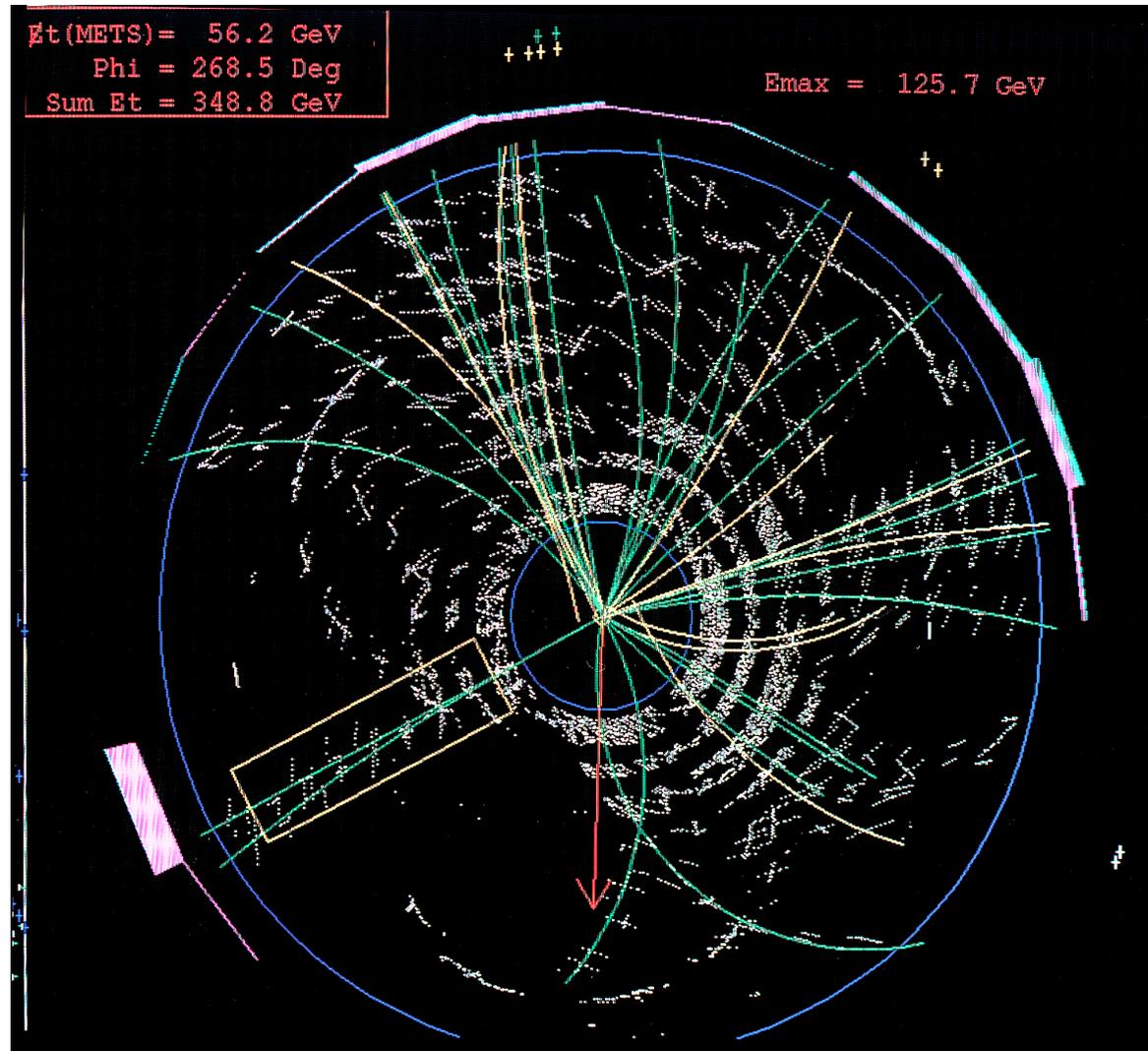
$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \sum_{\text{quarks}} Q^2$$



Quark *top* (1995)

- Fermilab/Tevatron/CDF
- Paire top-antitop
- → $m_{\text{top}} = 175 \text{ GeV}$

- → 3 paires de quarks
 - u et d
 - c et s
 - t et b
- et 3 paires de leptons
 - e et ν_e
 - μ et ν_μ
 - τ et ν_τ

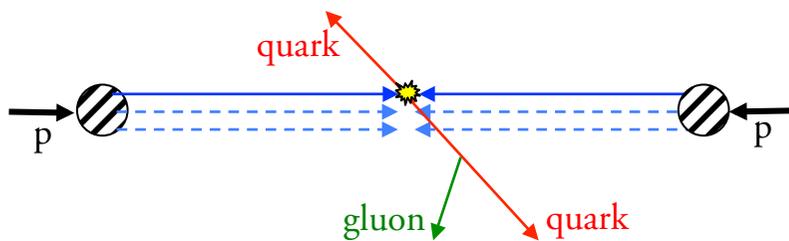


Jets

- Montée en énergie \Rightarrow le nombre total de particules produites dans une collision augmente

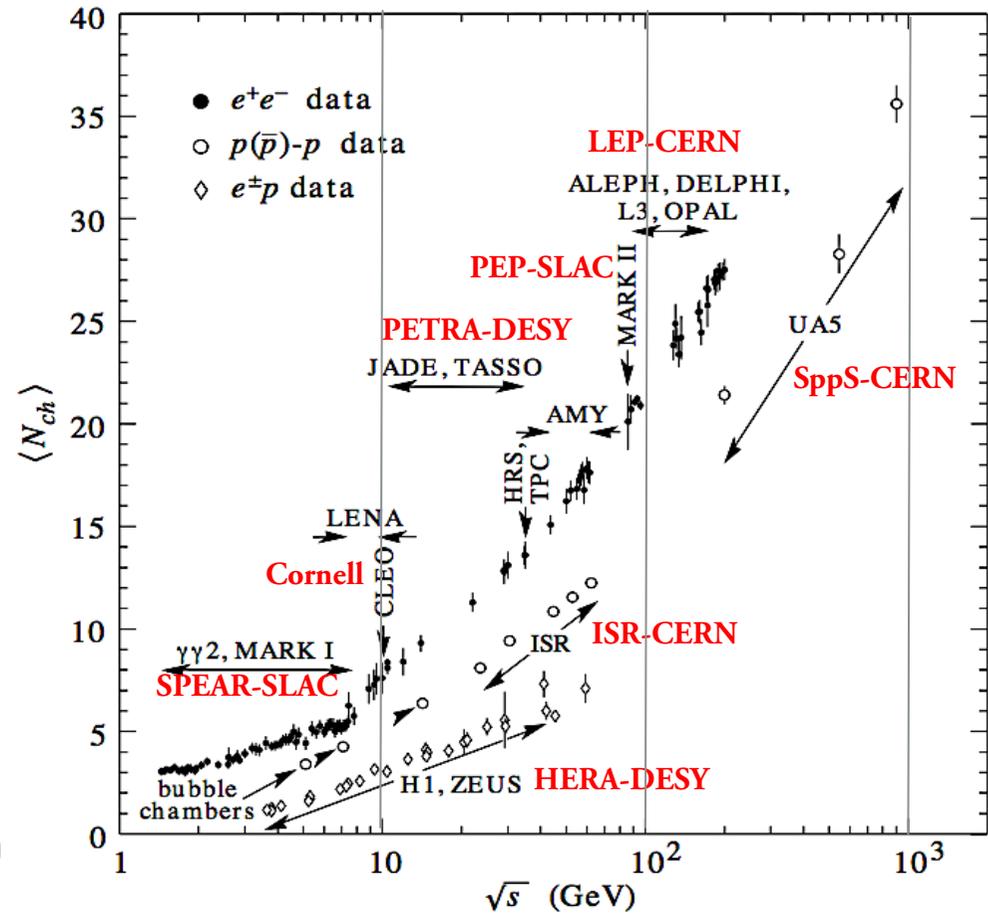
- Modèle des quarks

- production initiale de 2 quarks
- qui « s'habillent »
- \Rightarrow 2 jets de particules
- \pm dos à dos

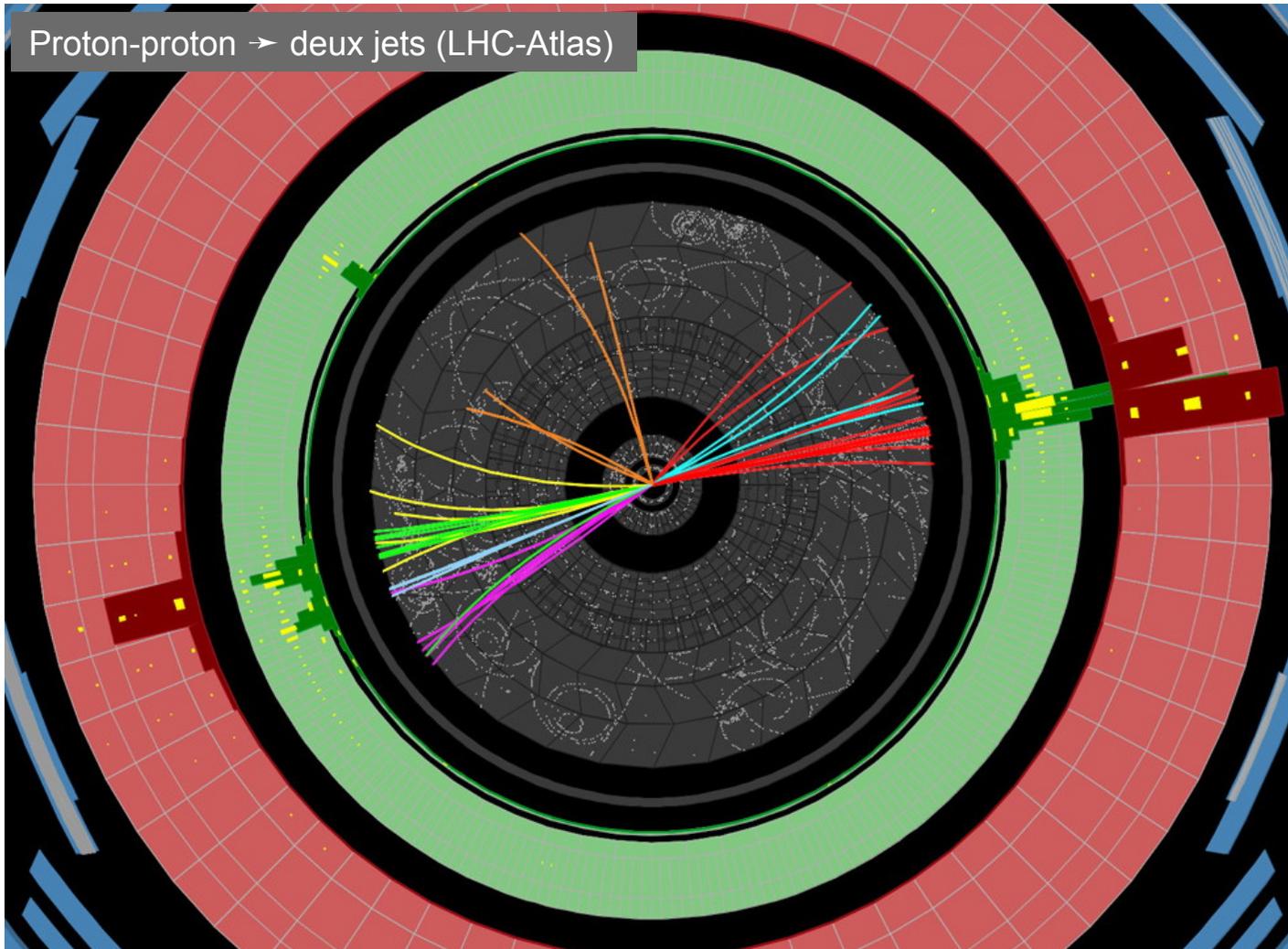


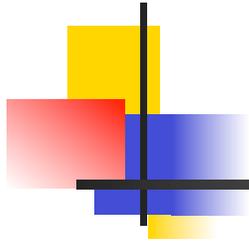
- QCD

- production de gluons
- qui « s'habillent »
- \Rightarrow 3 jets coplanaires de particules
- observés en 1979 par *Jade* et *Tasso*



Jets





LES BOSONS W ET Z



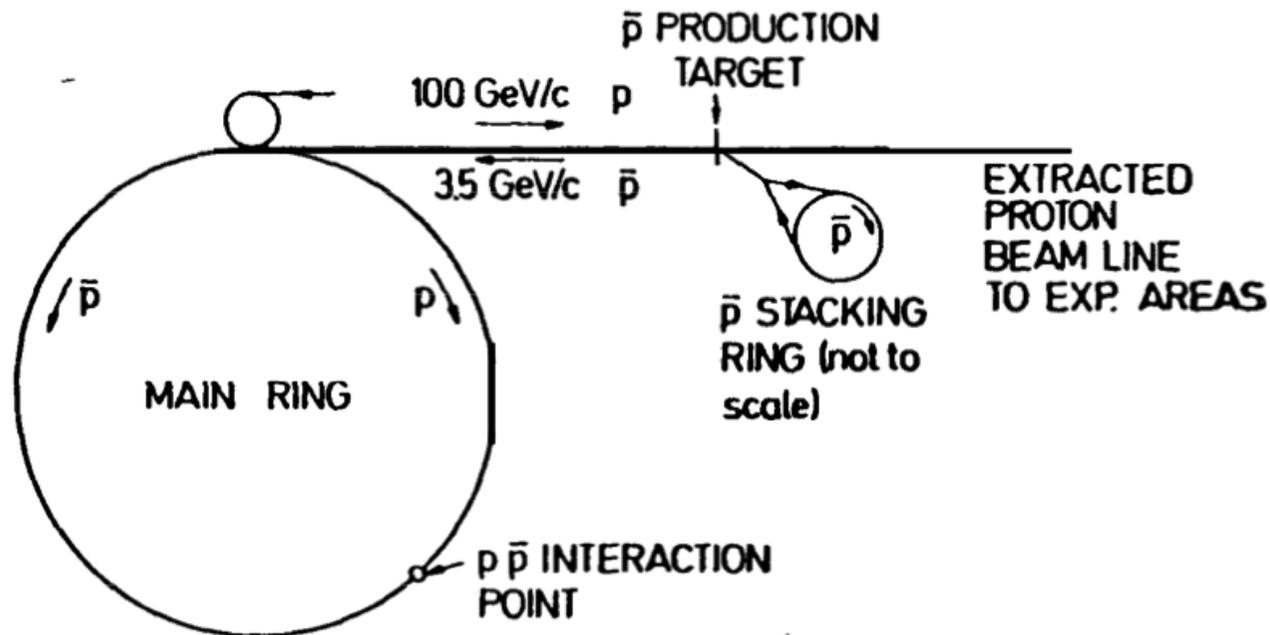
Simon van der Meer



Carlo Rubbia

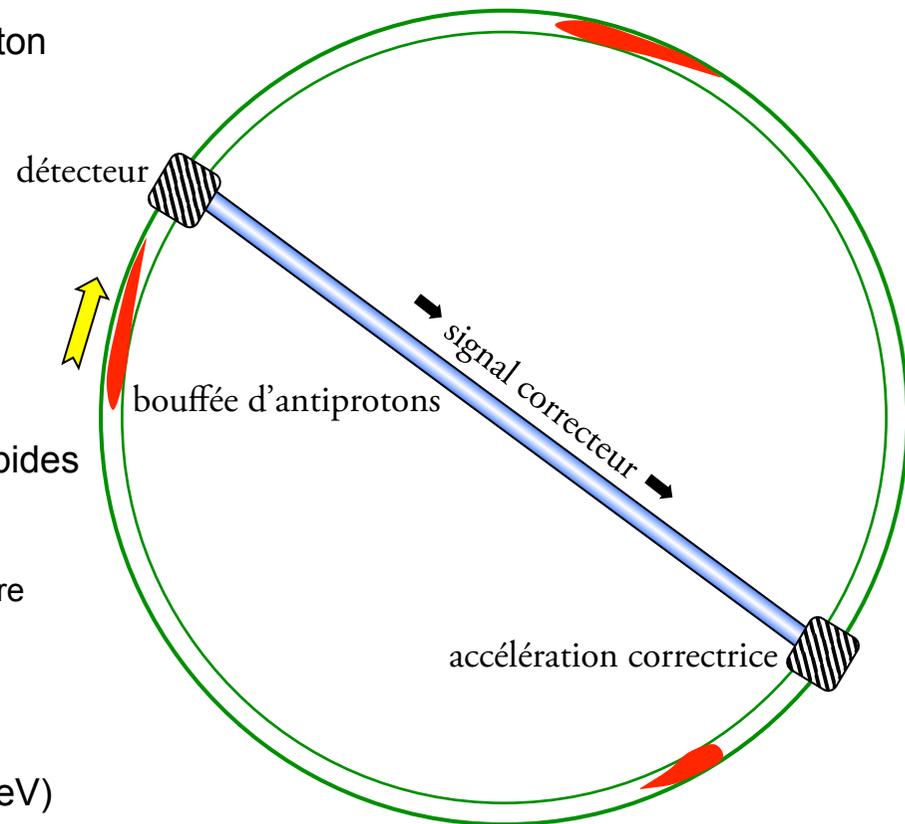
Collisions proton-antiproton

- Idée de base : collisions à une énergie suffisante (dans le centre de masse) pour matérialiser des W et des Z
- 1976 : seulement possible avec les protons de 400 GeV du SPS (Cern) ou du Tevatron (Fermilab)
- Modification du SPS avec 2 faisceaux de 270 GeV en sens inverse



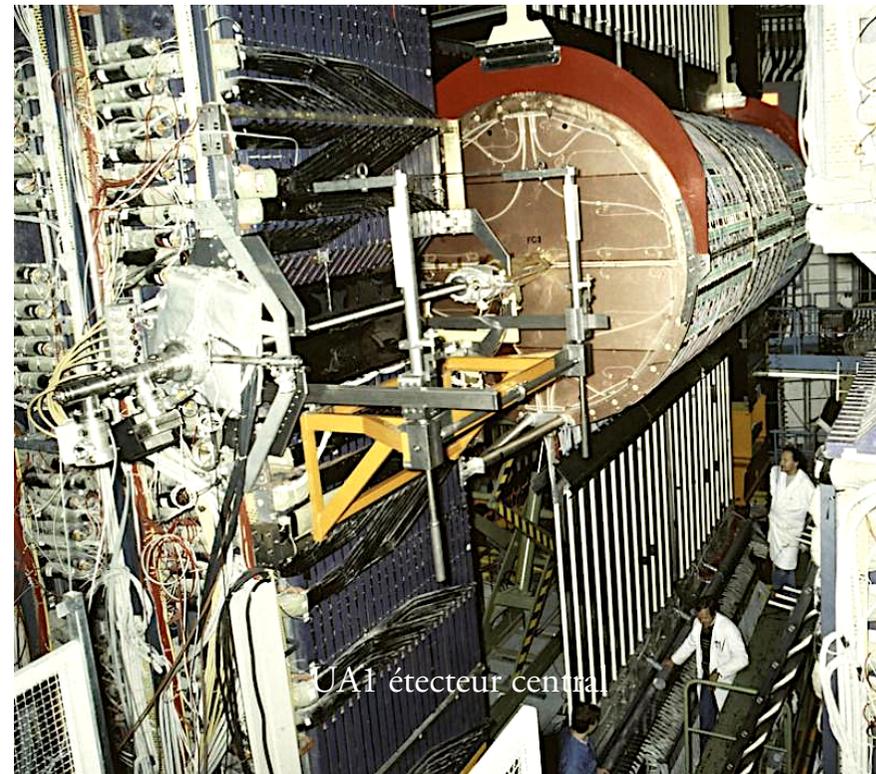
Refroidissement stochastique des antiprotons

- Difficulté : les antiprotons (produits par collision de protons) ont une grande dispersion de vitesse (\Leftrightarrow ils sont « chauds »)
 - faible taux de collision antiproton-proton
 - énergie de la collision imprécise
- Simon van der Meer
 - remarqua que $\pi > 2$
 - idée de corriger la dispersion (\Leftrightarrow « refroidir » les antiprotons)
 - en accélérant les lents et freinant les rapides
 - détecter leur vitesse
 - transmettre l'information via le diamètre
 - pendant que les antiprotons font le tour
 - puis répéter l'opération
 - avant d'extraire les antiprotons (à 3.5 GeV)
 - et de les injecter dans le SppS pour les accélérer à 270 GeV

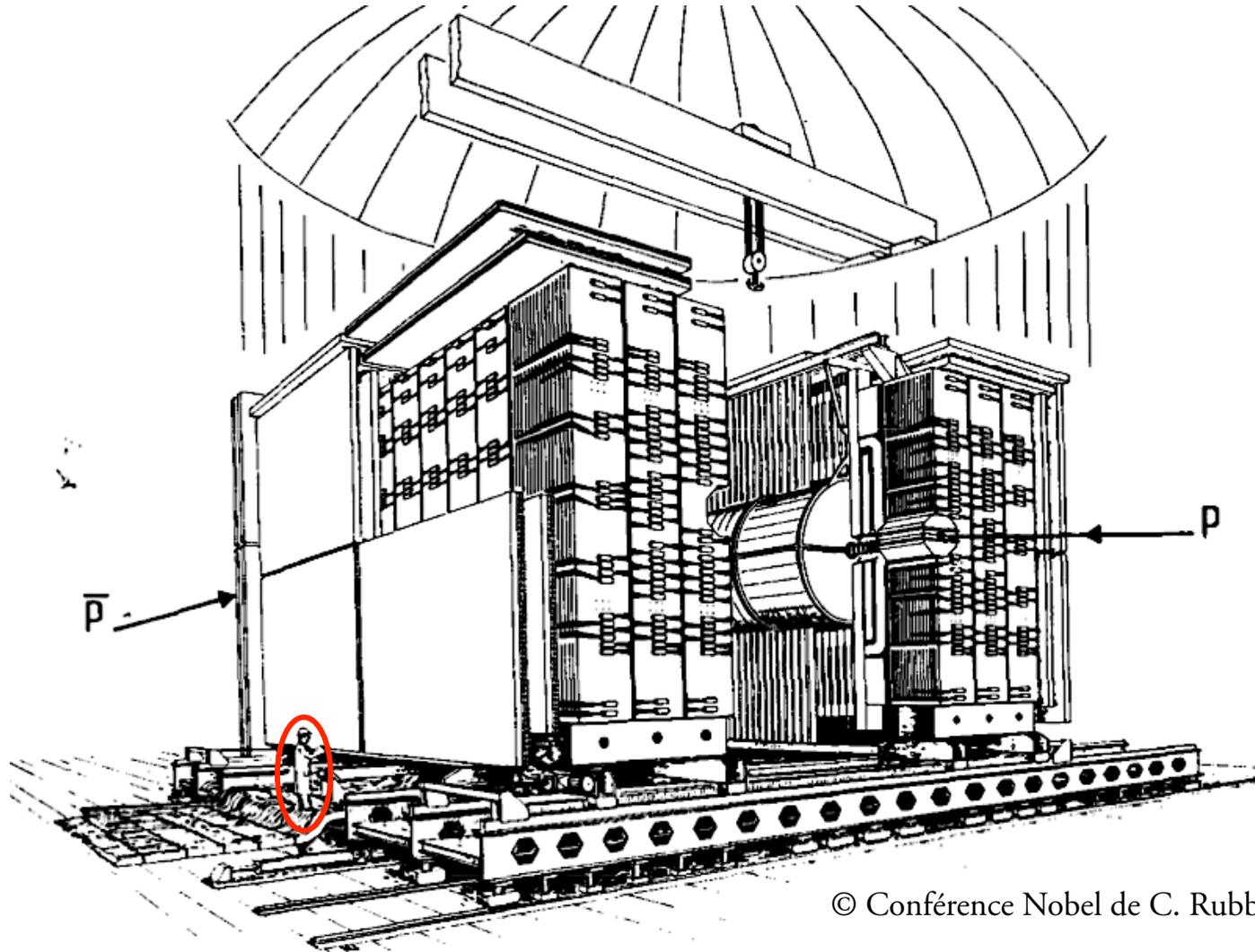


UA-1 et UA-2

- Deux détecteurs furent installés autour du tube de l'accélérateur
- UA-1 [Rubbia]
 - détecteur central cylindrique (6 m de long, 2 m de diamètre) : chambres à fils
 - entouré de calorimètres hadroniques et de détecteurs de muons
- UA-2 [Darriulat]
 - plus spécialisé (pas de mesure de la charge, pas de détection de muons)
 - mais **plus précis**
 - ➔ permet de « contrôler » UA-1
- 1983
 - découverte de $W \rightarrow e \nu$
 - ➔ $m_W = 80.4 \text{ GeV}$
 - puis découverte de $Z^0 \rightarrow e^+e^-$
 - ➔ $m_Z = 91.2 \text{ GeV}$



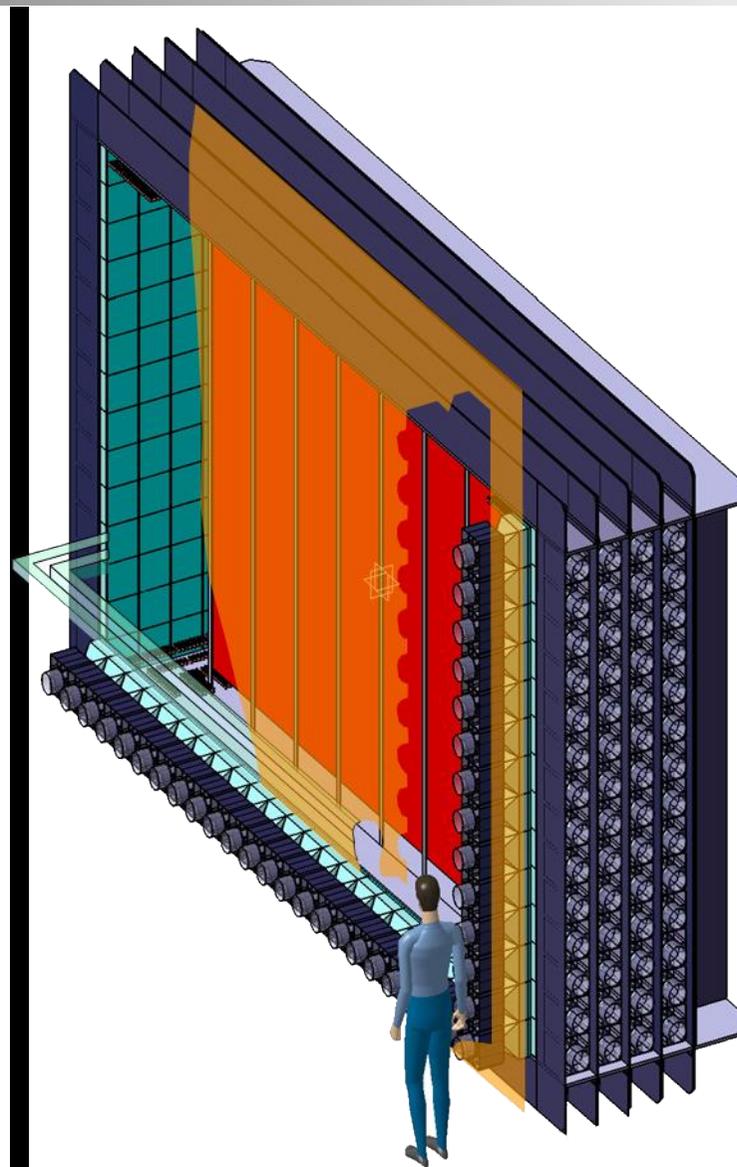
UA-1



© Conférence Nobel de C. Rubbia (1984)

Chambre multifils proportionnelle

- Georges Charpak (1968)

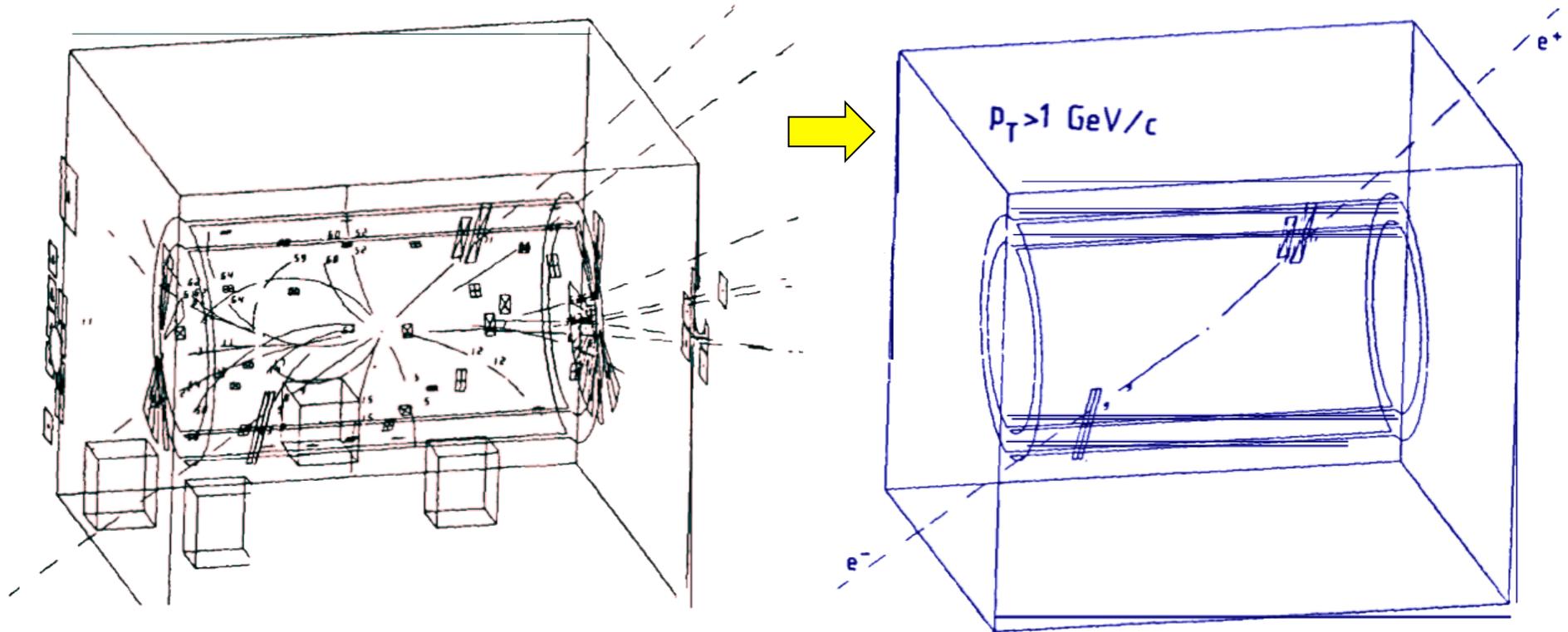


$W \rightarrow e \nu$ dans UA-1

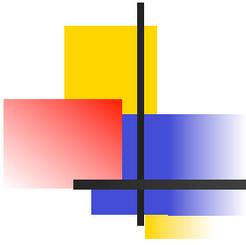


$Z^0 \rightarrow e^+e^-$ dans UA-1

- Sélection des événements où un électron et un positron ont de très grandes impulsions transversales
- Élimination du bruit de fond des jets hadroniques



© Conférence Nobel de C. Rubbia (1984)



Merci de votre attention !

