A decorative graphic in the top-left corner features a grid of overlapping squares in various shades of grey and light blue, creating a pixelated effect.

Cours de physique des particules
(MA1 ou MA2)
Année académique 2023-24

CHAPITRE 5 : INTERACTIONS ELECTROFAIBLES PARTIE 1

Rappel : Plan du cours

- I. Introduction et rappels
- II. Symétries et lois de conservation
- III. Modélisation des interactions fondamentales et prédictions
- IV. Interactions faibles
- V. Interactions électrofaibles
- VI. Violation CP
- VII. Les oscillations des neutrinos
- VIII. Les oscillations des neutrinos: solaires et atmosphériques
- IX. Les oscillations des neutrinos: sources artificielles
- X. Les propriétés des neutrinos

Chapitre V : Interaction électrofaible

- **V.1. Introduction**
- **V.2. Pourquoi les courants neutres (CN)?**
- **V.3. Propriétés des CN**
- **V.4. La découverte des CN**
- **V.5. Contraintes d'unification**
- **V.6. Prédiction de la masse des bosons W et Z**
- **V.7. La découverte des bosons W et Z**
- **V.8. Le LEP et le SLC**
- **V.9. Tests de précision de la théorie électrofaible**
- **V.10. Rôle des états de chiralité dans l'unification**
- **V.11. Les mesures d'asymétrie**
- **V.12. Le boson scalaire H°**
- **V.13. Le Tevatron et le LHC**
- **V.14. CMS**
- **V.15. Observation du boson scalaire H° au LHC**

V.1. Introduction

QED
Théorie de l'interaction faible } → Théorie unifiée électrofaible

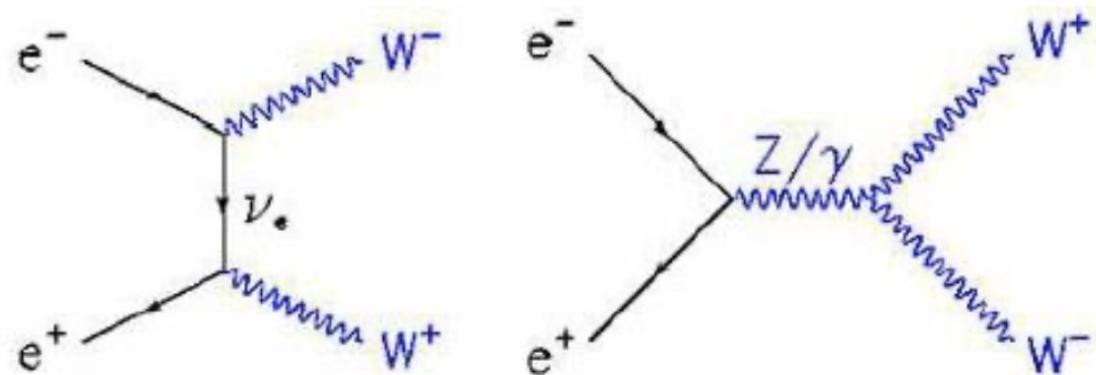
Pourquoi?

- désir d'unification
- $\alpha_W \sim \alpha_{\text{ém}}$
- W chargé → sensible à l'ém

Mais surtout parce qu'il subsiste un problème qui a conduit à la découverte des courants neutres

V.2. Pourquoi les courants neutres (CN)?

Des paires de W peuvent être produites dans des annihilations e^+e^- , dans un collisionneur e^+e^- ou dans des annihilations qq , dans un collisionneur de hadrons. Ci-dessous, les 3 diagrammes de Feynman d'ordre le plus bas, correspondant: $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$



A l'époque, le calcul de la section efficace de ce processus était fait sans tenir compte du diagramme correspondant à une annihilation en Z° , le Z° et les CN n'étant pas connus.

V.2. Pourquoi les courants neutres (CN)?

Sans le diagramme avec le Z^0 , cela donnait une section efficace qui augmentait sans limite avec l'énergie, jusqu'à violer l'unitarité de la MQ: le nombre de paires W^+W^- soi-disant produites, excédait le flux de paires e^+e^- .

Le résultat est encore pire avec seulement le diagramme avec échange de neutrino.

$$|\mathcal{M}_\nu + \mathcal{M}_\gamma|^2 < |\mathcal{M}_\nu|^2$$

Ceci est dû à une interférence négative entre les 2 amplitudes et démontre que la théorie faible sans les courants neutres est incomplète; il manque un diagramme qui doit conduire à une interférence négative, de telle sorte que:

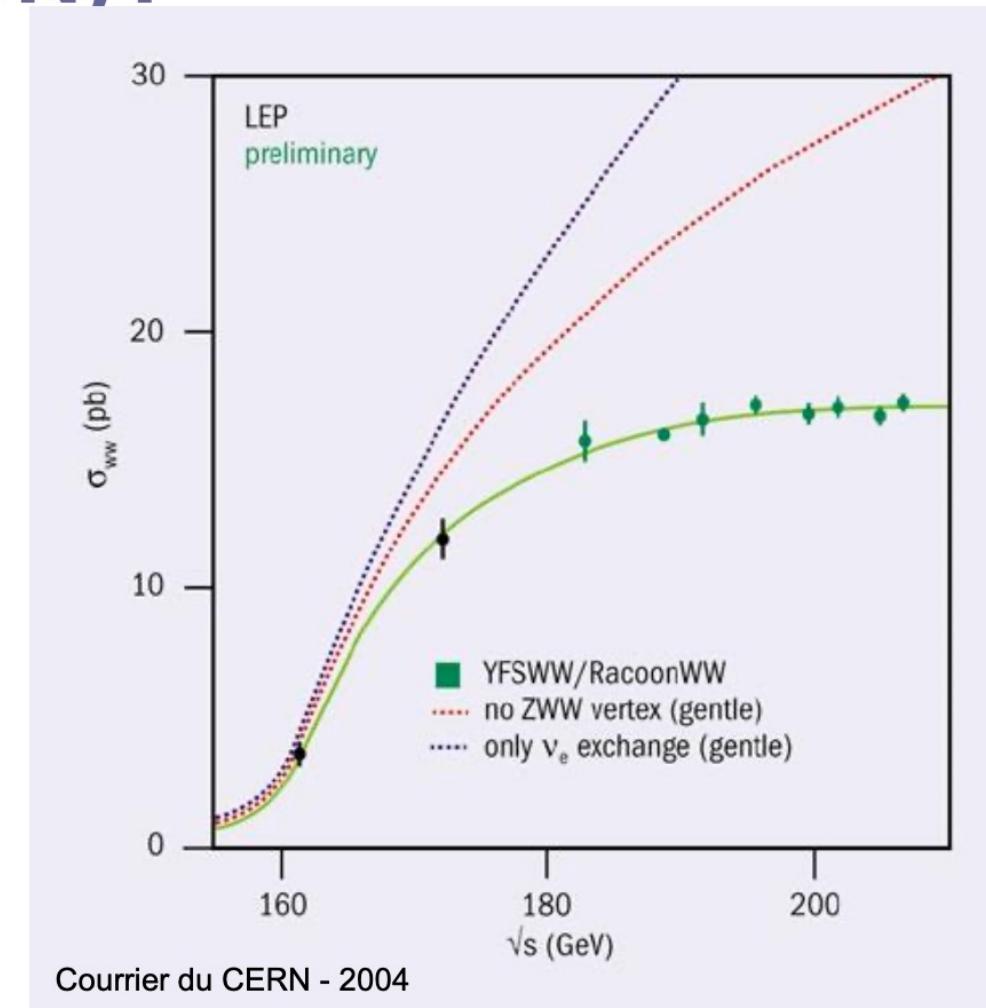
$$|\mathcal{M}_\nu + \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 < |\mathcal{M}_\nu + \mathcal{M}_\gamma|^2$$

V.2. Pourquoi les courants neutres (CN)?

En incluant les 3 diagrammes, la section efficace tend vers un plateau → OK

Pour arriver à cette suppression partielle, il faut que les couplages du γ , du W et du Z° soient liés; cela se fait au sein de la théorie électrofaible.

Beaucoup plus tard (2004), cette prédiction est vérifiée avec les mesures faites au collisionneur e+e- du CERN, le LEP.

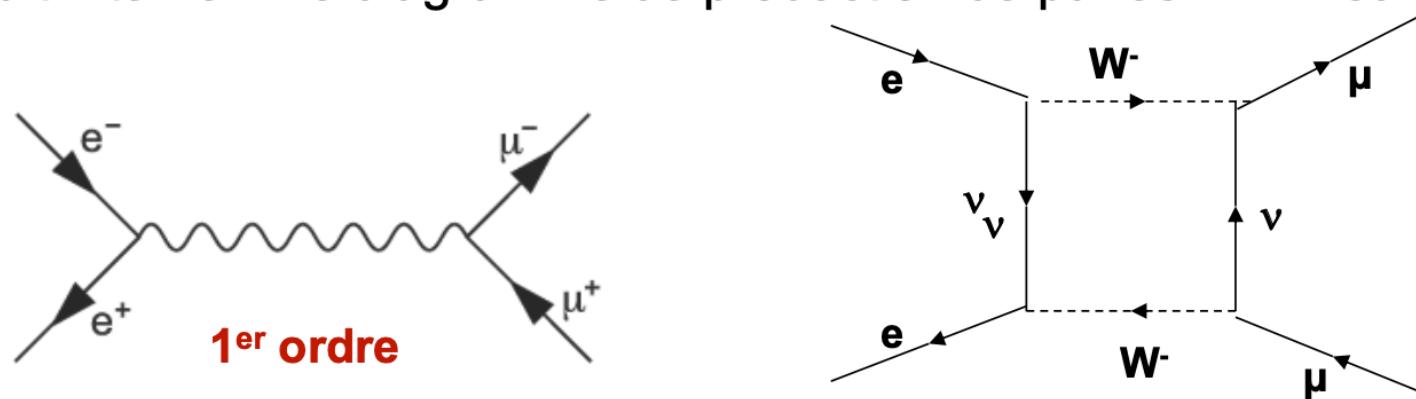


V.2. Pourquoi les courants neutres (CN)?

Les diagrammes de production des paires W^+W^- ont un impact aussi sur la section efficace d'interaction: $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

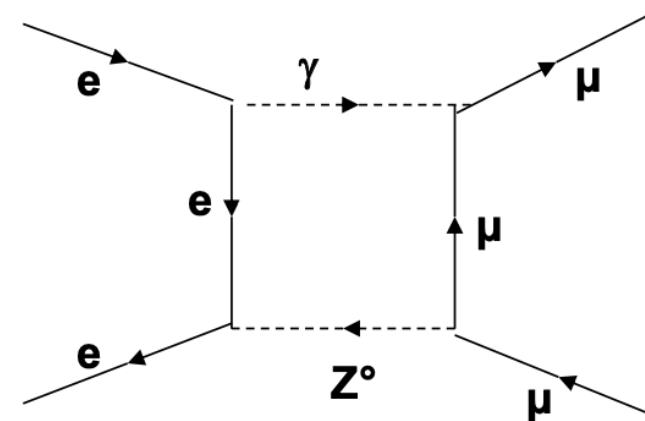
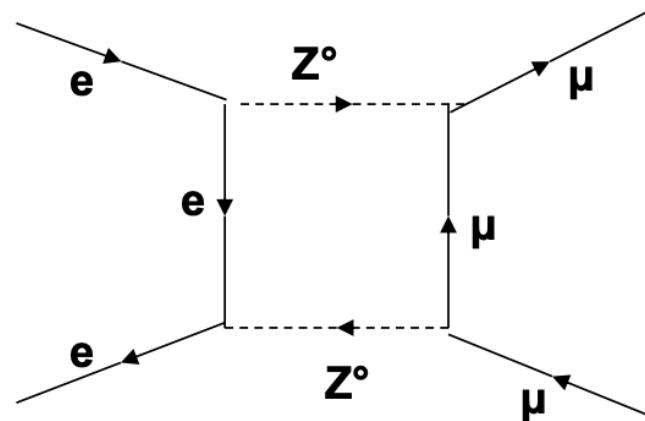
Celle-ci peut être déterminée avec une bonne précision avec les seuls diagrammes du 1er ordre, plus ou moins en accord avec l'expérience.

En ajoutant la contribution des diagrammes d'ordre supérieur, qui devrait être petite, il apparaît qu'au contraire, elle diverge. Ceci résulte de ce que parmi ces diagrammes d'ordre supérieur, se trouve celui qui fait intervenir le diagramme de production de paires W^+W^- suivant:



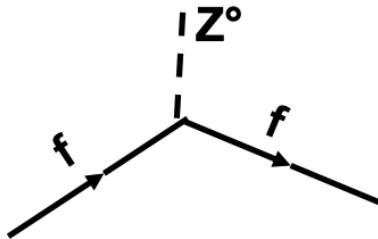
V.2. Pourquoi les courants neutres (CN)?

Pour faire disparaître cette contribution divergente, il faut tenir compte des diagrammes qui font intervenir le Z^0 et interfèrent négativement avec le précédent:



V.3. Propriétés des CN

Prédiction donc d'un partenaire non chargé au W^\pm , le Z^0



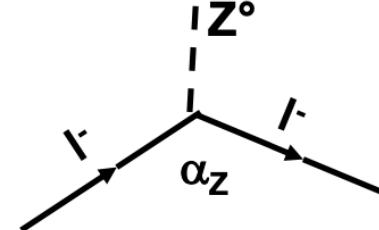
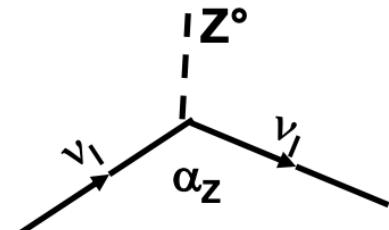
f: n'importe quel fermion, lepton ou quark,
le même avant et après l'échange,
comme pour QED et QCD

Cela veut dire qu'on n'autorise pas les vertex élémentaires suivants:

$\mu^- \rightarrow e^- + Z^0$ car cela violerait la conservation des nombres leptonaïques

$s \rightarrow d + Z^0$ car **cela produirait des désintégrations $K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$** , qui sont fortement supprimées expérimentalement.

Les vertex leptonaïques sont donc les suivants, avec la même constante de couplage, en vertu de l'universalité leptonaïque:



V.3. Propriétés des CN

Tout comme pour l' If CC, on obtient les processus élémentaires impliquant les quarks à partir des vertex leptoniques, en opérant les changements suivants:

$$\nu_e \rightarrow u \quad \nu_\mu \rightarrow c \quad \nu_\tau \rightarrow t$$

$$e^- \rightarrow d' \quad \mu^- \rightarrow s' \quad \tau^- \rightarrow b'$$

Ce qui donne les vertex suivants:

$$uuZ^\circ \quad ccZ^\circ \quad ttZ^\circ \quad d'd'Z^\circ \quad s's'Z^\circ \quad b'b'Z^\circ$$

On peut montrer* que l'amplitude de transition :

$$d'd'Z^\circ + s's'Z^\circ + b'b'Z^\circ = ddZ^\circ + ssZ^\circ + bbZ^\circ$$

Ce qui fait que l'amplitude de transition totale pour les 6 quarks est la même que l'on considère les états de masse ou les états propres de l>If pour d, s et b.

*voir page suivante

V.3. Propriétés des CN

Démontrons la relation: $d'd'Z^0 + s's'Z^0 + b'b'Z^0 = ddZ^0 + ssZ^0 + bbZ^0$

Dans le cas de 2 générations de quarks seulement:

$$d'd'Z^0 + s's'Z^0 = ddZ^0 + ssZ^0$$

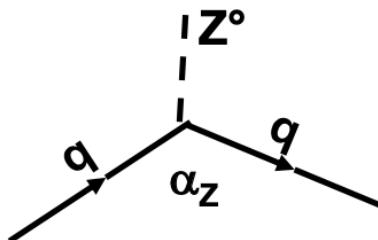
$$\begin{aligned} d'd'Z^0 &= (d \cos(\theta_C) + s \sin(\theta_C)) \cdot (d \cos(\theta_C) + s \sin(\theta_C)) Z^0 \\ &= ddZ^0 \cos^2(\theta_C) + ssZ^0 \sin^2(\theta_C) + (dsZ^0 + sdZ^0) \sin(\theta_C) \cos(\theta_C) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} s's'Z^0 &= (-d \sin(\theta_C) + s \cos(\theta_C)) \cdot (-d \sin(\theta_C) + s \cos(\theta_C)) Z^0 \\ &= ddZ^0 \sin^2(\theta_C) + ssZ^0 \cos^2(\theta_C) - (dsZ^0 + sdZ^0) \sin(\theta_C) \cos(\theta_C) \end{aligned}$$

Pas de « FCNC » !!! : flavour changing neutral current

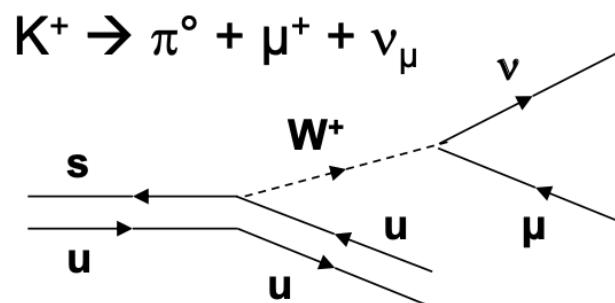
V.3. Propriétés des CN

Les 6 vertex concernant les quarks sont donc pour les If CN:



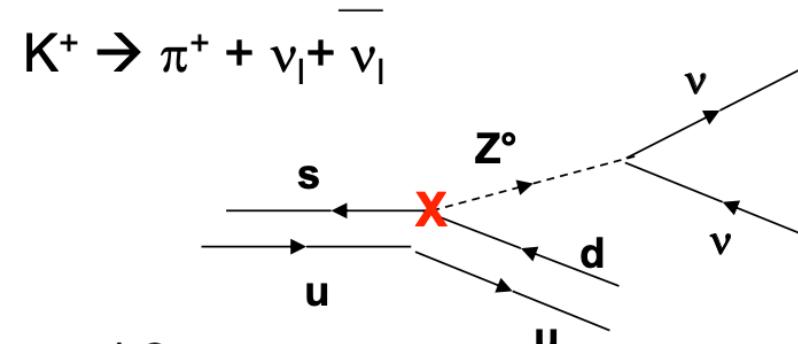
Contrairement aux If CC, les If CN conservent S, C, B, T

Ceci peut être vérifié expérimentalement en regardant les 2 désintégrations suivantes, qui semblent très semblables mais l'une est permise et l'autre interdite:



$$\Delta s \neq 0$$

Mais If CC \rightarrow OK



$$\Delta s \neq 0$$

Mais If CN \rightarrow interdit



V.3. Propriétés des CN

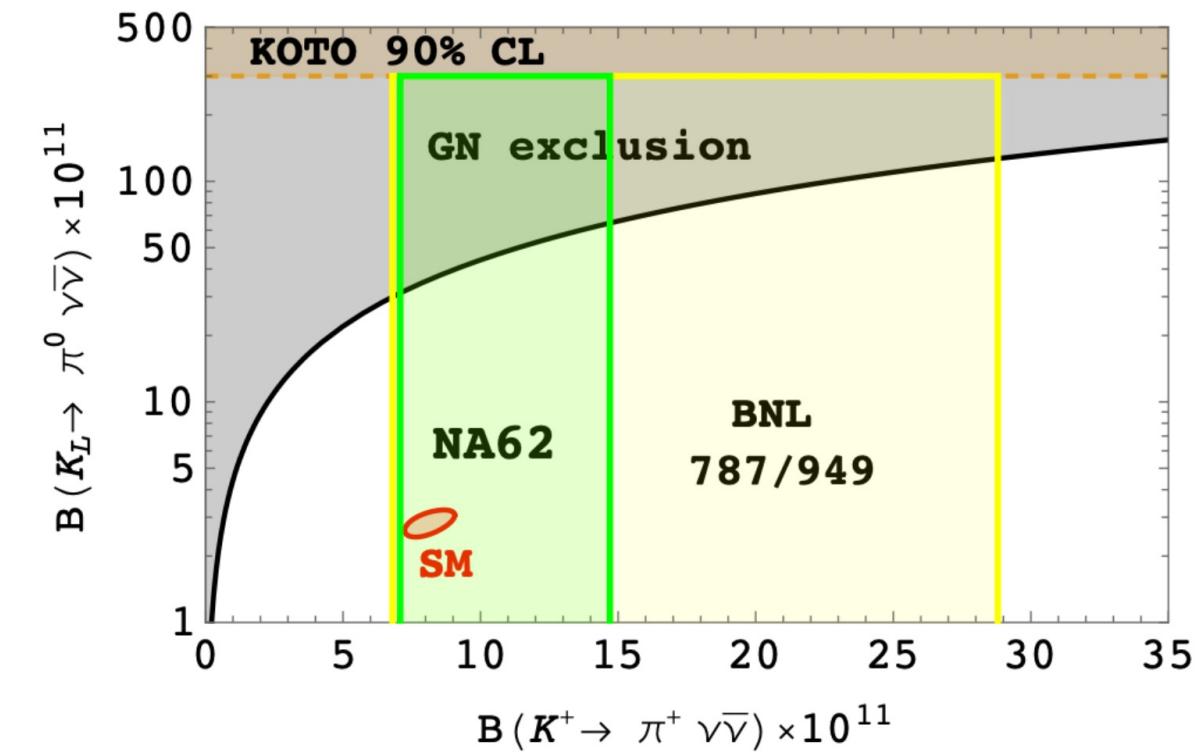
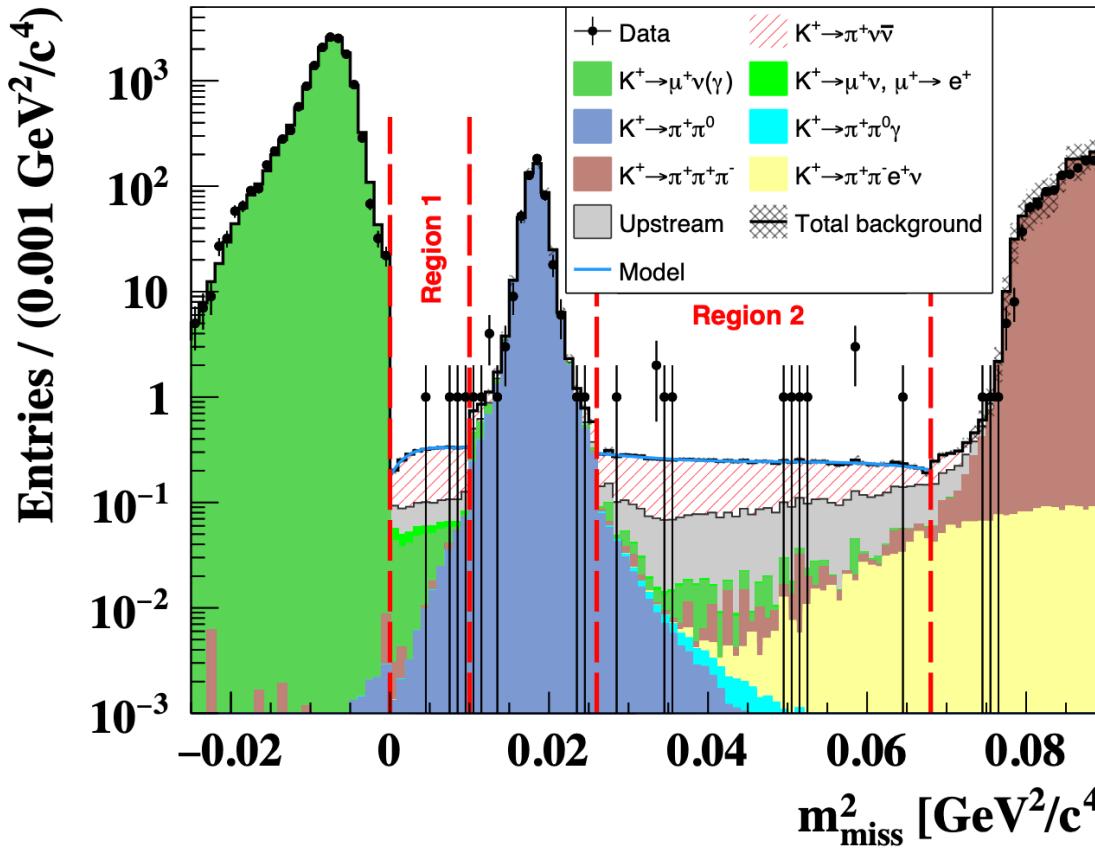
PDG 2023 :

Γ_4	$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu^-$	(3.352 ± 0.033) %	S=1.9
Γ_{39}	$\pi^+ \nu \bar{\nu}$	$s1$	($1.14 \begin{array}{l} +0.40 \\ -0.33 \end{array}$) $\times 10^{-10}$

NA62 (Mars 2021) : [CERN-EP-2021-050](#)

The NA62 experiment reports the branching ratio measurement $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (10.6^{+4.0}_{-3.4} |_{\text{stat}} \pm 0.9 |_{\text{syst}}) \times 10^{-11}$ at 68% CL, based on the observation of 20 signal candidates with an expected background of 7.0 events from the total data sample collected at the CERN SPS during 2016–2018. This provides evidence for the very rare $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decay, observed with a significance of 3.4σ . The experiment achieves a single event sensitivity of

V.3. Propriétés des CN

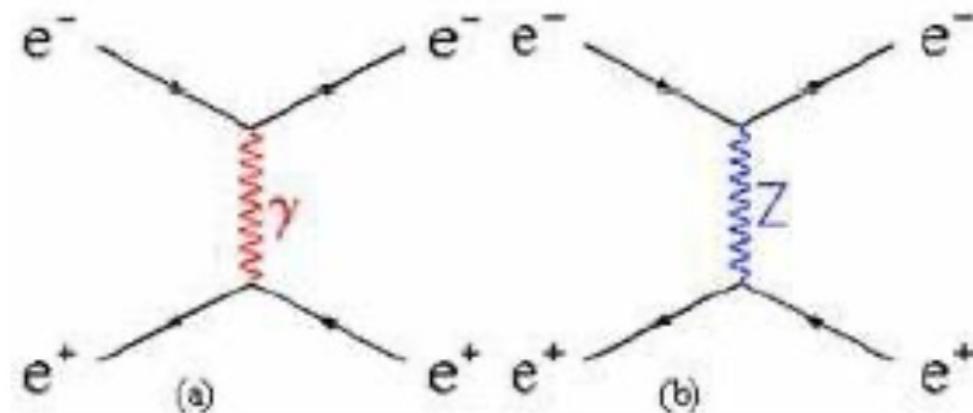


“Golden channels” pour la recherche de nouvelle physique (BSM = Beyond the Standard Model)

V.4. La découverte des CN

L'observation des premières If CN n'a été faite qu'en 1973 alors que les If à CC étaient connues depuis longtemps (désintégration β).

Il fallait distinguer l'échange d'un Z^0 de celui d'un γ or ils conduisent souvent aux mêmes diagrammes:



Il fallait donc s'assurer de l'absence de toute lém en ne considérant que des interactions avec neutrinos, c'est derniers ne pouvant avoir que des interactions faibles → processus rares

V.4. La découverte des CN

1973 dans la chambre à bulles GARGAMELLE



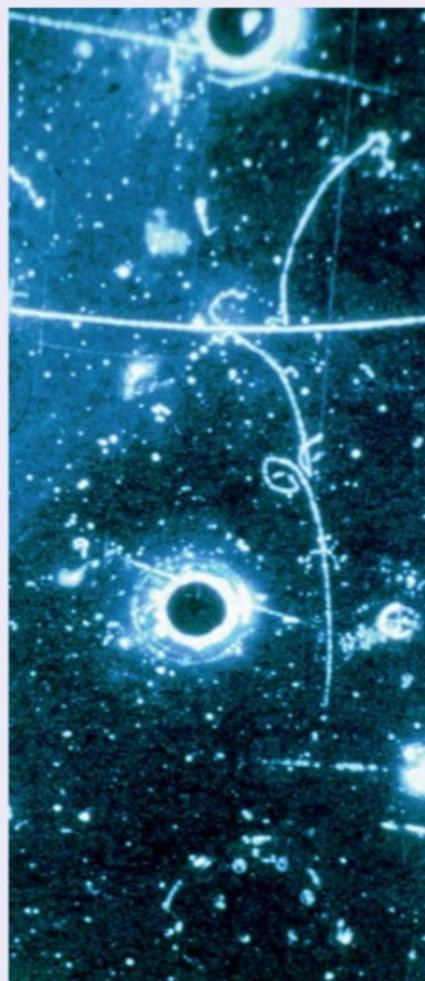
Observation de la 1^{ère} interaction à CN

4,8m de longueur et 2m de diamètre
1 000 tonnes,
environ 12 m³ de liquide dense, le fréon (CF₃Br)



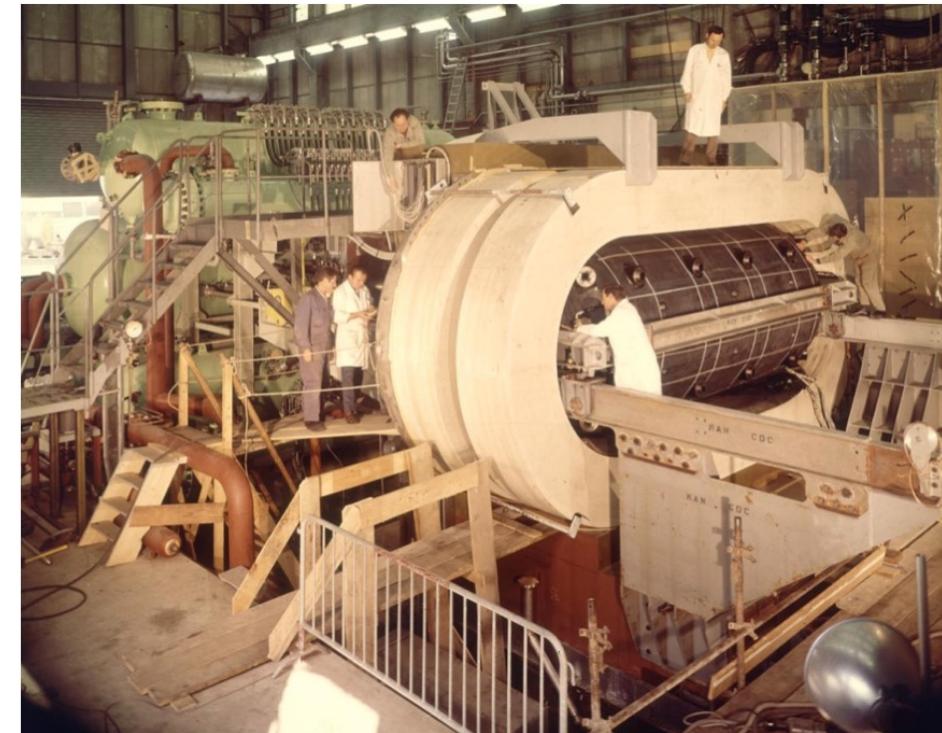
V.4. La découverte des CN

1973 dans la chambre à bulles GARGAMELLE



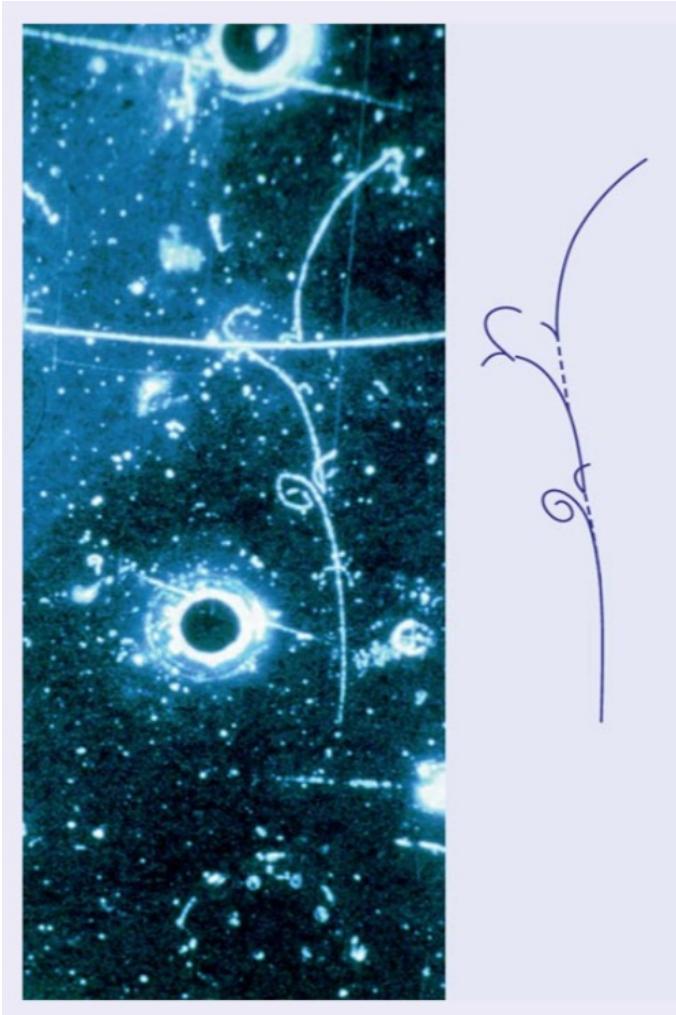
Observation de la 1^{ère} interaction à CN

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$



V.4. La découverte des CN

1973 dans la chambre à bulles GARGAMELLE



Observation de la 1^{ère} interaction à CN

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

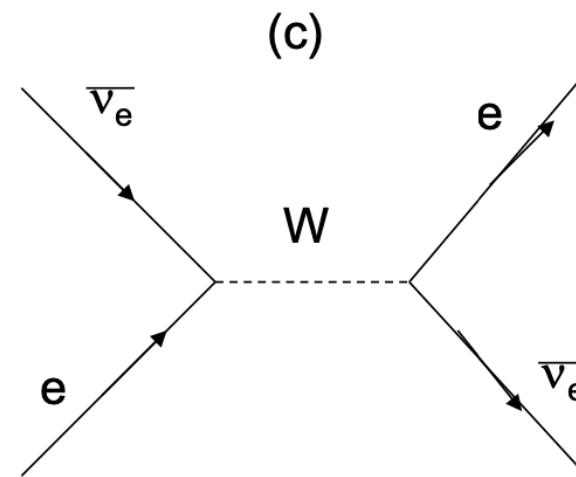
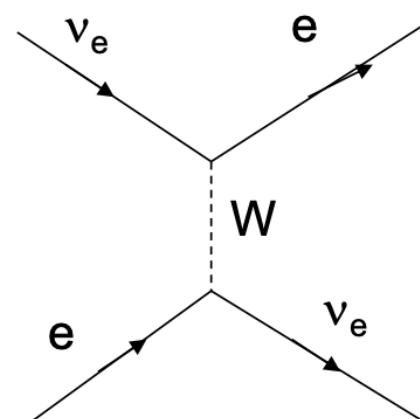
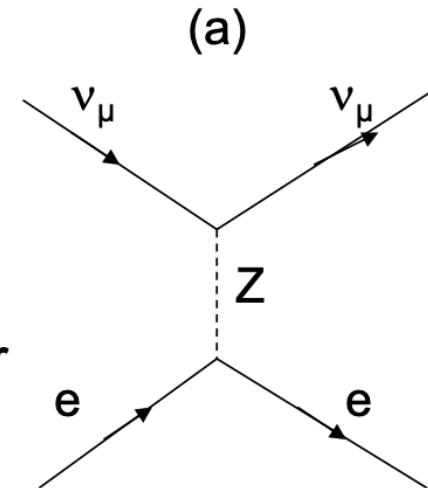


V.4. La découverte des CN

Peut s'expliquer par un échange de Z^0 :

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

Ne peut s'expliquer par un échange de W car les diagrammes suivants impliquent un faisceau de ν_e ou de $\bar{\nu}_e$



V.4. La découverte des CN

Dans la même expérience, on a aussi observé la réaction correspondante neutrino – quark:

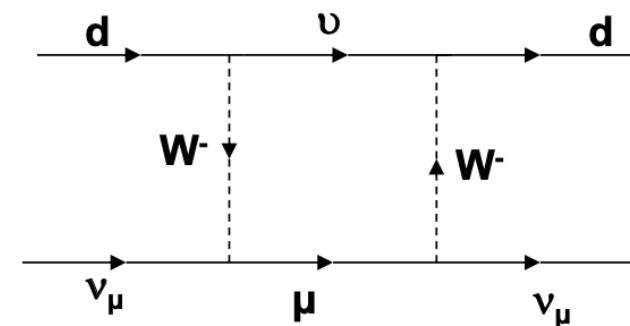
$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X$$

Sans μ dans l'état final

$$\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X) \approx \frac{1}{3} \sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X)$$

Section efficace du même ordre que celle du processus CC correspondant. C'est donc bien un nouveau type d'lf et non un processus du 2^{ème} ordre tel que:

Qui produirait une section efficace beaucoup plus petite



V.4. La découverte des CN

L'équipe d'expérimentateurs (collaboration Gargamelle), qui a découvert les CN, n'a pas eu droit au Prix Nobel car celui-ci ne peut être attribué à une équipe mais cette équipe a tout de même reçu le prix de l'EPS.

Toutefois, une fois la théorie électrofaible confortée par cette découverte expérimentale, leurs auteurs, Glashow, Weinberg et Salam, reçurent le

prix Nobel de physique en 1979 - théorie électrofaible

V.5. Contraintes d'unification

Nous avons vu que dans le cas des If CC, le couplage du fermion au W est toujours V – A pur:

$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \quad \text{facteur au vertex du } W^\pm$$

Pour obtenir la suppression désirée des termes infinis dans tous les processus possibles, il faut envisager un facteur au vertex du Z^0 qui soit plus complexe:

$$\frac{-ig_Z}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (c_V^f - c_A^f \gamma^5) \quad \text{facteur au vertex du } Z^0$$

g_Z : charge faible des CN

c_V^f, c_A^f : proportions de couplage V et de A;

dépendent de la nature du fermion f impliqué

V.5. Contraintes d'unification

Dans la théorie électrofaible unifiée de Glashow, Weinberg et Salam (1967), le modèle GWS, il existe un lien entre toutes ces constantes (unification); elles s'expriment toutes en fonction d'un seul paramètre, l'angle de mélange faible ou **angle de Weinberg: θ_W**

Contribution des fermions à l'If à CN, vecteur et axial-vecteur:

f	c_v	C_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	1/2
e^-, μ^-, τ^-	$-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$	-1/2
u, c, t	$1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$	1/2
d, s, b	$-1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$	-1/2

Le lien entre les If CC et NC et avec l'lém:

$$g_w = \frac{g_e}{\sin \theta_W} \quad g_z = \frac{g_e}{\cos \theta_W} \quad g_e = e \sqrt{4\pi / \hbar c}$$

V.5. Contraintes d'unification

Les masses des bosons W^\pm et Z^0 sont reliées elles aussi:

$$M_W = M_Z \cos\theta_W$$

Tout comme les éléments de la matrice CKM, l'angle θ_W ne se prédit pas, il se mesure expérimentalement:

Angle de
l'ordre
de 30 degrés

$$\sin^2\theta_W = 0.23126(5) \quad \text{PDG 2014}$$

PDG 2021
0.231 21(4)^{††}

L'annulation de tous les infinis dans les calculs de section efficace, demande aussi que la condition d'anomalie soit satisfaite; elle relie les charges électriques de tous les fermions:

$$\sum_l Q_l + 3 \sum_q Q_q = 0$$

La sommation se fait sur tous les leptons l et tous les quarks q ; le facteur 3 tient compte des 3 charges de couleurs. La relation est bien vérifiée pour les 3 générations de fermions connues actuellement.

V.6. Prédiction de la masse des bosons W et Z

Nous avons (chapitre III), qu'à l'approximation des basses énergies ($q^2 \ll M_W^2$), l'intensité des interactions CC est caractérisée par la constante de Fermi G_F (approximation de l'interaction ponctuelle):

$$\frac{4\pi\alpha_w}{M_w^2} \equiv \frac{8}{\sqrt{2}} G_F \quad (\text{unités naturelles}) \rightarrow$$

$$M_w^2 = \frac{\pi\alpha_w}{\sqrt{2}G_F} \quad \text{or} \quad \alpha_w \equiv \frac{g_w^2}{4\pi} = \frac{g_e^2}{4\pi \sin^2 \theta_w} = \frac{\alpha_{\text{ém}}}{\sin^2 \theta_w} \quad \text{donc:}$$

$$M_w^2 = \frac{\pi\alpha_{\text{ém}}}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_w} \quad \text{et} \quad M_z^2 = \frac{\pi\alpha_{\text{ém}}}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w}$$

Les masses des bosons W et Z peuvent donc être prédites dès lors que l'on connaît l'angle de Weinberg.

V.6. Prédiction de la masse des bosons W et Z

De même que la constante de Fermi a été définie pour les If CC:

$$\frac{4\pi\alpha_w}{M_w^2} \equiv \frac{8}{\sqrt{2}} G_F$$

On peut définir une constante de couplage effective à l'approximation des interactions ponctuelles pour les CN, G_Z :

$$\frac{4\pi\alpha_z}{M_z^2} \equiv \frac{8}{\sqrt{2}} G_Z$$

On a donc:

$$\frac{G_Z}{G_F} = \frac{M_w^2}{M_z^2} \frac{\alpha_z}{\alpha_w} = \frac{M_w^2}{M_z^2} \frac{g_z^2}{g_w^2} = \sin^2 \theta_w$$

L'angle de Weinberg peut donc être mesuré en comparant des taux d'interactions CC et CN à basse énergie.

V.6. Prédiction de la masse des bosons W et Z

En 1981, la valeur mesurée de cette manière était

$$\sin^2\theta_W = 0.227 \pm 0.014 \quad \text{valeur mesurée en 1981}$$

Conduisant aux prédictions suivantes pour la masse des bosons:

$$M_W = (78.3 \pm 2.4) \text{ GeV/c}^2 \quad \text{et} \quad M_Z = (89.0 \pm 2.0) \text{ GeV/c}^2$$

valeurs prédites en 1981

La découverte des bosons W et Z un peu plus tard, avec des masses compatibles avec ces valeurs prédites, fut un triomphe pour la théorie électrofaible de GWS.

V.6. Prédiction de la masse des bosons W et Z

Toutefois, si on utilise la mesure actuelle de l'angle de Weinberg, beaucoup plus précise, et qu'on prédit les masses, comme ci-dessus, on obtient les valeurs:

$$M_W = (77.50 \pm 0.03) \text{ GeV/c}^2 \quad \text{et} \quad M_Z = (88.41 \pm 0.04) \text{ GeV/c}^2$$

A comparer aux valeurs mesurées actuellement:

$$M_W = (80.385 \pm 0.015) \text{ GeV/c}^2 \quad \text{et} \quad M_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV/c}^2$$

PDG 2014

L'accord n'est pas bon!

$$M_W \text{ (2020)} = 80.379 \pm 0.012 \text{ GeV}$$

$$M_Z \text{ (2020)} = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

V.6. Prédiction de la masse des bosons W et Z

Ce désaccord résulte de ce qu'on a fait l'approximation de basse énergie pour G_F , qui correspond à l'échange d'un seul W. Il faut prendre en compte la contribution des diagrammes d'ordre plus élevé. Deux des* plus importants sont les suivants:



Le résultat du calcul va donc dépendre de la masse du top.

En prenant en compte les corrections d'ordre supérieur, un bon accord est obtenu entre mesure et prédiction.

* Il existe aussi des boucles impliquant le Higgs

Wikipédia :

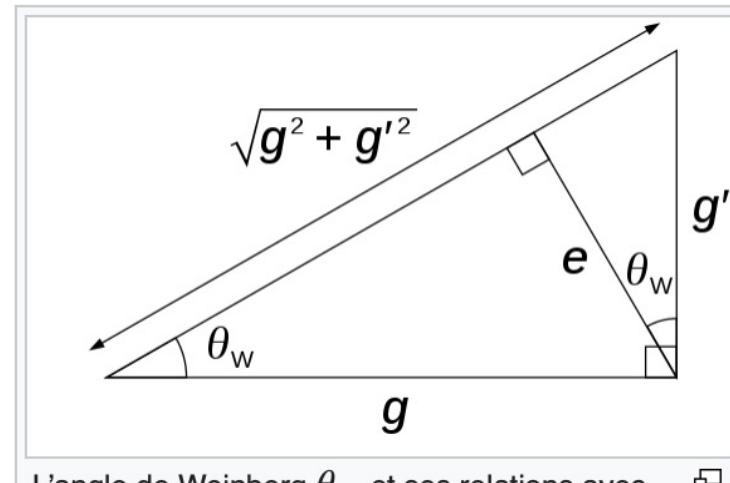
L'**angle de Weinberg**, ou **angle de mélange électrofaible**, est un paramètre de la **théorie électrofaible** établissant une relation entre la masse des bosons **W** et **Z** : $\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z}$. Cet angle représente la rotation effectuée lors de la **brisure spontanée de symétrie** sur le plan des bosons W^0 et B^0 lorsqu'ils produisent un **boson Z** et un **photon** selon la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ W^0 \end{pmatrix}.$$

Afin de simplifier les calculs la quantité $\sin^2 \theta_W$ est la plus souvent employée :

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \left(\frac{m_W}{m_Z} \right)^2 = 0,22290(30),$$

où m_W et m_Z sont les masses respectives d'un **boson W^\pm** et d'un **boson Z^0** , et avec $\frac{m_W}{m_Z} = 0,88153(17)$.



L'angle de Weinberg θ_W et ses relations avec les constantes de couplage g et g' ainsi que e . □

V.7. La découverte des bosons W et Z

1982-83 Découverte des bosons W et Z

Rubbia
van der Meer
Prix Nobel 1994

CERN -1976 Proposition de **collisionneur p-p dans le SPS**

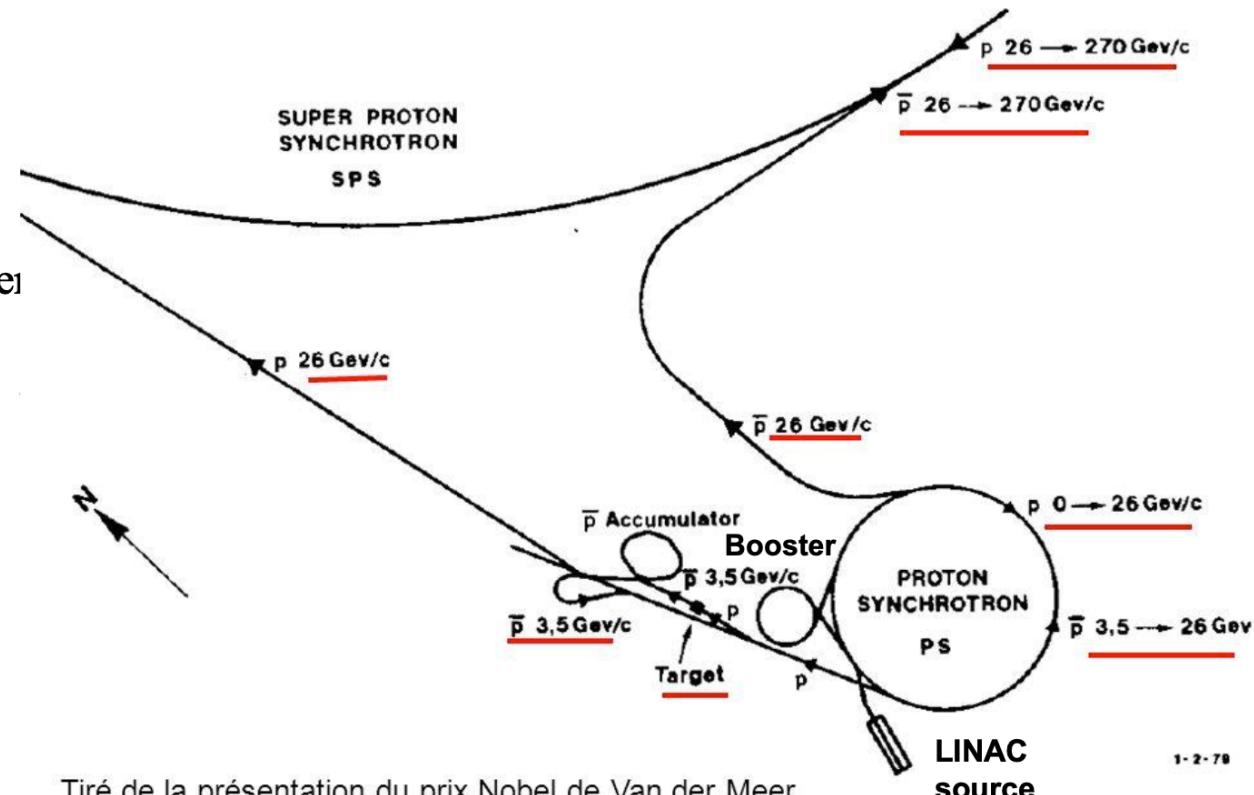
(Rubbia et al.)

- 1978 Adoption du projet
 - + Accumulateur d'antiprotons et refroidissement stochastique (van der Meer et al.)
- 1981 Premières collisions 270 + 270 GeV
- 1982 W observés dans l'expérience UA1, puis dans UA2
- 1983 Z observé

Collisionneur $p\bar{p}$

Faisceau de protons

1. LINAC: $H \rightarrow 50 \text{ MeV}$
2. BOOSTER: 4 Synchrotrons superposés ($\phi \sim 50 \text{ m}$)
accumuler p et accélérer \rightarrow
3. PS: Synchrotron ($\phi \sim 200 \text{ m}$)
accélérer $p \rightarrow 26 \text{ GeV}$
4. SPS: Synchrotron ($\phi \sim 2200 \text{ m}$)
accélérer $p \rightarrow 270 \text{ GeV}$



Tiré de la présentation du prix Nobel de Van der Meer

Faisceau d'anti-protons

5. Protons du PS envoyés sur une cible $\rightarrow \bar{p}$
6. AA: accumulateur de \bar{p} ($\phi \sim 50 \text{ m}$) et mise en forme à 3.5 GeV
7. $\rightarrow \text{PS} \rightarrow \text{SPS}$

Collisions:

$S\bar{p}S$: collisionneur $p\bar{p}$, $L \leq 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$,

V.7. La découverte des bosons W et Z

Les processus élémentaires qui permettent de produire un W ou un Z au SppS sont:

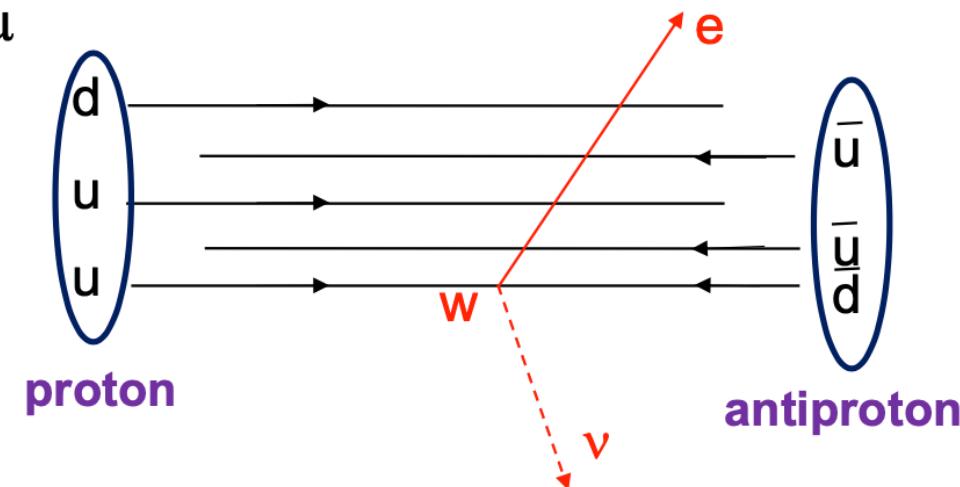
$$u + \bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow l^+ + \nu_l \quad \text{avec } l = e, \mu$$

$$d + \bar{u} \rightarrow W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l$$

$$u + \bar{u} \rightarrow Z^0 \rightarrow l^+ + l^-$$

$$d + \bar{d} \rightarrow Z^0 \rightarrow l^+ + l^-$$

$$\Rightarrow p + \bar{p} \rightarrow W, Z + X(\text{hadrons})$$



Les partons n'emportent qu'une fraction de l'impulsion

Du proton ou de l'antiproton $\rightarrow SL \neq SCM \rightarrow e$ et ν pas dos-à-dos

Avec un collisionneur p-p, l'anti-quark aurait dû provenir de la mer \rightarrow

Section efficace encore plus petite. W très rare (1 sur 10⁸ interactions !)

V.7. La découverte des bosons W et Z

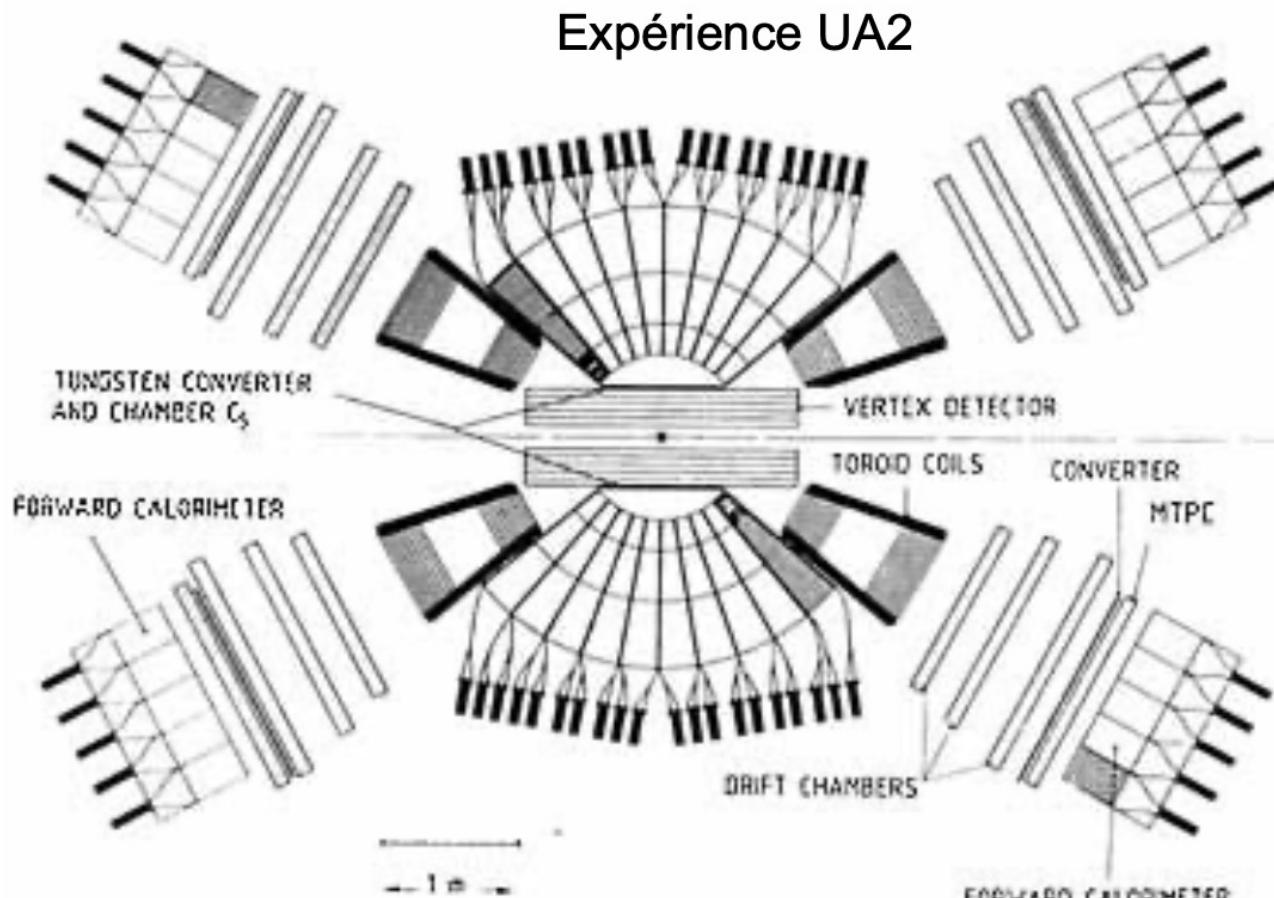
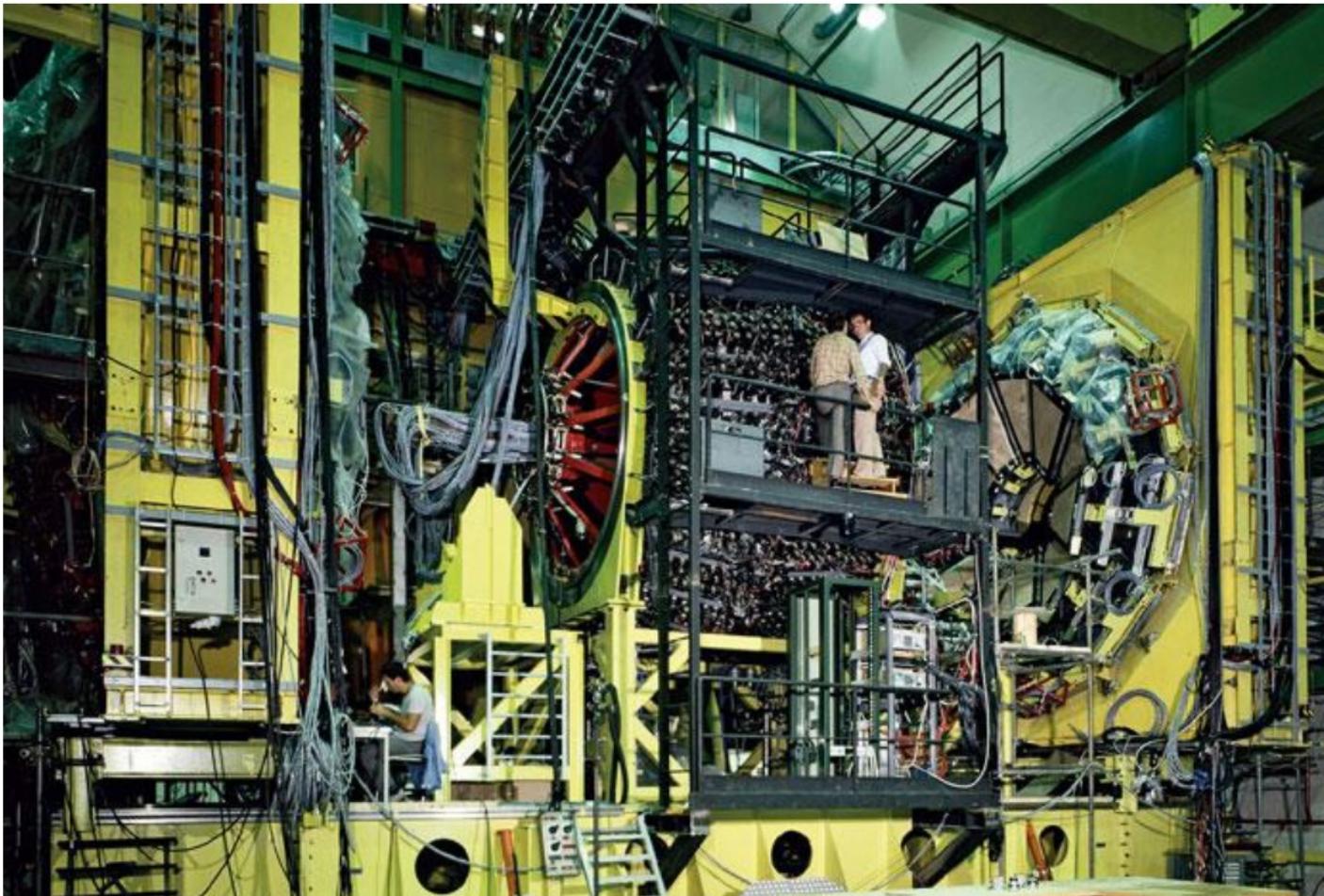


Schéma du détecteur UA2.
Le détecteur de vertex mesure les coord. des vertex primaires et secondaires, les aimants toroïdaux incurvent les trajectoires des particules chargées, les chambres à dérive permettent de reconstruire ces trajectoires et de déterminer p. Les scintillateurs et leur PM constituent des calorimètres ém qui mesure l'énergie des particules. Les compteurs proportionnels multitubes (MTPC) mesurent les pieds de gerbes créées dans les plaques de matériaux denses. les convertisseurs

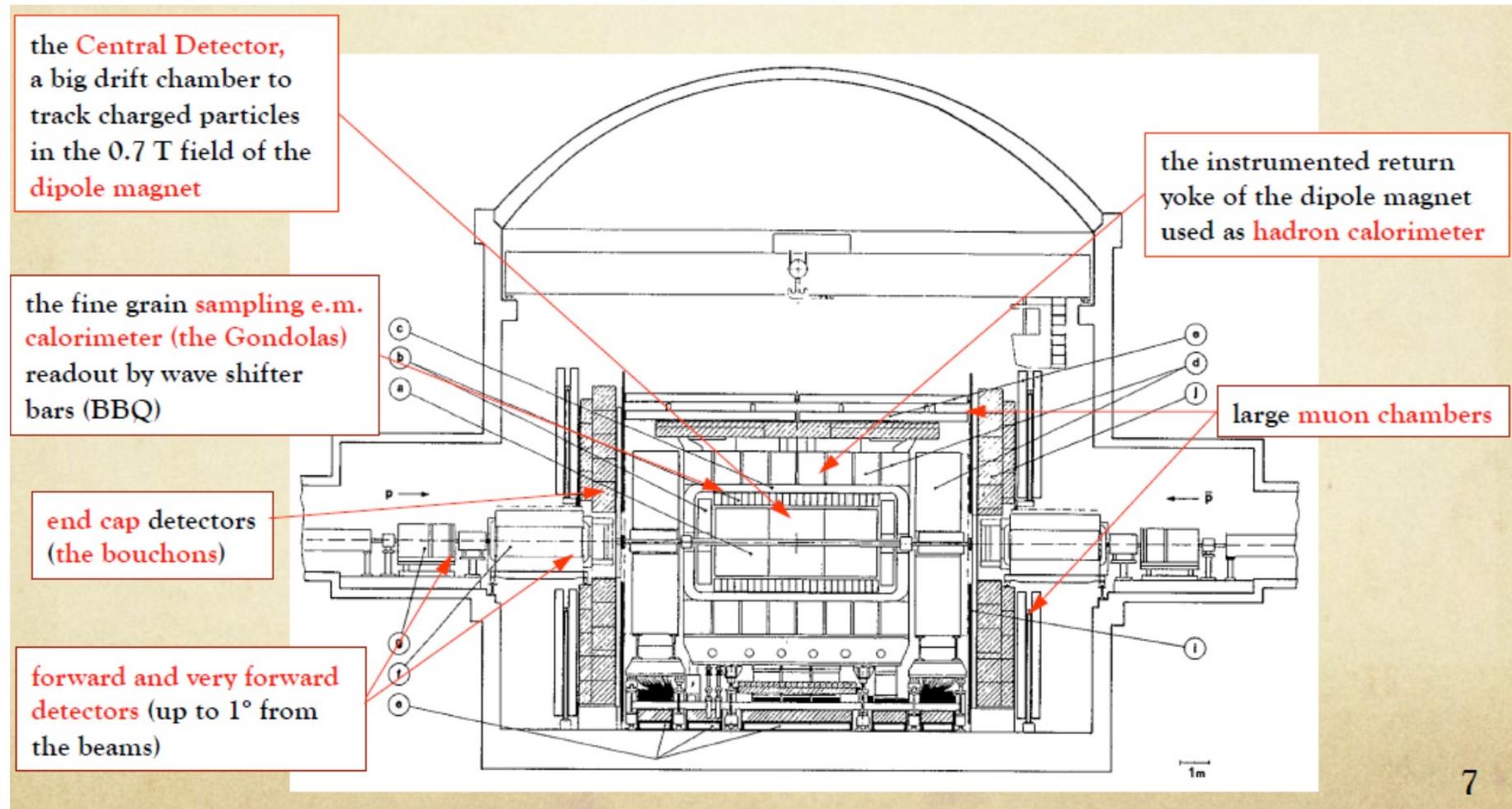
V.7. La découverte des bosons W et Z



Expérience
UA2 - CERN

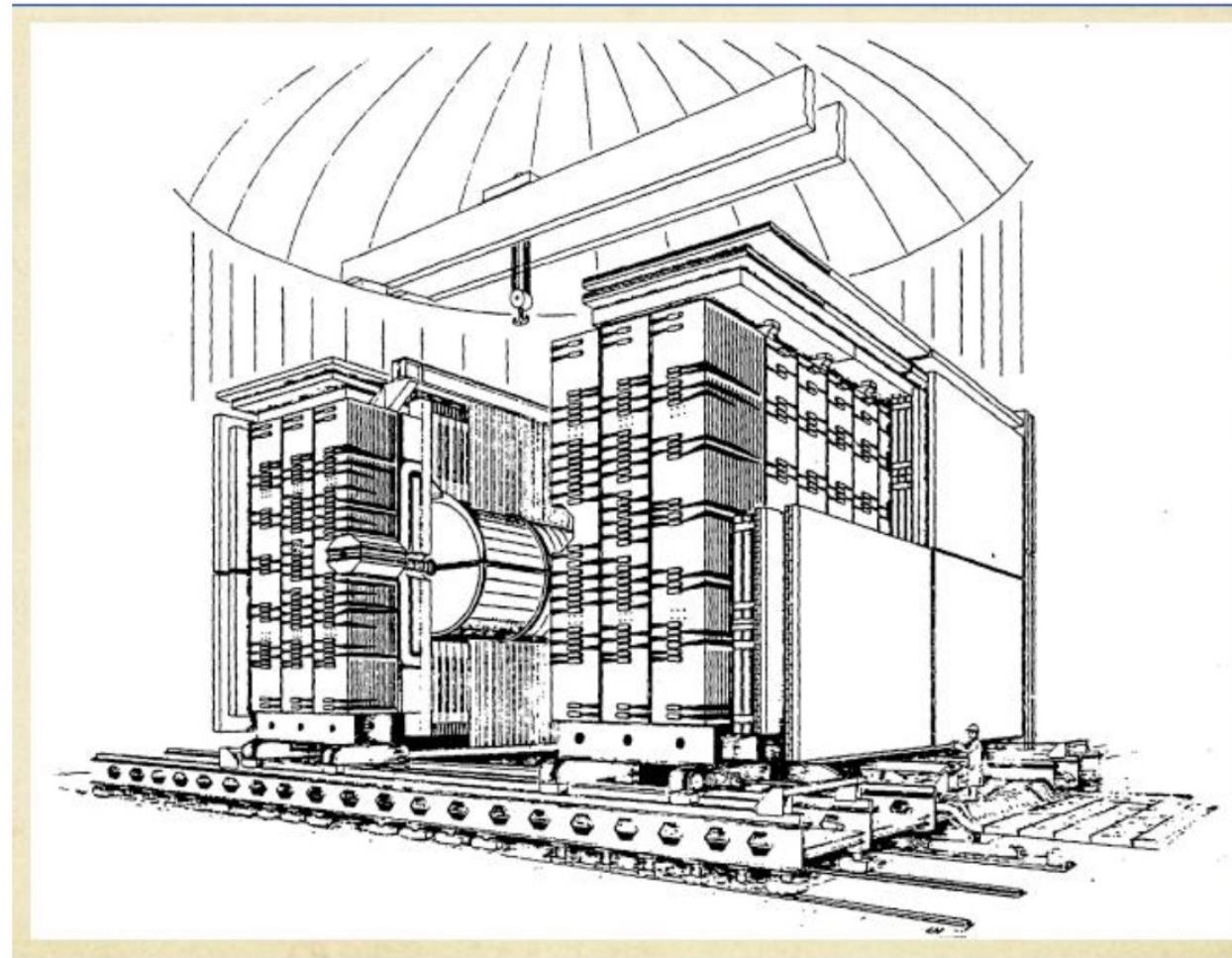
V.7. La découverte des bosons W et Z

Expérience UA1: section longitudinale



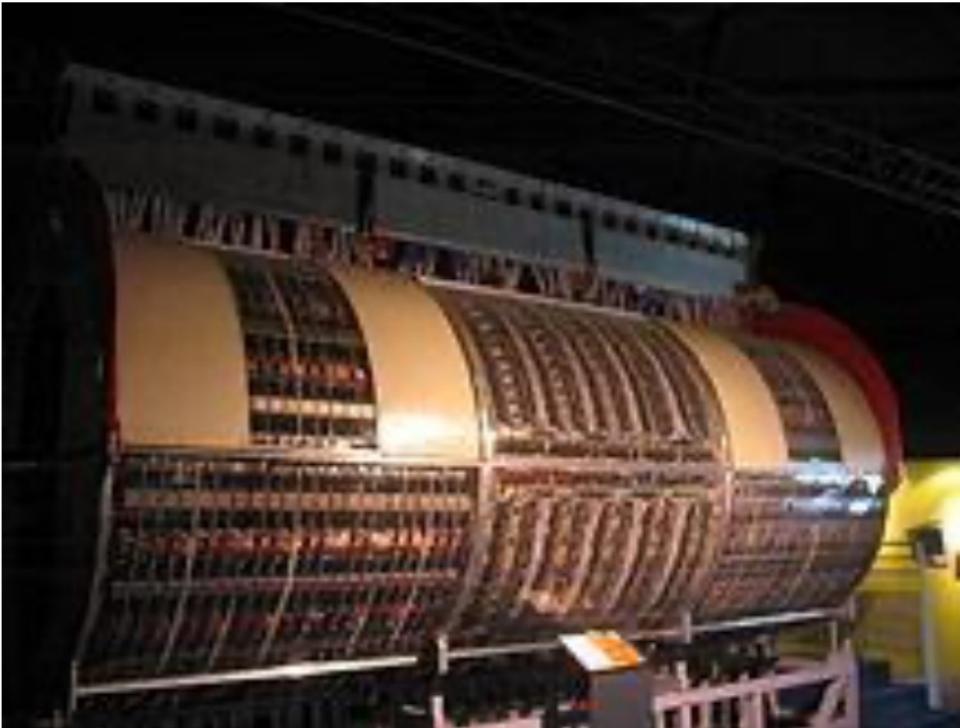
V.7. La découverte des bosons W et Z

Expérience UA1: vue en perspective



V.7. La découverte des bosons W et Z

Expérience UA1: détecteur central



Expérience UA1: calorimètre hadronique et aimant pendant la construction.



V.7. La découverte des bosons W et Z

Le Z^0 a été découvert après le W car sa section efficace de production est environ 10 fois plus petite que celle du W mais une fois les candidats Z^0 sélectionnés avec une statistique suffisante, leur masse est estimée à partir de la masse invariante du système e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$:

$$M_Z^2 = M_{\text{inv}}^2(1^+, 1^-) = (E_{1^+} + E_{1^-})^2 - (\overline{p}_{1^+} + \overline{p}_{1^-})^2 \quad Z^0 \rightarrow 1^+ + 1^-$$

La distribution de masse invariante comporte un pic, situé à la masse du Z^0 , sortant d'un bruit de fond continu. Ce pic est en fait une distribution Breit-Wigner avec les paramètres M_Z et Γ_Z .

Sélection des candidats:

2 leptons de même nature, ee ou $\mu\mu$, de charge électrique opposée et d'impulsion transverse élevée (car masse du boson élevée).

Impulsion transverse (définition): quantité de mvt projetée dans le plan transverse, perpendiculaire aux faisceaux.

V.7. La découverte des bosons W et Z

Impulsion transverse (justification):

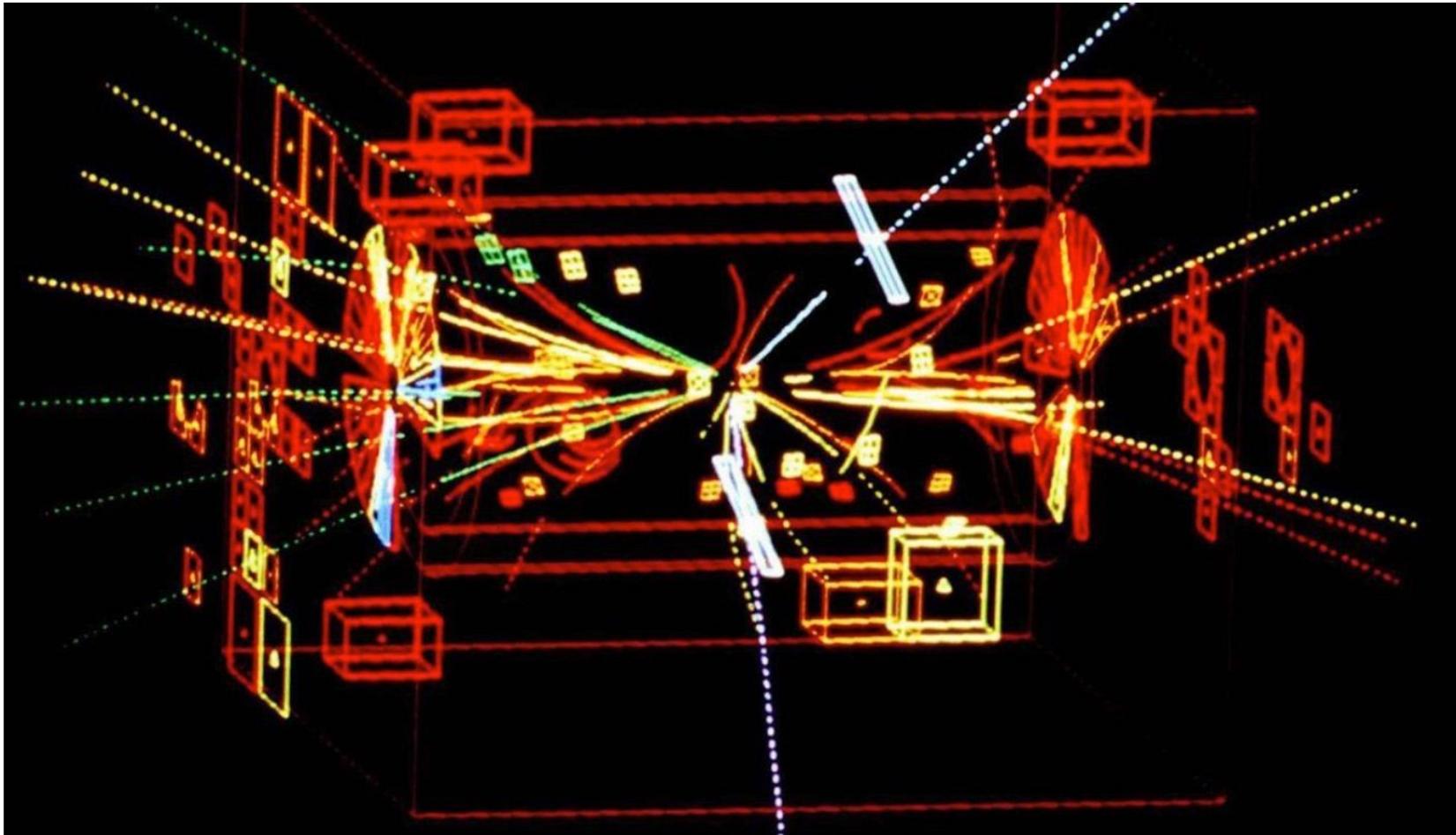
Seulement dans le plan transverse, le boson est à peu près au repos.

$$\overline{\overline{p_{Z^\circ}}} = \overline{\overline{p_q}} + \overline{\overline{p_{\bar{q}}}} \simeq \overline{\overline{p_{Lq}}} + \overline{\overline{p_{L\bar{q}}}} \quad \text{et} \quad \overline{\overline{p_{Tq}}} + \overline{\overline{p_{T\bar{q}}}} \simeq 0$$

En effet, en première approximation, les partons ont la même direction que le hadron dont ils font partie. L'impulsion du Z° est dirigée suivant l'axe des faisceaux, dans un sens ou dans l'autre suivant que ce soit le quark du proton ou l'antiquark de l'antiproton qui emporte la plus grande fraction de l'impulsion de la particule accélérée.

Dès lors, exiger p_T au-dessus d'un seuil, plutôt que p_L , inclurait des leptons de bruit de fond émis dans la désintégration des hadrons car ceux-ci peuvent être émis avec un grand p_L si un des partons interagissant à beaucoup plus d'impulsion que celui de l'autre faisceau, par contre, son p_T restera faible.

V.7. La découverte des bosons W et Z



Reconstruction graphique du premier $Z^{\circ} \rightarrow e+ + e-$ observé dans UA1

V.7. La découverte des bosons W et Z

21_PDFsam_V_Interaction
electrofaible_2018.pdf (page 20 of 49)

Pour le W, il y a plus de statistique que pour le Z° mais un seul des 2 produits de la désintégration est détectable, le lepton chargé, le neutrino échappant à toute détection. C'est pourquoi on demande aussi comme signature, une grande énergie manquante.

$$\text{Energie manquante: } E_T^{\text{miss}} = \left| \sum p_{T_i}^- \right|$$

Somme sur toutes les particules détectées dans l'état final.

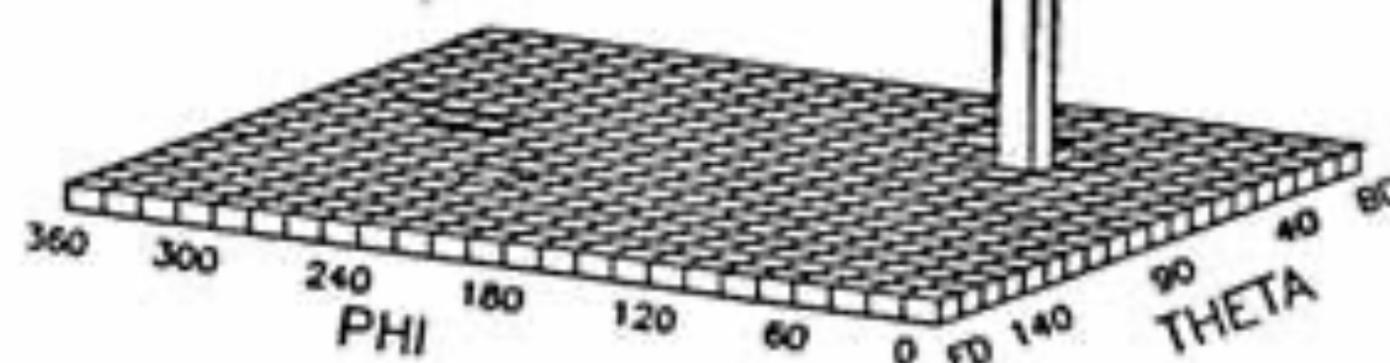
Celle-ci doit être nulle lorsque toutes les particules de l'état final sont détectées, les partons interagissant étant alignés sur les faisceaux. L'absence du neutrino entraîne par contre une énergie manquante significative.

V.7. La découverte des bosons W et Z

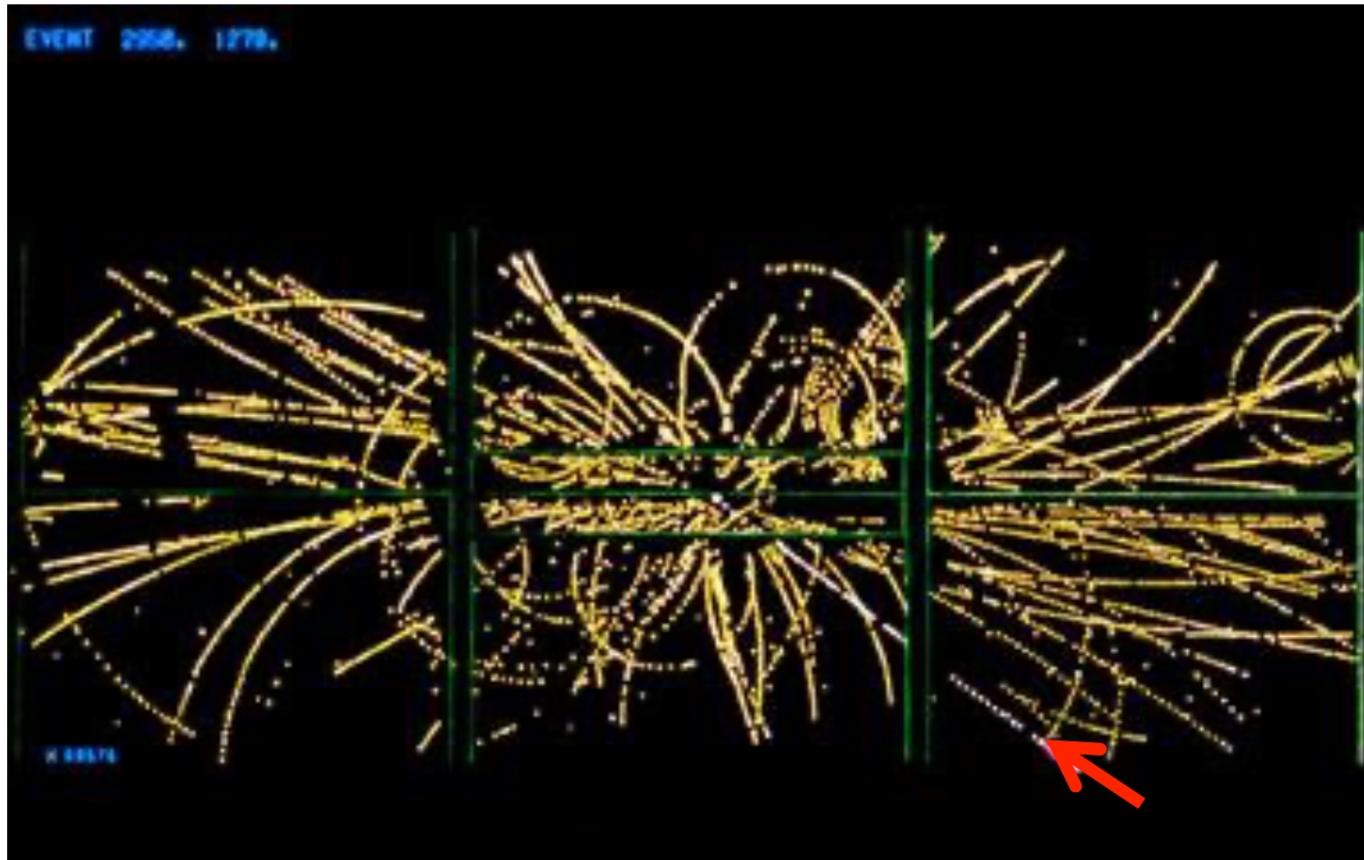
Signature laissée par un W observé par l'expérience UA2: une impulsion transverse importante (celle d'un électron) laissée dans une seule cellule du calorimètre électromagnétique.

$$\text{Hauteur de colonne} \propto \bar{p}_T^{l=e,\mu}$$

θ, φ : angles d'émission du lepton chargé, l.



V.7. La découverte des bosons W et Z



Un des premiers événements trouvé par le détecteur UA1, produisant un électron de grande impulsion transverse (indiqué par une flèche). Cet électron est émis plus ou moins en opposition

à la quantité de mouvement transverse manquante , indiquant l'émission d'un neutrino ne laissant aucun signal dans le détecteur.

V.7. La découverte des bosons W et Z

La quantité de mvt des partons qui ont interagi étant inconnue ainsi que celle du neutrino, il est impossible de reconstruire la M_{inv} du système (l, ν). Pour observer le W et estimer sa masse, on utilise une variable appelée masse transverse: M_T :

$$M_T^2 \equiv (E_{Tl} + E_{Tv})^2 - (\bar{p}_{Tl} + \bar{p}_{Tv})^2 \quad \text{avec} \quad E_T^2 \equiv m^2 + \bar{p}_T^{-2}$$

$$= (E_{Tl} + E_T^{miss})^2 - (\bar{p}_{Tl} + \bar{p}_T^{miss})^2 \quad \text{avec} \quad \bar{p}_T^{miss} \equiv -\sum \bar{p}_{Ti}$$

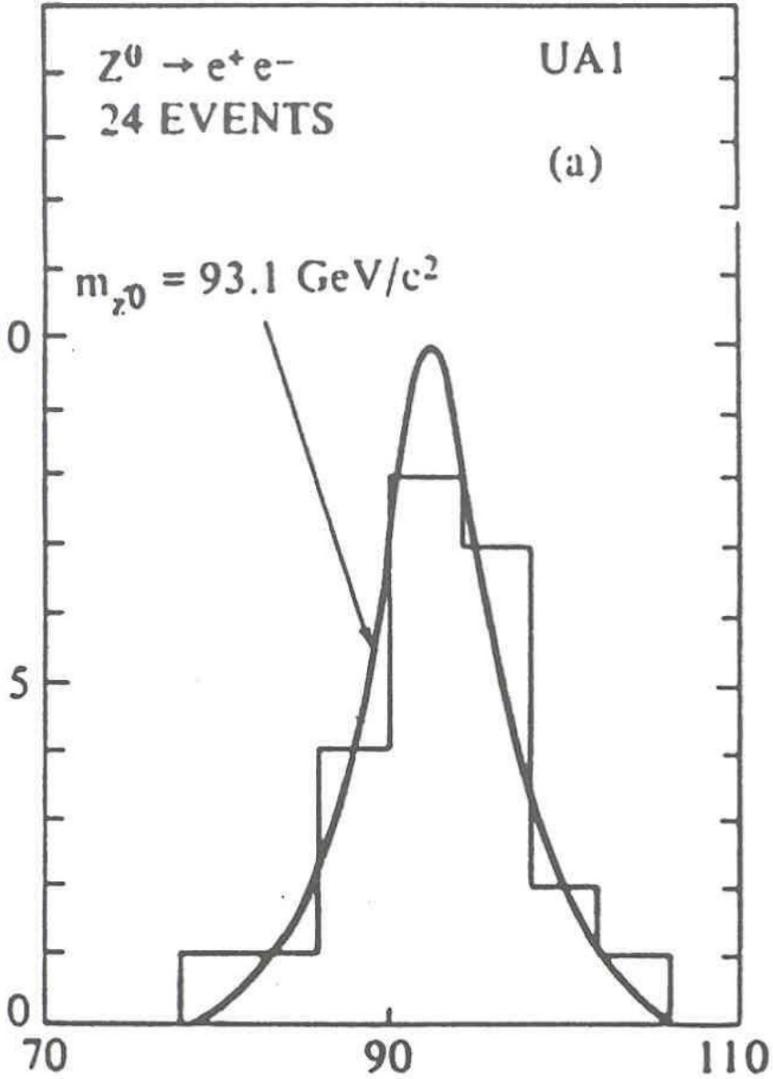
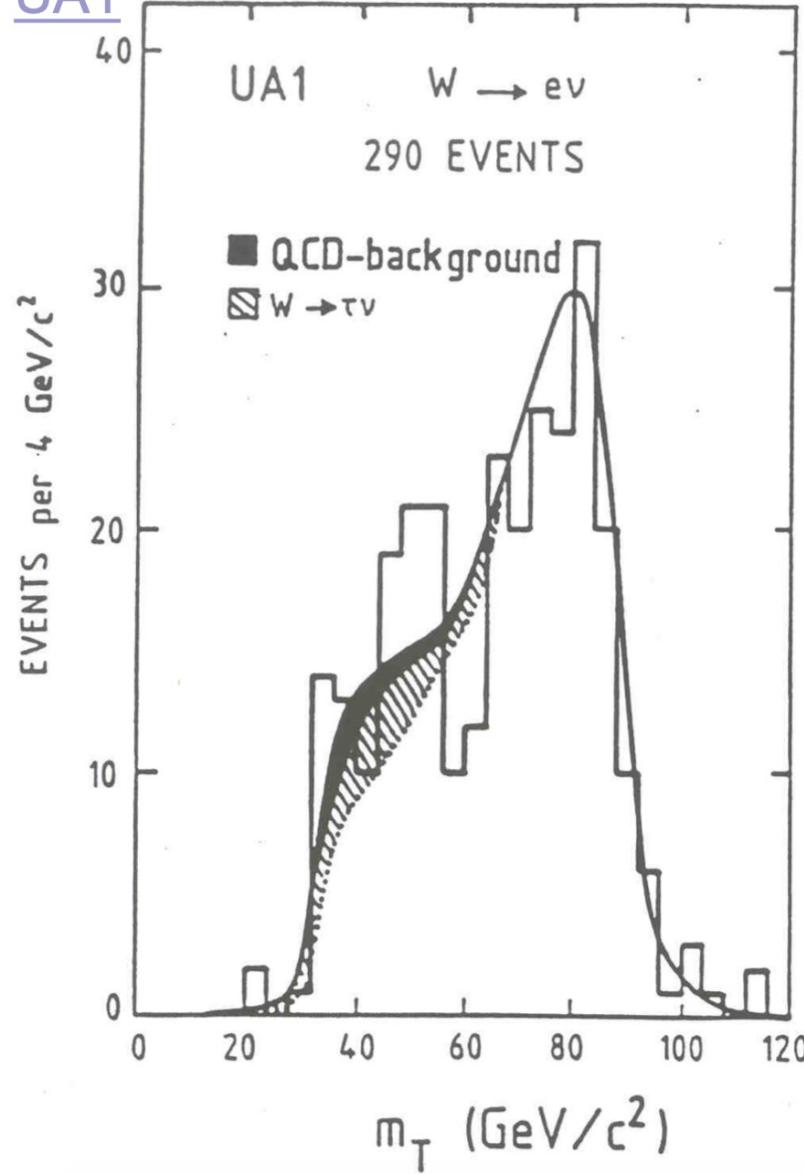
$$= (E_{Tl} + E_T^{miss})^2 - (\bar{p}_T^{hadr})^2 \quad \text{avec} \quad \bar{p}_T^{hadr} \equiv \sum \bar{p}_{Tih}$$

Sommation
sur toutes les
particules

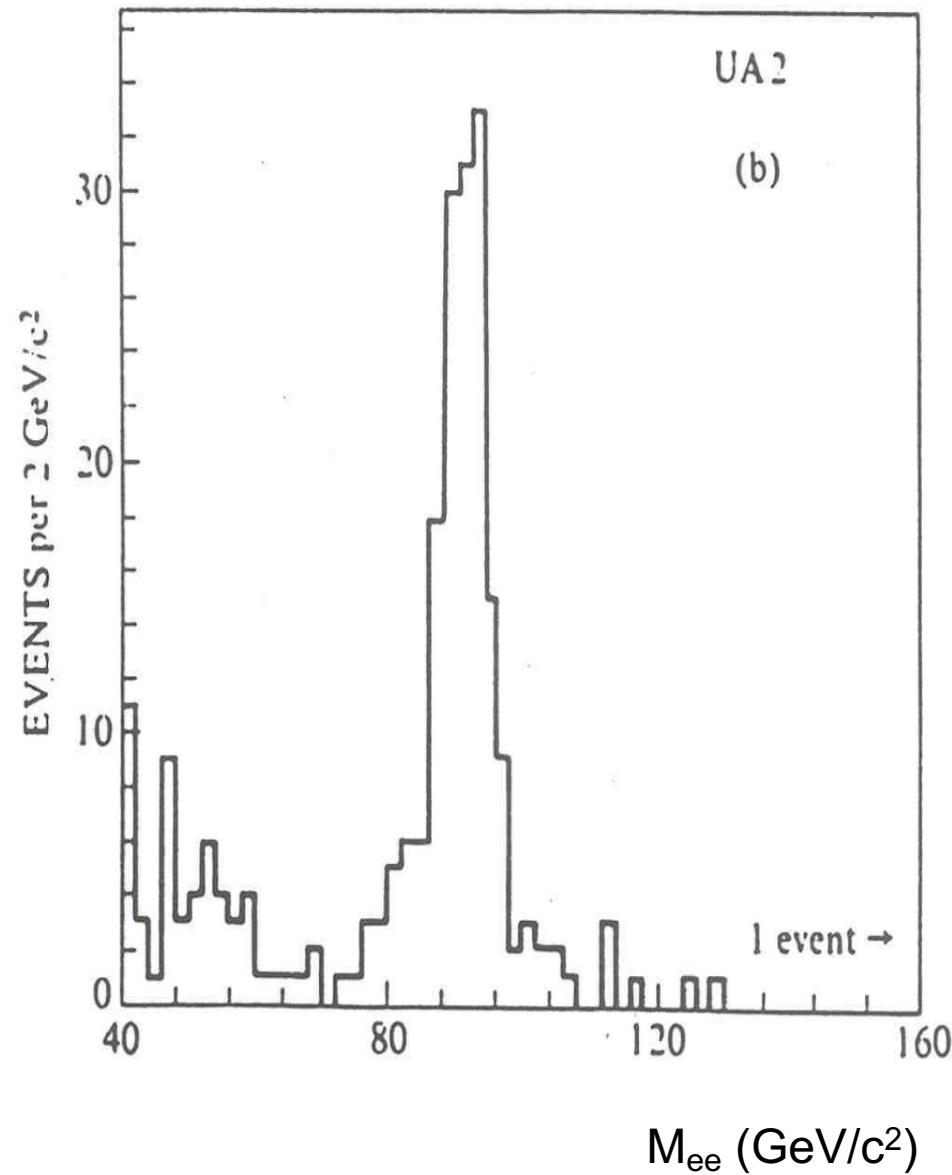
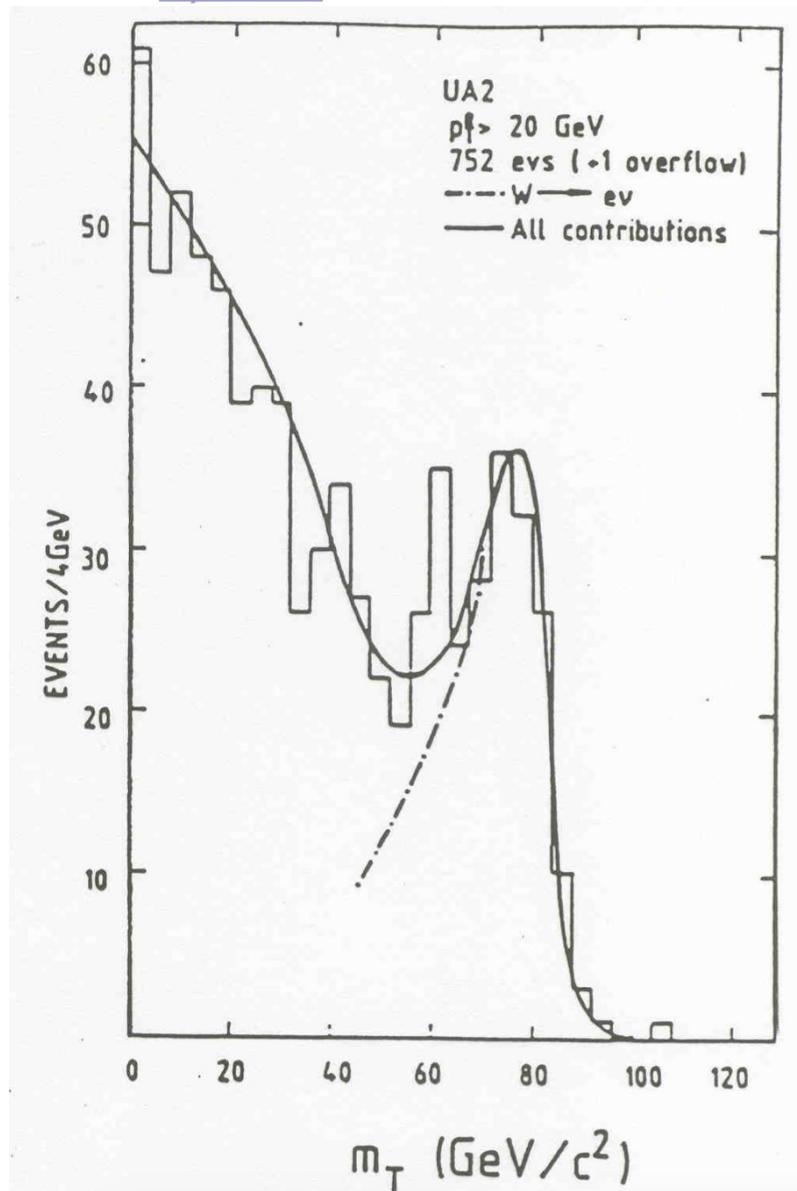
Sommation
sur les
hadrons

a)

UA1



b) UA2



V.7. La découverte des bosons W et Z

Conclusions:

Observation des bosons W et Z au S⁻pS en 1982 et 1983, avec des masses en accord avec les valeurs prédictes à cette époque, dans le cadre de la théorie électrofaible, à partir de la valeur mesurée de l'angle de Weinberg.

Mais des tests plus complets et plus précis de la théorie électrofaible ont été fait au LEP et au SLC d'abord, deux collisionneurs d'électrons, et ensuite au Tevatron, un collisionneur proton – antiproton et enfin, au LHC, un collisionneur proton - proton.