PM/98-21
September 1998

La Physique des Bosons de Jauge au TEVATRON et au LHC

Aspects théoriques

Cours donné à l'Ecole de Gif, Marseille, 7-11 Septembre 1998

F.M. Renard

Physique Mathématique et Théorique, UMR 5825
Université Montpellier II, F-34095 Montpellier Cedex 5.

Résumé

Nous passons en revue l'état de nos connaissances sur le secteur de jauge du Modèle Standard. Nous insistons sur la nécessité d'une dynamique provenant de l'au-delà (dite Nouvelle Physique) pour résoudre les problèmes posés par la génération des masses. Nous montrons que la mesure précise de la masse M_W et des autocouplages des bosons de jauge peut permettre de déceler les effets de cette nouvelle dynamique. Nous exposons les diverses méthodes théoriques pour décrire ces effets, en particulier la méthode des lagrangiens effectifs faisant intervenir des opérateurs invariants de jauge. Nous donnons les contraintes théoriques qu'ils doivent satisfaire et celles qui résultent des premières mesures faites à LEP 2. Nous détaillons ensuite les mécanismes de production de bosons de jauge dans les collisionneurs hadroniques, l'annihilation de quarks et la diffusion de bosons vecteurs. Nous montrons la sensibilité des observables à la présence de couplages anormaux à 3 et 4 bosons. Les échelles de Nouvelle Physique qu'il est ainsi possible d'atteindre au TEVATRON puis au LHC dans le secteur de jauge sont comparées à celle que l'on devrait atteindre par d'autres expériences dans les secteurs fermioniques et scalaires et nous dressons le panorama final des informations que l'on pourrait ainsi obtenir sur la Physique au-delà du Modèle Standard.

Plan du cours

1) Que savons-nous sur les bosons de jauge?

2) L'intérêt de la mesure de la masse M_W au TEVATRON et au LHC.

3) Autocouplages anormaux des bosons de jauge, Pourquoi? Comment? Contraintes théoriques

4) Contraintes expérimentales directes et indirectes actuelles.

5) Mécanismes de production de paires de bosons de jauge dans les collisionneurs hadroniques.

6) Tests des autocouplages au TEVATRON et au LHC.

7) Panorama des implications pour une Physique au-delà du Modèle Standard

1 Que savons-nous sur les bosons de jauge?

Nous connaissons 3 types de bosons de jauge: le photon, les huit gluons et les trois bosons vecteurs des interactions faibles $W^{\pm}$ et Z. Chaque type se différencie non seulement par l'intensité des interactions qu'il médie mais par des caractères très spécifiques.

Le photon n'a pas de masse. Il a deux degrés de liberté (hélicités ± 1). L'électrodynamique quantique (QED) est une théorie de jauge exacte. L'invariance de jauge assure la positivité des états d'énergie et l'unitarité. Au plus bas ordre le photon se couple seulement aux particules chargées électriquement. Il n'a pas d'autocouplage (la théorie est basée sur le groupe abélien $U(1)$).

Les gluons sont les vecteurs de l'interaction forte. Comme le photon ils n'ont pas de masse et possèdent deux degrés de liberté (hélicités ± 1). La chromodynamique quantique (QCD) est également une théorie de jauge exacte. Les gluons se couplent aux états possédant la charge de couleur. C'est là que la différence essentielle avec le cas du photon apparait. Les gluons possédant eux-même une charge de couleur, se couplent entre eux (le groupe de jauge $SU(3)$ est non-abélien). Ce sont ces autocouplages qui font apparaitre les propriétés de confinement et de liberté asymptotique. Ils ont été observés expérimentalement dans la production de multijets.

Les bosons $W^{\pm}$ et Z sont massifs et possèdent trois degrés de liberté (hélicités $\pm 1, 0$). Le Modèle Standard (MS) postule que le terme cinétique des bosons de jauge et leurs interactions avec les leptons et quarks satisfont l'invariance de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les termes de masse (qui brisent cette invariance de jauge) sont introduits grâce au mécanisme de brisure spontanée de symétrie (mécanisme de Higgs). *A priori* l'invariance de jauge n'a pas de raison d'être pour des bosons massifs. A elle seule, l'invariance de Lorentz suffit à décrire un boson massif de spin 1 par la condition $\partial_\mu W^\mu = 0$. En fait l'invariance de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est vraiment requise que par l'universalité des couplages des $W^{\pm}$ et Z aux divers types de fermions. Cette propriété est vérifiée au niveau du pourmille par les mesures de hautes précision faites à LEP1 et SLC, qui confirment la validité de la classification des leptons et des quarks par le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Une conséquence de cette invariance de jauge est l'existence d'autocouplages $W^+W^-\gamma$ et W^+W^-Z . Ils proviennent uniquement du facteur non-abélien $SU(2)_L$, c'est-à-dire du triplet (W^+, W^-, W^3) et satisfont également l'universalité. Leur existence a été établie expérimentalement de façon indirecte à LEP1/SLC, [1]; les mesures de précision au pic du Z sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard incluant les corrections radiatives électrofaibles et tenant compte de ces autocouplages. Indépendamment, les premières mesures de production de paires W^+W^-, WZ, $W\gamma$ au TEVATRON et à LEP2 ont directement confirmé leur présence, [2, 1]. La précision obtenue est toutefois encore très faible et bien inférieure à celle que l'on possède sur les couplages fermioniques.
La brisure de l'invariance de jauge par les termes de masse est une motivation pour étudier de façon précise les autocouplages. Le mécanisme de brisure spontanée de l'invariance de

jauge se fait en deux temps. On part d'un système de bosons de jauge de masse nulle (à deux degrés de liberté chacun), le triplet (W^+, W^-, W^3) de $SU(2)_L$ et le singulet B de $U(1)_Y$. A ce stade l'invariance de jauge est exacte, une situation assez similaire à celle de QED pour la partie $U(1)$ et à celle de QCD pour la partie $SU(2)$ (au lieu de $SU(3)$). On introduit ensuite un "secteur scalaire" composé de multiplets de champs de spin zéro, Φ, interagissant par l'intermédiaire d'un potentiel $V(\Phi)$, lui-même invariant de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Lorsqu'il est convenablement choisi (en particulier ses symétries), ce potentiel modifie les propriétés du vide et provoque le phénomène de brisure spontané de symétrie. Certains des champs scalaires (les bosons de Goldstone, associés aux modes zéro énergie) fournissent les degrés de liberté (les composantes d'hélicité zéro dites composantes longitudinales) nécessaires pour pouvoir transformer les bosons de jauge de masse nulle en bosons de spin 1 massifs. Les champs scalaires restant, s'il y en a, correspondent à des particules physiques de spin zéro et de masse nulle ou non nulle. Il y a, à priori, beaucoup d'arbitraire en ces divers points. Le Modèle Standard fait le choix particulier d'un seul doublet de champs scalaires et du potentiel le plus simple possédant les propriétés requises pour fournir la brisure spontanée de symétrie et permettre de construire une théorie <u>renormalisable</u>.

Avec un seul doublet Φ=(ϕ^+, ϕ^0) de champs scalaires (complexes), soit quatre degrés de liberté, le MS fournit les composantes longitudinales des bosons W^+, W^-, Z et prédit l'existence d'un boson scalaire massif H, le boson de Higgs. Le potentiel

$$V(\Phi) = -\lambda(\Phi^\dagger\Phi - \frac{v^2}{2})^2 \tag{1}$$

comporte deux paramètres, une constante de couplage sans dimension, λ, et un paramètre dimensionnel v correspondant à la valeur moyenne dans le vide du champ ϕ^0. Sa valeur fixée à 246 GeV par la constante de Fermi, $\sqrt{2}G_F = 1/v^2$, s'appelle également échelle de Fermi. Elle détermine les masses des bosons $W^\pm$ et Z, $M_W = \frac{1}{2}gv$, $M_Z = M_W/cos\theta_W$, avec $tg\theta_W = g'/g$, g et g' étant respectivement les constantes de couplages associées aux groupes $SU(2)$ et $U(1)$. La constante de couplage λ détermine ensuite la masse du boson de Higgs, $M_H = v\sqrt{2\lambda}$, mais sa valeur n'est pas prédite. A ce jour, bien que le MS soit parfaitement compatible avec l'expérience, et alors que le secteur fermionique est testé avec une très grande précision, il n'y a aucune évidence expérimentale, [3], pour ce choix particulier de secteur scalaire, ni dans sa structure de base, ni dans sa réalisation physique.

Ce secteur scalaire du MS pose beaucoup de questions théoriques, des questions fondamentales et des questions techniques, [4]. Les questions fondamentales débordent le domaine du secteur scalaire et concernent le choix des groupes, des multiplets, la recherche de plus de symétrie, par exemple la possibilité d'une grande unification ou de sous-structures pour édifier une théorie plus simple (ou en tout cas plus contrainte). Les questions techniques sont liées aux limitations dans l'utilisation du potentiel scalaire pour le calcul des effets d'ordre supérieur en théorie des perturbation. Ce sont les fameux problèmes de <u>naturalité</u> (la divergence quadratique de la masse du boson de Higgs qui fait que la valeur prédite ne dépend que du processus de régularisation et plus du tout de la valeur de départ donnée par $V(\Phi)$) et de trivialité (le fait que la constante de couplage λ soit nulle après renormalisation, ce qui ne permet plus à la brisure spontanée de s'effectuer). Le caractére fondamental du potentiel $V(\Phi)$ est ainsi mis en cause. De ce fait, de nombreuses extensions et modifications du MS ont été envisagées.

Tout en conservant le cadre de l'invariance de jauge brisée spontanément, il y a beaucoup d'alternatives possibles au MS. Nous distinguons essentiellement deux classes:

— (I) Celle qui conserve, comme dans le MS, la propriété de renormalisabilité et le traitement perturbatif. Les champs scalaires sont considérés comme élémentaires. Le potentiel scalaire est exact, au moins jusqu'à une échelle d'énergie très élevée, proche de l'échelle de Planck ($\Lambda_P = 10^{19}\ GeV$). Dans ce cas la constante λ doit être faible, ce qui implique un (ou plusieurs) boson(s) de Higgs physique(s) léger(s), c'est-à-dire avec une masse d'ordre électrofaible, controlée par l'échelle de Fermi. Dans cette classe, la Supersymétrie est souvent considérée comme la solution aux problèmes de naturalité, [5].

— (II) L'autre classe considère le secteur scalaire du MS comme purement effectif et cherche, soit à lui donner une structure pouvant permettre de résoudre les problèmes techniques mentionés ci-dessus, soit à le remplacer par un secteur fondamental produisant en première approximation les mêmes effets. Par exemple on abandonne la contrainte de renormalisabilité et le traitement perturbatif. La constante λ est autorisée à prendre de grandes valeurs; le boson de Higgs devient très lourd, il peut même disparaitre du spectre physique et se voir remplacé par tout un ensemble d'états résonnants; c'est le secteur scalaire dit fortement interagissant, [6]. On peut aussi dès le départ remplacer les champs scalaires par une extension du secteur de jauge comportant de nouveaux bosons, de nouveaux fermions, dont certains états liés ou "condensats" jouent le rôle des états de Goldstone et fournissent les degrés de libertés permettant aux bosons W^+, W^-, Z d'acquérir leur masse; ce sont les modèles de type "technicouleur", [7].

L'ensemble des extensions du MS est généralement dénommé "Nouvelle Physique" (NP). De façon empirique la NP est caractérisée par une échelle d'énergie Λ_{NP} à partir de laquelle de nouveaux degrés de liberté peuvent être excités. Ce sont par exemple les partenaires supersymétriques, les résonances du secteur scalaire fortement interagissant, les Techni-mésons ou Techni-hadrons,...etc. Si l'on insiste pour que ces phénomènes résolvent les probèmes de naturalité du secteur scalaire standard, alors Λ_{NP} doit être au plus de l'ordre de 1 TeV (c'est le cas de la Supersymétrie). Mais il n'est pas exclu que la NP ait une échelle beaucoup plus élevée, qu'il existe un Higgs standard léger et aucune nouvelle particule dans le domaine du TeV. Par contre un secteur fortement interagissant implique nécessairement une échelle se situant dans le domaine du TeV. On la définit souvent comme l'échelle à partir de laquelle l'unitarité est saturée dans certaines voies, par exemple dans la diffusion $WW \to WW$. Cette saturation provient du fait de l'absence du Higgs léger dont les diagrammes d'échange compensent la croissance des amplitudes dues aux seuls échanges de W et de Z. La valeur de référence pour ces modèles est $\Lambda_{NP} = 4\pi v \simeq 3\ TeV$.

La recherche expérimentale sur le secteur scalaire et une éventuelle physique au-delà du MS procède de deux façons:
— une recherche directe du ou des bosons de Higgs (s'ils sont légers), des nouvelles particules associées aux degrés de libertés de NP ou de nouvelles interactions (fortes), si on dispose d'une énergie voisine de Λ_{NP};
— une recherche indirecte par des mesures de précision sur les propriétes des particules standard et leurs interactions, pouvant révéler des effets non standards généralement applelés effets résiduels de NP. L'étude de la physique des bosons de jauge au TEVATRON puis au LHC, sujet de ce cours, trouve sa principale motivation dans ce deuxième type de recherche.

Il est *a priori* naturel de penser que la mesure précise des masses des bosons de jauge, de même que l'étude précise des propriétés des états longitudinaux et de leurs interactions (en particulier les autocouplages à 3 ou à 4 bosons) puissent fournir des renseignements essentiels quant à la structure du secteur scalaire qui est à leur origine. D'une façon plus générale les tests de précision des propriétés des bosons de jauge peuvent permettre d'atteindre les effets de contributions virtuelles faisant intervenir les couplages des bosons de jauge aux états standard et non-standard. Si un spectre de nouveaux états (partenaires supersymétriques, états d'un secteur scalaire fortement interagissant,... etc) est couplé aux bosons de jauge, ceci ne doit pas manquer d'affecter leurs propriétés. Il faut bien sûr savoir préciser cela quantitativement. Mais il semblerait incroyable qu'un tel spectre puisse exister avec une échelle pas trop éloignée sans que des effets virtuels soient observables. C'est ce que nous allons discuter et illustrer dans ce cours. Les mesures de precision effectuées au pic du Z et les premières mesures de la production W^+W^- à LEP2 forment une partie de ces tests. Ils doivent être complétés par des mesures précises des propriétés des bosons massifs $W^{\pm}$, Z et de l'ensemble des couplages des bosons de jauge ($W^{\pm}$, Z, γ, gluons) entre eux et avec le(s) boson(s) de Higgs.

2 L'intérêt de la mesure de la masse M_W au TEVATRON et au LHC

Les collisionneurs e^+e^- LEP et SLC (usines à Z) ont permis de produire environ 10^{+7} Z et de tester à très haute précision les propriétés du Z. Les collisionneurs hadroniques (TEVATRON et LHC) doivent également permettre de produire un nombre énorme de W et de Z. Nous allons voir que le principal intérêt de la production d'un seul boson de jauge est la mesure de M_W et de Γ_W. Pour le Z quelques informations supplémentaires sont également attendues.

2.1 Production d'un seul boson de jauge.

La production d'un seul $W^\pm$ ou Z dans les collisions hadroniques (Fig.1) est due principalement au processus de Drell-Yan (annihilation $q\bar{q} \to W$ ou Z), le boson de jauge étant observé dans son mode leptonique, $W \to l + \nu$ ou $Z \to l^+l^-$.

Le modèle des partons prédit le taux de production,[8]:

$$\sigma_{W^\pm} = \frac{G_F \pi \sqrt{2} \tau}{3} \int_\tau^1 \frac{dx}{x} \mathcal{W}^\pm(x, \frac{\tau}{x})) \qquad \tau = \frac{M_W^2}{s} \tag{2}$$

$$\mathcal{W}^\pm(x_a, x_b) = [f_u^a(x_a) f_{\bar{d}}^b(x_b) + f_{\bar{d}}^a(x_a) f_u^b(x_b)] cos^2\theta_c + [f_u^a(x_a) f_{\bar{s}}^b(x_b) + f_{\bar{s}}^a(x_a) f_u^b(x_b)] sin^2\theta_c \tag{3}$$

$$\sigma_Z = \frac{4 G_F \pi \tau}{3\sqrt{2}} \int_\tau^1 \frac{dx}{x} \mathcal{Z}(x, \frac{\tau}{x}) \qquad \tau = \frac{M_Z^2}{s} \tag{4}$$

$$\mathcal{Z}(x_a, x_b) = \sum_q [f_q^a(x_a) f_{\bar{q}}^b(x_b) + f_{\bar{q}}^a(x_a) f_u^b(x_q)](g_{qL}^2 + g_{qR}^2) \tag{5}$$

$g_{qL} = I_q^3 - e_q s_W^2$, $g_{qR} = -e_q s_W^2$. θ_c est l'angle de mélange de Cabibbo. $f_q^a(x_a)$,... sont les fonctions décrivant les distributions de quarks dans les hadrons. Les eq.(2-5) sont les expressions au plus bas ordre; on doit ajouter les corrections de QCD, [9]. Elles consistent en corrections au taux de production (le facteur K) dues aux contributions virtuelles et à l'émission de gluons mous et en contributions nouvelles du type $W + jet$, $Z + jet$ qui permettent de produire les W et Z à grand moment transverse grâce aux processus $q + \bar{q} \to W + g$ et $q + g \to W + q$. Elles sont de l'ordre de 25 % sur le taux de production avec des incertitudes de l'ordre du %.
Déja à l'énergie du TEVATRON, 1.8 TeV (et à fortiori à celle du LHC, 14 TeV), ce taux est très intense.

Les sections efficaces, compte tenu des rapports d'embranchement leptoniques, sont de l'ordre de 1.2 (12) nb pour W^+, 0.2 (2) nb pour Z, ce qui donne, avec des luminosités de 1 fb^{-1} (100 fb^{-1}), 10^6 (10^9) évènements W^+ et 2.10^5 (2.10^8) évènements Z.

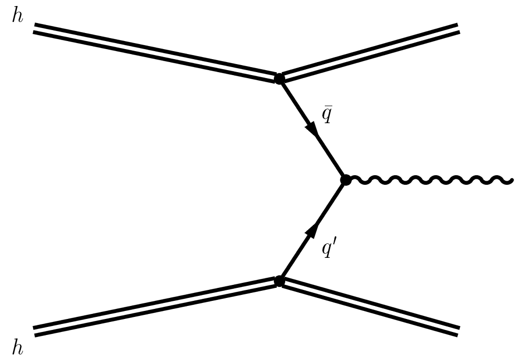


Fig.1

Dans le cas du Z, à cause des limitations sur la résolution en énergie-impulsion et du bruit de fond, on ne peut pas rivaliser avec les "usines à Z" que constituent les collisionneurs e^+e^- qui permettent d'atteindre une précision de 2.10^{-5} et 10^{-3} dans la mesure de la masse et de la largeur du Z, [1]:

$$M_Z = 91.1867 \pm 0.0020\ GeV \qquad \Gamma_Z = 2.4948 \pm 0.0025\ GeV \tag{6}$$

Seule la mesure de l'asymétrie avant-arrière $A_{FB}(l^+l^-)$, controlée par l'interférence des couplages vectoriels et axiaux, très sensible à la valeur de $sin^2\theta_W$ peut être intéressante. Alors que LEP/SLC donne actuellement 0.23152 ± 0.00022, le TEVATRON avec 10 fb^{-1} devrait atteindre une précision de ± 0.00032 et au LHC 100 fb^{-1} donnent ± 0.00005 comme erreur statistique,[10].
Par ailleurs, la connaissance des propriétés électrofaibles du Z permet de tester le mécanisme de production, les fonctions de structure et les corrections de QCD, par exemple dans la distribution en moment transverse p_T^Z.

L'étude du W est plus fructueuse. Tout d'abord sa masse peut être mesurée avec une bonne précision grâce au "pic du Jacobien" controlant la distribution en moment transverse du lepton final. En effet dans le mode $W \to l\nu_l$, le moment transverse maximum du lepton est égal à $\frac{M_W}{2}$. Au TEVATRON avec 10 fb^{-1} on attend une précision de 20 à 30 MeV [11], qui améliorerait la précision actuelle de 90 MeV, et celle de 140 MeV à LEP2 qui devrait ultérieurement être portée à 40 MeV [12]. Au LHC une étude prévoit une précision de 15 MeV [10].

La mesure de la largeur du W est également intéressante. Par une étude précise de la forme du spectre leptonique (queue du pic du Jacobien) et par la mesure du rapport d'embranchement leptonique contrôlant le taux de production (plus précisément le rapport des taux de production de W et de Z) la valeur actuelle de 85 MeV serait portée à 20 MeV, [11]. A LEP2 la sensibilité est très mauvaise et limitée à plusieurs centaines de MeV. Je ne connais pas de chiffres publiés pour le LHC. L'intérêt de cette mesure, qui reste loin d'atteindre la précision obtenue au pic du Z, résidera quand même dans une contrainte sur d'éventuels modes de désintégration du W, difficiles à voir en observation directe, par exemple en états de multiquarks.

La production copieuse de W permet d'étudier également ses modes rares et la possibilité de violation de CP, mais les précisions attendues n'atteignent pas encore les niveaux très bas prédits par les modèles théoriques conventionnels.

2.2 Implications de la mesure de M_W pour les tests de précision du Modèle Standard

En prenant comme données $\alpha(0)$, G_μ et M_Z, le MS prédit la masse M_W par la formule, [13]

$$M_W^2 = \frac{1}{2}M_Z^2[1 + (1 - \frac{4\pi\alpha(0)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2(1-\Delta r)})^{\frac{1}{2}}] \tag{7}$$

La quantité Δr contient toutes les corrections d'ordre supérieur (boucles sur les self-énergies, triangles sur les vertex et diagrammes en boites). Il y a 4 corrections de base sur les self-énergies dénotées $\Pi^{\gamma\gamma}$, $\Pi^{\gamma Z}$, Π^{ZZ}, Π^{WW}. A partir de celles-ci, on forme 4 termes invariants de jauge en ajoutant les corrections de vertex et de boite.

Différentes combinaisons de ces 4 termes portent divers noms dans la litérature, [14]. Par exemple,
—Le terme $\Delta\alpha(q^2)$ provient de $d\Pi^{\gamma\gamma}(q^2)/dq^2$. Il décrit l'évolution de la constante de couplage électromagnétique

$$\alpha(M_Z^2) = \alpha(0)/(1 - \Delta\alpha(M_Z^2)) \tag{8}$$

—Le terme $\Delta\rho$ ou T ou ϵ_1 contient la différence entre les contributions $\Pi^{W^3W^3}(0)$ et $\Pi^{W^+W^+}(0)$ (brisure de la symétrie dite custodiale).

—Le terme U ou ϵ_2 contient la différence entre les contributions $d\Pi^{W^3W^3}(q^2)/dq^2$ et $d\Pi^{W^+W^+}(q^2)/dq2$.

—Le terme S ou ϵ_3 contient la différence entre les contributions $d\Pi^{W^3W^3}(q^2)/dq^2$ et $d\Pi^{W^3W^\gamma}(q^2)/dq2$ (brisure de symétrie dans le secteur neutre).

Ces termes donnent par exemple la modification de l'angle de mélange telle que

$$sin^2\theta_{eff} = (1 + \Delta\kappa)s_0^2 \tag{9}$$

avec s_0^2 définit par

$$s_0^2 c_0^2 = \frac{\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2} \tag{10}$$

et

$$\Delta\kappa = (\epsilon_3 - c_0^2\epsilon_1)/(c_0^2 - s_0^2) \tag{11}$$

Finalement la prédiction de la masse du W peut s'écrire

$$M_W^2 = \frac{1}{2}M_Z^2[1 + (1 - \frac{4\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2(1-\Delta r_W)})^{\frac{1}{2}}] \tag{12}$$

avec

$$\Delta r_W = \Delta r - \Delta\alpha(M_Z^2) = -\frac{c_0^2}{s_0^2}\epsilon_1 + \frac{(c_0^2 - s_0^2)}{s_0^2}\epsilon_2 + 2\epsilon_3 \tag{13}$$

Les paramètres ϵ_i ont été calculés dans le cadre du MS, [15]. Ils dépendent des valeurs de m_t et de M_H, approximativement de la façon suivante:

$$\epsilon_1 = \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} - \frac{3G_F M_W^2}{4\pi^2\sqrt{2}} tg^2\theta_W Ln\frac{M_H}{M_W} + ... \tag{14}$$

$$\epsilon_2 = -\frac{G_F M_W^2}{2\pi^2\sqrt{2}} Ln\frac{m_t}{M_Z} + ... \tag{15}$$

$$\epsilon_3 = \frac{G_F M_W^2}{12\pi^2\sqrt{2}} Ln\frac{M_H}{M_Z} - \frac{G_F M_W^2}{6\pi^2\sqrt{2}} Ln\frac{m_t}{M_Z} + ... \tag{16}$$

Une facon de tester le MS est de comparer ces prédictions pour les ϵ_i avec leur détermination expérimentale en fonction des mesures des diverses observables auxquelles ils contribuent, largeurs partielles du Z, asymétries avant-arrière, asymétries de polarisation longitudinale des faisceaux, asymétrie de désintegration du lepton τ final, qui s'expriment en fonction des quantités suivantes:

$$\Gamma_{Z\to f\bar{f}} = (1+\epsilon_1)\Gamma^0_{Z\to f\bar{f}}(s^2_{eff}) \qquad A_f = \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{g^2_{Vf} + g^2_{Af}} \tag{17}$$

$$g_{Af} = I_{3f}\ , \quad g_{Vf} = I_{3f} - 2s^2_{eff}Q_f\ , \quad s^2_{eff} = s_0^2(1+\Delta\kappa)\ , \quad \Delta\kappa = \frac{\epsilon_3 - c_W^2\epsilon_1}{c_W^2 - s_W^2} \tag{18}$$

et de M_W par l'équation (7).

Pour ce qui nous concerne ici, nous nous concentrons sur la prédiction de M_W en fonction des mesures faites à LEP1/SLC en la comparant aux mesures directes à LEP2, au TEVATRON et au LHC.

Il y a plusieurs façons de faire cette comparaison, compte tenu des incertitudes sur m_t et

M_H.
Globalement la prédiction de LEP1/SLC est, [1]

$$M_W = 80.375 \pm 0.030 GeV \tag{19}$$

La comparaison de ce résultat avec une mesure directe à LEP2, au TEVATRON et au LHC constituera donc le test du MS. Actuellement LEP2 donne $80.48 \pm 0.13 \pm 0.04$, et au TEVATRON, CDF donne 80.43 ± 0.16 et D0 80.44 ± 0.12 [16]. Les incertitudes futures à LEP2, au TEVATRON et au LHC doivent être de l'ordre de (40, 20, 15 MeV) respectivement.
Dans une analyse strictement standard une telle mesure directe contribuera à contraindre un peu plus la masse du boson de Higgs. D'après les dépendances en M_H des paramètres ϵ_i écrits ci-dessus, la prédiction de la masse du boson de Higgs dépend de l'incertitude sur la masse M_W de la façon suivante:

$$\Delta M_H \simeq \frac{M_H}{0.04\ GeV} \Delta M_W \tag{20}$$

Par exemple $\Delta M_W = 15\ MeV$ entraine $\Delta M_H = 56\ GeV$ pour $M_H \simeq 150\ GeV$.
Par contre un désaccord entre les deux types de résultat serait un signal pour une contribution non standard dans les processus de self-énergie.

3 Autocouplages anormaux des bosons de jauge, pourquoi? comment? Contraintes théoriques

3.1 Autocouplages standards

Le lagrangien du modèle standard, du fait de la présence du terme de Yang-Mills pour le triplet de bosons W^i associés au groupe de jauge $SU(2)_L$, prédit des autocouplages à 3 et à 4 bosons. En effet le terme cinétique

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W^j_{\mu\nu} W^{\mu\nu}_j - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{21}$$

avec

$$W^j_{\mu\nu} = \partial_\mu W^j_\nu - \partial_\nu W^j_\mu - g\epsilon^{jkl} W^k_\mu W^l_\nu \tag{22}$$

contient les autocouplages à 3 bosons:

$$-\frac{g}{2}\epsilon^{jkl}(\partial_\mu W^j_\nu - \partial_\nu W^j_\mu) W^{k\mu} W^{l\nu} \tag{23}$$

et à 4 bosons

$$-\frac{g^2}{4}\epsilon^{jkl}\epsilon^{jmn} W^k_\mu W^l_\nu W^{m\mu} W^{n\nu} \tag{24}$$

En utilisant la décomposition $W^3 = c_W Z + s_W A$ on obtient les couplages γW^+W^-, ZW^+W^-, $\gamma\gamma W^+W^-$, $\gamma Z W^+W^-$, ZZW^+W^-. La constante de couplage g est fixée par l'invariance de jauge (universalité) à la même valeur que celle des couplages fermioniques du W. Il n'y a pas d'autocouplage entre bosons neutres seuls.

Aux ordres supérieurs, par exemple dès l'ordre d'une boucle (Fig.2,3),[17], les vertex à 3 et à 4 bosons ont une structure bien plus riche. Il apparait de nouveaux types de couplages (autres structures de Lorentz) ainsi que des couplages entre bosons neutres. Chacun de ces couplages est multiplié par une fonction des invariants cinématiques (p_i^2, masses réelles ou virtuelles des bosons de jauge), appelée "facteur de forme". La liste complète de ces nouvelles structures de Lorentz a été établie, pour les couplages à 3 bosons, dans la ref. [18].

3.2 Couplages $V^0W^+W^-$ généraux

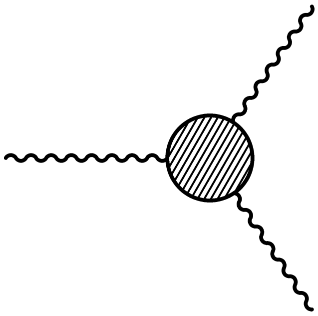


Fig.2

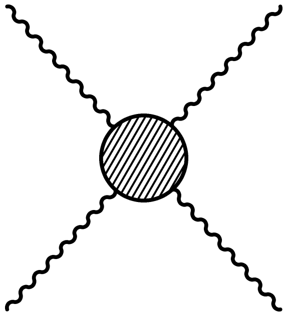


Fig.3

V^0 étant un boson neutre de spin 1 ($V^0 = \gamma, Z$), il y a 7 formes indépendantes. Celles-ci ont été combinées de façon différente suivant les auteurs.

Nous écrirons:

$$\mathcal{L} = \sum_{V=\gamma,Z} \sum_i X_i^V I_i^V \tag{25}$$

avec

$$I_1 = ieV_\mu[\widetilde{W}^{-\mu\nu}W_\nu^+ - \widetilde{W}^{+\mu\nu}W_\nu^-] \tag{26}$$

$$I_2 = ie\widetilde{V}_{\mu\nu}W^{+\mu}W^{-\nu} \tag{27}$$

$$I_3 = +ie\widetilde{V}_{\nu\lambda}\widetilde{W}^{-\lambda\mu}\widetilde{W}_\nu^{+\mu} \tag{28}$$

$$I_4 = e\partial_\alpha \hat{Z}_{\rho\sigma}(\partial^\rho W^{-\sigma}W^{+\alpha} - \partial^\rho W^{-\alpha}W^{+\sigma} + \partial^\rho W^{+\sigma}W^{-\alpha} - \partial^\rho W^{+\alpha}W^{-\sigma}) \tag{29}$$

ou, de façon équivalente

$$I_4' = e\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}[(\partial^\rho W^{+\mu})W^{+\mu} - W^{+\mu}(\partial^\rho W^{-\nu})] \tag{30}$$

$$I_5 = e(\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu)W_\mu^+ W_\nu^- \tag{31}$$

$$I_6 = ie\hat{V}^{\mu\nu}W_\mu^- W_\nu^+ \tag{32}$$

$$I_7 = ie\hat{V}^{\lambda\mu}\widetilde{W}^{-\nu}_{\mu}\widetilde{W}^{+\lambda\nu} \tag{33}$$

avec $\widetilde{V}^a_{\mu\nu} = \partial_\mu V^a_\nu - \partial_\nu V^a_\mu$ et $\hat{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}(\partial_\alpha V_\beta - \partial_\beta V_\alpha)$.
Au plus bas ordre les couplages standard (23) correspondent à

$$X^\gamma_{i=1,2} \equiv g^{SM}_\gamma = 1, \qquad X^Z_{i=1,2} \equiv g^{SM}_Z = cot\theta_W \tag{34}$$

tous les autres termes étant absents.
Dans les ref.[19, 20, 21] les couplages généraux X^V_i sont dénotés de différentes façons:

$$X^\gamma_1 = g^\gamma_1 = 1 + \delta^\gamma \qquad\qquad X^Z_1 = g^Z_1 cot\theta_W = cot\theta_W + \delta^Z \tag{35}$$

$$X^\gamma_2 = \kappa^\gamma = 1 + \delta^\gamma + x^\gamma \qquad\qquad X^Z_2 = \kappa^Z cot\theta_W = cot\theta_W + \delta^Z + x^Z \tag{36}$$

$$X^\gamma_3 = \frac{\lambda_\gamma}{M^2_W} = \frac{y_\gamma}{M^2_W} \qquad\qquad X^Z_3 = \frac{\lambda_Z cot\theta_W}{M^2_W} = \frac{y_Z}{M^2_W} \tag{37}$$

$$X'^\gamma_4 = g^\gamma_5 \equiv -q^2 X^\gamma_4 \ ; \quad X^\gamma_4 = \frac{z_\gamma}{M^2_W} \qquad\qquad X'^Z_4 = g^Z_5 \equiv -q^2 X^Z_4 \ ; \quad X^Z_4 = \frac{z_Z}{M^2_W} \tag{38}$$

$$X^\gamma_5 = g^\gamma_4 = z'^\gamma_1 \qquad\qquad X^Z_5 = g^Z_4 cot\theta_W = z'^Z_1 \tag{39}$$

$$X^\gamma_6 = \widetilde{\kappa}_\gamma = -z'^\gamma_2 - 2z'^\gamma_3 \qquad\qquad X^Z_6 = \widetilde{\kappa}_Z cot\theta_W = -z'^Z_2 - 2z'^Z_3 \tag{40}$$

$$X^\gamma_7 = \frac{\widetilde{\lambda}_\gamma}{M^2_W} = -2z'^\gamma_3 \qquad\qquad X^Z_7 = \frac{\widetilde{\lambda}_Z}{M^2_W} = -2z'^Z_3 \tag{41}$$

Dans le cas d'un photon réel, l'invariance de jauge $U(1)_{em}$ impose
$g_\gamma = 1, \quad z'^\gamma_1 = g^\gamma_4 = 0,$
et les propriétés electromagnétiques statiques du W sont données par:

$$Q_W = eg^\gamma_1 \quad \mu_W = \frac{e}{2M_W}(g^\gamma_1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma) \quad q_W = -\frac{e}{M^2_W}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma) \tag{42}$$

La Table 1 donne le classement de ces couplages par rapport aux propriétés de P, C, CP, et la composition en hélicités transverses ou longitudinales des bosons W^+W^-.

Table 1: Propriétés des sept formes de couplage $V^0W^+W^-$

I_1	I_2	I_3	I_4	I_5	I_6	I_7
P	P	P		P		
C	C	C			C	C
CP	CP	CP	CP			
TT		TT			TT	TT
LL	LL					
LT	LT	LT	LT	LT	LT	

3.3 Cas de 3 bosons neutres $V_1^0V_2^0V_3^0$

.

Il y a en général également les 7 formes indépendantes, [19], mais la symétrie de Bose pour des bosons identiques impose de sévères contraintes [22, 23]. En particulier ces couplages n'existent pas pour ZZZ et pour $Z\gamma\gamma$ lorsque les 3 bosons sont sur leur couche de masse.

Pour V^0ZZ avec ZZ sur couche de masse, on trouve 2 couplages indépendants, un CP-cons et un CP-viol:

$$\frac{q^2-M_V^2}{M_Z^2}\{if_4^{ZZV}(q^\alpha g^{\mu\beta}+q^\beta g^{\mu\alpha})+if_5^{ZZV}\epsilon^{\mu\alpha\beta\rho}(p_1-p_2)^\rho\} \tag{43}$$

Ils s'annulent pour $s=M_V^2$. Si un des Z était hors couche on retrouverait 5 autres couplages V^0Z^*Z (comme dans V^0WW), mais proportionnels à $(p_i^2-M_Z^2)$.

Pour $V^0Z\gamma$ avec $Z\gamma$ sur couche de masse, on trouve deux CP-cons et deux CP-viol; ils s'écrivent avec les notations $V_\mu(q)\to Z_\alpha(p_1)\gamma_\beta(p_2)$:

$$\frac{q^2-M_V^2}{M_Z^2}\{h_1^V(p_2^\mu g^{\alpha\beta}-p_2^\alpha g^{\mu\beta})+h_2^V\frac{q^\alpha}{M_Z^2}(q.p_1g^{\mu\beta}-p_2^\mu q^\beta)+h_3^V\epsilon^{\mu\alpha\beta\rho}p_{2\rho}+h_4^V\frac{q^\alpha}{M_Z^2}\epsilon^{\mu\beta\rho\sigma}q_\rho p_{2\sigma}\} \tag{44}$$

Ils s'annulent pour $s=M_V^2$ à cause de l'invariance de jauge lorsque $V^0\equiv\gamma$ et à cause de la statistique de Bose pour $ZZ\gamma$.

Noter que tous ces couplages $V^0Z\gamma$ et V^0ZZ sont indépendants, car les relations de croisement correspondent à des régions cinématiques disjointes.

Pour 4 bosons de spin 1 il y a en général 81 formes possibles (!) dont nous ne donnerons pas la liste ici, [24].

Dans le cadre du SM les valeurs numériques des écarts (engendrés par les boucles, diagrammes ci-dessus) aux couplages prédits au plus bas ordre sont d'ordre $O(\alpha/\pi)$, [17].

Nous allons maintenant considérer la possibilité de couplages anormaux.

3.4 Autocouplages anormaux? Pourquoi?

.

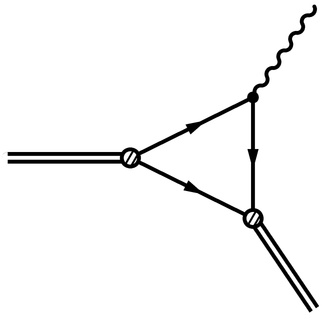


Fig.4

Cette dénomination peut recouvrir plusieurs possibilités: existence de nouveaux couplages (parmi les 7 formes ci-dessus) dès le plus bas ordre (c'est-à-dire présents dans le Lagrangien contrairement au cas du SM), écarts avec les valeurs des constantes de couplages prédites par le MS aux ordres supérieurs (facteurs de forme).

Historiquement, la possibilité de couplages anormaux avait été considérée comme test de la nature des bosons W et Z, [25]. Par analogie avec le cas des facteurs de forme des mésons ou des nucléons (couplages $\gamma\pi\pi$, γNN) la structure des bosons W devrait se refléter dans des facteurs de forme γWW (Fig.4). De la même façon, par analogie avec les bosons vecteurs ρ, ω, ϕ,..., une sous-structure des bosons W et Z pourrait engendrer des couplages différents de ceux prédits par le MS.

Maintenant, même si les W et Z sont de vrais bosons de jauge, ils ont acquit leur masse et leur degré longitudinal par couplage avec un autre secteur (scalaire ou extension). Ceci peut leur conférer une structure supplémentaire qui engendre des couplages anormaux (peut-être en priorité pour ces composantes longitudinales), [26]. Il est aussi possible qu'une extension du MS ouvre la porte à un mélange d'états entre les W et Z et des bosons vecteurs supérieurs (de jauge ou non), ce qui entrainerait des modifications de couplages (Fig.5) , [27].

Enfin d'une façon générale, l'existence d'autres secteurs (au-delà du MS) interagissant avec les W et Z devrait engendrer des corrections virtuelles (contributions des ordres supérieurs) differentes de celles prévues par le MS (Fig.2).

On dénommera souvent cette possibilité "contributions virtuelles d'une Nouvelle Physique (NP)". Les mesures de haute précision au pic du Z imposent des contraintes très fortes sur d'éventuels effets affectant les fermions légers (leptons et quarks). Mais la situation est tout autre dans le secteur purement bosonique et dans le secteur des quarks lourds. D'une part ces secteurs sont encore très peu testés expérimentalement. D'autre part ce sont les secteurs qui sont le plus fortement liés au mécanisme de génération des masses et où précisément il pourrait bien se passer quelque chose d'imprévu ("hiérarchie" des effets probables de NP). Quantitativement un effet virtuel est bien sûr défavorisé par un facteur d'ordre supérieur $\frac{\alpha}{\pi}$, mais s'il s'agit d'un secteur fortement interagissant, des renforcements (couplages forts, résonances,...) peuvent compenser ce facteur.

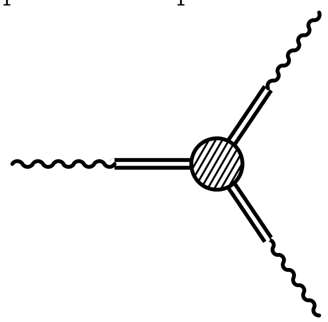


Fig.5

3.5 Autocouplages anormaux? Comment?

.

Compte-tenu des motivations exposées ci-dessus, nous supposerons que l'origine des couplages anormaux se situe dans un secteur (NP) caractérisé par une échelle d'énergie Λ_{NP} nettement supérieure à l'échelle de M_W. Les propriétés des bosons W et Z observées à ce jour résultent d'une "intégration" des effets virtuels contenent les degrés de liberté associés à Λ_{NP}. De cette intégration peuvent résulter des modifications quantitatives et qualitatives par rapport aux prédictions du MS. Ce sont surtout les informations qualitatives (nature des couplages anormaux, secteurs affectés, symétries respectées ou violées,...) qui pourront nous renseigner sur l'origine et la dynamique de cette NP.
Dans ce but il est donc important d'analyser les résultats expérimentaux de la façon la plus générale (la moins biaisée) possible. Une méthode dite modèle-indépendante et processus-indépendante couramment utilisée est celle des Lagrangiens effectifs. Elle consiste à décrire tous les effets de NP aux énergies $E << \Lambda_{NP}$ par le Lagrangien le plus général construit avec les champs standards concernés et restreint seulement par les propriétés d'invariance que l'on souhaite voir respectées par la NP. Il s'écrit:

$$L_{eff} = \Sigma_i g^i_{eff} \mathcal{O}_i(\phi) \tag{45}$$

La sommation s'étend sur tous les opérateurs $\mathcal{O}_i(\phi)$ de dimensions d_i, construits avec les champs usuels dénotés pour simplifier, ϕ. Cette somme est en principe infinie mais pour chaque dimension d_i il existe un nombre donné d'opérateurs invariants de Lorentz. Chacun est affecté d'une constante de couplage que l'on écrit parfois

$$g^i_{eff} = \frac{g_i}{\Lambda_{NP}^{d_i-4}} \tag{46}$$

En pratique pour $E << \Lambda_{NP}$ seuls les termes de plus basse dimension auront des effets significatifs dans les observables.
Il faut bien réaliser qu'un tel Lagrangien n'a plus de sens lorsque $E \gtrsim \Lambda_{NP}$. Les degrés de liberté de NP peuvent alors devenir réels et nécessiter l'utilisation directe des champs qui leurs sont associés. Il faudra changer de description pour tenir compte directement, et non plus virtuellement, du spectre de particules à l'échelle Λ_{NP}, de résonances, de sous-constituants,.....
Il faut aussi faire la différence entre une analyse faite avec un tel Lagrangien effectif et une analyse générale en amplitude. Cette derniére s'effectue spécifiquement pour chaque processus de la façon la plus générale possible. Elle caractérise les écarts éventuels avec le MS, mais elle ne permet pas de relier les écarts observés dans des processus différents et d'en tirer des informations fructueuses sur la NP. Par exemple on ne saura pas relier les facteurs de forme $f_i(s, M'^2, M''^2)$ d'une analyse en amplitude dans une certaine voie, avec les facteurs de forme $f_j(M^2, t, M''^2)$ d'une autre voie. Un Lagrangien effectif pallie en principe à cette difficulté. Il est censé décrire complètement les effets de NP à "basse" énergie, dans tous les processus, avec les mêmes paramètres. Il doit permettre le calcul d'effets NP au plus bas ordre et aux ordres supérieurs électrofaibles, c'est-à-dire lorsque ses couplages sont introduits dans un diagramme à l'arbre ou à l'intérieur d'une boucle. L'utilisation d'un Lagrangien effectif conduit à remplacer chaque facteur de forme d'une analyse en amplitude par un ou plusieurs couplages effectifs. Ceux-ci se trouvent automatiquement bien combinés lorsque l'on passe d'un processus à un autre. Le nombre de paramètres dépendra de la précision (ordre en $(q^2/\Lambda^2)^n$) que l'on veut atteindre, les deux méthodes n'étant de toute façon significatives que pour $q^2/\Lambda^2 << 1$.

3.6 Construction du Lagrangien Effectif

.

La méthode exposée ci-dessous est générale bien que les illustrations soient faites dans le cas purement bosonique.
On choisit le secteur, c'est-à-dire l'ensemble des champs usuels que l'on veut voir concernés (ceux pour lesquels il y aurait des effets résiduels de NP). Au Lagrangien du MS, on ajoute tous les termes invariants de Lorentz jusqu'à une dimension maximale choisie (par exemple $d = 6$ ou $d = 8$), [28]. On les classe par rapport aux invariances P, C, CP. Dans chaque classe on ajoute les contraintes supplémentaires.

a) Invariance de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

On demande que L^{eff} soit invariant de jauge afin que les masses M_W et M_Z(qui sont affectées par les effets virtuels de L^{eff}) soient maintenues à l'ordre électrofaible et ne tendent pas à devenir de l'ordre de Λ_{NP}. C'est un argument de naturalité similaire à celui qui est utilisé pour la masse du Higgs dans les théories de grande unification.
Pour cela on combine les termes invariants de Lorentz de façon à ne contenir que des champs tensoriels

$$W^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu - g\epsilon^{ijk} W^j_\mu W^k_\nu \qquad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{47}$$

des dérivées covariantes

$$D_\mu = \partial_\mu + i\ g\prime Y B_\mu + i\ \frac{g}{2} \overrightarrow{\tau} \cdot \overrightarrow{W}_\mu \tag{48}$$

et des doublets de champs scalaires

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - i\phi_2) \\ \\ \phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma + i\chi^0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + i\chi^0) \end{pmatrix} \quad , \tag{49}$$

combinés de façon à former un scalaire de $SU(2)_L \times U(1)_Y$.
La partie scalaire usuelle du Lagrangien standard provoque la brisure spontanée de symétrie. Nous traiterons ci-dessous les deux options, higgs léger et réalisation linéaire ou Higgs lourd et réalisation non-linéaire.
Dans le premier cas le champ $H(x)$ est physique et correspond à une particule observable de masse M_H. Dans la jauge unitaire le Lagrangien effectif s'exprime donc en fonction d'une suite d'opérateurs comprenant les champs W, Z, γ et H.
A ce point il est important de noter que tout terme invariant de Lorentz et invariant de jauge électromagnétique $U(1)_{EM}$ peut être considéré comme le résultat , dans la jauge unitaire, d'une combinaison de termes invariants de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La construction explicite a été faite pour les 14 formes de couplages à 3 bosons, [29]. L'invariance de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'apporterait-elle donc aucune contrainte? Ce n'est pas tout à fait exact, car une telle construction requiert des combinaisons d'opérateurs de dimensions différentes (par exemple $d = 6, 8, 10$ dans l'exemple mentioné). Si l'on insiste pour ne conserver que les opérateurs de plus basse dimension, alors seuls quelques termes survivent. L'invariance de jauge jointe à la dominance de la plus basse dimension (disons $d = 6$) impose une restriction importante du nombre de paramètres. Elle implique des relations entre les constantes de couplage du développement invariant de Lorentz et $U(1)_{EM}$.
L'invariance de jauge joue également un rôle au niveau du calcul des ordres supérieurs (boucle faisant intervenir les couplages du L^{eff}) comportant des intégrales divergentes. Ce n'est pas non plus une véritable contrainte mais plutôt une commodité pour classer ces divergences et faire une renormalisation classe par classe. Contrairement à ce qui à été parfois dit [30], ces divergences ne provoquent aucune difficulté et n'ont aucune conséquence observable [31, 32]. Par exemple, en réalisation linéaire, les divergences quadratiques dues aux opérateurs de dimension $d = 6$ contribuant à l'ordre d'une boucle sont absorbées par

une renormalisation des paramètres de base du MS (opérateurs de dimension $d = 4$) et les divergences logarithmiques sont absorbées par une renormalisation des opérateurs de dimension $d = 6$ contribuant à l'arbre ("non blind", voir Section 4.1b).

Les listes d'opérateurs correspondant aux deux descriptions sont les suivantes.

b) Réalisation linéaire

Nous écrirons:

$$\mathcal{L} = g^i_{eff}\mathcal{O}_i \tag{50}$$

Il y a 11 opérateurs conservant CP (CP-cons) , ref.[20, 33, 34]:

$$\begin{aligned}
\overline{\mathcal{O}}_{DW} &= 2\,(D_\mu \overrightarrow{W}^{\mu\rho})(D^\nu \overrightarrow{W}_{\nu\rho}) \quad , \quad g^{DW}_{eff} = -\frac{g^2 f_{DW}}{2\ \Lambda^2} && (51)\\
\overline{\mathcal{O}}_{DB} &= 2\,(\partial_\mu B^{\mu\rho})(\partial^\nu B_{\nu\rho}) \quad , \quad g^{DB}_{eff} = -\frac{g'^2 f_{DB}}{4\ \Lambda^2} && (52)\\
\mathcal{O}_{BW} &= \frac{1}{2}\,\Phi^\dagger B_{\mu\nu}\overrightarrow{\tau}\cdot\overrightarrow{W}^{\mu\nu}\Phi \quad , \quad g^{BW}_{eff} = -\frac{gg' f_{BW}}{2\ \Lambda^2} && (53)\\
\mathcal{O}_{\Phi 1} &= (D_\mu\Phi^\dagger\Phi)(\Phi^\dagger D^\mu\Phi) \quad , \quad g^{\Phi 1}_{eff} = \frac{f_{\Phi 1}}{\Lambda^2} && (54)\\
\mathcal{O}_W &= \frac{1}{3!}\left(\overrightarrow{W}_\mu{}^\nu \times \overrightarrow{W}_\nu{}^\lambda\right)\cdot\overrightarrow{W}_\lambda{}^\mu \quad , \quad g^W_{eff} = -\frac{3g^3 f_{WWW}}{2\Lambda^2} = \frac{g\lambda_W}{M_W^2} = \frac{g\alpha_W}{M_W^2} && (55)\\
\mathcal{O}_{W\Phi} &= i\,(D_\mu\Phi)^\dagger\overrightarrow{\tau}\cdot\overrightarrow{W}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi) \quad , \quad g^{W\Phi}_{eff} = \frac{gf_W}{2\Lambda^2} = \frac{g\bar{f}_W}{2M_W^2} = \frac{g\alpha_{W\Phi}}{M_W^2} && (56)\\
\mathcal{O}_{B\Phi} &= i\,(D_\mu\Phi)^\dagger B^{\mu\nu}(D_\nu\Phi) \quad , \quad g^{B\Phi}_{eff} = \frac{g' f_B}{2\Lambda^2} = \frac{g'\bar{f}_B}{2M_W^2} = \frac{g'\alpha_{B\Phi}}{M_W^2} && (57)\\
\mathcal{O}_{WW} &= (\Phi^\dagger\Phi)\,\overrightarrow{W}^{\mu\nu}\cdot\overrightarrow{W}_{\mu\nu} \quad , \quad g^{WW}_{eff} = -\frac{g^2 f_{WW}}{4\ \Lambda^2} = \frac{g^2\ d_W}{4\ M_W^2} && (58)\\
\mathcal{O}_{BB} &= (\Phi^\dagger\Phi)B^{\mu\nu}\ B_{\mu\nu} \quad , \quad g^{BB}_{eff} = -\frac{g'^2 f_{BB}}{4\ \Lambda^2} = \frac{g^2\ d_B}{4\ M_W^2} && (59)\\
\mathcal{O}_{\Phi 2} &= 4\ \partial_\mu(\Phi^\dagger\Phi)\partial^\mu(\Phi^\dagger\Phi) \quad , \quad g^{\Phi 2}_{eff} = \frac{f_{\Phi 2}}{8\Lambda^2} && (60)\\
\mathcal{O}_{\Phi 3} &= 8\ (\Phi^\dagger\Phi)^3 \quad , \quad g^{\Phi 3}_{eff} = \frac{f_{\Phi 3}}{24\Lambda^2} && (61)\\
& && (62)
\end{aligned}$$

Noter la définition de $\overline{\mathcal{O}}_{DW}$. Celle-ci varie suivant les auteurs, qui prennent parfois des définitions différentes correspondant à des combinaisons de $\overline{\mathcal{O}}_{DW}$ et de $\mathcal{O}_W$. $\mathcal{O}_{DW} = \overline{\mathcal{O}}_{DW} + 12g\mathcal{O}_W$. Noter egalement que $\overline{\mathcal{O}}_{DB} = \mathcal{O}_{DB} = (\partial_\mu B^{\nu\rho})(\partial^\mu B_{\nu\rho})$.

Pour le cas CP-viol., on construits les 6 opérateurs [35]

$$
\begin{aligned}
\hat{\mathcal{O}}_{BW} &= \frac{1}{2}\,\Phi^\dagger B_{\mu\nu}\boldsymbol{\tau}\cdot\hat{\mathbf{W}}^{\mu\nu}\Phi \quad , && (63)\\
\hat{\mathcal{O}}_{W} &= \frac{1}{3!}\,\epsilon_{ijk}\;W^{i\mu\nu}W^{j}_{\nu\lambda}\hat{W}^{k\lambda}{}_{\mu} \quad , && (64)\\
\hat{\mathcal{O}}_{W\Phi} &= i\,(D_\mu\Phi)^\dagger\boldsymbol{\tau}\cdot\hat{\mathbf{W}}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi) \quad , && (65)\\
\hat{\mathcal{O}}_{B\Phi} &= i\,(D_\mu\Phi)^\dagger\hat{B}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi) \quad , && (66)\\
\hat{\mathcal{O}}_{WW} &= (\Phi^\dagger\Phi)\,\mathbf{W}^{\mu\nu}\cdot\hat{\mathbf{W}}_{\mu\nu} \quad , && (67)\\
\hat{\mathcal{O}}_{BB} &= (\Phi^\dagger\Phi)B^{\mu\nu}\;\hat{B}_{\mu\nu} \quad , && (68)\\
& && (69)
\end{aligned}
$$

mais parmi ceux-ci, seuls quatre d'entre eux sont indépendants vu les relations de Bianchi $D^\mu\tilde{\mathbf{W}}_{\mu\nu} = 0$ qui impliquent:

$$
\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{O}}_{W\Phi} &= \frac{g}{4}\,\tilde{\mathcal{O}}_{WW} + \frac{g\prime}{2}\,\tilde{\mathcal{O}}_{BW} \quad , && (70)\\
\tilde{\mathcal{O}}_{B\Phi} &= \frac{g\prime}{4}\,\tilde{\mathcal{O}}_{BB} + \frac{g}{2}\,\tilde{\mathcal{O}}_{BW} \quad , && (71)
\end{aligned}
$$

Nous listons à part, pour mémoire, les opérateurs impliquant des gluons que nous ne discuterons pas ici, [36]

$$
\begin{aligned}
\overline{\mathcal{O}}_{DG} &= 2\;(D_\mu\overrightarrow{G}^{\mu\rho})(D^\nu\overrightarrow{G}_{\nu\rho}) \quad , && (72)\\
\mathcal{O}_{G} &= \frac{1}{3!}\,f_{ijk}\;G^{i\mu\nu}G^{j}_{\nu\lambda}G^{k\lambda}{}_{\mu} \quad , && (73)\\
\mathcal{O}_{GG} &= (\Phi^\dagger\Phi)\,\overrightarrow{G}^{\mu\nu}\cdot\overrightarrow{G}_{\mu\nu} \quad . && (74)\\
\tilde{\mathcal{O}}_{G} &= \frac{1}{3!}\,f_{ijk}\;G^{i\mu\nu}G^{j}_{\nu\lambda}\tilde{G}^{k\lambda}{}_{\mu} \quad , && (75)\\
\tilde{\mathcal{O}}_{GG} &= (\Phi^\dagger\Phi)\,\delta_{ij}G^{i\mu\nu}\cdot\tilde{G}^{j}_{\mu\nu} \quad . && (76)\\
& && (77)
\end{aligned}
$$

c) Réalisation non-linéaire

Il est commode de représenter les 4 degrés de liberté du secteur scalaire par la matrice

$$\Sigma = \frac{\sqrt{2}}{v}\begin{pmatrix}\widetilde{\Phi} & \Phi\end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{v}\begin{pmatrix} \phi^{0\dagger} & \phi^{+} \\ & \\ -\phi^{-} & \phi^{0} \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{v}(\sigma + i\overrightarrow{\tau}.\overrightarrow{\pi}) \qquad (78)$$

Quand λ devient grand, M_H devient grand de même que la courbure du potentiel. Celle-ci implique que la relation établie pour le minimum, $\sigma^2 + \overrightarrow{\pi}^2 = v^2$, devienne une contrainte permanente qui permet d'éliminer le champ σ. Les seuls degrés de liberté sont les 3 champs de Goldstone $\overrightarrow{\pi}$ qui fournissent les états longitudinaux des $W^{\pm}, Z$. On peut ainsi écrire

$$\Sigma = \frac{\sqrt{2}}{v}(\sqrt{1-\overrightarrow{\pi}^2} + i\overrightarrow{\tau}.\overrightarrow{\pi}) \qquad (79)$$

oú la non-linéarité est clairement apparente.
Avec un choix de jauge différent on peut aussi écrire

$$\Sigma = e^{\frac{i\overrightarrow{\tau}.\overrightarrow{\pi}}{v}} \qquad (80)$$

dans ce cas Σ se transforme linéairement, bien que $\overrightarrow{\pi}$ se transforme non-linéairement par rapport aux transformations de $SU(2) \times U(1)$.
Le lagrangien scalaire correspondant au MS

$$\mathcal{L}_{NL} = \frac{v^2}{4}Tr[(D_\mu\Sigma)^\dagger D^\mu\Sigma] \qquad (81)$$

n'est plus renormalisable (il manque la contribution essentielle des termes contenant le boson de Higgs physique). Lorsque l'on calcule des diagrammes d'ordre supérieur, il faut compenser les divergences par l'introduction de contre-termes représentés par des opérateurs non-standard. Ceux-ci (construits avec les champs de jauge et la matrice de champs de Goldstone Σ) ont été classés par rapport à l'ordre en D (nombre de champs de jauge et de dérivées), ref.[37, 38, 39].

A l'ordre $D = 2$, on ne trouve qu'un opérateur en plus de l'opérateur standard (81). A l'ordre $D = 4$ il y a 11 opérateurs CP-cons et 8 opérateurs CP-viol. On les construits à l'aide des covariants:

$$T \equiv \Sigma\tau_3\Sigma^\dagger \qquad (82)$$

$$V_\mu \equiv (D_\mu\Sigma)\Sigma^\dagger \qquad (83)$$

décrivant le secteur scalaire, et les champs de jauge (covariants) $B_{\mu\nu}$, $\overrightarrow{W}_{\mu\nu}$.

En notation de Applequist et Wu, [40] ou de Gasser et Leutwyler, [39] ils s'écrivent:

Termes CP-cons.

$$D=2 \quad \mathcal{O}_1' = [Tr(TV_\mu)]^2 \ , \qquad g_{eff}'^1 = \frac{\beta_1}{4}v^2 = \frac{v^2}{8}\Delta\rho \tag{84}$$

$$\begin{array}{ll}
D=4 & \mathcal{O}_1 = B_{\mu\nu}Tr(TW^{\mu\nu}) \ , \qquad g_{eff}^1 = \frac{\alpha_1}{2}gg' = gg'\frac{L_{10}}{32\pi^2} \\
& \mathcal{O}_2 = iB_{\mu\nu}Tr(T[V^\mu,V^\nu]) \ , \qquad g_{eff}^2 = \frac{\alpha_2}{2}g' = -g'\frac{L_{9R}}{64\pi^2} \\
& \mathcal{O}_3 = iTr(W_{\mu\nu}[V^\mu,V^\nu]) \ , \qquad g_{eff}^3 = \frac{\alpha_3}{2}g = -g\frac{L_{9L}}{64\pi^2} \\
& \mathcal{O}_4 = [Tr(V_\mu V_\nu)]^2 \ , \qquad g_{eff}^4 = \alpha_4 = \frac{L_2}{16\pi^2} \\
& \mathcal{O}_5 = [Tr(V_\mu V^\mu)]^2 \ , \qquad g_{eff}^5 = \alpha_5 = \frac{L_1}{16\pi^2} \\
& \mathcal{O}_6 = Tr(V_\mu V_\nu)Tr(TV^\mu)Tr(TV^\nu) \ , \qquad g_{eff}^6 = \alpha_6 \\
& \mathcal{O}_7 = Tr(V_\mu V^\mu)Tr(TV_\nu)Tr(TV^\nu) \ , \qquad g_{eff}^7 = \alpha_7 \\
& \mathcal{O}_8 = [Tr(TW_{\mu\nu})]^2 \ , \qquad g_{eff}^8 = \frac{\alpha_8}{4}g^2 \\
& \mathcal{O}_9 = iTr(TW_{\mu\nu})Tr(T[V^\mu,V^\nu) \ , \qquad g_{eff}^9 = \frac{\alpha_9}{2}g \\
& \mathcal{O}_{10} = [Tr(TV_\mu)Tr(TV_\nu)]^2 \ , \qquad g_{eff}^{10} = \frac{\alpha_{10}}{2} \\
& \mathcal{O}_{11} = i\epsilon^{\mu\nu\rho\lambda}Tr(TV_\mu)Tr(V_\nu W_{\rho\lambda}) \ , \qquad g_{eff}^{11} = \alpha_{11}g
\end{array} \tag{85}$$

Termes CP-viol.

$$\begin{array}{c}
\mathcal{O}_{12} = Tr(TV_\mu)Tr(V_\nu W_{\mu\nu}) \ , \qquad g_{eff}^{12} = \alpha_{12}g \\
\mathcal{O}_{13} = \widetilde{B}^{\mu\nu}Tr(TW_{\mu\nu}) \ , \qquad g_{eff}^{13} = 2\alpha_{13}gg' \\
\mathcal{O}_{14} = i\widetilde{B}^{\mu\nu}Tr(TV_\mu V_\nu) \ , \qquad g_{eff}^{14} = 4\alpha_{14}g' \\
\mathcal{O}_{15} = i\widetilde{W}^{\mu\nu}Tr(TV_\mu V_\nu) \ , \qquad g_{eff}^{15} = 4\alpha_{15}g \\
\mathcal{O}_{16} = Tr(T\widetilde{W}_{\mu\nu})Tr(TW^{\mu\nu}) \ , \qquad g_{eff}^{16} = \alpha_{16}g^2 \\
\mathcal{O}_{17} = igTr(T\widetilde{W}_{\mu\nu})Tr(TV_\mu V_\nu) \ , \qquad g_{eff}^{17} = \alpha_{17}g \\
\mathcal{O}_{18} = \widetilde{B}^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \ , \qquad g_{eff}^{18} = 2\alpha_{18}g'^2 \\
\mathcal{O}_{19} = Tr(T\widetilde{W}_{\mu\nu})Tr(TW^{\mu\nu}) \ , \qquad g_{eff}^{19} = \alpha_{19}g^2
\end{array} \tag{86}$$

La correspondance entre la description linéaire et la description non-linéaire a été étudiée dans la ref.[41]. On note que les opérateurs O_{WW}, O_{BB}, $O_{\Phi 2}$, $O_{\Phi 3}$, (nécessitant un Higgs léger) n'ont pas d'équivalent en représentation non-linéaire, que les opérateurs $\mathcal{O}_{4,5,8,9,11}$, $\mathcal{O}_{6,7}$, $\mathcal{O}_{10}$ ont une correspondance avec des opérateurs de dimension 8, 10, 12 en représentation linéaire, et que:

$$\mathcal{O}_1' = -\frac{16}{v^4}\mathcal{O}_{\Phi 1} \tag{87}$$

$$\mathcal{O}_1 = -\frac{4}{v^2}\mathcal{O}_{\Phi 1} \tag{88}$$

$$\mathcal{O}_2 = \frac{8}{v^2}\mathcal{O}_{B\Phi} \tag{89}$$

$$\mathcal{O}_3 = \frac{8}{v^2}\mathcal{O}_{W\Phi} \tag{90}$$

Enfin les seuls opérateurs induisant,à l'ordre considéré, des couplages entre bosons neutres sont $\mathcal{O}_{4,5,6,7,10}$ qui engendrent un couplage $ZZZZ$, mais aucun couplage à trois bosons neutres.

d) Une contrainte supplémentaire, la symétrie custodiale.

Le lagrangien du secteur scalaire standard possède en l'absence d'interactions de jauge, c'est-à-dire à la limite $g, g' \to 0$, une symétrie globale $SU(2)_L \times SU(2)_R$. C'est la symétrie dite chirale, [42]. Elle est manifeste sur $\mathcal{L}_{NL}$, eq.(81), Σ étant donné par (80):

$$\Sigma' = U_R \Sigma U_L \tag{91}$$

U_R and U_L étant les matrices de transformation de $SU(2)_R$ et $SU(2)_L$.

Lors de la brisure spontanée de la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y \to U)1)_{em}$ engendrée par la forme particulière de $V(\Phi)$, la symétrie globale $SU(2)_L \times SU(2)_R$ est également brisée spontanément en $SU(2)_{L+R}$. Après que les 3 bosons de Goldstone de masse nulle $\vec{\pi}$ aient été absorbés par les états $W_L^\pm$ et Z_L cette symétrie globale est évidente en jauge unitaire sur la forme

$$\Sigma_{vac} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{92}$$

L'invariance globale $SU(2)_{L+R}$ porte le nom de symétrie custodiale. C'est elle qui assure que le rapport $\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 c_W^2}$ reste voisin de l'unité lorsque l'on allume les interactions de jauge qui provoque des corrections radiatives. La dérivée covariante applicable à Σ

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma + \frac{ig}{2}\vec{\tau}.\vec{W}_\mu \Sigma - \frac{ig'}{2} B_\mu \Sigma \tau_3) \tag{93}$$

montre que $SU(2)_R$ et donc à fortiori $SU(2)_{L+R}$, sont brisées par des termes $g' B_\mu$.
Si cette propriété de symétrie custodiale n'est pas accidentelle mais résulte d'une structure fondamentale de la NP on peut supposer que le secteur scalaire étendu décrit par $\mathcal{L}_{eff}$ possède aussi cette propriété d'être invariant $SU(2)_L \times SU(2)_R$ lorsque l'on fait $g' = 0$. On peut ainsi restreindre la liste des termes ne comportant aucun facteur g' en leur imposant d'avoir la symétrie custodiale à cette limite.

On peut éventuellement imposer la contrainte plus forte consistant à demander que les termes de NP ne fasse pas du tout intervenir de termes en $g'B_\mu$, [43].

Ainsi en représentation linéaire, les opérateurs invariants ne comportant pas de champ B_μ sont $\mathcal{O}_{DW}$, $\mathcal{O}_W$, $\mathcal{O}_{WW}$, $\mathcal{O}_{\Phi,2}$,$\mathcal{O}_{\Phi,3}$. Les opérateurs comportant un champ B_μ sont $\mathcal{O}_{DB}$,$\mathcal{O}_{BW}$,$\mathcal{O}_{BB}$,$\mathcal{O}_{B\Phi}$ et $\mathcal{O}_{\Phi,1}$.

En représentation non-linéaire, les opérateurs invariants sont outre $\mathcal{L}_{NL}$, $\mathcal{O}_{3,4,5}$. Les opérateurs sans B_μ qui violent déja la symétrie custodiale (du fait de la matrice τ_3) sont $\mathcal{O}'_1$, $\mathcal{O}_{6-11}$; $\mathcal{O}_{12,15,16,17,19}$. Enfin les opérateurs comportant un champ B_μ sont $\mathcal{O}_{1,2}$;$\mathcal{O}_{13,14,18}$.

e) Utilisation des équations du mouvement.

En théorie des Lagrangiens effectifs on peut réduire le nombre d'opérateurs indépendants à un certain ordre en utilisant les équations du mouvement à l'ordre précédent, [44],

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi} - \partial_\mu\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_\mu\Phi} = 0 \tag{94}$$

Cela permet par exemple d'éliminer des termes hautement dérivatifs. Mais ceci pose aussi un problème de choix de base pour classer les opérateurs suivant les divers secteurs, ceux-ci pouvant être mélangés dans les expressions fournies par les équations du mouvement.
Considérons par exemple l'ensemble des opérateurs de dimension $d = 6$ en réalisation linéaire. Ils font intervenir les bosons de jauge, de Higgs, les leptons et les quarks. L'utilisation d'équations du mouvement telles que

$$\partial_\mu B^{\mu\nu} = g' J^\nu_Y - \frac{ig'}{2}[D^\nu\Phi^\dagger\Phi - \Phi^\dagger D^\nu\Phi] \tag{95}$$

$$D_\mu\overrightarrow{W}^{\mu\nu} = g\overrightarrow{J}^\nu - \frac{ig}{2}[D^\nu\Phi^\dagger\overrightarrow{\tau}\Phi - \Phi^\dagger\overrightarrow{\tau}D^\nu\Phi] \tag{96}$$

J^ν_Y et $\overrightarrow{J}^\nu$ étant les courants d'hypercharge et d'isospin fermioniques, provoque un mélange de champs fermioniques et de champs de jauge dans la construction des opérateurs.
Si l'on fait l'hypothèse que la NP est liée au mécanisme de génération des masses il semble naturel d'exclure de la base servant à décrire les effets de NP, les champs de fermions légers qui devraient être défavorisés par des facteurs du type m_f/Λ (ce facteur n'apparaissant pas dans les équations du mouvement). Les mesures de hautes précision à LEP/SLC sont également compatibles avec l'absence d'effets de NP dans le secteur des fermions légers. C'est pourquoi dans la suite nous n'utiliserons pas les équations du mouvement pour les champs de jauge en réalisation linéaire afin de séparer clairement la classe fermionique et la classe bosonique.

En représentation non-linéaire on fait souvent un développement par rapport au couplage fort des bosons de Goldstone, et on ne conserve dans les équations du mouvement que les termes dominants en négligeant les termes de Yukawa qui font intervenir les fermions légers. Ceci permet de réduire le nombre d'opérateurs bosoniques intervenant à l'ordre dominant. C'est ce qui a été fait pour établir la liste donnée ci-dessus, [40].

3.7 Contraintes d'unitarité

.

Jusqu'à maintenant nous avons cherché à contraindre la structure des couplages anormaux. L'étape suivante est de chercher à contraindre leur intensité, un point important pour discuter leur observabilité. Généralement, pour des opérateurs de dimension $d_i > 4$, on fait une considération d'échelle. Par exemple pour un opérateur $\mathcal{O}_i$ de dimension $d_i = 6$,

$$\mathcal{L} = g^i_{eff}\mathcal{O}_i \tag{97}$$

on écrit

$$g^i_{eff} = \frac{g_i}{\Lambda^2_{NP}} \tag{98}$$

et on suppose que g_i, une constante de couplage sans dimension , est de l'ordre de l'unité ou de 4π. Mais on voit de suite que cette façon de faire n'est pas très précise.
Une façon de préciser les choses consiste à identifier l'échelle Λ_{NP} avec la valeur de l'énergie à partir de laquelle les degrés de liberté de NP peuvent être créés (seuil de production de nouvelles particules, résonances,...). Lorsque l'on veut décrire un processus de diffusion entre particules usuelles à l'aide du lagrangien effectif comportant un opérateur $\mathcal{O}_i$ de dimension $d = 6$, on obtient généralement des amplitudes qui croissent avec l'énergie comme

$$A = g_{i,eff}C_i s \tag{99}$$

où C_i est un coefficient numérique calculable en fonction du lagrangien choisi [45], et s est le carré de l'énergie dans le centre de masse. La limite d'unitarité est alors atteinte ($|A| = 1$) pour une énergie telle que

$$s = 1/g_{i,eff}C_i \tag{100}$$

Cette relation peut s'utiliser de deux manières différentes.
— 1) Si l'on connait la valeur de Λ_{NP} (grâce à un modèle donné, par exemple de type TC, $\Lambda_{NP} = 4\pi v$), on utilise la relation (100) et l'unitarité ($|A| < 1$) nous donne une contrainte sur les valeurs permises pour le couplage g_i:

$$g_{i,eff} < \frac{1}{C_i s} \tag{101}$$

implique

$$g_i < \frac{\Lambda^2_{NP}}{C_i s} \tag{102}$$

et à toute énergie on obtient une limite supérieure pour le couplage, ce qui prédit l'effet maximum permis et l'observabilité de l'opérateur correspondant dans un processus.
— 2) Si l'on ne connait pas l'échelle de NP, on va identifier la valeur de l'énergie à laquelle l'unitarité est atteinte avec l'échelle Λ_{NP} (puisque ce seront les degrés de liberté de NP qui vont permettre de conserver l'unitarité). On obtient alors

$$\Lambda^2_{NP} = 1/g_{i,eff} C_i \tag{103}$$

Cette relation permet de relier les valeurs mesurées (ou les limites supérieures) de $g_{i,eff}$ dans un processus donné, aux valeurs correspondantes de l'échelle de NP pour l'opérateur considéré. C'est ainsi que nous traduirons généralement les limites d'observabilité d'effets de NP en terme de limite supérieure pour la valeur de Λ_{NP}.

Exemple pour $\mathcal{O}_W$: On normalise ce terme du Lagrangien comme $\frac{g\lambda_W}{M^2_W}\mathcal{O}_W$. La contrainte d'unitarité s'écrit alors, [45]:

$$\lambda_W < \frac{M^2_W}{s}\sqrt{\frac{12 s^2_W}{\alpha}} \simeq 19\frac{M^2_W}{s} \tag{104}$$

et elle permet d'associer, à toute valeur de λ_W, une valeur de l'échelle $\Lambda_{NP} = \sqrt{s}$, par exemple $\lambda_W = 0.01$ correspond à $\Lambda_{NP} = 3.6\ TeV$.

Des expressions similaires ont été obtenues pour la plupart des autres opérateurs de dimension 6, [45], par exemple

$$\bar{g}^{DW}_{eff} < \frac{\pi}{g^2 s} \qquad g^{DB}_{eff} < \frac{0.56\pi}{g'^2 s} \qquad \bar{f}_B < 98\frac{m^2_W}{s} \qquad \bar{f}_W < 31\frac{m^2_W}{s} \tag{105}$$

Autres utilisations de l'unitarité

Certains auteurs [46] proposent d'utiliser les couplages effectifs au-delà de la limite d'unitarité, en compensant la croissance des amplitudes avec l'énergie par l'introduction de facteurs de forme, $g_i \to g_i f_i(s)$ avec:

$$f_i(s) = (1 + \frac{s}{\Lambda^2_{FF}})^{-n} \tag{106}$$

Afin de ne conserver qu'un seul paramètre, on fixe la valeur de Λ_{FF}, par exemple à $1\ TeV$. Ce genre de paramétrisation a été largement utilisée pour décrire les effets de couplages anormaux au TEVATRON et au LHC, où dans les sous-processus quark-quark ou quark-antiquark on dépasse facilement les limites d'unitarité lorsque l'on utilise des valeurs des couplages anormaux assurant une large observabilité expérimentale. Je pense que cette façon de faire n'a pas grand sens. D'une part, pour des énergies $s \gtrsim \Lambda^2_{NP}$ on attend des effets directs de la NP (bien plus spectaculaires que des effets de facteur de

forme) tels que création de nouvelles particules, résonances,.... . D'autre part, même si l'on se restreint à l'étude d'un processus comportant uniquement des particules usuelles, les effets indirects de NP ne se résument sûrement pas en l'introduction d'un facteur de forme décroissant. La physique hadronique (avec une échelle de 1 GeV) illustre parfaitement la complexité de cette situation.
Je pense que l'utilisation de couplages effectifs doit être limitée au domaine $s < \Lambda_{NP}^2$. Si une étude d'observabilité requiert des valeurs de couplages effectifs, qui par la relation (100), correspondent à une violation de l'unitarité, cela veut seulement dire que ces effets ne sont pas observables dans cette réaction avec les conditions expérimentales considérees.

3.8 Contributions explicites des divers opérateurs, classification empirique

On peut faire une classification empirique des divers opérateurs invariants de jauge, suivant la façon dont ils contribuent aux propriétés des bosons de jauge et affectent directement ou indirectement les observables.

a) Termes à "2-boson", opérateurs 'non-blind"

Ce sont les termes dits de self-énergie contribuants aux propagateurs des W et Z (Fig.6).

En représentation linéaire les quatre opérateurs $O_{\Phi,1}$, $\mathcal{O}_{BW}$, $\mathcal{O}_{DW}$ et $\mathcal{O}_{DB}$ contribuent directement à ces termes. Ils sont dénommés "non-blind", [30] ou "visibles" car ils donnent immédiatement des effets (appelés parfois "obliques") dans les processus fermioniques usuels, par exemple au pic du Z à LEP1/SLC.
Leur effet sur les observables est finalement aussi direct que celui des opérateurs fermioniques, et ne comporte pas de facteur de réduction en α/π. Ces opérateurs sont donc fortement contraints par les mesures de précision.
$O_{\Phi,1}$ modifie la normalisation de la fonction d'onde du Z, (pas celle du W), et introduit donc une correction au rapport ρ. Celui-ci étant mesuré avec une grande précision (paramètre ϵ_1), cet opérateur est très contraint.
$\mathcal{O}_{BW}$ modifie le mélange photon-Z et affecte s_W^2. Dans la description du pic du Z, il contribue à la quantité S ou ϵ_3 qui est également bien contrainte par la mesure des asymétries. Du fait de leur caractère dérivatif, $\mathcal{O}_{DW}$ et $\mathcal{O}_{DB}$ modifient, avec un facteur q^2, les propagateurs de photon et de Z, W. Noter que ce sont des termes de purs champs de jauge ne faisant pas intervenir les champs scalaires. Leur effet peut aussi se calculer en utilisant les équations du mouvement qui les expriment en fonction de couplages à 4 fermions [47]. Ils contribuent à presque toutes les observables.

En représentation linéaire:

$$
\begin{aligned}
\epsilon_1 &= -\frac{v^2}{2\Lambda^2} f_{\Phi,1} - \frac{2g^2 M_Z^2}{c_W^2 \Lambda^2}[f_{DW} c_W^4 + f_{DB} s_W^4] \\
\epsilon_2 &= -\frac{8\pi\alpha M_Z^2}{s_W^2 \Lambda^2}[(c_W^4 + s_W^4) f_{DW} + s_W^4 f_{DB}] \\
\epsilon_3 &= -\frac{M_W^2}{\Lambda^2} f_{BW} - \frac{8\pi\alpha M_Z^2}{s_W^2 \Lambda^2}[c_W^4 f_{DW} + s_W^4 f_{DB}] \\
\Delta_\alpha(M_Z^2) &= -\frac{8\pi\alpha M_Z^2}{\Lambda^2}[f_{DW} + f_{DB}]
\end{aligned}
\tag{107}
$$

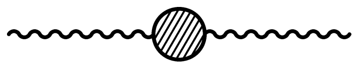


Fig.6

En représentation non linéaire:

$$
\epsilon_1 = 2\beta_1 \qquad \epsilon_2 = \frac{4\pi\alpha\alpha_8}{s_W^2} \qquad \epsilon_3 = -\frac{4\pi\alpha\alpha_1}{s_W^2} \qquad \Delta_\alpha(M_Z^2) = 0 \tag{108}
$$

b) Termes à "3-boson", opérateurs "blind"

Les 7 opérateurs "blind" $\mathcal{O}_W$, $\mathcal{O}_{W\Phi}$, $\mathcal{O}_{B\Phi}$, $\mathcal{O}_{WW}$, $\mathcal{O}_{BB}$, $\mathcal{O}_{\Phi 2}$, $\mathcal{O}_{\Phi 3}$ ne contribuent pas aux propagateurs des W et Z; ils contribuent de façon directe aux couplages anormaux des bosons de jauge et de Higgs. Les deux derniers ne contribuent pas aux autocouplages des bosons de jauge seuls.

En représentation linéaire:

$$
\begin{aligned}
\Delta g_1^Z \equiv g_1^Z - 1 &= \tfrac{M_Z^2}{2\Lambda^2} f_W = \tfrac{\alpha_{W\Phi}}{c_W^2} \\
\Delta\kappa_Z \equiv \kappa_Z - 1 &= \tfrac{M_Z^2}{2\Lambda^2}(c_W^2 f_W + 2 s_W^2 f_{BW} - s_W^2 f_B) = \alpha_{W\Phi} - \tfrac{s_W^2}{c_W^2}\alpha_{B\Phi} - \tfrac{s_W^2 M_Z^2}{\Lambda^2} f_{BW} \\
\Delta\kappa_\gamma \equiv \kappa_\gamma - 1 &= \tfrac{M_Z^2}{2\Lambda^2}(f_W - 2 f_{BW} + f_B) = \tfrac{\alpha_{W\Phi}}{c_W^2} + \tfrac{\alpha_{B\Phi}}{c_W^2} - \tfrac{M_Z^2}{\Lambda^2} f_{BW} \\
\lambda_\gamma = \lambda_Z &= -\tfrac{3 M_W^2 g^2}{2\Lambda^2} f_{WWW} = \alpha_W
\end{aligned}
\tag{109}
$$

En représentation non linéaire:

$$
\begin{aligned}
\Delta g_1^Z \equiv g_1^Z - 1 &= \beta_1/(c_W^2 - s_W^2) + \tfrac{e^2\alpha_1}{c_W^2(c_W^2-s_W^2)} + \tfrac{e^2\alpha_3}{s_W^2 c_W^2} \\
\Delta\kappa_Z \equiv \kappa_Z - 1 &= \beta_1/c_{2W} + \tfrac{e^2\alpha_1}{c_W^2(c_W^2-s_W^2)} + \tfrac{e^2}{c_W^2}(\alpha_1 - \alpha_2) + \tfrac{e^2}{s_W^2}(\alpha_3 - \alpha_8 + \alpha_9) \\
\Delta\kappa_\gamma \equiv \kappa_\gamma - 1 &= \tfrac{e^2}{s_W^2}(-\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 - \alpha_8 + \alpha_9) \\
g_5^Z &= \tfrac{e^2\alpha_{11}}{s_W^2 c_W^2}
\end{aligned}
\tag{110}
$$

Ces tables illustrent les différences déja notées entre les contributions des représentations linéaires et non-linéaires à l'ordre considéré.
Pour les termes à 2 bosons, il n'y a pas de terme $\Delta\alpha$ en non-linéaire.
Pour les termes à 3 bosons, pas de terme g_5^V en représentation linéaire, alors qu'il y a une contribution α_{11} en non-linéaire et une contribution à λ en linéaire mais pas en non-linéaire (λ n'apparaîtrait qu'avec des opérateurs de dimension supérieure).

Je n'écris pas les termes à 4-bosons, et plus, impliqués par ces opérateurs.

3.9 Exemples de prédictions théoriques (modèles typiques)

Les effets de boucles contenant des particules massives couplées aux bosons de jauge ont été calculés dans le cadre de divers modèles théoriques.

Par exemple un doublet de fermions ($U \quad D$) couplé de façon standard (couplages de jauge) donne les contributions, [40]:

$$\Delta\kappa_\gamma \equiv \kappa_\gamma - 1 = -\frac{Ne^2}{96\pi^2 s_W^2}[1 - \frac{4}{5}\delta^2] \tag{111}$$

$$\Delta g_1^Z \equiv g_1^Z - 1 = -\frac{Ne^2}{96\pi^2}[\frac{1}{s_W^2(c_W^2 - s_W^2)} - \frac{1}{s_W^2 c_W^2(c_W^2 - s_W^2)}\frac{(\Delta m)^2}{M_Z^2}] + \frac{Ne^2}{96\pi^2 s_W^2 c_W^2}\frac{2}{5}\delta^2 \tag{112}$$

$$\Delta\kappa_Z \equiv \kappa_Z - 1 = -\frac{Ne^2}{96\pi^2 s_W^2 c_W^2(c_W^2 - s_W^2)}\frac{1 - 2s_W^2 c_W^2}{} + \frac{Ne^2}{96\pi^2 s_W^2 c_W^2(c_W^2 - s_W^2)}\frac{1}{}\frac{(\Delta m)^2}{M_Z^2} + \frac{Ne^2}{96\pi^2 s_W^2}\frac{4}{5}\delta^2 \tag{113}$$

$$g_5^Z = \frac{Ne^2}{96\pi^2 s_W^2 c_W^2}\delta^2 \tag{114}$$

où $\delta \equiv (m_U - m_D)/(m_U + m_D)$ et $\Delta m \equiv (m_U - m_D)$, et N un facteur de couleur et d'hypercouleur.

Les résultats sont typiquement d'ordre $\frac{\alpha}{\pi}$.

D'autres estimations ont été faites dans le cadre des réalisations non-linéaires [48]. Par exemple une résonance scalaire-isoscalaire de masse M et de largeur Γ donne (avec une échelle $\mu = 1.5\ TeV$):

$$L_1 = \frac{64\pi^3 \Gamma v^4}{3 \quad M^5} + \frac{1}{24} Ln(\frac{M^2}{\mu^2}) \tag{115}$$

$$L_2 = \frac{1}{12} Ln(\frac{M^2}{\mu^2}) \tag{116}$$

$$L_{9L} = L_{9R} = -L_{10} = \frac{1}{12} Ln(\frac{M^2}{\mu^2}) \tag{117}$$

Un autre exemple consiste à prendre une résonance vectorielle (de type ρ), qui donne:

$$L_1 = \frac{1}{24}[-\frac{96\pi^2 f^2}{M^2} + Ln(\frac{M^2}{\mu^2})] \tag{118}$$

$$L_2 = \frac{1}{12}[\frac{48\pi^2 f^2}{M^2} + Ln(\frac{M^2}{\mu^2})] \tag{119}$$

$$L_{9L} = L_{9R} = \frac{1}{12}[\frac{96\pi^2 fF}{M^2} + Ln(\frac{M^2}{\mu^2})] \tag{120}$$

$$L_{10} = -\frac{1}{12}[\frac{48\pi^2 F^2}{M^2} + Ln(\frac{M^2}{\mu^2})] \tag{121}$$

où f est donné par l'expression de la largeur

$$\Gamma = \frac{1}{48}\frac{f^2}{v^4} M^3 \tag{122}$$

et F correspond (comme dans le cas du ρ) à $< 0|V_\mu|\rho >= \epsilon_\mu F M$.
En calquant le cas de QCD, avec un scaling de l'échelle du GeV à celle du TeV, on obtient des valeurs de l'ordre de l'unité pour les coefficients L_i.
Dans les deux cas ci-dessus les valeurs typiques de $\Delta\kappa$, λ, calculées à l'aide des relations (85,110)

$$\Delta g_1^Z \equiv g_1^Z - 1 = \frac{e^2}{32\pi^2 c_W^2}[\frac{2L_{10}}{c_W^2 - s_W^2} - \frac{L_{9L}}{s_W^2}] \tag{123}$$

$$\Delta\kappa_\gamma \equiv \kappa_\gamma - 1 = -\frac{e^2}{64\pi^2 s_W^2}[L_{10} + 2L_{9L} + 2L_{9R}] \tag{124}$$

$$\Delta\kappa_Z \equiv \kappa_Z - 1 = \frac{e^2}{32\pi^2 c_W^2}[\frac{4c_W^2}{c_W^2 - s_W^2}L_{10} + L_{9R} - \frac{c_W^2}{s_W^2}L_{9L}] \tag{125}$$

sont au plus de l'ordre de $\simeq 0.01$.
Dans le cadre du MSSM, les contributions des particules supersymétriques ont été calculées [49] en faisant varier les divers paramètres du modèle. Les résultats pour $\Delta\kappa$ et λ sont au plus de quelques unités que multiplie le facteur $\frac{g^2}{16\pi^2}$.

Les conclusions quantitatives sont donc toujours assez similaires, il semble impossible de dépasser des valeurs de l'ordre de $\simeq 0.01$ pour les couplages anormaux $\Delta\kappa$, λ,.... . C'est bien ce qui correspond à une échelle typique $\Lambda_{NP} = 4\pi v \simeq 3.6\ TeV$.

Une analyse plus générale de modèles de NP contribuant de façon virtuelle aux divers opérateurs bosoniques a montré que seuls les opérateurs engendrés par des particules du secteur scalaire couplés par des modes de Yukawa, pouvaient donner des effets plus importants. Mais ceci ne concerne que les couplages anormaux des bosons de Higgs entre-eux ou avec les bosons de jauge, mais pas les bosons de jauge entre-eux, [33].

4 Contraintes expérimentales directes et indirectes actuelles sur les autocouplages

4.1 Contraintes indirectes

Les processus dits de basse énergie, c'est-à-dire une énergie inférieure au seuil de production de paire de bosons de jauge, peuvent fournir des contraintes indirectes sur les couplages à 3 ou 4 bosons de jauge à la condition qu'ils puissent être mesurés avec une très haute précision. Contrairement au cas des opérateurs fermioniques directement contraints à LEP/SLC, HERA et TEVATRON, les autocouplages bosoniques interviennent, dans ces processus, à l'ordre d'une boucle. Leurs effets sont donc réduits par un facteur de l'ordre de α/π, c'est pourquoi il faut une mesure de très haute précision. De plus il n'est pas possible de distinguer ces effets de tout autre effet virtuel non standard. Ce genre d'étude ne peut donc fournir que des contraintes qualitatives à titre d'orientation. Les processus les plus couramment cités sont, les mesures au pic du Z et la masse M_W. mais aussi la violation de Parité dans les atomes, la mesure de $g-2$ du muon et de l'électron, et du taux rare $b \to s\gamma$.

a) Contraintes dues à $e^+e^- \to f\bar{f}$ au pic du Z et à M_W et à Q_W

a1) Sur les "opérateurs non-blind"

Nous avons vu que certains opérateurs affectent directement les propagateurs des bosons de jauge (tout en contribuant ou pas aux couplages anormaux à 3 bosons). Nous ajoutons l'effet de ces opérateurs sur la charge faible Q_W mesurée par la violation de Parité dans les atomes.

Dans le cadre du MS, l'échange du Z avec ses couplages vectoriels et axiaux provoque une violation de Parité qui induit des transitions (normalement interdites en QED) entre certains niveaux. Celles-ci ont été mesurées par exemple dans les cas $6S \to 7S$ du Cs^{133}. La probabilité dépend de la "charge faible"

$$Q_W = 2[g_{uV}(2Z+N) + g_{dV}(Z+2N)] \tag{126}$$

avec $g_{uV} = \frac{1}{2} - \frac{4}{3}s_W^2$, $g_{dV} = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2$.

La mesure de précision $Q_W^{exP} = -72.11 \pm 0.27 \pm 0.89$ [50] comparée à la prédiction du MS [51], $Q_W^{TH} = -73.2 - 0.80S - 0.005T$, donne essentiellement une contrainte sur la quantité

$$S \equiv 16\pi[\bar{\Pi}_{T,\gamma}^{3Q}(0) - \bar{\Pi}_{T,Z}^{33}(0)] = -4\pi\frac{v^2}{\Lambda^2}f_{BW} \tag{127}$$

Parmi les opérateurs "non-blind" contribuant aux propagateurs de photon et de Z, seul $\mathcal{O}_{BW}$ contribue. On obtient ainsi la contrainte [52]:

$$\frac{f_{BW}}{\Lambda^2} = 1.65 \pm 1.54\ TeV^2 \tag{128}$$

Combinée avec les contraintes obtenues au pic du Z et M_W, on obtient les contraintes suivantes, [53]:
— Une analyse à 4 paramètres libres donne (en TeV^{-2})

$$|\frac{\Delta f_{DW}}{\Lambda^2}| = 0.62 \quad |\frac{\Delta f_{DB}}{\Lambda^2}| = 11. \quad |\frac{\Delta f_{BW}}{\Lambda^2}| = 2.6 \quad |\frac{\Delta f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}| = 0.17 \tag{129}$$

avec la matrice de corrélation comportant des termes importants

$$1 \quad -0.323 \quad 0.151 \quad -0.228 \tag{130}$$

$$1 \quad -0.979 \quad -0.806 \tag{131}$$

$$1 \quad 0.905 \tag{132}$$

$$1 \tag{133}$$

— Si l'on élimine les opérateurs $\mathcal{O}_{DW}$ et $\mathcal{O}_{DW}$, une analyse à 2 paramètres libres donne (en TeV^{-2})

$$|\frac{\Delta f_{BW}}{\Lambda^2}| = 0.28 \quad |\frac{\Delta f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}| = 0.05 \tag{134}$$

avec la forte corrélation 0.845.

Nous allons voir qu'il est possible d'améliorer ces contraintes en ajoutant des mesures supplémentaires par exemple $e^+e^- \to f\bar{f}$ à LEP2.

Contraintes indirectes à LEP2 dans $e^+e^- \to f\bar{f}$

Au pic du Z les effets des couplages à 3 bosons sont contenus dans les ϵ_i. Dans $e^+e^- \to f\bar{f}$ au delà de $s = M_Z^2$ (à LEP2 et au LC) on pourrait penser que ce sont les mêmes effets qui vont apparaitre et que du fait d'une statistique moindre il y aura moins de chance de les observer. Ceci n'est pas exact car d'une part l'importance relative des contributions des propagateurs du Z et du photon change (Fig.7), et d'autre part les opérateurs introduisent des dépendances en q^2 spécifiques à chacun d'entre eux. Une façon de singulariser les nouvelles contributions consiste à utiliser la méthode dite de soustraction du pic du Z, [54]. Elle isole pour chaque observable (section efficace, asymétrie) la contribution du pic du Z pour laquelle les inputs sont les largeurs partielles et les asymétries mesurées à $s = M_Z^2$, et les contributions nouvelles qui apparaissent sous une forme soustraite $\Pi(q^2) - \Pi(M_Z^2)$. Parmi les 4 opérateurs "blind", seuls deux d'entre eux, $\mathcal{O}_{DW}$ et $\mathcal{O}_{DB}$ (du fait de leur nature doublement dérivative) fournissent une dépendance en q^2 et de nouvelles contributions à LEP2. Ceci permet une séparation intéressante de leurs effets par rapport à ceux des autres opérateurs.

Avec une luminosité de 500 pb^{-1}, la mesure de σ_μ, $A_{FB,\mu}$ et de σ_{had} doit permettre

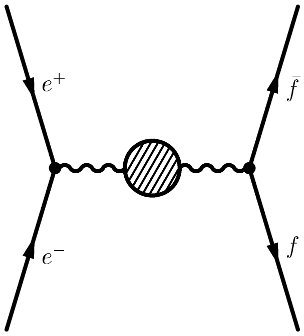


Fig.7

d'atteindre les sensibilités suivantes (en TeV^{-2}), [55, 52]:

$$|\frac{f_{DW}}{\Lambda^2}| = 0.239 \qquad |\frac{f_{DB}}{\Lambda^2}| = 1.396 \tag{135}$$

avec la corrélation -0.857.

En combinant ces contraintes avec les précédentes, une analyse récente donne, [52]:

$$|\frac{\Delta f_{DW}}{\Lambda^2}| = 0.18 \quad |\frac{\Delta f_{BW}}{\Lambda^2}| = 0.32 \quad |\frac{\Delta f_{DB}}{\Lambda^2}| = 1.15 \quad |\frac{\Delta f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}| = 0.035 \tag{136}$$

avec la matrice de corrélation

$$1 \quad 0.049 \quad -0.785 \quad -0.114 \tag{137}$$

$$1 \quad -0.351 \quad 0.930 \tag{138}$$

$$1 \quad -0.077 \tag{139}$$

$$1 \tag{140}$$

b) Sur les opérateurs blind

Les effets virtuels (boucles) des autocouplages à 3 et à 4 bosons sur toute observable $\mathcal{A}$ seront du type:

$$\delta\mathcal{A} = \frac{\alpha}{\pi}\delta_{NP} \tag{141}$$

Une mesure de $\mathcal{A}$ avec une précision de 10^{-3} ne permettra donc d'atteindre δ_{NP} qu'au niveau de 30%.

C'est ce que l'on voit déja avec la contribution bosonique standard ([56]) et la difficulté de contraindre la masse du Higgs. Le même type d'incertitude affecte les contraintes sur les opérateurs dits "blind". Lorsqu'on ajoute le fait que plusieurs opérateurs peuvent contribuer simultanément à la même observable, on comprend la difficulté rencontrée pour donner des contraintes interessantes de cette façon.

Une analyse complète des contraintes faisant intervenir à la fois les opérateurs blind et non-blind a été donnée dans la ref.[20]. Conformément aux propriétés générales énoncées dans la section 3, les contributions des opérateurs blind, $\mathcal{O}_{W,W\Phi,B\Phi,WW,BB}$ s'expriment comme des corrections en $\frac{\alpha}{\pi}Ln(\frac{\Lambda^2}{M_W^2})$ aux contributions directes des quatre opérateurs non-blind $\mathcal{O}_{DW,DB,BW,\Phi 1}$. Ceci vient du fait du fait que les corrections aux observables dépendent de quatre fonctions, Π_{WW}, Π_{ZZ}, $\Pi_{\gamma\gamma}$, $\Pi_{Z\gamma}$ (à partir desquelles on calcule par exemple les paramètres Δ_α et ϵ_i, $i=1,2,3$). Le résultat consiste donc à remplacer dans les expressions des observables les constantes de couplages "non-blind" f_i par des constantes renormalisées f_i^r:

$$f^r_{DW} = f_{DW} - \frac{1}{192\pi^2}[f_W ln\frac{\Lambda^2}{M_W^2} + \frac{f_B - f_W}{4} ln\frac{M_H^2}{M_W^2}] \tag{142}$$

$$f^r_{DB} = f_{DB} - \frac{1}{192\pi^2}[f_B ln\frac{\Lambda^2}{M_W^2} + \frac{f_B - f_W}{4} ln\frac{M_H^2}{M_W^2}] \tag{143}$$

$$f^r_{BW} = f_{BW} + \frac{\alpha}{96\pi s_W^2}\{3\frac{M_H^2}{M_W^2}(f_B + f_W)(ln\frac{\Lambda^2}{M_H^2} + \frac{1}{2}) - 5(\frac{1}{c_W^2} - 2)(f_B - f_W)ln\frac{M_H^2}{M_W^2}$$
$$+[(20 + \frac{7}{c_W^2})f_B - (12 + \frac{3}{c_W^2})f_W + 36g^2 f_{WWW}]ln\frac{\Lambda^2}{M_W^2} - 24(f_{WW} + \frac{s_W^2}{c_W^2}f_{BB})ln\frac{\Lambda^2}{M_H^2}\} \tag{144}$$

$$f^r_{\Phi,1} = f_{\Phi,1} + \frac{3\alpha}{8\pi c_W^2}\{\frac{M_H^2}{v^2}f_B(ln\frac{\Lambda^2}{M_H^2} + \frac{1}{2}) + 3\frac{M_W^2}{v^2}(f_B + f_W)ln\frac{\Lambda^2}{M_W^2}$$
$$-[\frac{M_Z^2}{v^2}f_B + \frac{M_W^2}{v^2}f_W]ln\frac{M_H^2}{M_W^2}\} \tag{145}$$

Ces expressions permettent de voir l'effet d'un opérateur blind particulier sur telle ou telle observable. Mais si l'on met plusieurs opérateurs en jeu, alors on perd pratiquement toute contrainte. Les contraintes très strictes qui avaient été données il y a quelques années [30] dans le but de comparer les potentialités de LEP1 et de LEP2, faisaient l'hypothèse que les constantes de couplages des opérateurs "blind" ($f_W, ...$) devaient, par un argument de "naturalité", être du même ordre de grandeur que celles des opérateurs "non-blind" ($f_{DW}, ...$). De cette façon il était prédit qu'aucun effet ne devait être observable à LEP2. En effet une valeur de l'ordre de $\frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} \simeq 1\ TeV^{-2}$ correspond à $\lambda \simeq 0.002$ bien en dessous du seuil d'observabilité , comme on va le voir de suite.

b) Autres contraintes indirectes

Les modes rares $b \to s\gamma$ et $b \to sl^+l^-$.

Le processus s'effectue grâce au diagramme (Fig.8)

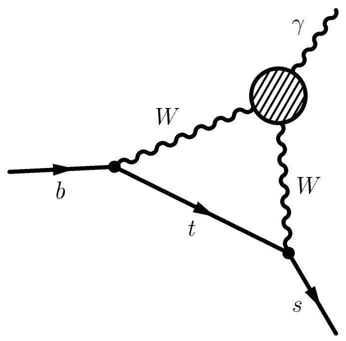


Fig.8

comportant l'échange des quarks u, c, t et le couplage bosonique γWW. Les autocouplages anormaux peuvent intervenir à ce niveau. Grâce au mécanisme de GIM (compensations entre les échanges dus aux trois types de quarks) la contribution reste convergente et donne une contrainte non ambigue sur les paramètres $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ indépendamment du modèle. L'expression analytique (assez longue) de cette contribution est donnée dans les ref.[57]. La sensibilité du rapport d'embranchement $B(b \to s\gamma)$ est numériquement de l'ordre de $5 \times 10^{-4}\Delta\kappa_\gamma$ et $2 \times 10^{-4}\Delta\lambda_\gamma$. Les mesures récentes de CLEO [58] et de ALEPH [59], correspondent à

$$|\Delta\kappa_\gamma| < 0.2 \qquad\qquad |\lambda_\gamma| < 0.6 \tag{146}$$

Comme on va le voir, ces valeurs sont comparables à celles que l'on obtient directement à LEP2 et au TEVATRON.
Le mode $b \to sl^+l^-$ contient également le terme d'échange du Z et le couplage anormal WWZ. Il permet d'atteindre le couplage anormal Δg_1^Z [57] et une précision espérée de 30% correspondrait à $|\Delta g_1^Z| < 0.10$, ce qui correspond à $|\alpha_{W\Phi}| < 0.07$, également compétitif avec LEP2.

La largeur $\Gamma(Z \to b\bar{b})$.

Cette observable fait relativement exception à la règle d'ordre de grandeur donnée par l'eq.(141). Du fait du diagramme d'échange de quark top très massif (Fig.9), un renforcement d'ordre m_t^2/M_Z^2 apparait du fait des couplages des composantes longitudinales des bosons $W^\pm$. La contribution d'un autocouplage anormal ZWW bénéficie du même renforcement et peut s'écrire [60, 61]

$R_b = \Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to \mathrm{hadrons}}$

$$\Delta R_b^{AGC} = -\frac{4}{6}\frac{1+b}{1+b^2}\left(\frac{g^2}{128\pi^2}\right)\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)\left(7f_W - \frac{s_W^2}{c_W^2}f_B\right)\frac{M_W^2}{2\Lambda^2}\ln\frac{\Lambda^2}{M_z^2} \tag{147}$$

avec $b = 1 - \frac{4}{3}s_W^2$. La prédiction standard est

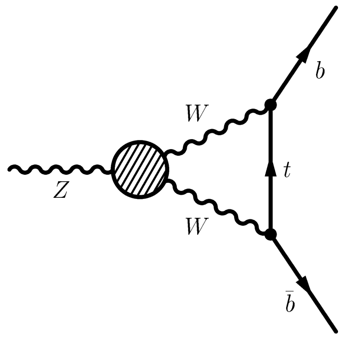


Fig.9

$$R_b(SM) = 0.2158 \tag{148}$$

et la mesure expérimentale

$$R_b = 0.2159 \pm 0.0009 \pm 0.0011 \tag{149}$$

ce qui donne

$$\Delta R_b^{AGC} = 0.0001 \pm 0.0020 \tag{150}$$

et la contrainte, essentiellement sur le paramètre f_W, dominant dans la combinaison apparaissant dans (147):

$$|\frac{f_W}{\Lambda^2}| < 15\ TeV^2 \tag{151}$$

ce qui correspond à $|\alpha_{W\Phi}| < 0.048$ et à une échelle de l'ordre de $\Lambda_{NP} \simeq 1.4\ TeV$.

Le moment magnetique anormal du muon, g-2.

La mesure de très haute précision du $g-2$ du muon (et aussi de l'électron)

$$a_\mu = \frac{1}{2}(g-2) \tag{152}$$

impose une contrainte très forte sur les opérateurs couplant directement le photon et les leptons, par exemple l'opérateur de dimension 5, $\bar{\Psi}_l \sigma^{\mu\nu}\Psi_l W_{\mu\nu}$. Cette contrainte n'est

toutefois pas très utile car ces opérateurs violent la chiralité (du fait de la présence d'une matrice $\sigma_{\mu\nu}$) et leur présence est déja interdite par un argument de naturalité. En effet un tel opérateur engendrerait une contribution d'ordre Λ_{NP} à la masse du lepton. Il faudrait lui imposer un mécanisme de compensation de l'ordre de $\frac{m_l}{\Lambda_{NP}}$, qui réduirait ses contributions à un niveau très faible, comparable à celui des autres opérateurs fermioniques que LEP1/SLC ont fortement contraint.
Il est plus intéressant de considérer les contraintes sur des processus conservant la chiralité. ce qui est par exemple le cas des contributions à l'ordre d'une boucle des opérateurs bosoniques comportant des autocouplages anormaux. Avec un diagramme similaire à celui de la Fig.9, on obtient la contribution[61]

$$\Delta a_\mu = \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} m_\mu^2 \{\Delta\kappa_\gamma(\frac{1}{2} - ln\frac{\Lambda^2}{m_W^2}) - \lambda_\gamma\} \tag{153}$$

Une mesure future de $|\Delta a_\mu| = 0.4 \times 10^{-9}$ (possible à BNL, [62]) impliquerait la contrainte

$$|4.5\Delta\kappa - \lambda| < 0.2 \tag{154}$$

En termes d'opérateurs $\mathcal{O}_{B\Phi}$ et$\mathcal{O}_{W\Phi}$ le terme dominant en $\Delta\kappa$ implique

$$\frac{f_B + f_W}{\Lambda^2} < 14\ TeV^2 \tag{155}$$

une contrainte comparable à celle de $Z \to b\bar{b}$, mais impliquant les deux opérateurs $\mathcal{O}_{W\Phi}$ et $\mathcal{O}_{B\Phi}$ à la fois.

Conclusion sur les contraintes indirectes

Nous venons de voir un certain nombre de contraintes indirectes qui, appliquées à chaque opérateur pris séparément, peuvent être assez fortes (échelles de l'ordre du TeV). On ne peut toutefois jamais être sûr que dans un processus virtuel, telle contribution d'un opérateur donné n'est pas compensée par une autre contribution de nature différente. Rien ne vaut donc une observation ou une contrainte directe. C'est ce que nous allons maintenant discuter en considérant les tests des autocouplages fournis par les processus de production de paires de bosons de jauge.

4.2 Contraintes directes

Le processus de base pour contraindre de façon directe les autocouplages, qui a été étudié dans tous ses détails depuis fort longtemps, est la réaction $e^+e^- \to W^+W^-$ à LEP2, [34].

Ce processus comporte un diagramme d'échange de neutrino qui ne fait pas intervenir les autocouplages et un diagramme d'échange de photon et de Z qui fait intervenir les couplages à 3 bosons γW^+W^- et ZW^+W^- (Fig.10). Les 18 amplitudes d'hélicités calculées avec les couplages les plus généraux sont données dans la ref.[21] et sont reproduites dans la Table 1 (τ et τ' sont les hélicités des W^- et W^+ finals; $\lambda \equiv \lambda(e-) = -\lambda(e+)$ est l'hélicité commune initiale; une amplitude donnée est obtenue en sommant tous les termes de la colonne correspondante multipliés par le coefficient de la première colonne dans la même ligne).

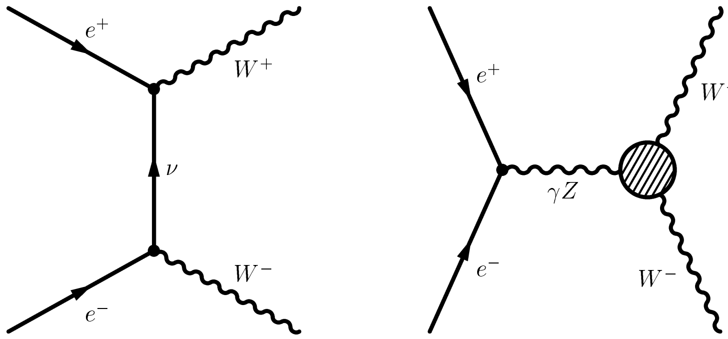


Fig.10

On peut voir que s'il était possible de mesurer chacune des amplitudes d'hélicité alors on pourrait déterminer complètement l'ensemble des 14 paramètres ZWW et γWW. Pour cela il faudrait disposer de faisceaux $e^\pm$ polarisés et mesurer les polarisations des $W^\pm$ finals. Nous n'en sommes pas là. Peut-être cela sera-t-il possible un jour avec un collisionneur linéaire (LC) , [21, 63]. Pour l'instant les premières mesures de la section efficace de production et de sa distribution angulaire donnent des contraintes significatives si l'on ne considère qu'un opérateur à la fois, [1]:

$$\alpha_W = 0.15 \pm 0.27 \quad \alpha_{W\Phi} = 0.02^{+0.16}_{-0.15} \quad \alpha_{B\Phi} = 0.45^{+0.56}_{-0.67} \tag{156}$$

Dans le futur, avec une analyse fine faisant intervenir les polarisations finales mesurées via les distributions des spectres de désintégration $W \to l\nu$ et $W \to q\bar{q}'$ devrait permettre d'établir de meilleures limites, [34]:

$$\Delta\alpha_W = \pm 0.03 \quad \Delta\alpha_{W\Phi} = \pm 0.02 \quad \Delta\alpha_{B\Phi} = \pm 0.08 \tag{157}$$

Les échelles correspondantes sont de l'ordre de 2 TeV.

Les processus $e^+e^- \to ZZ$ et $e^+e^- \to Z\gamma$ permettent en principe de tester la présence de couplages neutres [64]. Nous avons vus que ceux-ci s'annulent lorsque deux particules identiques sont sur couche de masse. A LEP il est donc possible de tester les couplages $\gamma\gamma Z$ et γZZ dans la voie $e^+e^- \to Z\gamma$ avec un photon ou un Z intermédiaire. Cette contribution s'ajouterait au processus standard ne comportant que le diagramme d'échange

		$\tau=\tau'=\pm1$	$\tau=-\tau'=\pm1$	$\tau=\tau'=0$	$\tau=0,\tau'=\pm1$	$\tau=\pm1,\tau'=0$
	1	$\frac{-e^2s\lambda}{2}\sin\theta$	$\frac{-e^2s\lambda}{2}\sin\theta$	$\frac{-e^2s\lambda}{2}\sin\theta$	$\frac{-e^2s\lambda}{2\sqrt{2}}(\tau'\cos\theta-2\lambda)$	$\frac{-e^2s\lambda}{2\sqrt{2}}(\tau\cos\theta+2\lambda)$
T	$\frac{2\lambda-1}{4t\sin^2\theta_W}$	$\cos\theta-\beta$	$-\cos\theta-2\tau\lambda$	$\frac{s}{2m_W^2}\left[\cos\theta-\beta(1+\frac{2m_W^2}{s})\right]$	$\frac{\sqrt{s}}{2m_W}\left[\cos\theta(1+\beta^2)-2\beta\right]$ $-\frac{2m_W\tau'\sin^2\theta}{\sqrt{s}(\tau'\cos\theta-2\lambda)}$	$\frac{-\sqrt{s}}{2m_W}\left[\cos\theta(1+\beta^2)-2\beta\right]$ $+\frac{2m_W\tau\sin^2\theta}{\sqrt{s}(\tau\cos\theta+2\lambda)}$
G	$-\frac{2}{s}(1+\delta_\gamma)+$ $2(cot\theta_w+\delta_Z)\frac{a_Z-2b_Z\lambda}{s-m_Z^2}$	$-\beta$	0	$-\beta(1+\frac{s}{2m_W^2})$	$-\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$	$\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$
X	$-\frac{1}{s}x_\gamma+x_Z\frac{a_Z-2b_Z\lambda}{s-m_Z^2}$	0	0	$-\beta\frac{s}{m_W^2}$	$-\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$	$\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$
Y	$-\frac{1}{s}y_\gamma+y_Z\frac{a_Z-2b_Z\lambda}{s-m_Z^2}$	$-\beta\frac{s}{m_W^2}$	0	0	$-\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$	$\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$
Z	$\frac{1}{s}z_\gamma-z_Z\frac{a_Z-2b_Z\lambda}{s-m_Z^2}$	0	0	0	$\beta^2\tau'\left(\frac{\sqrt{s}}{m_W}\right)^3$	$\beta^2\tau\left(\frac{\sqrt{s}}{m_W}\right)^3$
Z_1'	$-\frac{i}{s}z'_{1\gamma}+iz'_{1Z}\frac{a_Z-2b_Z\lambda}{s-m_Z^2}$	0	0	0	$-\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$	$-\beta\frac{\sqrt{s}}{m_W}$
Z_2'	$-\frac{i}{s}z'_{2\gamma}+iz'_{2Z}\frac{a_Z-2b_Z\lambda}{s-m_Z^2}$	2τ	0	0	$\tau'\frac{\sqrt{s}}{m_W}$	$-\tau\frac{\sqrt{s}}{m_W}$
Z_3'	$-\frac{i}{s}z'_{3\gamma}-iz'_{3Z}\frac{a_Z-2b_Z\lambda}{s-m_Z^2}$	$2\tau\beta^2\frac{s}{m_W^2}$	0	0	0	0

Table 1: Table d'hélicité pour $e^+e^-\to W^+W^-$.

d'électron (Fig.11).

Des limites sur le couplage γZZ ont été données à partir de mesures faites à LEP1 au pic du Z dans la voie $e^+e^- \to \gamma\nu\bar{\nu}$, [65]:

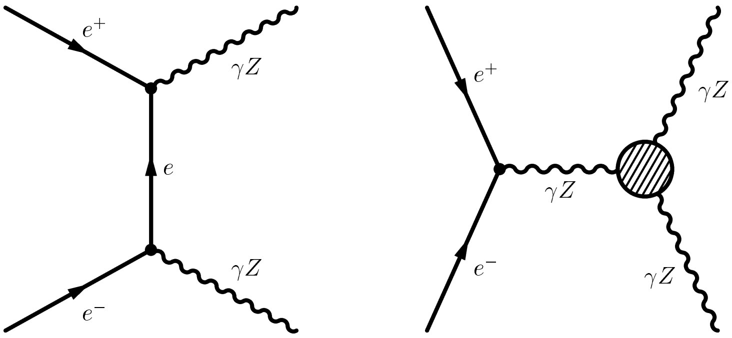


Fig.11

$$|h_3^Z| < 0.85 \qquad |h_4^Z| < 2.32 \tag{158}$$

A LEP2 avec $e^+e^- \to ZZ$ et $e^+e^- \to Z\gamma$ on peut espérer atteindre les limites suivantes, [34]:

$$|h_3^Z| < 0.50 \qquad |h_4^Z| < 0.45 \qquad |h_3^\gamma| < 0.55 \qquad |h_4^\gamma| < 0.48 \tag{159}$$

Les relations avec les échelles de NP dues à l'unitarité n'ont pas été établies pur le cas des opérateurs de dimension 8. Nous ne pouvons faire qu'une estimation grossiére en écrivant $h_i = \frac{M_Z^4}{\Lambda^4}$. Pour une valeur $|h_i| = 0.5$ ceci donc une échelle $\Lambda \simeq 100\ GeV$, et montre que ces couplages neutres ne testent pas les contributions NP de façon très significative.

Contraintes sur les termes CP-viol.

Des contraintes indirectes sont données par les moments dipolaires du neutron et de l'électron, [66]. Des contraintes directes peuvent également être obtenues en mesurant des effets de polarisation; par exemple la polarisation finale des $W^\pm$ dans $e^+e^- \to W^+W^-$ [67] et la polarisation initiale dans les collisions photon-photon,[35].

Conclusion sur les contraintes actuelles.

En comparant les limites obtenues actuellement ou prévues dans le futur proche aux prévisions théoriques données par des modèles typiques, on voit qu'il n'est pas possible d'espérer observer de tels effets. Les modèles théoriques typiques correspondent à une échelle $\Lambda_{NP} < 2-3\ \ TeV$ et il faut donc plus de précision et donc des machines avec plus de luminosité ou plus d'énergie pour pouvoir atteindre ce domaine.

5 Mécanismes de production de paires de bosons de jauge dans les collisionneurs hadroniques

Il y a essentiellement deux mécanismes de base, le processus d'annihilation ($q\bar{q} \to VV$) et le processus de diffusion $VV \to VV$, V représentant différents bosons de jauge $W^{\pm}$, Z ou γ.

a) Processus d'annihilation, avec corrections de QCD

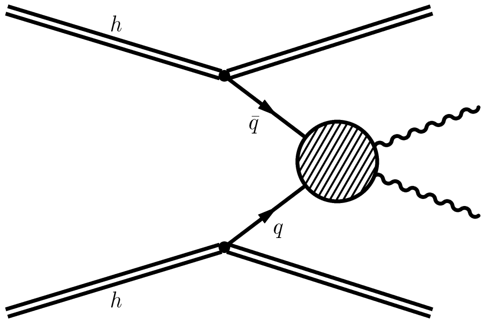


Fig.12

Dans une collision proton+proton ou proton+antiproton, un quark et un antiquark s'annihilent pour former une paire de bosons de jauge, neutres ou chargés.

Ceux-ci se désintègrent ensuite en états finals fermioniques (paires de leptons ou de quarks). la formule de base du modèle des partons pour un processus $h_1 h_2 \to (F) + X$ s'écrit, [8]:

$$d\sigma = \sum_{ij} \int \int dx_1 dx_2 \{ f_i^{(h_1)}(x_1) f_j^{(h_2)}(x_2) + f_j^{(h_1)}(x_1) f_i^{(h_2)}(x_2) \} d\hat{\sigma}_{ij} \qquad (160)$$

x_1 et x_2 sont les fractions d'impulsion des hadrons h_1, h_2 emportées par les partons i, j et $d\hat{\sigma}_{ij}$ la section efficace au niveau du sous-processus $ij \to (F)$.

On s'intéresse plus particulièrement au spectre de masse invariante (M) de la paire VV' ou au spectre de moment transverse d'un des bosons de jauge [68, 69]:

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{2M}{s} \sum_{ij} \int_{-Y}^{+Y} dy_b \int_{-z_0}^{+z_0} dz \{ f_i^{(a)}(x_a) f_j^{(b)}(x_b) + f_j^{(a)}(x_a) f_i^{(b)}(x_b) \} \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dz} \qquad (161)$$

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{1}{s} \sum_{ij} \int_{\hat{s}_{peak}}^{\hat{s}_{max}} d\hat{s} \int_{-Y}^{+Y} dy_b \{ f_i^{(a)}(x_a) f_j^{(b)}(x_b) + f_j^{(a)}(x_a) f_i^{(b)}(x_b) \} \frac{2p_T}{\beta \Delta} \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dcos\theta^*} \qquad (162)$$

$\frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dcos\theta^*}$ est la section efficace du sous-processus $i + j \to VV'$ et $x_1 = \sqrt{\tau} e^{\bar{y}}$, $x_2 = \sqrt{\tau} e^{-\bar{y}}$, $\tau = \frac{M^2}{s}$; les rapidités des bosons V, V' sont $y = y^* + \bar{y}$, $y' = y'^* + \bar{y}$; θ^* est l'angle de diffusion dans le centre de masse du sous-processus et $z = cos\theta^*$. Y et z_0 correspondent aux coupures expérimentales sur les rapidités et l'angle de diffusion; $\beta = [(1+\frac{m^2-m'^2}{M^2})^2 - \frac{4m^2}{M^2}]^{\frac{1}{2}}$, $\Delta = \frac{1}{2}[M^4 - 2m^2(m^2+m'^2+2p_T^2) + (m^2-m'^2)^2]^{\frac{1}{2}}$.

Nous distinguons 3 types de voies, la production de paire W^+W^- (diagrammes d'échange de quark et de formation de photon et de Z, couplages non-standards γW^+W^- et ZW^+W^-), la production de paire chargée $W\gamma$ et WZ (diagrammes d'échange de quark et de formation de W, couplages non-standards $W^\pm W^\pm Z$ et $W^\pm W^\pm \gamma$) et la production de bosons neutres ZZ, $Z\gamma$ et $\gamma\gamma$ (diagrammes d'échange de quark, et formation de photon et de Z avec couplages non-standard $ZZ\gamma$, $\gamma Z\gamma$).

Les amplitudes d'hélicités pour ces divers processus ont été écrites complètement dans la réf.[68] pour les ensembles complets de couplages anormaux. La Table 2 montre le cas de $q\bar{q} \to W\gamma$.

On peut voir que chaque couplage réagit de façon spécifique par rapport aux hélicités des fermions initiaux et des bosons finals. En principe, si l'on pouvait étudier les divers canaux et les divers états de polarisation, il serait possible de mesurer chacun des couplages anormaux.
La séparation des divers états d'hélicité des bosons finals peut s'effectuer en regardant les distributions des fermions de désintégration (par exemple $W \to l + \nu$ et $Z \to e^+e^-$).
La séparation des couplages γW^+W^- et ZW^+W^- peut s'effectuer en comparant les processus de production $\gamma W^\pm$ et $ZW^\pm$. Ceci est un avantage important par rapport au cas de $e^+e^- \to W^+W^-$ où la séparation n'était possible qu'en polarisant les faisceaux $e^\pm$.
La détection des couplages anormaux se fait en comparant la mesure d'un spectre ($\frac{d\sigma}{dM}$ ou $\frac{d\sigma}{dp_T}$) à la prédiction standard.
Une curiosité particulière à la voie $q\bar{q} \to W\gamma$ est le zéro de l'amplitude standard pour une valeur précise de l'angle de diffusion dans le centre de masse du sous-processus, $cos\theta^* = \frac{1}{3}$, [70]. Ce zéro disparait si l'on ajoute des termes non-standard. Cette propriété pourrait servir de test, mais lorsque l'on fait la convolution avec les distributions de quark dans les nucléons et avec la résolution expérimentale, il ne reste qu'un creux difficile à observer.

Tables d'Hélicité pour $q\bar{q}' \to W^{\pm}\gamma$.

		$\tau=\tau'=\pm1$	$\tau=-\tau'=\pm1$	$\tau=\pm1, \tau'=0$
	$\frac{1-2\lambda}{2\sqrt{2}\sin\theta_w}V_{ij}$	$\frac{-e^2 s\lambda}{2}\sin\theta$	$\frac{-e^2 s\lambda}{2}\sin\theta$	$\frac{-e^2 s\lambda}{2\sqrt{2}}(\tau\cos\theta+2\lambda)$
T	$\eta\frac{Q_j}{t}$	$-2\lambda\tau\frac{m_W^2}{s}+\cos\theta-\beta$	$-\cos\theta-2\lambda\tau$	$-\frac{2t}{m_W\sqrt{s}}+\frac{2m_W\tau\sin^2\theta}{\sqrt{s}(\tau\cos\theta+2\lambda)}$
U	$\eta\frac{Q_i}{u}$	$-2\lambda\tau\frac{m_W^2}{s}+\cos\theta+\beta$	$-\cos\theta-2\lambda\tau$	$\frac{2u}{m_W\sqrt{s}}+\frac{2m_W\tau\sin^2\theta}{\sqrt{s}(\tau\cos\theta+2\lambda)}$
G	$\eta 2(1+\delta_\gamma)$	$-\frac{1}{s}$	0	$\frac{1}{m_W\sqrt{s}}$
X	ηx_γ	$-\frac{1}{s}$	0	$\frac{1}{m_W\sqrt{s}}$
Y	ηy_γ	$-\frac{1}{m_W^2}$	0	$\frac{1}{m_W\sqrt{s}}$
Z	z_γ	$-\frac{\beta\tau}{m_W^2}$	0	$\frac{\tau\sqrt{s}\beta}{m_W^3}$
Z_1'	$-i\ z_{1\gamma}'$	$-\frac{1}{s}$	0	$-\frac{1}{m_W\sqrt{s}}$
Z_2'	$-i\eta z_{2\gamma}'$	$\frac{\tau}{s}$	0	$-\frac{\tau}{m_W\sqrt{s}}$
Z_3'	$-i\eta z_{3\gamma}'$	0	0	0

On définit généralement la limite d'observabilité comme la valeur du couplage (ou de Λ_{NP} qui lui est associée) telle que l'écart par rapport à la prédiction SM coincide avec l'incertitude expérimentale sur l'observable considérée, qui dépend à la fois de la statistique (nombre d'évènements) et des erreurs systématiques. Par exemple:

$$|\frac{d\sigma^{th}}{dp_T}(g_i) - \frac{d\sigma^{SM}}{dp_T}| = \delta_{exp} \tag{163}$$

déterminera la valeur limite du couplage g_i.

Par exemple au LHC, avec 100 fb^{-1}, on attend 82 evènements standard $W\gamma$ (modes leptoniques du W) entre $p_T = 0.4\ TeV$ et $p_T = 1\ TeV$. Un autocouplage anormal $\lambda = 0.002$ provoque une deviation d'un écart standard. Ceci montre l'ordre de grandeur des contraintes que l'on peut espérer atteindre (voir Section 6).

Pour un couplage anormal donné l'écart avec la prédiction SM croît avec M et p_T mais bien sûr le nombre d'évènements décroit. Pour chaque collisionneur il y a donc un degré d'observabilité qui dépend de l'énergie et de la luminosité.
Pour faire une détermination précise il faut également tenir compte des corrections de QCD, [71, 72]. Celles-ci consistent en corrections virtuelles (boucles de gluons et de quark) et en corrections dues à l'émission de gluons réels mous. Le calcul des corrections virtuelles fait apparaitre des singularités (divergences) qui se compensent avec celles qui apparaissent dans l'émission de gluons mous. Il apparait de plus des singularités collinéaires qui sont absorbées par une redéfinition des fonctions de distribution de partons dans les hadrons initiaux. On obtient ainsi des corrections finies, mais pour chaque processus exclusif (à nombre donné de particules finales) elles dépendent des choix de coupures définissant les domaines mous (δ_s) et collinéaires (δ_c). Finalement lorsque l'on somme les divers termes contribuant à une observable inclusive, toute dépendance en ces coupures disparait. Les corrections de QCD sont typiquement d'ordre $\frac{\alpha_s}{\pi}$, mais elles augmentent avec le moment transverse du fait des processus d'emission de jets supplémentaires. C'est pourquoi il faut en tenir compte dans la recherche de couplages anormaux qui affectent précisément la distribution en moment transverse.

b) Diffusion $VV \to VV$

Ces processus avaient été considérés la première fois pour étudier la fusion $W^+W^- \to H$ formant un Higgs lourd, se désintégrant ensuite en une paire W^+W^- (Fig.13), [73].

Dans cette étude le processus standard (passant par les divers diagrammes d'échange de Z et de photon, Fig.13) constitue un bruit de fond. C'est maintenant ce processus standard que nous allons considérer pour tester la présence de couplages anormaux à 3 et à 4 bosons (W, Z, γ).

Dans une collision proton+proton ou proton+antiproton, la diffusion $VV \to VV$ apparait à un ordre supérieur par rapport au processus d'annihilation considéré ci-dessus. Il faut déja extraire un quark (ou antiquark) de chaque faisceau, ensuite extraire un $V = W, Z, \gamma$ de chacun des quarks (ou antiquarks) et enfin considérer le processus de diffusion (Fig.14a).

Il faut savoir qu'au même ordre électrofaible (e^4 dans l'amplitude $qq \to qqVV$) il existe d'autre processus de production de paire VV qui peuvent être en compétition avec celui-là. Ce sont par exemple les processus dits de bremsstrahlung (ex. Fig.14b) dans lesquels les bosons V sont émis par des quarks initiaux ou finals lors d'une diffusion quark-quark.

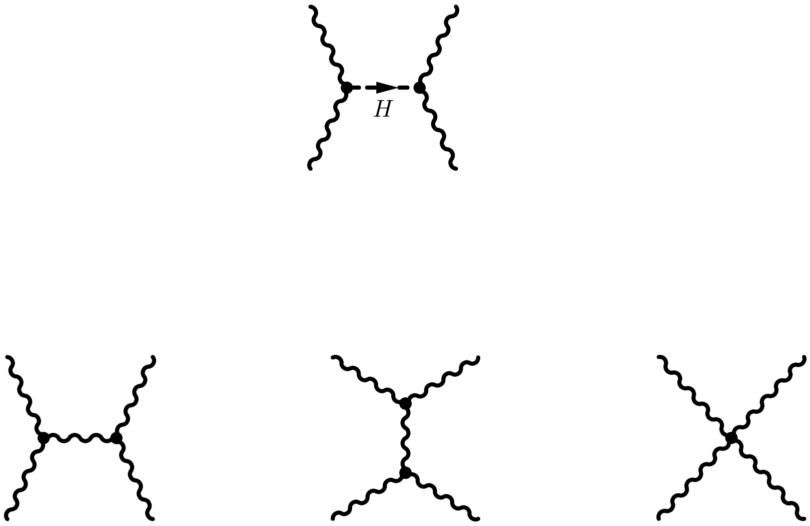


Fig.13

Il est donc important de savoir dans quelles conditions le processus de diffusion peut être important et utilisé pour tester les autocouplages. Le calcul complet a été effectué dans certains cas et a montré qu'il fallait des conditions cinématiques précises pour assurer la dominance du processus de diffusion. En général seule la somme de tous les diagrammes est invariante de jauge, mais à la limite où les VV intermédiaires sont sur couche de masse le sous-ensemble des diagrammes de diffusion $VV \to VV$ est invariant de jauge. Pour faire les tests de sensibilité aux autocouplages il est commode d'utiliser des formules approchées basées sur l'approximation dite EBA qui suppose que la contribution dominante provient de bosons V quasi-réels extraits des quarks. Il s'agit d'une généralisation de la méthode de Weisacker-Williams établie en QED pour la diffusion d'électron par échange de photons quasi-réels, [74].

On commence par définir les probabilités d'émission $f^{\lambda_V}_{V,q}(z)$ de bosons de jauge $V = W^{\pm},\ Z,\ \gamma$, d'hélicité λ_V, par des quarks q. Elles se calculent directement à partir des couplages standard $\gamma^{\mu}(g_{qV} - g_{qA}\gamma^5)$.

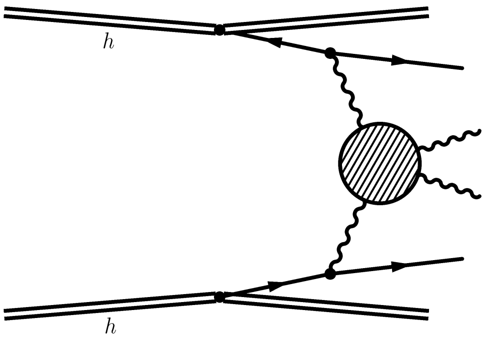
On obtient ensuite les distributions de bosons V à l'intérieur d'un hadron h en convoluant les probabilités ci-dessus avec les distributions de quark à l'intérieur du hadron:

$$f^{\lambda_V}_{V,h}(x) \int_x^1 \frac{dy}{y} \sum^{q} f_{q/h}(y) f^{\lambda_V}_{V,q}(\frac{x}{y}) \tag{164}$$

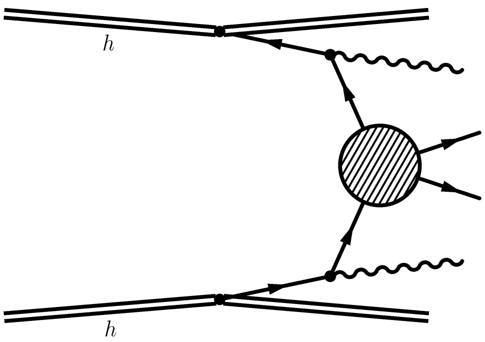
Finalement pour une collision hadron-hadron hh' on construit la luminosité boson-boson obtenue comme la convolution des distributions de chacun des bosons vecteurs:

$$L_i^{VV'}(\tau) = \int_\tau^1 \frac{dz}{z} f_{V,h}^{\lambda_V}(z) f_{V',h'}^{\lambda'_V}(\frac{\tau}{z}) \tag{165}$$

où $\tau = M^2(VV')/S(hh')$ et i est l'ensemble des diverses combinaisons d'hélicités $\lambda_V \lambda'_V$ (TT, LL, TL,...) des bosons vecteurs.



(a)



(b)

Fig.14

La section efficace $pp \to (F) + X$ s'écrit comme une somme de produits de facteurs de luminosité et de sections efficaces VV' pour chacune des combinaisons d'hélicités des bosons vecteurs:

$$\sigma(pp \to (F)) = \sum_i \mathcal{L}_i \hat{\sigma}_i(VV' \to (F)) \tag{166}$$

Des expressions simples pour ces luminosités ont été données dans les ref.([76, 75, 77]). On peut commencer par calculer les contributions à $pp \to VV + X$ dues aux processus standards $VV \to VV$. Il apparait qu'à l'énergie du LHC ces contributions sont notablement inférieures à celles du processus d'annihilation (un facteur 10 pour des masses invariantes de 1 à 2 TeV). En fait il faudrait disposer d'énergies encore plus élevées pour voir ce processus devenir important. Même aux énergies du SSC (40 TeV) il fallait prévoir une sélection très sévère des évènements pour bien isoler ce processus et étudier les effets d'un Higgs lourd ou d'une interaction forte WW,WZ ou ZZ.

On regarde ensuite l'effet de couplages anormaux. Les processus $VV \to VV$ sont très sensibles à la présence à la fois de couplages à 3 et à 4 bosons de jauge , voir diagrammes Fig.14 (ainsi qu'à la nature du boson de Higgs). Tous ces diagrammes contiennent des autocouplages contrairement au cas de l'annihilation $q\bar{q}$ qui fait également intervenir les diagrammes d'échange de quark ne comportant pas d'autocouplages. La présence de couplages à 4 bosons est une autre caractéristique nouvelle par rapport au processus d'annihilation qui ne dépend que des couplages à 3 bosons.
Dans le cadre des lagrangiens effectifs décrits dans la section 3, les opérateurs invariants de jauge $SU(2) \times U(1)$, de dimension $d = 6$ relient automatiquement les couplages à 4 bosons aux couplages à 3 bosons [24]. Il est donc possible d'estimer les effets de ces opérateurs à la fois sur le processus d'annihilation et sur le processus de diffusion. On obtient que même avec des valeurs de constantes de couplage relativement fortes (largement dans les limites d'observabilité du TEVATRON et de LEP2, les contributions du processus de diffusion sont toujours plus faible (par un ordre de grandeur au moins) que celles du processus d'annihilation, [69]). Pour les isoler il faudrait donc faire une sélection importante sur les évènements, permettant de reconnaitre la présence de jets de quarks ayant émis les bosons de jauge initiaux. On pourrait aussi chercher des évènements W^+W^+, W^-W^- qui ne peuvent pas être produits par le processus d'annihilation, mais ils sont peu nombreux au LHC compte tenu des rapports d'embranchement et des coupures nécessaires.

Pour tester les couplages à 4 bosons de jauge il est en principe également possible de considérer la production de 3 bosons de jauge, tels $W\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$,$WW\gamma$, $WZ\gamma$, $ZZ\gamma$, WWW, WWZ, WZZ, ZZZ, [78]. Avec une luminosité de 10 fb^{-1}, quelques évènements peuvent être observés au TEVATRON,[11]. Quelques études ont été faites pour le LHC, mais les valeurs des sensibilités ne semblent pas encore être compétitives avec celles des couplages à 3 bosons. Par comparaison aux résultats obtenus sur les couplages à 3 bosons dans la production de paires, il serait pourtant intéressant de tester, d'une part la cohérence de la description en termes d'opérateurs invariants de jauge (qui relient les couplages à 3 et à 4 bosons) et d'autre part de contraindre une éventuelle contribution d'opérateurs de dimension 8 (ne contribuant pas aux couplages à 3 bosons).

Dans la suite nous ne considérerons que les analyses de la production de paires de bosons de jauge au TEVATRON et à LHC faites dans le cadre de l'annihilation quark-antiquark.

6 Tests des autocouplages au TEVATRON et au LHC

Nous rassemblons maintenant, successivement, les limites sur les couplages anormaux obtenues avec les résultats actuels au TEVATRON, les limites attendues ultérieurement au TEVATRON avec de plus hautes luminosités et les limtes attendues au LHC.

Résultats actuels du TEVATRON

Avec une luminosité inférieure à 100 pb^{-1} les premiers évènements observés au TEVATRON ont déja permis de donner des limites, si on se limite à quelques paramètres libres. Les résultats obtenus par D0 et CDF supposent que les couplages anormaux satisfont les relations $\lambda_\gamma = \lambda_Z \equiv \lambda$ et $\Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_Z \equiv \Delta\kappa$ et les limites à 95% CL sont obtenues pour un seul paramètre à la fois. Elles ont été établies avec un facteur de forme $\Lambda_{FF} = 1.5\ TeV$; [79]

Voie $W\gamma$:

Si $\lambda = 0$ $\quad -1.8 < \Delta\kappa < 2.0$ CDF

$-0.93 < \Delta\kappa < 0.94$ D0

Si $\Delta\kappa = 0$ $\quad -0.70 < \lambda < 0.60$ CDF

$-0.31 < \lambda < 0.29$ D0

Voies WW/WZ :

Si $\lambda = 0$ $\quad -0.49 < \Delta\kappa < 0.54$ CDF

$-0.43 < \Delta\kappa < 0.59$ D0

Si $\Delta\kappa = 0$ $\quad -0.35 < \lambda < 0.32$ CDF

$-0.33 < \lambda < 0.36$ D0

Des limites ont été données également en termes d'opérateurs $\mathcal{O}_W$, $\mathcal{O}_{B\Phi}$, $\mathcal{O}_{B\Phi}$,[2]:

$$-0.20 < \alpha_W < 0.20 \qquad -0.22 < \alpha_{W\Phi} < 0.44 \qquad -0.77 < \alpha_{B\Phi} < 0.58$$

ce qui correspond à une échelle de l'ordre de $\Lambda_{NP} \simeq 0.75\ TeV$.
Des limites sur les couplages neutres ont été donnés récemment avec un facteur de forme $\Lambda_{FF} = 750\ GeV$, [80]:

$|h_3^Z| < 0.36 \quad |h_4^Z| < 0.05 \quad h_3^\gamma| < 0.37 \quad |h_4^\gamma| < 0.05$

Mais l'échelle correspondante n'est que de 200 GeV,

Limites attendues après le Run 2

A 2 TeV, avec une luminosité de 1 fb^{-1} (10 fb^{-1}), les sensibilités espérées avec les évènements $W\gamma$, WW, WZ convenablement sélectionés (et supposant une erreur systématique de 5 pourcent couvrant les incertitudes sur la luminosité, les distributions de partons et les corrections de QCD) sont, [81]:

$$|\Delta\kappa| < 0.4(0.2) \qquad \Lambda_{NP} = 1.4\ (2)\ TeV \tag{167}$$

$$|\Delta\lambda| < 0.12(0.06) \qquad \Lambda_{NP} = 1.\ (1.4)\ TeV \tag{168}$$

$$|\Delta g_1^Z| < 0.2(0.08) \qquad \Lambda_{NP} = 0.8\ (1.2)\ TeV \tag{169}$$

Pour les couplages neutres avec la voie $Z\gamma \to e^+e^-\gamma$:

$$|h_3^{Z,\gamma}| < 0.1\ (0.05) \quad |h_4^{Z,\gamma}| < 0.006\ (0.0025) \tag{170}$$

et avec la voie $Z\gamma \to \nu\bar{\nu}\gamma$:

$$|h_3^{Z,\gamma}| < 0.04\ (0.02) \quad |h_4^{Z,\gamma}| < 0.003\ (0.001) \tag{171}$$

Les échelles correspondantes sont de l'ordre de 0.4(0.5) TeV.

Dans le case des couplages chargés ces limites ont le même ordre de grandeur que celui des limites obtenues à LEP2 (elles sont obtenues de façon complémentaire du fait de la séparation de γWW grâce au processus $W\gamma$) . Elles sont meilleures dans le cas des couplages neutres. La comparaison n'est pas immédiate du fait de la présence du facteur de forme.

Les valeurs des échelles atteintes sont toutefois encore insuffisantes par comparaison aux estimations théoriques. De plus ces valeurs sont obtenues avec des hypothèses simplificatrices (un seul paramètre à la fois) afin de pouvoir obtenir des résultats significatifs.

Limites attendues au LHC

Diverses estimations de sensibilité ont été faites pour le LHC.
Du fait de la haute énergie (14 TeV) et de la haute luminosité (100 fb^{-1} par an par expérience), il est maintenant possible de faire des analyses à plusieurs paramètres.

Avec la voie $W\gamma$, Aihara et al, [81] obtiennent (en prenant un facteur de forme avec $\Lambda_{FF} = 10\ TeV$)

$$|\Delta\kappa_\gamma| = 0.065 \qquad |\lambda_\gamma| = 0.003 \tag{172}$$

et avec la voie WZ ($\Lambda_{FF} = 10\ TeV$)

$$-0.05 < \Delta\kappa_Z| < 0.078 \qquad -0.0043 < \lambda_\gamma < 0.0038 \tag{173}$$

Par ailleurs, Baur et al [79] donnent:

$$-0.0048 < \Delta g_1^Z| < 0.016 \qquad -0.12 < \Delta\kappa_Z| < 0.092 \qquad -0.0082 < \lambda_\gamma < 0.0084 \tag{174}$$

Avec la voie $Z\gamma$, (et un facteur de forme avec $\Lambda_{FF} = 3\ TeV$) Aihara et al, [81], donnent:

$$|h_3^{Z,\gamma}| < 0.0013 \qquad |h_4^{Z,\gamma}| < 6.8 \times 10^{-6} \tag{175}$$

De nouvelles analyses ont été récemment faites par Kuss et Nuss,[69], qui donnent:

avec 7 paramètres libres:

$$-0.0024 < \delta_Z < 0.0087 \quad -0.068 < x_Z < 0.038 \quad |y_Z| < 0.0046 \quad |z_Z| < 0.0006 \tag{176}$$

$$|z'_{1Z}| < 0.0074 \quad |z'_{2Z}| < 0.135 \quad |z'_{3Z}| < 1.47 \times 10^{-4} \tag{177}$$

avec 4 paramètres libres:

$$-0.023 < x_Z < 0.033 \quad |y_\gamma| < 0.0013 \quad |z_\gamma| < 0.00008 \quad |z'_{2Z}| < 0.03 \tag{178}$$

avec 3 paramètres libres, correspondant aux trois opérateurs $\mathcal{O}_W$, $\mathcal{O}_{W\Phi}$, $\mathcal{O}_{B\Phi}$:

$$-0.00125 < \alpha_W < 0.00119 \tag{179}$$

$$-0.00082 < \alpha_{W\Phi} < 0.00136 \tag{180}$$

$$-0.022 < \alpha_{B\Phi} < 0.032 \tag{181}$$

Les échelles de NP auxquelles correspondent ces sensibilités sont respectivement de 10, 10, 4 TeV pour $\mathcal{O}_W$, $\mathcal{O}_{W\Phi}$, $\mathcal{O}_{B\Phi}$, mais elles n'atteignent pas 2 TeV pour les couplages neutres. Ces chiffres ont été obtenus avec une luminosité de 100 fb^{-1}. En comptant 600 fb^{-1} (2 expériences pendant 3 années) on devrait obtenir un peu mieux.

7 Panorama final

On peut conclure qu'au TEVATRON comme à LEP2 on teste la structure standard des autocouplages des bosons de jauge à l'ordre de 10%. On repousse ainsi l'échelle d'une éventuelle contribution de NP dans ce secteur à environ 1 TeV. Ceci constitue une confirmation de la validité du MS déja testée à LEP1/SLC de façon complémentaire (autre classe d'opérateurs dans le secteur fermionique). Cette valeur de l'échelle de NP est toutefois encore un peu faible au vu des modèles qui existent sur le marché et on ne s'attend pas (sauf surprise toujours possible, par exemple un vecteur technicouleur de basse masse, [82]) à ce que de tels effets soient observables dès ces énergies. Il faut de plus noter que ces limites sont obtenues dans le cadre d'analyses à un seul paramètre. Dès que l'on fait des analyses à plusieurs paramètres, les limites deviennent encore moins contraignantes et tout-à-fait insuffisantes.

L'apport du LHC sera donc essentiel. D'une part on gagne plus d'un ordre de grandeur sur les limites grâce, pour parts égales, à l'accroissement de l'énergie (14 TeV) et de la luminosité (100 fb^{-1}). Les échelles atteintes sont maintenant de l'ordre de 4 à 10 TeV, (ou même un peu plus) suivant les opérateurs considérés, ce qui permet d'entrer dans le domaine des valeurs prédites par les modèles théoriques. La possibilité de tester le secteur bosonique dans le domaine de plusieurs TeV va mettre fin à la hiérarchie expérimentale qui favorise actuellement le secteur fermionique et qui fait que les limites données pour les opérateurs fermioniques et pour les opérateurs "non-blind" sont beaucoup plus contraignantes que celles que celles qui concernent les opérateurs "blind". De plus au LHC il devrait être possible de déterminer l'origine d'un effet anormal, c'est-à-dire de sélectionner le ou les opérateurs responsables de l'effet observé. Ceci est essentiel pour identifier la nature de NP. Par exemple nous avons vu que les scénarios avec boson de Higgs lourd ou avec boson de Higgs léger comportaient des opérateurs classés différemment par rapport à la dimension de référence (par exemple $\mathcal{O}_W$ est défavorisé dans le cas d'un Higgs lourd). La séparation des diverses contributions est réalisable en partie grâce au grand nombre de voies qu'il est possible d'étudier, en particulier les voies $W\gamma$ et WZ qui permettent de séparer les couplages γWW et ZWW et ainsi de tester certaines symétries.

Bien sûr cette discussion devra être couplée avec la recherche directe du (ou des) boson(s) de Higgs et l'étude de l'ensemble de ses(leurs) couplages avec les fermions, les bosons de jauge et même les photons et les gluons. Ces dernières voies sont particulièrement intéressantes car les contributions standard n'apparaissent qu'à l'ordre d'une boucle et une éventuelle contribution de NP pourrait être plus facilement visible.

Pour pousser encore plus loin ces études il faudra attendre les futurs collisionneurs linéaires en mode e^+e^-, $\mu+\mu-$ ou $\gamma\gamma$ (rétrodiffusion laser)[63, 83]. Des échelles se situant dans le domaine de plusieurs dizaines de TeV pourront alors être atteintes dans ces secteurs. A ce stade on devrait bien sûr déja savoir si le boson de Higgs existe et s'il est léger ou lourd. Même s'il existe et est léger, il sera important de continuer à faire des tests de précision dans les divers secteurs, en particulier dans le secteur scalaire (tests des couplages du boson de Higgs) pour vérifier la structure du potentiel et tenter d'en élucider l'origine. Ces études peuvent déja commencer au LHC où il devrait être possible de tester les couplages d'un Higgs de 100 à 200 GeV(ou plus). Elles pourraient se poursuivre auprès de futures "usines à Higgs" que doivent constituer les collisionneurs $\mu^+\mu^-$, [83].

Au bout du compte que peut-on espérer apprendre de la présence de couplages anormaux, c'est-a-dire d'effets virtuels de NP? L'histoire récente nous a montré que de nombreuses découvertes ou étapes dans la connaissance de nouveaux phénomènes avaient été précédées et même initiées par l'observation de phénomènes dits "anormaux". Sans sortir de la physique des particules (et parler par exemple de Relativité ou de Mécanique quantique) on peut citer les courants faibles (W,Z) les particules charmées, le quark top, les contraintes sur le nombre de neutrinos, et maintenant la masse du boson de Higgs,... ou des effets virtuels furent à l'origine de découvertes ultérieures. Il est fort possible que cette situation se répète et que des mesures précises de couplages entre bosons de jauge (et éventuellement bosons de Higgs) suggérent l'existence de nouveaux états et de nouvelles interactions. La nature des "effets anormaux" ainsi observés pourrait même suggérer [33] quelle structure de NP et quelle nature de nouvelles particules (Scalaires, Vecteurs , Fermions; avec ou sans supersymétrie) il faudrait envisager.
Gageons que la prochaine génération de collisionneurs correspondra également à une nouvelle étape dans la connaissance de la structure de la matière. Après l'étape des interactions forte et électrofaible et du Modèle Standard testé à l'échelle de Fermi par LEP et SLC, peut-être le LHC initiera-t-il l'étape du Secteur Scalaire responsable de la génération des masses.

8 Bibliographie

References

[1] The LEP Collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, CERN-PPE/97-154 (1997).

[2] J. Ellison, hep-ex/9806004.

[3] M. Dittmar, Cours de Gif 1998.

[4] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane and S. Dawson, "The Higgs Hunter Guide", Addison-Wesley, Reading MA, 1990.

[5] M. Carena, Cours de Gif 1998.

[6] M.S. Chanowitz, **Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 38**(1988)323.

[7] E. Farhi, L. Susskind, **Phys. Rev. D20** (1979) 3404 ; **Phys.Rep.74**(1981)277; S. Weinberg, **Phys. Rev. D19** (1979) 1277 ; Eichten, K. Lane, **Phys. Lett. B90** (1980) 125 .

[8] E.Eichten, I.Hinchliffe, K.Lane and C.Quigg, **Rev.Mod.Phys.56**(1984)579.

[9] C.P. Yuan, hep-ph/9807316.

[10] S. Keller et J. Womersley, hep-ph/9711304, LHC workshop, FERMILAB-PUB-97/317-T.

[11] Future Electroweak Physics at the Fermilab TEVATRON, FERMILAB-PUB-96/046, ed. D.Amidei et R. Brock.

[12] Physics at LEP2, Yellow Report CERN 96-01, vol.1,2 edited by G. Altarelli, T. Sjötrand and F. Zwirner.

[13] M. Consoli, W. Hollik, "Physics at LEP I", G.Altarelli, R.Kleiss, C.Verzegnassi eds. CERN 89-09 (1989)7.

[14] M.Peskin and T.Takeuchi, **Phys. Rev. D46** (1992) 381 ; B.W. Lynn, M.E. Peskin and R. Stuart in "Physics at LEP", J. Ellis and R. Peccei eds., CERN 86-02 (1986), Vol 1; F.M.Renard and C.Verzegnassi, **Phys. Lett. B260** (1991) 225 ; A.Blondel, F.M.Renard and C.Verzegnassi, **Phys. Lett. B269** (1991) 419 .

[15] G. Altarelli, R. Barbieri and F. Caravaglios **Phys. Lett. B314** (1993) 357 ; G.Altarelli, R. Barbieri and F. Caravaglios, CERN-TH-97-290, hep-ph/9712368 (1997).

[16] R. Thorman-Kaup, FERMILAB-CONF-98/278-E; R. Abott et al, **Phys. Rev. Lett. 80** (1998) 3008 .

[17] J.Fleischer, J.-L.Kneur, K.Kolodziej, M.Kuroda, D.Schildknecht, **Nucl. Phys. B378** (1992) 443 , (E): ibid. **B426**(1994) 246.

[18] K.J.F.Gaemers and G.J.Gounaris, **Z. Phys. 1** (1979) 259 .

[19] K.Hagiwara, R.Peccei, D.Zeppenfeld and K.Hikasa, **Nucl. Phys. B282** (1987) 253 .

[20] K.Hagiwara, S.Ishihara, R.Szalapski, D.Zeppenfeld, **Phys. Lett. B283** (1992) 353 and **Phys. Rev. D48** (1993) 2182

[21] G.J.Gounaris et al, in Proc.of the Workshop on e^+e^- Collisions a 500 GeV:The Physics Potential,DESY 92-123B(1992),p.735,ed. P.Zerwas; M.Bilenky, J.L.Kneur, F.M. Renard and D. Schildknecht,**Nucl. Phys. B419** (1994) 240 .

[22] F.M.Renard, **Nucl. Phys. B196** (1982) 93 .

[23] A. Barroso, F. Boudjema, J. Cole, N. Dombey, **Z. Phys. C28** (1985) 149 .

[24] F. Boudjema, in Proc.of the Workshop on e^+e^- Collisions a 500 GeV:The Physics Potential,DESY 93-123C(1993),p.177,ed. P.Zerwas.

[25] M.Kuroda, F.M.Renard and D. Schildknecht, **Phys. Lett. B183** (1987) 366 ; M. Kuroda, J. Maalampi, D. Schildknecht and K. H. Schwarzer, Nucl. Phys. **B284**, 271 (1987); Phys. Lett. **190**, 217 (1987); C. Grosse-Knetter, I. Kuss and D. Schildknecht, Phys. Lett. **B358**, 87 (1995)

[26] B. Holdom, **Phys. Lett. 259B** (1991) 329 .

[27] M. Bilenky, J.L. Kneur, F.M. Renard, D. Schildknecht, **Phys. Lett. B316** (1993) 345 .

[28] C.J.C.Burges and H.J.Schnitzer, **Nucl. Phys. B228** (1983) 464 ; W.Buchmüller and D.Wyler, **Nucl. Phys. B268** (1986) 621 ; C.N.Leung, S.T.Love and S.Rao, **Z. Phys. C31** (1986) 433 .

[29] G.J.Gounaris and F.M.Renard, **Z. Phys. C59** (1993) 143 .

[30] A.De Rújula, M.B. Gavela, P. Hernandez and E. Massó, **Nucl. Phys. B384** (1992) 3 .

[31] C.P.Burgess, D.London, **Phys. Rev. Lett. 69** (1992) 3428 ; **Phys. Rev. D48** (1993) 4337

[32] J.Wudka, **Int. J. Mod. Phys. A9**(1994)(2301).

[33] G.J. Gounaris, D.T. Papadamou and F.M. Renard, **Z. Phys. C76** (1997) 333 , hep-ph/9609437.

[34] Report of the 'Triple Gauge Boson Couplings' Working Group, G.J.Gounaris, J-L.Kneur and D.Zeppenfeld (convenors), in *Physics at LEP2*, eds. G.Altarelli, T.Sjöstrand and F.Zwirner, CERN Report 96-01 (1996).

[35] G.J. Gounaris and G. Tsirigoti, **Phys. Rev. D56** (1997) 3030 .

[36] G.J. Gounaris, D.T. Papadamou and F.M. Renard, **Phys. Rev. D57** (1990) 6752 ; G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, hep-ph/9803422, Phys.Rev.D, à paraitre.

[37] T. Appelquist et C. Bernard, **Phys. Rev. D22** (1980) 200

[38] A. Longhitano, **Phys. Rev. D22** (1980) 116 .

[39] J. Gasser et H. Leutwyler, **Ann.Phys.(N.Y.) 158**(1984)(142); **Nucl. Phys. B250** (1985) 465 .

[40] T.Appelquist and Guo-Hong Wu, **Phys. Rev. D48** (1993) 3235

[41] R. Szalapski, hep-ph/9601251.

[42] P. Sikivie *et.al.* ,**Nucl. Phys. B173** (1980) 189 .

[43] G. J. Gounaris and F. M. Renard, **Z. Phys. C59** (1993) 143 , err. p. 682; G.J.Gounaris, F.M.Renard and G.Tsirigoti, **Phys. Lett. B338** (1994) 51

[44] H. Georgi, **Nucl. Phys. B361** (1991) 339 .

[45] G.J.Gounaris, J.Layssac, J.E.Paschalis and F.M.Renard, **Z. Phys. C66** (1995) 619 G.J. Gounaris, F.M. Renard and G. Tsirigoti, **Phys. Lett. B350** (1995) 212 ; G.J. Gounaris, F.M.Renard and N.D.Vlachos Nucl.Phys. B459(1996)51.

[46] U. Baur, T. Han and J. Ohnemus, Phys. Rev. **D53**, 1098 (1996).

[47] G.J. Gounaris, D.T. Papadamou and F.M. Renard, **Phys. Rev. D56** (1997) 3970 .

[48] J. Bagger, S. Dawson et G. Valencia, **Nucl. Phys. B399** (1993) 364 .

[49] A. Ahrib, J.L. Kneur, G. Moultaka, **Phys. Lett. B376** (1996) 127 .

[50] C.S. Wood et al, Science **275**(1997)1759.

[51] J.L. Rosner, hep-ph/9507375.

[52] M. Beccaria, F.M. Renard, S. Spagnolo and C. Verzegnassi PM/98-19, à paraitre.

[53] K. Hagiwara, S. Matsumoto, and R. Szalapski, **Phys. Lett. B357** (1995) 411

[54] F.M. Renard and C. Verzegnassi, **Phys. Rev. D52** (1995) 1369 .**Phys. Rev. D53** (1996) 1290 .

[55] A. Blondel, F.M. Renard, L. Trentadue and C. Verzegnassi,**Phys. Rev. D54** (1996) 5567 .

[56] S.Dittmaier, D. Schildknecht, G. Weiglein, **Nucl. Phys. B465** (1996) 3 ; D. Schildknecht, hep-ph/9711314.

[57] T. Rizzo, **Phys. Lett. B315** (1993) 471 ; X.G. He, B. McKellar, **Phys. Lett. B320** (1994) 168 ; G. Baillie, **Z. Phys. C61** (1994) 5667 . G.Burdman, MADPH-98-1062, hep-ph/9806360.

[58] M.S. Alam et al, CLEO coll.,**Phys. Rev. Lett. 74** (1995) 2885 .

[59] R. Barate et al, ALEPH coll., CERN-EP/98-044.

[60] F.M. Renard and C. Verzegnassi, Phys. Lett. **B345** (1995) 500.

[61] F.M. Renard, S. Spagnolo and C. Verzegnassi, **Phys. Lett. B409** (1997) 398 .

[62] V.W. Hughes *et al.*, "The anomalous magnetic moment of the muon" Bonn 1990, Proceedings, High energy spin physics, vol. 1, 367-382;
B.L. Roberts, "The new muon (g-2) experiment at Brookhaven", Heidelberg 1991, Proceedings, The future of muon physics 101-108, Z. Phys. **C56** (1992) Suppl. 101-108

[63] Proc. on the Workshop on e^+e^- Collisions at TeV Energies: The Physics Potential edited by P.M. Zerwas, DESY 92-123A,B, 93-123C, 96-123D.

[64] F.Boudjema and F.M.Renard, Proc.LEP Workshop 89,Yellow Report CERN 89-08(1989)185.

[65] M. Acciari et al, L3 coll, **Phys. Lett. B346** (1995) 190 .

[66] A. De Rújula, M.B. Gavela, O. Pène and F.J. Vegas, Nucl. Phys. **B357** (1991) 311; A. Bilal, E. Massó and A. De Rújula Nucl. Phys. **B335** (1991) 549.

[67] G.Gounaris, D.Schildknecht and F.M.Renard, **Phys. Lett. B263** (1991) 291 .

[68] E. Nuss, **Z. Phys. C76** (1997) 701 ; thèse de Doctorat, Montpellier, Dec.1997.

[69] I. Kuss,E. Nuss, **Eur. Phys. Jour. C4**(1998)641.

[70] K.O.Mikaelian, A.Samuel and D.Sahdev, **Phys. Rev. Lett. 43** (1979) 746 ; U.Baur and E.L.Berger,**Phys. Rev. D41** (1990) 1476 .

[71] J. Ohnemus,**Phys. Rev. D47** (1993) 940 ; **Phys. Rev. D50** (1994) 1931 .

[72] U. Baur, E.L. Berger, **Phys. Rev. D41** (1476) 1990 ; U. Baur, D. Zeppenfeld, **Nucl. Phys. B308** (1988) 127 ;U. Baur, T. Han and J. Ohnemus, **Phys. Rev. D51** (1995) 3381 ; U. Baur, S. Errede and J. Ohnemus, **Phys. Rev. D48** (1993) 4103 .

[73] R. Cahn, S. Dawson, **Phys. Lett. 148B** (1984) 196 .

[74] E. Fermi, **Z.Phys. 29**(1924)315. C. Weiszäcker,**Z.Phys. 88**(1934)612.E. Williams, **Phys. Rev. 45** (1934) 729 .

[75] M.Capdequi Peyranere, J. Layssac, H. Leveque, G. Moultaka, F.M.Renard, **Z. Phys. C41** (1988) 99 .

[76] S. Dawson, Nucl. Phys. **B249**(1985)42; G. L. Kane, W. W. Repko and W. B. Rolnick, Phys. Lett. **B148**(1984)367; J. Lindfors, Z. Phys. **C28**, 427 (1985).

[77] I.Kuss and H.Spiesberger, **Phys. Rev. D53** (1996) 6078 .

[78] H.J. He, hep-ph/9804210; A.S. Belyaev et al, hep-ph/9805229.

[79] U. Baur, hep-ph/9712433.

[80] B.Abott et al, **Phys. Rev. D57** (1998) R3817 .

[81] H. Aihara et. al., Summary of the Working Subgroup on Anomalous Gauge Boson Interactions of the DPF Long-Range Planning Study, to be published in "Electroweak Symmetry Breaking and Beyond the Standard Model", Editors T. Barklow, S. Dawson, H. Haber and J. Siegrist, LBL-37155, hep-ph/9503425

[82] R.S. Chivucula, F.M. Renard, C. Verzegnassi, **Phys. Rev. D57** (1998) 2760 .

[83] D.B. Cline, **Int. Jour. Mod. Phys. A13**(1998)183.