

Les mesures de l'intensité de l'interaction forte au LEP

La théorie moderne de l'interaction forte est née au milieu des années 70. Elle s'inscrit dans le cadre de la théorie des particules élémentaires, dont elle constitue l'un des deux piliers avec la théorie de l'interaction électrofaible. La violence de l'interaction forte est telle que les particules qui y sont sensibles (les quarks) ne peuvent subsister à l'état libre : on ne dispose donc pas d'une particule-test qui permettrait d'en mesurer la force de manière simple. De fait, il a fallu attendre plus de 20 ans pour atteindre la précision maintenant acquise sur la mesure de l'intensité de l'interaction forte. Combinée aux mesures des deux autres constantes de couplage, elle indique qu'une nouvelle forme d'interaction doit apparaître à plus haute énergie...

L'INTERACTION FORTE

L'interaction forte est, suivant la théorie actuelle, l'une des trois interactions mesurables qui agissent sur la forme microscopique de la matière que sont les particules élémentaires (voir l'encadré n° 1). De la même façon que l'interaction électromagnétique résulte de l'échange de photons, l'interaction forte est véhiculée par des particules sans structure interne : les gluons. Toujours par analogie avec l'électromagnétisme, on associe à l'interaction forte une *charge de couleur* qui joue un rôle équivalent à celui de la charge électrique. Le choix du terme *couleur* pour décrire ce nombre quantique est arbitraire. Il est inspiré du fait que chaque quark existe dans trois états de *cou-*

leur, que l'on a choisi d'appeler *rouge, jaune et bleu*, par référence aux trois couleurs fondamentales qui, combinées, donnent le blanc (incolore), qui caractérise les hadrons.

L'interaction forte agit exclusivement sur les quarks, qui sont les constituants élémentaires des hadrons, comme le proton, le neutron ou le méson π . Les autres particules élémentaires constituant la matière – les leptons – ne sont sensibles qu'à l'interaction faible et, lorsqu'ils sont chargés électriquement, à l'interaction électromagnétique.

Paradoxalement, et bien que ce soient eux qui en aient révélé l'existence, les constituants du noyau (de même que tous les autres hadrons) ne sont pas directement sensibles à l'interaction forte : leur *charge de couleur* est nulle. Ils s'apparentent ainsi aux atomes, dont la charge électrique est nulle – et qui de ce fait ne sont pas directement sensibles à l'interaction électromagnétique – mais qui en perçoivent malgré tout un écho à travers les forces dites de Van der Waals. Pour les hadrons, l'interaction forte n'est, en effet, plus véhiculée par les gluons (*colorés*) mais par les mésons légers

(sans *couleur*), comme notamment le méson π .¹

MOTIVATIONS DE LA MESURE

L'intensité caractéristique de chaque interaction – on l'appelle *constante de couplage* – intervient dans tout calcul de taux d'interaction ou de désintégration des particules élémentaires ; il s'agit d'un nombre sans dimension. Elle est une fonction de la charge associée à l'interaction qu'elle exprime. Dans le cas simple de l'interaction électromagnétique, la constante de couplage est égale au carré de la charge électrique de l'électron, à un facteur près ($\alpha_{\text{em}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$).

– Laboratoire de physique nucléaire et des hautes énergies, Universités Paris VI et VII, 4, place Jussieu, Tour 33 (Rdc), BP 200, 75252 Paris Cedex 05. diberder@in2p3.fr

– Institut de recherches subatomiques, Département des quarks-leptons et des noyaux chauds, 23, rue du Loess, BP 28, 67037 Strasbourg Cedex. mwinter@hplplus.cern.ch

⁽¹⁾ Il ne faudrait pas conclure de ce parallèle qu'il existe des forces fortes totalement équivalentes à celles de Van der Waals. Du fait de la masse nulle du photon, la portée de ces dernières est infinie. Or, comme dans le monde des hadrons, il n'existe pas de médiateur sans masse de l'interaction forte (la masse du méson π n'est pas nulle), sa portée ne peut être infinie.

La constante de couplage apparaît en fait naturellement dans le formalisme mathématique à l'aide duquel on sait aujourd'hui calculer ces taux. Ce formalisme consiste, dans un premier temps, à découper l'expression mathématique initiale en une série ordonnée selon des puissances croissantes de la constante de couplage. Cette dernière étant sensiblement inférieure à l'unité, les premiers termes de la série dominent le résultat numérique du calcul. On appelle cette démarche *développement perturbatif*, car les termes de la série correspondants aux puissances élevées contribuent peu au résultat du calcul : ils n'en constituent qu'une perturbation. Dans la pratique, un calcul s'arrêtant au second ou au troisième terme de la série se révèle le plus souvent assez précis pour être confronté utilement aux mesures expérimentales.

La connaissance de la valeur des constantes de couplage est donc indispensable pour donner un pouvoir prédictif à la théorie. Or, cette dernière n'en prédit pas la valeur ; il faut donc la déterminer expérimentalement. Mais conférer à la théorie un pouvoir prédictif et être ainsi à même de la confronter à l'expérience n'est pas la seule raison motivant la détermination de ces constantes. Nous verrons qu'il y en a d'autres.

La constante de couplage correspondant à chaque interaction est universelle : elle ne dépend pas du processus physique étudié. Les mesures de la constante de couplage obtenues par l'étude de processus différents doivent donc être compatibles avec une seule et même valeur. Certaines précautions doivent néanmoins être prises, notamment celles concernant l'évolution de la constante avec l'énergie.

En fait, les trois *constantes de couplage* ne sont pas de véritables constantes. Leurs valeurs dépendent de l'énergie mise en jeu dans le phénomène physique – la réaction – où elles interviennent. Cette subtilité, qui peut sembler mineure de

prime abord, présente d'importantes difficultés dès que cette énergie de réaction diffère de l'énergie de collision, qui est l'énergie maximale disponible dans le processus étudié et est donc bien connue car directement liée à l'énergie des particules en collision.

Dans le cas de l'interaction forte, l'évolution de la constante de couplage – notée α_s – avec l'énergie de réaction est plus prononcée que celle des deux autres constantes de couplage, électromagnétique (α_{em}) et faible (α_w). Une particularité remarquable de l'interaction forte est, d'une part, que α_s décroît (tend vers zéro) quand l'énergie de la réaction augmente (tend vers l'infini), et d'autre part, que cette décroissance est particulièrement rapide à cause de l'intensité élevée de l'interaction. L'expression théorique de cette évolution est dominée par un terme d'expression simple et l'on peut écrire que pour une énergie de réaction E_R :

$$\alpha_s(E_R^2) \approx \frac{12 \pi}{(33 - 2 N_f) \ln(E_R^2/\Lambda^2)} \quad (1),$$

où Λ est une constante d'énergie arbitraire de la théorie (que la mesure expérimentale de α_s permet de fixer) et N_f est le nombre de types de quarks dont la masse est accessible cinématiquement à l'énergie E_R (au LEP, le quark top est trop lourd pour être produit et N_f vaut donc 5).

Il résulte de cette rapide décroissance que, pour des énergies suffisamment élevées, l'intensité de l'interaction forte devient comparable à celle de l'interaction électrofaible. Cette décroissance vient du fait que les gluons peuvent interagir entre eux. En effet, contrairement au photon, dont la charge électrique est nulle, les gluons sont *chargés*, au sens de l'interaction forte.

À l'inverse, dans le domaine des basses énergies, celui de la physique nucléaire, l'intensité de l'interaction forte va devenir énorme. C'est ce qui explique que seules peuvent être

rencontrées, dans la nature, des particules de *charge forte nulle*, comme les hadrons. Une particule de *charge forte non nulle*, comme un quark ou un gluon, va s'agglomérer dès sa production avec les autres particules *chargées* présentes, et cela d'autant plus violemment que celles-ci sont éloignées d'elle !

Dans la pratique, cette explosion de la valeur numérique de la constante de couplage va réduire considérablement le pouvoir prédictif de la théorie aux énergies les plus basses. Cela tient non pas à la théorie proprement dite, mais aux techniques de calcul disponibles actuellement. Pour la plupart, ces calculs s'expriment sous forme de *développements perturbatifs* (voir le début du chapitre 2). Quand la valeur de la constante de couplage s'approche de l'unité, cette formulation devient impraticable, les corrections successives de la *série perturbative* n'ayant pas tendance à aller en s'atténuant.

Les prédictions de la théorie des interactions fortes sont donc plus faciles à tester expérimentalement à des énergies de réaction relativement élevées, là où les calculs perturbatifs s'appliquent. On peut ainsi envisager de mesurer la constante de couplage fort à l'énergie de la masse du lepton τ (environ 1,8 GeV) et à celle de la masse du boson Z^0 (environ 91,2 GeV) pour en extraire l'évolution entre ces deux énergies et la confronter aux prédictions théoriques.

Du fait de ses particularités, l'évolution de α_s peut sembler la plus aisée à mettre en évidence. Ce n'est pas le cas. L'évolution la mieux connue est aussi la plus ténue : c'est celle de l'interaction électromagnétique. Cela tient au fait que les mesures de la constante d'interaction forte sont, de très loin, moins précises que les mesures de la constante d'interaction électromagnétique. En d'autres termes, la faible ampleur de l'évolution de la constante de couplage de l'interaction électromagnétique est com-

Encadré 1

LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

| | | | charge électrique (unité = charge du proton) |
|---------|-----------------|------------------------------|--|
| Leptons | neutrinos | ν_e ν_μ ν_τ | 0 |
| | leptons chargés | e^- μ^- τ^- | -1 |
| | Quarks | u c t | + 2/3 |
| | | d s b | - 1/3 |

Leptons et quarks sont regroupés en trois familles, dont la première (ν_e , e^- , u , d) suffit pour expliquer notre monde ordinaire. Contrairement aux leptons, les quarks ne sont jamais observés à l'état libre mais sont les constituants des hadrons (comme le proton ou le neutron).

LES INTERACTIONS MICROSCOPIQUES

| interaction | boson vecteur | constante de couplage |
|-------------------|------------------|--------------------------|
| électromagnétique | photon | α_{em} |
| faible | Z^0 et W^\pm | α_w |
| forte | 8 gluons | α_s |

Les 3 interactions microscopiques se décrivent dans le même cadre mathématique, celui des théories de jauge, et se manifestent par l'échange d'une particule de spin 1 (boson intermédiaire) entre deux particules élémentaires. Ces bosons sont le photon pour l'interaction électromagnétique, le Z^0 et les W^\pm pour l'interaction faible, et 8 gluons pour l'interaction forte. L'interaction forte n'agit que sur les quarks. Cette charge forte que possèdent les quarks existe en 3 variétés qu'on appelle de façon imagée les couleurs : il y a donc en fait 3 quarks u , 3 quarks d , etc. L'interaction forte se complique du fait que les gluons sont colorés et peuvent donc échanger des gluons entre eux. Il en découle une augmentation considérable de l'intensité de l'interaction à grande distance (i.e. de l'ordre du Fermi, soit 10^{-15} m), ce qui empêche les particules colorées de s'éloigner les unes des autres. Ce phénomène permet d'expliquer pourquoi les quarks et les gluons ne sont jamais observés à l'état libre, mais que ce sont leurs combinaisons incolores, les hadrons, qui sont observées. Ces derniers sont soit des baryons (composés de 3 quarks, un de chaque couleur), soit des mésons (composés d'un quark et d'un antiquark de couleurs opposées).

pensée par l'extraordinaire précision des mesures réalisées aux deux extrêmes du spectre d'énergie exploré aujourd'hui.

L'évolution combinée des constantes de couplage des interactions forte, électromagnétique et faible, projetée dans le domaine des très hautes énergies (qui demeurera peut-être à jamais inaccessible aux accélérateurs), permet aussi de tester indirectement des théories nouvelles, plus générales que la théorie actuelle. On sait en effet que cette dernière, à cause de ses imperfections conceptuelles (une vingtaine de paramètres libres, absence de la gravitation, etc.), ne peut pas être le mot de la fin. L'idée étant que s'il existe une théorie unifiant plus encore les diverses composantes de la théorie actuelle, cette unification devrait se manifester, en particulier, par l'unification des trois constantes de couplage à très haute énergie.

Ainsi, ayant mesuré ces constantes de couplage avec une précision suffisante, et connaissant leurs évolutions, il suffit de vérifier si les extrapolations à très haute énergie se coupent en un même point. Si cela était le cas, il serait établi expérimentalement, quoique de manière très indirecte, qu'au point de croisement des trois courbes les trois formes d'interaction se recombinaient en une seule et même force.

PRINCIPES DES MESURES

Au LEP, le grand collisionneur électron-positon du CERN, l'énergie des faisceaux est ajustée de manière à ce que les particules en collision produisent abondamment des bosons Z^0 , les médiateurs neutres de l'interaction faible. Le Z^0 est une particule très instable qui se désintè-

gre par interaction faible en moins de 10^{-24} seconde en paires quark-antiquark ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$) ou lepton-antilepton (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $\nu_e\nu_e$, $\nu_\mu\nu_\mu$ ou $\nu_\tau\nu_\tau$). Les états finals constitués de paires de neutrinos ne sont pas observés directement car les neutrinos ont une probabilité infime d'interagir avec les détecteurs.

Une large majorité (70 %) des Z^0 se désintègrent en paires quark-antiquark. Une fois produits, ces derniers rayonnent des gluons qui interagissent entre eux ou produisent à leur tour des paires quark-antiquark secondaires, et ainsi de suite, jusqu'à ce qu'une cascade dite *partonique* – c'est-à-dire une cascade de quarks, d'antiquarks et de gluons que l'on appelle dans cette situation précise des *partons* – se développe. La phase terminale de cette gerbe de particules est une

LE LEP ET LES EXPÉRIENCES QUI S'Y DÉROULENT

Le LEP, acronyme de l'expression anglaise Large Electron - Positron collider, est un grand anneau qui chevauche la frontière franco-suisse voisine de Genève. Les éléments de l'accélérateur sont placés à 100 m sous terre dans un tunnel long de 27 km et de 4 m de diamètre. Accélérés à une énergie de 45 milliards d'électron-Volts (i.e. 45 Giga électron-volts ou GeV, soit près de 50 fois l'énergie de masse du proton), les électrons et les positons y circulent en sens opposés et entrent en collision en quatre points équidistants répartis dans le

tunnel. Un détecteur de particules géant est installé en chacun des points de collision. Ces détecteurs, qui ont pour sigles ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, rassemblent les efforts de près de 2000 physiciens des particules du monde entier. Ils bénéficient d'une forte participation des laboratoires français, qui y ont impliqué leurs physiciens et leur équipes techniques à tous les niveaux, tant dans la construction des appareillages que dans l'élaboration des logiciels informatiques d'acquisition et de traitement des données.

phase dite de *fragmentation*, au cours de laquelle un regroupement des quarks et des antiquarks s'opère pour conduire à la formation des hadrons, qui sont des états liés de charge forte nulle, constitués de deux ou trois quarks (ou antiquarks) immergés dans un nuage de gluons.

Etant donné que les deux faisceaux ont la même énergie, les bosons Z^0 sont produits au repos dans le laboratoire, au centre des détecteurs. Il en découle, à cause de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, que le quark et l'antiquark sont émis dos à dos, avec la même énergie. Cette même loi de conservation de l'énergie-impulsion entraîne que les hadrons résultant de la *cascade partonique* ont tendance à être émis dans une direction voisine de celle du quark ou de l'antiquark initial. La topologie typique des états finals hadroniques du Z^0 est donc caractéristique : deux groupes de hadrons (appelés *jets*) s'éloignant en sens opposés (voir figure 1).

Cependant, il peut arriver que des gluons très énergiques soient rayonnés à grand angle par le quark ou l'antiquark initial. Cela engendre des états finals de topologies plus complexes, constitués de 3 jets – le troisième jet étant issu de la fragmentation du gluon – 4 jets, ou plus.

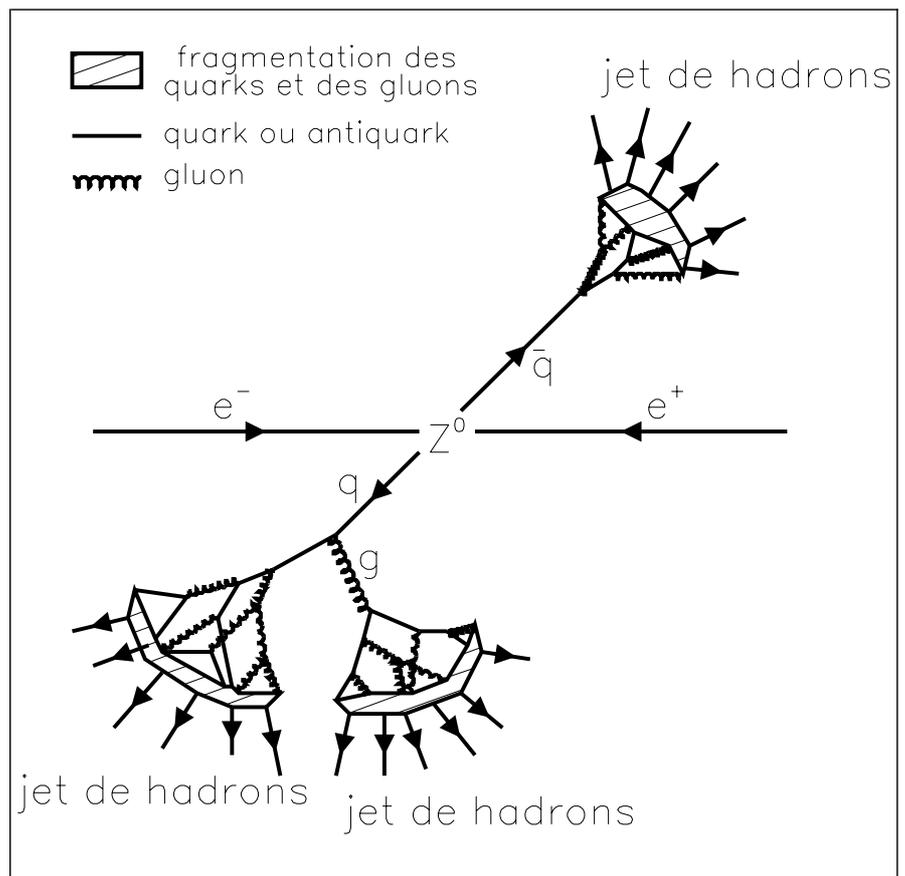


Figure 1 - Schéma d'une annihilation $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}(g)$ aboutissant à 3 jets. Un électron (e^-) et un positon (e^+) s'annihilent en un Z^0 qui se désintègre (en moins de 10^{-24} seconde) en une paire quark-antiquark ($q\bar{q}$). Le quark et l'antiquark, produits dos à dos, rayonnent des gluons qui peuvent se coupler à d'autres gluons ou à des paires quark-antiquark et engendrer ainsi une cascade partonique. Cette dernière se concrétise par une recombinaison de tous les quarks, antiquarks et gluons en particules incolores (les hadrons), que l'on détectera avec les appareillages expérimentaux. Les hadrons qui proviennent d'un même quark volent dans des directions voisines et constituent un jet. La plupart des interactions $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ donnent lieu à 2 jets (l'un provenant du quark et l'autre de l'antiquark). Il arrive que le quark ou l'antiquark rayonne un gluon de haute énergie avant que ne se développe la cascade partonique. Celui-ci engendre alors sa propre cascade partonique, qui se concrétise par un jet de hadrons supplémentaire. Des états finals à 3, 4, 5 jets ou plus sont ainsi créés.

Plusieurs observables peuvent être envisagées pour mesurer α_s à partir des désintégrations du Z^0 . La valeur de α_s intervient à chaque fois qu'un quark rayonne un gluon, puisque c'est elle qui gouverne l'intensité de l'interaction. La constante de couplage se manifeste ainsi de deux manières dans les désintégrations du Z^0 en hadrons. D'une part, elle modifie le taux de désintégration lui-même – il augmente avec α_s – et, d'autre part, elle gouverne les caractéristiques topologiques des *jets* de hadrons – par exemple la proportion d'états finals constitués de 3 *jets*, R_3 , augmente avec α_s au détriment de celle des états finals constitués de 2 *jets*. Ainsi, c'est sur la mesure des taux de production des événements hadroniques – et de leurs caractéristiques topologiques – que sont fondées la plupart des déterminations de α_s au LEP.

Comme l'interaction forte n'intervient pas dans les désintégrations du Z^0 en paires lepton-antilepton, on peut aussi se servir du rapport entre le nombre de désintégrations du Z^0 en paires de quarks et le nombre de désintégrations du Z^0 en paires de leptons pour en extraire une valeur de α_s . Dans ce cas, la relation avec α_s est plus complexe puisque la constante de couplage intervient ici au travers des corrections à la force entre le quark et l'antiquark dues au rayonnement de gluons. L'intérêt de définir un tel rapport – noté R_h – est qu'il permet de faire abstraction d'un certain nombre de propriétés annexes, liées à la production du Z^0 , comme les caractéristiques des faisceaux incidents.

On peut donc s'appuyer sur deux catégories d'observables pour déterminer la constante de couplage fort : d'une part celles qui – comme R_3 – sont directement proportionnelles à α_s mais dont l'échelle d'énergie à laquelle se rapporte la mesure est variable, d'autre part celles qui – comme R_h – sont reliées à α_s de manière moins directe mais pour lesquelles l'échelle d'énergie est

bien définie. Dans le cas de R_3 on peut considérer que l'échelle d'énergie est donnée par la masse du système quark-gluon. Dans la pratique on utilise un programme de simulation qui permet de générer des états finals multi-jets en proportions fixées par la théorie et l'on détermine la valeur du paramètre Λ dans l'expression (1) qui fournit le meilleur accord avec les topologies réellement observées.

Une autre approche consiste à étudier les désintégrations du lepton τ (voir figure 2). En effet, bien que l'interaction forte n'intervienne pas dans les désintégrations du Z^0 en paires lepton-antilepton, elle joue un rôle dans les désintégrations hadroniques du plus lourd de ces leptons, le τ . Deux fois plus lourd que le proton, le lepton τ est instable et se désintègre, par interaction faible, en moins de 10^{-12} secondes, en émettant un neutrino ν_τ et – sous forme d'état intermédiaire fortement virtuel – un boson W^- , qui est (avec le W^+) le vecteur chargé de l'interaction faible. Le W^- ainsi produit se désintègre en paires quark-antiquark ($\bar{d}\bar{u}$ ou $\bar{s}\bar{u}$) ou lepton-antilepton ($\bar{\nu}_e e^-$, $\bar{\nu}_\mu \mu^-$). Là aussi, une large majorité (65 %) des W^- se désin-

tègrent en paires quark-antiquark. Ainsi, le τ se désintègre soit en 3 leptons légers ($e\nu_e \nu_\tau$ ou $\mu\nu_\mu \nu_\tau$), soit en un ou plusieurs hadrons, qu'accompagne un ν_τ .

De même que dans le cas du Z^0 , l'interaction forte n'intervenant pas dans les désintégrations du W^- en paires lepton-antilepton, on peut extraire une détermination de la valeur de α_s du rapport – noté R_τ – entre les nombres de désintégrations du τ en hadrons et en leptons. Par contre, on ne peut utiliser ici la structure des états finals hadroniques car la paire quark-antiquark produite n'a pas l'énergie nécessaire pour développer une *cascade partonique*, mais entre directement dans une phase de *fragmentation*.

Comparons à présent ces différentes approches. Les observables R_h et R_τ , qui mettent en jeu le nombre total de désintégrations du Z^0 ou du τ en hadrons et en leptons, ne dépendent pas des caractéristiques de l'état final hadronique. Elles présentent de ce fait l'avantage d'être insensibles au détail de la phase de *fragmentation*, c'est-à-dire à la façon avec laquelle les quarks se combinent pour former des hadrons. Cette indépendance vis-à-vis de l'un

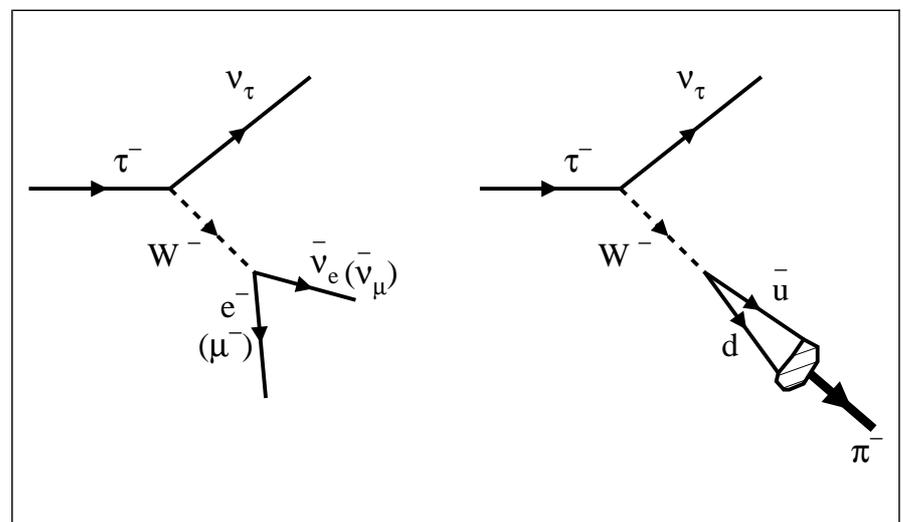


Figure 2 - Exemples de désintégration du lepton τ^- :
 a) désintégrations en leptons : $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ et $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$;
 b) exemple de désintégration en hadron : $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$.

des aspects les plus incertains de la théorie des interactions fortes constitue l'intérêt principal de ces observables. De plus, la valeur de l'énergie de réaction à laquelle va correspondre la mesure de α_s est relativement bien définie. Cette énergie est égale à la masse du Z^0 ($m_Z \sim 91,2$ GeV) lorsqu'on extrait α_s de la valeur mesurée de R_h , et est égale à la masse du τ ($m_\tau \sim 1,8$ GeV) lorsqu'on l'extrait de R_τ . Ainsi, bien que réalisées à la même énergie de collision, ces deux observables ne fournissent pas une valeur de α_s correspondant à la même énergie de réaction. Le grand bras de levier entre les deux énergies – un facteur 50 – va permettre de tester la théorie en conduisant à une détermination expérimentale de l'évolution de α_s . La prédiction théorique de R_h met en jeu une échelle d'énergie beaucoup plus grande que celle de R_τ , et donc une constante d'interaction notablement plus faible, ce qui rend le calcul par développement perturbatif plus précis et la prédiction apparaît donc *a priori* la plus fiable. De fait, l'incertitude de la détermination de α_s déduite de la mesure de R_h est dominée par les sources d'erreurs expérimentales.

Au contraire, les observables comme R_3 , qui s'appuient sur les caractéristiques topologiques des états finals du Z^0 , dépendent, à des degrés divers, du détail de la phase de fragmentation. En outre, la valeur de l'énergie de réaction à laquelle va correspondre la valeur de α_s est relativement mal définie, ce qui va se traduire par une ambiguïté dans le résultat de la mesure. Dans le cas de R_3 , le calcul de l'énergie de réaction aboutit à une valeur voisine de l'énergie de collision (soit environ m_Z au LEP). Cette énergie est calculée à partir d'expressions théoriques dont certains fondements demeurent incertains. De ce fait, les principales sources d'incertitude sur α_s sont ici d'origine théorique.

RÉALISATION DES MESURES

Quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) sont installées le long des faisceaux du LEP, à une centaine de mètres de profondeur, dans quatre cavernes souterraines où les faisceaux entrent en collision. Les appareillages de ces expériences permettent d'identifier les particules (hadrons, leptons ou photons) produites pendant les collisions et de mesurer leurs caractéristiques cinématiques pour en inférer la valeur des paramètres physiques qui ont conditionné la collision [1].

Depuis le démarrage de l'anneau de collisions en 1989, les quatre expériences ont enregistré plus de 15 millions de désintégrations de

Z^0 . L'obtention d'un nombre aussi élevé de désintégrations – c'est lui qui est à l'origine de l'excellente précision des mesures des paramètres théoriques réalisées au LEP – et l'exploration d'un nouveau domaine d'énergie ont été les deux principales motivations du programme scientifique du LEP.

Pour mesurer les trois observables R_h , R_3 et R_τ on commence par séparer les désintégrations du Z^0 en hadrons de celles en leptons.

Pour mesurer R_h , il suffit de dénombrer ces deux catégories d'événements. La difficulté expérimentale provient du fait que les effets d'appareillage sont différents pour les divers types d'états finals, qu'ils

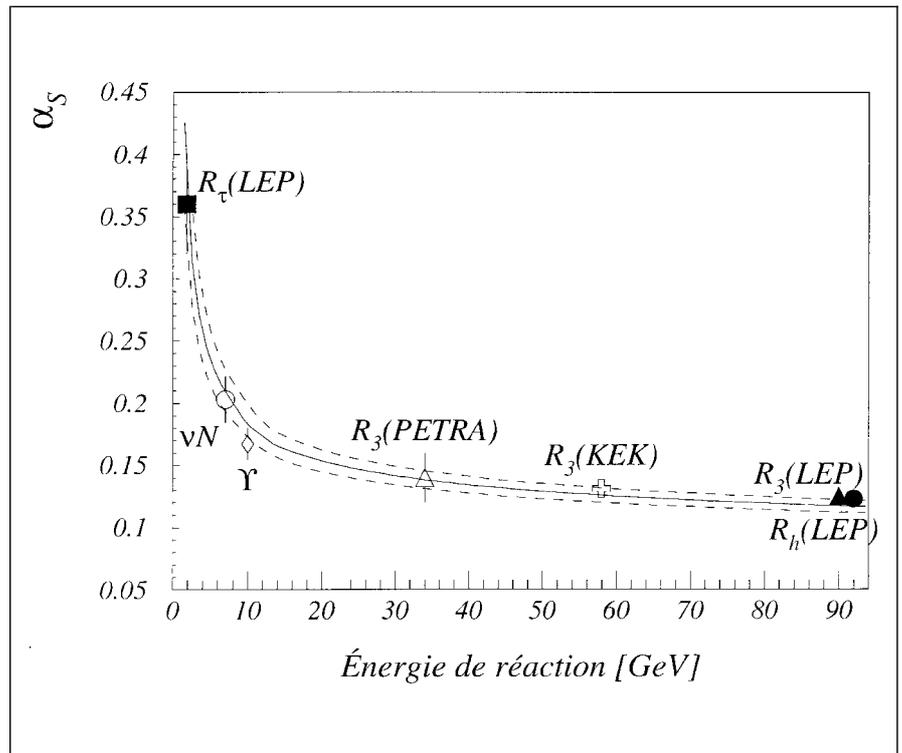


Figure 3 - Test de l'évolution théorique de α_s . Les valeurs de α_s obtenues à l'aide des trois méthodes utilisées au LEP sont représentées avec leurs incertitudes de mesure en fonction de l'énergie de réaction qui caractérise chacune d'elles. Les valeurs déduites de R_h (cercle plein) et de R_3 (triangle plein) incluent les résultats d'autres mesures qui sont réalisées simultanément : ainsi les valeurs de largeur totale de la résonance du Z^0 et de R_h sont-elles combinées pour en extraire une valeur unique de α_s , et la mesure de R_3 est-elle combinée avec d'autres observables qui décrivent les cascades partoniques des quarks et des gluons. D'autres valeurs de α_s , extraites du rapport R_3 mesuré auprès d'autres accélérateurs (PETRA et HERA à Hambourg, KEK près de Tokyo) ou extraites d'autres processus physiques - diffusion neutrino-noyau (νN) ou désintégration de la particule Υ - sont également représentées. Les courbes montrent l'évolution de la constante de couplage prédite par la théorie de l'interaction forte, calée sur la valeur moyenne de $0,118 \pm 0,003$ obtenue pour une énergie de réaction de 91,2 GeV. La courbe en trait plein correspond à $\alpha_s(m_Z) = 0,118$. Les courbes en tirets correspondent à $\alpha_s(m_Z) = 0,121$ et $\alpha_s(m_Z) = 0,115$.

soient leptoniques (e^\pm , μ^\pm , τ^\pm) ou hadroniques. Il faut corriger ces effets de détecteur avec de grandes précautions pour pouvoir obtenir une mesure précise.

Pour mesurer R_3 , il suffit de dénombrer parmi les événements hadroniques, ceux entrant dans la catégorie '3-jets'. La difficulté expérimentale provient du fait qu'il n'est pas toujours simple de déterminer le nombre de jets à attribuer à un événement donné. En pratique, on utilise des algorithmes permettant la reconstruction du nombre de jets pour chaque état final hadronique. Il faut alors corriger la valeur de R_3 ainsi obtenue, non seulement des effets de détecteur, mais aussi des effets – liés à la phase de fragmentation – qui vont dépendre de l'algorithme de reconstruction choisi.

Pour mesurer R_τ , on identifie les paires $\tau^+ \tau^-$ parmi les désintégrations leptoniques, en s'appuyant notamment sur le fait que les désintégrations des deux τ sont accompagnées de l'émission d'au moins deux neutrinos. Ces derniers n'étant pas détectés, les événements $\tau^+ \tau^-$ se signalent par un manque apparent d'énergie dans l'état final. Il faut ensuite identifier les modes de désintégration purement leptoniques, en électron ou en muon, pour obtenir le taux de désintégration correspondant. La valeur de R_τ peut alors être directement calculée, le taux de désintégrations hadroniques n'ayant pas besoin d'être mesuré. En effet, ce dernier se déduit directement du précédent puisque le τ n'a pas d'autre possibilité de désintégration. Là encore, il faut corriger des effets de détecteur.

Les valeurs de α_s obtenues au LEP à l'aide des trois méthodes sont représentées sur la figure 3 en fonction de l'énergie de réaction qui les caractérise. Les valeurs de α_s obtenues auprès d'autres accélérateurs sont également représentées. Les diverses déterminations de la constante d'interaction forte sont mainte-

nant suffisamment bien maîtrisées pour qu'on puisse les combiner en une valeur unique : $\alpha_s(m_Z) = 0,118 \pm 0,003$, où l'erreur indiquée est dominée par des incertitudes d'origine théorique. Pour obtenir cette valeur moyenne, les résultats des mesures réalisées à une énergie de réaction inférieure à la masse du Z^0 ont été extrapolées à cette dernière à l'aide des équations d'évolution de la théorie standard. La courbe en trait plein représentée sur la figure 3, qui est calée sur la valeur moyenne, illustre cette évolution et rend bien compte des mesures.

CONCLUSION

Notre compréhension de l'interaction forte a fait de grands progrès au cours des dix dernières années, comme l'illustre la maîtrise acquise

dans la mesure de α_s . L'ensemble des mesures disponibles aujourd'hui s'inscrit sans difficulté marquante dans le cadre fourni par la théorie actuelle. Elles démontrent que α_s varie avec l'énergie de réaction et que cette évolution est bien celle prédite. Cela permet d'obtenir une valeur combinée de α_s qui atteint une précision de 2,5 %, quand elle est exprimée à l'énergie du Z^0 (au démarrage du programme LEP, en 1990, l'incertitude sur α_s était environ quatre fois plus grande : $\alpha_s(m_Z) = 0,120 \pm 0,012$). Il devient dès lors possible de considérer les trois constantes d'interaction, α_s , α_{em} et α_w , pour examiner leurs évolutions aux très hautes énergies afin de détecter un croisement éventuel des trois courbes.

La figure 4 montre les variations des trois constantes de couplage, prédites par le modèle standard, depuis leurs valeurs exprimées à

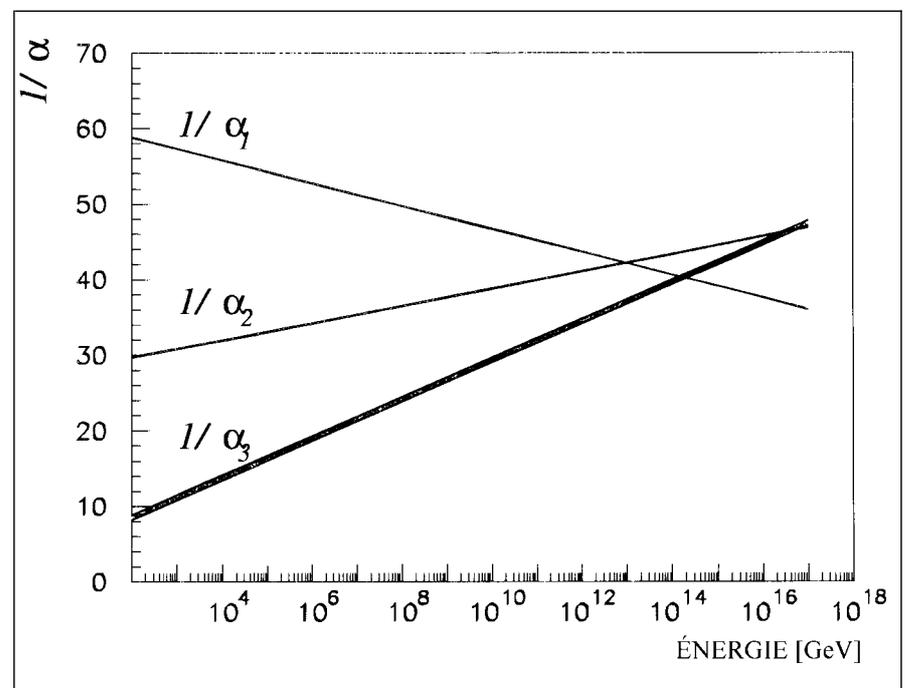


Figure 4 – Évolution, prévue dans le cadre du modèle standard, de l'inverse des trois constantes de couplage α_s , α_{em} et α_w depuis leurs valeurs exprimées à l'énergie du Z^0 jusqu'aux très hautes énergies. Cette évolution est en fait montrée pour les trois constantes intervenant au niveau le plus fondamental de la théorie : α_1 et α_2 sont des combinaisons linéaires de α_{em} et α_w alors que $\alpha_3 = \alpha_s$. La grosseur des traits rend compte des incertitudes de mesures. La constante de couplage de l'interaction forte est maintenant déterminée avec une précision suffisante pour permettre de conclure que, dans le cadre du modèle standard, les trois couplages n'ont pas la même valeur à très haute énergie : les trois courbes, qui sont proches d'être des droites dans cette représentation (voir équation 1), n'ont pas un point d'intersection commun.

l'énergie du Z^0 , jusqu'aux très hautes énergies. (Dans le cas de l'interaction électrofaible, ce sont en fait les deux constantes fondamentales qui entrent dans l'équation d'évolution qui sont représentées ; elles sont des combinaisons de α_{em} et α_w et résultent du mélange qui s'opère entre les deux interactions, unifiées par le mécanisme de Higgs). La précision atteinte maintenant sur la mesure de α_s permet de conclure que les trois courbes, qui semblent converger vers une valeur commune pour une énergie d'unification voisine de 10^{15} GeV, ne se croisent cependant pas : la théorie standard ne permet pas aux trois interactions de s'unifier aux très hautes énergies. Dans l'état actuel de notre compréhension de la physique des particules élémentaires, cette constatation implique que de nouveaux phénomènes doivent apparaître à des énergies plus élevées que celles explorées jusqu'ici.

Plusieurs signes, tant expérimentaux que théoriques, conduisent à penser que les énergies auxquelles ces phénomènes seront observés peuvent être proches de celles accessibles aujourd'hui, et tout porte à

croire que la prochaine génération de collisionneurs révélera une nouvelle forme d'interaction et une nouvelle forme de matière. Des idées relativement précises existent déjà sur la nature probable de ces phénomènes nouveaux. Parmi toutes les théories élaborées jusqu'ici, il en est une qui recueille l'adhésion d'une large part de la communauté de physiciens des particules, entre autres parce qu'elle permettrait de relier de manière élégante et concise les phénomènes observés aux énergies accessibles avec les accélérateurs actuels à ceux qui se déroulent à des énergies aussi élevées que la masse de Planck (env. 10^{19} GeV). Cette nouvelle théorie, qui rendrait compte des phénomènes nouveaux tout en préservant la compréhension que nous avons des phénomènes connus, fait appel à une nouvelle symétrie fondamentale qui relie les bosons aux fermions : la *supersymétrie*. Dans ce cadre on peut obtenir une valeur commune pour les trois constantes de couplage à une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV et l'on prévoit l'existence de nouveaux constituants fondamentaux à des masses de l'ordre du TeV

(10^3 GeV). S'il s'avérait que cette théorie décrit effectivement les observations que nous réservent les expériences futures, la voie s'ouvrirait pour unifier l'interaction gravitationnelle aux trois interactions microscopiques. Il faudrait préalablement avoir résolu un problème vieux de 60 ans : celui de la quantification de la gravitation. Mais certains théoriciens pensent que la direction dans laquelle il faut chercher la solution à ce problème a peut-être déjà été trouvée. Il s'agirait d'abord de reconsidérer la notion de particule élémentaire. Ces dernières ne sont peut-être pas ponctuelles mais auraient une dimension finie et devraient être décrites par le concept mathématique des *supercordes*.

La prochaine décennie devrait nous apprendre dans quelle mesure cette *théorie globale* est la clé des mystères sur lesquels nous nous interrogeons aujourd'hui.

POUR EN SAVOIR PLUS

- [1] L'article sur le nombre de neutrinos dans les *Images de la Physique* de 1990 expose les méthodes d'identification des divers leptons et hadrons.