

Particules et Interactions

Interactions et quanta de champ

Les systèmes qui interagissent échangent de l'énergie, par échange de bosons, ou *quanta de champ*

Si la particule échangée, de masse au repos mc^2 , se déplace à la vitesse c , l'énergie échangée ΔE est liée au temps Δt de l'interaction par la relation d'incertitude de Heisenberg

$$\Delta E \cdot \Delta t = mc^2 \frac{\Delta r}{c} = \hbar$$

De ce fait, le rayon d'interaction Δr est de l'ordre de

$$\Delta r = \frac{\hbar}{mc}$$

La valeur du spin du médiateur a une grande importance :

- si le spin est nul ou pair, deux particules de même "charge" s'attirent
- si le spin est impair, deux particules de même "charge" se repoussent



Interactions, sections efficaces et durées de vie associées

En physique subatomique, les particules subissent trois types d'interaction (on considère les effets de la gravitation comme négligeables).

On associe à chacune de ces interactions des durées de vie et des sections efficaces, dont les ordres de grandeur sont :

Interaction forte (strong)

τ_{IF} de l'ordre de 10^{-23} à 10^{-20} s et σ de 10^{-3} à ≥ 100 b

Interaction électromagnétique :

τ_{IE} de l'ordre de 10^{-20} à 10^{-15} s et σ de l'ordre de 10^{-6} b

Interaction faible (weak)

τ_{If} supérieure à 10^{-12} s et σ de l'ordre de 10^{-14} b

$1 \text{ b} = 1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$; $N_{\text{reactions}} = \sigma \Phi$



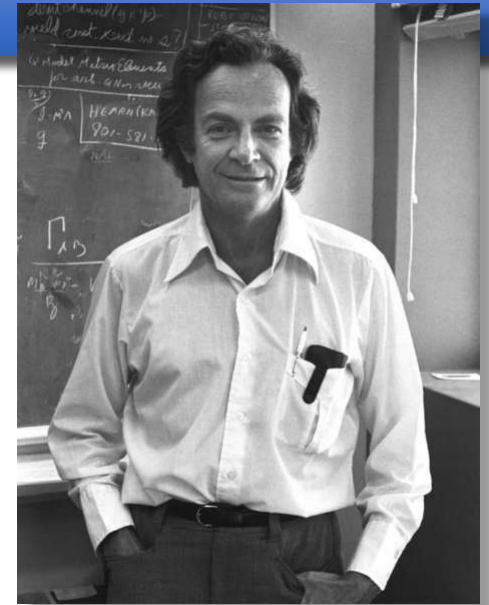
Diagrammes de Feynman

Richard Feynman a développé des outils graphiques qui permettent de calculer l'amplitude de diffusion pour les interactions entre particules.

Les diagrammes de Feynman fournissent ainsi des représentations concrètes des interactions : les particules sont liées par le quantum échangé.

Quelques règles

- le temps est représenté sur l'axe horizontal et évolue de la gauche vers la droite (on rencontre également des diagrammes où le temps est représenté dans la direction verticale),
- les lignes droites continues représentent les particules et les antiparticules,
- les lignes ondulées (ou bouclées ou en tiret) représentent les photons, gluons et les bosons W^\pm et Z^0 ,

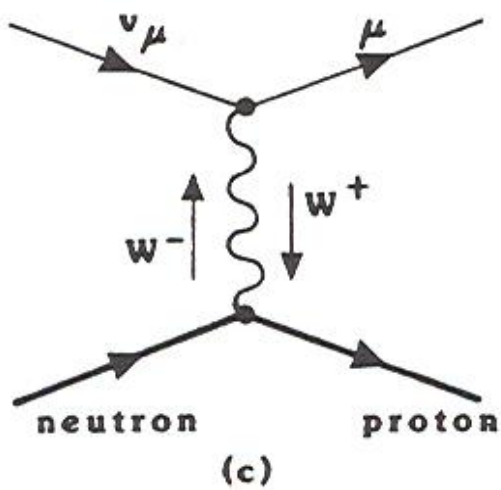
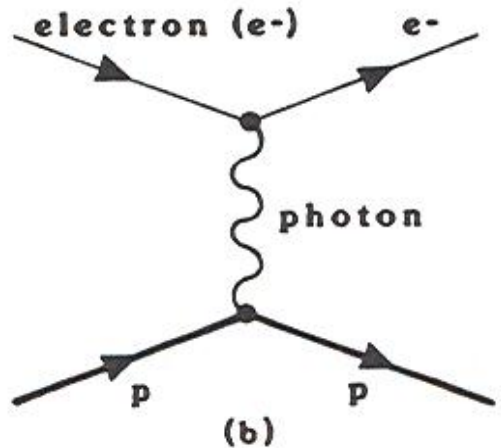
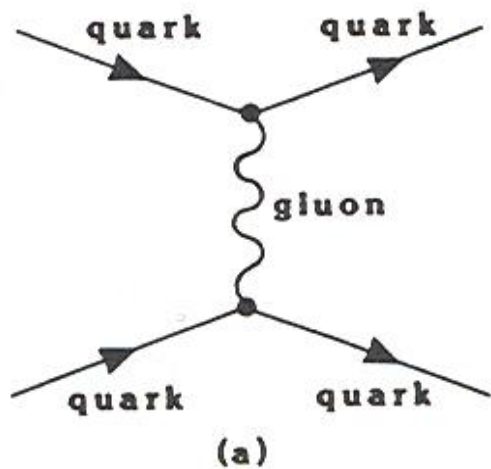


Quelques règles

- l'énergie et la charge (électrique, de couleur ou faible) sont conservées au vertex,
- les lignes démarrant ou s'arrêtant aux extrémités du diagramme, représentent des particules réelles qui soit s'approchent du vertex, soit s'en éloignent comme indiqué par la flèche,
- les antiparticules sont représentées par les lignes qui portent une flèche s'éloignant ou entrant vers le vertex dans la direction opposée de la flèche du temps,
- l'amplitude du processus décrit n'est pas changée lorsqu'on remplace une particule d'impulsion \vec{p} par son antiparticule d'impulsion $-\vec{p}$,
- à chaque vertex est associée la constante de couplage propre à l'interaction
- à chaque boson, vecteur de l'interaction, est associé un propagateur.



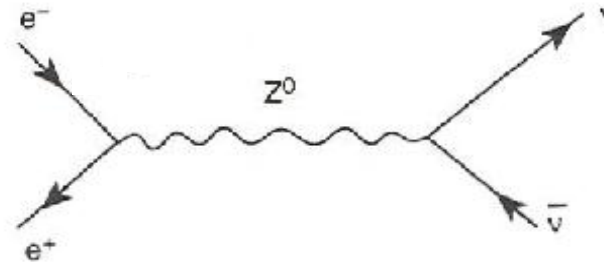
Exemples de Diagrammes de Feynman



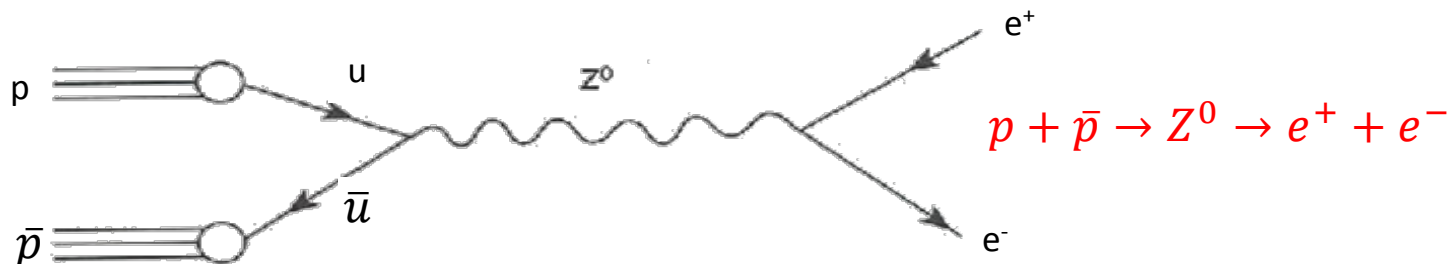
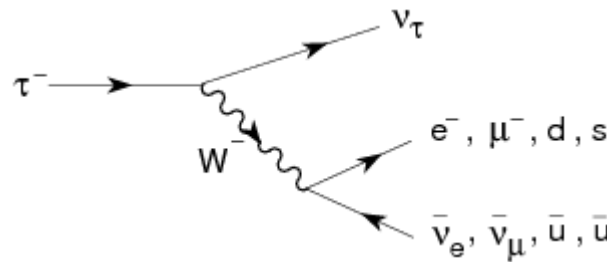
Diagrammes de Feynman représentant les interactions (a) forte par échange de gluon, (b) électromagnétique par échange de photon et (c) faible, ici par échange de W

Diagrammes de Feynman : quelques exemples

Processus $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$



Désintégration du τ^-



La combinaison des lignes de fermions qui arrivent à un vertex ou en repartent, est appelée un « courant », par généralisation de la notion de courant électromagnétique



Dans la réaction $1+2 \rightarrow 3+4$ il est utile de construire 3 quantités invariantes de Lorentz

Avec \underline{p}_i le quadrivecteur impulsion énergie associé à la particule i

$s = (\underline{p}_1 + \underline{p}_2)^2 = (\underline{p}_3 + \underline{p}_4)^2 \rightarrow$ vous verrez souvent l'énergie d'une collision en physique des particules exprimée sous la forme $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ par exemple pour les faisceaux de protons au LHC.

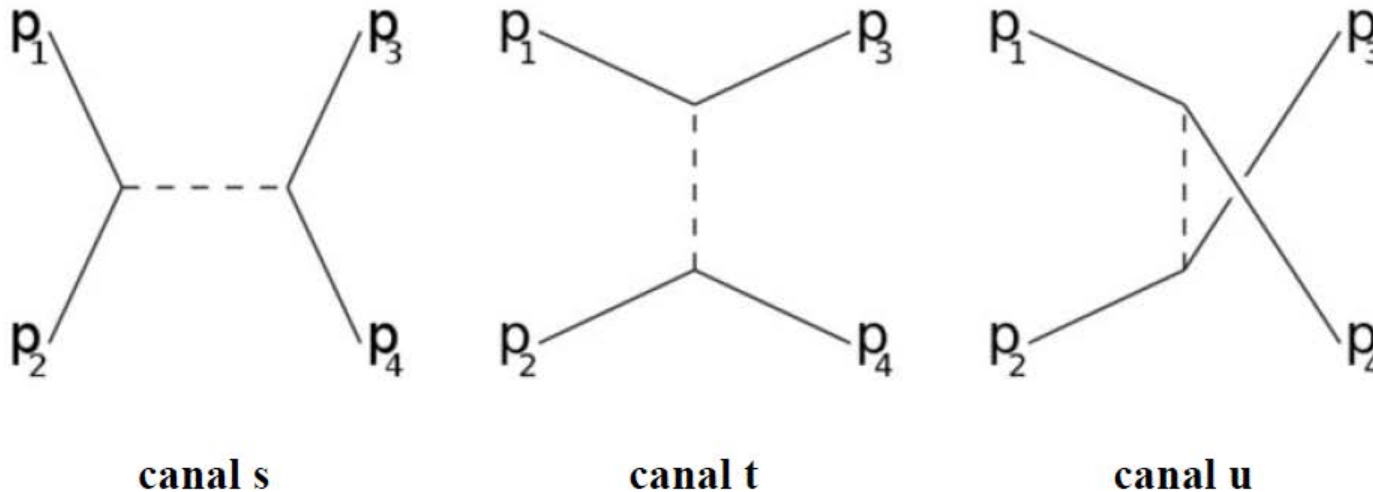
$$t = (\underline{p}_1 - \underline{p}_3)^2 = (\underline{p}_2 - \underline{p}_4)^2$$

$$u = (\underline{p}_1 - \underline{p}_4)^2 = (\underline{p}_2 - \underline{p}_3)^2$$

Ces 3 variables correspondent à l'énergie de la particule échangée dans 3 diagrammes de Feynman différents.

On notera que ces 3 variables ne sont pas indépendantes car $s + t + u = \sum \underline{p}_i^2 = \sum m_i^2 c^2$





Le **canal s** correspond aux particules 1,2 émettent une particule intermédiaire qui éventuellement se scindera en 3,4: le canal s est la seule voie qui permet de découvrir des résonances et de nouvelles particules instables pourvu que leurs temps de vie soient suffisamment longs pour qu'elles puissent être détectées. Ex : annihilation électron-positron ou quark - antiquark

Le **canal t** représente le processus dans lequel la particule 1 émet une particule intermédiaire se transformant ainsi en la particule finale 3, alors que la particule 2 absorbe la particule intermédiaire pour devenir la 4. Ex diffusion de deux électrons.

Le **canal u** correspond au canal t dans lequel on a interchangé les rôles des particules 3 et 4.

Interaction gravitationnelle et graviton

Echelle macroscopique - Longue portée de l'interaction

L'intensité de la force gravitationnelle est de la forme

$$F_G = G_N \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

où G_N est la constante de gravitation,

avec $G_N = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} = 6.7 \cdot 10^{-39} \hbar c (\text{GeV}^2/c^2)^{-2}$.

En supposant qu'on arrive à montrer que l'interaction gravitationnelle est une interaction fondamentale basée sur une théorie quantique, le graviton (qui serait de spin 2) a été postulé comme étant son boson de jauge, mais il n'a jamais été observé.

Un ordre de grandeur de la probabilité d'émission ou d'absorption d'un graviton est 10^{-11} , si on prend la constante de couplage de l'interaction forte égale à l'unité, et si on considère deux protons situés à la distance r , ce qui donne un rapport $F_G / F_{\text{em}} = 10^{-36}$

A l'échelle des noyaux et particules, les effets de l'interaction gravitationnelle sont donc bien négligeables.



Interaction électromagnétique et photon

Le photon échangé dans toute interaction électromagnétique n'est pas chargé :
on dit que l'interaction s'effectue par courant neutre

Le photon, de spin 1, a $m_\gamma c^2 = 0$, donc la portée de l'interaction est infinie.

Deux électrons, qui se repoussent par répulsion coulombienne, échangent des photons, mais ces photons ne peuvent être mis en évidence : ils sont virtuels.

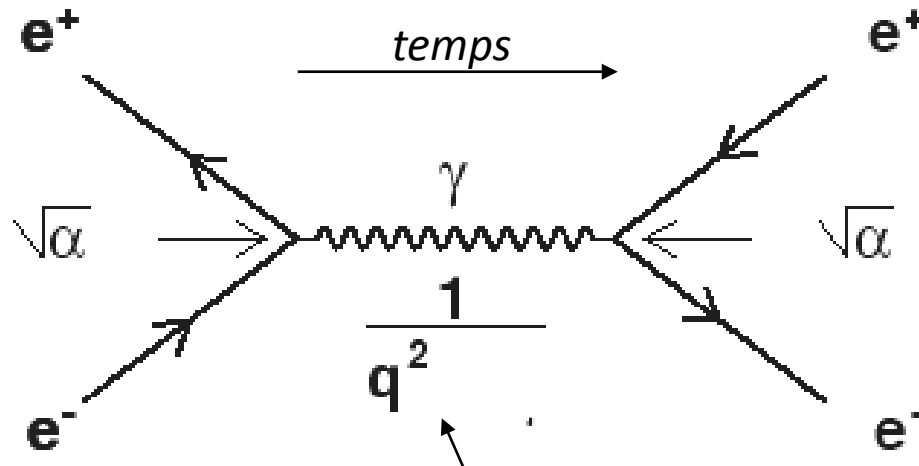
Pour que la particule échangée soit observable, il faut $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$
Par contre, si l'interaction est telle que $\Delta E \cdot \Delta t < \hbar$, la particule échangée n'est plus observable : elle est dite virtuelle.

L'IE est caractérisée par $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$, la « constante » de structure fine, qui caractérise l'intensité avec laquelle l'IE se couple aux charges électriques.



Interaction électromagnétique et photon

Diagramme de Feynman décrivant la diffusion élastique électron-positron (mécanisme d'annihilation).



Propagateur du photon

où q est le quadri-moment transféré

$\sqrt{\alpha}$ est l'amplitude de probabilité d'émettre ou d'absorber un photon virtuel

La probabilité d'interaction est $(\sqrt{\alpha}\sqrt{\alpha})^2 = \alpha^2$

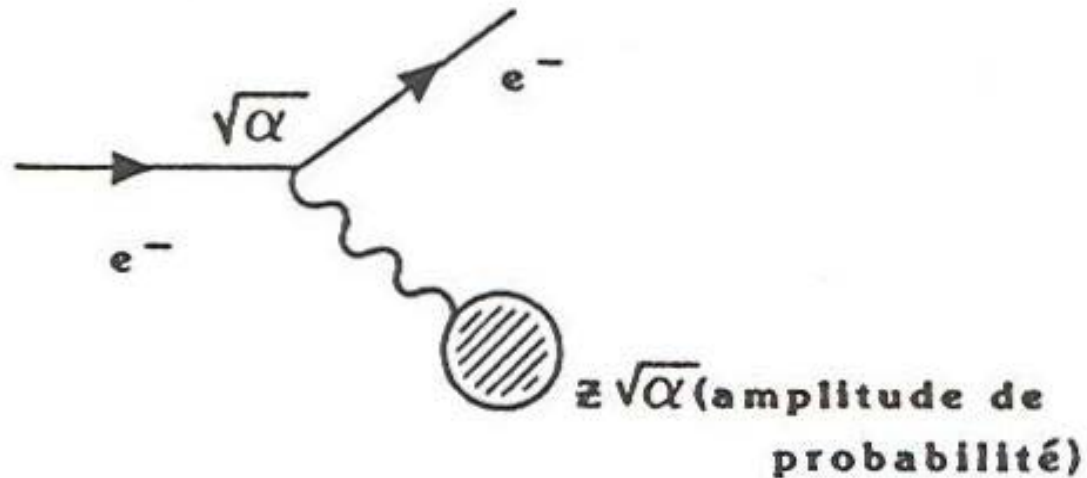
En multipliant les constantes de couplage aux vertex et le propagateur pour un photon ($1/q^2$ avec $m_\gamma = 0$), on obtient l'amplitude de la diffusion électron-positron :

$$f_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-}(q) = \sqrt{\alpha} \cdot \sqrt{\alpha} \frac{1}{q^2} = \frac{\alpha}{q^2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \times \frac{1}{q^2}$$

La section efficace du processus est alors $d\sigma/dq^2 \propto |f(q)|^2 = \alpha^2/q^4$



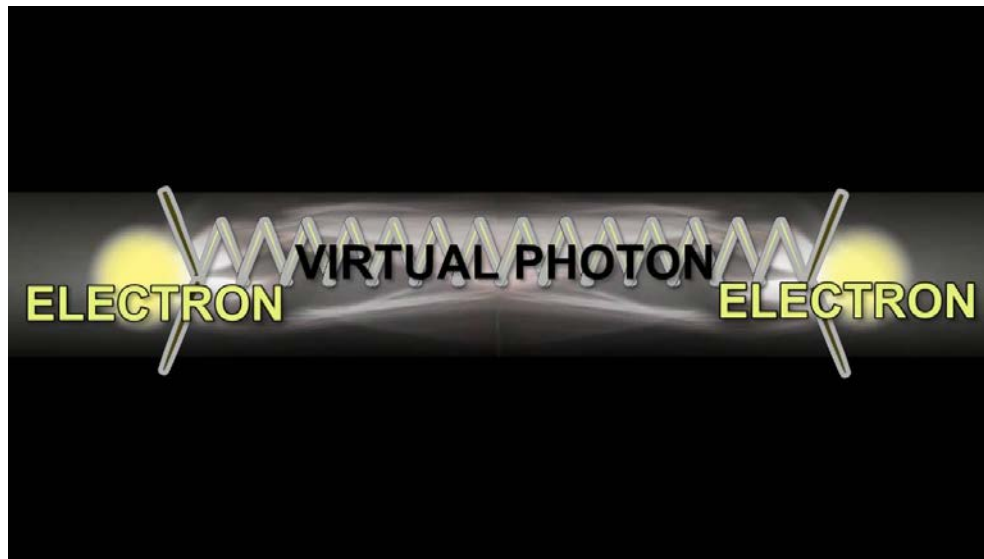
Diagramme de Feynman décrivant la diffusion d'un électron par un noyau de charge Ze



$$\Rightarrow \text{Probabilité d'interaction} = (\sqrt{\alpha} \cdot Z \cdot \sqrt{\alpha})^2 = Z^2 \alpha^2$$



Calculer la "masse" du photon virtuel



Interaction forte et gluons

Dans les hadrons, seules particules qui subissent l'interaction forte, les quarks échangent des gluons, sans masse, de spin 1, qui portent eux aussi le nombre quantique de couleur (les gluons existent en fait sous 8 états de charge de couleur).

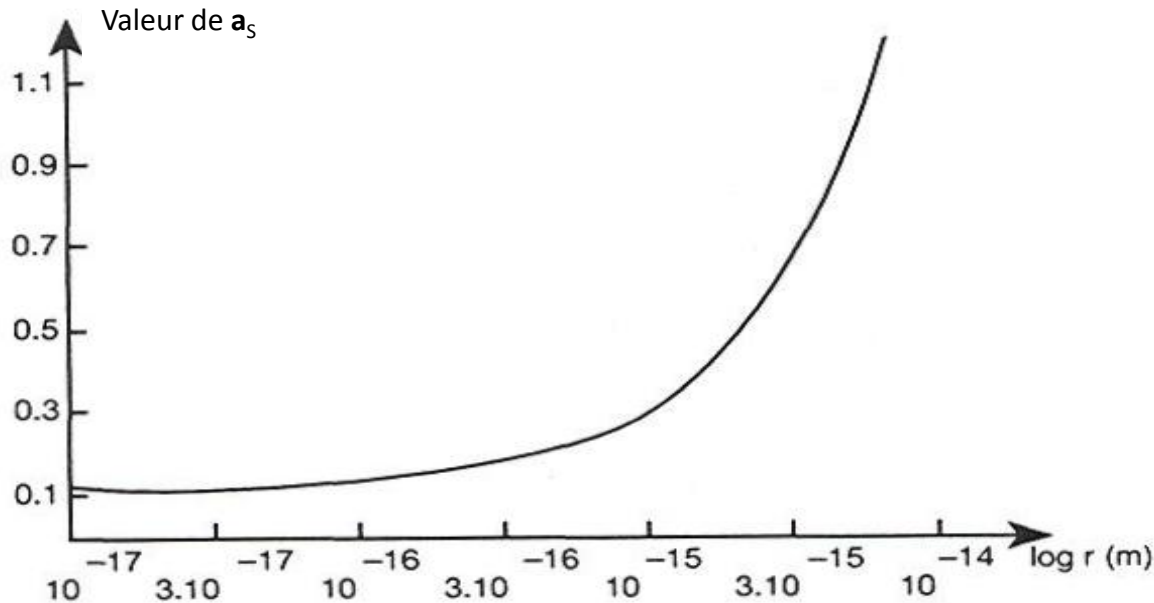
L'interaction forte a une courte portée, de l'ordre de 1,5 fm

Par analogie avec l'interaction électromagnétique, l'intensité de l'interaction, correspondant à l'émission ou l'absorption d'un gluon par un quark, est caractérisée par $\alpha_s = \frac{g_F^2}{4\pi\hbar c}$, où g_F joue le même rôle que la charge électrique pour l'interaction électromagnétique.



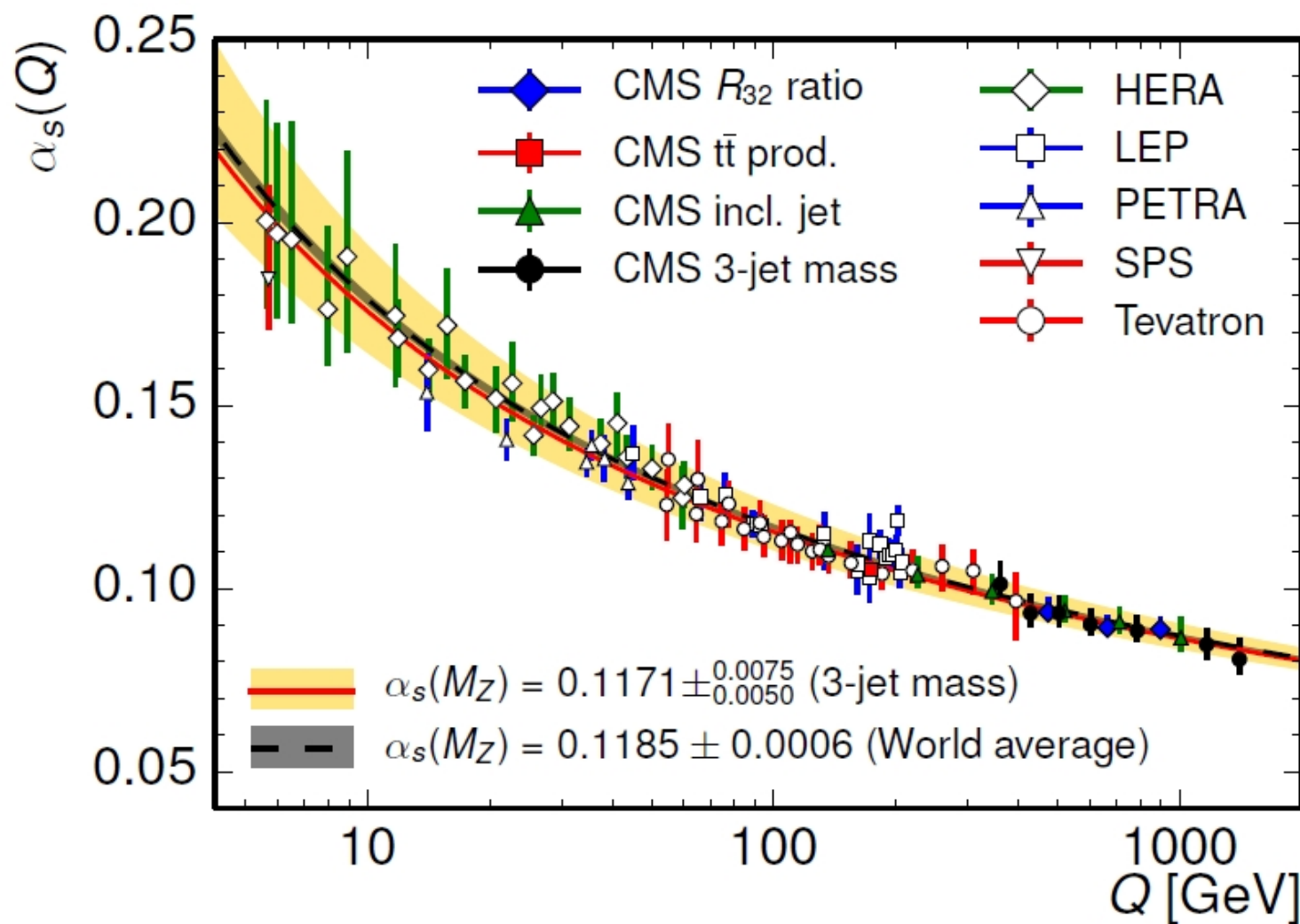
Si la distance séparant les quarks est inférieure au diamètre des nucléons, alors $\alpha_s \sim \text{cste}$.

Pour des distances plus importantes, α_s augmente rapidement avec r .



La force augmente avec la distance, c'est pourquoi il est impossible d'extraire un quark d'un hadron et de l'obtenir à l'état libre. On parle de confinement des quarks.





arXiv:1412.1633v2 [hep-ex] 1 May 2015

Interaction forte et gluons

A l'échelle des quarks, le quantum d'interaction est le gluon

A l'échelle des nucléons, le quantum d'interaction est le pion

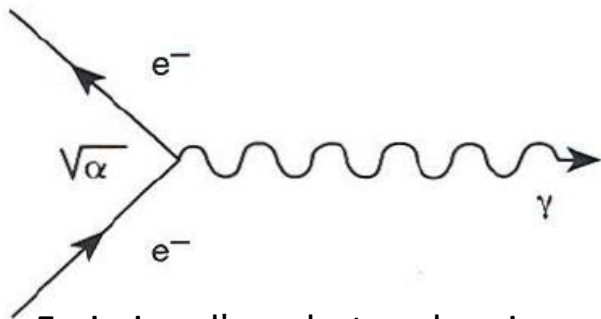
Mais il n'y a pas de problème avec ces deux modèles, puisque la théorie de l'échange des mésons est intégrée dans le modèle des quarks

⇒ La force de cohésion nucléaire peut être schématisée soit par l'échange d'un pion, soit par l'échange simultané de l'ensemble $u\bar{d}$ (ou $\bar{u}d$, ...) avec échange interne de gluons

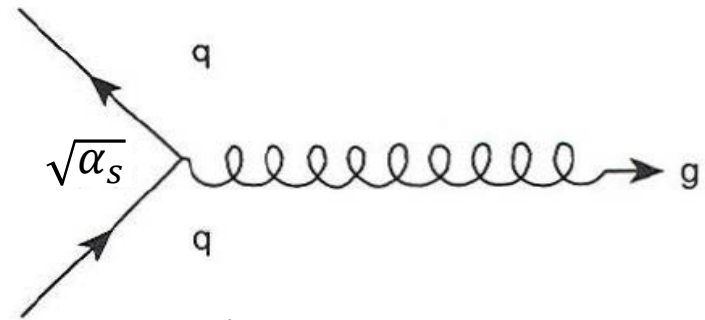


Interaction électromagnétique versus interaction forte

Le mécanisme de l'IF présente un fort parallèle avec celui de l'IE :



Emission d'un photon depuis un électron
Amplitude de probabilité $\sqrt{\alpha}$, Probabilité α



Emission d'un gluon depuis un quark
Amplitude de probabilité $\sqrt{\alpha_s}$, Probabilité α_s

Les gluons sans masse et colorés, qui sont échangés par des quarks colorés, jouent un rôle analogue à celui des photons sans masse échangés par les particules chargées électriquement.

Mais il existe des différences notables entre ces deux interactions :

La 1ère est que les gluons échangés portent eux aussi des charges de couleur (rouge, vert et bleu) alors que les photons ne portent pas de charge électrique.



Interaction électromagnétique versus interaction forte

la différence principale réside dans les valeurs de α et α_s , puisque α est \sim constante tandis que α_s varie avec la distance, donc avec l'énergie de l'interaction.

- Pour des distances inférieures ou égales à 10^{-17} m, la valeur asymptotique est $\alpha_s = 0,12$
- α_s augmente très vite avec r jusqu'à $\alpha_s \sim 1$, dès que la distance dépasse 1 fm.

On associe à l'IF un potentiel qui augmente avec la distance, tandis que le potentiel de l'IE est inversement proportionnel à la distance.

Plus les quarks s'éloignent les uns des autres et plus grande est leur force de liaison, due à la présence des gluons. Si on veut les séparer, il faut appliquer une énergie tellement importante que les quarks se transforment en un « jet » de hadrons.

Le rapport des durées de vie est donné par $\frac{\tau_{IE}}{\tau_{IF}} = \left(\frac{\alpha_s}{\alpha}\right)^2 = 10^4$ à 10^6 . En prenant $\alpha_s = 1$ (basse énergie, grandes distances), on retrouve alors $\alpha = \sim 10^{-2}$

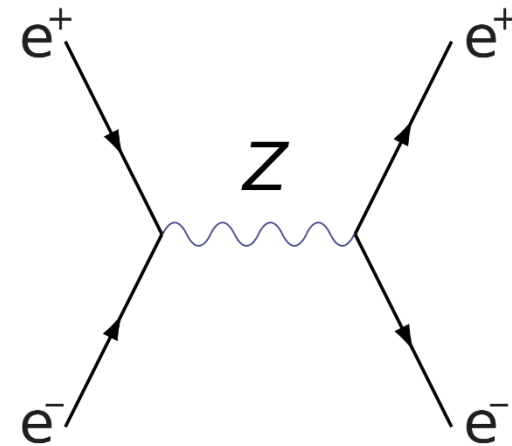
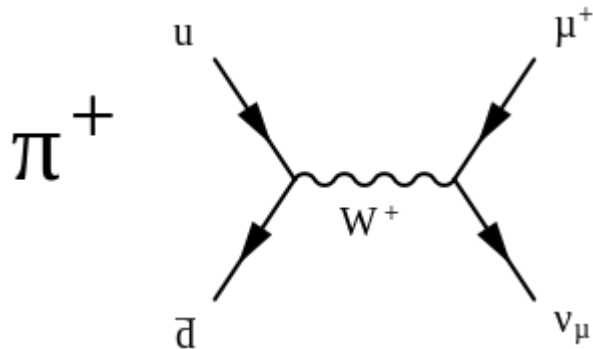


Interaction faible et bosons vectoriels intermédiaires

Dans le cas d'une interaction faible par courant chargé, avec échange de charge électrique entre les particules, un boson W^+ ou W^- est échangé (spin 1, masse 80,4 GeV).

Dans le cas d'une interaction faible par courant neutre, sans échange de charge électrique entre les particules, un boson Z^0 est échangé (spin 1, masse 91,2 GeV).

Exemples

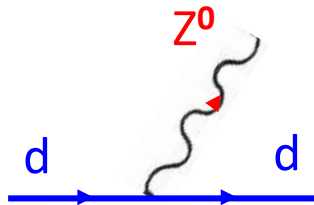


L'interaction faible est la seule à pouvoir changer la saveur des quarks

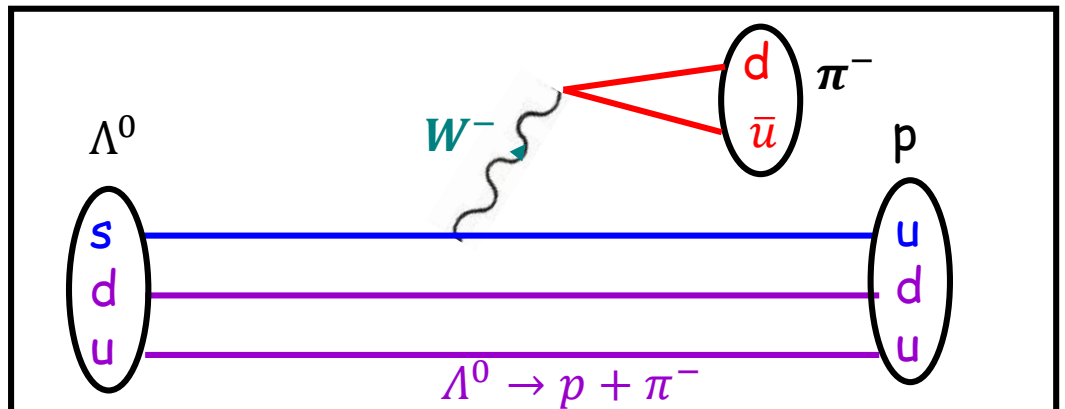
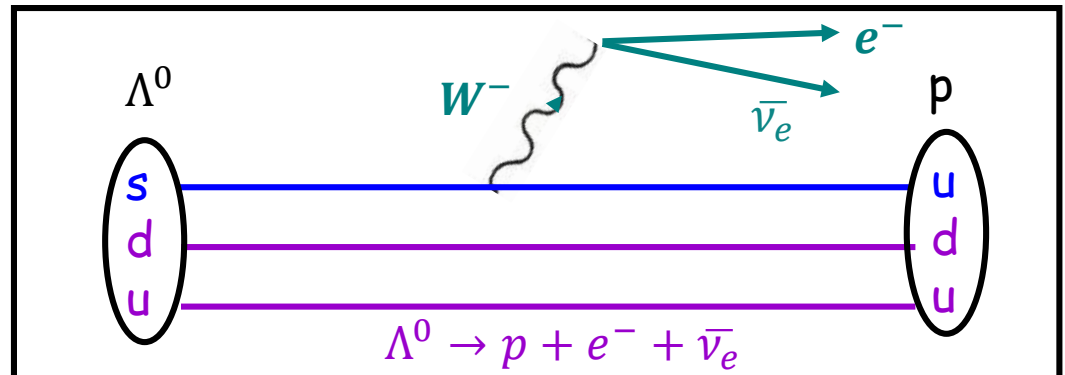
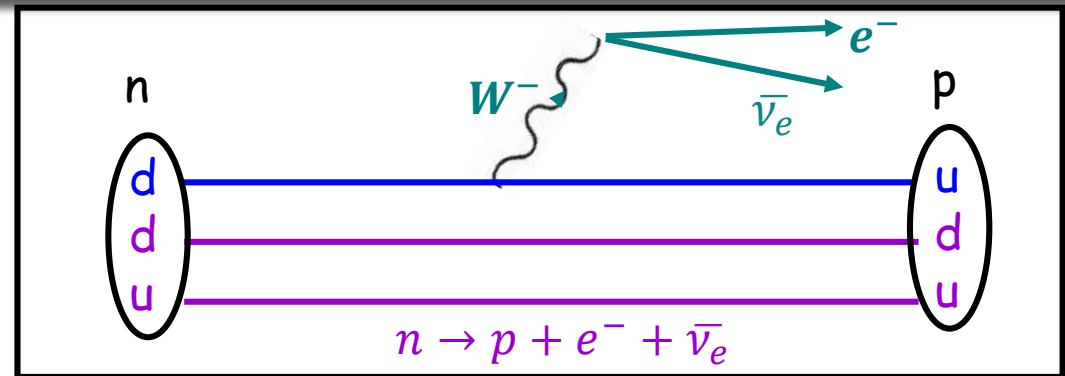
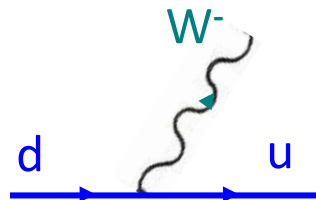


Exemples de désintégrations par interaction faible

On peut avoir **échange de courant neutre**



ou de **courant chargé**



Les masses importantes des bosons intermédiaires entraînent un rayon d'action très faible, de l'ordre de 10^{-3} fm.

→ L'interaction faible a donc une courte portée

Le fait que :

- les bosons intermédiaire de l'int. faible soient massifs,
 - les masses des bosons intermédiaires de l'interaction faible soient de l'ordre de 100 fois la masse du nucléon,
- est dû à une **brisure spontanée de la symétrie électrofaible** (voir plus loin).



Interaction faible et bosons vectoriels intermédiaires

L'intensité de l'interaction faible peut être déterminée par le rapport des durées de vie des interactions forte et faible

$$\tau_{IF}/\tau_{If} = (\alpha_W/\alpha_s)^2 \sim 10^{-22}/10^{-10} = 10^{-12}$$

où α_W correspond à l'émission ou l'absorption d'un boson W ou Z.

En prenant $\alpha_s = 1$, on obtient $\alpha_W \sim 10^{-6}$, valeur conforme à celle tirée de la théorie de la désintégration β .

La « constante » de couplage de l'interaction faible est alors

$$\alpha_W = g_W^2/4\pi\hbar c \sim G_F (Mc^2)^2/(\hbar c)^3$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi, caractéristique de l'interaction faible à basse énergie, avec $G_F/(\hbar c)^3 \sim 1,16 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

On obtient $\alpha_W \sim 10^{-5}$ à 3×10^{-12} suivant qu'on utilise la masse de l'électron ($\sim 5 \times 10^{-4} \text{ GeV}$) ou celle du proton ($\sim 1 \text{ GeV}$), ce qui fournit un ordre de grandeur du couplage faible par rapport à $\alpha_s \sim 1$

Quelques propriétés du boson Z^0

Le boson Z^0 a été complètement étudié avec l'accélérateur LEP (dans sa première phase, de 1989 à 1995, à $\sqrt{s} = 91$ GeV, avec 17 millions de désintégrations observées)

Les signatures du Z^0 sont très simples.

Z^0	$\rightarrow e^+ + e^-$	$3,363 \pm 0,004 \%$
	$\rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$3,366 \pm 0,007 \%$
	$\rightarrow \tau^+ + \tau^-$	$3,370 \pm 0,008 \%$
	$\rightarrow \nu + \bar{\nu}$	$20,00 \pm 0,06 \%$
	$\rightarrow \text{hadrons}$	$69,91 \pm 0,06 \%$

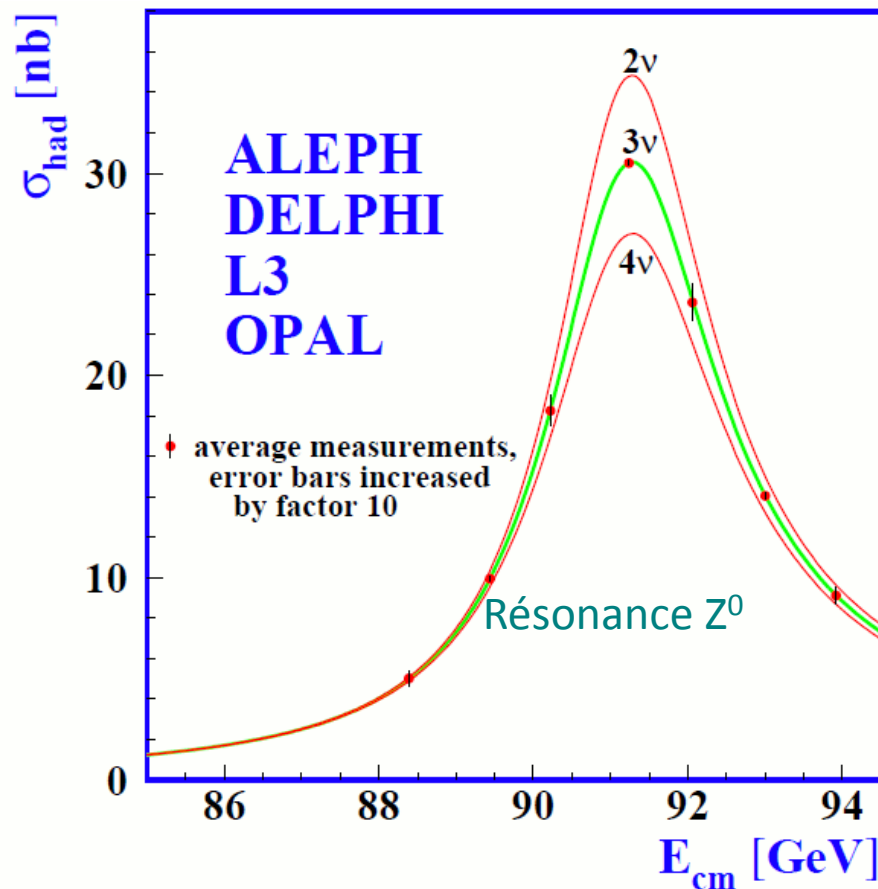
(paires quark-antiquark, sauf le quark top, trop lourd)

Sa masse et sa largeur ont été mesurées très précisément :

$$M_Z c^2 = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ GeV}, \quad \Gamma_Z = 2495,2 \pm 2,3 \text{ MeV}$$

Test du modèle standard de l'interaction faible, la théorie donnant : $\Gamma_Z = 2497 \pm 6 \text{ MeV}$ \rightarrow Excellent accord

$\sigma (Z \rightarrow \text{hadrons})$



Quelques propriétés du boson Z^0

$$N_\nu = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \text{invisible})}{\Gamma(Z \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i)_{\text{théorie}}}$$

$$N_\nu = 2,9841 \pm 0,0083$$

Moyenne sur les quatre expériences du LEP

$\Gamma(Z \rightarrow \text{invisible}) \equiv \Gamma_{\text{tot}}(Z) - \Gamma(Z \rightarrow \text{visible}) \Rightarrow$ Seulement 3 familles de neutrinos légers
 \Rightarrow Seulement 3 familles de leptons et quarks (succès du MS)

Quelques propriétés des W^\pm

Les bosons W^\pm , produits par paires W^+W^- , ont été étudiés dans la phase suivante LEP II, avec \sqrt{s} variant de 136 GeV en 1995 jusqu'à 209 GeV en 2000

La masse et la largeur des bosons W ont été mesurées très précisément aussi :

$$M_W c^2 = 80,385 \pm 0,015 \text{ GeV}, \Gamma_W = 2085 \pm 42 \text{ MeV}$$

Récapitulatif pour les interactions fondamentales

Interaction	Forte	Electromagnétique	Faible
Particules de jauge	gluons	photon (γ)	W^\pm, Z^0
I^π	1^-	1^-	1
Masse (GeV)	0	0	$M_W c^2 = 80,4$ $M_Z c^2 = 91,2$
Source	Charge de couleur	Charge électrique	Charge faible
Portée (m)	$\leq 10^{-15}$	∞	10^{-18}
Couplage	$\alpha_S = g_S^2/4\pi\hbar c \leq 1$ ~ 1 (r grand) < 1 (r petit)	$\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$	$\alpha_W = g_W^2/4\pi\hbar c \sim 10^{-6}$ à basse énergie
Section efficace σ caractéristique	10^{-3} à 100 b	$\sim 10^{-6}$ b	$\sim 10^{-14}$ b
Vie moyenne τ caractéristique	10^{-23} à 10^{-20} s	10^{-20} à 10^{-15} s	$> 10^{-13}$ s





Notions que vous devriez déjà connaître...



Notions à connaître.



Notions pour aller plus loin.