

L'interaction forte dans tous ses états

Jean-Philippe Lansberg
IPNO, Paris-Sud U.

**Rencontres de Physique de l'infiniment grand
à l'infiniment petit.**

24 Juillet 2013 – Orsay

Première partie I

L'émergence de la Chromodynamique Quantique (QCD) comme théorie de l'interaction forte

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

- L'interaction forte est médiée par **8 bosons non-massifs de spin-1** :
les gluons

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

- L'interaction forte est médiée par **8 bosons non-massifs de spin-1** :
les gluons
- Les **quarks** (de spin 1/2) **sont ponctuels** et peuvent apparaître en **3 couleurs**.

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

- L'interaction forte est médiée par **8 bosons non-massifs de spin-1** :
les gluons
- Les **quarks** (de spin 1/2) **sont ponctuels** et peuvent apparaître en **3 couleurs**.
- Seuls les quarks interagissent avec les gluons, pas les leptons, ...

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

- L'interaction forte est médiée par **8 bosons non-massifs de spin-1** :
les gluons
- Les **quarks** (de spin 1/2) **sont ponctuels** et peuvent apparaître en **3 couleurs**.
- Seuls les quarks interagissent avec les gluons, pas les leptons, ...
- Les **gluons auto-interagissent**, au contraire des photons,
cela dit la QCD est très similaire à la QED

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

- L'interaction forte est médiée par **8 bosons non-massifs de spin-1** :
les gluons
- Les **quarks** (de spin 1/2) **sont ponctuels** et peuvent apparaître en **3 couleurs**.
- Seuls les quarks interagissent avec les gluons, pas les leptons, ...
- Les **gluons auto-interagissent**, au contraire des photons,
cela dit la QCD est très similaire à la QED

Évidemment, cela signifie également que :

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

- L'interaction forte est médiée par **8 bosons non-massifs de spin-1** :
les gluons
- Les **quarks** (de spin 1/2) **sont ponctuels** et peuvent apparaître en **3 couleurs**.
- Seuls les quarks interagissent avec les gluons, pas les leptons, ...
- Les **gluons auto-interagissent**, au contraire des photons,
cela dit la QCD est très similaire à la QED

Évidemment, cela signifie également que :

- **Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires**, mais sont faits
de quarks et de gluons

La thèse

Quantum Chromodynamics (QCD), the gauge field theory that describes the strong interactions of colored quarks and gluons, is the $SU(3)$ component of the $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Standard Model of Particle Physics.

Particle Data Group, Ch 9

En langage plus commun,

- L'interaction forte est médiée par **8 bosons non-massifs de spin-1** :
les gluons
- Les **quarks** (de spin 1/2) **sont ponctuels** et peuvent apparaître en **3 couleurs**.
- Seuls les quarks interagissent avec les gluons, pas les leptons, ...
- Les **gluons auto-interagissent**, au contraire des photons,
cela dit la QCD est très similaire à la QED

Évidemment, cela signifie également que :

- **Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires**, mais sont faits
de quarks et de gluons
- Leur propriétés statiques et dynamiques (production, diffusion p.ex.) doivent
être **explicables dans le cadre de QCD**

Le proton vu entier et de loin ...

→ Propriétés statiques du proton :

- Charge : +1
- Masse : M_p
- Moment magnétique : μ_p

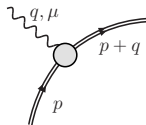
Le proton vu entier et de loin ...

→ Propriétés statiques du proton :

- Charge : +1
- Masse : M_p
- Moment magnétique : μ_p

→ Objets dynamiques les plus simples : Facteurs de formes

$$\Gamma_\mu(q) = F_1(q^2)\gamma_\mu + \frac{i}{2M_p}F_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu$$



“Ou comment un proton absorbe un photon en restant intact ?” (diffusion élastique)

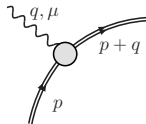
Le proton vu entier et de loin ...

→ Propriétés statiques du proton :

- Charge : +1
- Masse : M_p
- Moment magnétique : μ_p

→ Objets dynamiques les plus simples : Facteurs de formes

$$\Gamma_\mu(q) = F_1(q^2)\gamma_\mu + \frac{i}{2M_p}F_2(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu$$



“Ou comment un proton absorbe un photon en restant intact ?” (diffusion élastique)

→ Limite statique ($q^2 \rightarrow 0$) :

- $F_1(0) = +1$: la charge
- $F_2(0) = \mu_p - 1$

Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires

- Le moment magnétique des nucléons devrait être $\mu_N = \frac{e_N \hbar}{2m_N}$: exp. faux !
proton : $\mu_p = 2.79\mu_N$ and neutron $\mu_n = -1.9\mu_N$

R. Frisch, O. Stern, Z. Phys. 85 (1933) 4, L.W. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57 (1940) 111

Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires

- Le moment magnétique des nucléons devrait être $\mu_N = \frac{e_N \hbar}{2m_N}$: **exp. faux !**
proton : $\mu_p = 2.79\mu_N$ and neutron $\mu_n = -1.9\mu_N$

R. Frisch, O. Stern, Z. Phys. 85 (1933) 4, L.W. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57 (1940) 111

- Zoo de hadrons : peu vraisemblable qu'ils soient tous élémentaires

Déjà 20 découverts vers 1950

Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires

- Le moment magnétique des nucléons devrait être $\mu_N = \frac{e_N \hbar}{2m_N}$: **exp. faux !**
 proton : $\mu_p = 2.79\mu_N$ and neutron $\mu_n = -1.9\mu_N$

R. Frisch, O. Stern, Z. Phys. 85 (1933) 4, L.W. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57 (1940) 111

- Zoo de hadrons : peu vraisemblable qu'ils soient tous élémentaires

Déjà 20 découverts vers 1950

- Symétrie dans les masses des hadrons : \exists **3 quarks** (ex : $p = uud$, $n = ddu, \dots$)

Gell-Mann, Zweig

Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires

- Le moment magnétique des nucléons devrait être $\mu_N = \frac{e_N \hbar}{2m_N}$: **exp. faux !**
 proton : $\mu_p = 2.79\mu_N$ and neutron $\mu_n = -1.9\mu_N$

R. Frisch, O. Stern, Z. Phys. 85 (1933) 4, L.W. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57 (1940) 111

- Zoo de hadrons : peu vraisemblable qu'ils soient tous élémentaires

Déjà 20 découverts vers 1950

- Symétrie dans les masses des hadrons : \exists 3 quarks (ex : $p = uud$, $n = ddu, \dots$)

Gell-Mann, Zweig

- Gell-Mann lui-même exprime des doutes à propos des quarks :

"Such particles [quarks] presumably are not real but we may use them in our field theory anyway."

M. Gell-Mann Physics 1, 63 (1964).

Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires

- Le moment magnétique des nucléons devrait être $\mu_N = \frac{e_N \hbar}{2m_N}$: **exp. faux !**
 proton : $\mu_p = 2.79\mu_N$ and neutron $\mu_n = -1.9\mu_N$

R. Frisch, O. Stern, Z. Phys. 85 (1933) 4, L.W. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57 (1940) 111

- Zoo de hadrons : peu vraisemblable qu'ils soient tous élémentaires

Déjà 20 découverts vers 1950

- Symétrie dans les masses des hadrons : \exists 3 quarks (ex : $p = uud$, $n = ddu, \dots$)

Gell-Mann, Zweig

- Gell-Mann lui-même exprime des doutes à propos des quarks :

"Such particles [quarks] presumably are not real but we may use them in our field theory anyway."

M. Gell-Mann Physics 1, 63 (1964).

- mais laisse la porte ouverte

"Now what is going on ? What are these quarks ? It is possible that real quarks exist, but if so they have a high threshold for copious production, many GeV"

M. Gell-Mann, Proc. ICHEP 1967, Berkeley, USA.

Les hadrons ne sont pas des particules élémentaires

- Le moment magnétique des nucléons devrait être $\mu_N = \frac{e_N \hbar}{2m_N}$: **exp. faux !**
 proton : $\mu_p = 2.79\mu_N$ and neutron $\mu_n = -1.9\mu_N$

R. Frisch, O. Stern, Z. Phys. 85 (1933) 4, L.W. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57 (1940) 111

- Zoo de hadrons : peu vraisemblable qu'ils soient tous élémentaires

Déjà 20 découverts vers 1950

- Symétrie dans les masses des hadrons : \exists **3 quarks** (ex : $p = uud$, $n = ddu, \dots$)

Gell-Mann, Zweig

- Gell-Mann lui-même exprime des doutes à propos des quarks :

"Such particles [quarks] presumably are not real but we may use them in our field theory anyway."

M. Gell-Mann Physics 1, 63 (1964).

- mais laisse la porte ouverte

"Now what is going on ? What are these quarks ? It is possible that real quarks exist, but if so they have a high threshold for copious production, many GeV"

M. Gell-Mann, Proc. ICHEP 1967, Berkeley, USA.

- Problème : **si** les quarks sont **très massifs**, ils doivent être **fortement liés**, mais une liaison trop forte **n'expliquerait pas les résultats expérimentaux de diffusion hadron-hadron**

Que sont les quarks en fait ?

Problèmes supplémentaires :

Que sont les quarks en fait ?

Problèmes supplémentaires :

- La manière dont les quarks se combinent dans un baryon ne semble pas en accord avec le **principe d'exclusion de Pauli**, comme il se doit pour des particules de spin $1/2$

Que sont les quarks en fait ?

Problèmes supplémentaires :

- La manière dont les quarks se combinent dans un baryon ne semble pas en accord avec le **principe d'exclusion de Pauli**,
comme il se doit pour des particules de spin $1/2$
- Aucun objet de **charge fractionnelle** n'a jamais été identifié ...
rappel : les leptons ont une charge entière...

Que sont les quarks en fait ?

Problèmes supplémentaires :

- La manière dont les quarks se combinent dans un baryon ne semble pas en accord avec le **principe d'exclusion de Pauli**, comme il se doit pour des particules de spin $1/2$
- Aucun objet de **charge fractionnelle** n'a jamais été identifié ...
rappel : les leptons ont une charge entière...
- Recherches des quarks : (Gell-Mann au sujet d'un ami faisant de la spectroscopie atomique)

And since most things with curious chemical behaviour in the ocean eventually are eaten by oysters, he is grinding up oysters and looking for quarks in them. He has not yet seen any, nor have any been found at very high energies in cosmic rays. So we must face the likelihood that quarks are not real.

M. Gell-Mann, "Elementary Particles ?", Proceedings of the Royal Institution, 41, no. 189 (1966).

Arguments en faveur de l'introduction de la couleur

(chromo dans QCD)

Arguments en faveur de l'introduction de la couleur

(chromo dans QCD)

- (Une certaine) couleur fut introduite en 1964-1965

O.W. Greenberg Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964),

Y. Nambu, Procs 2nd Coral Gables Conf., 133, 1965

M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev., 139, 1006 (1965).

Arguments en faveur de l'introduction de la couleur

(chromo dans QCD)

- (Une certaine) couleur fut introduite en 1964-1965
O.W. Greenberg Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964),
Y. Nambu, Procs 2nd Coral Gables Conf., 133, 1965
M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev., 139, 1006 (1965).
- **Motivations de Nambu** : (i) expliquer pourquoi toutes les particules prédites par la symétrie $SU(3)$ ne sont pas observées (pas de particules colorées \leftrightarrow plus lourdes car non-liées), (ii) permettre d'avoir des quarks de charge entière ...

Arguments en faveur de l'introduction de la couleur

(chromo dans QCD)

- (Une certaine) couleur fut introduite en 1964-1965
O.W. Greenberg Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964),
Y. Nambu, Procs 2nd Coral Gables Conf., 133, 1965
M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev., 139, 1006 (1965).
- **Motivations de Nambu** : (i) expliquer pourquoi toutes les particules prédites par la symétrie $SU(3)$ ne sont pas observées (pas de particules colorées \leftrightarrow plus lourdes car non-liées), (ii) permettre d'avoir des quarks de charge entière ...
- **Motivation de Greenberg** : expliquer l'étrange statistique des modèles de quarks non-relativistes (motivation partagée par Nambu).

Arguments en faveur de l'introduction de la couleur

(chromo dans QCD)

- (Une certaine) couleur fut introduite en 1964-1965
 O.W. Greenberg Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964),
 Y. Nambu, Procs 2nd Coral Gables Conf., 133, 1965
 M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev., 139, 1006 (1965).
- **Motivations de Nambu** : (i) expliquer pourquoi toutes les particules prédites par la symétrie $SU(3)$ ne sont pas observées (pas de particules colorées \leftrightarrow plus lourdes car non-liées), (ii) permettre d'avoir des quarks de charge entière ...
- **Motivation de Greenberg** : expliquer l'étrange statistique des modèles de quarks non-relativistes (motivation partagée par Nambu).
- Illustration habituelle : Δ^{++} : état fondamental ($L = 0$) de uuu avec $J = 3/2$, donc avec spin alignés
 \rightarrow conflit avec le principe d'exclusion de Pauli : besoin d'un degré de liberté supplémentaire

Arguments en faveur de l'introduction de la couleur

(chromo dans QCD)

- (Une certaine) couleur fut introduite en 1964-1965
 O.W. Greenberg Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964),
 Y. Nambu, Procs 2nd Coral Gables Conf., 133, 1965
 M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev., 139, 1006 (1965).
- **Motivations de Nambu** : (i) expliquer pourquoi toutes les particules prédites par la symétrie $SU(3)$ ne sont pas observées (pas de particules colorées \leftrightarrow plus lourdes car non-liées), (ii) permettre d'avoir des quarks de charge entière ...
- **Motivation de Greenberg** : expliquer l'étrange statistique des modèles de quarks non-relativistes (motivation partagée par Nambu).
- Illustration habituelle : Δ^{++} : état fondamental ($L = 0$) de uuu avec $J = 3/2$, donc avec spin alignés
 \rightarrow conflit avec le principe d'exclusion de Pauli : besoin d'un degré de liberté supplémentaire
- Facteur 3 manquant dans $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

Bardeen, Fritsch, Gell-Mann, Procs : SCALE AND CONFORMAL SYMMETRY IN HADRON PHYSICS. Wiley. 1973

Arguments en faveur de l'introduction de la couleur

(chromo dans QCD)

- (Une certaine) couleur fut introduite en 1964-1965
 O.W. Greenberg Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964),
 Y. Nambu, Procs 2nd Coral Gables Conf., 133, 1965
 M.Y. Han and Y. Nambu, Phys. Rev., 139, 1006 (1965).
- **Motivations de Nambu** : (i) expliquer pourquoi toutes les particules prédites par la symétrie $SU(3)$ ne sont pas observées (pas de particules colorées \leftrightarrow plus lourdes car non-liées), (ii) permettre d'avoir des quarks de charge entière ...
- **Motivation de Greenberg** : expliquer l'étrange statistique des modèles de quarks non-relativistes (motivation partagée par Nambu).
- Illustration habituelle : Δ^{++} : état fondamental ($L = 0$) de uuu avec $J = 3/2$, donc avec spin alignés
 \rightarrow conflit avec le principe d'exclusion de Pauli : besoin d'un degré de liberté supplémentaire
- Facteur 3 manquant dans $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
 Bardeen, Fritsch, Gell-Mann, Procs : SCALE AND CONFORMAL SYMMETRY IN HADRON PHYSICS. Wiley. 1973
- Facteur 3 manquant dans $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ (argument a posteriori)

Des objets ponctuels dans le proton

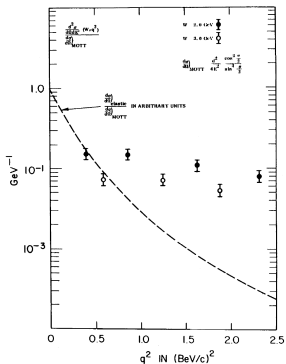
La diffusion ep à haute énergie dévie de la diffusion de Rutherford

Prix Nobel en 1990 pour l'expérience SLAC-MIT : J.I. Friedman, H.W. Kendall, R.E. Taylor, 1967

Des objets ponctuels dans le proton

La diffusion ep à haute énergie dévie de la diffusion de Rutherford

Prix Nobel en 1990 pour l'expérience SLAC-MIT : J.I. Friedman, H.W. Kendall, R.E. Taylor, 1967



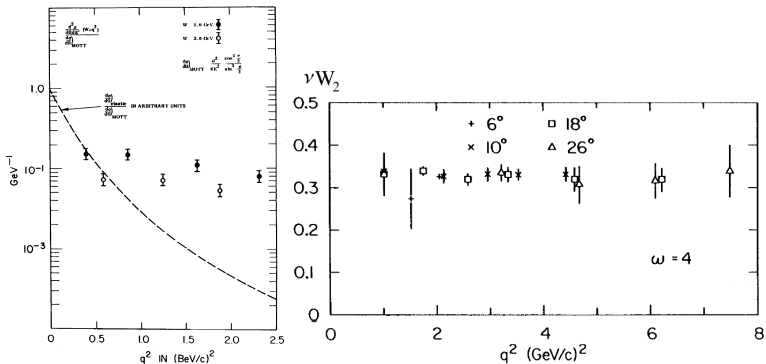
- Dépendance en Q^2 (résolution du γ) de la section efficace de DIS : **faible**

DIS : Deep Inelastic Scattering

Des objets ponctuels dans le proton

La diffusion ep à haute énergie dévie de la diffusion de Rutherford

Prix Nobel en 1990 pour l'expérience SLAC-MIT : J.I. Friedman, H.W. Kendall, R.E. Taylor, 1967



- Dépendance en Q^2 (résolution du γ) de la section efficace de DIS : **faible**

DIS : Deep Inelastic Scattering

- Facteur de forme DIS ($W_{1,2}$) ne sont fonctions que d'**une seule variable** (au lieu des 2 permises)

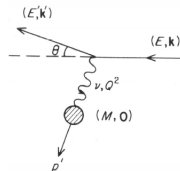
Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion élastique vs. inélastique

Results from the inelastic studies arrived swiftly : the momentum transfer dependence of the deep inelastic cross sections was found to be weak, and the deep inelastic form factors - which embodied the information about the proton structure - depended unexpectedly only on a single variable rather than the two allowed by kinematics alone

H. W. Kendall, Nobel Lecture

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \{ \dots \}$$



Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion élastique vs. inélastique

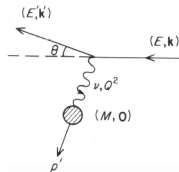
Results from the inelastic studies arrived swiftly : the momentum transfer dependence of the deep inelastic cross sections was found to be weak, and the deep inelastic form factors - which embodied the information about the proton structure - depended unexpectedly only on a single variable rather than the two allowed by kinematics alone

H. W. Kendall, Nobel Lecture

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \{ \dots \}$$

→ **Elastique** $e\mu \rightarrow e\mu$: μ ponctuel

$$\{ \dots \}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right)$$



Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion élastique vs. inélastique

Results from the inelastic studies arrived swiftly : the momentum transfer dependence of the deep inelastic cross sections was found to be weak, and the deep inelastic form factors - which embodied the information about the proton structure - depended unexpectedly only on a single variable rather than the two allowed by kinematics alone

H. W. Kendall, Nobel Lecture

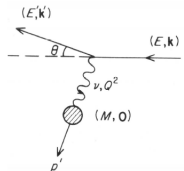
$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \{ \dots \}$$

→ **Elastique** $e\mu \rightarrow e\mu$: μ ponctuel

$$\{ \dots \}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta(\nu + \frac{q^2}{2m})$$

→ **Elastique** $ep \rightarrow ep$: proton avec une taille finie

$$\{ \dots \}_{ep \rightarrow ep} = \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta(\nu + \frac{q^2}{2m})$$



$$(\tau = -q^2/4M^2)$$

Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion élastique vs. inélastique

Results from the inelastic studies arrived swiftly : the momentum transfer dependence of the deep inelastic cross sections was found to be weak, and the deep inelastic form factors - which embodied the information about the proton structure - depended unexpectedly only on a single variable rather than the two allowed by kinematics alone

H. W. Kendall, Nobel Lecture

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \{ \dots \}$$

→ **Elastique** $e\mu \rightarrow e\mu$: μ ponctuel

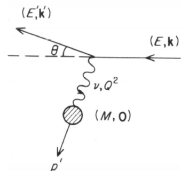
$$\{ \dots \}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right)$$

→ **Elastique** $ep \rightarrow ep$: proton avec une taille finie

$$\{ \dots \}_{ep \rightarrow ep} = \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right)$$

→ **Inélastique** $ep \rightarrow eX$:

$$\{ \dots \}_{ep \rightarrow eX} = \left(W_2(q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$



$$(\tau = -q^2/4M^2)$$

Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion sur des “partons” ponctuels

- Considérons une **diffusion élastique** sur une particule **ponctuelle** (1 parton) dans le proton comme une contribution à la diffusion **inélastique**

Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion sur des “partons” ponctuels

- Considérons une **diffusion élastique** sur une particule **ponctuelle** (1 parton) dans le proton comme une contribution à la diffusion **inélastique**
- De la section efficace $e\mu \rightarrow e\mu$, nous pouvons extraire W_1 et W_2 :

$$\{\dots\}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \{\dots\}_{ep \rightarrow eX} \quad (\text{en changeant les masses})$$

Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion sur des "partons" ponctuels

- Considérons une **diffusion élastique** sur une particule **ponctuelle** (1 parton) dans le proton comme une contribution à la diffusion **inélastique**
- De la section efficace $e\mu \rightarrow e\mu$, nous pouvons extraire W_1 et W_2 :

$$\{\dots\}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \{\dots\}_{ep \rightarrow eX} \quad (\text{en changeant les masses})$$

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} : 2W_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m^2} \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow \boxed{2mW_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})}$$

$$\cos^2 \frac{\theta}{2} : W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow \boxed{\nu W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})}$$

Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion sur des "partons" ponctuels

- Considérons une **diffusion élastique** sur une particule **ponctuelle** (1 parton) dans le proton comme une contribution à la diffusion **inélastique**
 - De la section efficace $e\mu \rightarrow e\mu$, nous pouvons extraire W_1 et W_2 :

$$\{\dots\}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \{\dots\}_{ep \rightarrow eX} \quad (\text{en changeant les masses})$$
- $\sin^2 \frac{\theta}{2} : 2W_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m^2} \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow 2mW_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})$
- $\cos^2 \frac{\theta}{2} : W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow \nu W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})$
- W_1^{point} et νW_2^{point} sont maintenant seulement fonctions de $\frac{Q^2}{2m\nu} \equiv \omega$: scaling !

Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion sur des "partons" ponctuels

- Considérons une **diffusion élastique** sur une particule **ponctuelle** (1 parton) dans le proton comme une contribution à la diffusion **inélastique**
- De la section efficace $e\mu \rightarrow e\mu$, nous pouvons extraire W_1 et W_2 :

$$\{\dots\}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \{\dots\}_{ep \rightarrow eX} \quad (\text{en changeant les masses})$$

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} : 2W_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m^2} \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow \boxed{2mW_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})}$$

$$\cos^2 \frac{\theta}{2} : W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow \boxed{\nu W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})}$$

- W_1^{point} et νW_2^{point} sont maintenant seulement fonctions de $\frac{Q^2}{2m\nu} \equiv \omega$: scaling !
- Pour un parton d'impulsion $x p_L$:

$$F_1(\omega) = MW_1(\nu, Q^2) = \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

$$F_2(\omega) = \nu W_2(\nu, Q^2) = x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

Scaling de Bjorken et les constituants ponctuels

Diffusion sur des "partons" ponctuels

- Considérons une **diffusion élastique** sur une particule **ponctuelle** (1 parton) dans le proton comme une contribution à la diffusion **inélastique**

- De la section efficace $e\mu \rightarrow e\mu$, nous pouvons extraire W_1 et W_2 :

$$\{\dots\}_{e\mu \rightarrow e\mu} = \{\dots\}_{ep \rightarrow eX} \quad (\text{en changeant les masses})$$

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} : 2W_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m^2} \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow \boxed{2mW_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})}$$

$$\cos^2 \frac{\theta}{2} : W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(\nu - \frac{Q^2}{2m}) \rightarrow \boxed{\nu W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu})}$$

- W_1^{point} et νW_2^{point} sont maintenant seulement fonctions de $\frac{Q^2}{2m\nu} \equiv \omega$: scaling !

- Pour un parton d'impulsion $x p_L$:

$$F_1(\omega) = MW_1(\nu, Q^2) = \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

$$F_2(\omega) = \nu W_2(\nu, Q^2) = x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

- Idem pour une somme incohérente de ce type de contributions

Scaling de Bjorken et modèle des partons (de Feynman)

Distribution de partons et relations de Callan-Gross

Scaling de Bjorken et modèle des partons (de Feynman)

Distribution de partons et relations de Callan-Gross

- Considérons **tous les partons d'un proton** en prenant la **probabilité** de trouver un parton de type i d'impulsion $x p_L$, $f_i(x)$, ($\sum_i \int dx f_i(x) = 1$),

$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega}) \quad \& \quad F_2(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

Scaling de Bjorken et modèle des partons (de Feynman)

Distribution de partons et relations de Callan-Gross

- Considérons **tous les partons d'un proton** en prenant la **probabilité** de trouver un parton de type i d'impulsion $x p_L$, $f_i(x)$, ($\sum_i \int dx f_i(x) = 1$),

$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega}) \quad \& \quad F_2(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

- Ceci donne $F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x)$

($F_1(x)$ et $F_2(x)$ sont appelées les fonctions de structure, à ne pas confondre avec $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$, les facteurs de forme)

Scaling de Bjorken et modèle des partons (de Feynman)

Distribution de partons et relations de Callan-Gross

- Considérons **tous les partons d'un proton** en prenant la **probabilité** de trouver un parton de type i d'impulsion $x p_L$, $f_i(x)$, ($\sum_i \int dx f_i(x) = 1$),

$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega}) \quad \& \quad F_2(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

- Ceci donne $F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x)$

($F_1(x)$ et $F_2(x)$ sont appelées les fonctions de structure, à ne pas confondre avec $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$, les facteurs de forme)

- La relation entre F_1 and F_2 est la **relation de Callan-Gross**, typique de partons de spin 1/2 (on est parti de $e\mu \rightarrow e\mu$) C. Callan, F.Gross, 1968

Scaling de Bjorken et modèle des partons (de Feynman)

Distribution de partons et relations de Callan-Gross

- Considérons **tous les partons d'un proton** en prenant la **probabilité** de trouver un parton de type i d'impulsion $x p_L$, $f_i(x)$, ($\sum_i \int dx f_i(x) = 1$),

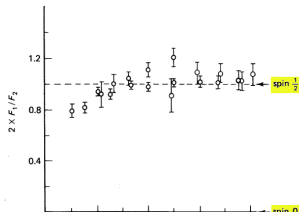
$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega}) \quad \& \quad F_2(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

- Ceci donne $F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x)$

($F_1(x)$ et $F_2(x)$ sont appelées les fonctions de structure, à ne pas confondre avec $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$, les facteurs de forme

- La relation entre F_1 and F_2 est la **relation de Callan-Gross**, typique de partons de spin 1/2 (on est parti de $e\mu \rightarrow e\mu$) C. Callan, F.Gross, 1968

- Sa confirmation expérimentale fut une indication supplémentaire que le **proton est fait de quarks**



Scaling de Bjorken et modèle des partons (de Feynman)

Distribution de partons et relations de Callan-Gross

- Considérons **tous les partons d'un proton** en prenant la **probabilité** de trouver un parton de type i d'impulsion $x p_L$, $f_i(x)$, ($\sum_i \int dx f_i(x) = 1$),

$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega}) \quad \& \quad F_2(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

- Ceci donne $F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x)$

($F_1(x)$ et $F_2(x)$ sont appelées les fonctions de structure, à ne pas confondre avec $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$, les facteurs de forme)

- La relation entre F_1 and F_2 est la **relation de Callan-Gross**, typique de partons de spin 1/2 (on est parti de $e\mu \rightarrow e\mu$) C. Callan, F.Gross, 1968
- Sa confirmation expérimentale fut une indication supplémentaire que le **proton est fait de quarks**
- $f_i(x)$ sont appelées **Parton Distribution Fonctions**, définie pour chaque saveur de quark ainsi que pour les gluons

Scaling de Bjorken et modèle des partons (de Feynman)

Distribution de partons et relations de Callan-Gross

- Considérons **tous les partons d'un proton** en prenant la **probabilité** de trouver un parton de type i d'impulsion $x p_L$, $f_i(x)$, ($\sum_i \int dx f_i(x) = 1$),

$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) \frac{1}{2} \delta(x - \frac{1}{\omega}) \quad \& \quad F_2(x) = \sum_i e_i^2 \int dx f_i(x) x \delta(x - \frac{1}{\omega})$$

- Ceci donne $F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x)$

($F_1(x)$ et $F_2(x)$ sont appelées les fonctions de structure, à ne pas confondre avec $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$, les facteurs de forme)

- La relation entre F_1 and F_2 est la **relation de Callan-Gross**, typique de partons de spin 1/2 (on est parti de $e\mu \rightarrow e\mu$) C. Callan, F.Gross, 1968
- Sa confirmation expérimentale fut une indication supplémentaire que le **proton est fait de quarks**
- $f_i(x)$ sont appelées **Parton Distribution Fonctions**, définie pour chaque saveur de quark ainsi que pour les gluons
- Les PDFs donnent la **probabilité** d'avoir un parton (quark ou gluon) avec une fraction d'impulsion x dans le proton.

L'interaction forte qui devient faible ...

- Dans sa leçon Nobel, D. Gross dit :

the vanishing of the effective coupling at short distances, latter called asymptotic freedom, was necessary to explain scaling [...] One might suspect that this is the only way to get pointlike behavior at short distances

D. Gross, Rev. Mod. Phys, 77 (2005) 837

L'interaction forte qui devient faible ...

- Dans sa leçon Nobel, D. Gross dit :

the vanishing of the effective coupling at short distances, latter called asymptotic freedom, was necessary to explain scaling [...] One might suspect that this is the only way to get pointlike behavior at short distances

D. Gross, Rev. Mod. Phys, 77 (2005) 837

- Grâce à l'**auto-interaction des gluons**, l'interaction devient bien **faible à courte distance** !

Liberté asymptotique (slides en réserve)

L'interaction forte qui devient faible ...

- Dans sa leçon Nobel, D. Gross dit :

the vanishing of the effective coupling at short distances, latter called asymptotic freedom, was necessary to explain scaling [...] One might suspect that this is the only way to get pointlike behavior at short distances

D. Gross, Rev. Mod. Phys, 77 (2005) 837

- Grâce à l'**auto-interaction des gluons**, l'interaction devient bien **faible à courte distance** !

Liberté asymptotique (slides en réserve)

- Démonstration par Gross, Wilczek, Politzer pour les théories (non-Abéliennes) de Yang-Mills en 1973 (ce que QCD est)

L'interaction forte qui devient faible ...

- Dans sa leçon Nobel, D. Gross dit :

the vanishing of the effective coupling at short distances, latter called asymptotic freedom, was necessary to explain scaling [...] One might suspect that this is the only way to get pointlike behavior at short distances

D. Gross, Rev. Mod. Phys, 77 (2005) 837

- Grâce à l'**auto-interaction des gluons**, l'interaction devient bien **faible à courte distance** !

Liberté asymptotique (slides en réserve)

- Démonstration par Gross, Wilczek, Politzer pour les théories (non-Abéliennes) de Yang-Mills en 1973 (ce que QCD est)
- **Prix Nobel** pour les 3 en 2003

L'interaction forte qui devient faible ...

- Dans sa leçon Nobel, D. Gross dit :

the vanishing of the effective coupling at short distances, latter called asymptotic freedom, was necessary to explain scaling [...] One might suspect that this is the only way to get pointlike behavior at short distances

D. Gross, Rev. Mod. Phys, 77 (2005) 837

- Grâce à l'**auto-interaction des gluons**, l'interaction devient bien **faible à courte distance** !

Liberté asymptotique (slides en réserve)

- Démonstration par Gross, Wilczek, Politzer pour les théories (non-Abéliennes) de Yang-Mills en 1973 (ce que QCD est)
- **Prix Nobel** pour les 3 en 2003
- Tout semble aller bien, sauf qu'on ne voit toujours **pas de quarks libres** ... pourquoi ? existent-ils vraiment ?

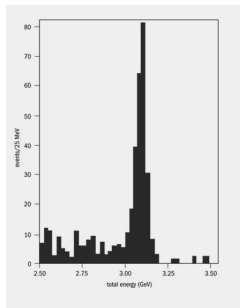
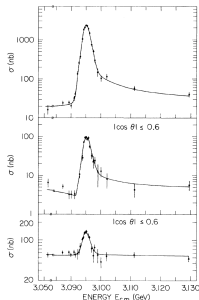
La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

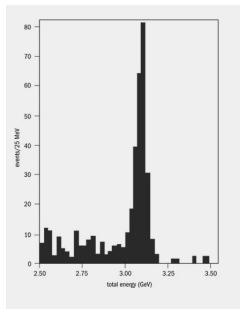
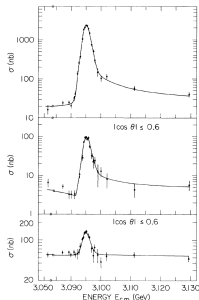
- **Découverte d'une résonance étroite** à SLAC (e^+e^-) et à BNL (p-noyau) à $\sqrt{s} = 3.1$ GeV



La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

- **Découverte d'une résonance étroite** à SLAC (e^+e^-) et à BNL (p-noyau) à $\sqrt{s} = 3.1$ GeV

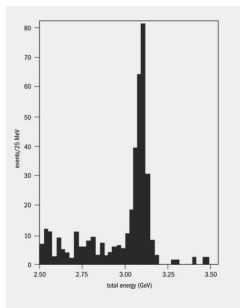
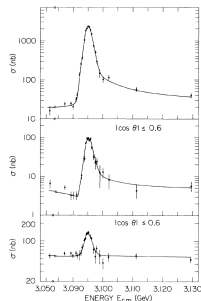


- Directement vue comme un **état lié d'un nouveau quark** ($m_c \sim 1.5$ GeV)

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

- **Découverte d'une résonance étroite** à SLAC (e^+e^-) et à BNL (p-noyau) à $\sqrt{s} = 3.1$ GeV

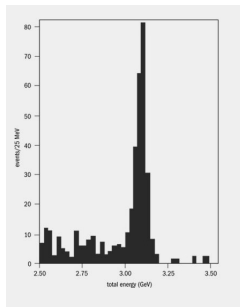
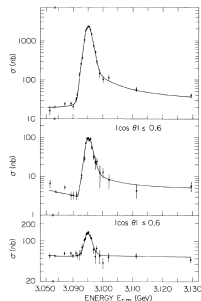


- Directement vue comme un **état lié d'un nouveau quark** ($m_c \sim 1.5$ GeV)
- Le **quark charmé** de charge $+2/3$, était **attendu** selon le mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) pour expliquer $K \rightarrow \mu^+ \mu^-$

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

- **Découverte d'une résonance étroite** à SLAC (e^+e^-) et à BNL (p-noyau) à $\sqrt{s} = 3.1$ GeV



- Directement vue comme un **état lié d'un nouveau quark** ($m_c \sim 1.5$ GeV)
- Le **quark charmé** de charge $+2/3$, était **attendu** selon le mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) pour expliquer $K \rightarrow \mu^+ \mu^-$
- D'autres résonances un peu plus lourdes furent ensuite découvertes

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

- Toutes facilement expliquées comme **analogue d'un positronium non-relativiste** en utilisant un potentiel pour QCD avec une partie coulombienne et confinante :

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

- Toutes facilement expliquées comme **analogue d'un positronium non-relativiste** en utilisant un potentiel pour QCD avec une partie coulombienne et confinante :
 - QED : $V(x) = -\alpha/r$
 - QCD : $V(x) = -4/3\alpha/r + kr$ ($4/3$: plus d'un gluon peut prendre part à $q \rightarrow qg$)

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

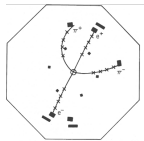
La révolution de novembre (en 1974)

- Toutes facilement expliquées comme **analogue d'un positronium non-relativiste** en utilisant un potentiel pour QCD avec une partie coulombienne et confinante :
 - QED : $V(x) = -\alpha/r$
 - QCD : $V(x) = -4/3\alpha/r + kr$ ($4/3$: plus d'un gluon peut prendre part à $q \rightarrow qg$)
 - Découverte : 1^3S_1 , ensuite 2^3S_1 , ensuite $1^3P_{0,1,2}$ appelé **charmonium**

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

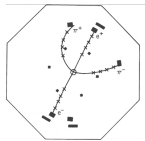
- Toutes facilement expliquées comme **analogue d'un positronium non-relativiste** en utilisant un potentiel pour QCD avec une partie coulombienne et confinante :
 - QED : $V(x) = -\alpha/r$
 - QCD : $V(x) = -4/3\alpha/r + kr$ ($4/3$: plus d'un gluon peut prendre part à $q \rightarrow qg$)
 - Découverte : 1^3S_1 , ensuite 2^3S_1 , ensuite $1^3P_{0,1,2}$ appelé **charmonium**
- La première résonnances à 3.1 GeV ayant été découverte par 2 groupes, elle porte deux noms :



La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

- Toutes facilement expliquées comme **analogue d'un positronium non-relativiste** en utilisant un potentiel pour QCD avec une partie coulombienne et confinante :
 - QED : $V(x) = -\alpha/r$
 - QCD : $V(x) = -4/3\alpha/r + kr$ ($4/3$: plus d'un gluon peut prendre part à $q \rightarrow qg$)
 - Découverte : 1^3S_1 , ensuite 2^3S_1 , ensuite $1^3P_{0,1,2}$ appelé **charmonium**
- La première résonances à 3.1 GeV ayant été découverte par 2 groupes, elle porte deux noms :

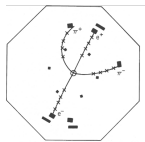


- Les quarks acquièrent une existence physique !

La découverte des quarks lourds : les quarks deviennent réalité !

La révolution de novembre (en 1974)

- Toutes facilement expliquées comme **analogue d'un positronium non-relativiste** en utilisant un potentiel pour QCD avec une partie coulombienne et confinante :
 - QED : $V(x) = -\alpha/r$
 - QCD : $V(x) = -4/3\alpha/r + kr$ ($4/3$: plus d'un gluon peut prendre part à $q \rightarrow qg$)
 - Découverte : 1^3S_1 , ensuite 2^3S_1 , ensuite $1^3P_{0,1,2}$ appelé **charmonium**
- La première résonances à 3.1 GeV ayant été découverte par 2 groupes, elle porte deux noms :



- Les quarks acquièrent une existence physique !
- B. Richter (SLAC) et S. Ting (BNL) obtinrent le **prix Nobel en 1976**

Deuxième partie II

Les collisions d'ions lourds
(ultra-)relativistes : un outil pour
comprendre le (dé)confinement

vers une thermodynamique des particules élémentaires ?

- Grande énergie de collision (E) \leftrightarrow création de particules très massives :
 $E = M(c^2)$

vers une thermodynamique des particules élémentaires ?

- Grande énergie de collision (E) \leftrightarrow création de particules très massives :

COMPARAISON :

$$E = M(c^2)$$

- Energie d'agitation thermique à 100°C : $\frac{1}{30}$ eV (electronVolt)
- Energie d'**une seule collision** pp au LHC : 7 (14) TeV

$E \nearrow$: la manière classique de rechercher la "nouvelle" physique

vers une thermodynamique des particules élémentaires ?

- Grande énergie de collision (E) \leftrightarrow création de particules très massives :

COMPARAISON :

$$E = M(c^2)$$

- Energie d'agitation thermique à 100°C : $\frac{1}{30}$ eV (electronVolt)
- Energie d'**une seule collision** pp au LHC : 7 (14) TeV

$E \nearrow$: la manière classique de rechercher la "nouvelle" physique



Large Hadron Collider

vers une thermodynamique des particules élémentaires ?

- Grande énergie de collision (E) \leftrightarrow création de particules très massives :

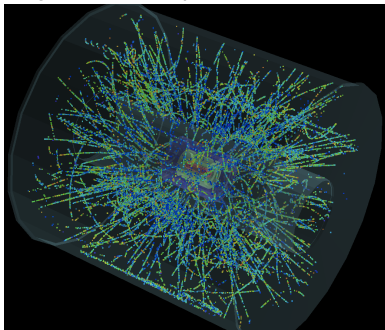
COMPARAISON :

$$E = M(c^2)$$

- Energie d'agitation thermique à 100°C : $\frac{1}{30}$ eV (electronVolt)
- Energie d'**une seule collision** pp au LHC : 7 (14) TeV

$E \nearrow$: la manière classique de rechercher la "nouvelle" physique

En outre, 7 TeV : Energie suffisante pour créer $\simeq 7000$ protons en une fois !



Evénement pp vu par ALICE

vers une thermodynamique des particules élémentaires ?

- Grande énergie de collision (E) \leftrightarrow création de particules très massives :

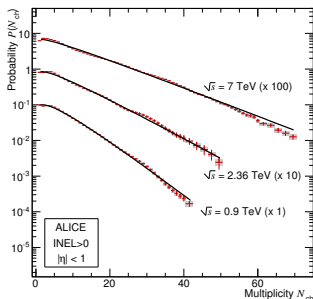
COMPARAISON :

$$E = M(c^2)$$

- Energie d'agitation thermique à 100°C : $\frac{1}{30}$ eV (electronVolt)
- Energie d'**une seule collision** pp au LHC : 7 (14) TeV

$E \nearrow$: la manière classique de rechercher la "nouvelle" physique

En outre, 7 TeV : Energie suffisante pour créer $\simeq 7000$ protons en une fois !



ALICE Collab., EPJC (2010) 68 345

Conditions atteintes dans une collision noyau-noyau

Conditions atteintes dans une collision noyau-noyau

- Température : $T = 100-1000 \text{ MeV}$ (1 MeV = 10 milliards de degrés)
jusqu'à un million de fois la température au centre du soleil

Conditions atteintes dans une collision noyau-noyau

- Température : $T = 100-1000 \text{ MeV}$ (1 MeV = 10 milliards de degrés)
jusqu'à un million de fois la température au centre du soleil
- Pression : $P = 100 - 300 \text{ MeV/fm}^3$ (1 fm = 10^{-15} m , $1 \text{ MeV/fm}^3 = 10^{28} \text{ atm}$)
au centre de la terre : 3.6 millions atm.

Conditions atteintes dans une collision noyau-noyau

- Température : $T = 100\text{--}1000 \text{ MeV}$ (1 MeV = 10 milliards de degrés)
jusqu'à un million de fois la température au centre du soleil
- Pression : $P = 100\text{--}300 \text{ MeV/fm}^3$ (1 fm = 10^{-15}m , $1\text{MeV/fm}^3 = 10^{28}\text{atm}$)
au centre de la terre : 3.6 millions atm.
- Densité : $\rho = 1\text{--}10\rho_0$ la densité dans un noyau d'or ($\rho_0 = 3 \cdot 10^{24}\text{g/cm}^3$)
(densité d'un atome d'or : 19 g/cm^3)

Conditions atteintes dans une collision noyau-noyau

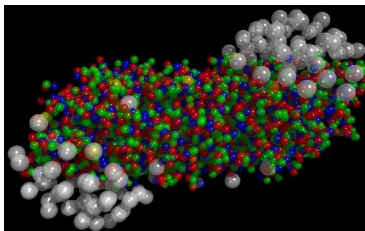
- Température : $T = 100 - 1000 \text{ MeV}$ (1 MeV = 10 milliards de degrés)
jusqu'à un million de fois la température au centre du soleil
- Pression : $P = 100 - 300 \text{ MeV/fm}^3$ (1 fm = 10^{-15} m , $1 \text{ MeV/fm}^3 = 10^{28} \text{ atm}$)
au centre de la terre : 3.6 millions atm.
- Densité : $\rho = 1 - 10 \rho_0$ la densité dans un noyau d'or ($\rho_0 = 3 \cdot 10^{24} \text{ g/cm}^3$)
(densité d'un atome d'or : 19 g/cm^3)
- Volume : près de 2000 fm^3

Conditions atteintes dans une collision noyau-noyau

- Température : $T = 100\text{--}1000 \text{ MeV}$ (1 MeV = 10 milliards de degrés)
jusqu'à un million de fois la température au centre du soleil
- Pression : $P = 100\text{--}300 \text{ MeV/fm}^3$ (1 fm = 10^{-15}m , $1\text{MeV/fm}^3 = 10^{28}\text{atm}$)
au centre de la terre : 3.6 millions atm.
- Densité : $\rho = 1\text{--}10\rho_0$ la densité dans un noyau d'or ($\rho_0 = 3 \cdot 10^{24}\text{g/cm}^3$)
(densité d'un atome d'or : 19 g/cm^3)
- Volume : près de 2000 fm^3
- Durée : à peu près 10 fm/c (càd. $3 \cdot 10^{-23}\text{s}$)

Conditions atteintes dans une collision noyau-noyau

- Température : $T = 100 - 1000 \text{ MeV}$ (1 MeV = 10 milliards de degrés)
jusqu'à un million de fois la température au centre du soleil
- Pression : $P = 100 - 300 \text{ MeV/fm}^3$ (1 fm = 10^{-15} m , $1 \text{ MeV/fm}^3 = 10^{28} \text{ atm}$)
au centre de la terre : 3.6 millions atm.
- Densité : $\rho = 1 - 10 \rho_0$ la densité dans un noyau d'or ($\rho_0 = 3 \cdot 10^{24} \text{ g/cm}^3$)
(densité d'un atome d'or : 19 g/cm^3)
- Volume : près de 2000 fm^3
- Durée : à peu près 10 fm/c (càd. $3 \cdot 10^{-23} \text{ s}$)



Différents stades d'évolution d'une collision

Différents stades d'évolution d'une collision

- collisions initiales : $t \leq t_{coll} \simeq \frac{2R}{\gamma_{cms}^{boost} c}$

Différents stades d'évolution d'une collision

- collisions initiales : $t \leq t_{coll} \simeq \frac{2R}{\gamma_{cms}^{boost} c}$
- thermalisation : l'équilibre est atteint : $t \leq 1\text{fm}/c$

Différents stades d'évolution d'une collision

- collisions initiales : $t \leq t_{coll} \simeq \frac{2R}{\gamma_{cms}^{boost} c}$
- thermalisation : l'équilibre est atteint : $t \leq 1\text{fm}/c$
- expansion et refroidissement : $t \leq 10 - 15\text{fm}/c$

Différents stades d'évolution d'une collision

- collisions initiales : $t \leq t_{coll} \simeq \frac{2R}{\gamma_{cms}^{boost} c}$
- thermalisation : l'équilibre est atteint : $t \leq 1\text{fm}/c$
- expansion et refroidissement : $t \leq 10 - 15\text{fm}/c$
- hadronisation

Différents stades d'évolution d'une collision

- collisions initiales : $t \leq t_{coll} \simeq \frac{2R}{\gamma_{cms}^{boost} c}$
- thermalisation : l'équilibre est atteint : $t \leq 1\text{fm}/c$
- expansion et refroidissement : $t \leq 10 - 15\text{fm}/c$
- hadronisation
- “congélation” chimique : les collisions inélastiques cessent
→ les populations sont fixées

Différents stades d'évolution d'une collision

- collisions initiales : $t \leq t_{coll} \simeq \frac{2R}{\gamma_{cms}^{boost} c}$
- thermalisation : l'équilibre est atteint : $t \leq 1\text{fm}/c$
- expansion et refroidissement : $t \leq 10 - 15\text{fm}/c$
- hadronisation
- “congélation” chimique : les collisions inélastiques cessent
→ les populations sont fixées
- “congélation” cinétique : les collisions élastiques cessent
→ les spectres sont fixés : $t_+ \leq 3 - 5\text{fm}/c$

Equation d'état : cas idéal

Equation d'état : cas idéal

- contribution de chaque espèce à la densité d'énergie :

$$\varepsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sum_i \frac{E_i}{e^{\frac{E_i}{k_B T}} \pm 1}$$

Equation d'état : cas idéal

- contribution de chaque espèce à la densité d'énergie :

$$\varepsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sum_i \frac{E_i}{e^{\frac{E_i}{k_B T}} \pm 1}$$

- Pour T grand, les masses et le terme ± 1 ne comptent pas

Equation d'état : cas idéal

- contribution de chaque espèce à la densité d'énergie :

$$\varepsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sum_i \frac{E_i}{e^{\frac{E_i}{k_B T}} \pm 1}$$

- Pour T grand, les masses et le terme ± 1 ne comptent pas

- $\varepsilon \simeq \frac{\pi^2}{30} NT^4$: N =nombre de degrés de liberté

Equation d'état : cas idéal

- contribution de chaque espèce à la densité d'énergie :

$$\varepsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sum_i \frac{E_i}{e^{\frac{E_i}{k_B T}} \pm 1}$$

- Pour T grand, les masses et le terme ± 1 ne comptent pas

- $\varepsilon \simeq \frac{\pi^2}{30} N T^4$: N =nombre de degrés de liberté

- Pour $T \rightarrow 0$, $\varepsilon \sim e^{-\frac{m\pi}{T}}$

Equation d'état : cas idéal

- contribution de chaque espèce à la densité d'énergie :

$$\varepsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sum_i \frac{E_i}{e^{\frac{E_i}{k_B T}} \pm 1}$$

- Pour T grand, les masses et le terme ± 1 ne comptent pas

- $\varepsilon \simeq \frac{\pi^2}{30} N T^4$: N =nombre de degrés de liberté

- Pour $T \rightarrow 0$, $\varepsilon \sim e^{-\frac{m\pi}{T}}$

- gaz de pions : $N = 3$

(pas de couleur, pas de spin, seulement π^+ , π^- , π^0)

Equation d'état : cas idéal

- contribution de chaque espèce à la densité d'énergie :

$$\varepsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \sum_i \frac{E_i}{e^{\frac{E_i}{k_B T}} \pm 1}$$

- Pour T grand, les masses et le terme ± 1 ne comptent pas

- $\varepsilon \simeq \frac{\pi^2}{30} N T^4$: N =nombre de degrés de liberté

- Pour $T \rightarrow 0$, $\varepsilon \sim e^{-\frac{m_\pi}{T}}$

- gaz de pions : $N = 3$

(pas de couleur, pas de spin, seulement π^+ , π^- , π^0)

- plasma de quark et de gluons

- gluon : 8 couleurs, 2 hélicités
- quark par saveur : 3 couleurs, 2 spins, q et \bar{q}
- $N \simeq 50$ if $T < m_{charm}$

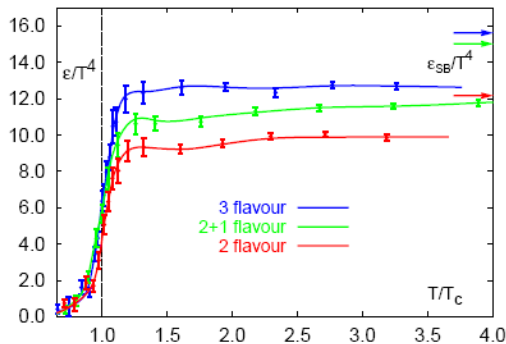
Equation d'état : cas idéal

Equation d'état : cas idéal

- Les résultats de QCD sur réseau suggèrent une transition de phase vers $T_c \sim 170$ MeV

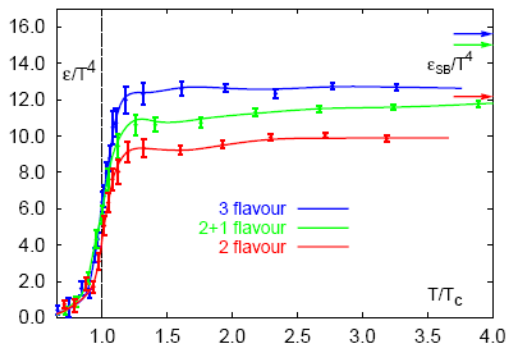
Equation d'état : cas idéal

- Les résultats de QCD sur réseau suggèrent une transition de phase vers $T_c \sim 170$ MeV



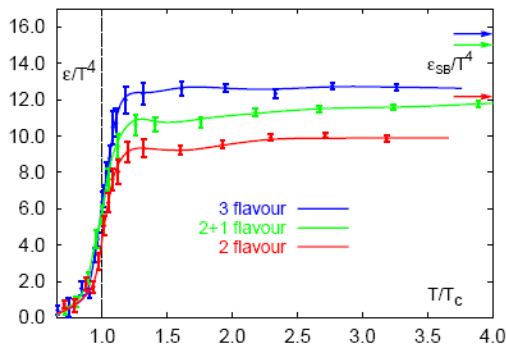
Equation d'état : cas idéal

- Les résultats de QCD sur réseau suggèrent une transition de phase vers $T_c \sim 170$ MeV
- Les valeurs idéales ne seraient pas atteintes : couplage reste “fort”



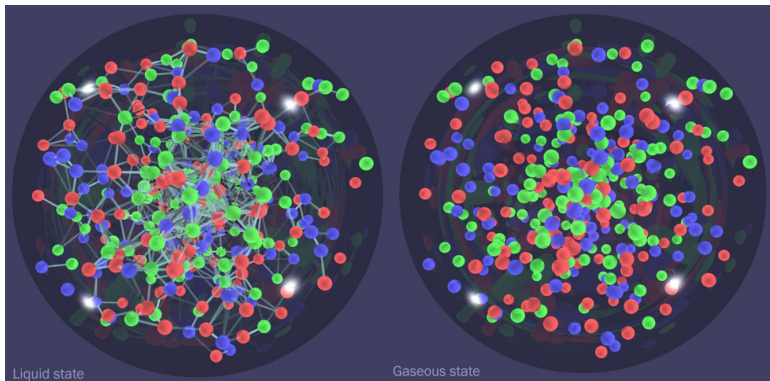
Equation d'état : cas idéal

- Les résultats de QCD sur réseau suggèrent une transition de phase vers $T_c \sim 170$ MeV
- Les valeurs idéales ne seraient pas atteintes : couplage reste “fort”
- Le QGP se comporte plutôt comme liquide que comme un gaz



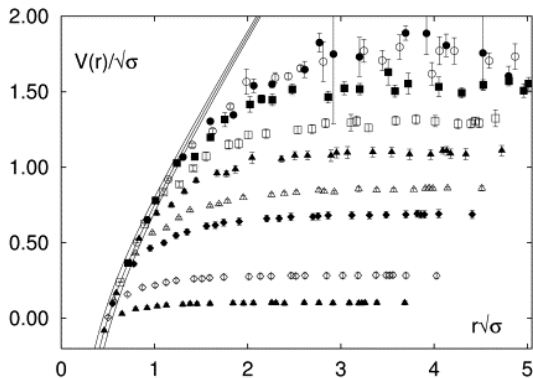
Equation d'état : cas idéal

- Les résultats de QCD sur réseau suggèrent une transition de phase vers $T_c \sim 170$ MeV
- Les valeurs idéales ne seraient pas atteintes : couplage reste “fort”
- Le QGP se comporte plutôt comme liquide que comme un gaz



Modification du potentiel quark-antiquark par écrantage

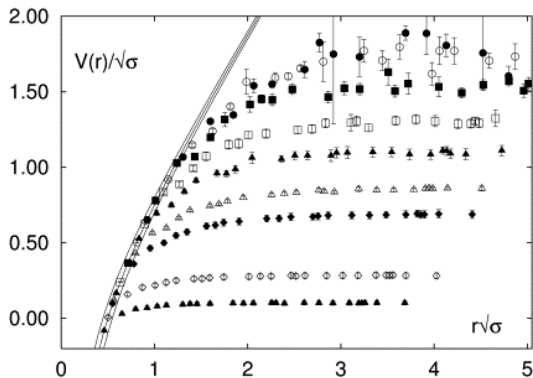
QCD sur réseau



F. Karsch *et al.*, PLB 605 (2001) 579

Modification du potentiel quark-antiquark par écrantage

QCD sur réseau



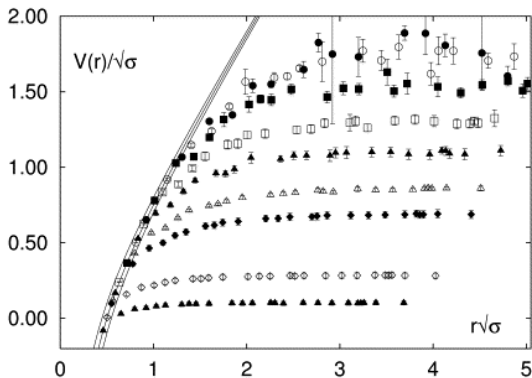
F. Karsch *et al.*, PLB 605 (2001) 579

- Quand $T \nearrow$, le **potentiel** à grande distance **diminuit**

$T/T_c = 0.58, 0.66, 0.74, 0.84, 0.9, 0.94, 0.97, 1.06$ et 1.15 (de haut en bas)

Modification du potentiel quark-antiquark par écrantage

QCD sur réseau



F. Karsch *et al.*, PLB 605 (2001) 579

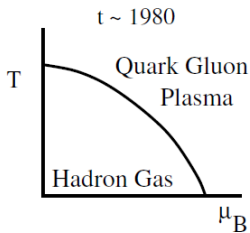
- Quand $T \nearrow$, le **potentiel** à grande distance **diminue**

$T/T_c = 0.58, 0.66, 0.74, 0.84, 0.9, 0.94, 0.97, 1.06$ et 1.15 (de haut en bas)

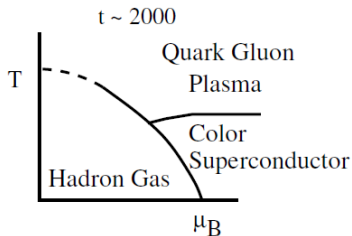
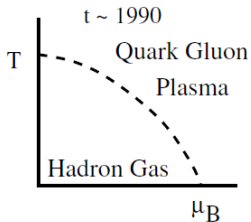
- Certains états liés pourraient ainsi se **dissocier**

Diagramme de phase en fonction du temps (scientifique)

The Evolving QCD Phase Transition



Critical Temperature 150 - 200 MeV ($\mu_B = 0$)
Critical Density 1/2-2 Baryons/ fm^3 ($T = 0$)



Sondes pour étudier le diagramme de phase de QCD

Sondes pour étudier le diagramme de phase de QCD

- Émissions thermiques : **photons**

Sondes pour étudier le diagramme de phase de QCD

- Émissions thermiques : **photons**
- Écrantage : dissociation des **quarkonia**

Sondes pour étudier le diagramme de phase de QCD

- Émissions thermiques : **photons**
- Écrantage : dissociation des **quarkonia**
- Équilibre chimique, ... : augmentation de l'**étrangeté**

Sondes pour étudier le diagramme de phase de QCD

- **Émissions thermiques** : **photons**
- **Écrantage** : dissociation des **quarkonia**
- **Équilibre chimique**, ... : augmentation de l'**étrangeté**
- **Effet de compression** : **asymétrie azimutale**
(gradient de pression dans la zone de recouvrement des deux noyaux contractés)

Sondes pour étudier le diagramme de phase de QCD

- **Émissions thermiques** : **photons**
- **Écrantage** : dissociation des **quarkonia**
- **Équilibre chimique**, ... : augmentation de l'**étrangeté**
- **Effet de compression** : **asymétrie azimutale**
(gradient de pression dans la zone de recouvrement des deux noyaux contractés)
- **Creation d'une matière dense** : atténuation des **jets**, perte d'énergie des **quarks lourds**, ...

Troisième partie III

Conclusion

Conclusion

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés
- Il y a 6 quarks : u, d, s ("léger") et c, b, t (lourd)

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés
- Il y a 6 quarks : u, d, s ("léger") et c, b, t (lourd)
- Tous sauf le t peuvent former des états liés hadroniques

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés
- Il y a 6 quarks : u, d, s ("léger") et c, b, t (lourd)
- Tous sauf le t peuvent former des états liés hadroniques
- Le couplage de QCD est grand à longue distance
mais petit à courte distance

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés
- Il y a 6 quarks : u, d, s ("léger") et c, b, t (lourd)
- Tous sauf le t peuvent former des états liés hadroniques
- Le couplage de QCD est grand à longue distance
mais petit à courte distance
- Ceci permet d'utiliser les méthodes perturbatives (graphes de Feynman) pour calculer les taux de réaction (sections efficaces)

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés
- Il y a 6 quarks : u, d, s ("léger") et c, b, t (lourd)
- Tous sauf le t peuvent former des états liés hadroniques
- Le couplage de QCD est grand à longue distance
mais petit à courte distance
- Ceci permet d'utiliser les méthodes perturbatives (graphes de Feynman) pour calculer les taux de réaction (sections efficaces)
- Jusqu'à maintenant, QCD n'a aucune difficulté (majeure) à décrire toutes les propriétés d'interaction des hadrons

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés
- Il y a 6 quarks : u, d, s ("léger") et c, b, t (lourd)
- Tous sauf le t peuvent former des états liés hadroniques
- Le couplage de QCD est grand à longue distance
mais petit à courte distance
- Ceci permet d'utiliser les méthodes perturbatives (graphes de Feynman) pour calculer les taux de réaction (sections efficaces)
- Jusqu'à maintenant, QCD n'a aucune difficulté (majeure) à décrire toutes les propriétés d'interaction des hadrons
- La seule réelle difficulté reste le manque
d'explication ab initio du confinement

Conclusion

- QCD est la meilleure théorie de l'interaction forte
- Cadre parfaitement avec le Modèle Standard
(pas très différente de la théorie électrofaible)
- Les hadrons sont faits de quarks et gluons colorés
- Il y a 6 quarks : u, d, s ("léger") et c, b, t (lourd)
- Tous sauf le t peuvent former des états liés hadroniques
- Le couplage de QCD est grand à longue distance
mais petit à courte distance
- Ceci permet d'utiliser les méthodes perturbatives (graphes de Feynman) pour calculer les taux de réaction (sections efficaces)
- Jusqu'à maintenant, QCD n'a aucune difficulté (majeure) à décrire toutes les propriétés d'interaction des hadrons
- La seule réelle difficulté reste le manque
d'explication ab initio du confinement
- L'étude des collisions d'ions lourds, du déconfinement et du diagramme de phase de QCD pourrait nous aider à comprendre le confinement

Quatrième partie IV

Backup slides

The running of the (QED) coupling constant

The running of the (QED) coupling constant

- The (bare) charge, e_0 as defined in the Lagrangians is **screened** by e^+e^- pair fluctuations and never observed

The running of the (QED) coupling constant

- The (bare) charge, e_0 as defined in the Lagrangians is
screened by $e^+ e^-$ pair fluctuations and never observed
- This screening depends on the scale at which we look at the charge, e
closer means Q^2 larger, farther means Q^2 smaller

The running of the (QED) coupling constant

- The (bare) charge, e_0 as defined in the Lagrangians is **screened** by e^+e^- pair fluctuations and never observed
- This screening depends **on the scale** at which we look at the charge, e closer means Q^2 larger, farther means Q^2 smaller
- Formally, if we look at a charge in a scattering process, we have something like :

$$\begin{array}{c} \diagup \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \diagdown \end{array} e = \begin{array}{c} \diagup \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \diagdown \end{array} e_0 \left[1 - \begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} + \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right)^2 - \dots \right]$$

The running of the (QED) coupling constant

- The (bare) charge, e_0 as defined in the Lagrangians is **screened** by e^+e^- pair fluctuations and never observed
- This screening depends **on the scale** at which we look at the charge, e closer means Q^2 larger, farther means Q^2 smaller
- Formally, if we look at a charge in a scattering process, we have something like :

$$\begin{array}{c} \diagup \\ | \\ \text{wavy line} \\ | \\ \diagdown \end{array} e = \begin{array}{c} \diagup \\ | \\ \text{wavy line} \\ | \\ \diagdown \end{array} e_0 \left[1 - \begin{array}{c} \text{wavy line} \\ \bigcirc \\ \text{wavy line} \end{array} + \left(\begin{array}{c} \text{wavy line} \\ \bigcirc \\ \text{wavy line} \end{array} \right)^2 - \dots \right]$$

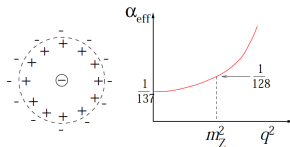
- Thinking in terms of a geometric serie, we can draw :

$$\begin{array}{c} \diagup \\ | \\ \text{wavy line} \\ | \\ \diagdown \end{array} e = \begin{array}{c} \diagup \\ | \\ \text{wavy line} \\ | \\ \diagdown \end{array} e_0 \left[\frac{1}{1 + \begin{array}{c} \text{wavy line} \\ \bigcirc \\ \text{wavy line} \end{array}} \right] \rightarrow \alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \left(\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \right)$$

The running of α_S and the asymptotic freedom

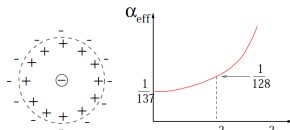
The running of α_S and the asymptotic freedom

- In QED, the coefficient of the log : $-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}$ (in fact $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi}(-\frac{4}{3})$)



The running of α_S and the asymptotic freedom

- In QED, the coefficient of the log : $-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}$ (in fact $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi}(-\frac{4}{3})$)



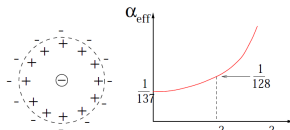
- In QCD, the coefficient of the log is $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi} \times (-\frac{2}{3}n_f - 5 + 16)$

Gross, Wilczek, Politzer, Nobel Prize 2003

- change in sign** (term "+16") due to **gluon loops** : α_S will decrease with Q^2

The running of α_S and the asymptotic freedom

- In QED, the coefficient of the log : $-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}$ (in fact $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi}(-\frac{4}{3})$)



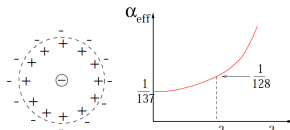
- In QCD, the coefficient of the log is $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi} \times (-\frac{2}{3}n_f - 5 + 16)$

Gross, Wilczek, Politzer, Nobel Prize 2003

- change in sign** (term "+16") due to **gluon loops** : α_S will decrease with Q^2
- Introducing Λ_{QCD} as the scale where α blows up, we can write the coupling for any scale Q^2 : $\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f) \log(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}$

The running of α_S and the asymptotic freedom

- In QED, the coefficient of the log : $-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}$ (in fact $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi}(-\frac{4}{3})$)



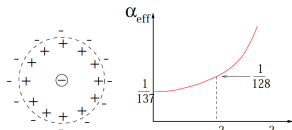
- In QCD, the coefficient of the log is $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi} \times (-\frac{2}{3}n_f - 5 + 16)$

Gross, Wilczek, Politzer, Nobel Prize 2003

- change in sign** (term "+16") due to **gluon loops** : α_S will decrease with Q^2
- Introducing Λ_{QCD} as the scale where α blows up, we can write the coupling for any scale Q^2 : $\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f) \log(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}$
- $Q^2 \gg \Lambda^2$: $\alpha_S(Q^2) \ll 1$: perturbative region

The running of α_S and the asymptotic freedom

- In QED, the coefficient of the log : $-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}$ (in fact $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi}(-\frac{4}{3})$)



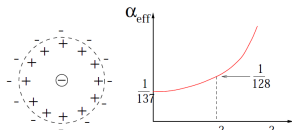
- In QCD, the coefficient of the log is $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi} \times (-\frac{2}{3}n_f - 5 + 16)$

Gross, Wilczek, Politzer, Nobel Prize 2003

- change in sign** (term "+16") due to **gluon loops** : α_S will decrease with Q^2
- Introducing Λ_{QCD} as the scale where α blows up, we can write the coupling for any scale Q^2 : $\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f) \log(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}$
- $Q^2 \gg \Lambda^2$: $\alpha_S(Q^2) \ll 1$: perturbative region
- $Q^2 \sim \Lambda^2$: $\alpha_S(Q^2) \gg 1$: non-perturbative region

The running of α_S and the asymptotic freedom

- In QED, the coefficient of the log : $-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}$ (in fact $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi}(-\frac{4}{3})$)



- In QCD, the coefficient of the log is $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi} \times (-\frac{2}{3}n_f - 5 + 16)$

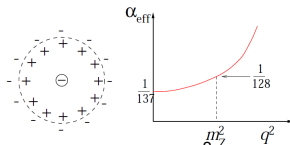
Gross, Wilczek, Politzer, Nobel Prize 2003

- change in sign** (term "+16") due to **gluon loops** : α_S will decrease with Q^2
- Introducing Λ_{QCD} as the scale where α blows up, we can write the coupling for any scale Q^2 : $\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f) \log(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}$
- $Q^2 \gg \Lambda^2$: $\alpha_S(Q^2) \ll 1$: perturbative region
- $Q^2 \sim \Lambda^2$: $\alpha_S(Q^2) \gg 1$: non-perturbative region
- At short distances, the strong interaction is not as strong :**

asymptotic freedom

The running of α_S and the asymptotic freedom

- In QED, the coefficient of the log : $-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}$ (in fact $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi}(-\frac{4}{3})$)



- In QCD, the coefficient of the log is $\frac{\alpha(\mu^2)}{4\pi} \times (-\frac{2}{3}n_f - 5 + 16)$

Gross, Wilczek, Politzer, Nobel Prize 2003

- change in sign** (term "+16") due to **gluon loops** : α_S will decrease with Q^2

- Introducing Λ_{QCD} as the scale where α blows up, we can write the coupling for any scale Q^2 : $\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f) \log(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}$

- $Q^2 \gg \Lambda^2$: $\alpha_S(Q^2) \ll 1$: perturbative region

- $Q^2 \sim \Lambda^2$: $\alpha_S(Q^2) \gg 1$: non-perturbative region

- At short distances, the strong interaction is not as strong :**

asymptotic freedom

- Justification of the idea that the partons in the proton are

mostly behaving as free over a distance $\frac{1}{Q} \ll \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$

The ratio $R : \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

→ Let's look at $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ **without color**

The ratio $R : \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

→ Let's look at $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ **without color**

- Each quark contributes with its charge squared : $R = \sum_q e_q^2 / e^2$
as soon as they can be produced : **steps vs s** (\sqrt{s} : *c.m.energy*)

The ratio $R : \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

→ Let's look at $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ **without color**

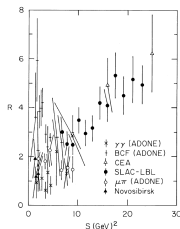
- Each quark contributes with its charge squared : $R = \sum_q e_q^2 / e^2$
as soon as they can be produced : **steps vs s** (\sqrt{s} : c.m.energy)
- 3 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 = 2/3$
- 4 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2 = 10/9$
- 5 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 = 11/9$

The ratio $R : \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

→ Let's look at $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ **without color**

- Each quark contributes with its charge squared : $R = \sum_q e_q^2 / e^2$
as soon as they can be produced : **steps vs s** (\sqrt{s} : *c.m.energy*)
- 3 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 = 2/3$
- 4 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2 = 10/9$
- 5 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 = 11/9$

→ great confusion in 1974



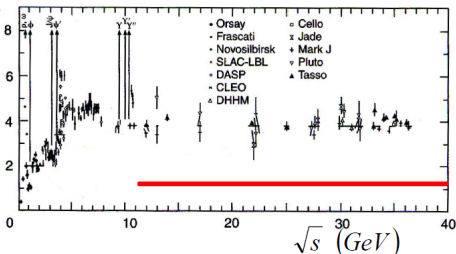
B. Richter, ICHEP 1974, London, England, July 1-10, 1974

The ratio R : $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

→ Let's look at $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ **without color**

- Each quark contributes with its charge squared : $R = \sum_q e_q^2 / e^2$
as soon as they can be produced : **steps vs s** (\sqrt{s} : c.m.energy)
- 3 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 = 2/3$
- 4 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2 = 10/9$
- 5 quarks : $R = (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2 = 11/9$

→ Some years later

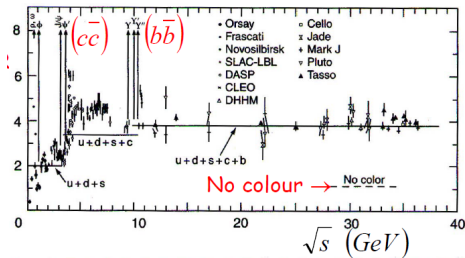


This clearly does not work without colour : **steps but normalisation is off**

The ratio $R : \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

→ with coloured quarks : R is 3 times larger

- 3 quarks : $R = 2$
- 4 quarks : $R = 10/3$
- 5 quarks : $R = 11/3$



This clearly works better

The tiny gap about 3 GeV can be accounted by QCD corrections

(see later : $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$)

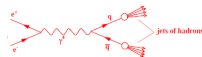
2-jet events in e^+e^- annihilation : "seeing" the quarks

2-jet events in e^+e^- annihilation : "seeing" the quarks

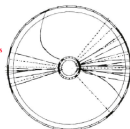
- e^+e^- annihilation may produce a $q\bar{q}$ pair with opposite momenta
- Strong interaction confines quarks **never alone, always bound !**
- We say that they hadronise and we expect to observe sprays/jets of hadrons along the original direction of the quark

2-jet events in e^+e^- annihilation : "seeing" the quarks

- e^+e^- annihilation may produce a $q\bar{q}$ pair with opposite momenta
- Strong interaction confines quarks **never alone, always bound !**
- We say that they hadronise and we expect to observe sprays/jets of hadrons along the original direction of the quark



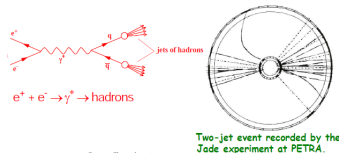
$e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{hadrons}$



Two-jet event recorded by the Jade experiment at PETRA.

2-jet events in e^+e^- annihilation : "seeing" the quarks

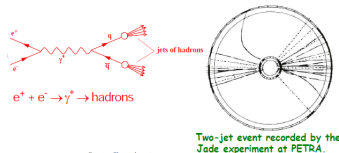
- e^+e^- annihilation may produce a $q\bar{q}$ pair with opposite momenta
- Strong interaction confines quarks **never alone, always bound !**
- We say that they hadronise and we expect to observe sprays/jets of hadrons along the original direction of the quark



- (Polar) Angular distributions : info on the nature of the particles involved
 - (Spin 1/2) muons and quarks : $d\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) / d\cos\theta \propto 1 + \cos^2\theta$
 - Spin 0 quarks : $d\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) / d\cos\theta \propto 1 - \cos^2\theta$

2-jet events in e^+e^- annihilation : "seeing" the quarks

- e^+e^- annihilation may produce a $q\bar{q}$ pair with opposite momenta
- Strong interaction confines quarks **never alone, always bound!**
- We say that they hadronise and we expect to observe sprays/jets of hadrons along the original direction of the quark



- (Polar) Angular distributions : info on the nature of the particles involved

- (Spin 1/2) muons and quarks : $d\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) / d\cos\theta \propto 1 + \cos^2\theta$
- Spin 0 quarks : $d\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) / d\cos\theta \propto 1 - \cos^2\theta$

- October 1975 : "Evidence for Jet Structure in Hadron Production by e^+e^- Annihilation"

jets of spin 1/2 quarks

We have found evidence for jet structure in $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ at center-of-mass energies of 6.2 and 7.4 GeV. At 7.4 GeV the jet-axis angular distribution integrated over azimuthal angle was determined to be proportional to $1 + (0.78 \pm 0.12) \cos^2\theta$. G. Hanson et al., PRL 35 1609 (1975)(SPEAR)

3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

- Similarly to γ radiation by charged leptons in QED, quarks radiate gluons

3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

- Similarly to γ radiation by charged leptons in QED, quarks radiate gluons
- In the same way as the quark produces a jet, **the gluon will produce a jet**

3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

- Similarly to γ radiation by charged leptons in QED, quarks radiate gluons
- In the same way as the quark produces a jet, **the gluon will produce a jet**
- Can we infer **something about gluons** by observing a jet from a gluon ?

3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

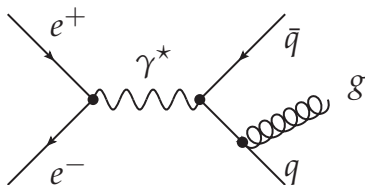
- Similarly to γ radiation by charged leptons in QED, quarks radiate gluons
- In the same way as the quark produces a jet, **the gluon will produce a jet**
- Can we infer **something about gluons** by observing a jet from a gluon ?
- Let's look at $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ (purely leptonic initial state)

3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

- Similarly to γ radiation by charged leptons in QED, quarks radiate gluons
- In the same way as the quark produces a jet, **the gluon will produce a jet**
- Can we infer **something about gluons** by observing a jet from a gluon ?
- Let's look at $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ (purely leptonic initial state)
- 3 jets vs. 2 jets : **strong coupling appears** :
way to measure its magnitude

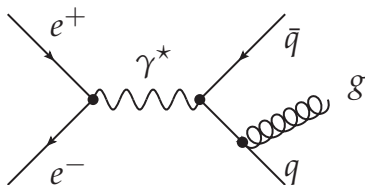
3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

- Similarly to γ radiation by charged leptons in QED, quarks radiate gluons
- In the same way as the quark produces a jet, **the gluon will produce a jet**
- Can we infer **something about gluons** by observing a jet from a gluon ?
- Let's look at $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ (purely leptonic initial state)
- 3 jets vs. 2 jets : **strong coupling appears** : way to measure its magnitude
- Asymptotic freedom : **perturbative QCD applicable** if high scales : $\alpha_s \ll 1$



3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

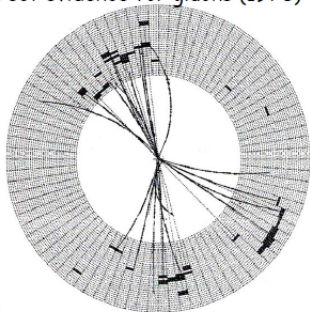
- Similarly to γ radiation by charged leptons in QED, quarks radiate gluons
- In the same way as the quark produces a jet, **the gluon will produce a jet**
- Can we infer **something about gluons** by observing a jet from a gluon ?
- Let's look at $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ (purely leptonic initial state)
- 3 jets vs. 2 jets : **strong coupling appears** : way to measure its magnitude
- Asymptotic freedom : **perturbative QCD applicable** if high scales : $\alpha_s \ll 1$



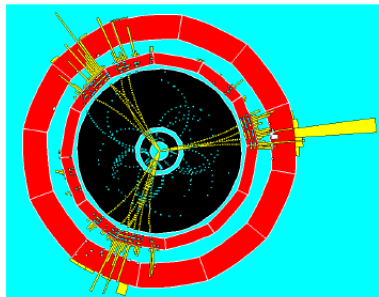
- Contribution of $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ to R : $R = 3 \sum_q e_q^2 (1 + \alpha_s(Q^2)/\pi)$

3-jet event in e^+e^- annihilation : "seeing" the gluon

JADE Event $\sqrt{s} = 31 \text{ GeV}$
 Direct evidence for gluons (1978)

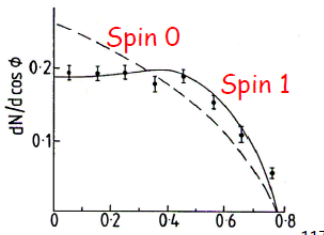


ALEPH Event $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ (1990)



Distribution of the angle, ϕ , between the highest energy jet (assumed to be one of the quarks) relative to the flight direction of the other two (in their cms frame). ϕ depends on the spin of the gluon.

\Rightarrow **GLUON IS SPIN 1**



Slide borrowed from V. Gibson lectures on QCD

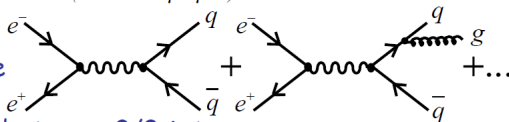
Measurement of α_s

α_s can be measured in many ways. The cleanest is from the ratio

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

In practise, measure

i.e. don't distinguish between 2/3 jets.

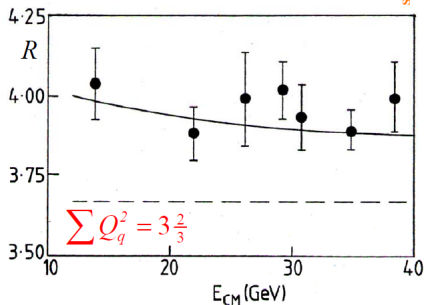


When gluon radiation is included:

$$R = 3 \sum Q_q^2 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right)$$

Therefore, $\left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right) \approx \frac{3.9}{3.66}$

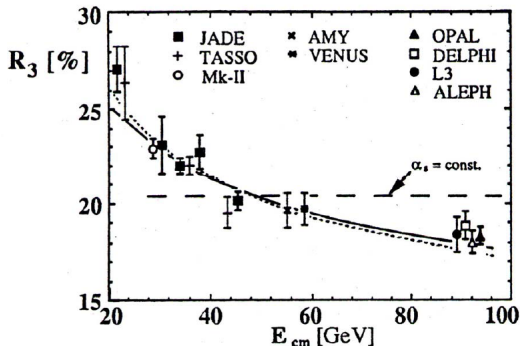
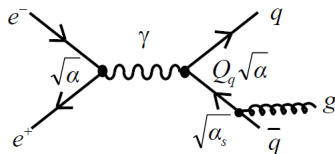
$\alpha_s (q^2 = 25^2) \approx 0.2$



Measurement of α_s

Example: 3 jet rate $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$

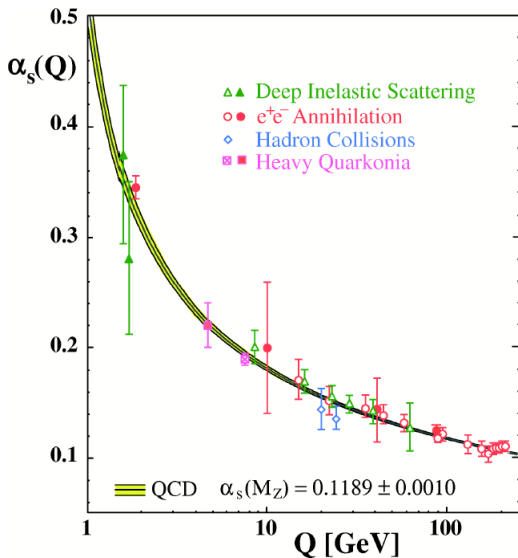
$$R_3 = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jets})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow 2 \text{ jets})} \propto \alpha_s$$



α_s decreases with energy

α_s RUNS !

Slide borrowed from V. Gibson lectures on QCD

Measurement of α_s 

Confinement

Confinement

- QCD is a **non-abelian** gauge theory
- The **gauge bosons self interact**

(Yang-Mills theory)

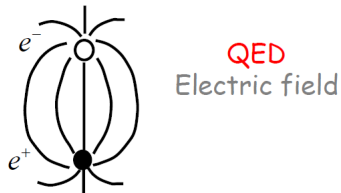
Confinement

- QCD is a **non-abelian** gauge theory (Yang-Mills theory)
- The **gauge bosons self interact**
- **Exhibit asymptotic freedom** at short distances
(remember the sign of the coefficient of the log in α_s because of gluon loops)
- Exhibit confinement, which can also be attributed to **gluon self coupling**

Confinement

- QCD is a **non-abelian** gauge theory (Yang-Mills theory)
- The **gauge bosons self interact**
- **Exhibit asymptotic freedom** at short distances
(remember the sign of the coefficient of the log in α_s because of gluon loops)
- Exhibit confinement, which can also be attributed to **gluon self coupling**

Qualitatively, compare **QCD** with **QED**:



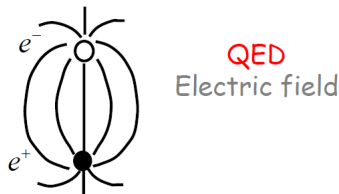
Self interactions of the gluons squeezes the lines of force into a narrow tube or **STRING**. The string has a "tension" and as the quarks separate the string stores potential energy.

Energy stored per unit length in field \sim constant $V(r) \propto r$

Confinement

- QCD is a **non-abelian** gauge theory (Yang-Mills theory)
- The **gauge bosons self interact**
- **Exhibit asymptotic freedom** at short distances
(remember the sign of the coefficient of the log in α_s because of gluon loops)
- Exhibit confinement, which can also be attributed to **gluon self coupling**

Qualitatively, compare **QCD** with **QED**:



Self interactions of the gluons squeezes the lines of force into a narrow tube or **STRING**. The string has a "tension" and as the quarks separate the string stores potential energy.

Energy stored per unit length in field \sim constant $V(r) \propto r$

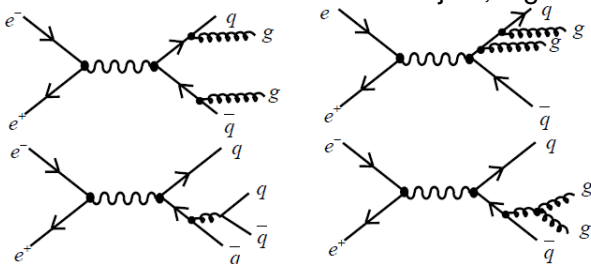
- If $V(r) > 2m_\pi$, 2 π 's pop up from the vacuum and the $q\bar{q}$

Evidence for gluon self interaction

Evidence for gluon self interaction

- One way to look at self interaction between gluons is

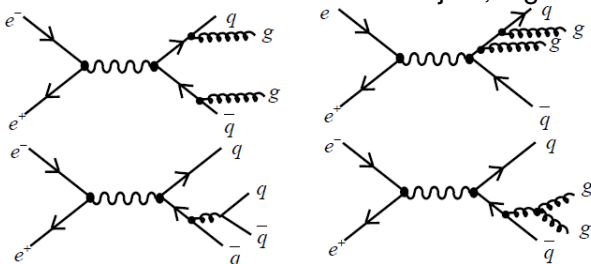
to look at 4 jets, e.g. $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$



Evidence for gluon self interaction

- One way to look at self interaction between gluons is

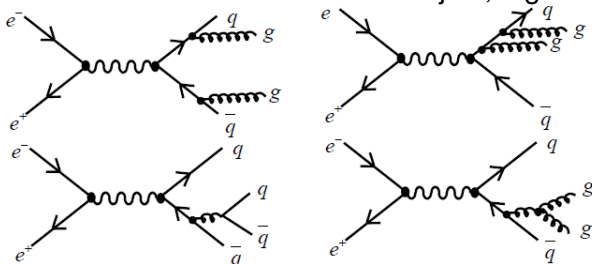
to look at 4 jets, e.g. $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$



- One type of graphs involves the **triple gluon vertex** which has a specific Lorentz structure

Evidence for gluon self interaction

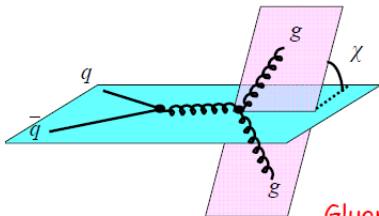
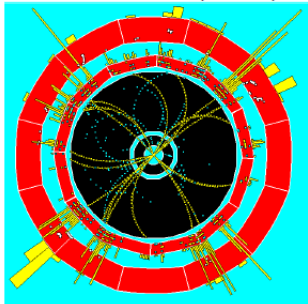
- One way to look at self interaction between gluons is to look at 4 jets, e.g. $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$



- One type of graphs involves the **triple gluon vertex** which has a specific Lorentz structure
- It produces a **specific angular distribution of the jets**

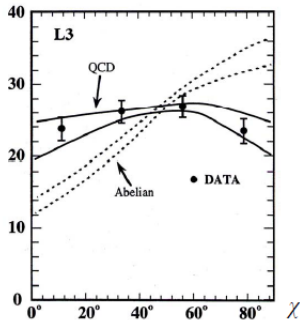
Evidence for gluon self interaction

4-JET EVENT (ALEPH)



Experimentally:

- Define the two lowest energy jets as the gluons. (Gluon jets are more likely to be lower energy than quark jets).
- Measure angle between the plane containing the "quark" jets and the plane containing the "gluon" jets, χ .



Gluon self-interactions are required to describe the experimental data.

Slide borrowed from V. Gibson lectures on QCD