



Université Paris-Sud

Ecole Doctorale Particules, Noyaux et Cosmos — ED 517

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire

Physique

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Maksym Teklishyn

Measurement of the $\eta_c(1S)$ production cross-section via the decay $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$

La mesure de la section efficace de la production $\eta_c(1S)$ avec la
désintégration $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$

Soutenue le 22 septembre 2014 devant le Jury composé de:

Sergey Barsuk	Directeur de thèse
Valeri Khoze	Examinateur
Giulia Manca	Rapporteur
Ginés Martínez	Rapporteur
Pavel Pakhlov	Examinateur
Achille Stocchi	Président
Hermine Woehri	Examinateur

Introduction

Cette thèse aborde une étude de l'état de η_c (1S) charmonium utilisant désintégrations d'état final proton-antiproton. La section efficace de production du méson η_c dans les interactions de partons et désintégrations de b -hadrons sont signalés.

Le Modèle Standard, qui est le principal cadre théorique des particules élémentaires et leurs interactions, fournit des prédictions précises dans le secteur électrofaible, atteignant jusqu'à $\mathcal{O}(10^{-8})$ précision pour l'électrodynamique quantique. Un niveau compatible de précision est obtenu aussi pour haute énergie (plus de centaines de MeV) des interactions fortes. Cependant, pour la gamme d'énergie moyenne entre des dizaines et des centaines de MeV la constante de couplage de la forte interaction α_s est compatible avec un, de sorte calculs perturbatifs ne sont pas possibles. Les interactions des quarks-quark se produisent dans hadrons à cette échelle de l'énergie. Quarkonium est un composite d'un quark lourd et son antiquark. C'est le système le plus simple pour sonder ce genre de physique. Deux systèmes de quarkonium, charmonium $c\bar{c}$ et bottomonium $b\bar{b}$ sont utilisés pour les études de QCD.

Les résultats récents aux expériences e^+e^- fonctionnant à une énergie de centre de masse correspondant à $\Upsilon(4S)$ résonance (BaBar et Belle expériences), a ravivé l'intérêt dans les études de propriétés de quarkonium. En outre, de nouveaux résultats de précision ont été signalés par une expérience, dédiée à la physique charme, effectuées sur e^+e^- collisionneur, BESIII et expériences, fonctionnant au Tevatron et machines de hadrons LHC.

Dans cette thèse, l'état de η_c charmonium de est étudié. Le méson de η_c est un état de charmonium 1S. Il est le composé le plus léger de $c\bar{c}$, qui a été découvert en 1980. À l'heure actuelle, des résultats d'une précision limitée sont disponibles, principalement en raison de la faible section production dans les machines ee comparant aux $J^{PC} = 1^-$ états. Utilisation de désintégrations à $p\bar{p}$ états finaux, le η_c section des interactions de partons et le rendement compris à partir de b quark-hadron désintégrations est mesurée pour la première fois. L'amélioration récente de la précision moyenne mondiale en raison des nouveaux résultats BESIII provoqué une tension avec les résultats précédents. La valeur de la production par rapport compris to η_c de jpsi est important de faire la distinction entre une grande variété de modèles théoriques.

L'expérience LHCb est bien conçu pour les études de quarkonia se désintègre en les états finaux hadronique. Le système de suivi de précision permet une reconstruction de charmonium décroissance sommet, ce qui est bien distingué du sommet de pp interac-

tion pour charmonia provenant b -hadron se désintègre. L'identification des particules puissante distinction entre entre les accusés (pseudo-) hadrons stables: π^\pm , K^\pm et p (\bar{p}). Le système de déclenchement flexibles sélectionne efficacement signatures correspondant aux désintégrations de signal des États saveur lourds. Pour l'analyse actuelle une ligne de déclenchement dédiée à la charmonium se désintègre à $p\bar{p}$ état final est utilisé.

1 Particules élémentaires et forces fondamentales

Les particules élémentaires et leurs interactions sont examinées par un cadre théorique appelé le Modèle Standard (SM). Il décrit les interactions fondamentales électromagnétiques, faibles et forts. Le MS a été essentiellement développé en 1970-s. Il a été expérimentalement confirmée lorsque les quarks ont été observés [1, 2]. Observation expérimentale des particules de MS élémentaires a été complété par les découvertes de la quark top (1995) [3], interaction directe du neutrino tau (2000) [4], et la production du boson de Higgs (2013) [5, 6].

Le lagrangien complet de la MS est assez lourde et peut être trouvé dans Ref [7]. Une représentation graphique des interactions des particules élémentaires est indiquée sur la Fig. 1

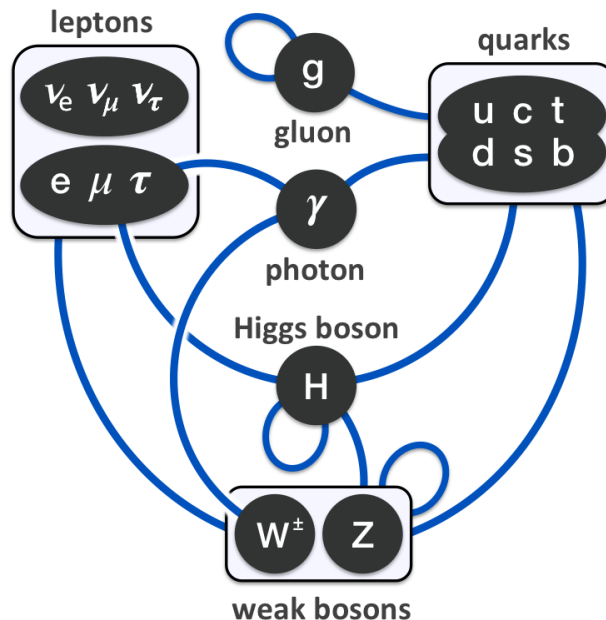


Figure 1: Interactions des particules élémentaires dans le modèle standard.

Trois grands groupes de vraies particules élémentaires sont distingués dans le cadre de la MS: les fermions, en particulier les quarks et les leptons, bosons de jauge, qui sont porteurs d'interaction et le boson de Higgs, responsable pour les masses des particules élémentaires. Les fermions ont un spin égal à $n/2$, $n = 1, 2, 3 \dots$ et obéir à la statistique de Fermi-Dirac. Quarks, les leptons chargés et neutrinos appartiennent aux fermions MS. Bosons ont un spin entier et sont décrits par la statistique de Bose-Einstein. Les transporteurs d'interaction MS sont les bosons de jauge γ , Z , W^\pm (vecteurs) et le boson de Higgs (scalar).

Dans la MS interactions sont déterminées par une théorie du champ quantique de jauge contenant les symétries internes du produit de groupe unitaire $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [8].

1.1 Les particules élémentaires dans le Modèle Standard

Actuellement, l'affaire est considérée être construit à partir de trois types de particules élémentaires: les leptons, quarks et les transporteurs d'interaction. Six leptons, classés en fonction de leur charge et de la saveur, forme trois familles connues. Il y a aussi six antileptons correspondants avec nombres quantiques inversées. De même, trois familles de quarks sont classés en fonction de nombres quantiques de charge, isospin et de saveur [9]. Le fermion MS sont présentés dans le tableau 1.

Les quarks participent dans les interactions fortes et portent la charge de couleur. Ils peuvent être représentés par les champs de Dirac [11]. En plus des interactions fortes, les quarks participent à électrofaible (EW) interactions que leptons, formant doublets électrofaibles. La charge électrique associée à quarks, en unités de charge de l'électron $e = 1.6 \times 10^{-19} C$, [10], est $+2/3$ pour les quarks du type Up (u, c, t) et $-1/3$ pour le quark de type Down (d, s, b). Généralisation de la charge baryonique suppose qu'il soit égal à $1/3$ pour les quarks et $-1/3$ pour les antiquarks. Quarks gratuites ne peuvent pas être respectées en raison de l'effet de confinement de l'interaction forte. Seuls les hadrons incolores, les mesons ($q\bar{q}$) et les baryons (qqq), sont observés.

1.2 Interaction forte

L'interaction forte (SI pour le "strong interaction") est une force fondamentale. Le SI est responsable de la délimitation quarks et les gluons à l'intérieur des hadrons, y compris les protons et les neutrons, qui dominent une matière baryonique visible. [8]

L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). QCD est

	I generation	II generation	III generation
leptons			
masse	e $511.00 \text{ eV}/c^2$	μ $105.66 \text{ MeV}/c^2$	τ $1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV}/c^2$
Q	ν_e $< 2 \text{ eV}/c^2$	ν_μ $< 0.19 \text{ MeV}/c^2$	ν_τ $< 18.2 \text{ MeV}/c^2$
T_3^W left	-1	-1	-1
T_3^W right	0	0	0
Y_W left	$-1/2$	$-1/2$	$-1/2$
Y_W right	$1/2$	$1/2$	$1/2$
	$-$	$-$	$-$
	-1	-1	-1
	-2	-2	-2
quarks			
masse	u $2.3_{-0.5}^{+0.7} \text{ MeV}/c^2$	c $1.275 \pm 0.025 \text{ GeV}/c^2$	t $173.07 \pm 0.89 \text{ GeV}/c^2$
Q	d $4.8_{-0.3}^{+0.5} \text{ MeV}/c^2$	s $95 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$	b $4.18 \pm 0.03 \text{ GeV}/c^2$
T_3^W left	$+2/3$	$+2/3$	$+2/3$
T_3^W right	$+1/2$	$+1/2$	$+1/2$
Y_W left	0	0	0
Y_W right	$+1/3$	$+1/3$	$+1/3$
	$+4/3$	$+4/3$	$+4/3$
T_3	$-2/3$	$-2/3$	$-2/3$
S	$+1/2$	$-$	$-$
	0	0	0
C	0	1	0

Table 1: Une liste des fermions de MS. Les nombres quantiques correspondants sont donnés pour les leptons et les quarks: masse, charge électrique Q , faible isospin T_3^W et hypercharge Y_W pour les gauchers et droite états. Les masses des e et des μ sont connues avec le precision $\mathcal{O}(10^{-8})$. Limites de masse des neutrinos sont donnés au 95% Limite de confiance pour ν_e et ν_τ et au 90% pour le ν_μ . Pour les quarks seulement le projection d'isospin T_3 , le strangeness S et charm C sont définies [8, 10]. Nombres quantiques différents, associés avec le reste des saveurs de quarks, ne sont pas considérés dans cet aperçu, mais peuvent être trouvés dans Ref. [8].

une théorie de jauge non-abélienne basé sur le groupe de symétrie SU (3). L'idée des interactions fortes a été introduit par Yukawa dans les années 1930 pour expliquer les forces nucléaires entre nucléons. De nos jours, il est connu que tous les hadrons, y compris les nucléons, sont des particules composites constituées de quarks. Le modèle des quarks a été développé et a prouvé dans les années 1960a – 1970s [1, 2, 12]. Selon lui, les baryons sont composées de trois quarks qqq et mésons d'un paire quark-antiquark $q\bar{q}$. [7]

Quarks existent dans trois états de couleurs différentes, notée en rouge, vert et bleu. La charge de couleur des quarks et des gluons dans les interactions fortes est un nombre quantique similaire à la hypercharge et faible projection isospin dans les interactions électrofaibles. Le nombre de couleurs existants a été confirmée par une grande variété de résultats expérimentaux.

Historiquement, la charge de couleur a été introduite pour résoudre un problème dans la relation de spin et de statistiques dans la spectroscopie de baryons. Présentation d'une fonction d'onde antisymétrique de l'espace de couleur, on peut expliquer la $3/2$ spin de la Δ^{++} baryon, qui se compose des trois quarks u du spin $1/2$. Une autre preuve des trois couleurs proviennent des résultats expérimentaux sur la e^+e^- section efficace annihilation. À des énergies de centaines MeV, dessus du seuil de production $s\bar{s}$ et dessous du seuil de production $c\bar{c}$, le ratio de production est

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (1)$$

sur la base du modèle de quark, prédit $R = e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 = 2/3$ sans le couleur et $R = 2$ avec les 3 couleurs. [7]

La définition des quarks dans QCD nécessite spineur de Dirac et les trois élément vecteur de couleur c , qui donne la couleur de la quark:

$$c = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

pour les états, respectivement rouge, vert et bleu. Les changements de couleur des quarks au sommet quark-gluon, et la différence est effectuée par le gluon. Chaque gluon porte une unité de couleur et une unité de anticouleur, donc il ya $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$ — couleur-singlet et couleur-octet qui donne neuf types de gluons. En termes de la symétrie

$SU(3)_C$, ces neuf combinaisons forment une couleur-octet:

$$\begin{aligned}
|1\rangle &= (r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2} & |5\rangle &= -i(r\bar{g} - g\bar{r})/\sqrt{2} \\
|2\rangle &= -i(r\bar{b} - b\bar{r})/\sqrt{2} & |6\rangle &= -i(b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2} \\
|3\rangle &= (r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2} & |7\rangle &= -i(b\bar{g} - g\bar{b})/\sqrt{2} \\
|4\rangle &= (r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2} & |8\rangle &= -i(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})/\sqrt{6}
\end{aligned} \tag{3}$$

et un état de couleur singlet:

$$|9\rangle = (r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{6} \tag{4}$$

Le phénomène de confinement exige que tous les hadrons à être de couleur singlets. [9]

La QCD Lagrange, qui décrit l'interaction entre les quarks q et les gluons A_μ^i est écrit en tant que [7]

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\partial_\mu + g_s \frac{\lambda^i}{2} A_\mu^i - m)q - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu}, \tag{5}$$

où g_s est la constante de couplage fort et λ^i sont les matrices de Gell-Mann. La sommation sur les $i = 1, 2 \dots 8$ est implicite. Le champ de quark est donnée à la fois par le champ de Dirac et les composantes de champ de couleur. $F_{\mu\nu}^i$ sont le tenseur de champ pour les champs de gluons A_μ^i :

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g_s \varepsilon_{ijk} A_\mu^j A_\nu^k \tag{6}$$

où ε_{ijk} est le tenseur totalement asymétrique.

Les gluons entrent auto-interaction en raison de la nature non-abélien de QCD. Elle conduit à un comportement radicalement différente de la constante de couplage exécutant $\alpha_s(|q|^2) = g_s^2/4\pi$ on compare à la α_{em} comportement dans l'électrodynamique quantique (QED). Deux schémas indiqués sur la figure 2 illustrent corrections à une boucle à α_s . Outre le facteur de couleur, la contribution du diagramme quark-boucle Fig. 2 (à gauche) est similaire aux corrections en QED. Le schéma gluon-boucle sur la figure 2 (à droite) donner lieu à un autre facteur numérique, $-\frac{11}{4\pi}\alpha_s(\mu)$ avec un signe qui est opposée à la contribution de quarks et de boucle. La QCD course constante de

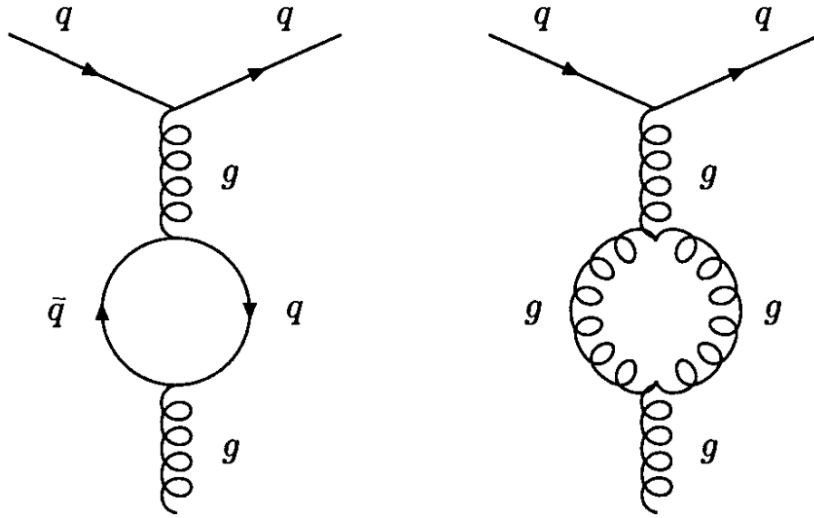


Figure 2: La boucle de quark (à gauche) et la boucle de gluons (à droite) des corrections à la constante de couplage en cours d'exécution α_s . [7]

couplage est alors:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{(33 - 2n_f\alpha_s(\mu^2))}{12\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}. \quad (7)$$

Le μ est l'échelle de renormalisation et n_f est le nombre de saveurs, de prendre part dans le processus de diffusion. Le dénominateur de l'équation 7 devient zéro pour Q^2 valeur égale à Λ_{QCD} , de sorte que

$$Q^2 = \Lambda_{\text{QCD}}^2 = \mu^2 e^{-\frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)}} \quad (8)$$

Ainsi, nous pouvons réécrire $\alpha_s(Q^2)$ que

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)} \quad (9)$$

La valeur de Λ_{QCD} ne peut être déterminée théoriquement de QCD, mais il a été extrait à partir des données expérimentales: $\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 200 \text{ MeV}$ for $Q^2 \simeq 100 \text{ GeV}^2$. Le comportement de la $\alpha_s(Q^2)$ est indiqué sur la figure 3

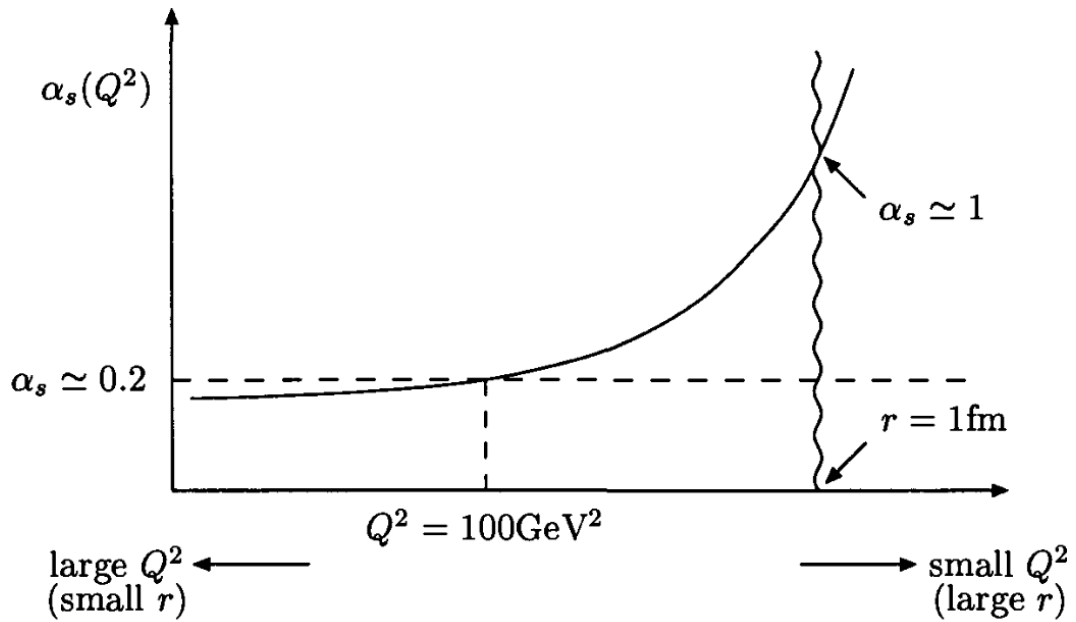


Figure 3: Le Q^2 dépendance de la $\alpha_s(Q^2)$ de la constante de couplage. [7]

Pour de grandes valeurs de Q^2 , $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$, couplages efficaces entre les quarks et les gluons deviennent petites. Il permet d'utiliser rapprochement perturbative pour les interactions fortes dans les grandes énergies transférées, correspondant à de petites distances. Les quarks et les gluons comportent comme des particules libres dans cette région de l'énergie, qui est connu comme la liberté asymptotique. Au contraire, à de petites échelles de l'énergie, $Q^2 \lesssim \Lambda_{\text{QCD}}^2$, correspondant à de grandes distances, la constante de couplage devient grand et le quark et gluons sont confinés dans les hadrons [7]. Théories efficaces sont appliqués pour décrire les interactions de hadrons à basse énergie [13].

2 Des études antérieures sur quarkonium

Quarkonium est un état lié d'un quark et son antiquark. Conventionnellement, nous appelons charmonium seulement les composés de quarks lourds où l'énergie d'interaction est plus petite que les masses des quarks (see Table 1 for quark masses). Les états $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ sont nommés respectivement bottonium et charmonium. [10] Le quark t ne participe pas à la création de tous les états consolidés. Le t quark avec une masse d'environ $m_t \lesssim 125 \text{ GeV}/c^2$ ne pourrait pas former les etats toponium étroites. La largeur de la seule désintégration du quark top $\Gamma_t \simeq 175 \text{ MeV} (m_t/m_W)^3$. Le quark top se désintègre

plus vite que la $(t\bar{t})$ la création d'état lié arrive. [14]

Contrairement à l'atome d'hydrogène, où seule interaction électromagnétique se produit, les quarks sont liés par la force forte. Cependant, la QCD est une structure semblable à l'électrodynamique, sauf pour certains termes non-linéaires qui probablement ne contribuent pas beaucoup à de courtes distances, voir sur la liberté asymptotique dans la section 1.2. Le comportement à courte distance est dominé par un échange de gluons. Depuis le gluon et le photon sont tous deux des particules de vecteur sans masse, les interactions dans l'approximation donnée sont identiques, à l'exception de la constante de couplage g_s et le facteur de couleur.

2.0.1 Modèle potentiel non-relativiste de charmonium

Un modèle de potentiel non relativiste est le modèle le plus simple du système de charmonium. Les fonctions d'onde sont déterminées par l'équation de Schrödinger avec le potentiel de charmonium classique. Le potentiel est une couleur standard Coulomb, plus sous forme scalaire linéaire avec une interaction de contact hyperfine gaussien barbouillé dans le potentiel d'ordre zéro. Le central potentiel est donc

$$V_0^{c\bar{c}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + br + \frac{32\pi\alpha_s}{9m_c^2} \tilde{\delta}_\sigma(r) \vec{S}_c \cdot \vec{S}_{\bar{c}}, \quad (10)$$

où $\tilde{\delta}_\sigma(r) = (\sigma/\pi)^3 e^{-\sigma r}$. Les quatre paramètres $(\alpha_s, b, m_c, \sigma)$ sont déterminés en forme du spectre mesuré.

Les paramètres qui suivent de montage de ces masses sont $(\alpha_s, b, m_c, \sigma) = (0.5461, 0.1425 \text{ GeV}^2, 1.4794 \text{ GeV}/c^2, 1.0946 \text{ GeV})$. Compte tenu de ces valeurs, nous pouvons prédire les masses et les éléments de la matrice des états $c\bar{c}$ actuellement inconnus. La prédiction résultant, représenté sur la figure 4, is compatible with all known charmonium masses. [15]

2.1 La production directe de la quarkonium

Le lourd-quark masse m est beaucoup plus grande que Λ_{QCD} , et, dans le cas de la production, de la dynamique transversale p_T peut être beaucoup plus grande que Λ_{QCD} ainsi. Ceci implique que les valeurs associées de la CDQ exécutant constante de couplage est inférieur à une ($\alpha_s(m_c) \approx 0.25$ and $\alpha_s(m_b) \approx 0.18$). Par conséquent, il devrait être possible de calculer les taux de décroissance de quarkonium lourde et la production avec précision dans la théorie des perturbations. Cependant, il ya clairement faible

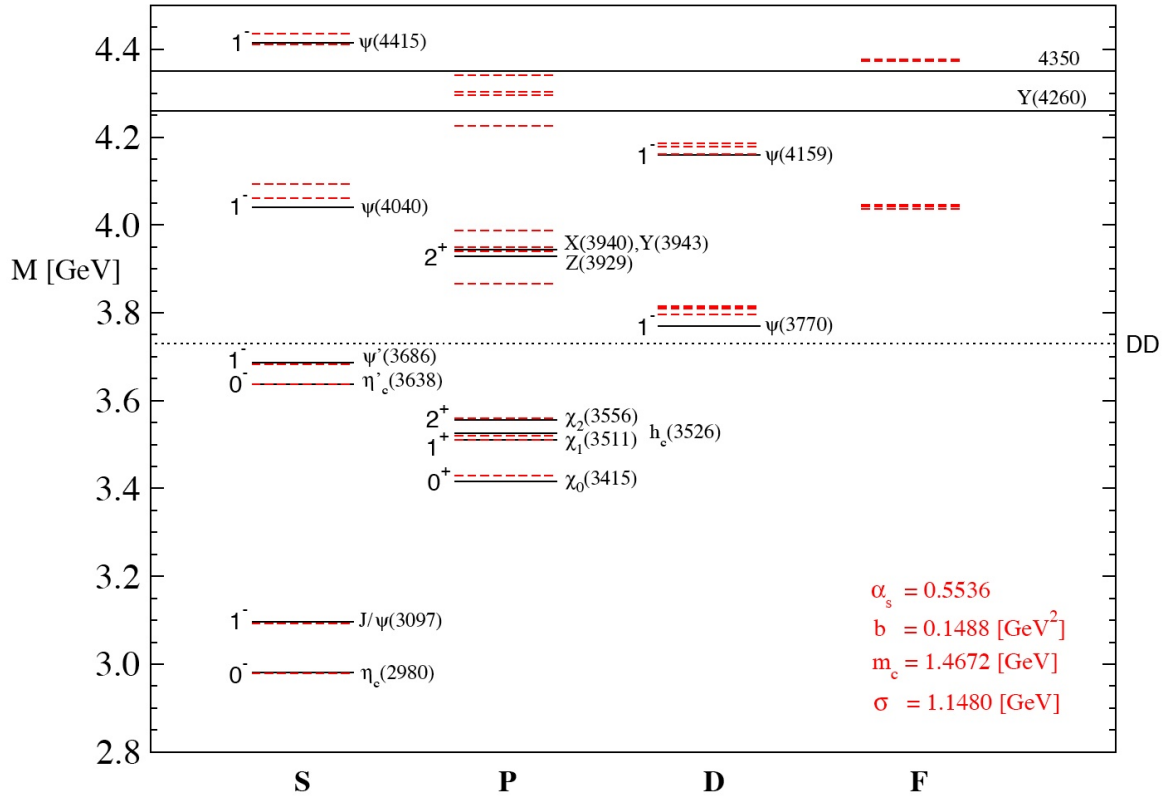


Figure 4: Le statut actuel de la spectroscopie expérimentale de charmonium, par rapport aux prédictions d'un modèle potentiel non-relativiste. Les niveaux d'expérimentation sont des lignes solides, et les niveaux théoriques sont anéantis. Le seuil plein de charme à 3.73 GeV est également représentée. Extrait de Ref [15] avec les mises à jour de Réf [16].

momentum, les effets non perturbatifs qui correspondent à la dynamique de l'état de quarkonium lié. Il rend impossible l'application directe de l'approche perturbative. Un algorithme de calcul, appelé factorisation, permet de séparer courte distance/haute-dynamique, effets perturbatifs de longue distance/faible momentum, les effets non perturbatifs. [17]

Un des méthodes simples qui permettent effectuer une telle séparation est d'utiliser QCD non-relativiste efficace (NRQCD). NRQCD reproduit QCD à ordre de mv exactitude de l'élan et plus petit, où c est la vitesse lourde quark typique dans l'état consolidé dans le cadre du centre de masse. NRQCD factorisation est une conséquence de la QCD dans la limite $\Lambda_{\text{QCD}}/m \rightarrow 0$ [17].

2.2 La production du charmonium à partir des désintégrations des b -hadrons

Désintégrations de mésons B-sont un phénomène commun pour l'étude de la production de charmonium parce mésons B se désintègrent en charmonia avec branchement fractions supérieures à un pour cent. Dans une usine de B fonctionnant près du pic de la résonance $\Upsilon(4S)$, environ 25 % des événements se composent d'un B^+B^- paire ou d'un $B^0\bar{B}^0$. [17]

Le diagramme de Feynman de B-désintégration de mésons dans un état de charmonium est indiquée sur la figure 5.

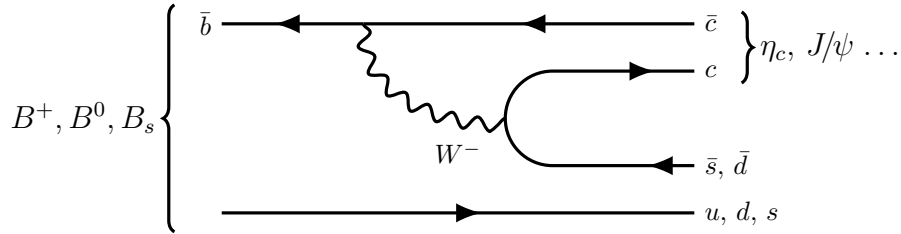


Figure 5: Le schéma de la production de charmonium d'une désintégration du méson B

3 Mesure de la production de charmonium via désintégrations à $p\bar{p}$ état final

Dans la présente analyse, les états de charmonium sont reconstruites en utilisant la $p\bar{p}$ état final. Ceci est fait pour la première fois pour les états charmonium produites rapidement dans un environnement de la machine hadronique, tandis que l'analyse de la production de charmonium à partir de b -hadron désintégrations a été effectuée récemment.

En utilisant le $p\bar{p}$ état final, nous mesurons la production directe de la section efficace de η_c dans les collisions de pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV l'énergie de centre des masses, aussi bien que rendement compris à partir de η_c des désintégrations des b -hadrons.

L'échantillon de charmonium produite dans b -hadron se désintègre, où charmonium déclare désintégration en proton-antiproton, a été utilisé pour trouver la différence de masse $\Delta M_{J/\psi, \eta_c} = M_{J/\psi} - M_{\eta_c}$, et le largeur naturelle de η_c Γ_{η_c} . L'accord marginale entre les derniers résultats sur le masse de η_c et mesures de largeur naturelles motive la détermination de $\Delta M_{J/\psi, \eta_c} = M_{J/\psi} - M_{\eta_c}$ et Γ_{η_c} en utilisant une technique différente

ou état final dans la présente analyse.

En outre, on a étudié la production des états χ_{i_c} et h_c . Nous établissons des limites sur la production relative des sections pour les états charmonium produites rapidement et inclusif pour la production b -hadron de décroissance.

4 La production de charmonium invite

Extraction de la production de charmonia invite est plus difficile en raison de graves fond combinatoire. Ceci malgré les coupes plus sélectives employées pour l'analyse de la production invite déjà au niveau de déclenchement. Le niveau de fond, après l'application des exigences de déclenchement et de sélection, reste plus de 500 fois plus élevé pour l'analyse de la production rapide par rapport à la production inclusive à b -hadron décroît, tandis que le rendement de signal de J/ψ est à seulement 5 fois plus grand.

Le résultat de la probabilité de l'ajustement unbinned $ppbar$ invariant spectre de masse pour l'analyse rapide de la production de charmonium est indiqué sur Fig. 6 pour l'échantillon de données 2011, et sur Fig. 7 pour l'échantillon de données 2012.

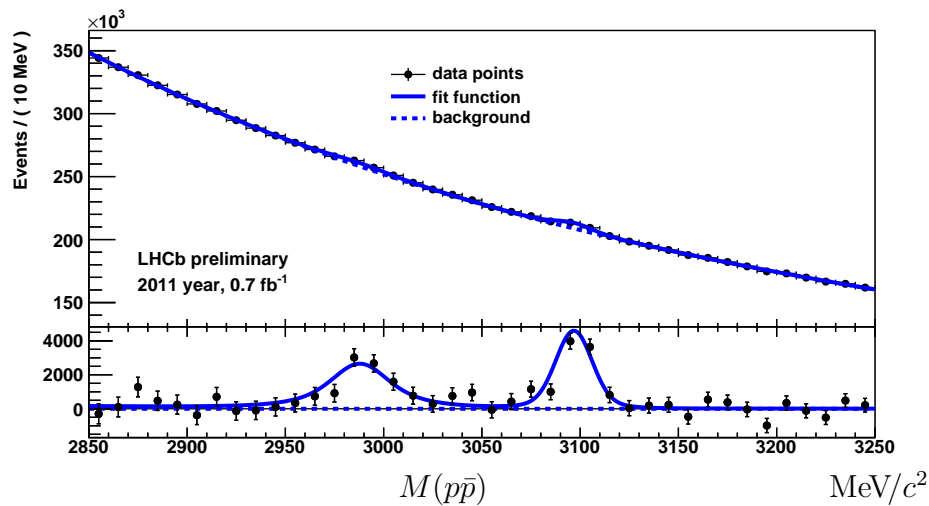


Figure 6: Spectre de proton-antiproton masse invariante pour les candidats provenant d'un vertex primaire (en haut), et soustrait visuellement fond (en bas), l'échantillon de données de 2011. Le signal de J/ψ est décrite par une fonction de double-gaussien, le signal de η_c est décrite par une fonction de double-gaussien contourné avec une fonction Breit-Wigner.

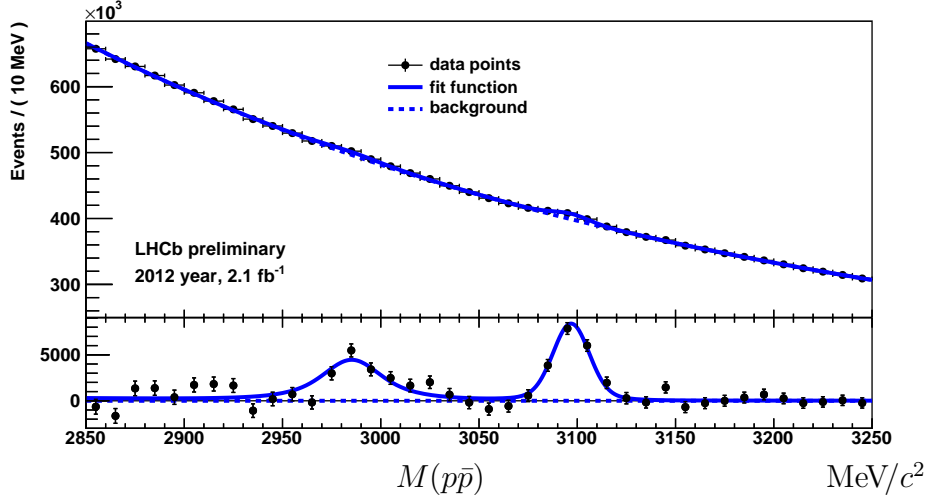


Figure 7: Spectre de proton-antiproton masse invariante pour les candidats provenant d'un vertex primaire (en haut), et soustrait visuellement fond (en bas), l'échantillon de données de 2012. Le signal de J/ψ est décrite par une fonction de double-gaussien, le signal de η_c est décrite par une fonction de double-gaussien contourné avec une fonction Breit-Wigner.

4.1 Ratios of the inclusive yield from b -hadron decays

Correction pour le rapport entre les fractions de ramification, le η_c rapport à J/ψ ramification fraction d'un mélange de b -hadrons est:

$$\mathcal{B}_{b \rightarrow \eta_c X} / \mathcal{B}_{b \rightarrow J/\psi X} = \frac{N_{\eta_c}^S}{N_{J/\psi}^S} \times \frac{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}}}{\mathcal{B}_{\eta_c \rightarrow p\bar{p}}} . \quad (11)$$

A partir des fractions de branchement de Réf. [10], $\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}} = (2.17 \pm 0.07) \times 10^{-3}$ et $\mathcal{B}_{\eta_c \rightarrow p\bar{p}} = (1.42 \pm 0.17) \times 10^{-3}$, rendement compris de b -hadrons se désintègre dans le volume de l'espace de phase $p_T > 6.5 \text{ GeV}/c$, $2.0 < y < 4.5$ est:

$$\mathcal{B}_{b \rightarrow \eta_c X} / \mathcal{B}_{b \rightarrow J/\psi X} = 0.421 \pm 0.055_{stat} \pm 0.022_{syst} \pm 0.045_{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}}, \eta_c \rightarrow p\bar{p}} ,$$

où le troisième composant d'erreur correspond à l'incertitude de la $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ and $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ mesures de fraction de branchement. En utilisant en plus le rendement inclusive J/ψ mesurée de b -hadron désintégrations [10], $\mathcal{B}_{b \rightarrow J/\psi X} = (1.16 \pm 0.10)\%$, on obtient le rendement compris η_c des désintégrations des b -hadrons pour notre volume de l'espace

de phase:

$$\mathcal{B}_{b \rightarrow \eta_c X} = (4.88 \pm 0.64_{stat} \pm 0.25_{syst} \pm 0.67_{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}, \eta_c \rightarrow p\bar{p}}}) \times 10^{-3} ,$$

où le troisième composant d'erreur correspond à l'incertitude de la $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ and $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ fractions de branchement et la J/ψ rendement compris à partir des mesures des désintégrations des b -hadrons.

Ceci est la première mesure de la η_c rendement compris à partir des désintégrations b -hadrons. La mesure peut encore être améliorée en augmentant la statistique, et en motivant la collaboration BES pour fournir une mesure relative des deux fractions de branchement $\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}}$ to $\mathcal{B}_{\eta_c \rightarrow p\bar{p}}$.

4.2 Ratios de production invite

Correction pour le rapport entre les fractions de branchement, le η_c rapport à J/ψ production rapide est

$$\sigma_{\eta_c} / \sigma_{J/\psi} = \frac{N_{\eta_c}^P}{N_{J/\psi}^P} \times \frac{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}}}{\mathcal{B}_{\eta_c \rightarrow p\bar{p}}} . \quad (12)$$

A partir des fractions de branchement de Réf. [10], le parent η_c à J/ψ production rapide dans l'acceptation du LHCb (gamme de rapidité $2.0 < y < 4.5$) et pour $p_T(J/\psi, \eta_c) > 6.5 \text{ GeV}/c$ se trouve être:

$$(\sigma_{\eta_c} / \sigma_{J/\psi})_{2011} = 1.74 \pm 0.29_{stat} \pm 0.28_{syst} \pm 0.19_{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}, \eta_c \rightarrow p\bar{p}}}$$

pour l'échantillon de données 2011, correspondant à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, et

$$(\sigma_{\eta_c} / \sigma_{J/\psi})_{2012} = 1.60 \pm 0.29_{stat} \pm 0.25_{syst} \pm 0.17_{\mathcal{B}_{J/\psi \rightarrow p\bar{p}, \eta_c \rightarrow p\bar{p}}}$$

pour l'échantillon de données 2012, correspondant à une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. La troisième composante d'erreur dans les résultats ci-dessus correspond à l'incertitude dans la $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ and $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ fractions de branchement.

References

- [1] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, and H. W. Kendall. High-energy inelastic ep scattering at 6° and 10° . *Phys. Rev. Lett.*, 23:930–934, Oct 1969.
- [2] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L. W. Mo, and R. E. Taylor. Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23:935–939, Oct 1969.
- [3] S. Abachi et al. Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 74:2422–2426, 1995.
- [4] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys.Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [5] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [6] G. Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [7] T. Morii, C.S. Lim, and S.N. Mukherjee. *The Physics of the Standard Model and Beyond*. World Scientific, 2004.
- [8] В. М. Емильянов. *Стандартная модель и её расширения (Standard Model and its extensions)*, in russian. Москва, Физматлит, 2007.
- [9] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. Wiley, 2008.
- [10] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D86:010001, 2013. and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [11] L.H. Ryder. *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press, 1996.
- [12] Ahmed Ali and Gustav Kramer. Jets and qcd: A historical review of the discovery of the quark and gluon jets and its impact on qcd. *Eur.Phys.J.*, H36:245–326, 2011.
- [13] W.E. Caswell and G.P. Lepage. Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories. *Phys.Lett.*, B167:437, 1986.

-
- [14] A.E. Blinov, Valery A. Khoze, and N.G. Uraltsev. Physics of Top and CP Violation in B Decays in the Light of the Argus Measurements. *Int.J.Mod.Phys.*, A4:1933, 1989.
- [15] T. Barnes, S. Godfrey, and E.S. Swanson. Higher charmonia. *Phys.Rev.*, D72:054026, 2005.
- [16] T. Barnes. The XYZs of charmonium at BES. *Int.J.Mod.Phys.*, A21:5583–5591, 2006.
- [17] N. Brambilla et al. Heavy quarkonium physics. 2004.