

Produzione di J/ψ e Y ai collider adronici

F. Tramontano

Università di Napoli “Federico II” e INFN sezione di Napoli

con J. Campbell e F. Maltoni

IFAE 2007

- Motivazioni
- Calcoli effettuati
- Risultati preliminari

Motivazioni

- ❑ Gli stati di charmonio e bottomonio costituiscono un laboratorio ideale per studiare le interazioni forti in regime perturbativo e non
- ❑ E' utile perfezionare le predizioni teoriche in vista della grande quantità di dati disponibili

Esperimenti:

Dati disponibili: BES (BEPC), CLEO (CESR), E835 (Fermilab),

BaBar (PEP-II), Belle (KEKB),

CDF e D0 (Fermilab)

ZEUS e H1(DESY),

PHENIX e STAR (RHIC), NA60 (CERN)

Nel futuro vicino: BES-III, B-factories, Fermilab

Nel futuro: LHC (CERN), Panda (GSI), Super-B factory, Linear Collider...

Teoria:

Fattorizzazione, QCD Non Relativistica (NRQCD)

I dati vengono descritti tenendo conto delle diverse scale fisiche in gioco:

- m $m =$ massa dei quark pesanti
- mv $v =$ velocità dei quark pesanti nel sistema di riposo del mesone
- mv^2 $v = 0.1$ (0.3) per i quark b (c)

Teoria effettiva: QCD Non Relativistica (NRQCD)

Bodwin, Braaten e Lepage (1995)

$$\mathcal{L}_{\text{NRQCD}} = \sum_n c_n(m, \mu) \times O_n(\mu, mv, mv^2, \Lambda_{\text{QCD}}) / m^n$$

c_n coefficienti sviluppabili in α_s e contengono la fisica ultravioletta della QCD (integrata)

O_n sono operatori a 2/4 quark (e antiquark) più i gluoni e sono ordinati in potenze di v

Doppio sviluppo: α_s e v

Fattorizzazione della sezione d'urto di produzione ai collider:

$$\sigma(pp \rightarrow Q + X) = \sum_{i,j,n} \int dx_1 dx_2 f_{i/p} f_{j/p} \hat{\sigma}[ij \rightarrow (Q\bar{Q})_n + X] \langle 0 | \mathcal{O}_n^Q | 0 \rangle$$

Possibili stati presenti nello spazio di Fock Q-antiQ[1], Q-antiQ[8]g, Q-antiQ[8]gg, ...

Le regole di scala delle velocità ne indicano il peso relativo: v, v^2, v^3

- Per J/ψ e Y lo stato dominante è costituito da una coppia quark-antiquark in un singoletto di colore con i numeri quantici del mesone: 3S_1

- L'operatore dominante che ne descrive l'adronizzazione è:

$$\mathcal{O}_1(^3S_1) = \psi^\dagger \boldsymbol{\sigma} \chi \cdot \chi^\dagger \boldsymbol{\sigma} \psi$$

$$\langle \mathcal{O}_1^Y(^3S_1) \rangle = 9.28 GeV^3$$

$$\langle \mathcal{O}_1^{J/\psi}(^3S_1) \rangle = 1.16 GeV^3$$

- Modelli a potenziale
- Reticolo

$$\hat{\sigma} = |A_{S=1,L=0}|^2$$

A = ampiezza in QCD con
gli spinori esterni soppressi

$$A_{S=1,L=0} = \varepsilon_\alpha \text{tr} [C_1 P_1^\alpha A]$$

ε_α = polarizzazione del mesone

Proiettore di
colore:

$$C_1 = \frac{\delta_{ij}}{\sqrt{N_c}}$$

Cinematica :

$$P + k_1 + k_2 + k_3 = 0$$

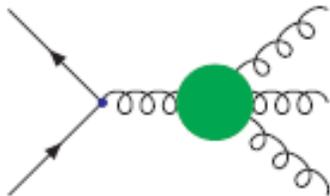
$$P^2 = 4m_Q^2; \quad k_i^2 = 0$$

Proiettore di
spin:

$$P_1^\alpha = \frac{P - 2m_Q \gamma^0}{\sqrt{8m_Q}} \gamma^\alpha$$

$$Q = \frac{P}{2} + q; \quad \bar{Q} = \frac{P}{2} - q$$

m_Q = massa del quark pesante



$$\text{tr} [T^a] = 0 \quad : \text{ non contribuisce}$$

Calcoli effettuati

LO: $ggg \rightarrow^3 S_1^{[1]} \rightarrow \ell\bar{\ell}$

$$\text{Amp} = A \frac{d^{abc}}{\sqrt{N_c}}$$

$$A(1^+, 2^+, 3^+; 5_\ell^+, 6_{\bar{\ell}}^-) = 0,$$

$$A(1^+, 2^+, 3^-; 5_\ell^+, 6_{\bar{\ell}}^-) =$$

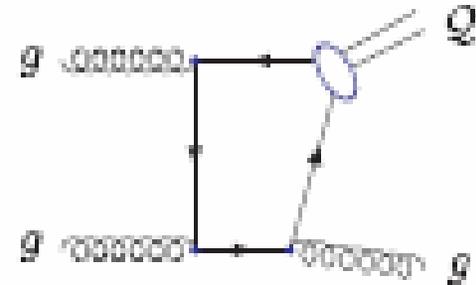
$$\mathcal{N} \frac{\langle 35 \rangle^2 [12]^2 [56]}{(s_{12} + s_{13})(s_{13} + s_{23})(s_{12} + s_{23})}$$

$$\mathcal{N} = 8\sqrt{2}g_s^3 e^2 m_Q$$

$$A(+, +, +) = 0$$

CP: $A(+, -, -) = A(-, +, +) \longrightarrow$

permutazioni



$$s_{ij} = 2 k_i \cdot k_j$$

$$\langle ij \rangle = u^-(k_i) u^+(k_j)$$

$$[ij] = u^+(k_i) u^-(k_j)$$

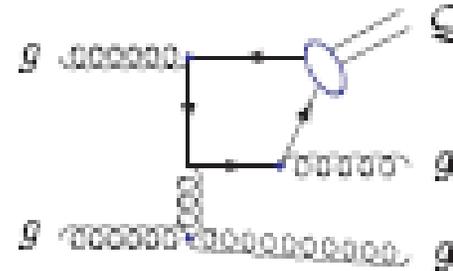
Al NLO è necessaria

un'unica ampiezza virtuale

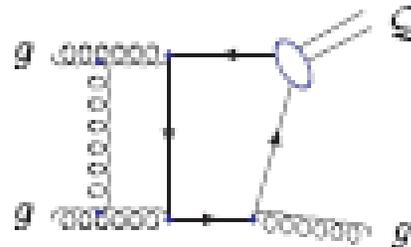
$$A_{v_NLO}(+, +, -)$$

NLO:

Reali: $gggg, gggq\bar{q} \rightarrow^3 S_1^{[1]} \rightarrow \ell\bar{\ell}$



Virtuali: $ggg \rightarrow^3 S_1^{[1]} \rightarrow \ell\bar{\ell}$



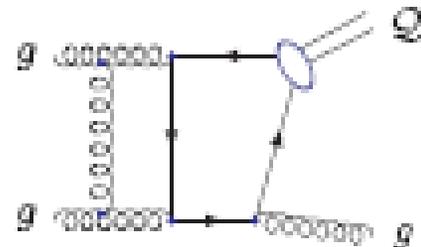
Metodo della “sottrazione dei dipoli”

Catani e Seymour (1996), MCFM (J.Campbell e R.K.Ellis)

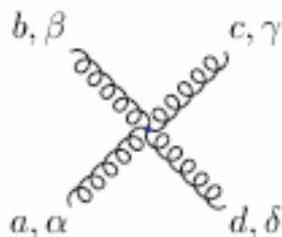
- **Calcolo dei contributi Reali in 4 dimensioni**
- Sottrazione dai Reali di una sezione d'urto ausiliaria in termini dei dipoli
- **Calcolo dei contributi Virtuali**
- Addizione ai Virtuali della sezione d'urto ausiliaria integrata sui dipoli

Espressioni compatte
per i virtuali

MC efficiente
ed affidabile



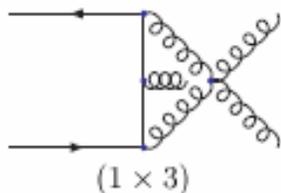
- ❑ Regolarizzazione dimensionale per tutte le divergenze
- ❑ Ampiezze di elicità: possibilità di studiare reazioni polarizzate
- ❑ Sviluppo del vertice a 4 gluoni:



$$\equiv -ig_s^2 T_{\alpha\beta\gamma\delta}^{abcd}$$

$$T_{\alpha\beta\gamma\delta}^{abcd} = f^{abx} f^{xcd} t_{\alpha\gamma\beta\delta} + f^{acx} f^{xbd} t_{\alpha\beta\gamma\delta}$$

$$t_{\alpha\beta\gamma\delta} = 2g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}$$



Applicando il proiettore di colore (la traccia) si ha:

$$\frac{i}{2} g_s^2 N_c (t_1 \text{tr}[T^a T^b T^c] + t_2 \text{tr}[T^b T^a T^c])$$

- Tutti i diagrammi virtuali possono essere organizzati in modo da contribuire con tutte e 6 le permutazioni dei 3 gluoni (a, b, c)

$$\text{Amp}_{\text{virt}} = \sum_{\text{perm} = p} A_{\text{virt}}[p(a), p(b), p(c)] \text{Tr}[T^{p(a)} T^{p(b)} T^{p(c)}]$$

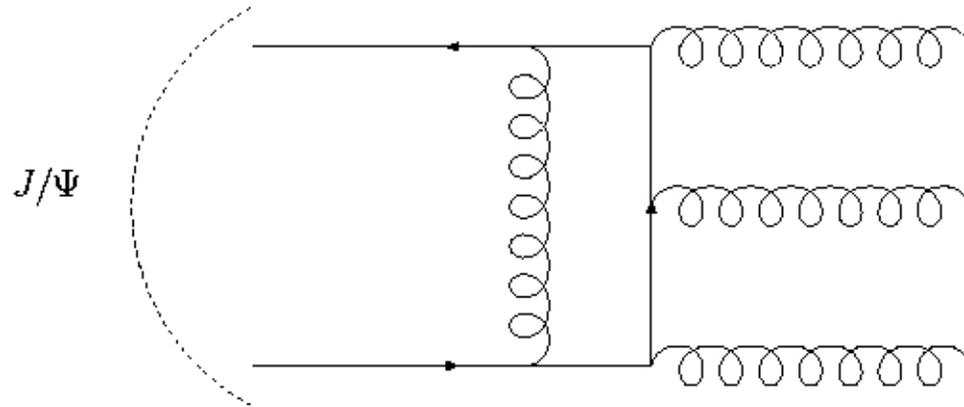
- Suddividendo i coefficienti cinematici delle 6 permutazioni nei due gruppi ciclici essi risultano numericamente uguali

$$\sum_{\text{perm cicliche}} A_{\text{virt}}[a, b, c] = \sum_{\text{perm cicliche}} A_{\text{virt}}[c, b, a]$$

$$d^{abc} = 2 (\text{Tr}[T^a T^b T^c] + \text{Tr}[T^c T^b T^a])$$

Amp_{virt} proporzionali a d^{abc} come al LO

Singularità Coulombiana



- ❑ Integrali tensoriali con cinematica degenere sono stati trattati adattando la decomposizione alla Passarino Veltman in $4-2\epsilon$ dimensioni ed eseguendo uno sviluppo in serie nelle variabili singolari
- ❑ La singolarità Coulombiana esprimibile in termini dell'inverso della velocità v dei quark pesanti nel CM è cancellata da una analoga singolarità presente nell'elemento di matrice non perturbativo

Checks:

1. Gauge invarianza

verifica dell'invarianza del risultato per diverse scelte dei vettori di riferimento per i gluoni ($b^2=0$)

$$\varepsilon_{\mu}^{+}(k, b) = \frac{\langle k + |\gamma_{\mu}| b + \rangle}{\sqrt{2} \langle bk \rangle}, \quad \varepsilon_{\mu}^{-}(k, b) = \frac{\langle k - |\gamma_{\mu}| b - \rangle}{\sqrt{2} [kb]}$$

gauge assiale light-like:

$$\varepsilon_{\mu}^{+}(k, b) \varepsilon_{\nu}^{-}(k, b) + \text{h.c.} = -g_{\mu\nu} + \frac{k_{\mu} b_{\nu} + b_{\mu} k_{\nu}}{k \cdot b}$$

2. Positronio:

- selezionando i diagrammi che partecipano al decadimento del positronio in 3 fotoni
- aggiungendo il diagramma di annichilazione



abbiamo ottenuto il valore riportato da Adkins, Fell e Sapirstein (2000) per la correzione al NLO (coefficiente in α/π)

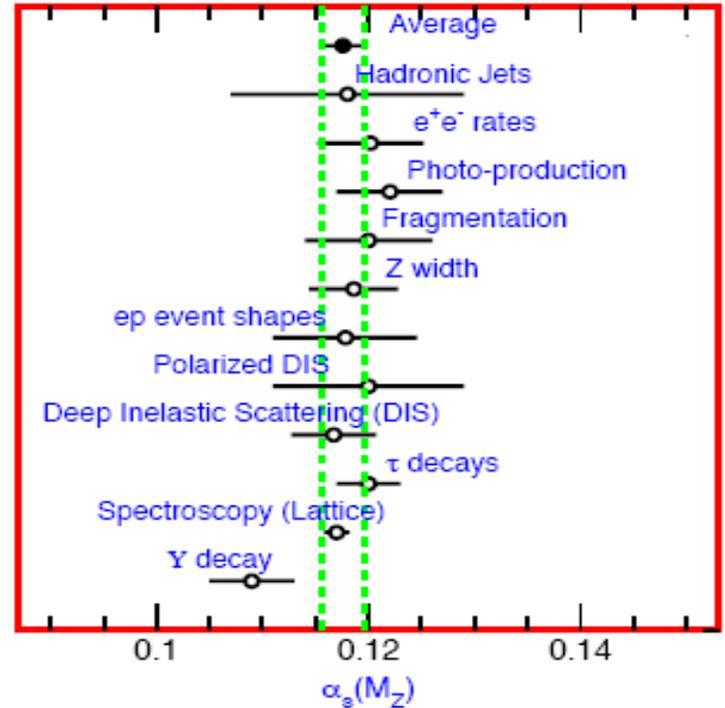
$$\text{NLO}(\text{Ortopositronio} \rightarrow 3 \gamma) = -10,28665$$

Calcolato in un altro gauge e con altre tecniche

3. Decadimento radiativo della Y e decadimento in adroni leggeri

Una misura di α_s è data dal rapporto di decadimento:

$$\frac{\Gamma(Y \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(Y \rightarrow \mu^+ \mu^-)}$$



$$\Gamma^{\text{NLO}}(Y \rightarrow LH) = \Gamma^{\text{LO}} \left[1 + \frac{\alpha_S(\mu)}{\pi} \left(-9.471 C_F + 4.106 C_A - 1.150 n_f + \frac{3}{2} \beta_0 \log \frac{\mu}{m_b} \right) \right]$$

$$\left[1 + [-9.46(2)C_F + 4.13(17)C_A - 1.161(2)n_f] \frac{\alpha_s}{\pi} \right]$$

Mackenzie and Lepage (1981)

Risultati preliminari

$$p_T^Q > 3\text{GeV} \quad \text{e} \quad |y^Q| < 3$$

Necessario per ottenere
predizioni credibili

$$\langle O_1^Y(^3S_1) \rangle = 9.28\text{GeV}^3$$

$$\langle O_1^{J/\psi}(^3S_1) \rangle = 1.16\text{GeV}^3$$

LO: CTEQ6L1 $\alpha_{(S)}=0.130$

NLO: CTEQ6M $\alpha_{(S)}=0.118$

$$m_b = 4.75 \text{ GeV}$$

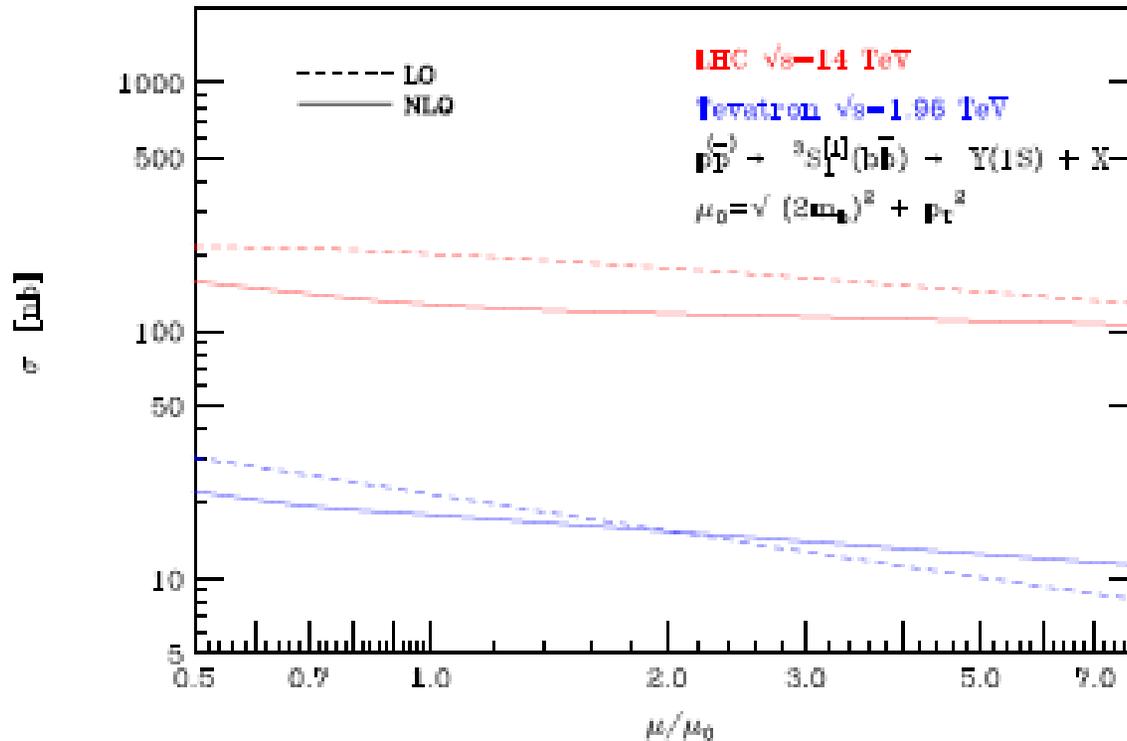
$$m_c = 1.5 \text{ GeV}$$

$$\mu_F = \mu_R$$

- Valori delle masse imposti dalla consistenza
- Influenzano la normalizzazione e non la forma delle distribuzioni (Kramer 1995)

Produzione di Y al Tevatron e al LHC:

Dipendenza dalla scala di rinormalizzazione e fattorizzazione

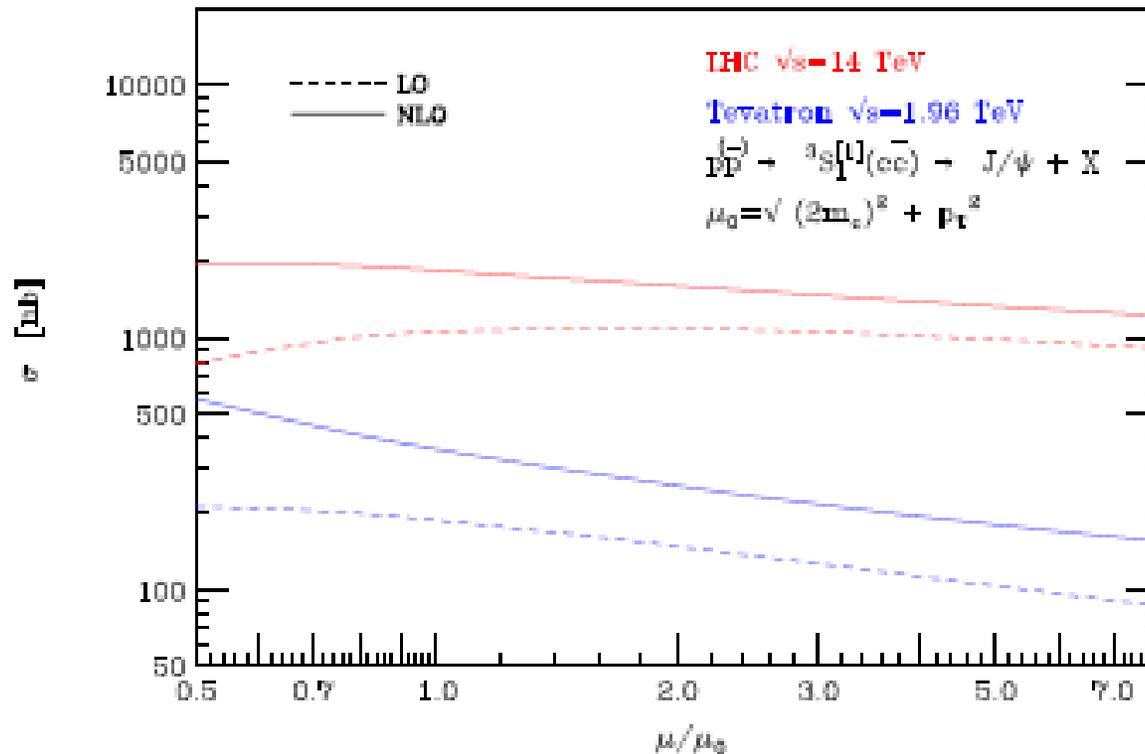


$$\mu_0 / 2 < \mu_F = \mu_R < 2\mu_0$$

$$\mu_0 = \sqrt{(2m_Q)^2 + p_T^2}$$

Produzione di J/psi al Tevatron e al LHC:

Dipendenza dalla scala di rinormalizzazione e fattorizzazione

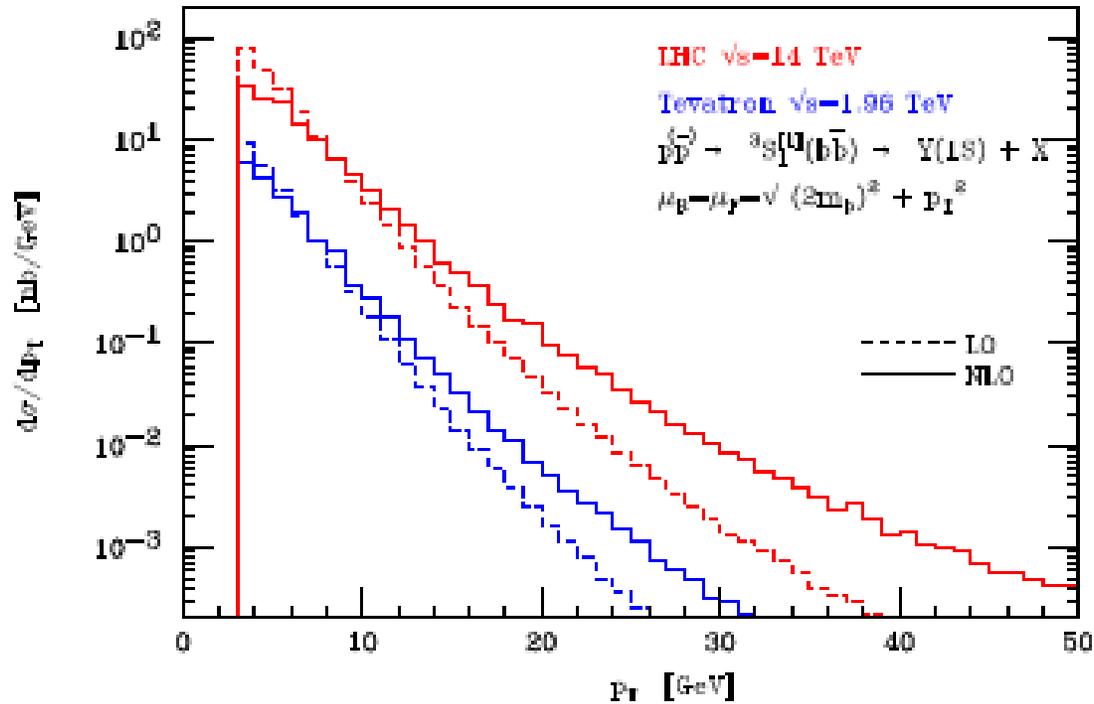


$$\mu_0 / 2 < \mu_F = \mu_R < 2\mu_0$$

$$\mu_0 = \sqrt{(2m_Q)^2 + p_T^2}$$

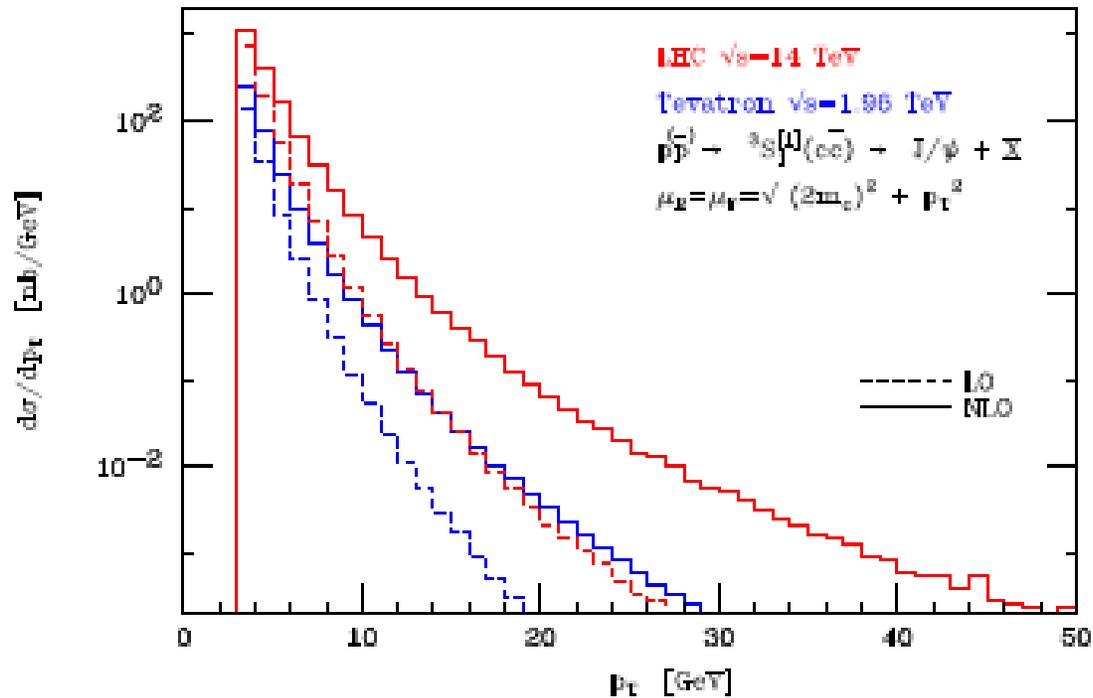
Produzione di Y al Tevatron e al LHC:

Spettro dell'impulso trasverso



Produzione di J/ψ al Tevatron e al LHC :

Spettro dell'impulso trasverso



APPLICAZIONI

- ❑ Studio fenomenologico teso al confrontando delle predizioni con i dati di produzione ai collider sempre più numerosi e dettagliati
- ❑ Sarà possibile perfezionare un test dell'universalità del metodo della NRQCD
- ❑ La conoscenza della sezioni d'urto di produzione di $J/\psi(\rightarrow l^+l^-)$ e $Y(\rightarrow l^+l^-)$ può rivelarsi utile per perfezionare la stima della luminosità dei collider
- ❑ Con gli stessi metodi utilizzati per la produzione di stati 3S_1 sarà possibile valutare altri contributi in NRQCD

CONCLUSIONI

- ❑ Sono stati calcolati tutti i contributi al NLO del calcolo della sezione d'urto di produzione di una coppia di quark pesanti in uno stato 3S_1 singoletto di colore, leading in NRQCD per la produzione di J/ψ e Y
- ❑ I calcoli sono stati implementati in MCFM (prossima release)
- ❑ E' in corso uno studio fenomenologico