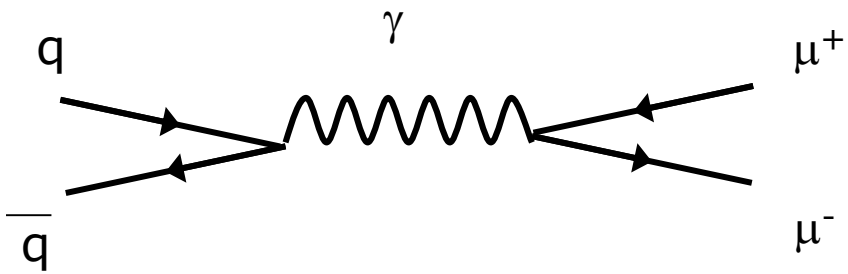
Processi di riferimento

- Un processo che possa essere usato come "riferimento" per lo studio della soppressione della J/ψ
  - Deve avere un meccanismo di produzione il più simile possibile a quello della J/ψ
  - NON deve essere sensibile alla fase di QGP che (potenzialmente) può essere stata creata nella collisione
- Possibili opzioni
  - Open charm
    - Il meccanismo di produzione è lo stesso del charmonio (salvo la parte non-perturbativa che però può essere fattorizzata)
    - Una volta prodotto potrebbe essere influenzato dal QGP
  - Drell-Yan
    - Il meccanismo di produzione è simile (non identico, qq anzichè gg)
    - I muoni nello stato finale NON vengono influenzati dal QGP
    - Inoltre: la produzione di Drell-Yan (coppie di muoni) può essere studiata agevolmente nello stesso esperimento che studia la J/ψ (questo e' vero soprattutto alle basse energie)
      $\rightarrow$ Minimizzazione errori sistematici
  - Normalizzazione diretta a produzione J/ψ in collisioni p-p usando il nuclear modification factor $R_{AA}=N^{J/\psi}_{AA}/(N_{coll} \times N^{J/\psi}_{pp})$

Drell-Yan



$$\frac{d\sigma}{dy\,dM} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M^3}\sum_q e_q^2[F_q^A(x_{01},M^2)F_{\bar{q}}^B(x_{02},M^2) + F_{\bar{q}}^A(x_{01},M^2)F_q^B(x_{02},M^2)]$$

con $F_q(x,M^2) = xf_q(x,M^2).$ f_q funzioni di distribuzioni partoniche

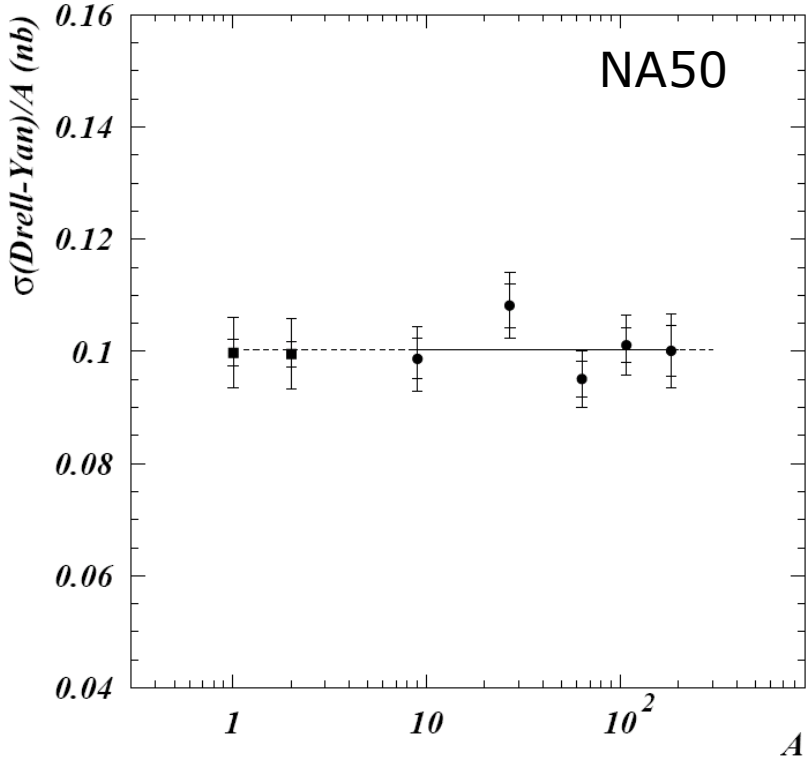
- In collisioni p-A e A-B ci si aspetta (processo hard) che la sezione d' urto scali con il numero di collisioni elementari nucleone-nucleone
- Ricordando il modello di Glauber si ha allora

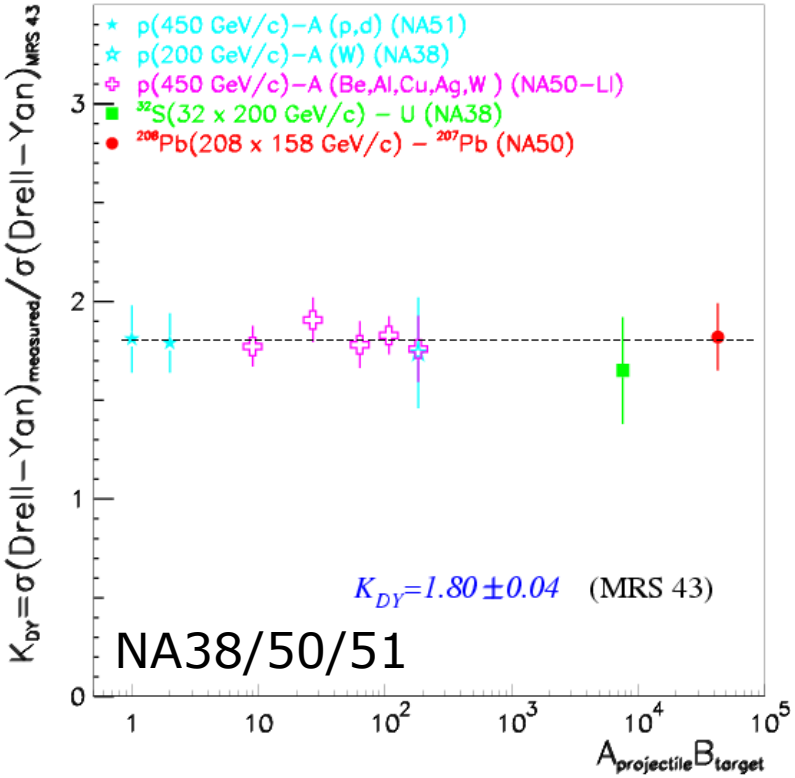
$$\sigma_{DY}^{pA} = A\sigma_{DY}^{pp}$$

$$\sigma_{DY}^{AB} = AB\sigma_{DY}^{pp}$$

Non completamente corretto, occorre tenere conto dell' isospin dei nucleoni, ovvero si ha $\sigma_{DY}^{pp} \neq \sigma_{DY}^{pn} \neq \sigma_{DY}^{np} \neq \sigma_{DY}^{nn}$

Drell-Yan in pA e AB





- Sia in collisioni p-A, sia in collisioni AB, la sezione d'urto per collisione nucleone-nucleone è una costante

→ Il Drell-Yan non è sensibile ad effetti nello stato finale e/o iniziale

Cancellazione errori sistematici

- Ricordiamo che la sezione d' urto per un processo generico A è data da

$$\sigma_A = \frac{N_A}{L \times A \times \underbrace{\varepsilon_1 \times .... \times \varepsilon_n}_{\text{Efficienze (tracciamento,vertice,....)}}}$$

Luminosità

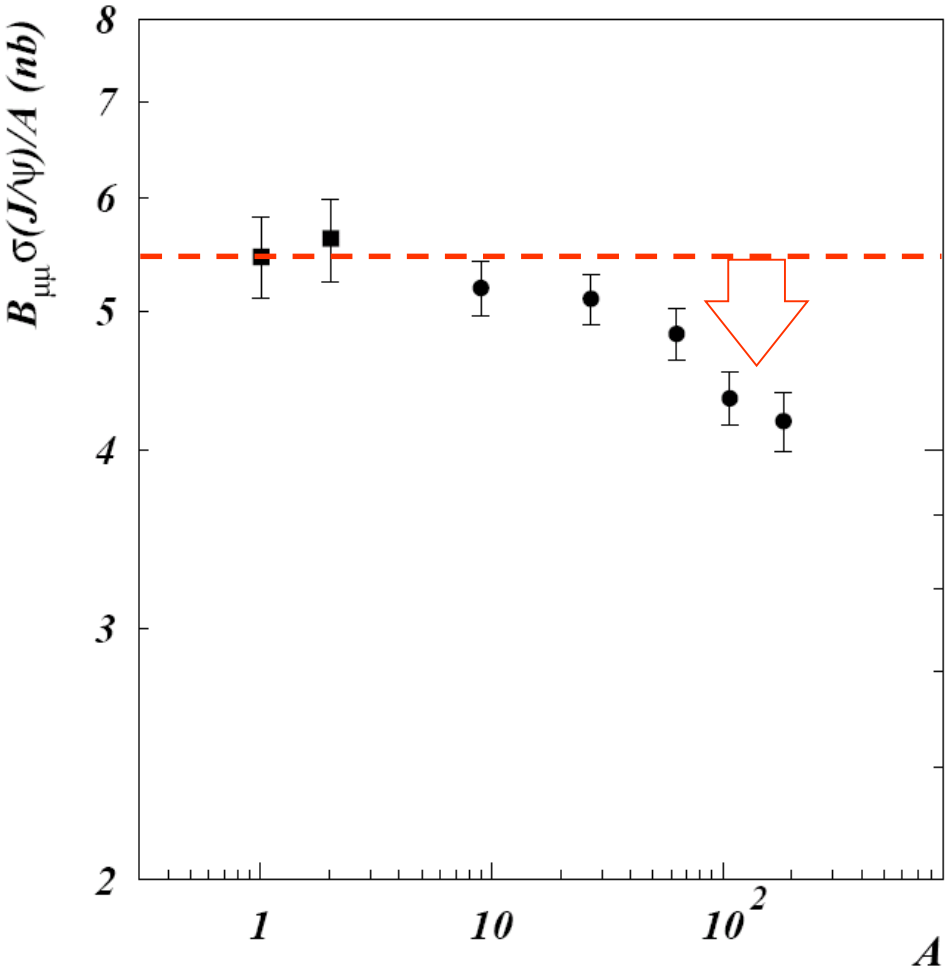
- Se, in un esperimento, si possono ottenere informazioni su una quantità fisica attraverso lo studio di un rapporto di sezioni d' urto, si cancellano gli errori sistematici legati alla luminosità e alle efficienze

- Visto che $\sigma_{DY} \propto A$, lo studio del rapporto $\sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY}$ equivale a studiare la produzione di J/ψ per collisione N-N, con errori sistematici molto limitati

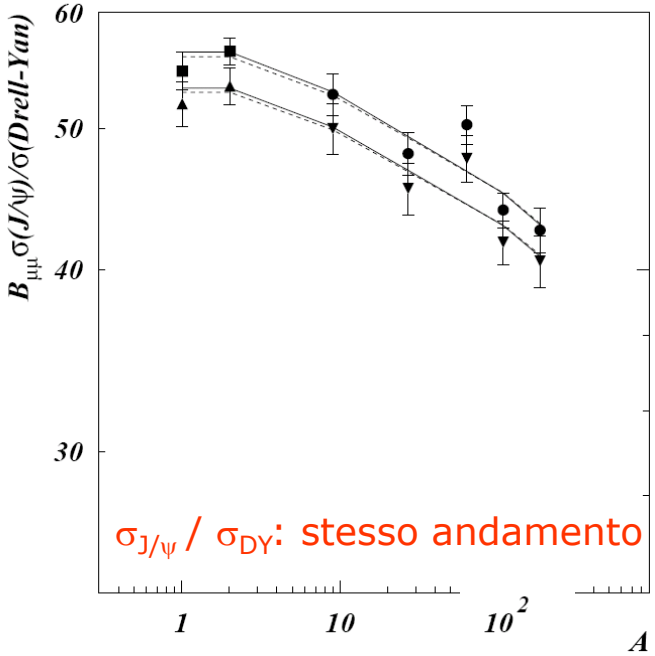
Produzione di J/ψ in collisioni p-A

FNAE
a.a. 2014-2015

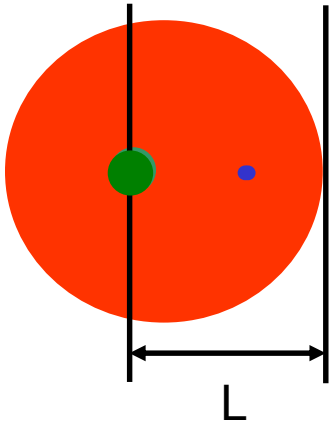
- In collisioni protone-nucleo, NON ci si aspetta la creazione di un QGP, dunque non ci si aspetterebbe a priori una soppressione della J/ψ



Osserviamo tuttavia una significativa diminuzione della produzione di J/ψ per collisione nucleone-nucleone



Assorbimento nucleare



- Quando la J/ψ è stata prodotta, deve attraversare uno spessore L di materia nucleare, nel quale potrebbe essere assorbita

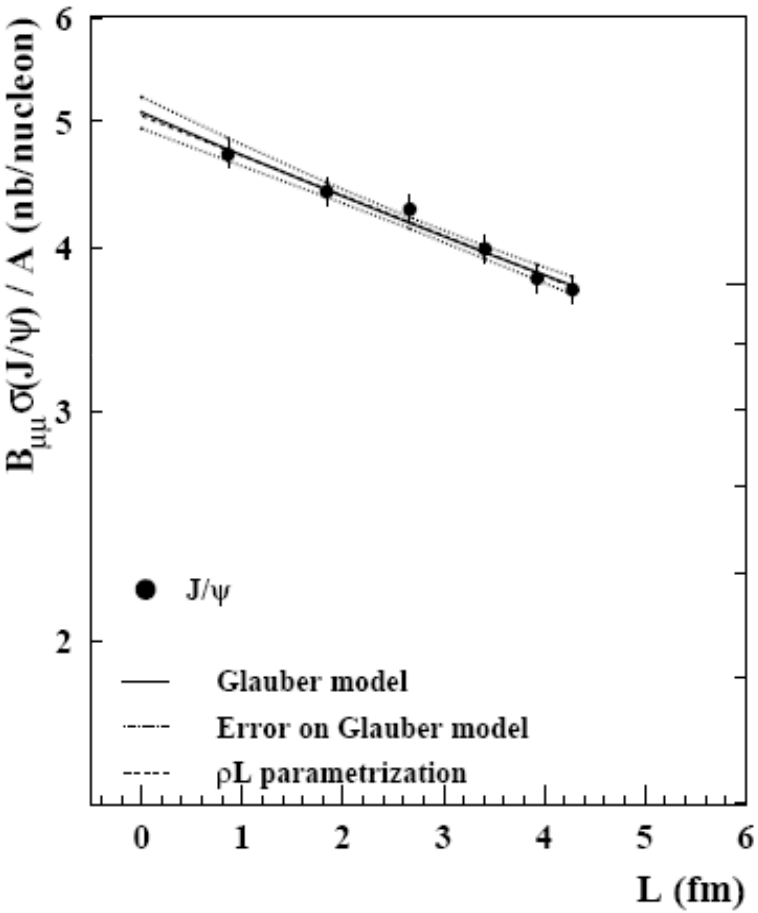
- Se la sezione d' urto di assorbimento nucleare è $\sigma_{abs}^{J/\psi}$, ci aspettiamo di avere

$$\sigma_{pA}^{J/\psi} = A\sigma_{pp}^{J/\psi} e^{-\sigma_{abs}^{J/\psi}\rho L}$$

- Ci aspettiamo anche che stati meno legati (come la ψ') abbiano una sezione d' urto di assorbimento nucleare molto più elevata

$$\sigma_{abs}^{\psi'} >> \sigma_{abs}^{J/\psi}$$ (la ψ' ha dimensioni circa doppie della J/ψ)

Sezione d' urto vs L



- In funzione di L, la sezione d' urto per collisione nucleone-nucleone può essere descritta, come ci si attende, da

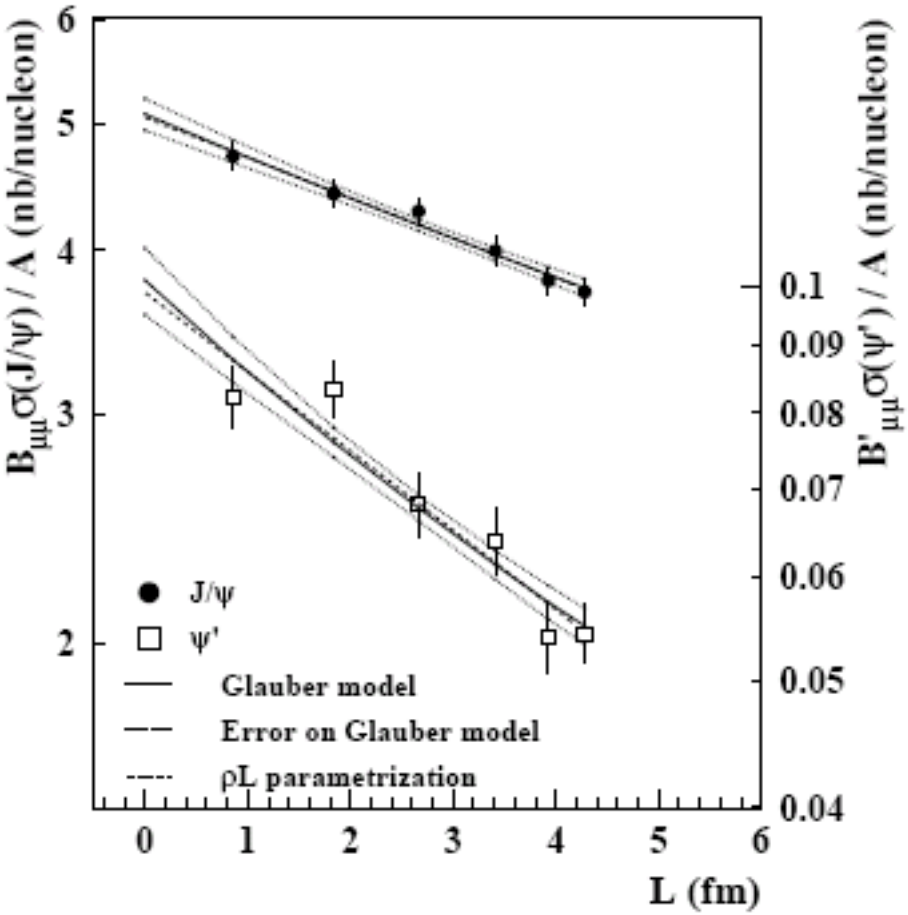
$$\sigma_{pA}^{J/\psi} = A\sigma_{pp}^{J/\psi} e^{-\sigma_{abs}^{J/\psi}\rho L}$$

Il valore della sezione d' urto di assorbimento, estratto da questa serie di dati, è

$$\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4.5 \pm 0.5 \text{ mb}$$

- L può essere calcolata nell' ambito del modello di Glauber (quantità geometrica)

ψ′ vs J/ψ

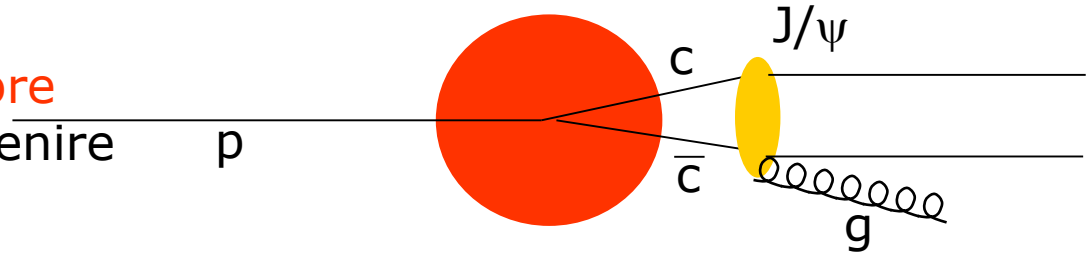


- Come ci si attende, la sezione d′ urto di assorbimento della ψ′ è maggiore di quella della J/ψ

$$\sigma_{abs}^{\psi'} = 8.3 \pm 0.9 \ \text{mb}$$

- Occorre comunque tenere conto che il processo di produzione del charmonio avviene su scale di tempo piuttosto lunghe

- Il nucleo "vede" il $c\bar{c}$ in uno stato di ottetto di colore
- L′ adronizzazione può avvenire fuori dal nucleo



Glauber e assorbimento nucleare (1)

- In assenza di assorbimento nucleare la sezione d' urto di produzione di J/ψ si può scrivere come

$$\sigma_{hard}^{pA} = A\,\sigma_{hard}^{NN} = A\,\sigma_{hard}^{NN} \int d^2s\, T_A(\vec{s})$$

mentre la probabilità di assorbimento nucleare S^{pA} si può scrivere come

$$\begin{aligned} S^{pA} &= e^{-(\text{number of nucleons per surface unity along the trajectory})\,\times\,\sigma_{abs}} \\ &= e^{-(A-1)\int_{z_A}^{\infty} dz\,\rho_A(\vec{s},z)\,\sigma_{abs}} \end{aligned}$$

e mettendo insieme i due ingredienti si ha

$$\sigma_{J/\psi}^{pA} = A\sigma_{J/\psi}^{pp} \int d^2s \int_{-\infty}^{\infty} dz_A \rho_A(\vec{s}, z_A) e^{-(A-1)\int_{z_A}^{\infty} dz \rho_A(\vec{s},z)\sigma_{abs}}.$$

- Si può fittare questa espressione ad un insieme di dati pA, avendo come parametri liberi $\sigma_{pp}^{J/\psi}$ e σ_{abs}

- I risultati sono simili a quelli ottenuti con il fit esponenziale vs L

Glauber fit	σ_0^G	σ_{abs}^G (mb)	χ^2/ndf
J/ψ	5.1 ± 0.1 nb/nuc	4.6 ± 0.6	0.4
ψ'	101 ± 6 pb/nuc	10.1 ± 1.6	1.7

ρL fit	$\sigma_0^{\rho L}$	$\sigma_{abs}^{\rho L}$ (mb)	χ^2/ndf
J/ψ	5.0 ± 0.1 nb/nuc	4.1 ± 0.5	0.3
ψ'	99 ± 5 pb/nuc	8.2±1.0	1.5

Glauber e assorbimento nucleare (2)

- Si può dimostrare che il fit esponenziale vs L rappresenta una approssimazione al primo ordine della formula completa data dal modello di Glauber

- Il fenomeno di assorbimento nucleare deve essere presente anche in collisioni nucleo-nucleo, dove rappresenta un effetto di cui occorre tenere conto prima di poter concludere che si osserva una soppressione dovuta al QGP

- Estrapolando dal caso di collisioni p-A si avrà, per collisioni A-B

$$\sigma_{J/\psi}^{AB} = AB\sigma_{J/\psi}^{pp} \int d^2b\, d^2s \int_{-\infty}^{\infty} dz_A\, \rho_A(\vec{s}, z_A) e^{-(A-1)\int_{-\infty}^{z_A} dz\, \rho_A(\vec{s}, z_A)\, \sigma_{abs}} \times \int_{-\infty}^{\infty} dz_B\, \rho_B(\vec{b}-\vec{s}, z_B)\, e^{-(B-1)\int_{z_B}^{\infty} dz'\, \rho_B(\vec{b}-\vec{s}, z_B)\, \sigma_{abs}}$$

$$\Longrightarrow \frac{dS_{J/\psi}(b)}{d^2b}$$

- Vogliamo calcolare, in funzione della centralità, il valore atteso di $\sigma_{AB}^{J/\psi}$, o di $\sigma_{AB}^{J/\psi}/\sigma_{AB}^{DY}$, quando la J/ψ viene assorbita con sezione d' urto σ_{abs}

Assorbimento nucleare

- In collisioni nucleo-nucleo, lo studio della produzione di J/ψ (o del rapporto (J/ψ)/DY) viene effettuato in funzione di un' osservabile legata alla centralità (E_{ZDC}, n_{ch}, E_T)

$$\frac{dN_{J/\psi}}{dE_{ZDC}} \propto \int d^2b P_{AB}(E_{ZDC},b) \frac{dS_{J/\psi}(b)}{d^2b}$$

Legame b-E_{ZDC}

Assorbimento nucleare (Glauber)

$$P_{AB}(E_{ZDC},b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_{ZDC}}(b)} \exp\left(-\frac{\left(E_{ZDC} - \langle E_{ZDC}(b)\rangle\right)^2}{2\sigma^2{}_{E_{ZDC}}(b)}\right)$$

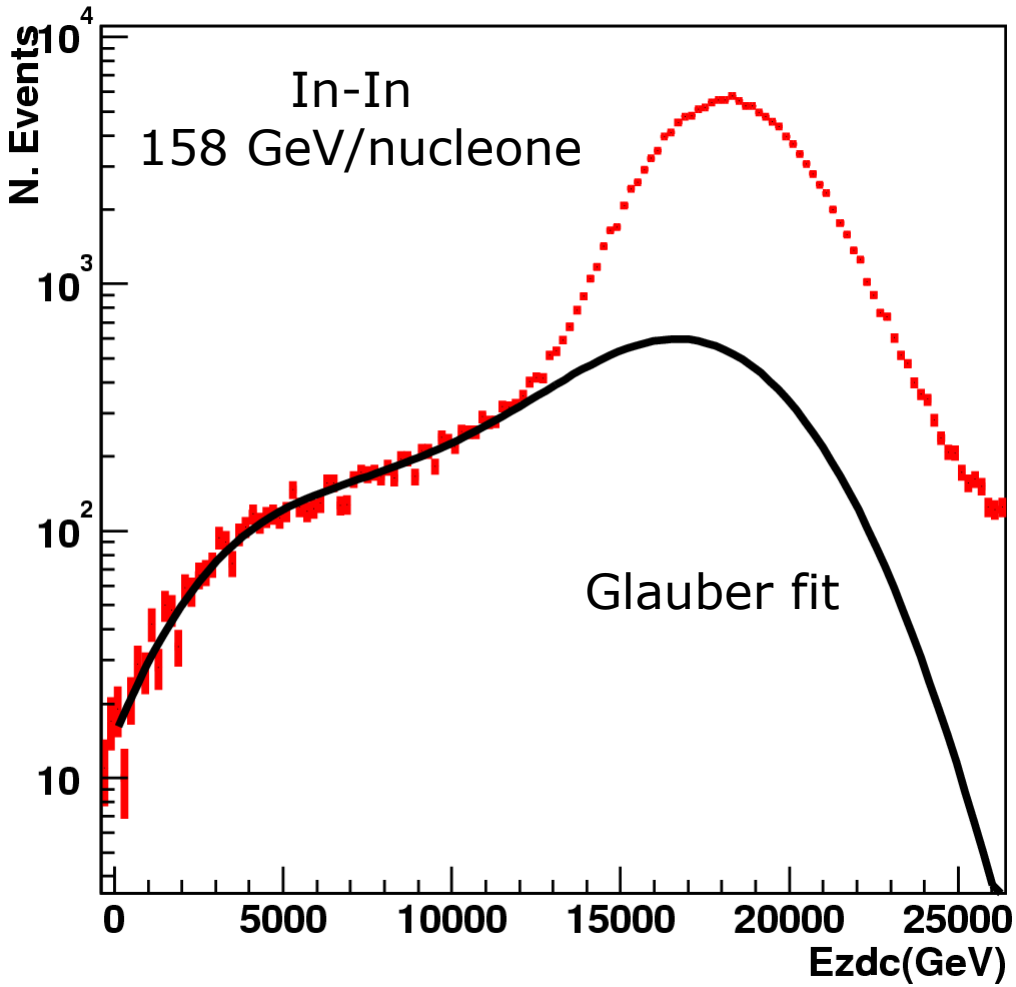
dove
$$\begin{cases} \langle E_{ZDC}(b)\rangle = E_{Beam} \times N_{spect}(b) + \alpha\ N_{part}(b) \\ \sigma_{E_{ZDC}}(b) = (\beta\sqrt{E_{ZDC}(b)} + \gamma E_{ZDC}) \oplus \delta) \end{cases}$$

I parametri α, β, γ, δ possono essere fittati da una distribuzione di eventi "minimum bias"

Relazione E_{ZDC} - centralità

FNAE
a.a. 2014-2015

- Eventi "minimum bias", si richiede semplicemente la presenza di energia depositata nel calorimetro a zero gradi



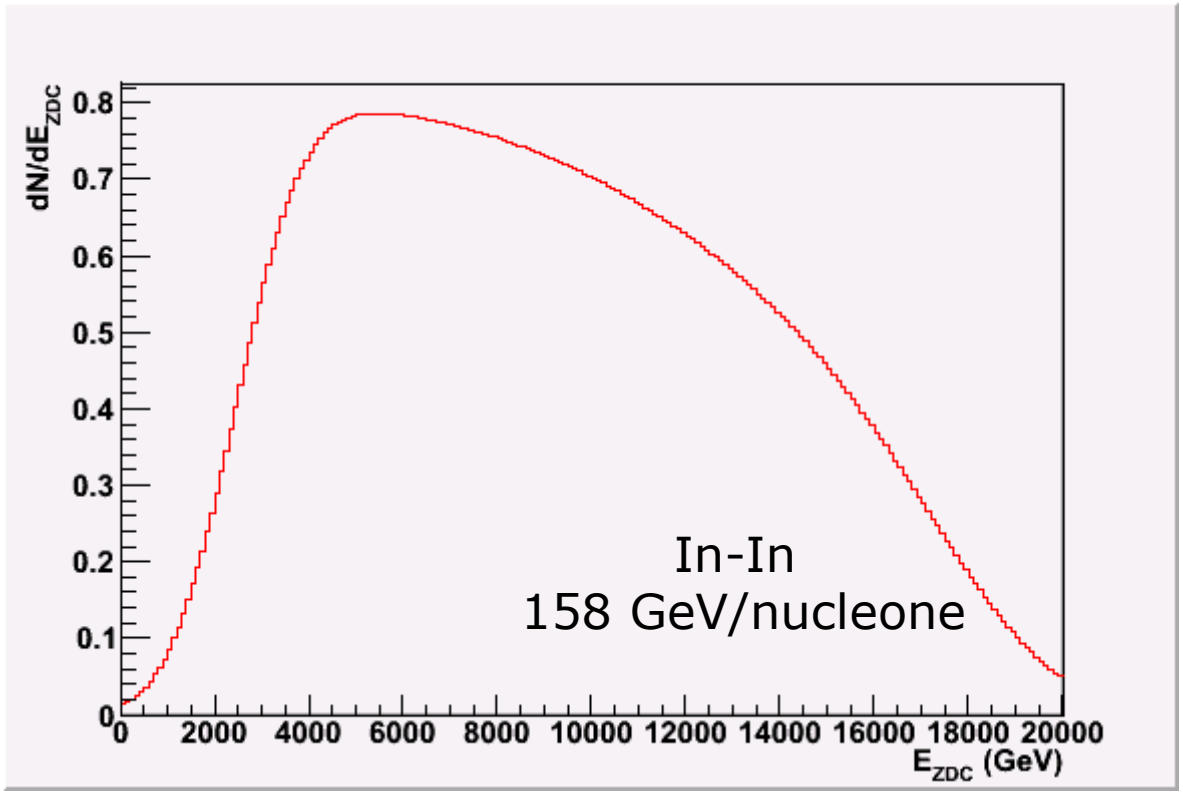
$$\frac{dN_{MB}}{dE_{ZDC}} \propto \int d^2b P_{AB}(E_{ZDC}, b)$$

α = 11 GeV/participant
β = 3.37 $GeV^{1/2}$
γ = 0.062
δ = 780 GeV

Curva di assorbimento (1)

FNAE
a.a. 2014-2015

$$\frac{dN_{J/\psi}}{dE_{ZDC}} \propto \int d^2b P_{AB}(E_{ZDC}, b) \frac{dS_{J/\psi}(b)}{d^2b}$$



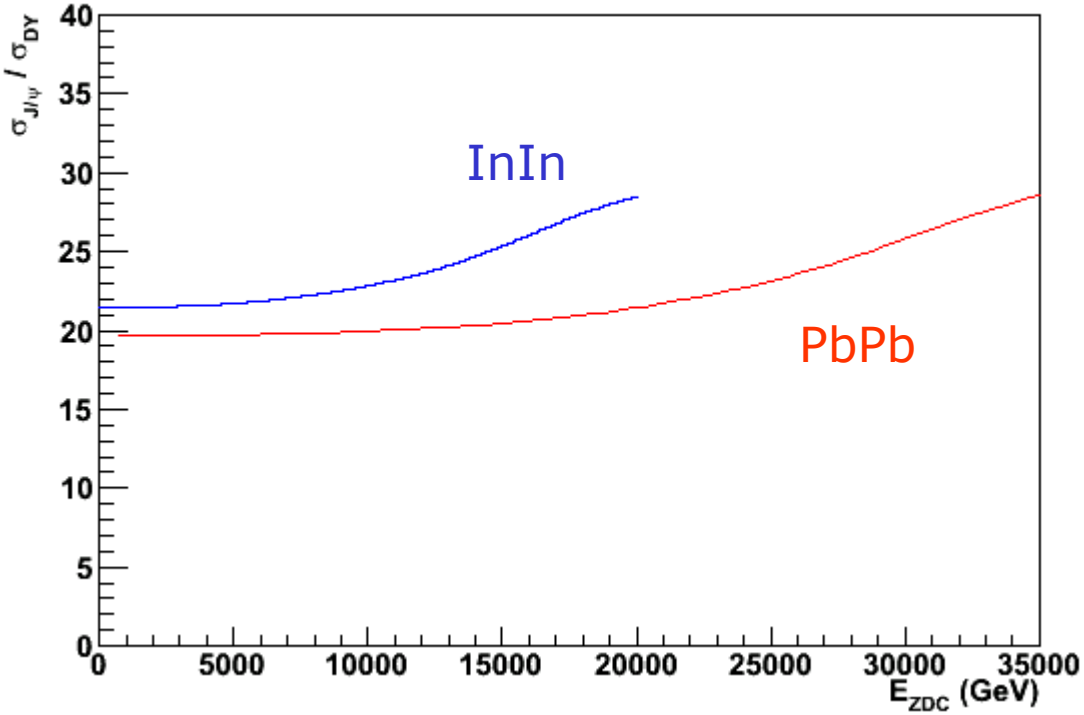
- Andamento atteso della distribuzione di centralità della J/ψ assumendo σ_{abs} = 4.5 mb

Curva di assorbimento (2)

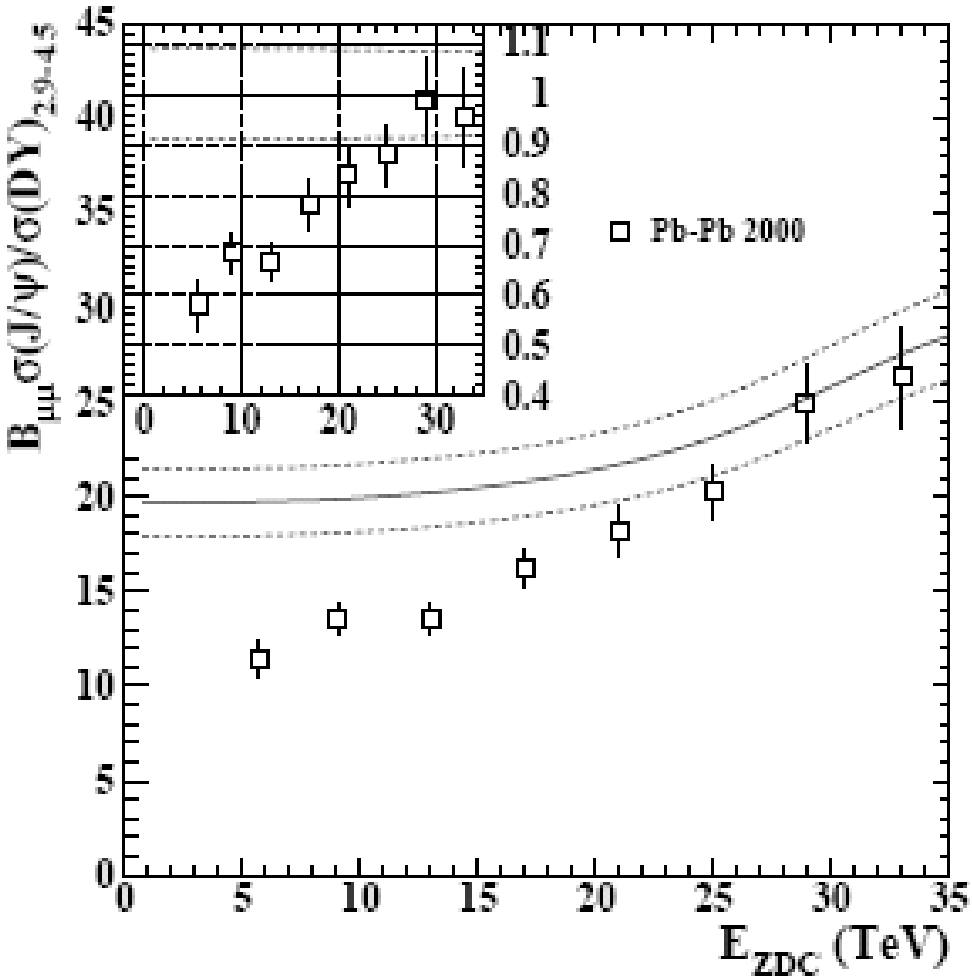
FNAE
a.a. 2014-2015

- Volendo studiare il rapporto (J/ψ)/DY in funzione della centralità, la curva di assorbimento è data dalla relazione

$$\frac{\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY}}(E_{ZDC}) = \left(\frac{\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY}}\right)_{pp} \frac{\int d^2b P_{AB}(E_{ZDC},b)\frac{dS_{J/\psi}(b)}{d^2b}}{\int d^2b P_{AB}(E_{ZDC},b)\frac{dS_{J/\psi}(b)}{d^2b}\Big|_{\sigma_{abs}=0}}$$



Paragone con i dati



- In collisioni Pb-Pb si osserva una soppressione della J/ψ più grande di quella attesa in caso di assorbimento nucleare

Soppressione anomala della J/ψ (NA50, 1996)

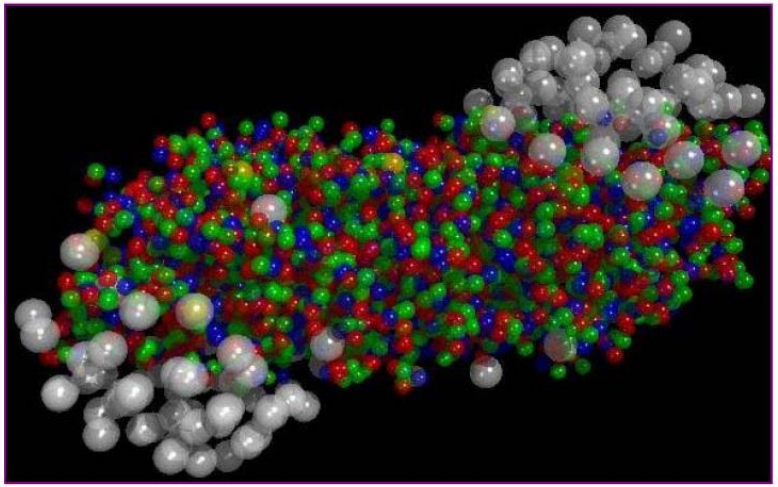
- Forte indicazione di deconfinamento in collisioni di ioni pesanti relativistici

FNAE a.a. 2010/2011

PRESS RELEASE

Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
European Organization for Nuclear Research

New State of Matter created at CERN



At a special seminar on 10 February, spokespersons from the experiments on CERN* 's Heavy Ion programme presented compelling evidence for the existence of a new state of matter in which quarks, instead of being bound up into more complex particles such as protons and neutrons, are liberated to roam freely.

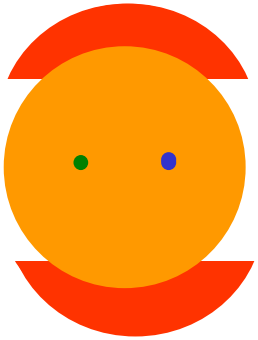
Theory predicts that this state must have existed at about 10 microseconds after the Big Bang, before the formation of matter as we know it today, but until now it had not been confirmed experimentally. Our understanding of how the universe was created, which was previously unverified theory for any point in time before the formation of ordinary atomic nuclei, about three minutes after the Big Bang, has with these results now been experimentally tested back to a point only a few microseconds after the Big Bang.

Professor Luciano Maiani, CERN Director General, said *"The combined data coming from the seven experiments on CERN's Heavy Ion programme have given a clear picture of a new state of matter. This result verifies an important prediction of the present theory of fundemental forces between quarks. It is also an important step forward in the understanding of the early evolution of the universe. We now have evidence of a new state of matter where quarks and gluons are not confined. There is still an entirely new territory to be explored concerning the physical properties of quark-gluon matter. The challenge now passes to the Relativistic Heavy Ion Collider at the Brookhaven National Laboratory and later to CERN's Large Hadron Collider."*

Nuovo stato della materia scoperto al CERN, Febbraio 2000

http://press.web.cern.ch/Press/PressReleases/Releases2000/PR01.00EQuarkGluonMatter.html

Altri meccanismi in gioco?



- Supponiamo che nella collisione NON sia stato creato un QGP, ma solo un gas denso di adroni convenzionali (π, K, etc.)

- Si potrebbe avere una soppressione della J/ψ dovuta a processi del tipo

$$J/\psi + \pi \rightarrow D + \overline{D} + X$$

detta anche soppressione da "hadronic comovers" ?

Assorbimento da "comovers"(1)

- Nella formula per l'assorbimento nucleare compare un termine del tipo

$$e^{-\sigma_{abs}^{J/\psi}\rho L}$$

- Nel caso dei comover la loro densità dipende dal tempo (il gas di adroni prodotto nella collisione è soggetto ad espansione). Il termine di assorbimento diventa

$$e^{-\int_{\tau_{pro}}^{\tau_f} d\tau \sigma_0 v n_{co}(\tau)}$$

dove
τ_{pro}: tempo di produzione dell' adrone
τ_f: tempo di freeze-out (fine interazioni)
σ_0:sezione d' urto J/ψ-adrone
v: velocità relativa J/ψ-adrone
$n_{co}(\tau)$:densità comover al tempo τ

n_{co} evolve col tempo

$$n_{co}(\tau) = \frac{\tau_{pro}}{\tau} n_{co}(\tau_{pro})$$

(evoluzione idrodinamica)

Assorbimento da "comovers"(2)

- Eseguendo l' integrale della trasparenza precedente si ottiene il termine

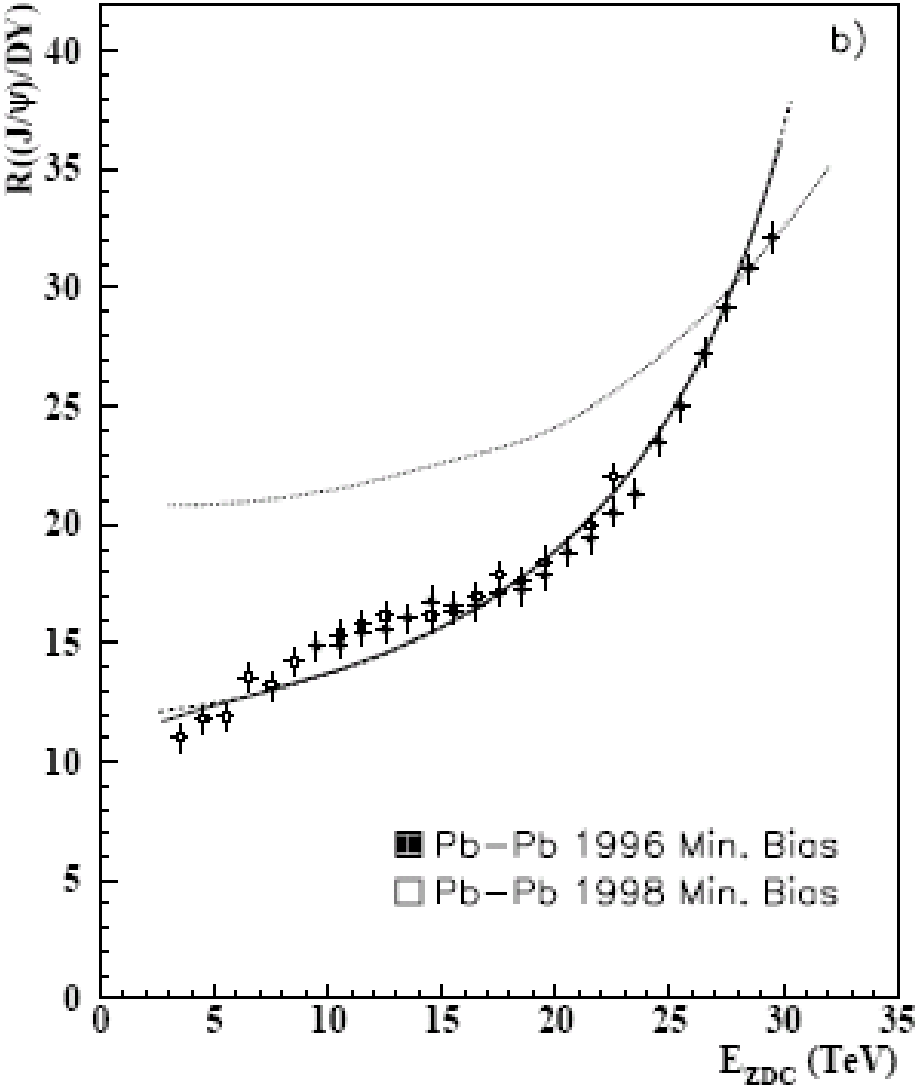
$$e^{-\sigma_0 v n_{co}(\tau_{pro})\tau_{pro}\log(\tau_f/\tau_{pro})}$$

- Usando il legame tra tempo e densità di comovers si ottiene

$$S^{co}_{J/\psi}(b) = \frac{\int d^2 s e^{-\sigma_0 v n_{co}(\tau_{pro})\tau_{pro}\log(n_{co}(\tau_{pro})/n_{co}(\tau_f))}\left[\frac{d^2 S_{J/\psi}(b,s)}{d^2 b d^2 s}\right]}{\int d^2 s\left[\frac{d^2 S_{J/\psi}(b,s,\sigma_{abs}=0)}{d^2 b d^2 s}\right]}$$

- Questa espressione, contrariamente al caso dell' assorbimento nucleare, contiene molti parametri liberi, che non si possono fissare in modo sicuro usando dati sperimentali

Confronto con i dati



- I risultati di NA50, per collisioni PbPb, possono essere riprodotti piuttosto bene assumendo

$$\sigma_0 = 1\,\mathrm{mb}$$

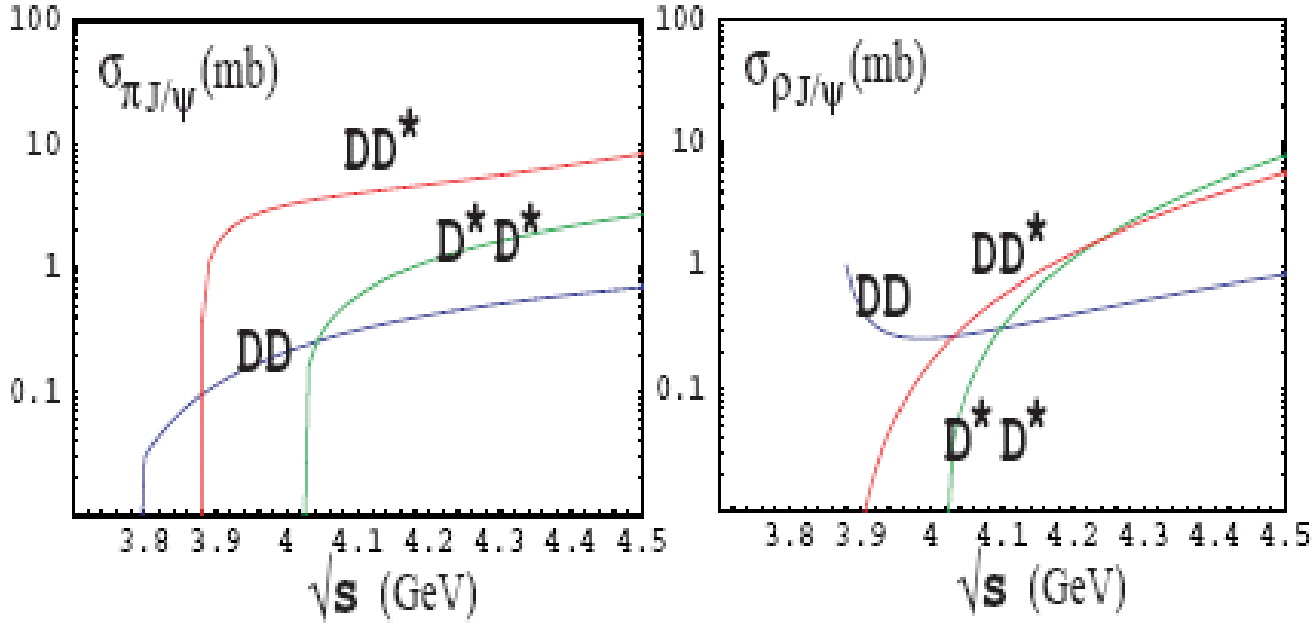
...e altri valori più o meno ad hoc per gli altri parametri del modello

- Problema: questi parametri, ottenuti da un fit sui dati, sono ragionevoli?

Comovers – analisi (1)

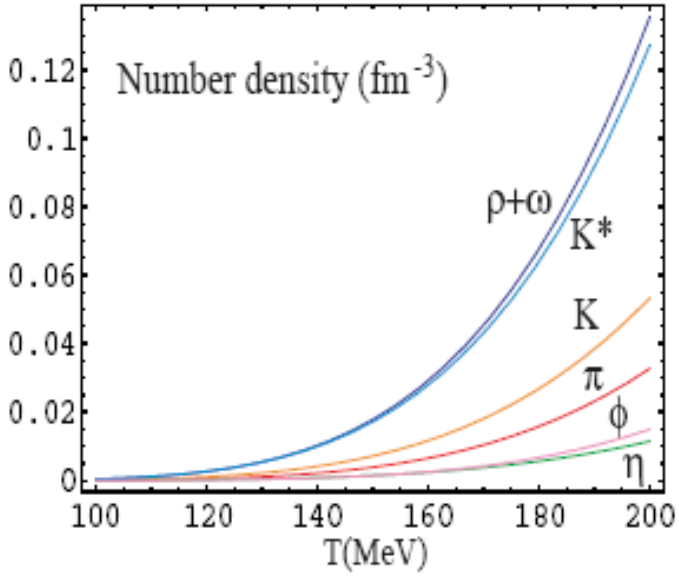
- Modello piu' "microscopico"

- Calcolo dissociazione J/ψ ad opera di varie risonanze (π,ρ,....)
- Approccio basato su una lagrangiana effettiva

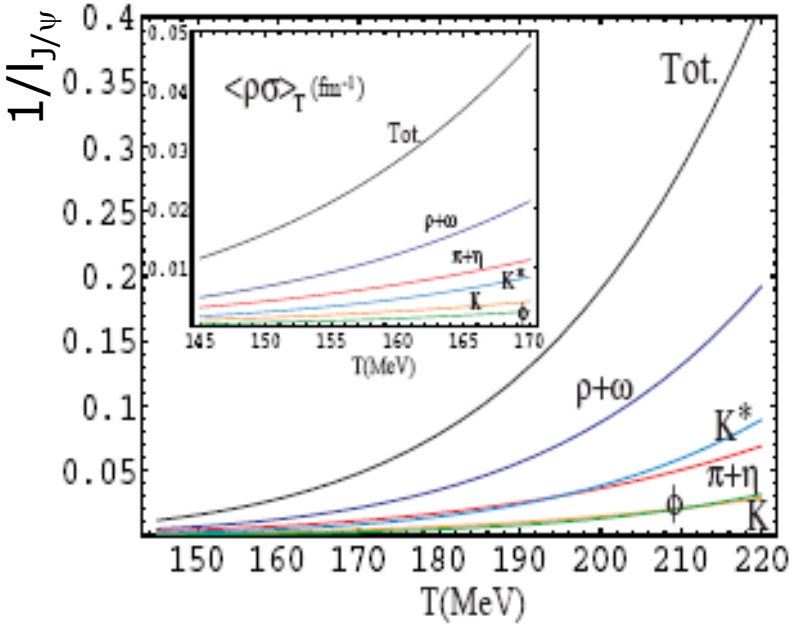


- Assumiamo che in collisioni periferiche NON si produca un QGP, ma supponiamo di creare nell' interazione un gas di risonanze in equilibrio termico

Comovers – analisi (2)



- In funzione della temperatura, avendo assunto equilibrio termico, si possono calcolare le densità di comovers che possono dissociare la J/ψ (pioni soppressi perchè la reazione è sotto soglia per pioni di bassa energia)



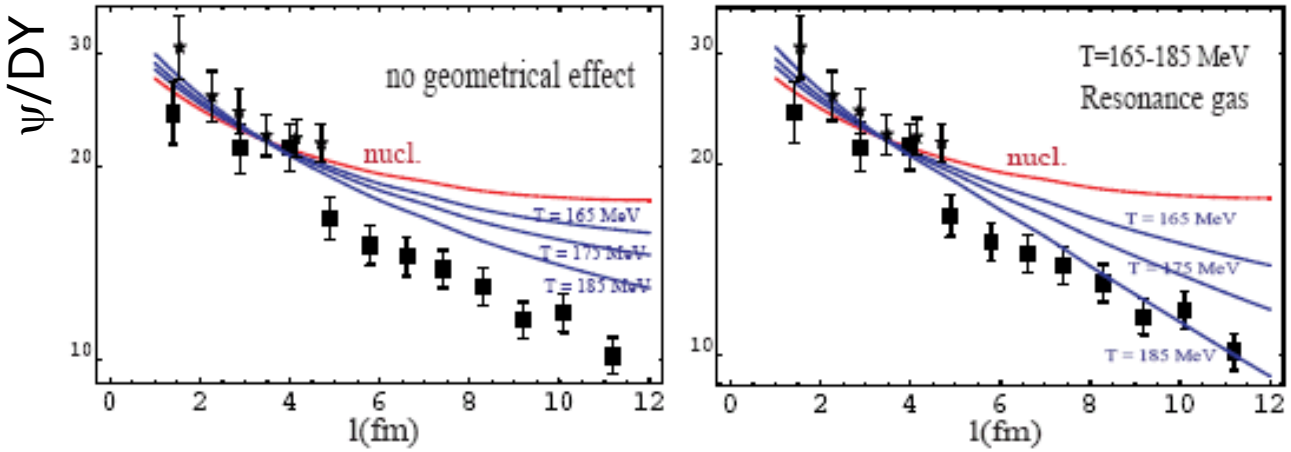
- Quindi la lunghezza di assorbimento $l_{J/\psi}$ della J/ψ diminuisce fortemente all' aumentare di T

Comovers – analisi (3)

- Fissando una temperatura, si può calcolare l' effetto sulla J/ψ in funzione della centralità, e fissare un range di temperature che ben descrive i dati Pb-Pb periferici (dove non ci si aspetta formazione di QGP)

$$S_{co} \propto e^{-\sum_i \langle \rho_i \sigma_i \rangle \frac{3}{8} l}$$

(3/8l è la lunghezza media traversata dalla J/ψ, assumendo fireball sferica)



l=2R-b

- Il plot di dx tiene conto dell' aumento di densità di energia (e di T) all' aumentare della centralità

- Per arrivare a descrivere, in modo approssimato, i dati, occorre usare temperature dell' ordine di 200 MeV (per eventi centrali), troppo elevate per un gas adronico

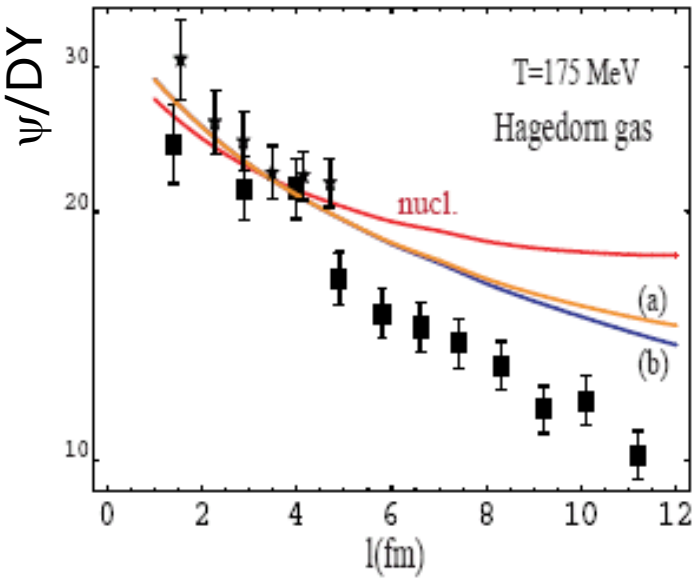
Comovers – analisi (4)

FNAE
a.a. 2014-2015

- È noto, fin dagli anni ’70, che aumentando la temperatura in un gas di adroni, si ottiene un sistema con un numero via via crescente di risonanze, con uno spettro esponenzialmente crescente con la massa (Hagedorn gas)

- La situazione diverge ad una temperatura T_H, al di là della quale il sistema deve transire ad una fase deconfinata

- Il calcolo della trasparenza precedente può essere ripetuto, assumendo T= 175 MeV e T_H=177 MeV (valore plausibile)



- L’ assorbimento non può più crescere, a causa del limite superiore $T=T_H$ per un gas di adroni

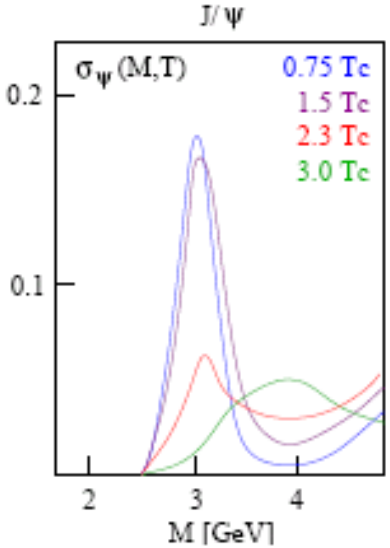
I dati mostrano un assorbimento più forte

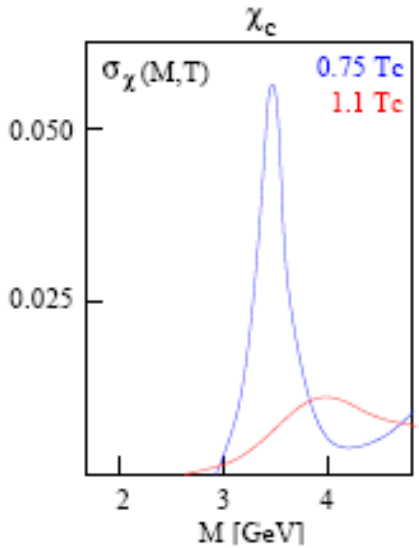
L’ assorbimento da “comovers” NON spiega la soppressione anomala della J/ψ

Dissociazione nel QGP, QCD su reticolo

- In epoca recente sono diventati disponibili risultati di lattice QCD relativi alla temperatura di dissociazione di alcune risonanze del charmonio

state	$J/\psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\psi'(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon(2S)$	$\chi_b(2P)$	$\Upsilon(3S)$
T_d/T_c	2.10	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.60	1.19	1.17



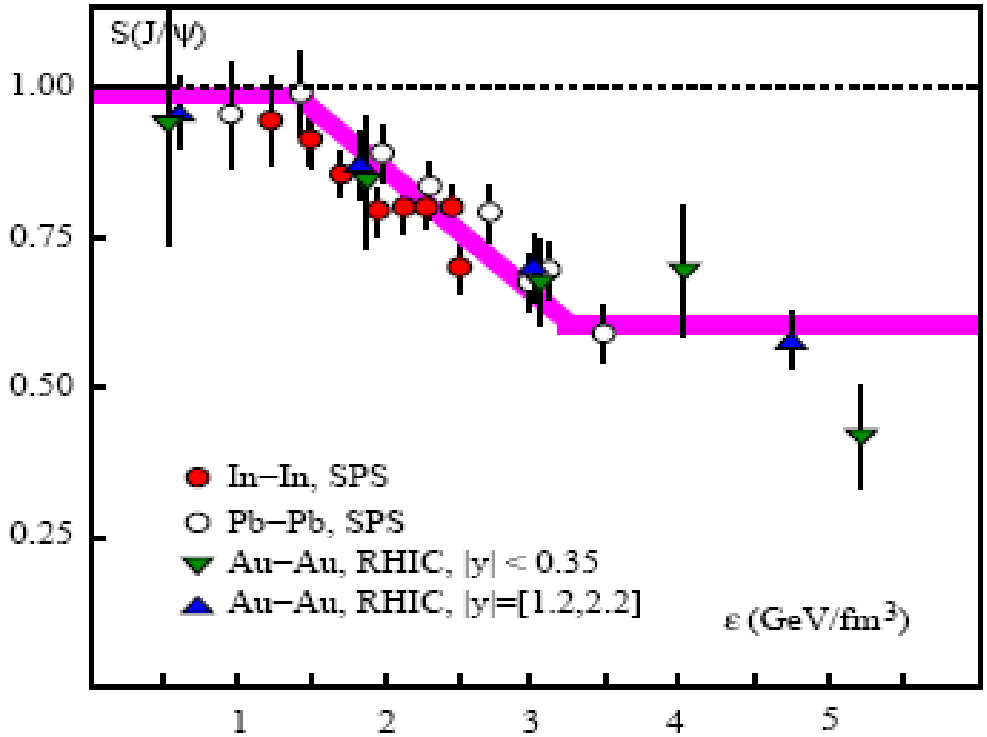


- Anche se fortemente modificata, la J/ψ pare sopravvivere come risonanza a temperature superiori a $T=2T_c$, mentre la χ_c (e la ψ') vengono dissociate a $T \sim T_c$

- Temperature dell' ordine di 350 MeV ($\sim 2T_c$) difficilmente possono essere raggiunte, non solo all' SPS, ma anche a RHIC

- Se così fosse, ci si aspetterebbe di dissociare, sia all' SPS sia a RHIC, solo le J/ψ provenienti dal decadimento degli stati χ_c e ψ'

Paragone SPS vs RHIC



Densità di energia

- Dividiamo il tasso di produzione di J/ψ osservato per il tasso di produzione che si avrebbe in caso di assorbimento nucleare

- La soppressione anomala inizia a manifestarsi in collisioni semiperiferiche all' SPS e aumenta fino a raggiungere un livello di soppressione del 40% in collisioni Pb-Pb centrali all' SPS e Au-Au a RHIC

Le osservazioni sono compatibili con una soppressione a SPS e RHIC degli stati χ_c e ψ' (che contribuiscono per il 30% e 10% al tasso totale di J/ψ osservate) → deconfinamento con $T>T_c$

Ricombinazione $c\bar{c}$ (1)

- Consideriamo la molteplicità media di quark pesanti che si producono a SPS, RHIC e LHC

	SPS	RHIC	LHC
charm	0.2	10	200
bottom	…..	0.05	6

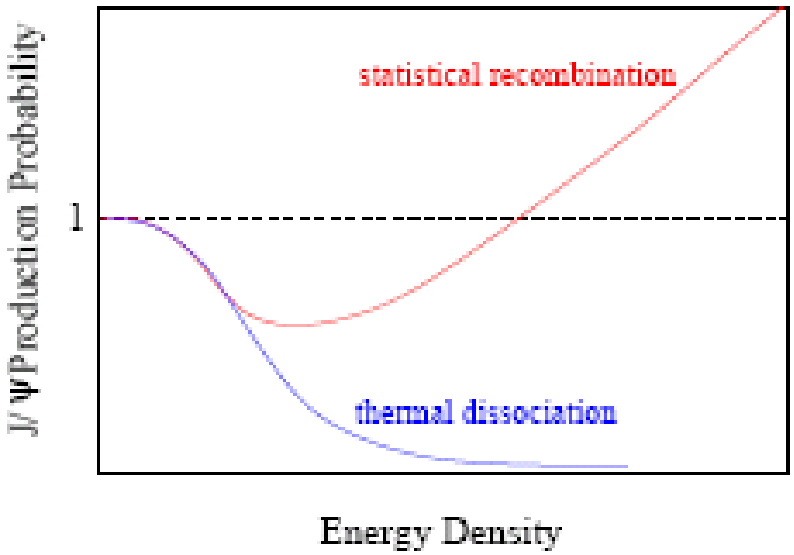
- All' SPS la produzione di quark c può essere considerata un processo raro, a RHIC, e ancor più a LHC, questo non è più il caso

- A partire dalle energie di RHIC, le coppie cc che non si possono legare nella fase deconfinata potrebbero farlo nella fase adronica, in quanto la molteplicità elevata di quark pesanti rende possibile una loro ricombinazione

- La probabilità di ricombinazione aumenta con la densità di quark pesanti

→ si potrebbe avere un' eccedenza di J/ψ

Ricombinazione $c\bar{c}$ (2)

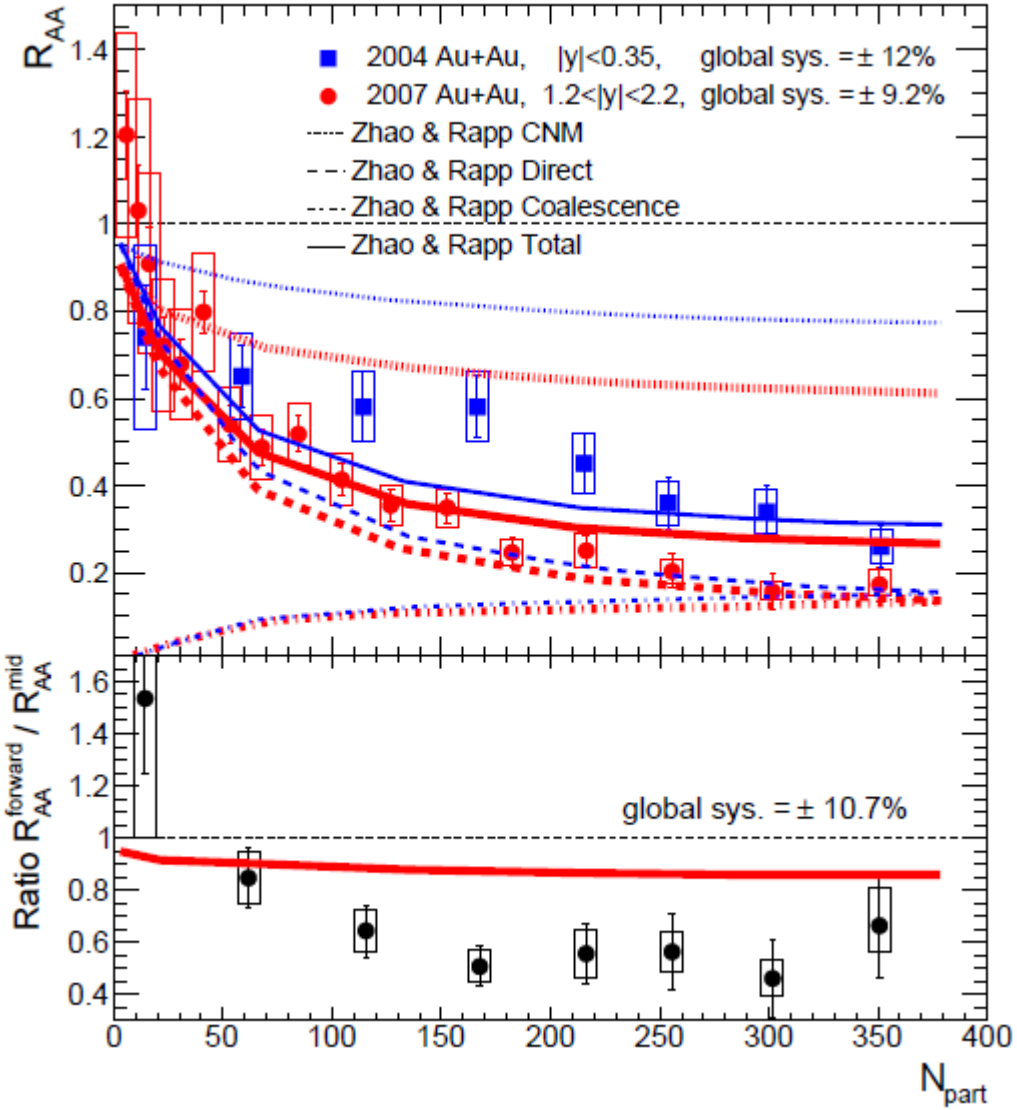


- Ci si aspetta che il numero di coppie che si ricombinano statisticamente sia proporzionale a N^2_{cc} (processo combinatoriale)

- Tuttavia, la misura della sezione d' urto totale di produzione di open charm in collisioni nucleo-nucleo non è molto accurata

- Questo fenomeno viene preso in considerazione da modelli che prevedono la soppressione a RHIC anche delle J/ψ primarie (non da χ_c e ψ')

Ricombinazione $c\bar{c}$ (3)



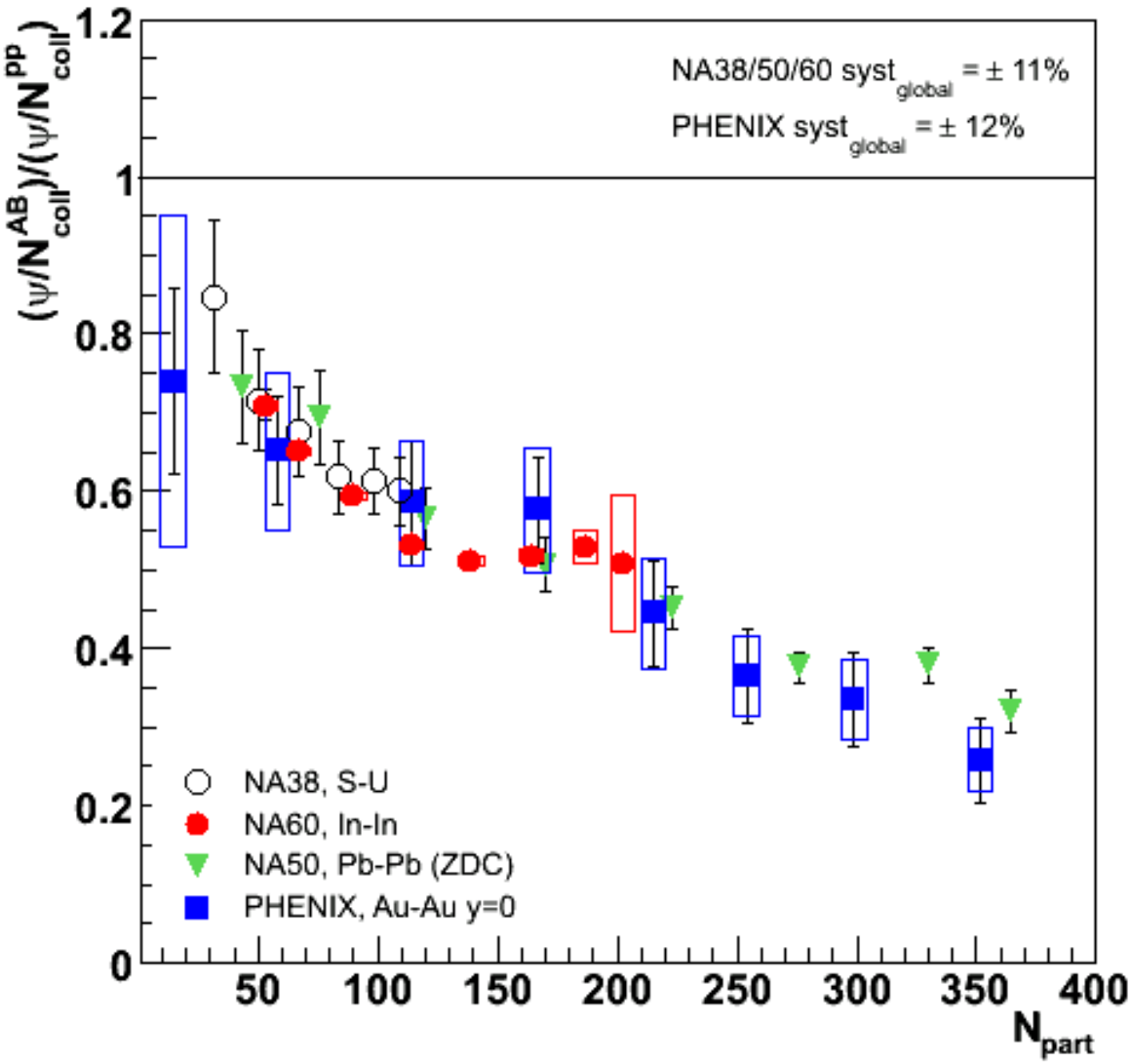
$$R_{AA}(J/\psi) = \frac{\sigma_{AA}(J/\psi)}{N_{coll}\sigma_{pp}(J/\psi)}$$

R_{AA} misura le deviazioni dallo scaling con il numero di collisioni

(sia dovute ad assorbimento nucleare, sia a QGP)

- Si possono riprodurre i dati di RHIC assumendo che la soppressione sia maggiore che all' SPS, ma che vi sia rigenerazione via ricombinazione

Situazione pre-LHC...



- SPS

→ Soppressione anomala (oltre l' assorbimento nucleare)

Probabile segno di deconfinamento (ipotesi comover non soddisfacente)

- RHIC

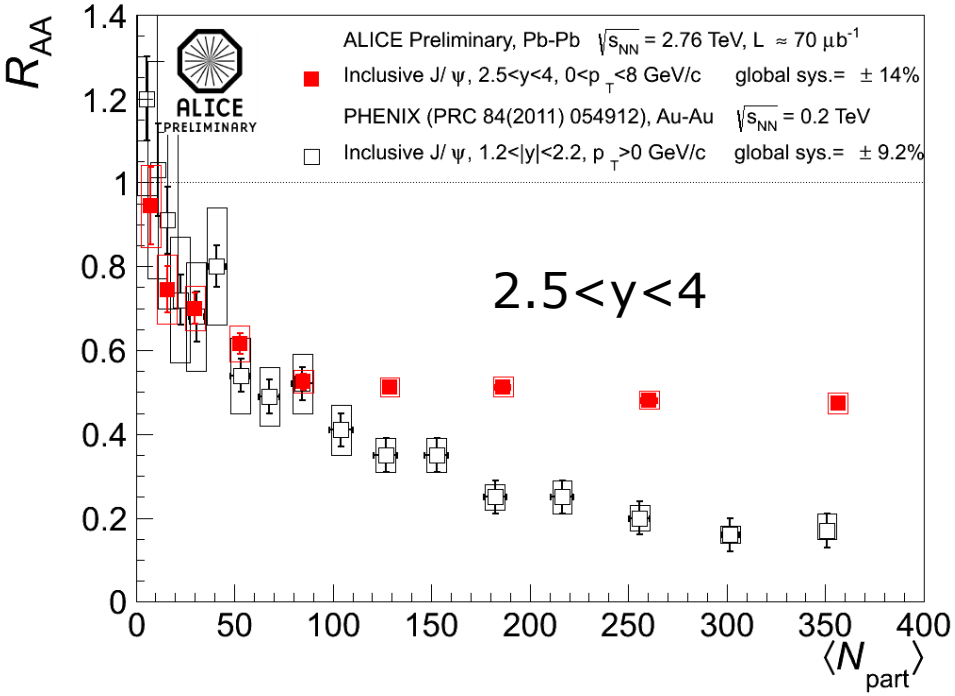
→ Soppressione ~ SPS

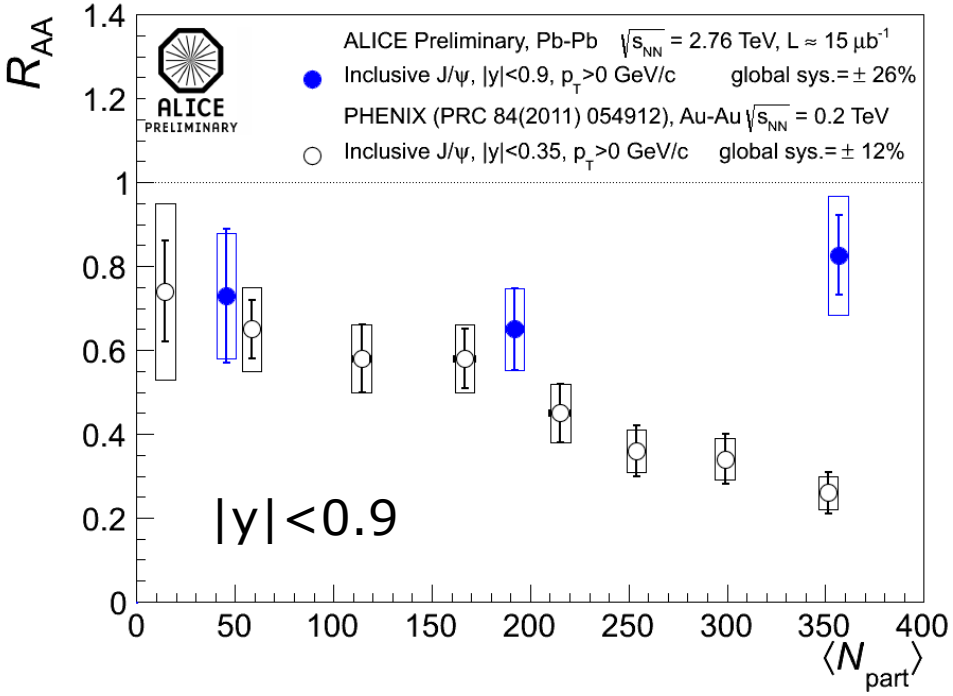
2 ipotesi

1) soppressione χ_c + J/ψ rigenerazione
2) Soppressione χ_c , no rigenerazione

Nuovi risultati da LHC

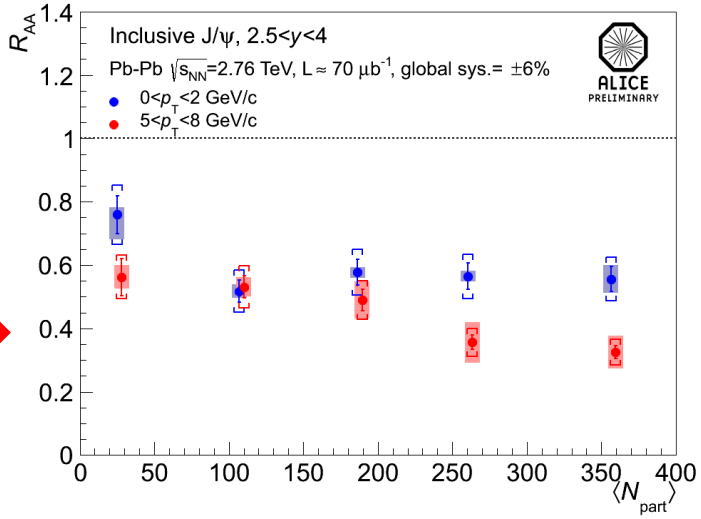
FNAE
a.a. 2014-2015





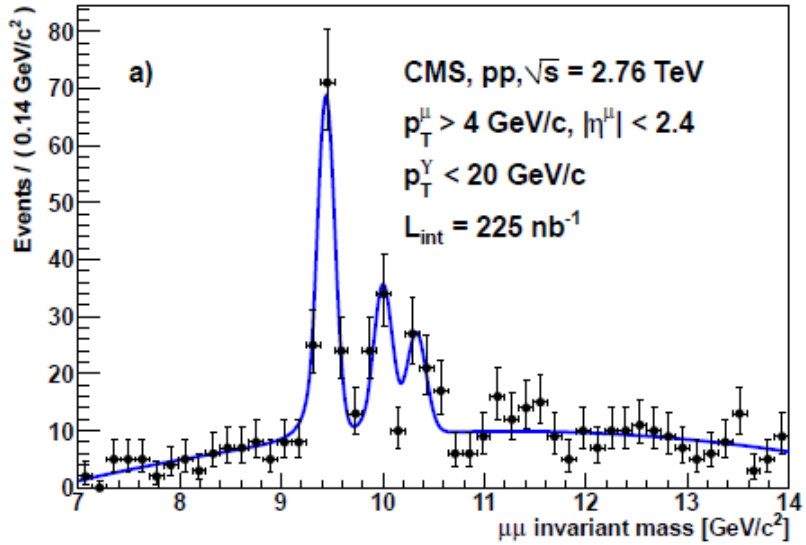
Soppressione minore che a RHIC !
Stiamo osservando un segnale legato alla rigenerazione ??

Sembrerebbe di si'. Soppressione minore a basso p_T, come ci si aspetta in caso di rigenerazione

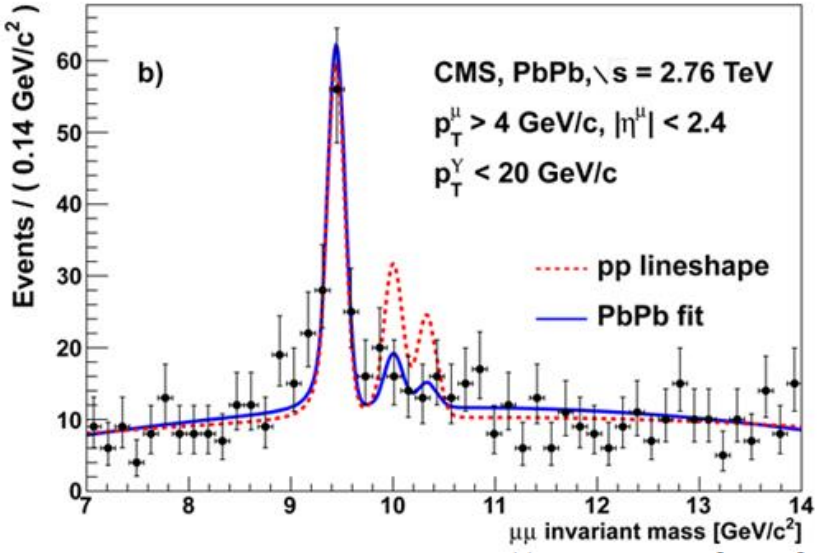


Soppressione della Υ

FNAE
a.a. 2014-2015



pp
Picchi delle risonanze
Υ(1S), Υ(2S), Υ(3S)
chiaramente visibili



Pb-Pb
Picchi delle risonanze
Υ(2S), Υ(3S)
fortemente soppressi !

Come ci si attende, le risonanze meno legate sono soppresse
L' effetto della rigenerazione e' trascurabile per gli stati bb